

ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΕΠΙ ΤΩΝ ΑΡΧΩΝ ΚΑΙ ΝΟΜΩΝ ΤΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗΣ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ

Οι σημειώσεις αυτές απευθύνονται στους φοιτητές του Δ Εξαμήνου του Τμήματος Γεωλογίας και Γεωπεριβάλλοντος (ΕΚΠΑ), στα πλαίσια του μαθήματος του νέου Προγράμματος Σπουδών ΓΕΩΦΥΣΙΚΗ (Υ4202).

Αποτελούν απόσπασμα του βιβλίου του Καθηγητή Ταξιάρχη Παπαδόπουλο (τον ευχαριστώ για την παραχώρησή τους) «ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΓΕΩΦΥΣΙΚΗ», εκδόσεις Νέων Τεχνολογιών.

Στην διδαχθείσα ύλη περιλαμβάνεται και εκείνη που, επί πλέον, έχει παρουσιαστεί στις διαλέξεις του Μαθήματος.

Γιάννης Αλεξόπουλος

Καθηγητής Εφαρμοσμένης Γεωφυσικής

Αθήνα, 2026

Η Σεισμική Μέθοδος

Περιεχόμενα

1 Γενικά	3
2 Ελαστικές σταθερές	4
3 Σεισμικά κύματα	7
3.1 Ταχύτητες των σεισμικών κυμάτων	9
3.2 Ακτινικές τροχιές ή σεισμικές ακτίνες σε στρωματοποιημένη δομή.....	10
3.3 Αρχή Huygens.....	12
3.4 Αρχή Fermat	12
3.5 Ανάκλαση	13
3.6 Διάθλαση	14
3.7 Νόμος Snell	16
3.8 Οριακή διάθλαση	18
4 Η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης	20
4.1 Η περίπτωση ενός ομογενούς στρώματος	20
4.2 Η περίπτωση της παρουσίας μιας ασυνέχειας	21
4.3 Η εξίσωση του χρόνου διαδρομής	22
4.4 Ο υπολογισμός του πάχους	23
4.5 Ταυτόχρονη άφιξη των απ' ευθείας και οριακά διαθλώμενων κυμάτων	24
4.6 Οριακή απόσταση	24
4.8 Μια ασυνέχεια υπό κλίση	26
4.9 Προσδιορισμός της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής	29
4.10 Υπολογισμός του πάχους	31
5 Η μέθοδος της σεισμικής ανάκλασης	33
5.1 Προσδιορισμός της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής	33
5.2 Διόρθωση NMO (Normal Move Out)	35
5.3 Η μέτρηση της σεισμικής ταχύτητας και του πάχους του επιφανειακού στρώματος.....	37
5.4 Σχέση των απ' ευθείας και ανακλώμενων κυμάτων	39
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΗΓΕΣ	39

Η Σεισμική Μέθοδος

1 Γενικά

Τα σεισμικά κύματα είναι φορείς «μηνυμάτων» πληροφοριών για τη δομή του εσωτερικού της γης. Τα κύματα αυτά προκαλούν την ταλάντωση των γεω-υλικών, γεγονός που σημαίνει ότι τα σωματίδια της ύλης απομακρύνονται από τη θέση ισορροπίας τους προσωρινά, κινούμενα μπροστά-πίσω μέχρι να σταματήσουν.

Η ικανότητα του γεω-υλικού να παραμορφωθεί προσωρινά με το πέρασμα των σεισμικών κυμάτων μπορεί να περιγραφεί από τις **ελαστικές ιδιότητες** του. Αυτές οι φυσικές ιδιότητες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον διαχωρισμό των διαφορετικών γεω-υλικών. Οι ελαστικές ιδιότητες επιδρούν στις ταχύτητες διάδοσης των σεισμικών κυμάτων μέσα από τα υλικά αυτά.

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει αναφορά για τις ελαστικές ιδιότητες των υλικών καθώς και για τα διαφορετικά είδη σεισμικών κυμάτων, τα οποία διαδίδονται μέσα στα γεω-υλικά.

Κυρίως χρησιμοποιούνται **ελεγχόμενες σεισμικές πηγές**, οι οποίες παρέχουν πληροφορίες τόσο για τις σεισμικές ταχύτητες, όσο και για τη δομή του φλοιού της γης.

Η μέθοδος της **σεισμικής διάθλασης** είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για τη χαρτογράφηση του «υποβάθρου», τα πάχη, τις σεισμικές ταχύτητες και τις φυσικές ιδιότητες μίας γεωδομής αρκετών δεκάδων μέτρων.

Η μέθοδος της **σεισμικής ανάκλασης** χρησιμοποιείται για τη λεπτομερή διερεύνηση γεωδομών αρκετών εκατοντάδων μέτρων, ενώ αντίστοιχες πληροφορίες για πολύ μεγαλύτερα βάθη από τη μελέτη σεισμικών κυμάτων που προέρχονται από ένα σεισμικό γεγονός (μεγάλο σεισμό).

2 Ελαστικές σταθερές

Εάν δημιουργηθούν κύματα με ένα **κτύπημα ενός σφυριού** σε σκληρό πέτρωμα, τότε τα κύματα αυτά θα οδεύσουν μέσω του πετρώματος ως σωματιδιακές (μοριακές) μετατοπίσεις, με τρόπο ανάλογο που διαδίδονται τα κύματα μέσα στο νερό, ως μετατοπίσεις των υδατικών μορίων. Μετά τη διέλευση της διαταραχής (παραμόρφωσης) τα σωματίδια επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση (εκτός ίσως των σημείων που βρίσκονται ακριβώς στη θέση του κτυπήματος). Με άλλα λόγια, το πέτρωμα έχει υποστεί μια τάση (stress, δύναμη/επιφάνεια), και έχει αλλάξει μορφή ή σχήμα (strain), το οποίο επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση (μορφή ή σχήμα). Αυτή η συμπεριφορά ονομάζεται **ελαστική**. Ο τρόπος και η ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων μέσω των υλικών ελέγχεται από τις ελαστικές ιδιότητες τους. Υλικά τα οποία υπακούουν στο νόμο Hook είναι ελαστικά και παρουσιάζουν μια γραμμική σχέση μεταξύ τάση (stress) και παραμόρφωση (strain) (Means, 1976).

Εάν ένα ελαστικό υλικό υποστεί μια μονοαξονική συμπίεση ή εφελκυσμό, η γραμμική σχέση μεταξύ της εφαρμοζόμενης τάσης σ και της προκύπτουσας παραμόρφωσης ε , δίδεται από τη σχέση:

$$\sigma = E\varepsilon \quad (1)$$

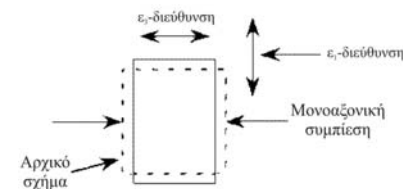
όπου η σταθερά αναλογικότητας **E** ονομάζεται **μέτρο Young**. Καθώς η σταθερά αυτή σχετίζεται απ' ευθείας με την προκύπτουσα παραμόρφωση για μια δεδομένη τάση, φαίνεται πιθανό ότι τα πετρώματα με διαφορετικές τιμές **E** μπορεί να έχουν διαφορετικές ταχύτητες.

Η επιμήκυνση ε , ορίζεται ως η μεταβολή του μήκους μιας γραμμής στην παραμορφωμένη κατάσταση, διαιρούμενη προς το αρχικό της μήκος

$$\varepsilon = \frac{l_f - l_0}{l_0} = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (2)$$

Εάν όπως φαίνεται και στην εικόνα 1-1, ένα ελαστικό σώμα υποστεί μια μονοαξονική συμπίεση, θα σμικρυνθεί στην κατεύθυνση της εφαρμοζόμενης τάσης, αλλά κατά την ίδια στιγμή θα επιμηκυνθεί σε κατεύθυνση κάθετα προς τον άξονα συμπίεσης. Τα μήκη μπορούν να μετρηθούν σε κάθε κατεύθυνση και ο λόγος τους αναφέρεται ως **λόγος Poisson, μ** .

$$\mu = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} \quad \text{όπου } \mu \leq 0.5$$

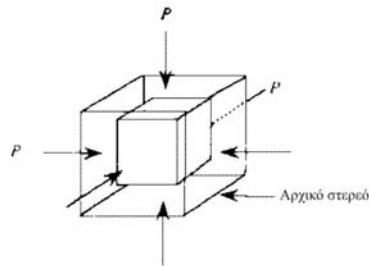


Εικόνα 1-1. Η μονοαξονική συμπίεση που εφαρμόζεται στο σώμα, δημιουργεί μια θετική επιμήκυνση $+\varepsilon_1$ και μια συρρίκνωση $-\varepsilon_3$. Ο λόγος των παραμορφώσεων αυτών αναφέρεται ως λόγος Poisson, μ : Πηγή 1.

Δύο επιπλέον ελαστικές σταθερές είναι επίσης ενδιαφέρουσες. Εάν ένα ισότροπο υλικό υποστεί μια πανταχόθεν πίεση (εικ. 1-2), ο όγκος του θα αλλάξει από ένα αρχικό V_0 σε ένα τελικό V_f και με τη σύγκριση της μεταβολής της πίεσης σε σχέση με τη μεταβολή του όγκου, ορίζεται ένα άλλο μέτρο, το **μέτρο κυβικής ελαστικότητας, k** :

$$k = \frac{\Delta P}{\Delta} \quad \text{όπου } \Delta = \frac{V_f - V_0}{V_0} \quad (3)$$

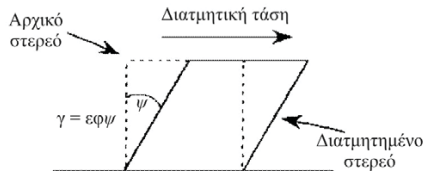
Το μέτρο κυβικής ελαστικότητας δίνει το μέτρο της ασυμπίεστότητας ενός υλικού. Το αντίστροφο του μέτρου κυβικής ελαστικότητας ονομάζεται **συντελεστής συμπίεστότητας**.



Εικόνα 1-2. Μια αλλαγή του όγκου (μείωση) που παράγεται από μια αλλαγή της πίεσης (αύξηση). Ο λόγος της αλλαγής της πίεσης προς την αλλαγή του όγκου είναι ένα μέτρο της ασυμπίεστότητας του υλικού και ονομάζεται μέτρο κυβικής ελαστικότητας, k . Πηγή 1.

Ένα άλλο μέτρο προκύπτει εάν παραμορφωθεί ένα σώμα με απλή διατμητική τάση (εικ. 1-3). Σ' αυτή την περίπτωση μια παραμορφωτική τάση, γ , επάγεται με την εφαρμογή μιας διατμητικής τάσης s . Ο λόγος αυτών των ποσοτήτων είναι το **μέτρο ακαμψίας**, G :

$$G = \frac{\sigma_s}{\gamma} \quad (4)$$



Εικόνα 1-3. Το μέτρο της διατμητικής αντίστασης του υλικού είναι ο λόγος της διατμητικής τάσης προς την διατμητική παραμόρφωση, το οποίο ονομάζεται μέτρο ακαμψίας, G . Η γωνιακή διάτμηση είναι ψ . Πηγή 1

Οι τιμές των **ελαστικών σταθερών** (E , μ , k , και G) των περισσότερων υλικών μπορούν να υπολογισθούν στο εργαστήριο. Μερικές ενδεικτικές τιμές για συνήθη πετρώματα δίδονται στον πίνακα 1-1.

Πίνακας 1-1. Ελαστικές σταθερές & σεισμικές ταχύτητες για επιλεγμένα πετρώματα

Τύπος Πετρώματος	Πυκνότητα ρ	Μέτρο Young E	Λόγος Poisson μ	V_p (m/s)	V_s (m/s)	V_p/V_s
Ασβεστόλιθος	2,71	0,337	0,156	3633	2319	1,57
Χαλαζίτης	2,66	0,636	0,115	4965	3274	1,52
Ψαμμίτης	2,28	0,140	0,060	2488	1702	1,46
Σχιστόλιθος	2,70	0,544	0,181	4680	2921	1,60
Γνεύσιος	2,64	0,255	0,146	3189	2053	1,55
Μάρμαρο	2,87	0,717	0,270	5587	3136	1,78
Γρανίτης	2,66	0,416	0,055	3967	2722	1,46
Γάββρος	3,05	0,727	0,162	5043	3203	1,57
Διαβάσης	2,96	1,020	0,271	6569	3682	1,78
Βασάλτης	2,74	0,630	0,220	5124	3070	1,67
Ανδεδίτης	2,57	0,540	0,180	4776	2984	1,60

Τόφος	1,45	0,014	0,110	996	659	1,51
-------	------	-------	-------	-----	-----	------

Οι μονάδες για το Μέτρο Young είναι $(N/m^2) \times 10^{11}$ και για την πυκνότητα σε g/cm^3 . Πηγή 1.

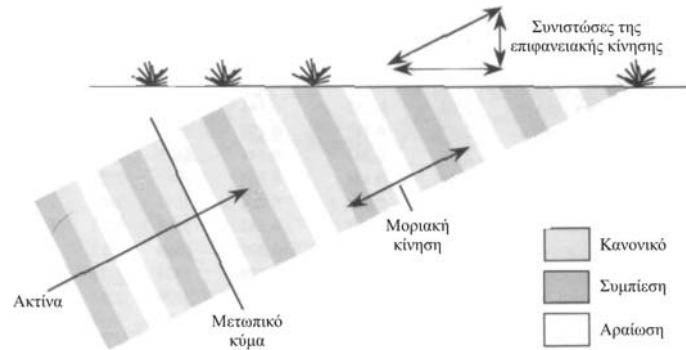
Οι τέσσερις παραπάνω **ελαστικές σταθερές** δεν είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους, αλλά σχετίζονται με τις παρακάτω σχέσεις:

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)} \quad (5)$$

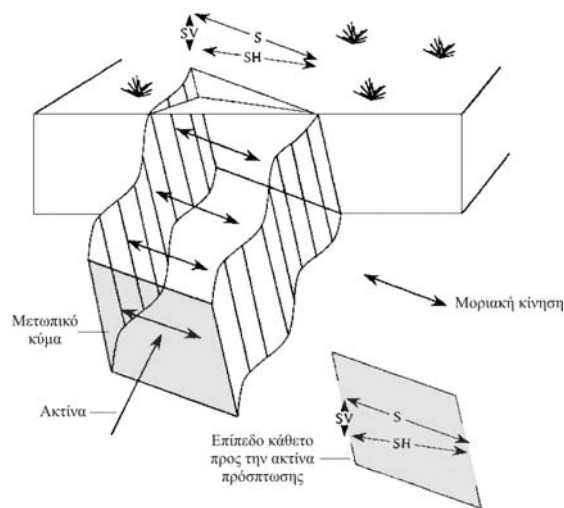
$$k = \frac{E}{3(1-2\mu)} \quad (6)$$

3 Σεισμικά κύματα

Σε ένα ισότροπο και ομογενές σώμα άπειρης έκτασης, που παραμορφώνεται **ελαστικά**, δύο είδη κυμάτων είναι δυνατόν να διαδοθούν. Το ένα είδος μεταδίδεται με τη κίνηση των υλικών σωματιδίων μπρος-πίσω κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης του κύματος και αναφέρεται ως **επίμηκες κύμα**. Το άλλο είδος κύματος ονομάζεται **εγκάρσιο κύμα**, διότι η κίνηση των υλικών σωματιδίων γίνεται κάθετα προς τη διάδοση του κύματος ή της σεισμικής ακτίνας. Τα δύο αυτά είδη κυμάτων παρατηρούνται τόσο σε πειράματα μέσα στο εργαστήριο όσο και στην ύπαιθρο.

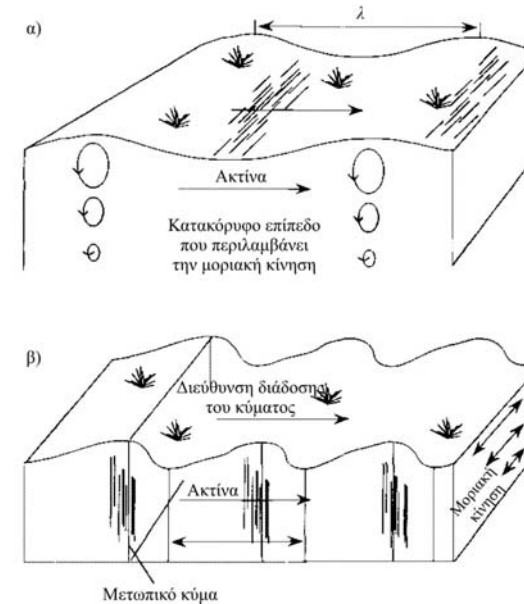


Εικόνα 1-4. Προσπίπτον P -κύμα προς την επιφάνεια. Η μοριακή κίνηση είναι παράλληλη προς τη διεύθυνση διάδοσης. Επειδή το επίπεδο του μετωπικού κύματος συναντά υπό κλίση την οριζόντια επιφάνεια, η επιφανειακή εδαφική κίνηση θα έχει μια οριζόντια και μια κατακόρυφη συνιστώσες. Πηγή 1



Εικόνα 1-5. Προσπίπτον S -κύμα προς την επιφάνεια. Η μοριακή κίνηση είναι κάθετη προς τη διεύθυνση διάδοσης. Επειδή το επίπεδο του μετωπικού κύματος συναντά υπό κλίση την οριζόντια επιφάνεια, η επιφανειακή εδαφική κίνηση θα έχει μια οριζόντια και μια κατακόρυφη συνιστώσες. Κανονικά η κίνηση του S -κύματος αναλύεται σε δύο συνιστώσες, οι οποίες περιλαμβάνονται στο κάθετο επίπεδο της προσπίπτουσας ακτίνας: 1) μια SH συνιστώσα, η οποία είναι παράλληλη προς την επιφάνεια του εδάφους (οριζόντια) και 2) μια SV συνιστώσα στο κατακόρυφο επίπεδο, το οποίο περιλαμβάνει την προσπίπτουσα ακτίνα. Πηγή 1.

