

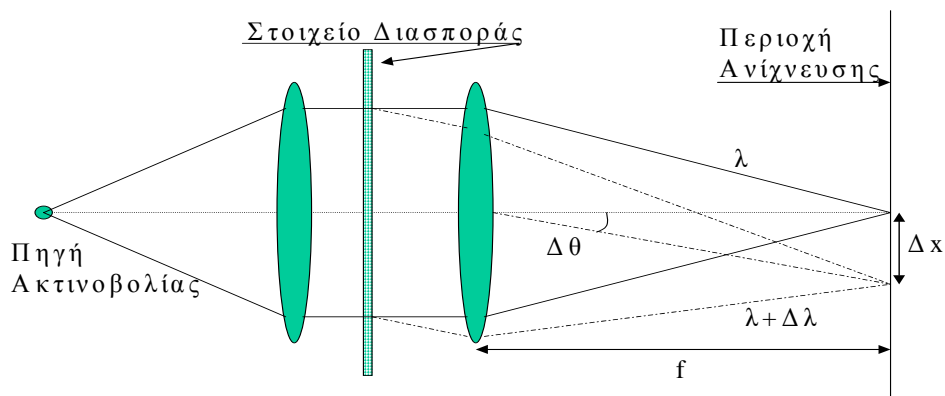
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Στοιχεία ανάλυσης και ανίχνευσης οπτικής ακτινοβολίας

5.1 Στοιχεία ανάλυσης οπτικής ακτινοβολίας

Τα οπτικά στοιχεία με τα οποία αναλύεται το εκπεμπόμενο από το προς μελέτη υλικό φως, μπορούν να χωριστούν σε τρεις επιμέρους κατηγορίες, ανάλογα με τον αν η επιλεκτικότητα ως προς τη συχνότητα στηρίζεται σε φαινόμενα (α) επιλεκτικής απορρόφησης (φίλτρα), (β) επιλεκτικής διαθλαστικότητας - διασποράς (πρίσματα) και (γ) σε φαινόμενα συμβολής περίθλασης (φράγματα).

Τα δύο συνηθέστερα χρησιμοποιούμενα στοιχεία ανάλυσης είναι το πρίσμα και το φράγμα, τα οποία αποτελούν εναλλακτικά τον πυρήνα των φασματογράφων ή των φασματομέτρων. Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό αυτών των στοιχείων ανάλυσης είναι η *διασπορά* τους, που αποτελεί ένα μέτρο της ικανότητας διαχωρισμού δύο διαφορετικών μηκών κύματος. Η *γωνιακή διασπορά* ορίζεται ως $\Delta\theta/\Delta\lambda$, όπου $\Delta\theta$ είναι η γωνιακή διαφορά των εξερχόμενων από το στοιχείο ανάλυσης ακτίνων που αντιστοιχούν σε δύο μήκη κύματος που διαφέρουν κατά $\Delta\lambda$. Αν f είναι η εστιακή απόσταση του οπτικού συστήματος που συγκεντρώνει το αναλυόμενο φως, τότε ορίζεται ως *γραμμική διασπορά* στο εστιακό επίπεδο το $\Delta x/\Delta\lambda$, όπου Δx είναι η αντίστοιχη απόσταση (επί του εστιακού επιπέδου) των δύο διαφορετικών μηκών κύματος (Σχ. 5.1).



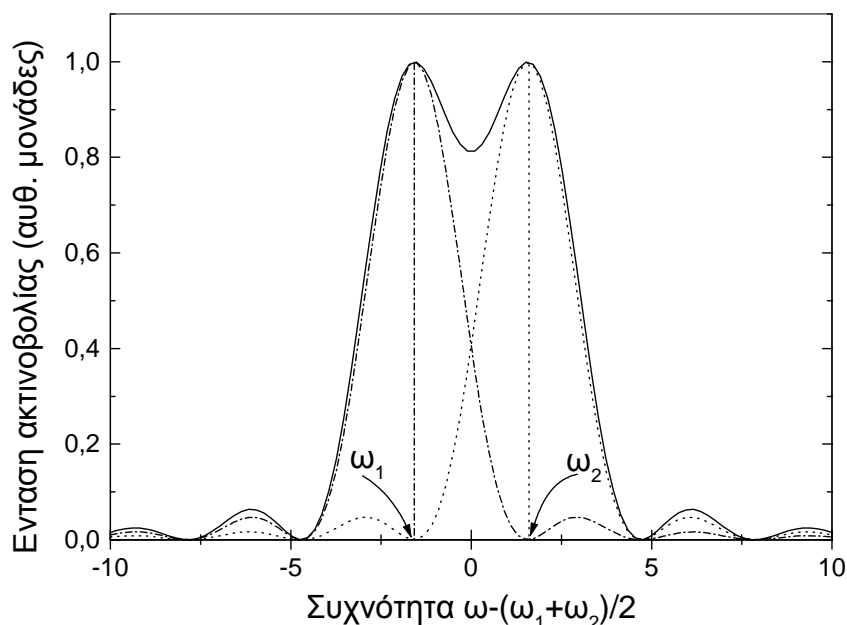
Σχήμα 5.1. Γωνιακή και γραμμική διασπορά στοιχείου ανάλυσης ακτινοβολίας

Επομένως,

$$\Delta x = f \Delta\theta \quad \text{και} \quad (\Delta x/\Delta\lambda) = f (\Delta\theta/\Delta\lambda), \quad (5.1\alpha,\beta)$$

Παρ' όλα αυτά, δεν είναι δυνατόν να αυξήσει κανείς απεριόριστα τη γραμμική διασπορά ενός συστήματος, αυξάνοντας την f . Αυτό οφείλεται στα φαινόμενα περίθλασης, που έχουν ως αποτέλεσμα την απεικόνιση του κάθε μήκους κύματος σε ένα σημείο μη μηδενικών διαστάσεων.

Ως *φασματική διακριτική ισχύς* (ή *φασματική διακριτική ικανότητα*) ενός οργάνου, σε μία περιοχή μηκών κύματος, ορίζεται ο λόγος $\lambda/\Delta\lambda$, του μετρούμενου μήκους κύματος λ , προς την ελάχιστη διαφορά $\Delta\lambda$ μεταξύ δύο γειτονικών μηκών κύματος, τα οποία διακρίνονται από το όργανο ως ξεχωριστές γραμμές.



Σχήμα 5.2. Διακριτική ικανότητα μέσω του κριτηρίου του Rayleigh

Η διακριτική ικανότητα και η γωνιακή διασπορά ενός οργάνου, επομένως, συνδέονται με τη σχέση

$$(\lambda/\Delta\lambda) = (\lambda/\Delta\theta)(d\theta/d\lambda). \quad (5.2)$$

5.1.1 Φίλτρα

Τα φίλτρα είναι οπτικά υλικά που χαρακτηρίζονται από μία συγκέντρωση κ απορροφητικών κέντρων, τα οποία έχουν την ιδιότητα να απορροφούν την ακτινοβολία που διέρχεται από αυτά με τρόπο που εξαρτάται από το μήκος κύματός της. Αν το ενεργό πάχος των υλικών αυτών είναι x , τότε ο συντελεστής εσωτερικής απορρόφησης $\alpha = \alpha(\lambda)$, ορίζεται μέσω του *πηλίκου εσωτερικής διαπερατότητας* [internal transmissivity, $T_i = (I_{\text{διερχόμενου}}/I_{\text{προσπίπτου}})$], το οποίο είναι ίσο με :

$$T_i = 10^{-\alpha(\lambda)\kappa x}. \quad (5.3)$$

Με τον όρο εσωτερική διαπερατότητα αναφερόμαστε στη διαπερατότητα η οποία δεν συμπεριλαμβάνει τα επιφανειακά φαινόμενα (ανεξάρτητα από το αν οι επιφάνειες έχουν ή όχι επιστρώσεις).