Οι κινήσεις των υλικών σωματιδίων που διαδίδονται ως **επίμηκη κύματα** αποτελούνται από μια σειρά **συμπίεσεων** και **αραιώσεων**, οι οποίες μπορούν να παρασταθούν ως κέντρα υλικών σωματιδίων που κινούνται πιο κοντά (**συμπυκνώσεις**) και πιο μακριά (**αραιώσεις**) από την αρχική τους θέση (εικ. 1-4). Τα **επίμηκη κύματα** ονομάζονται **P -κύματα** διότι κινούνται με μεγαλύτερη ταχύτητα και φθάνουν πρώτα στους δέκτες. Καθώς ένα **εγκάρσιο κύμα (S -κύμα)** κινείται μέσα σε ένα υλικό, τα υλικά σωματίδια υπόκεινται σε διατμητικές τάσεις καθώς τα πλησιέστερα σημεία κινούνται σε ένα επίπεδο κάθετο προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος (εικ. 1-5). Τα **S -κύματα** έχουν μικρότερες ταχύτητες από τα **P -κύματα** και φθάνουν στους δέκτες αργότερα. Τα **P -κύματα** και τα **S -κύματα** ονομάζονται και **κύματα χώρου**. Τα **εγκάρσια κύματα** οδεύοντας μέσα στη γη δεν περιορίζουν τη κίνηση των υλικών σωματιδίων σε μια ειδική διεύθυνση, όπως συμβαίνει με τα **επίμηκη κύματα**, αλλά μπορούν να κινηθούν σε κάθε κατεύθυνση σε ένα επίπεδο κάθετο προς τη διάδοση του κύματος. Συχνά η κίνηση ενός S -κύματος αναλύεται σε δύο συνιστώσες (εικ. 1-5) – μια παράλληλα προς την επιφάνεια του εδάφους (SH -συνιστώσα) και μια συνιστώσα που βρίσκεται στο κατακόρυφο επίπεδο που περιλαμβάνει την ακτίνα διάδοσης του P -κύματος (SV -συνιστώσα). Οι συνιστώσες αυτές και οι δύο πρέπει να βρίσκονται στο επίπεδο κάθετο προς τη σεισμική ακτίνα.



Εικόνα 1-6. α) Κύματα Rayleigh. Όλη η μοριακή κίνηση περιλαμβάνεται στο κατακόρυφο επίπεδο και η παραμόρφωση μειώνεται με το βάθος. **β)** Η επιφανειακή εδαφική κίνηση που συνδέεται με τη διάδοση ενός κύματος Love. Όλη η μοριακή κίνηση είναι στο οριζόντιο επίπεδο και μειώνεται με το βάθος. Πηγή 1.

Στην περίπτωση μη ομογενούς και ισότροπου μέσου είναι δυνατόν να παραχθούν και άλλα είδη κυμάτων. Αυτά αναφέρονται ως **επιφανειακά κύματα** και διαδίδονται μέσα και κοντά στο επιφανειακό στρώμα. Υπάρχουν δύο είδη επιφανειακών κυμάτων τα οποία παρατηρούνται: **Rayleigh κύματα** και **Love κύματα**. Αυτά πήραν το όνομα τους από τους επιστήμονες J. W. S. Rayleigh (1842-1919) και A. E. H. Love (1863-1940), οι οποίοι απέδειξαν θεωρητικά ότι τα κύματα αυτά υπάρχουν.

Τα **κύματα Rayleigh** οδεύουν στο μέσο με τη κίνηση των υλικών σωματιδίων να περιορίζεται σε ένα κατακόρυφο επίπεδο και να είναι **ανάδρομη ελλειπτική** (εικ. 1-6α) και προς την διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Οι μετατοπίσεις των υλικών σωματιδίων είναι μεγαλύτερες κοντά στην

επιφάνεια και μειώνονται εκθετικά με το βάθος (Richter, 1958). Τα κύματα *Rayleigh* εμφανίζουν το φαινόμενο της **διασποράς**, το οποίο σημαίνει ότι η ταχύτητα δεν είναι σταθερή αλλά μεταβάλλεται με το μήκος κύματος. Τα **κύματα Love** οδεύουν με εγκάρσια κίνηση των υλικών σωματιδίων, παράλληλα προς την επιφάνεια του εδάφους (εικ. 1-6β) όμοια με εκείνη των S-κυμάτων.

3.1 Ταχύτητες των σεισμικών κυμάτων

Χρησιμοποιώντας μαθηματική ανάλυση για ελαστικά μέσα, μπορούν να εξαχθούν οι **εξισώσεις κίνησης των P- και S-κυμάτων** εκ των οποίων προκύπτουν οι αντίστοιχες ταχύτητες τους, λαμβάνοντας υπόψη την **πυκνότητα, ρ** και τις **ελαστικές σταθερές** των υλικών. Οι ταχύτητες των P- και S-κυμάτων ορίζονται:

$$V_p = \sqrt{\frac{k + \frac{4}{3}G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-2\mu)(1+\mu)}} \quad (7)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho 2(1+\mu)}} \quad (8)$$

Εάν σημειώσουμε ότι η σταθερά **κυβικής διαστολής, k** και το **μέτρο ακαμψίας, G** λαμβάνουν πάντοτε θετικές τιμές και ότι ο **λόγος Poisson** είναι μικρότερος ή ίσος με 0.5, τότε γίνεται φανερό ότι η ταχύτητα των **P-κυμάτων πρέπει να είναι πάντοτε μεγαλύτερη από εκείνη των S-κυμάτων**, με σημαντικό μάλιστα συντελεστή. Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι:

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{1-\mu}{\frac{1}{2}-\mu}} \quad (9)$$

Επειδή το **G** είναι **ίσο με το μηδέν για τα υγρά**, η ταχύτητα των S-κυμάτων είναι επίσης μηδέν. **Με άλλα λόγια τα εγκάρσια κύματα δεν διαδίδονται στα υγρά.**

Στη διερεύνηση ρηχών σχετικά βαθών χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά τα **επιμήκη κύματα** και επομένως ενδιαφέρουν κυρίως οι ταχύτητες των **P-κυμάτων**. Οι ταχύτητες αυτές μπορούν να υπολογισθούν είτε με εργαστηριακές μετρήσεις, με καταγραφές μέσα σε γεωτρήσεις ή με την **εφαρμογή σεισμικών μεθόδων στο ύπαιθρο**. Στον πίνακα 1-2 εμφανίζεται ένας κατάλογος των πλέον συνηθισμένων υλικών με το εύρος διακύμανσης της ταχύτητας τους.

Πίνακας 1-2. Αντιπροσωπευτικές τιμές ταχυτήτων p-κυμάτων σε km/s. Πηγή 1

Ασύνδετα Υλικά		Συνεκτικά Υλικά		Διάφορα	
Διαβρωμένο Στρώμα	0,3-0,9	Γρανίτης	5-6	Υδωρ	1,4-1,6
Έδαφος	0,25-0,6	Βασάλτης	5,4-6,4	Αέρας	0,332
Αλλούβιο	0,5-2	Μεταμορφωμένα	3,5-7		
Άργιλος	1,1-2,5	Ψαμμίτης	2-4,5		
Άμμος		Ασβεστόλιθος	2-6		
Ακόρεστη	0,2-1				
Κορεσμένη	0,8-2,2				
Άμμος & Χάλικες					
Ακόρεστη	0,4-0,5				
Κορεσμένη	0,5-1,5				
Παγετώδης Απόθεση					
Ακόρεστη	0,4-1				
Κορεσμένη	1,7				
Συνεκτική	1,2-2,1				

Σε ορισμένες μελέτες απαιτείται η εκτίμηση και των ταχυτήτων των **εγκαρσίων κυμάτων** και των **κυμάτων Rayleigh**. Κύματα Love δεν παράγονται τεχνητά για τη διερεύνηση του υπεδάφους. Μερικοί γενικοί κανόνες συνήθως ακολουθούνται για τον υπολογισμό των ταχυτήτων των **εγκαρσίων** και των **κυμάτων Rayleigh**, όπως:

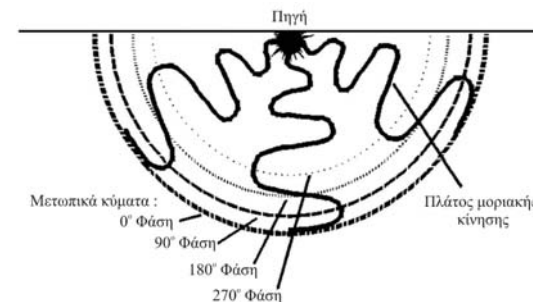
$$\begin{aligned} V_s &= 0.6 V_p \quad \text{για κρυσταλλικά πετρώματα} \\ V_s &= 0.5 V_p \quad \text{για ιζηματογενή πετρώματα} \\ V_s &= 0.4 V_p \quad \text{για εδάφη και μη συνδεδεμένα υλικά} \\ V_R &= 0.9 V_s \end{aligned}$$

Το εύρος διακύμανσης είναι πολλές φορές μεγάλο με συνέπεια να μην αντιστοιχεί μια μοναδική τιμή σε κάθε πέτρωμα ή ιζημα. Παρόλα αυτά, μπορούν να εξαχθούν κάποια γενικά συμπεράσματα:

- Μη κορεσμένα ιζήματα έχουν μικρότερες τιμές ταχύτητας από τα κορεσμένα ιζήματα
- Μη συνεκτικά ιζήματα έχουν μικρότερες τιμές ταχύτητας από τα συνεκτικά ιζήματα
- Οι σεισμικές ταχύτητες είναι αρκετά όμοιες σε κορεσμένα και μη συνεκτικά ιζήματα
- Διαβρωμένα πετρώματα έχουν μικρότερες τιμές ταχύτητας από όμοια μη διαβρωμένα πετρώματα
- Διερρηγμένα πετρώματα έχουν μικρότερες τιμές ταχύτητας από όμοια μη διερρηγμένα πετρώματα

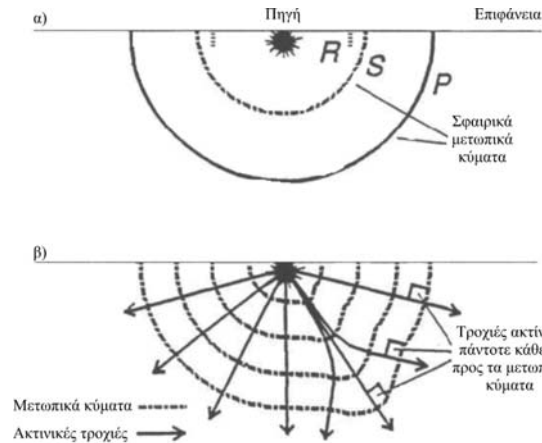
3.2 Ακτινικές τροχιές ή σεισμικές ακτίνες σε στρωματοποιημένη δομή

Ένα μετωπικό κύμα ορίζεται ως η επιφάνεια κατά μήκος της οποίας το διαδιδόμενο κύμα είναι σε **φάση**. Για παράδειγμα, η άφιξη του κύματος στην εικόνα 1-7 εμφανίζεται εκεί όπου τα σωματίδια αρχίζουν να κινούνται από τη θέση ισορροπίας καθώς το κύμα διαδίδεται (μετωπικό κύμα σε μηδενική φάση). Το μέγιστο πλάτος της σωματιδιακής κίνησης εμφανίζεται στο μετωπικό κύμα με φάση 90°. Άλλα μετωπικά κύματα αντιστοιχούν σε θέσεις όπου το κύμα μεταβαίνει από θετικό σε αρνητικό πλάτος (φάση 180°) και σε ελάχιστο πλάτος (270°).



Εικόνα 1-7. Τα μετωπικά κύματα είναι επιφάνειες κατά μήκος των οποίων οι μοριακές κινήσεις του διαδιδόμενου κύματος είναι σε φάση (μια πλήρης ταλάντωση είναι φάσης 360°. Για παράδειγμα, μια επιφάνεια, όπου οι μοριακές κινήσεις φθάνουν το μέγιστο θετικό πλάτος, είναι φάσης 90°. Εκεί όπου οι μοριακές κινήσεις λαμβάνουν μέγιστο αρνητικό πλάτος είναι φάσης 270°. Πηγή 4.

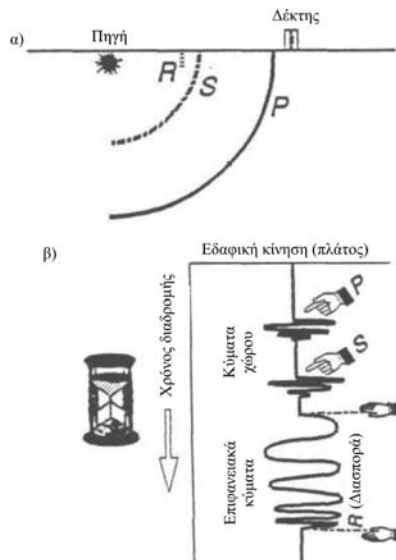
Ας θεωρήσουμε ότι τα μετωπικά κύματα παριστούν τα διαδιδόμενα P, S και Rayleigh κύματα (εικ. 1-8α). Σε ένα ομογενές μέσο τα κύματα χώρου διαδίδονται ως σφαιρικά μετωπικά κύματα, ενώ τα κύματα Rayleigh διαδίδονται κατά μήκος της επιφανείας.



Εικόνα 1-8. α) Αρχικά μετωπικά κύματα για επιμήκη (P), εγκάρσια (S) και Rayleigh (R) κύματα. β) Μετωπικά κύματα για διαδιδόμενο P-κύμα. Μεταβολές στη ταχύτητα προκαλούν τμήματα των μετωπικών κυμάτων να κινηθούν πιο γρήγορα ή πιο αργά, παραμορφώνοντας τα από τέλειες σφαίρες. Έτσι, οι τροχιές των κυμάτων κάμπτονται (διαθλώνται) καθώς η ταχύτητα αλλάζει. Πηγή 4

Η σεισμική ενέργεια διαδίδεται κατά μήκος τροχιών κάθετα προς τα μετωπικά κύματα, γνωστών ως ακτινικών τροχιών ή σεισμικών ακτίνων (εικ. 1-8β). Μεταβολές της ταχύτητας των κυμάτων χώρου προκαλούν απόκλιση των μετωπικών κυμάτων από κανονικές σφαίρες, με συνέπεια τη κάμψη ή διάθλαση των σεισμικών ακτίνων.

Σεισμικό ίχνος είναι η καταγραφή της εδαφικής κίνησης από ένα σεισμικό δέκτη (γεώφωνο ή υδρόφωνο), απεικονιζόμενη σε συνάρτηση με το χρόνο (εικ. 1-9).



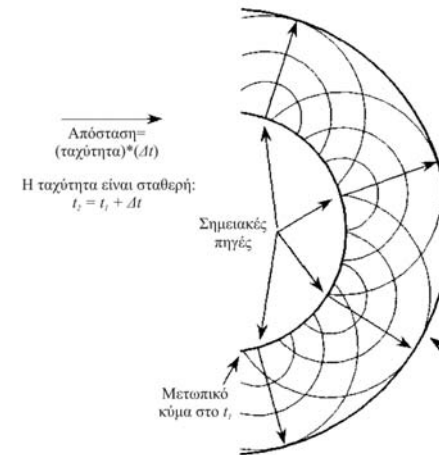
Εικόνα 1-9. α) Σεισμικά κύματα που οδεύουν από την πηγή σε ένα δέκτη (γεώφωνο). β) Σεισμικό ίχνος καταγραφής της εδαφικής κίνησης από ένα δέκτη, ως συνάρτηση του χρόνου διαδρομής από την πηγή στο δέκτη. Πηγή 4

Σε μη ομογενή μέσα οι σεισμικές ακτίνες ανακλώνται ή διαθλώνται όταν συναντήσουν υλικά τα οποία έχουν διαφορετικές ελαστικές σταθερές και πυκνότητες.