Η *οπτική πυκνότητα* D αυτών των φίλτρων ορίζεται ως ο δεκαδικός λογάριθμος της αδιαφάνειας $1/T_i$,

$$D = \log(1/T_i). \quad (5.4)$$

Η *εξωτερική απορρόφηση* T των φίλτρων, με μορφή πλακιδίων με παράλληλες επιφάνειες, υπολογίζεται, με καλή προσέγγιση, από τη σχέση

$$T = t_1 t_2 T_i, \quad (5.5)$$

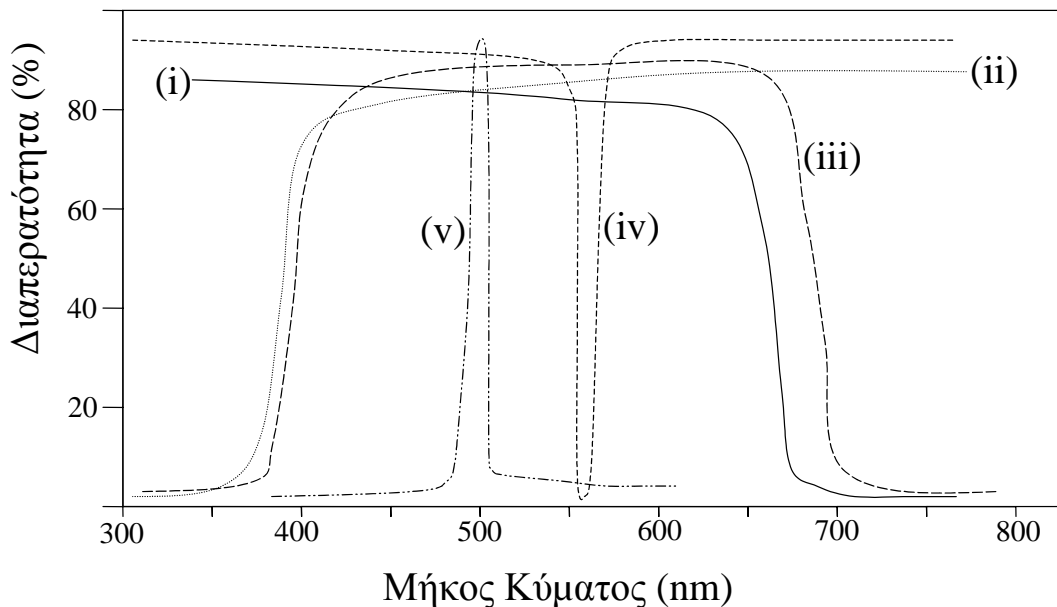
όπου t_1 και t_2 είναι οι διαπερατότητες της πρώτης και της δεύτερης διεπιφάνειας αέρα-φίλτρου. Ο διορθωτικός παράγοντας $t_1 t_2$ υπολογίζεται από τη σχέση

$$t_1 t_2 = 1 - 2 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 + \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^4, \quad (5.6)$$

όπου $n = n(\lambda)$ είναι ο δείκτης διάθλασης του υλικού.

Τα φίλτρα χαρακτηρίζονται, ανάλογα με τη ζώνη διέλευσης (περιοχή συχνοτήτων που αντιστοιχεί σε υψηλή διαπερατότητα) σε:

- (i) Υψηλοδιαβατά (όταν έχουν υψηλή διαπερατότητα από μία συχνότητα και πάνω),
- (ii) Χαμηλοδιαβατά (όταν έχουν υψηλή διαπερατότητα από μία συχνότητα και κάτω),
- (iii) Ζωνοδιαβατά (όταν έχουν υψηλή διαπερατότητα σε μία περιοχή μεταξύ δύο χαρακτηριστικών συχνοτήτων)
- (iv) Αποκοπής (notch) (όταν έχουν χαμηλή διαπερατότητα σε μία στενή περιοχή), τα οποία χρησιμοποιούνται για την αποκοπή των γραμμών λέιζερ που χρησιμοποιούνται ως πηγές διέγερσης σε πειράματα σκέδασης.



Σχήμα 5.3. Φίλτρα διέλευσης, (i) χαμηλών συχνοτήτων, (ii) υψηλών συχνοτήτων, (iii) ζώνης, (iv) αποκοπής (notch), (v) συμβολής.

Μία ειδική κατηγορία ζωνοδιαβατών φίλτρων είναι επίσης τα φίλτρα συμβολής (v). Αυτά είναι γυάλινα πλακίδια με κατάλληλες διηλεκτρικές επιστρώσεις, τα οποία παρουσιάζουν υψηλή διαπερατότητα σε μία πολύ στενή φασματική περιοχή, και υψηλή απορρόφηση παντού αλλού. Χρησιμοποιούνται για την απαλλαγή των συνηθέστερων γραμμών λέιζερ από την παρασιτική παρουσία των γραμμών πλάσματος των λυχνιών λέιζερ.

5.1.2 Πρίσματα

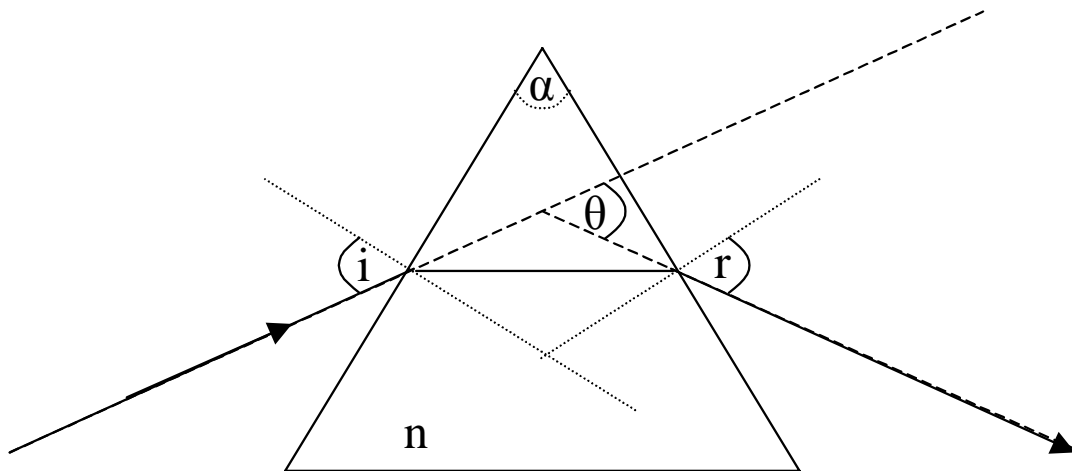
Τα πρώτα φασματοσκόπια και φασματογράφοι λειτουργούσαν με πρίσματα, ενώ σε κάποιες εφαρμογές τα πρίσματα αποτελούν ακόμη το βασικό στοιχείο διασποράς. Τα πρίσματα είναι διηλεκτρικά υλικά με δείκτη διάθλασης που εξαρτάται από το μήκος

κύματος. Το διηλεκτρικό υλικό ενός πρίσματος περιλαμβάνεται στο εσωτερικό μίας διέδρης γωνίας, στις δύο πλευρές της οποίας το προς ανάλυση φως υφίσταται από μία διάθλαση, κατά την οποία τα διαφορετικά μήκη κύματος υφίστανται διαφορετική γωνιακή εκτροπή. Ένα αποτέλεσμα των διαδοχικών διαθλάσεων είναι η παρουσία σφαλμάτων αστιγματισμού (η απεικόνιση σημείων, μετά τη διέλευση από το πρίσμα, υπό μορφή γραμμών). Αποδεικνύεται ότι ο αστιγματισμός ελαχιστοποιείται όταν:

1. Το πρίσμα διασχίζεται από παράλληλη δέσμη φωτός.
2. Οι σχισμές που ορίζουν το εύρος της φωτεινής δέσμης είναι παράλληλες προς την ακμή του πρίσματος.
3. Οι ακτίνες είναι παράλληλες σε μία “κύρια τομή” του πρίσματος (τομή κάθετη στην ακμή).
4. Οι ακτίνες διέρχονται συμμετρικά από το πρίσμα (δηλ. με ίδια διάθλαση σε κάθε έδρα). Αυτή η γεωμετρία διάδοσης αντιστοιχεί στην ελάχιστη γωνία εκτροπής.