Δύο βασικές αρχές διέπουν τις σχέσεις των ανακλώμενων και διαθλώμενων κυμάτων. Αυτές είναι η **αρχή Huygens** και η **αρχή Fermat**.

3.3 Αρχή Huygens

Ο C. Huygens (1629-1695) διατύπωσε μια απλή αλλά εξαιρετική αρχή, ως ένα μέρος της ανάπτυξης της θεωρίας του για το φως. Η αρχή του αναφέρει ότι όλα τα σημεία ενός μετωπικού κύματος μπορούν να θεωρηθούν ως σημειακές πηγές για τη γένεση νέων σφαιρικών δευτερογενών κυμάτων. Μετά από χρόνο t , η νέα θέση του μετωπικού κύματος θα είναι η εφαπτομενική επιφάνεια (περιβάλλουσα) όλων αυτών των σφαιρικών κυμάτων. Εάν εφαρμόσουμε αυτή την αρχή στο μετωπικό κύμα κατά τη χρονική στιγμή t_1 , της εικόνας 1-10, θα μπορέσουμε να κατασκευάσουμε το μετωπικό κύμα και κατά τη χρονική στιγμή t_2 . Για απλοποίηση του παραδείγματος θεωρούμε ότι η ταχύτητα διάδοσης είναι σταθερή σε όλο το μέσο. Στη συνέχεια διαλέγουμε λίγα διάσπαρτα σημεία ως σημειακές πηγές στο αρχικό μετωπικό κύμα και υπολογίζουμε την ακτίνα του δευτερογενούς κύματος, βασισμένοι στη ταχύτητα του μέσου και θεωρώντας ένα χρονικό διάστημα, Δt . Ακολούθως χαράσσουμε τα δευτερογενή κύματα και την περιβάλλουσα όλων αυτών. Έτσι, παράγεται το νέο μετωπικό κύμα κατά τη χρονική στιγμή t_2 .



Εικόνα 1-10. Εφαρμογή της αρχής Huygens για τον προσδιορισμό της θέσης του μετωπικού κύματος τη χρονική στιγμή t_2 , μετά τη μεσολάβηση του χρονικού διαστήματος Δt . Για μια δεδομένη θέση του μετωπικού κύματος κατά τη χρονική στιγμή t_1 και εφαρμόζοντας την αρχή Huygens, μπορεί να προσδιορισθεί η θέση του μετωπικού κύματος κατά τη χρονική στιγμή t_2 . Πηγή 1

3.4 Αρχή Fermat

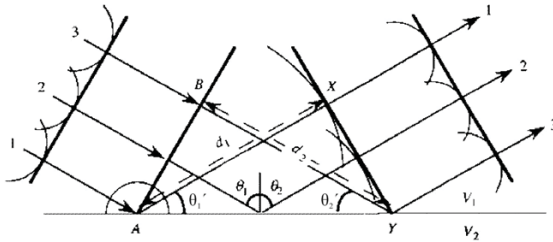
Ο P. Fermat (1601-1665) ανέπτυξε μια αρχή, η οποία είναι γνωστή ως **αρχή του ελαχίστου χρόνου**. Αυτή η αρχή αναφέρει ότι η διάδοση των κυμάτων μεταξύ δύο σταθερών σημείων ακολουθεί τροχιά της οποίας ο χρόνος διάδοσης είναι ο ελάχιστος, από όλες τις άλλες πιθανές τροχιές. Με άλλα λόγια, τα σεισμικά κύματα ακολουθούν τροχιές ελαχίστου χρόνου.

Εφαρμόζοντας την **αρχή Fermat** προκύπτει ότι η τροχιά ή η ακτίνα πρέπει να είναι ευθεία γραμμή σε ένα μέσο με σταθερή ταχύτητα, διότι η ευθεία γραμμή είναι η μικρότερη απόσταση μεταξύ δύο

σημείων και καθώς η ταχύτητα είναι σταθερή, η απόσταση μεταξύ των δύο σημείων είναι επίσης εκείνη όπου ο χρόνος διάδοσης είναι ο ελάχιστος. Σε προηγούμενες παραγράφους τα κύματα απεικονίζονταν ως **σφαιρικά**, αλλά στο εξής τα μετωπικά κύματα θα απεικονίζονται ως **επίπεδα**. Καθώς το κύμα αυξάνει την απόσταση του από το αρχικό κέντρο (πηγή) η ακτίνα καμπυλότητας αυξάνει σε τέτοιο βαθμό που μπορεί να θεωρηθεί και χρησιμοποιηθεί ως **επίπεδο μετωπικό κύμα**.

3.5 Ανάκλαση

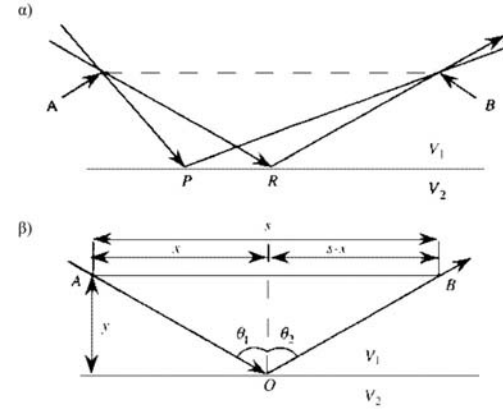
Ας υποθέσουμε ότι ένα επίπεδο μετωπικό κύμα προσπίπτει σε μια επίπεδη και οριζόντια επιφάνεια που διαχωρίζει δύο υλικά με σεισμικές ταχύτητες V_1 και V_2 . Η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ της σεισμικής ακτίνας και της καθέτου επί της οριζόντιας επιφανείας ονομάζεται **γωνία πρόσπτωσης** και συμβολίζεται ως θ_1 . Εάν αναφερθούμε στις εικόνες 1-11 και 1-12 μπορούμε να διερωτηθούμε ποια είναι η σχέση των γωνιών θ_2 και θ_1 ; Με άλλα λόγια, ποια τροχιά θα πάρει η ανακλώμενη ακτίνα; Η απάντηση στην ερώτηση αυτή μπορεί να δοθεί με τη εφαρμογή είτε της **αρχής Huygens** ή με την **αρχή Fermat**.



Εικόνα 1-11. Χρησιμοποιώντας την αρχή Huygens προκύπτει ότι η προσπίπτουσα γωνία είναι ίση με τη γωνία ανάκλασης ($\theta_1 = \theta_2$). Πηγή 1

Αρχικά, ας εξετάσουμε τη διαδικασία της ανάκλασης μέσω της **αρχής Huygens**. Ας θεωρήσουμε ένα μετωπικό κύμα με ταχύτητα V_1 που φθάνει μια οριζόντια επιφάνεια (εικ. 1-11). Όταν η ακτίνα 1 προσπέσει στη διαχωριστική επιφάνεια, δημιουργεί μια διαταραχή η οποία απλώνεται προς τα έξω και στα δύο υλικά (επάνω και κάτω, αν και μας ενδιαφέρει σ' αυτή την περίπτωση μόνο η διάδοση του ανακλώμενου κύματος). Σε μια χρονική στιγμή αργότερα, η ακτίνα 2 προσπίπτει στην διαχωριστική επιφάνεια και αρκετά αργότερα η ακτίνα 3 φθάνει στο σημείο Y. Το δευτερογενές μετωπικό κύμα που δημιουργείται στο A πρέπει να διαδοθεί προς τα έξω (ανακλάται) και φθάνει σε μια ορισμένη απόσταση κατά το ίδιο χρονικό διάστημα που η ακτίνα 3 οδεύει από το B στο Y. Καθώς η ταχύτητα θεωρείται σταθερή, αυτή η απόσταση πρέπει να είναι ίση με την BY. Όμοια, μπορεί να εφαρμοσθεί και στην ακτίνα 2. Έτσι, μπορούμε να κατασκευάσουμε το νέο μετωπικό κύμα με τη χάραξη ενός τόξου με αρχή το A και ακτίνα $d_1 = d_2$. Με τον ίδιο τρόπο μπορούμε να κατασκευάσουμε ένα τόξο για την ακτίνα 2. Στη συνέχεια χαράσσουμε μια γραμμή αρχίζοντας από το Y, η οποία είναι εφαπτόμενη στα τόξα αυτά (περιβάλλουσα) και οριοθετεί τη θέση του νέου μετωπικού κύματος κατά τη στιγμή που η ακτίνα 3 είναι στο σημείο B. Επειδή τα ορθογώνια τρίγωνα ABY και AXY είναι ίσα και οι γωνίες θ_1' και θ_2' είναι ίσες, επομένως και οι συμπληρωματικές γωνίες πρόσπτωσης (θ_1) και ανάκλασης (θ_2) είναι ίσες.

Εφαρμόζοντας την **αρχή Fermat** για να βρεθεί η σχέση μεταξύ των γωνιών θ_1 και θ_2 , πρέπει να βρεθεί πρώτα ποια τροχιά είναι η ελάχιστη για μια ακτίνα που περνά από το A και ανακλώμενη από μια διαχωριστική επιφάνεια φθάνει στο σημείο B. Η εικόνα 1-12α απεικονίζει το πρόβλημα. Η τροχιά ελαχίστου χρόνου είναι κατά μήκος της τροχιάς ARB ή κατά μήκος της τροχιάς APB;



Εικόνα 1-12. Χρησιμοποιώντας την αρχή Fermat προκύπτει ότι η γωνία πρόσπτωσης ισούται με τη γωνία ανάκλασης ($\theta_1 = \theta_2$). Πηγή 1

Αναφερόμενοι στην εικόνα 1-12β, ο χρόνος διαδρομής (απόσταση/ταχύτητα) για μια ακτίνα από το A μέσω του σημείου O στο B, δίδεται από τη σχέση:

$$t = \frac{(x^2 + y^2)^{1/2}}{V_1} + \frac{((s-x)^2 + y^2)^{1/2}}{V_2} \quad (10)$$

Για να υπολογισθεί ο ελάχιστος χρόνος t , πρέπει να ληφθεί η πρώτη παράγωγος της συνάρτησης και να εξισωθεί με μηδέν:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{V_1(x^2 + y^2)^{1/2}} - \frac{(s-x)}{V_2((s-x)^2 + y^2)^{1/2}} = 0 \quad (11)$$

και χρησιμοποιώντας τις σχέσεις:

$$\eta \mu \theta_1 = \frac{x}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \quad (12) \quad \text{και} \quad \eta \mu \theta_2 = \frac{(s-x)}{((s-x)^2 + y^2)^{1/2}} \quad (13)$$

βλέπουμε ότι

$$\frac{\eta \mu \theta_1}{V_1} - \frac{\eta \mu \theta_2}{V_2} = 0 \quad \text{και επομένως} \quad \theta_1 = \theta_2$$

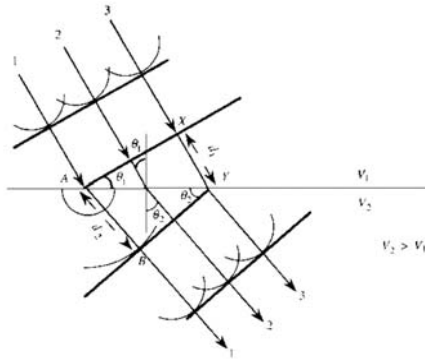
Έτσι, η τροχιά για την οποία ο χρόνος δόευσης είναι ελάχιστος, είναι εκείνη για την οποία η γωνία πρόσπτωσης είναι ίση με τη γωνία ανάκλασης.

3.6 Διάθλαση

Η ίδια προσέγγιση θα ακολουθηθεί, όπως και προηγουμένως, για να βρεθεί η σχέση μεταξύ της προσπίπτουσας και της διαθλώμενης ακτίνας. Θα εφαρμοσθεί αρχικά η **αρχή Huygens** και στη συνέχεια η **αρχή Fermat**.

Η χάραξη των ακτίνων στην εικόνα 1-13 είναι ουσιαστικά η ίδια με εκείνη της εικόνας 1-11, με τη διαφορά ότι αναφερόμαστε εδώ σε διαθλώμενες ακτίνες. Όταν η ακτίνα 1 φθάνει στο σημείο A, δημιουργεί μια διαταραχή στο υλικό με ταχύτητα V_2 . Η διαταραχή απλώνεται προς τα έξω σ' αυτό το στρώμα (διαθλάται) και οδεύει μια απόσταση d_2 κατά τη χρονική διάρκεια t_1 που χρειάζεται η ακτίνα 3 να οδεύσει από το σημείο X στο σημείο Y (μια απόσταση d_1). Έτσι, μπορούμε να χαράξουμε τη θέση του νέου μετωπικού κύματος κατά τη στιγμή που η ακτίνα 3 φθάνει στο Y, με τη

χάραξη μιας γραμμής που συνδέει τα Y και B (η οποία είναι η εφαπτόμενη του μετώπου με ακτίνα d_2 , που δημιουργήθηκε στο A).



Εικόνα 1-13. Χρησιμοποιώντας την αρχή Huygens προκύπτει η σχέση μεταξύ των γωνιών προσπίπτουσας και διάθλασης. Πηγή 1

Επειδή

$$\eta\mu\theta_2 = \frac{d_2}{AY} \text{ και } \eta\mu\theta_1 = \frac{d_1}{AY}$$

$$d_1 = t_1 V_1 \text{ και } d_2 = t_2 V_2$$

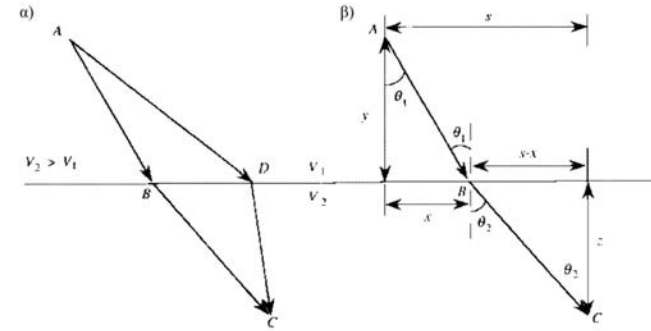
ισχύει ότι:

$$AY = \frac{t_1 V_1}{\eta\mu\theta_1} = \frac{t_1 V_2}{\eta\mu\theta_2} \text{ και } \frac{\eta\mu\theta_1}{\eta\mu\theta_2} = \frac{V_1}{V_2}$$

Έτσι, προσεγγίζοντας τη γεωμετρία της διάθλασης και χρησιμοποιώντας την **αρχή Huygens**, προκύπτει ότι ο λόγος των ημιτόνων των γωνιών πρόσπτωσης και διάθλασης ισούται με το λόγο των σεισμικών ταχυτήτων των δύο υλικών.