Όπως φαίνεται στο Σχ. 5.4, σε κατάσταση ελάχιστης εκτροπής, θ , ο δείκτης διάθλασης n του υλικού και η γωνία ακμής α του πρίσματος συνδέονται (μέσω διαδοχικών εφαρμογών του νόμου του Snell) με τη σχέση

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin \frac{\theta + \alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (5.7)$$



Σχήμα 5.4. Γεωμετρία ελάχιστης εκτροπής (θ) από πρίσμα με γωνία κορυφής α .

Διαφορίζοντας τη σχέση αυτή ως προς θ και απαλείφοντας το θ από το δεύτερο μέλος παίρνουμε

$$\frac{d\theta}{dn} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}, \quad (5.8)$$

Η σχέση αυτή ισχύει με καλή προσέγγιση για γωνίες μέχρι και 10° . Αν, για μια περιοχή μηκών κύματος μακριά από το λ_0 όπου παρουσιάζεται ανώμαλη διασπορά (και ισχυρή απορρόφηση), χρησιμοποιηθεί η σχέση παρεμβολής του Hartman

$$(n - n_0)(\lambda - \lambda_0) = C, \quad (5.9)$$

όπου C μία σταθερά, τότε υπολογίζεται εύκολα ότι

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} = - \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (5.10)$$

Η γωνιακή διασπορά ενός πρίσματος με συγκεκριμένη γωνία κορυφής α εξαρτάται, επομένως, από την παράμετρο C που είναι ένα μέτρο της μεταβολής του δείκτη διάθλασης του υλικού του πρίσματος για μια δεδομένη μεταβολή του μήκους κύματος. Για την εκτίμηση της χρωματικής διασποράς του δείκτη διάθλασης των διαφόρων υλικών από τα οποία κατασκευάζονται τα πρίσματα, χρησιμοποιούνται συνήθως οι τιμές του δείκτη διάθλασης σε τρία διαφορετικά μήκη κύματος περί το μέσον και τα άκρα του ορατού φάσματος. Τα τρία αυτά μήκη κύματος αντιστοιχούν στις γραμμές C (656,3 nm), D (589,3 nm) και F (486,1 nm) του νατρίου. Στον Πίνακα 5.1 δίνονται ορισμένοι τύποι γυαλιών, με τον μέσο δείκτη διάθλασης και τη χρωματική του μεταβολή στα όρια του ορατού, μαζί με την αντίστοιχη γωνιακή διασπορά στο μέσον του ορατού φάσματος, για γωνία κορυφής 60° .

Πίνακας 5.1. Γωνιακή διασπορά χαρακτηριστικών τύπων γυαλιού.

Τύπος γυαλιού	n_D	$n_F - n_C$	$(d\theta/d\lambda)_D$, (rad/nm)
Uviol Crown (στεφανύαλος)	1,5035	0,0078	$0,616 \times 10^{-6}$
Silicate Crown (στεφανύαλος)	1,5271	0,0087	$0,700 \times 10^{-6}$
Light Flint (πυριτύαλος)	1,5804	0,0130	$1,144 \times 10^{-6}$
Dense Flint (πυριτύαλος)	1,6555	0,0190	$1,703 \times 10^{-6}$

Εκτός από τη χρωματική μεταβολή του δείκτη διάθλασης, σημασία επίσης έχει και η περιοχή διαπερατότητας των υλικών που χρησιμοποιούνται για πρίσματα. Παραδείγματα κρυσταλλικών υλικών με μεγάλη φασματική περιοχή διαπερατότητας δίδονται στον παρακάτω κατάλογο:

Ιωδιούχο κάλιο	250 nm – 31 μ m
Βρωμιούχο κάλιο	210 nm – 28 μ m
Φθοριούχο λίθιο	120 nm – 6 μ m
Χαλαζίας	185 nm – 3,5 μ m
Χλωριούχο νάτριο	200 nm – 17 μ m

Για την επιλογή πρίσματος στο υπέρυθρο, επιδιώκεται συνήθως η χρήση κρυστάλλων με όριο διαπερατότητας στα μεγάλα μήκη κύματος ακριβώς πάνω από την περιοχή που ενδιαφέρει. Με αυτόν τον τρόπο εκμεταλλεύεται κανείς την υψηλή διασπορά η οποία παρουσιάζεται στην περιοχή του ορίου διαπερατότητας. Στον κατάλογο που ακολουθεί, καταγράφονται υλικά κατάλληλα για διάφορες περιοχές στην περιοχή του υπέρυθρου.