Εφαρμόζοντας την **αρχή Fermat** και αναφερόμενοι στην εικόνα 1-14α, ενδιαφέρον παρουσιάζει ποια είναι η τροχιά ελαχίστου χρόνου μιας ακτίνας από το A στο C καθώς περνά μέσα από τη διαχωριστική επιφάνεια που διαχωρίζει υλικά με διαφορετικές σεισμικές ταχύτητες. Κατ' αρχήν εκφράζουμε το χρόνο διαδρομής που χρειάζεται η ακτίνα να οδεύσει από το A στο C μέσω B :

$$t = \frac{(x^2 + y^2)^{1/2}}{V_1} + \frac{((s-x)^2 + z^2)^{1/2}}{V_2} \quad (14)$$



Εικόνα 1-14. Χρησιμοποιώντας την αρχή Fermat προκύπτει η σχέση μεταξύ των γωνιών προσπίπτουσας και διάθλασης. Πηγή 1

Συνεχίζοντας λαμβάνουμε την πρώτη παράγωγο και εξισώνουμε με μηδέν και προκύπτει η σχέση:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{V_1(x^2 + y^2)^{1/2}} - \frac{(s-x)}{V_2((s-x)^2 + z^2)^{1/2}} = 0 \quad (15)$$

Λαμβάνοντας την παράγωγο σημειώνουμε ότι τα z και y είναι σταθερές ποσότητες, εφόσον έχουν τις ίδιες τιμές ανεξάρτητα που τοποθετείται το B στη διαχωριστική επιφάνεια. Όπως προηγουμένως, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις παρακάτω ισότητες για να προκύψει η σχέση που συνδέει τις σχετικές γωνίες και σεισμικές ταχύτητες:

$$\eta\mu\theta_1 = \frac{x}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \quad (16) \text{ και } \eta\mu\theta_2 = \frac{(s-x)}{[(s-x)^2 + z^2]^{1/2}} \quad (17)$$

$$\frac{\eta\mu\theta_1}{V_1} - \frac{\eta\mu\theta_2}{V_2} = 0 \text{ και έτσι } \frac{\eta\mu\theta_1}{\eta\mu\theta_2} = \frac{V_1}{V_2}$$

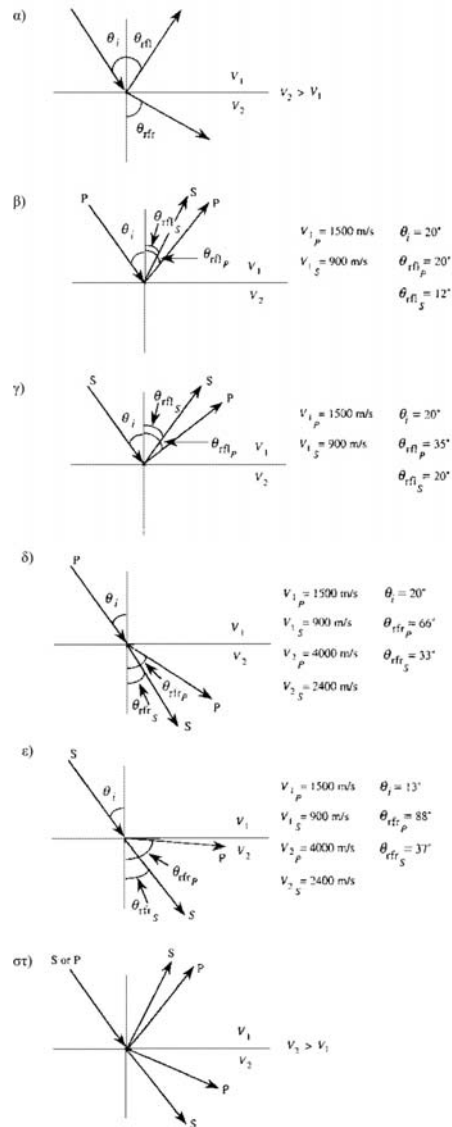
3.7 Νόμος Snell

Η σχέση $\frac{\eta\mu\theta_1}{\eta\mu\theta_2} = \frac{V_1}{V_2}$ αναφέρεται ως **νόμος Snell** και είναι ουσιώδης στην εξαγωγή άλλων εκφράσεων στις μεθόδους ανάκλασης και διάθλασης. Ο **νόμος Snell** συνήθως γράφεται ως $\eta\mu\theta_i/\eta\mu\theta_r = V_i/V_r$, όπου i είναι η γωνία πρόσπτωσης και r , παριστά τη γωνία διάθλασης. Επειδή οι ακτινικές τροχιές περιορίζονται στο V_i στην ανάκλαση, ο **νόμος Snell** απλοποιείται σε $\eta\mu\theta_i = \eta\mu\theta_{\text{ανάκλαση}}$

Μέχρι τώρα δεν έχουμε προσδιορίσει τη ταυτότητα του προσπίπτοντος και των ανακλώμενων ή διαθλώμενων κυμάτων ως P- ή S-κυμάτων, αλλά έχουμε υποθέσει ότι το προσπίπτον και τα ανακλώμενα/διαθλώμενα κύματα είναι του ιδίου είδους. Η πραγματική κατάσταση είναι κάπως διαφορετική και πιο περίπλοκη.

Ένα P-κύμα προσπίπτει σε μια επιφάνεια που διαχωρίζει υλικά με διαφορετικές σεισμικές ταχύτητες, δημιουργεί μια διαταραχή η οποία παράγει ένα ανακλώμενο P-κύμα και ένα ανακλώμενο S-κύμα καθώς και ένα διαθλώμενο P-κύμα και ένα S-κύμα (εικ. 1-15 β,δ). Ο **νόμος Snell** εφαρμόζεται και στις γωνίες διάθλασης και ανάκλασης των S-κυμάτων. Η μόνη ρύθμιση που απαιτείται είναι η αντικατάσταση της κατάλληλης ταχύτητας του S-κύματος. Για παράδειγμα, η γωνία διάθλασης για το S-κύμα (θ_{frs} στην εικόνα 1-15 δ) υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\frac{\eta\mu\theta_{ip}}{\eta\mu\theta_{frs}} = \frac{V_{ip}}{V_{2s}} \quad (18)$$



Εικόνα 1-15.

α) Μια γενική ορολογία για τα επόμενα διαγράμματα, θ_i , η προσπίπτουσα γωνία, θ_{ref} , η γωνία ανάκλασης, και θ_{tr} , η γωνία διάθλασης. Η V_2 είναι η ταχύτητα πάνω από την ασυνέχεια και V_1 είναι η ταχύτητα κάτω από την ασυνέχεια.

β) και δ) Ένα προσπίπτον επίμηκες κύμα δημιουργεί ένα ανακλώμενο Ρ-κύμα, ένα ανακλώμενο S-κύμα, ένα διαθλώμενο Ρ-κύμα και ένα διαθλώμενο S-κύμα.

γ) και ε) Ένα προσπίπτον S-κύμα παράγει επίσης ανακλώμενα και διαθλώμενα Ρ- και S- κύματα.

στ) Ένα συνοπτικό διάγραμμα που δείχνει ότι ένα προσπίπτον Ρ-κύμα ή S-κύμα παράγει και ανακλώμενα και διαθλώμενα κύματα τόσο επιμήκων όσο και εγκάρσιων κυμάτων. Πηγή 1

Όμοια, ένα προσπίπτον S-κύμα παράγει ανακλώμενα και διαθλώμενα Ρ-κύματα καθώς και ανακλώμενα και διαθλώμενα S-κύματα (εικ. 1-15 γ και ε). Ειδικά παραδείγματα με τιμές απεικονίζονται στην εικόνα 1-15β, γ, δ και ε. Ο πίνακας 1-3 περιέχει τις γωνίες για προσπίπτοντα Ρ- και S-κύματα, τις ταχύτητες τους και τις υπολογισθείσες γωνίες ανάκλασης και διάθλασης.

Η μόνη περίπτωση για την οποία ένα προσπίπτον S-κύμα δεν παράγει ανακλώμενα και διαθλώμενα Ρ-κύματα είναι όταν το S-κύμα είναι καθ' ολοκληρία τύπου SH. Σ' αυτή την περίπτωση οι σωματιδιακές (μοριακές) κινήσεις περιορίζονται στο οριζόντιο επίπεδο και είναι, έτσι, παράλληλες προς την ασυνέχεια της ταχύτητας.

Πίνακας 1-3. Γωνίες ανάκλασης & διάθλασης για p- και s-κύματα. Πηγή 1

Γωνία Πρόσπτωσης	Για πρόσπτωση Ρ-κυμάτων				Για πρόσπτωση S-κυμάτων			
	Ανακλ. Ρ	Ανακλ. S	Διαθλ. Ρ	Διαθλ. S	Ανακλ. S	Ανακλ. Ρ	Διαθλ. S	Διαθλ. Ρ
10	10	6	28	16	10	17	28	51
11	11	7	31	18	11	19	31	58
12	12	7	34	19	12	20	34	68
13	13	8	37	21	13	22	37	88
14	14	8	40	23	14	24	40	*
15	15	9	44	24	15	26	44	*
16	16	10	47	26	16	27	47	*
17	17	10	51	28	17	29	51	*
18	18	11	55	30	18	31	55	*
19	19	11	60	31	19	33	60	*
20	20	12	66	33	20	35	66	*
21	21	12	73	35	21	37	73	*
22	22	13	87	37	22	39	87	*
23	23	14	*	39	23	41	*	*
24	24	14	*	41	24	43	*	*
25	25	15	*	43	25	45	*	*
26	26	15	*	45	26	47	*	*
27	27	16	*	47	27	49	*	*
28	28	16	*	49	28	51	*	*
29	29	17	*	51	29	54	*	*
30	30	17	*	53	30	56	*	*

Ταχύτητα 1-P (m/s) 1500 Ταχύτητα 1-S (m/s) 900

Ταχύτητα 2-P (m/s) 4000 Ταχύτητα 2-S (m/s) 2400

Σημείωση: Ο αστερίσκος * σημαίνει ότι δεν υφίσταται διάθλαση, αλλά ολική ανάκλαση

3.8 Οριακή διάθλαση

Για χάριν απλότητας ας περιορισθούμε στα Ρ-κύματα. Ας υποθέσουμε ότι ένα Ρ-κύμα προσπίπτει σε μια επιφάνεια που διαχωρίζει δύο μέσα με ταχύτητες V_1 και V_2 όπου $V_2 > V_1$. Καθώς η προσπίπτουσα γωνία αυξάνει, η τιμή του ημιτόνου της γωνίας διάθλασης επίσης πρέπει να αυξάνει για να διατηρηθεί η ισότητα των λόγων του νόμου Snell.

Σε κάποιο σημείο η γωνία πρόσπτωσης θα είναι έτσι ώστε $\eta \mu \theta_i = V_1 / V_2$, που σημαίνει ότι το ημίτονο της γωνίας διάθλασης είναι 1.0 (και η γωνία 90°). Εάν η γωνία θ_i αυξηθεί πέραν της τιμής

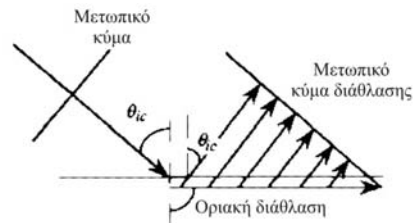
αυτής μια λάθος τιμή προκύπτει, διότι το ημίτονο της γωνίας δεν μπορεί να υπερβεί την μονάδα και η ισότητα δεν μπορεί να διατηρηθεί.

Από φυσικής πλευράς αυτό σημαίνει ότι η γωνία διάθλασης αυξάνει καθώς η γωνία πρόσπτωσης αυξάνει, μέχρις ότου οι ακτίνες να διαθλασθούν παράλληλα προς τη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ των δύο υλικών. Εάν η γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται πέραν αυτής της ειδικής τιμής, τότε δεν εμφανίζεται διάθλαση αλλά οι ακτίνες ανακλώνται καθ' ολοκληρία ή παρατηρείται **ολική ανάκλαση**.

Η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης στηρίζεται σ' αυτή την ειδική περίπτωση, όπου η γωνία πρόσπτωσης ονομάζεται **οριακή γωνία ή οριακή διάθλαση**.

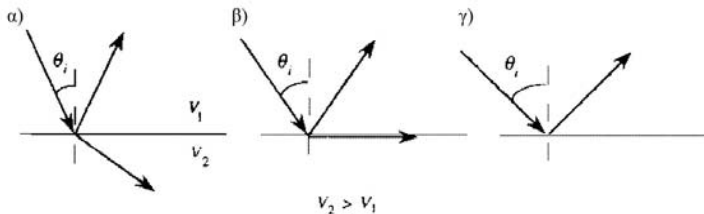
Εάν θ_{ic} συμβολίζει την οριακή γωνία, τότε η τιμή αυτή μπορεί να υπολογισθεί από τη σχέση:

$$\theta_{ic} = \eta \mu^{-1} \left(\frac{V_1}{V_2} \right) \quad (19)$$



Εικόνα 1-16. Ένα κύμα που προσπίπτει με την οριακή γωνία θ_{ic} διαθλάται παράλληλα προς την ασυνέχεια παράγοντας έτσι ένα διαθλώμενο μετωπικό κύμα. Πηγή 1

Όπως και προηγουμένως, δεν χρειάζεται να αποδειχθεί ότι αυτή η γενική σχέση ισχύει για όλες τις περιπτώσεις διάθλασης, όπως των διαθλωμένων εγκάρσιων κυμάτων που παράγονται από προσπίπτοντα P-κύματα.



Εικόνα 1-17. α) Προσπίπτουσα, ανακλώμενη και διαθλώμενη ακτίνες. β) Αύξηση του θ_i προκαλεί μια οριακά διαθλώμενη ακτίνα. γ) Περαιτέρω αύξηση της γωνίας θ_i προκαλεί ολική ανάκλαση. Πηγή 1

Μπορούμε να απεικονίσουμε τα **οριακά διαθλώμενα κύματα**, ως κύματα που οδεύουν παράλληλα προς τη διαχωριστική επιφάνεια, αλλά με τη ταχύτητα V_2 του κατώτερου μέσου και παράγοντας διαταραχές στην διαχωριστική επιφάνεια. Αυτές οι διαταραχές δημιουργούν δευτερογενή κύματα καθώς τα διαθλώμενα κύματα περνούν και επιστρέφουν στην επιφάνεια δια μέσου του στρώματος με ταχύτητα V_1 . Μια φορά ακόμη θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε την **αρχή Huygens** για να χαράξουμε το μετωπικό κύμα που οδεύει προς την επιφάνεια με ταχύτητα V_1 . Αυτό το κύμα αναφέρεται ως **μετωπικό κύμα διάθλασης** και κάθε ακτίνα του αναδύεται υπό την **οριακή γωνία** (εικ. 1-16).

4 Η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης

Η διάθλαση των σεισμικών κυμάτων παρέχει πληροφορίες τόσο για τη σύσταση όσο και τη δομή του υπεδάφους και ιδιαίτερα για τη δομή του φλοιού της γης και την ύπαρξη του πυρήνα αυτής. Μεταβολές στη σεισμική ταχύτητα σχετίζονται με αλλαγές του συντελεστή κυβικής ελαστικότητας, το μέτρο ακαμψίας και την πυκνότητα. Η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης είναι περισσότερο χρήσιμη εκεί όπου υπάρχει απότομη αύξηση της ταχύτητας με το βάθος, διότι τα οριακά διαθλώμενα κύματα φθάνουν πρώτα στο σταθμό παρατήρησης απ' όλα τα άλλα είδη κυμάτων.

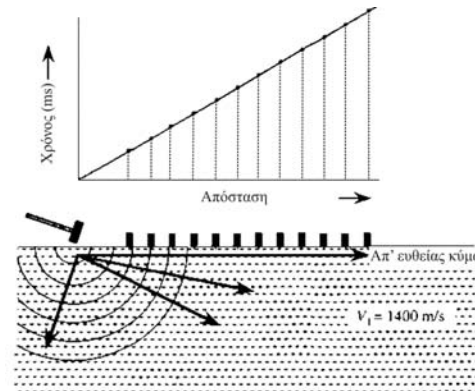
Αν και οι σειсмоγράφοι επινοήθηκαν προς το τέλος του 19^{ου} αιώνα, εν τούτοις, οι πρώτες σημαντικές εφαρμογές και ανακαλύψεις των τεχνικών διάθλασης έγιναν στις αρχές του 20^{ου} αιώνα. Το 1909 ο Α. Μοχορονιζιέ ανακάλυψε ότι υπάρχει μια ασυνέχεια ταχύτητας στη βάση του φλοιού της γης, στηριζόμενος στις αφίξεις κυμάτων από ένα κοντινό σεισμό. Αργότερα το 1913 ο Β. Gutenberg υπολόγισε το βάθος του πυρήνα της γης. Έτσι, η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης ήταν υπεύθυνη για την αρχική μας γνώση σχετικά με τη δομή της γης.

Από το 1920 και μετά οι τεχνικές διάθλασης εφαρμόστηκαν κυρίως για τον εντοπισμό υδρογονανθράκων και είχαν μεγάλη επιτυχία. Καθώς οι σεισμικές τεχνικές και ο τεχνικός εξοπλισμός βελτιώθηκαν, η μέθοδος της ανάκλασης αντικατέστησε τη διάθλαση και έγινε η κυρίαρχη μέθοδος εντοπισμού υδρογονανθράκων. Εν τούτοις, η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης συνεχίζει να είναι η πλέον συχνά χρησιμοποιούμενη σεισμική μέθοδος για ρηχές υπεδάφικες έρευνες.

4.1 Η περίπτωση ενός ομογενούς στρώματος

Πριν εξετάσουμε τη μέθοδο διάθλασης, ας θεωρήσουμε ξανά τα κύματα που διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις σε ένα ομογενές υπέδαφος. Καθώς το ημισφαιρικό μετωπικό κύμα φθάνει σε μια σειρά δεκτών (γεωφώνων) που ισαπέχουν, κάθε δέκτης καταγράφει τη μετατόπιση του εδάφους που οφείλεται σ' αυτό το κύμα. Ο χρόνος διαδρομής αυτού του μετωπικού κύματος, από το σημείο της πηγής ενέργειας (σημείο σεισμικής πηγής) μέχρι κάθε γεωφώνο, μπορεί να υπολογισθεί (αναγνωσθεί) από το σεισμόγραμμα. Από την ισαπόσταση των γεωφώνων και την απόσταση του πρώτου γεωφώνου από τη σεισμική πηγή, μπορεί να χαραχθεί ένα γράφημα (δρομο-χρονική καμπύλη), που απεικονίζει το χρόνο σε σχέση με την απόσταση (εικ. 1-22).

Επειδή το κύμα οδεύει με σταθερή ταχύτητα και τα γεωφώνα είναι σε ίσες αποστάσεις, αυτή η δρομο-χρονική καμπύλη πρέπει να είναι μια ευθεία γραμμή.



Εικόνα 1-22. Ένα γενικό διάγραμμα που δείχνει τις ακτινικές τροχιές σε ένα ομοιογενές υλικό, όπου δεν υπάρχει καμία ασυνέχεια. Στη δρομο-χρονική καμπύλη απεικονίζονται οι χρόνοι διαδρομής των απ' ευθείας κυμάτων, που οδεύουν από την πηγή στα γεωφώνια. Πηγή 1

Ο τύπος της εξίσωσης θα είναι:

$$\text{Χρόνος} = (\text{Απόσταση}) / (\text{Ταχύτητα})$$

$$\text{ή} \quad t = \frac{x}{V_1} \quad (29)$$

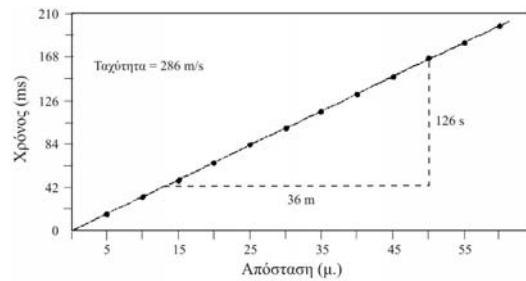
Για μια εξίσωση αυτής της απλής μορφής, είναι φανερό ότι μπορούμε να υπολογίσουμε τη ταχύτητα του ομοιογενούς υλικού, εάν γνωρίζουμε τις τιμές του χρόνου και της απόστασης. Ας θυμηθούμε εδώ τη μαθηματική έκφραση της **κλίσης της ευθείας**. Λαμβάνοντας την πρώτη παράγωγο αυτής της εξίσωσης σε σχέση με το x , προκύπτει η κλίση της ευθείας. Έτσι,

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{V_1}$$

$$\text{και} \quad \text{κλίση} = \frac{1}{V_1} \quad (30)$$

$$\text{ή} \quad V_1 = 1 / \text{κλίση} \quad (31)$$

Αυτό σημαίνει ότι εάν έχουμε μια **δρομο-χρονική καμπύλη** όμοια με εκείνη της εικόνας 1-22, μπορούμε να υπολογίσουμε την κλίση της ευθείας, να πάρουμε την αντίστροφη τιμή της και να την πολλαπλασιάσουμε επί 1.000 εάν το γράφημα είναι σε μέτρα και χιλιοστά του δευτερολέπτου (ms).



Εικόνα 1-23. Δρομο-χρονική καμπύλη που δείχνει μόνο τους χρόνους διαδρομής των απ' ευθείας κυμάτων. Η ταχύτητα είναι 286 m/s, όπως υπολογίστηκε από το αντίστροφο της κλίσης. Πηγή 1

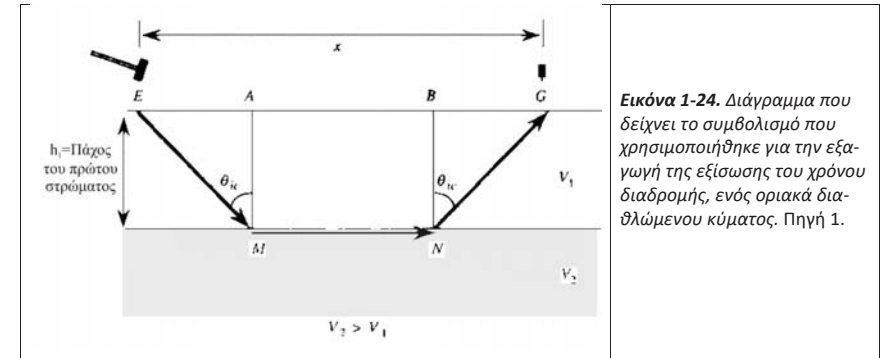
Ακολουθώντας αυτή τη διαδικασία για το γράφημα της εικόνας 1-23 υπολογίστηκε μια ταχύτητα 286 m/s. Αν και η ταχύτητα αυτή είναι χαμηλή, μας δίνει πληροφορία για την ύπαρξη ενός επιφανειακού στρώματος χαμηλής ταχύτητας

4.2 Η περίπτωση της παρουσίας μιας ασυνέχειας

Η υπεδαφική δομή **δεν είναι συνήθως ομοιογενής**. Αναμένουμε κανονικά την ύπαρξη αρκετών ασυνεχειών (στρωμάτων) με το βάθος. Σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί προηγουμένως, οι ασυνέχειες αυτές θα παράγουν ανακλάσεις, διαθλάσεις και κυματικές μετατροπές. Προς το παρόν, θα ασχοληθούμε με την ύπαρξη μιας ασυνέχειας και θα περιορισθούμε στην ανάλυση των διαθλάσεων και ιδιαίτερα των διαθλάσεων εκείνων που προκαλούν την ενέργεια να επιστρέψει στην επιφάνεια, όπου εκεί θα εντοπισθεί και καταγραφεί.

Η εικόνα 1-24 δείχνει την τροχιά που ακολουθεί ένα οριακά διαθλώμενο κύμα από τη σεισμική πηγή E στο γεώφωνο G.

Ένα P-κύμα που παράγεται στο E και οδεύει με ταχύτητα V_1 , προσπίπτει στην ασυνέχεια μεταξύ δύο υλικών με διαφορετικές ταχύτητες, V_1 και V_2 . Η ακτίνα η οποία προσπίπτει στην ασυνέχεια με την ορική γωνία, θ_{ic} , διαθλάται παράλληλα προς την ασυνέχεια και διαδίδεται με ταχύτητα V_2 . Ένα μετωπικό κύμα παράγεται καθώς η ενέργεια επιστρέφει προς την επιφάνεια κατά μήκος ακτίνων, όπως αυτής που οδεύει από το N στο G.



Εικόνα 1-24. Διάγραμμα που δείχνει το συμβολισμό που χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής, ενός οριακά διαθλώμενου κύματος. Πηγή 1.

4.3 Η εξίσωση του χρόνου διαδρομής

Ας ακολουθήσουμε την ίδια διαδικασία όπως και για την ανάλυση των απ' ευθείας κυμάτων.

Το πρώτο βήμα είναι πολύ απλό. Ο συνολικός χρόνος διαδρομής από το E στο G δίδεται από τη σχέση, σύμφωνα με την **αρχή Fermat**:

$$\text{Χρόνος} = t = \frac{EM}{V_1} + \frac{MN}{V_2} + \frac{NG}{V_1} \quad (32)$$

Όπου

$$\text{συν}\theta_{ic} = \frac{h_1}{EM} \quad (33) \quad \text{και} \quad EM = NG$$

Τότε

$$EM = NG = \frac{h_1}{\text{συν}\theta_{ic}} \quad (34)$$

Επίσης

$$EA = BG = h_1 \epsilon \phi \theta_{ic} \quad (35) \quad \text{και} \quad MN = x - 2h_1 \epsilon \phi \theta_{ic} \quad (36)$$

Έτσι,

$$t = \frac{h_1}{V_1 \text{συν}\theta_{ic}} + \frac{x - 2h_1 \epsilon \phi \theta_{ic}}{V_2} + \frac{h_1}{V_1 \text{συν}\theta_{ic}} \quad (37)$$

Η παραπάνω σχέση είναι η βασική εξίσωση για τον υπολογισμό του **χρόνου διαδρομής των οριακά διαθλώμενων κυμάτων** σε μια ασυνέχεια.

Εάν γνωρίζουμε τα h_1 , V_1 και V_2 , τότε μπορούμε να υπολογίσουμε το **χρόνο διαδρομής** για κάθε απόσταση x , από την **ελεγχόμενη σεισμική πηγή** στον **σεισμικό δέκτη** (γεώφωνο). Η παραπάνω σχέση μπορεί να απλοποιηθεί περαιτέρω. Με αναδιάθρωση των όρων της λαμβάνουμε,

$$t = \frac{2h_1}{V_1 \text{συν}\theta_{ic}} - \frac{2h_1 \epsilon \phi \theta_{ic}}{V_2} + \frac{x}{V_2} \quad (38)$$

Εάν αντικαταστήσουμε με τις σχέσεις

$$\varepsilon\varphi\theta_{ic} = \frac{\eta\mu\theta_{ic}}{\sigma\sigma\nu\theta_{ic}} \quad \text{και} \quad \eta\mu\theta_{ic} = \frac{V_1}{V_2}$$

Η εξίσωση γίνεται

$$t = \frac{2h_1}{V_1\sigma\sigma\nu\theta_{ic}} - \frac{2h_1\eta\mu^2\theta_{ic}}{V_1\sigma\sigma\nu\theta_{ic}} + \frac{x}{V_2} \quad (39)$$

και με σύμπτυξη των όρων

$$t = \frac{2h_1(1 - \eta\mu^2\theta_{ic})}{V_1\sigma\sigma\nu\theta_{ic}} + \frac{x}{V_2}$$

και χρησιμοποιώντας τη γνωστή τριγωνομετρική σχέση

$$\eta\mu^2\theta_{ic} + \sigma\sigma\nu^2\theta_{ic} = 1$$

λαμβάνουμε τη σχέση

$$t = \frac{2h_1\sigma\sigma\nu\theta_{ic}}{V_1} + \frac{x}{V_2} \quad (40)$$

ή εάν εκφρασθεί το $\sigma\sigma\nu\theta_{ic}$ με τις ταχύτητες V_1 και V_2 , τότε προκύπτει η σχέση

$$t = \frac{2h_1\left(1 - \left(V_1^2/V_2^2\right)\right)^{1/2}}{V_1} + \frac{x}{V_2} \quad (41) \quad \text{και} \quad t = \frac{2h_1(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}}{V_2V_1} + \frac{x}{V_2} \quad (42)$$

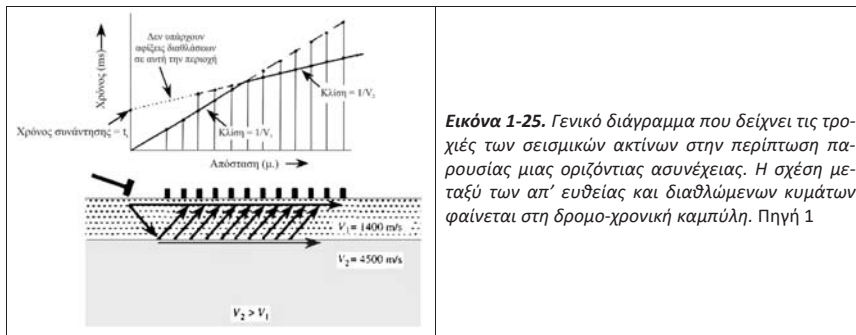
Εάν λάβουμε την πρώτη παράγωγο της παραπάνω σχέσης (όπως και προηγουμένως για τα απ' ευθείας κύματα) σε σχέση με το x , τότε θα προκύψει ένα πολύ απλό αποτέλεσμα:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{V_2} \quad (43)$$

Έτσι, μπορούμε να πούμε ότι η εξίσωση του χρόνου διαδρομής των οριακά διαθλώμενων κυμάτων είναι η εξίσωση της ευθείας γραμμής με κλίση $1/V_2$. Επειδή $V_2 > V_1$, η κλίση $1/V_2$ θα είναι μικρότερη από τη κλίση $1/V_1$.

4.4 Ο υπολογισμός του πάχους

Ας εξετάσουμε την εικόνα 1-25. Η ευθεία γραμμή που περνά από τους χρόνους άφιξης για τα οριακά διαθλώμενα κύματα, μπορεί να προεκταθεί μέχρι να τμήσει τον άξονα του χρόνου. Αυτός ο χρόνος ονομάζεται χρόνος συνάντησης, t_i .



Εικόνα 1-25. Γενικό διάγραμμα που δείχνει τις τροχιές των σεισμικών ακτίνων στην περίπτωση παρουσίας μιας οριζόντιας ασυνέχειας. Η σχέση μεταξύ των απ' ευθείας και διαθλώμενων κυμάτων φαίνεται στη δρομο-χρονική καμπύλη. Πηγή 1

Ο χρόνος αυτός δεν έχει φυσική έννοια εφόσον δεν φθάνουν διαθλώμενα κύματα σε απόσταση $x = 0$. Εν τούτοις, σε $x = 0$, ο χρόνος διαδρομής από την εξίσωση γίνεται:

$$\text{Χρόνος} = t_i = 2h_1 \frac{(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}}{V_2V_1} \quad (44)$$

και έτσι,

$$h_1 = \frac{t_i}{2} \frac{V_2V_1}{(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}} \quad (45)$$

Έτσι, για μια οριζόντια ασυνέχεια, εάν μπορέσουμε να προσδιορίσουμε τις αφίξεις των απ' ευθείας και διαθλώμενων κυμάτων από ένα σεισμόγραμμα, τότε μπορούμε να υπολογίσουμε το πάχος του υλικού πάνω από την ασυνέχεια και τις σεισμικές ταχύτητες των υλικών πάνω και κάτω από την ασυνέχεια.

4.5 Ταυτόχρονη άφιξη των απ' ευθείας και οριακά διαθλώμενων κυμάτων

Υπάρχει και ένας άλλος τρόπος για να προσδιορισθεί το πάχος του πρώτου στρώματος.

Εάν εξετάσουμε πάλι τη δρομο-χρονική καμπύλη της εικόνας 1-25, θα διαπιστώσουμε ότι οι δύο ευθείες γραμμές (των απ' ευθείας και των οριακά διαθλώμενων κυμάτων), τέμνονται σε ένα σημείο. Η οριζόντια συντεταγμένη αυτού του σημείου, x_{co} , αναφέρεται ως διασταυρωτή απόσταση. Η απόσταση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί αντί του χρόνου συνάντησης t_i , για να υπολογισθεί το h_1 , το βάθος μέχρι την ασυνέχεια.

Ξε απόσταση x_{co} οι χρόνοι διαδρομής των απ' ευθείας και των διαθλώμενων κυμάτων είναι ίσοι και επομένως,

$$\text{Χρόνος απ' ευθείας κύμα} = \frac{x_{co}}{V_1}$$

$$\text{Χρόνος διαθλώμενο κύμα} = \frac{2h_1(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}}{V_2V_1} + \frac{x_{co}}{V_2}$$

και

$$\frac{x_{co}}{V_1} = \frac{2h_1(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}}{V_2V_1} + \frac{x_{co}}{V_2} \quad (46)$$

Εάν αναδιαρθρώσουμε τους όρους λαμβάνουμε

$$\frac{h_1(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}}{V_2V_1} = \frac{x_{co}}{2} \left(\frac{V_2 - V_1}{V_2V_1} \right) \quad \text{και} \quad h_1 = \frac{x_{co}}{2} \left(\frac{V_2 - V_1}{V_2V_1} \right) \left(\frac{V_2V_1}{(V_2^2 - V_1^2)^{1/2}} \right)$$

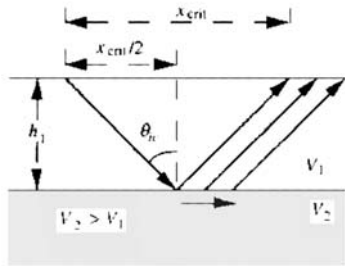
Απαλείφοντας τον όρο V_2V_1 , λαμβάνουμε τη απλή σχέση

$$h_1 = \frac{x_{co}}{2} \left(\frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \right)^{1/2} \quad (47)$$

4.6 Οριακή απόσταση

Βασίζόμενοι στη γεωμετρία της οριακής διάθλασης, υπάρχει μια πεπερασμένη απόσταση από το σημείο της σεισμικής πηγής μέχρι το πρώτο σημείο (γεώφωνο) στο οποίο αυτή η διαθλώμενη ενέργεια μπορεί να καταγραφεί.

Αυτή η απόσταση ονομάζεται οριακή απόσταση και είναι ίση με x_{crit} στην εικόνα 1-26.



Εικόνα 1-26. Διάγραμμα που δείχνει τις παραμέτρους για τον υπολογισμό της οριακής απόστασης. Η οριακή απόσταση είναι η ελάχιστη απόσταση από τη σεισμική πηγή, στην οποία θα ληφθεί η πρώτη οριακά διαθλώμενη ακτίνα. Πηγή 1

Το σημείο απ' όπου η σεισμική ακτίνα αφήνει την ασυνέχεια και φθάνει στην επιφάνεια στην **οριακή απόσταση**, ονομάζεται **οριακό σημείο ανάκλασης**. Ο υπολογισμός της οριακής απόστασης είναι εύκολος. Γνωρίζουμε ότι,

$$\varepsilon\varphi\theta_{ic} = \frac{x_{crit}/2}{h_1} \quad \text{και} \quad \eta\mu\theta_{ic} = \frac{V_1}{V_2}$$

Τότε

$$\varepsilon\varphi\left[\eta\mu^{-1}\left(\frac{V_1}{V_2}\right)\right] = \frac{x_{crit}/2}{h_1} \quad (48)$$

και

$$x_{crit} = 2h_1\varepsilon\varphi\left[\eta\mu^{-1}\left(\frac{V_1}{V_2}\right)\right] \quad \text{ή} \quad x_{crit} = \frac{2h_1}{\left[(V_2/V_1)^2 - 1\right]^{1/2}} \quad (49)$$

αν χρησιμοποιηθούν οι τριγωνομετρικές ιδιότητες που έχουν αναφερθεί προηγουμένως.

Ο πίνακας 1-7 παρουσιάζει μερικές τιμές οριακών αποστάσεων για ένα εύρος τιμών παχών του πρώτου στρώματος. Οι σεισμικές ταχύτητες που χρησιμοποιήθηκαν είναι όμοιες με εκείνες για μη κορεσμένους άμμους που υπέρκεινται κορεσμένων άμμων.