Ορατό	– 2,7 μm	Χαλαζίας
	2,7 μm – 5,5 μm	Φθοριούχο Λίθιο
	5 μm – 9 μm	Φθορίτης
	8 μm – 16 μm	Χλωριούχο Νάτριο
	15 μm – 28 μm	Βρωμιούχο Κάλιο
	24 μm – 40 μm	Βρωμιο-ιωδιούχο Θάλιο

Στους πραγματικούς φασματογράφους, εκτός από το απλό πρίσμα, χρησιμοποιούνται και συνδυασμοί πρισματών σε διαφορετικές διατάξεις όπως οι αποκαλούμενες Yang-Thollon, Amici, Zenger, Wernicke, Pellin-Broca κ.ά.

Αποδεικνύεται ότι η φασματική διακριτική ικανότητα ενός πρίσματος είναι

$$(\lambda/\Delta\lambda) = t (dn/d\lambda), \quad (5.11)$$

όπου t το μήκος της βάσης του πρίσματος. Στην προηγούμενη έκφραση υποτίθεται ότι ολόκληρη η πλευρά του πρίσματος φωτίζεται από το υπό ανάλυση φως. Στην περίπτωση που η προς ανάλυση φωτεινή δέσμη δεν φωτίζει ολόκληρη την πλευρά του πρίσματος, τότε η διακριτική ικανότητα του πρίσματος γίνεται

$$(\lambda/\Delta\lambda) = (t - s)(dn/d\lambda), \quad (5.12)$$

όπου t και s το μήκος των διαδρομών μέσα στο πρίσμα των οριακών ακτίνων που βρίσκονται προς την πλευρά της βάσης και προς την πλευρά της κορυφής του πρίσματος αντίστοιχα.

5.1.3 Φράγματα περίθλασης

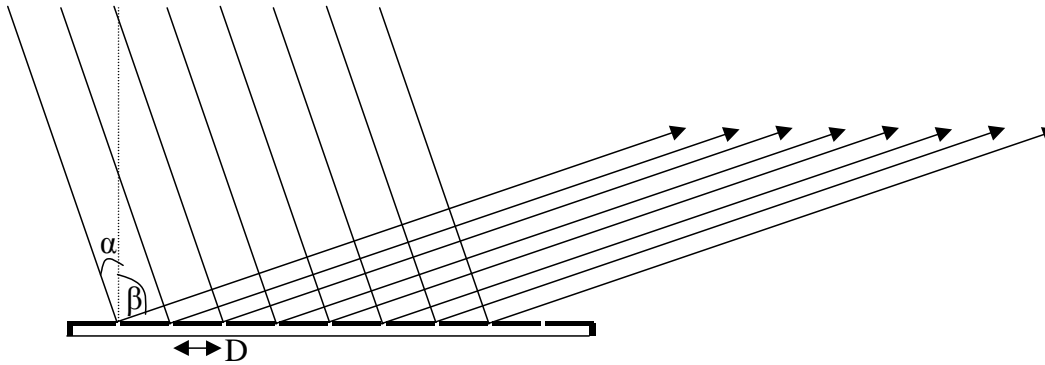
Τα φράγματα περίθλασης ανακαλύφθηκαν από τον Fraunhofer και τελειοποιήθηκαν από τους Rowland και Michelson, έχουν δε αντικαταστήσει, σε ένα μεγάλο βαθμό, τα πρίσματα σε πολλές φασματοσκοπικές εφαρμογές. Στις περιοχές μάλιστα του υπεριώδους ($\lambda < 120 \text{ nm}$) και του υπερόθρου ($\lambda > 40 \text{ μm}$), όπου δεν υπάρχουν διαπερατά υλικά για πρίσματα, η χρήση των φραγμάτων περίθλασης είναι απαραίτητη.

Τα φράγματα περίθλασης αποτελούνται από μία επαλληλία παραλλήλων λεπτών “σχισμών” σε ίσες αποστάσεις μεταξύ τους. Μπορούν να λειτουργούν είτε ως φράγματα διέλευσης είτε ως φράγματα ανάκλασης. Στην πρώτη περίπτωση η επαλληλία των “σχισμών” είναι μία περιοδική μεταβολή της διαπερατότητας ενός πλακιδίου. Στη δεύτερη περίπτωση έχουμε μία περιοδική μεταβολή είτε της ανακλαστικότητας (με κατάλληλη χάραξη) είτε του δείκτη διάθλασης (με ολογραφικές μεθόδους) της επιφάνειας του φράγματος. Στα περισσότερα σύγχρονα όργανα, τα φράγματα είναι φράγματα ανάκλασης όπως αυτό του Σχ. 5.5.

Σε αυτά τα όργανα η συνθήκη ενισχυτικής συμβολής της ακτινοβολίας είναι:

$$m\lambda = D (\sin\alpha - \sin\beta), \quad (5.13)$$

όπου D η χαρακτηριστική χωρική περίοδος της διαμόρφωσης (της διαπερατότητας, της ανακλαστικότητας, ή του δείκτη διάθλασης) του φράγματος, και α και β οι γωνίες πρόσπτωσης και “ανάκλασης” αντίστοιχα (που έχουν το ίδιο πρόσημο όταν βρίσκονται προς την ίδια πλευρά της καθέτου προς στην επιφάνεια του φράγματος στο σημείο πρόσπτωσης). Το m είναι η τάξη περίθλασης του φάσματος, που σημαίνει ότι για την ίδια γωνία πρόσπτωσης υπάρχουν περισσότερες από μία γωνίες ενισχυτικής “ανάκλασης”.



Σχήμα 5.5. Φράγμα ανάκλασης με περίοδο διαμόρφωσης D .

Αν υποθέσουμε ότι η γωνία πρόσπτωσης είναι σταθερή και ότι ενδιαφερόμαστε για μία συγκεκριμένη τάξη περίθλασης (συνήθως $m = 1$), τότε μπορούμε να υπολογίσουμε τη γωνιακή διασπορά ενός φράγματος διαφορίζοντας την προηγούμενη σχέση

$$d\lambda = D \cos\beta \, d\beta \quad \Rightarrow \quad (d\beta/d\lambda) = 1 / (D \cos\beta). \quad (5.14)$$

Η ποσότητα $1/D$ είναι η χωρική συχνότητα (πυκνότητα γραμμών) της διαμόρφωσης του φράγματος. Για σταθερό D , η γωνιακή διασπορά ελαχιστοποιείται όταν

$$\cos\beta = 1 \quad \Rightarrow \quad \beta = 0. \quad (5.15)$$

Σ' αυτήν την περίπτωση $d\beta = d\lambda/D$ και, για μικρές μεταβολές του μήκους κύματος, η διασπορά είναι σταθερή και το μήκος κύματος είναι γραμμική συνάρτηση του β . Για φράγματα με 1200 γραμμές/mm, η διασπορά (σε κάθετη πρόσπτωση) είναι 12×10^{-6} rad/nm, δηλ. μία τάξη μεγέθους υψηλότερη από εκείνη των πρισμάτων που αναφέρονται στον Πίνακα 5.1.

Αποδεικνύεται ότι η διακριτική ικανότητα ενός φράγματος είναι ίση με

$$\lambda/\Delta\lambda = mN, \quad (5.16)$$

όπου m η τάξη περίθλασης και N ο συνολικός αριθμός γραμμών στην ενεργό (φωτιζόμενη) επιφάνεια του φράγματος

Τα φράγματα συνήθως κατασκευάζονται έτσι ώστε να έχουν μέγιστη φωτοβολία (blazing) σε μία ορισμένη γωνία και για ένα ορισμένο μήκος κύματος.