Πίνακας 1-7. Τιμές οριακής απόστασης για διαφορετικά πάχη. Πηγή 1

Πάχος (m)	Οριακή απόσταση (m)
2	1,53
4	3,06
6	4,59
8	6,12
10	7,65
12	9,18
14	10,71
16	12,24
18	13,76
20	15,29

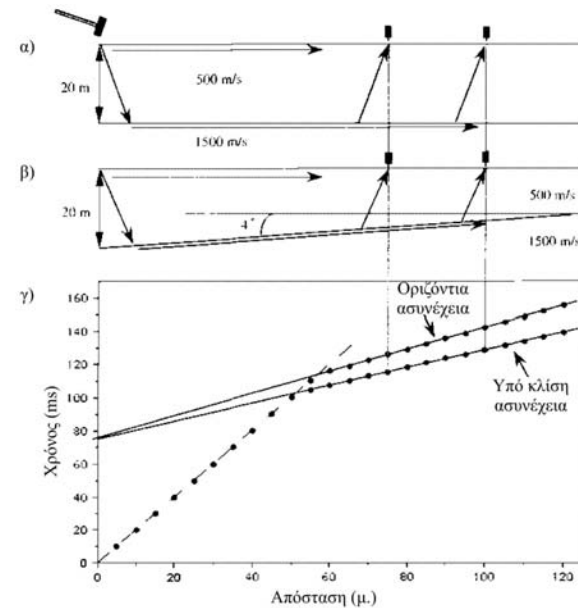
Ταχύτητα 1-P (m/s)	500
Ταχύτητα 2 -P (m/s)	1400

Αύξηση πάχους κατά 2 m

Αξιοσημείωτο εδώ είναι ότι η τροχιά του πρώτου οριακά διαθλώμενου κύματος που φθάνει στην επιφάνεια είναι η ίδια με την ανάκλαση, η οποία προσπίπτει στην ασυνέχεια στον οριακό σημείο ανάκλασης. Έτσι, τα ανακλώμενα και διαθλώμενα κύματα φθάνουν στον ίδιο χρόνο στην οριακή απόσταση x_{crit} , δηλαδή φθάνουν συγχρόνως στην επιφάνεια.

4.8 Μια ασυνέχεια υπό κλίση

Ας εξετάσουμε την εικόνα 1-28. Η γεωλογία στα Α και Β είναι η ίδια, εκτός από την ασυνέχεια στο Β που κλίνει 4° προς τα κάτω και αριστερά. Η **δρομο-χρονική καμπύλη** του Α παρουσιάζει δύο γραμμικά τμήματα, τα οποία είναι ακριβώς ίδιας μορφής με εκείνα που έχουν προκύψει για το Β. Δεν υπάρχει κανένας τρόπος να ξεχωρίσει κανείς την υπό κλίση ασυνέχεια από την οριζόντια, βασιζόμενος στο τρόπο της έρευνας όπως αυτή διεξήχθη (διεξαγωγή μόνο της κανονικής διάταξης). Πώς όμως μπορεί να λυθεί το πρόβλημα αυτό;



Εικόνα 1-28. α) Οριζόντια ασυνέχεια σε βάθος 20 m με ταχύτητες πάνω και κάτω από την ασυνέχεια 500 m/s & 1500 m/s, αντίστοιχα. β) Μια υπό κλίση ασυνέχεια με ίδιο βάθος στη θέση της πηγής, όπως και στην α) καθώς και ίδιες ταχύτητες όπως και στην α). γ) Οι δρομο-χρονικές καμπύλες για τις περιπτώσεις α) και β). Πηγή 1

Η εικόνα 1-28 αν και δεν λύνει το πρόβλημα μας, εν τούτοις το μέρος Γ παρέχει μια ένδειξη. Η κλίση της γραμμής που συμβολίζεται με «οριζόντια ασυνέχεια» είναι ίση με $1/V_2$, όπως ήδη γνωρίζουμε. Εν τούτοις, η κλίση της γραμμής που συμβολίζεται «ασυνέχεια υπό κλίση» είναι μικρότερη από την προηγούμενη τιμή, με συνέπεια η ταχύτητα να είναι μεγαλύτερη από την **πραγματική ταχύτητα**. Η ταχύτητα αυτή αναφέρεται συχνά ως **φαινόμενη ταχύτητα**.

Η ένδειξη βρίσκεται στους διαφορετικούς χρόνους άφιξης του διαθλώμενου μετωπικού κύματος στις δύο αυτές υπεδαφικές δομές. Να σημειωθεί ότι η άφιξη των διαθλώμενων κυμάτων σε κάθε γεώφωνο (εικ. 1-28 γ) έρχεται νωρίτερα σε όμοιες αποστάσεις γεωφώνων, σχετικά με την περίπτωση της οριζόντιας ασυνέχειας. Η αιτία μπορεί να βρεθεί όταν συγκριθεί το α) με το β). Όλες οι ακτίνες στο α) που επιστρέφουν στην επιφάνεια από την ασυνέχεια έχουν τις ίδιες τροχιές αποστάσεων να διασχίσουν και όλες είναι μεγαλύτερες από εκείνες του β). Επειδή η επιφάνεια στο β) είναι υπό κλίση προς τα πάνω και δεξιά, κάθε ακτίνα που επιστρέφει στην επιφάνεια μέσω V_1 , διασχίζει μια μικρότερη απόσταση από την ακτίνα που βρίσκεται αμέσως προς τα αριστερά της.

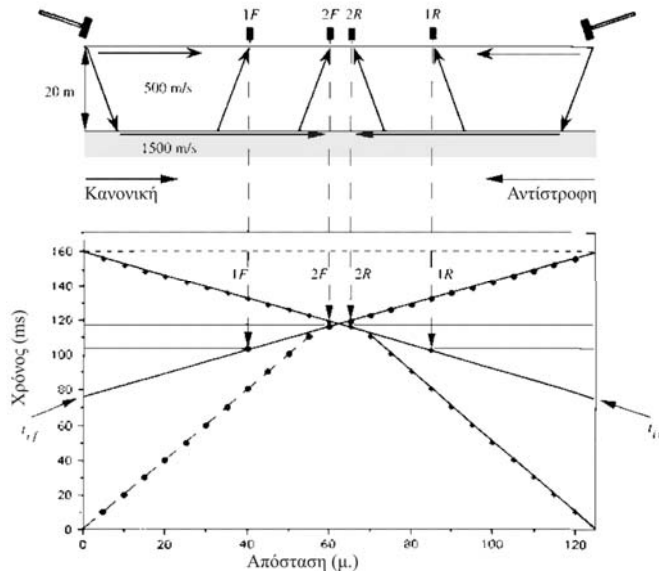
Έτσι, το χρονικό κενό μεταξύ του οριακά διαθλώμενου κύματος στις *δρομο-χρονικές καμπύλες* από την οριζόντια και υπό κλίση ασυνέχεια αυξάνεται προς τα πάνω και δεξιά. Το γεγονός αυτό συμβάλλει στην εξήγηση των διαφορετικών κλίσεων στο γ). Βέβαια αυτή η παρατήρηση δεν λύνει το πρόβλημα μας. Ας εξετάσουμε στην συνέχεια τι μορφή θα έχει η *δρομο-χρονική καμπύλη εάν αντιστρέψουμε τη θέση της ελεγχόμενης σεισμικής πηγής*.

Πρέπει πρώτα να δούμε και να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα αυτής της *μετάθεσης της σεισμικής πηγής*, στην περίπτωση της οριζόντιας ασυνέχειας.

Στην εικόνα 1-29 απεικονίζεται η διάταξη της *κανονικής* και *αντίστροφης θέσης ελεγχόμενης σεισμικής πηγής* στην περίπτωση της *οριζόντιας ασυνέχειας*. Τα γεώφωνα κατανέμονται κατά μήκος της επιφάνειας μεταξύ των δύο σεισμικών πηγών.

Η θέση της σεισμικής πηγής που βρίσκεται αριστερά ονομάζεται *κανονική*, διότι είναι η αρχική θέση, ενώ η θέση που βρίσκεται δεξιά ονομάζεται *αντίστροφη*, διότι η πηγή σεισμικής ενέργειας έχει αντιστραφεί σε σχέση με την αρχική (κανονική).

Ο λόγος που αναφερόμαστε στην εικόνα 1-29 είναι ότι οι τροχιές και κατά συνέπεια οι χρόνοι άφιξης είναι ακριβώς ίδιοι από κάθε πηγή για μια δεδομένη απόσταση γεωφώνου. Για παράδειγμα, η επιφανειακή απόσταση από τη θέση της κανονικής πηγής μέχρι το γεώφωνο 1F (40 m) είναι η ίδια με την επιφανειακή απόσταση από την αντίστροφη πηγή μέχρι το γεώφωνο 1R. Οι τροχιές για τα δύο διαθλώμενα κύματα είναι ίσες καθώς και οι χρόνοι διαδρομής. Με τέτοια γεωμετρία οι *δρομο-χρονικές καμπύλες* που προκύπτουν για κάθε θέση σεισμικής πηγής είναι *ακριβώς ίδιες*.



Εικόνα 1-29. Σύγκριση της δρομο-χρονικής καμπύλης με σεισμικές τροχιές σε γεώφωνα που βρίσκονται σε ίσες αποστάσεις από τη σεισμική πηγή για κανονική και αντίστροφη διάταξη. Πηγή 1

Οι δρομο-χρονικές καμπύλες για τη *κανονική* και *αντίστροφη* θέση σεισμικής πηγής χαρτογραφούνται συνήθως όπως στην εικόνα 1-29. Στην περίπτωση της παρουσίας *οριζόντιας ασυνέχειας* οι καμπύλες αυτές είναι συμμετρικές ή *ή μια είναι το κατοπτρικό είδωλο της άλλης*.

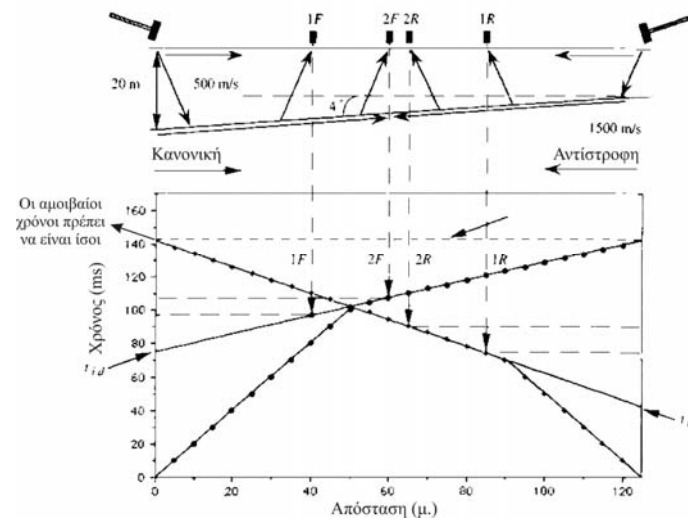
Επίσης παρατηρούμε ότι επειδή οι καμπύλες συμπίπτουν, οι κλίσεις των αντίστοιχων απ' ευθείας και διαθλώμενων κυμάτων είναι ίσες καθώς και οι χρόνοι συνάντησης.

Επίσης οι *συνολικοί ή αμοιβαίοι χρόνοι* που διανύουν τα κύματα από τη μια σεισμική πηγή στην άλλη και τανάπαλιν, TF και TR είναι ίσοι. Αυτή η ισοδυναμία είναι γνωστή ως *αμοιβαιότητα των χρόνων*. Αυτή η αμοιβαιότητα φαίνεται στην εικόνα 1-29, όπου τα τμήματα των διαθλώμενων κυμάτων, της κανονικής και αντίστροφης πηγής, τέμνουν τον άξονα των χρόνων στα **160 ms**.

Ας επιστρέψουμε τώρα στην αρχική μας ερώτηση. Ποια θα είναι η μορφή της δρομο-χρονικής καμπύλης εάν αντιστραφεί η θέση της σεισμικής πηγής από τα αριστερά του διαγράμματος προς τα δεξιά; Η εικόνα 1-30 απεικονίζει την ίδια κατάσταση όπως η εικόνα 1-28 εκτός μιας αντίστροφης διάταξης που έχει προστεθεί.

Όπως φαίνεται στην εικόνα 1-30, η κανονική και αντίστροφη διάταξη δεν είναι πλέον ίδιες, όταν υπάρχει μια *υπό κλίση ασυνέχεια*. Έτσι, πάντοτε συλλέγουμε δεδομένα με κανονική και αντίστροφη διάταξη προκειμένου να προσδιορίσουμε την ύπαρξη μιας υπό κλίση ασυνέχειας.

Δηλαδή, *εάν οι δρομοχρονικές καμπύλες δεν είναι συμμετρικές*, όπως στην εικόνα 1-30 (αντίθετα ότι συμβαίνει στην εικόνα 1-29), *τότε η ασυνέχεια είναι υπό κλίση*.

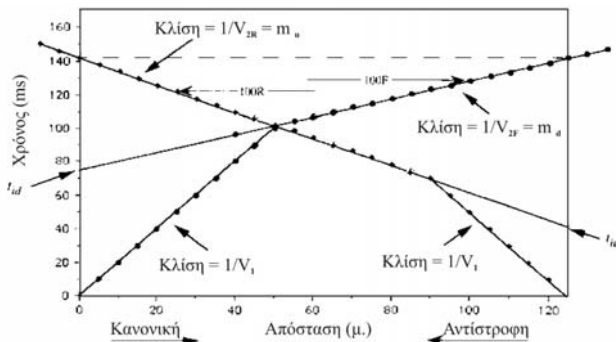


Εικόνα 1-30. Σύγκριση χρόνων διαδρομής σε γεώφωνα πάνω από μια υπό κλίση ασυνέχεια. Σκοπός του διαγράμματος αυτού είναι να δείξει ότι για γεώφωνα που βρίσκονται σε ίδιες αποστάσεις προκύπτουν διαφορετικές τροχιές και χρόνοι διαδρομής για τη κανονική και αντίστροφη διάταξη. Πηγή 1

Η αιτία γιατί οι καμπύλες δεν είναι συμμετρικές θα εξηγηθεί από την εικόνα 1-30. Τα γεώφωνα 1F και 1R βρίσκονται σε ίσες αποστάσεις από τις αντίστοιχες σεισμικές πηγές τους (40 m), όπως επίσης και τα γεώφωνα 2F και 2R (60 m). Ας εξετάσουμε τη τροχιά κύματος που προσπίπτει στην ασυνέχεια και οριακά διαθλάται. Εάν μετρήσουμε την απόσταση που διάνυσε στο στρώμα με ταχύτητα V_1 μέχρι το γεώφωνο 1F, αυτή είναι μεγαλύτερη από την ίδια μέτρηση για το γεώφωνο 1R. Αυτό δημιουργεί ένα μεγαλύτερο χρόνο διαδρομής, όπως φαίνεται στη δρομο-χρονική καμπύλη. Αυτός ο μεγαλύτερος χρόνος διαδρομής της κανονικής διάταξης σχετικά με την αντίστροφη διάταξη ισχύει για όλες τις θέσεις πηγής-γεωφώνου εκτός από μια. Εάν εξετάσουμε την εικόνα 1-30 και

υπολογίσουμε τους συνολικούς αμοιβαίους χρόνους, T_F και T_R , τότε θα διαπιστώσουμε ότι αυτοί είναι ίσοι και τέμνουν τον άξονα των χρόνων στα 142 ms.

Εξετάζοντας την εικόνα 1-28 δείξαμε ότι η φαινόμενη ταχύτητα ήταν μεγαλύτερη από την πραγματική ταχύτητα. Εάν υπολογίσουμε τη ταχύτητα των διαθλώμενων κυμάτων από την αντίστροφη διάταξη, θα ιδούμε ότι η ταχύτητα είναι μικρότερη από την πραγματική ταχύτητα. Εάν η κλίση της ασυνέχειας είναι μικρότερη από 10^0 τότε η μέση τιμή των δύο φαινόμενων ταχυτήτων είναι σχεδόν ίση με την πραγματική ταχύτητα.