Το αρχικό υλικό κατασκευής των φραγμάτων ήταν ένα κράμα κασσιτέρου (33 %) και χαλκού (67 %), το οποίο αργότερα αντικαταστάθηκε από το αλουμίνιο το οποίο παρουσιάζει υψηλότερη ανακλαστικότητα στο υπεριώδες. Η χάραξη αυτών των φραγμάτων γίνεται με διαμάντι. Τα φράγματα που χρησιμοποιούνται στα περισσότερα σύγχρονα φασματομέτρα κατασκευάζονται με ολογραφικές μεθόδους. Η ολογραφική μέθοδος κατασκευής των φραγμάτων ελαχιστοποιεί τις ατέλειες. Σύγχρονες τεχνικές επίσης επιτρέπουν την κατασκευή αντιγράφων από πρωτότυπα φράγματα.

5.2 Στοιχεία ανίχνευσης ακτινοβολίας

Στην ενότητα αυτή θα περιγραφούν εκείνες οι διατάξεις που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, σε μία ευρεία φασματική περιοχή. Ανάλογα με το αν οι ανιχνευτές ακτινοβολίας αποκρίνονται (α) στην ενέργεια της ανιχνευόμενης ακτινοβολίας, όπως αυτή εκδηλώνεται ως θερμότητα, ή (β) στο ρυθμό

των ανιχνευόμενων φωτονίων, χαρακτηρίζονται ως *θερμικοί* ή *κβαντικοί* ανιχνευτές αντίστοιχα.

5.2.1 *Θερμικοί ανιχνευτές*

Η λειτουργία των θερμικών ανιχνευτών στηρίζεται στη θερμότητα που αναπτύσσεται (και επομένως στην ενέργεια που απορροφάται) από την μετρούμενη ακτινοβολία. Αποτέλεσμα του γεγονότος αυτού είναι ότι η απόκριση των θερμικών ανιχνευτών σε διαφορετικά μήκη κύματος εξαρτάται από το φάσμα απορρόφησης της φωτοευαίσθητης (συνήθως μαύρης) επιφάνειας, ή του συνδυασμού του παραθύρου και της απορροφητικής επίστρωσης. Οι θερμικοί ανιχνευτές λειτουργούν συνήθως σε θερμοκρασία δωματίου, και η ευαισθησία τους είναι περίπου της τάξης των $\rho\text{W}/\text{mm}^2$ για χρόνους μέτρησης της τάξης του 1 s.

Κατά την κατασκευή των θερμικών ανιχνευτών επιδιώκεται η ελαχιστοποίηση της θερμοχωρητικότητας του στοιχείου ανίχνευσης και η ελαχιστοποίηση των θερμικών απωλειών, με ιδανικό όριο τις απώλειες λόγω απανακτινοβολίας. Με αυτόν τον τρόπο όμως αυξάνεται η απόδοση του στοιχείου (ως αύξηση θερμοκρασίας ανά μονάδα έντασης ακτινοβολίας) αλλά αυξάνεται και ο χρόνος απόκρισης τ , ο οποίος είναι γενικά της τάξης των ms. Ο χρόνος απόκρισης τ εξαρτάται από τη θερμοχωρητικότητα K του στοιχείου και από τις θερμικές απώλειες V ανά βαθμό και δευτερόλεπτο, σύμφωνα με τη σχέση $\tau = K/V$. Ταυτόχρονα, η βέλτιστη ευαισθησία περιορίζεται από τη μέση αυθόρμητη θερμοκρασιακή διακύμανση $\Delta T = \sqrt{k/K}$, όπου k η σταθερά του Boltzmann. Η θερμοχωρητικότητα του θερμοστοιχείου ανίχνευσης, επομένως, επιλέγεται έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ένας συμβιβασμός μεταξύ ικανοποιητικής ευαισθησίας και σχετικά μικρού χρόνου απόκρισης.

Οι κβαντικοί ανιχνευτές εξετάζονται σε άλλο κεφάλαιο αυτών των Σημειώσεων.