Εικόνα 1-31. Δρομο-χρονική καμπύλη μιας υπό κλίση ασυνέχειας. Οι αμοιβαίοι χρόνοι πρέπει να είναι ίσοι. Παρόλα αυτά οι χρόνοι διαδρομής για τη κανονική και αντίστροφη πηγή σε ένα γεωφώνο μιας δεδομένης απόστασης, δεν είναι ίσοι. Αυτό φαίνεται με τα βέλη που φέρουν την ονομασία 100 F & 100R, που σηματοδοτούν χρόνους διαδρομής στα γεωφώνια που τοποθετούνται 100 m από τη κανονική και αντίστροφη πηγή. Πηγή 1

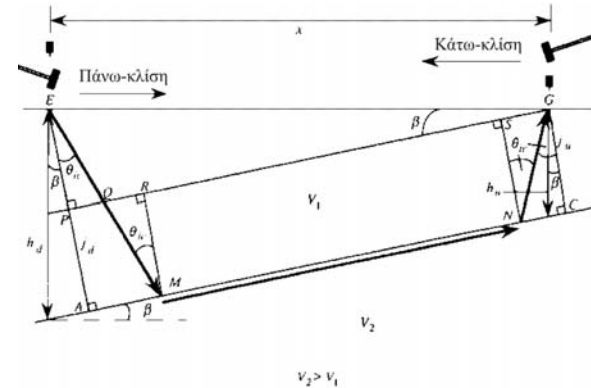
Τα κυριότερα σημεία που αναφέρθηκαν προηγουμένως αναφέρονται συνοπτικά στην εικόνα 1-31. Έτσι, οι δρομο-χρονικές καμπύλες της κανονικής και αντίστροφης διάταξης δεν είναι συμμετρικές εάν η ασυνέχεια είναι υπό κλίση. Οι τιμές V_1 για τη κανονική και αντίστροφη διάταξη πρέπει να συμφωνούν. **Οι συνολικοί ή αμοιβαίοι χρόνοι πρέπει να είναι ίσοι.**

Τα **αντίστροφα των κλίσεων** των οριακά διαθλώμενων κυμάτων **δεν δίδουν τη ταχύτητα V_2** . Η μέση τιμή των V_{2F} και V_{2R} προσεγγίζει την πραγματική V_2 εάν η κλίση της ασυνέχειας είναι μικρή. Οι τιμές των κλίσεων είναι m_u και m_d ακολουθώντας τη συμβατική μορφή της εξίσωσης της ευθείας γραμμής: $y = mx + \beta$ όπου m συμβολίζει τη κλίση. Μπορούμε επίσης να προσδιορίσουμε τη διεύθυνση της κλίσης, διότι όταν η φαινόμενη ταχύτητα είναι μεγαλύτερη σε μια από τις διατάξεις (κανονική ή αντίστροφη), τότε η ασυνέχεια κλίνει προς τα πάνω με διεύθυνση από την πηγή προς τη διάταξη των γεωφώνων.

4.9 Προσδιορισμός της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής

Ο προσδιορισμός του **χρόνου διαδρομής** για μια **υπό κλίση ασυνέχεια** είναι περίπου ο ίδιος όπως και στην οριζόντια ασυνέχεια. Τα σύμβολα που χρησιμοποιούνται εδώ φαίνονται στην εικόνα 1-32. Οι ποσότητες h_d και j_d τοποθετούνται στο κάτω μέρος της ασυνέχειας. Στην **εξίσωση του χρόνου διαδρομής** ο t_d παριστά το χρόνο διαδρομής όταν η σεισμική πηγή τοποθετείται προς το κάτω μέρος της ασυνέχειας. Ο χρόνος συνάντησης που υπολογίζεται από αυτή την εξίσωση είναι ο t_{id} , και

η κλίση που υπολογίζεται από την παράγωγο της εξίσωσης συμβολίζεται με m_d . Όμοια, όταν η σεισμική πηγή τοποθετείται στη θέση πάνω-κλίση, τότε όλα αυτά τα σύμβολα παίρνουν ως υπόστιξη ένα u αντί του d . Να σημειωθεί ότι το h είναι η κατακόρυφη απόσταση μέχρι την ασυνέχεια.



Εικόνα 1-32. Διάγραμμα που δείχνει το συμβολισμό που χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής για μια υπό κλίση ασυνέχεια. Πηγή 1

Εξετάζοντας την εικόνα 1-32 ως θυμηθούμε ότι η γωνία θ_{ic} μετρείται από τη κάθετο προς την ασυνέχεια. Κατ' αρχήν, λαμβάνουμε την περίπτωση όπου η πηγή τοποθετείται προς το κάτω μέρος της ασυνέχειας (σκοπεύουμε προς πάνω-κλίση). Ο χρόνος διαδρομής για ένα κύμα από την πηγή μέχρι το γεωφώνο G , δίδεται από τη σχέση:

$$t_d = \frac{EM}{V_1} + \frac{MN}{V_2} + \frac{NG}{V_1} \quad (50)$$

$$EM = \frac{j_d}{\sin \theta_{ic}} \quad (51) \quad NG = \frac{j_u}{\sin \theta_{ic}} \quad (52)$$

και εφόσον

$$j_u = j_d - EP = j_d - x \eta \mu \beta' \quad (53)$$

$$NG = \frac{j_d - x \eta \mu \beta}{\sin \theta_{ic}}$$

Επειδή $MN = PG - AM - NC$, υπολογίζουμε τις σχετικές ποσότητες

$$PG = x \sin \theta, \quad AM = j_d \epsilon \phi \theta_{ic}, \quad \text{και} \quad NC = j_u \epsilon \phi \theta_{ic} = (j_d - x \eta \mu \beta) \epsilon \phi \theta_{ic}$$

Αυτό μας δίνει τη βασική δρομο-χρονική εξίσωση:

$$t_d = \frac{j_d}{V_1 \sin \theta_{ic}} + \frac{x \sin \theta - j_d \epsilon \phi \theta_{ic} - (j_d - x \eta \mu \beta) \epsilon \phi \theta_{ic}}{V_2} + \frac{j_d - x \eta \mu \beta}{V_1 \sin \theta_{ic}} \quad (54)$$

Μπορούμε να απλοποιήσουμε αυτή την εξίσωση χρησιμοποιώντας τις τριγωνομετρικές ταυτότητες

$$\eta \mu (\theta_{ic} - \beta) = \eta \mu \theta_{ic} \sin \theta - \sin \theta_{ic} \eta \mu \beta$$

$$\eta \mu (\theta_{ic} + \beta) = \eta \mu \theta_{ic} \sin \theta + \sin \theta_{ic} \eta \mu \beta$$

Τελικά φθάνουμε στη σχέση

$$t_d = \frac{2 j_d \sin \theta_{ic}}{V_1} + \frac{x}{V_1} \eta \mu (\theta_{ic} - \beta) \quad (55)$$

Το επόμενο βήμα είναι να μετακινήσουμε τη σεισμική πηγή προς το πάνω μέρος της ασυνέχειας και να σκοπεύσουμε προς κάτω-κλίση. Μετά την απλοποίηση θα λάβουμε την παρακάτω σχέση:

$$t_u = \frac{2 j_u \sin \theta_{ic}}{V_1} + \frac{x}{V_1} \eta \mu (\theta_{ic} + \beta) \quad (56)$$

Αυτές οι δύο τελευταίες εξισώσεις δεν είναι μόνο πολύ όμοιες μεταξύ τους, αλλά και δεν διαφέρουν από εκείνη της οριζόντιας ασυνέχειας. Το επόμενο βήμα είναι να υπολογίσουμε τις κλίσεις των ευθειών γραμμών αυτών των εξισώσεων.

Έτσι, προκύπτει ότι

$$\frac{d(t_d)}{dx} = \frac{\eta\mu(\vartheta_{ic}-\beta)}{V_1} \quad \text{και} \quad \frac{d(t_u)}{dx} = \frac{\eta\mu(\vartheta_{ic}+\beta)}{V_1}$$

Ακολουθώντας την ορολογία που αναφέρθηκε στην εικόνα 1-31 για τις κλίσεις και τους χρόνους συνάντησης, οι προηγούμενες σχέσεις γράφονται ως

$$m_d = \frac{\eta\mu(\vartheta_{ic}-\beta)}{V_1} \quad (57) \quad \text{και} \quad m_u = \frac{\eta\mu(\vartheta_{ic}+\beta)}{V_1} \quad (58)$$

Εάν λάβουμε υπόψη ότι $\eta\mu\vartheta_{ic} = V_1/V_2$, βλέπουμε ότι μπορούμε να υπολογίσουμε το V_2 , αν γνωρίζουμε το ϑ_{ic} . Βέβαια θέλουμε να γνωρίζουμε και τη κλίση β της ασυνέχειας. Σημειώνοντας τα πρόσημα + και - στις παραπάνω σχέσεις βλέπουμε ότι μπορούμε να υπολογίσουμε και τα δύο β και ϑ_{ic} . Έτσι, γράφουμε τις παραπάνω σχέσεις υπό μορφή

$$\vartheta_{ic} - \beta = \eta\mu^{-1}(V_1 m_d) \quad \text{και} \quad \vartheta_{ic} + \beta = \eta\mu^{-1}(V_1 m_u)$$

Επειδή τα m_d , m_u και V_1 υπολογίζονται απ' ευθείας από τις δρομο-χρονικές καμπύλες, λύνουμε ως προς ϑ_{ic} και έχουμε

$$\vartheta_{ic} = \eta\mu^{-1}(V_1 m_d) + \beta \quad \text{και} \quad \vartheta_{ic} = \eta\mu^{-1}(V_1 m_u) - \beta$$

$$2\vartheta_{ic} = \eta\mu^{-1}(V_1 m_d) + \eta\mu^{-1}(V_1 m_u)$$

Τελικά λαμβάνουμε τη σχέση:

$$\vartheta_{ic} = \frac{\eta\mu^{-1}(V_1 m_d) + \eta\mu^{-1}(V_1 m_u)}{2} \quad (59)$$

Όμοια, υπολογίζουμε τη σχέση για το β , λύνοντας ως προς β :

$$\beta = \vartheta_{ic} - \eta\mu^{-1}(V_1 m_d) \quad \text{και} \quad \beta = -\vartheta_{ic} + \eta\mu^{-1}(V_1 m_u)$$

και φθάνουμε στη σχέση,

$$2\beta = \eta\mu^{-1}(V_1 m_u) - \eta\mu^{-1}(V_1 m_d) \quad \text{και}$$

$$\beta = \frac{\eta\mu^{-1}(V_1 m_u) - \eta\mu^{-1}(V_1 m_d)}{2} \quad (60)$$

4.10 Υπολογισμός του πάχους

Από τις εξισώσεις των χρόνων διαδρομής Χρόνος $_d$ και Χρόνος $_u$ θέτοντας $x=0$, μπορούμε να υπολογίσουμε τους αντίστοιχους χρόνους συνάντησης:

$$t_{id} = \frac{2j_d \sigma \nu \vartheta_{ic}}{V_1} \quad (61) \quad \text{και} \quad t_{iu} = \frac{2j_u \sigma \nu \vartheta_{ic}}{V_1} \quad (62)$$

Σημειώνοντας από την εικόνα 1-32 ότι $\sigma \nu \nu = \frac{j_d}{h_d}$ και $\sigma \nu \nu = \frac{j_u}{h_u}$ υπολογίζουμε τα j_d , j_u , h_d και h_u , από τις σχέσεις:

$$j_d = \frac{t_{id} V_1}{2 \sigma \nu \nu \vartheta_{ic}} \quad (63)$$

$$j_u = \frac{t_{iu} V_1}{2 \sigma \nu \nu \vartheta_{ic}} \quad (64)$$

$$h_d = \frac{j_d}{\sigma \nu \nu \beta} \quad (65)$$

$$h_u = \frac{j_u}{\sigma \nu \nu \beta} \quad (66)$$

5 Η μέθοδος της σεισμικής ανάκλασης

Για την ανάλυση των **ανακλώμενων κυμάτων** θα ακολουθήσουμε το ίδιο γενικό πλαίσιο που χρησιμοποιήσαμε για τα διαθλώμενα κύματα. Κατ' αρχήν, θα ασχοληθούμε με την απλή περίπτωση μιας **οριζόντιας ασυνέχειας** και θα αναπτύξουμε την **εξίσωση του χρόνου διαδρομής** γι' αυτή την ειδική περίπτωση.

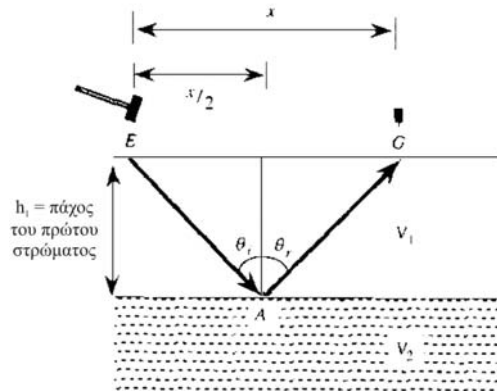
5.1 Προσδιορισμός της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής

Ο προσδιορισμός της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής για ένα ανακλώμενο κύμα από μία οριζόντια ασυνέχεια είναι πολύ εύκολος. Αναφερόμενοι στην εικόνα 1-33 βλέπουμε ότι,

$$\text{Χρόνος} = \frac{EA + AG}{V_1} \quad (67)$$

$$EA = AG = \left[\left(\frac{x}{2} \right)^2 + h_1^2 \right]^{1/2} \text{ και}$$

$$\text{Χρόνος} = t_x = \frac{(x^2 + 4h_1^2)^{1/2}}{V_1} \quad (68)$$



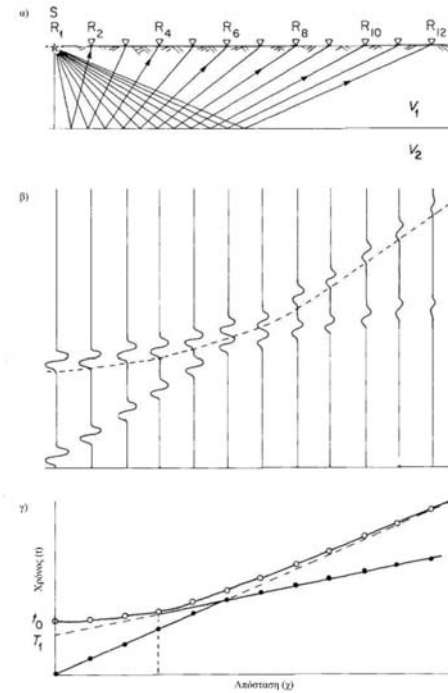
Εικόνα 1-33. Διάγραμμα που δείχνει το συμβολισμό που χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή της εξίσωσης του χρόνου διαδρομής ανάκλασης. Πηγή 1

Υψώνοντας στο τετράγωνο και τα δύο μέλη λαμβάνουμε,

$$t_x^2 = \frac{x^2}{V_1^2} + \frac{4h_1^2}{V_1^2}$$

και διαιρώντας δια $4h_1^2$ και αναδιαρθρώνοντας τους όρους έχουμε

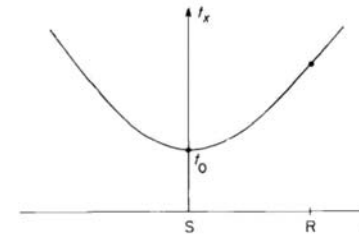
$$\frac{t_x^2}{4h_1^2/V_1^2} - \frac{x^2}{4h_1^2} = 1 \quad (69)$$



Εικόνα 1-34. α) Τροχιές ανακλώμενων κυμάτων από μια οριζόντια ασυνέχεια. β) Το αντίστοιχο σεισμόγραμμα με ανακλώμενους και διαθλώμενους παλμούς και γ) Οι καμπύλες χρόνου-διαδρομής δείχνουν ότι, η καμπύλη των ανακλώμενων κυμάτων έχει γεωμετρία υπερβολής, ενώ οι καμπύλες των απ' ευθείας και διάθλασης κυμάτων παρουσιάζονται ως τμήματα ευθειών γραμμών. Πηγή 8

Επειδή h_1 και V_1 είναι σταθερές ιδιότητες της δομής, βλέπουμε ότι η εξίσωση (69) εκφράζει μια **υπερβολή**, η οποία είναι συμμετρική γύρω από $x = 0$. Αυτό το ενδιαφέρον αποτέλεσμα εξηγεί γιατί οι αφίξεις των ανακλώμενων κυμάτων παριστάνονται γραφικά με τη μορφή που απεικονίζεται στην εικόνα 1-34 (ως υπερβολή).

Βλέπουμε δηλαδή, ότι ο χρόνος t_x μεταβάλλεται με την απόσταση των γεωφώνων x , σύμφωνα με την καμπύλη υπερβολής, όπως φαίνεται στην εικόνα 1-35.



Εικόνα 1-35. Η υπερβολή που δείχνει τη μορφή της δρομο-χρονικής καμπύλης ανάκλασης. Τα γεωφώνια έχουν τοποθετηθεί εκατέρωθεν της πηγής, S, και σε απόσταση $x = 0$ καταγράφεται ο ελάχιστος χρόνος t_0 .

Εάν η σεισμική πηγή και το γεωφώνο τοποθετηθούν στην ίδια θέση, οπότε $x = 0$, η εξίσωση (68) απλοποιείται σε

$$t_0 = \frac{2h_1}{V_1} \quad (70)$$

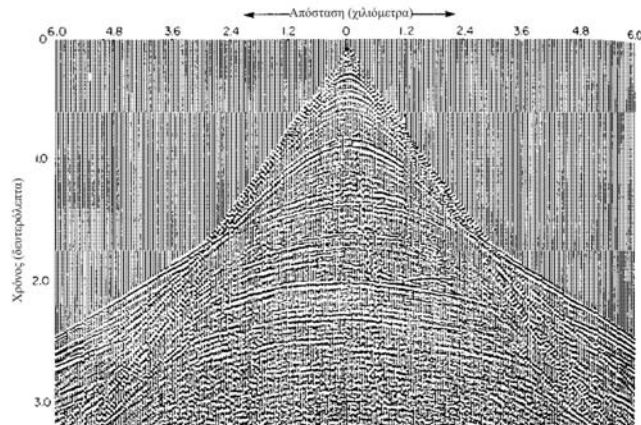
όπου t_0 ονομάζεται **χρόνος απόστασης μηδέν**. Αυτός είναι ο **χρόνος διαδρομής** του ανακλώμενου κύματος κατά μήκος της κατακόρυφης τροχιάς (**χρόνος κατακόρυφης ανακλάσης**).

Εάν εκφράσουμε το h_1 σε συνάρτηση με το t_0 και V_1 και αντικαταστήσουμε το αποτέλεσμα στην εξίσωση (69), λαμβάνουμε

$$\frac{t_x^2}{t_0^2} - \frac{x^2}{t_0^2 V_1^2} = 1 \quad (71)$$

η οποία πάλι δείχνει ότι ο χρόνος άφιξης των ανακλάσεων μεταβάλλεται ως υπερβολή με την απόσταση.

Ένα πραγματικό σεισμογράμμα αποτελούμενο από 120 ίχνη (γεώφωνα) παρουσιάζεται στην εικόνα 1-36, για να δείξει τις υπερβολές των ανακλώμενων κυμάτων από διαφορετικές ασυνέχειες. Σ' αυτή την παρουσίαση η σεισμική πηγή έχει τοποθετηθεί στο μέσον του αναπτύγματος των γεωφώνων. Τα ευθύγραμμα τμήματα των παλμών δείχνουν την άφιξη των διαθλώμενων κυμάτων.



Εικόνα 1-36. Μια πραγματική σεισμική καταγραφή ανάκλασης. Τα γεώφωνα έχουν τοποθετηθεί εκατέρωθεν της πηγής και ο χρόνος διαδρομής αυξάνει από πάνω προς τα κάτω. Πηγή 8.

5.2 Διόρθωση NMO (Normal Move Out)

Στις διασκοπήσεις σεισμικής ανάκλασης ο χρόνος ανάκλασης t_x συνήθως εκφράζεται, ως ένα άθροισμα του **χρόνου απόστασης μηδέν** t_0 και μιας **επί πλέον ποσότητας χρόνου** Δt , που απαιτείται διότι ο δέκτης απέχει μια απόσταση x από την σεισμική πηγή.

$$t_x = t_0 + \Delta t \quad (71\alpha)$$

Η **χρονική αύξηση Δt ονομάζεται κανονική χρονική μετατόπιση ή διόρθωση (NMO)**. Ας αντικαταστήσουμε την εξίσωση (70) στην (68), οπότε λαμβάνουμε,

$$t_x = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2}{V_1^2}} = t_0 \sqrt{1 + \frac{x^2}{t_0^2 V_1^2}} \quad (72)$$

και η διόρθωση NMO είναι,

$$\Delta t = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2}{V_1^2}} - t_0 \quad (73)$$

Εάν θέσουμε

$$a = \frac{x}{t_0 V_1}$$

τότε

$$t_x = t_0 \sqrt{1 + a^2}$$

η οποία μπορεί να εκφρασθεί υπό μορφή δυαδικής ανάπτυξης σειράς,

$$t_x = t_0 \left(1 + \frac{1}{2} a^2 + \dots \right)$$

ή

$$t_x = t_0 \left(1 + \frac{x^2}{2t_0^2 V_1^2} + \dots \right) \quad (74)$$

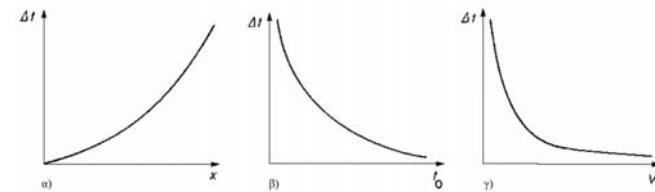
Για τους στόχους της διασκόπησης σεισμικής ανάκλασης είναι σημαντικοί οι δύο πρώτοι όροι της σειράς και τους υπόλοιπους τους αγνοούμε. Εάν συγκρίνουμε την έκφραση

$$t_x = t_0 \left(1 + \frac{x^2}{2t_0^2 V_1^2} \right) = t_0 + \frac{x^2}{2t_0 V_1^2}$$

με την εξίσωση (71α), τότε βλέπουμε ότι η **διόρθωση NMO** δίδεται από τη σχέση,

$$\Delta t = \frac{x^2}{2t_0 V_1^2} \quad (75)$$

Αυτή η έκφραση μας επιτρέπει να εξετάσουμε πως ο χρόνος διαδρομής αυξάνεται καθώς η απόσταση αυξάνεται. Για ανακλώμενα κύματα που διαφέρουν κατά Δt , είναι απ' ευθείας ανάλογα του x^2 και αντιστρόφως ανάλογα του t_0 και του V_1^2 . Αυτές οι σχέσεις φαίνονται γραφικά στην εικόνα 1-37. Εδώ βλέπουμε ότι μια αύξηση στο βάθος της ασυνέχειας, που σημαίνει ότι ο χρόνος t_0 αυξάνει, ότι η **διόρθωση NMO** μειώνεται. Αυτό σημαίνει ότι το τόξο της υπερβολής είναι περισσότερο ομαλό για τους βαθύτερους ορίζοντες. Αυτή η καμπυλότητα είναι εμφανής στην εικόνα 1-36, η οποία δείχνει ότι τα τόξα των υπερβολών για διαδοχικά βαθύτερους ορίζοντες δεν είναι παράλληλα. Η καμπυλότητα αυτών των τόξων ελαττώνεται καθώς το βάθος της ασυνέχειας αυξάνει.



Εικόνα 1-37. Μεταβολή της διόρθωσης NMO. α) Η μεταβολή του Δt με την απόσταση του γεωφώνου. β) Η μεταβολή του Δt με το βάθος και γ) Η μεταβολή του Δt με τη ταχύτητα. Πηγή 8.

Η **διόρθωση NMO** είναι ευθέως ανάλογη προς την απόσταση πηγής-δέκτη, ενώ είναι αντιστρόφως ανάλογη προς το χρόνο ανάκλασης και τη ταχύτητα.

5.3 Η μέτρηση της σεισμικής ταχύτητας και του πάχους του επιφανειακού στρώματος

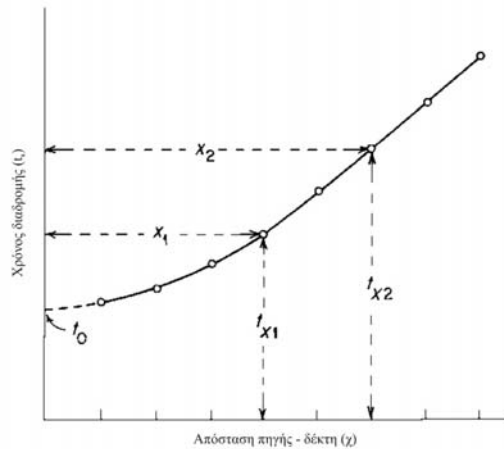
Το βάθος h_1 μέχρι την πρώτη ασυνέχεια εύκολα υπολογίζεται, εάν ο **χρόνος απόστασης μηδέν** t_0 και η ταχύτητα V_1 είναι γνωστά. Με αναδιάρθρωση των όρων της σχέσης (70) προκύπτει,

$$h_1 = \frac{t_0 V_1}{2} \quad (76)$$

Μπορούμε να μετρήσουμε το t_0 από το ίχνος του σειсмоγράμματος που αντιστοιχεί σε απόσταση $x = 0$. Εάν δεν είναι ευκρινής η άφιξη του κύματος ανάκλασης στη θέση αυτή, τότε χρησιμοποιούμε ένα άλλο ίχνος στο οποίο η ανάκλαση είναι περισσότερο ευκρινής. Για να προσδιορίσουμε το t_0 από το t_x , πολλαπλασιάζουμε και τα δύο μέλη της σχέσης (71) με t_0^2 και λαμβάνουμε τη τετραγωνική ρίζα ώστε,

$$t_0 = \sqrt{t_x^2 - x^2 / V_1^2} \quad (77)$$

Πρέπει να βρούμε ένα τρόπο να υπολογίσουμε τη ταχύτητα V_1 από τους χρόνους άφιξης των ανακλώμενων κυμάτων. Ο ένας τρόπος είναι να υπολογισθούν οι χρόνοι t_{x1} και t_{x2} από δύο δέκτες που βρίσκονται σε αποστάσεις x_1 και x_2 , όπως φαίνεται στην εικόνα 1-38.



Εικόνα 1-38. Διάγραμμα που δείχνει τις αποστάσεις x_1 και x_2 δύο γεωφώνων, καθώς και τους αντίστοιχους χρόνους t_{x1} και t_{x2} . Χρησιμοποιώντας τις δύο αυτές αποστάσεις και τους σχετικούς χρόνους ανάκλασης μπορεί να υπολογισθεί η ταχύτητα V_1 . Στη συνέχεια από τη ταχύτητα αυτή και το χρόνο απόστασης μηδέν, t_0 , μπορεί να υπολογισθεί το πάχος του στρώματος. Πηγή 8.

Εάν πολλαπλασιάζουμε και τα δύο μέλη της σχέσης (71) με το t_0^2 και με αναδιάρθρωση λαμβάνουμε,

$$t_0^2 = t_{x1}^2 - \frac{x_1^2}{V_1^2} = t_{x2}^2 - \frac{x_2^2}{V_1^2}$$

που μπορεί να γραφεί ως,

$$t_{x2}^2 - t_{x1}^2 = \frac{1}{V_1^2} (x_2^2 - x_1^2)$$

Έτσι έχουμε,

$$V_1 = \sqrt{(x_2^2 - x_1^2) / (t_{x2}^2 - t_{x1}^2)} \quad (78)$$

Έτσι τώρα μπορούμε να υπολογίσουμε τις τιμές για το t_0 και V_1 που χρειάζονται για να λυθεί η σχέση (76).

Υπάρχει και ένας άλλος τρόπος για να υπολογίσουμε τα t_0 και V_1 , ο οποίος χρησιμοποιεί όλους τους χρόνους άφιξης που μπορούν να αναγνωσθούν από το σειсмоγράμμα. Από τη σχέση (69) με αναδιάρθρωση των όρων λαμβάνουμε,

$$t_{x_x}^2 = \left(\frac{1}{V_1} \right)^2 x^2 + \frac{4h_1^2}{V_1^2} \quad (79)$$

Εάν τώρα αντικαταστήσουμε το $t_x^2 = \tau$, $(1/V_1)^2 = M$, $x^2 = \chi$ και $4h_1^2/V_1^2 = B$, τότε προκύπτει ότι,

$$\tau = M\chi + B$$

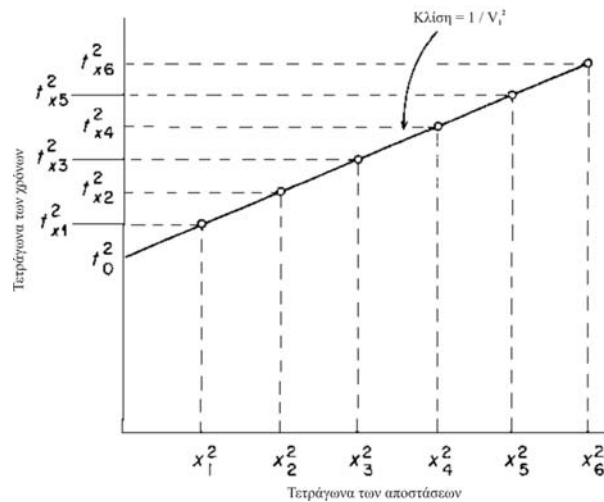
η οποία είναι η εξίσωση της ευθείας γραμμής. Αυτό σημαίνει ότι εάν απεικονίσουμε γραφικά τα τετράγωνα των χρόνων διαδρομής t_x^2 και της απόστασης x^2 , που αντιστοιχούν σε αρκετούς δέκτες, τα σημεία πρέπει να βρίσκονται κατά μήκος μιας ευθείας γραμμής.

Ένα τέτοιο **γράφημα $x^2 - t^2$** φαίνεται στην εικόνα 1-39. Η κλίση αυτής της γραμμής είναι $1/V_1^2$ και η τομή αυτής της γραμμής με τον άξονα t^2 είναι,

$$\frac{4h_1^2}{V_1^2} = t_0^2$$

Επομένως, η παρακάτω μεθοδολογία πρέπει να ακολουθηθεί για να ερμηνευθεί το σειсмоγράμμα ανάκλασης της εικόνας 1-34.

1. Μέτρηση των χρόνων διαδρομής $t_1, t_2, \dots$, σε αποστάσεις δέκτων $x_1, x_2, x_3, \dots$, από το σειсмоγράμμα.
2. Λήψη των τετραγώνων αυτών $t_1^2, t_2^2, t_3^2, \dots$, και $x_1^2, x_2^2, x_3^2, \dots$ και απεικόνιση αυτών σε **γράφημα $x^2 - t^2$** .
3. Χάραξη της ευθείας γραμμής δια μέσου των σημείων του **γραφήματος $x^2 - t^2$** . Υπολογισμός της ταχύτητας από τη κλίση αυτής της γραμμής, η οποία είναι $1/V_1^2$ και προσδιορισμός του χρόνου μηδέν από τη τομή της με τον άξονα των χρόνων, ο οποίος είναι t_0^2 .
4. Υπολογισμός του βάθους h_1 χρησιμοποιώντας την εξίσωση (76) και αυτές τις τιμές των t_0 και V_1 .



Εικόνα 1-39. Ένα $x^2 - t^2$ γράφημα χρόνων διαδρομής κυμάτων ανάκλασης σε συνάρτηση με την απόσταση για μια οριζόντια ασυνέχεια. Το γράφημα αυτό παριστά μια ευθεία γραμμή, της οποίας η κλίση είναι $1/V_1^2$ και ο χρόνος συνάντησης (t_0^2) σε απόσταση $x = 0$ είναι το τετράγωνο του χρόνου ανάκλασης απόστασης μηδέν. Πηγή 8.

5.4 Σχέση των απ' ευθείας και ανακλώμενων κυμάτων

Εάν διαιρέσουμε και τα δύο μέλη της εξίσωσης (68) με x , τότε λαμβάνουμε,

$$\frac{t_x}{x} = \sqrt{\frac{1}{V_1^2} + \frac{4}{V_1^2} \frac{h_1^2}{x^2}} \quad (80)$$

Καθώς η απόσταση $x \rightarrow \infty$, ο όρος $h_1/x \rightarrow 0$, έτσι ώστε,

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{V_1^2} + \frac{4}{V_1^2} \frac{h_1^2}{x^2}} = \frac{1}{V_1}$$

Έτσι, καθώς το $x \rightarrow \infty$, λαμβάνουμε

$$\frac{t_x}{x} = \frac{1}{V_1} \quad \text{ή} \quad t_x = \frac{x}{V_1} \quad (81)$$

Γνωρίζουμε ότι το αποτέλεσμα αυτό της σχέσης (81) εκφράζει το χρόνο διαδρομής των απ' ευθείας κυμάτων.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΗΓΕΣ

1. **Burger R. H. 1992.** *Exploration Geophysics of the Shallow Subsurface*. **Prentice Hall PTR**, Englewood Cliffs, New Jersey, **p.489**.
2. **Dobrin M. B. And Savit C. H. 1988.** *Geophysical Prospecting*. **McGraw-Hill** International Editions, Fourth Edition, **p.867**.
3. **Kearey Ph., Brooks M. and Hill I. 2002.** *An Introduction to Geophysical Exploration*. **Blackwell Science**, Third Edition, **p.262**.
4. **Lillie R. J. 1999.** *Whole Earth Geophysics*. **Prentice Hall**, New Jersey, **p. 361**.

5. **Parasnis. 1997.** *Principles of Applied Geophysics*. **Chapman & Hall**, London, Weinheim, New York, Tokyo, Melbourne, Madras, Fifth Edition, **p. 429**.
6. **Reynolds M. John 2003.** *An Introduction to Applied and Environmental Geophysics*. **Wiley**, **p. 796**.
7. **Rider M. 2006.** *The Geological Interpretation of Well Logs*. **Rider-French Consulting Ltd**, Second Edition, **p. 280**.
8. **Robinson E. S. And Coruh C. 1988.** *Basic Exploration Geophysics*. **John Wiley & Sons, Inc.**, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, **p.562**.
9. **Sharma V. Prem .** *Enviromental and engineering geophysics*. **Cambridge University Press**, **p. 475**.
10. **Smith J. Peter 1973.** *Topics in geophysics*. **The MIT Press**, **p. 246**.
11. **Telford W. M., Geldart L. P., Sheriff R. E., Keys D. A. 1986.** *Applied Geophysics*. **Cambridge University Press**, London, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney, **p. 860**.