

**ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΔΥΤΙΚΗΣ ΕΛΛΑΔΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ Τ.Ε.
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΑΝΤΙΡΡΙΟΥ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΟΠΤΙΚΕΣ ΎΓΝΕΣ ΣΤΑ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΚΑ
ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΤΗΝ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ
ΑΙΣΘΗΤΗΡΩΝ**

**ΒΑΣΙΛΙΚΗ ΚΟΝΤΟΣΩΡΟΥ Α.Μ.: 1008
ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΑ ΜΗΝΟΠΟΥΛΟΥ Α.Μ.: 1041**

**ΕΠΙΒΛΕΨΗ:
Γ. ΑΣΗΜΑΚΟΠΟΥΛΟΣ
Καθηγητής**

Αντίρριο, Απρίλιος 2014

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία εκπονήθηκε στα πλαίσια του προπτυχιακού προγράμματος σπουδών, του Τμήματος Μηχανικών Πληροφορικής Τ.Ε του Τ.Ε.Ι. Δυτικής Ελλάδος, υπό την επίβλεψη του Καθηγητή Γ. Ασημακόπουλου.

Θα θέλαμε λοιπόν να ευχαριστήσουμε θερμά την τριμελή επιτροπή, τον Καθηγητή κ. Γεώργιο Ασημακόπουλου, τον Καθηγητή Ηλεία Ασαρίδη, και τον Καθηγητή Νικόλαο Σκλάβο του Τμήματος Μηχανικών Πληροφορικής Τ.Ε, για την ευκαιρία που μας έδωσαν να ασχοληθώ με ένα τόσο ενδιαφέρον αντικείμενο που ανταποκρίνεται απολύτως στα επιστημονικά μας ενδιαφέροντα καθώς και για την αμέριστη συμπαράστασή τους καθ' όλη την διάρκεια εκπόνησης της εργασίας.

Θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε θερμά όλους τους φίλους μας που πίστεψαν σε μας και μας ενθάρρυναν σε κάθε στάδιο των σπουδών μας, καθώς και όσους συναδέλφους συμφοιτητές που συνέβαλαν με τα σχόλια, την κριτική και τις γνώσεις τους στην αντιμετώπιση των δυσκολιών.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες θέλουμε να εκφράσουμε προς την όλη την οικογένειά μας και κυρίως τους γονείς, για την διαχρονική συμπαράστασή τους στην υλική και ηθική στήριξη των επιλογών μας.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....	1
ΠΕΡΙΛΗΨΗ	3
ΕΙΣΑΓΩΓΗ	4
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΦΥΣΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ	6
1-1 ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ	6
1-2 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ MAXWELL ΓΙΑ ΟΠΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ	10
1-3 ΑΝΑΚΛΑΣΗ	12
1-4 ΔΙΑΘΛΑΣΗ.....	20
1-5 ΣΚΕΔΑΣΗ	27
1-6 ΠΟΛΩΣΗ.....	38
1-7 ΠΟΛΩΤΕΣ.....	52
1-8 ΟΠΤΙΚΗ ΔΡΑΣΗ	55
1-9 ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΤΕΣ ΦΑΣΕΩΝ	56
1-10 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΦΡΕΣΝΕΛ	65
1-11 ΠΕΡΙΘΛΑΣΗ.....	69
1-12 ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑ KIRCHHOFF	83
1-13 ΟΠΤΙΚΑ ΦΡΑΓΜΑΤΑ	84
1-14 ΣΥΜΒΟΛΗ	100
1-15 ΣΥΜΒΟΛΟΜΕΤΡΙΑ.....	102
1-16 ΛΕΠΤΑ ΥΜΕΝΙΑ ΣΥΜΒΟΛΗΣ.....	117
1-17 ΟΛΟΓΡΑΦΙΑ	119
1-18 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ AIRY	129
1-19 ΦΩΤΕΙΝΕΣ ΠΗΓΕΣ	133
1-20 ΦΩΤΟΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ.....	136
1-21 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ	166
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ	169
2-1 ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ	169
2.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ	171
2.2.1 ΠΛΕΟΝΕΚΤΗΜΑΤΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ	171
2-2-2 ΟΠΤΙΚΟ ΕΠΙΠΕΔΟ	172
2-3 ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ	173
2-3-1 ΟΠΤΙΚΗ ΜΕΤΑΓΩΓΗ ΠΑΚΕΤΟΥ	174
2-4 ΟΠΤΙΚΟΙ ΠΟΜΠΟΙ	174
2-5 ΟΠΤΙΚΟΙ ΔΕΚΤΕΣ.....	175
2-6 ΟΠΤΙΚΟΣ ΕΝΙΣΧΥΤΗΣ.....	176
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΑΙΣΘΗΤΗΡΕΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ.....	178
3-1 ΑΙΣΘΗΤΗΡΕΣ	178
3-2 ΑΙΣΘΗΤΗΡΕΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ.....	180
3-2-1 ΤΡΟΠΟΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ - ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗΣ – ΠΛΕΟΝΕΚΤΗΜΑΤΑ – ΜΕΙΟΝΕΚΤΗΜΑΤΑ	181
3-2-2 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΑΙΣΘΗΤΗΡΩΝ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ ΣΤΙΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ	186
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	199

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το θέμα το οποίο πραγματεύεται η παρούσα πτυχιακή εργασία είναι Οπτικές Ίνες στα Τηλεπικοινωνιακά Συστήματα και στην τεχνολογία αισθητήρων.

Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια λεπτομερή ανάλυση των οπτικών φυσικών φαινομένων. Όπως: ηλεκτρομαγνητικά κύματα-μεταφορά ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας, εξισώσεις Maxwell για οπτικά υλικά, ανάκλαση, διάθλαση, σκέδαση, πόλωση, πολωτές, οπτική δράση, καθυστερητές φάσεων, εξισώσεις Fresnel, περίθλαση, ολοκληρώματα Kirchhoff, οπτικά φράγματα, συμβολή, συμβολομετρία, λεπτά υμένα συμβολής, ολογραφία, εξισώσεις Airy, φωτεινές πηγές, φωτοανιχνευτές, εξισώσεις διασποράς,

Στο δεύτερο κεφάλαιο θα γίνει αρχικά μια ανάλυση των οπτικών ινών αφού θα αναφερθούν ο τρόπος λειτουργίας τους, οι τύποι οπτικών ινών που υπάρχουν, πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα που παρουσιάζουν αλλά και ο λόγος που οδηγήθηκε η τεχνολογία στην κατασκευή τους. Τον αιώνα τον οποίο διανύουμε, οι οπτικές ίνες αποτελούν πλέον μία διαδραστική τεχνολογία η οποία άπτεται με μία μεγάλη ποικιλία πρακτικών εφαρμογών της.

Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφονται τα γενικά χαρακτηριστικά, το τρόπος λειτουργίας τους τύπους αισθητήρων οπτικών ινών, τα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα καθώς και τις εφαρμογές των αισθητήρων οπτικών ινών. Μία ιδιαίτερα σημαντική πρόοδος προς την κατεύθυνση αυτή αποτελεί η υλοποίηση κατανεμημένου δικτύου αισθητήρων καθώς και τηλεπικοινωνιακών συστημάτων μέσω της χρήσης οπτικών ινών. Ενδεικτικά αναφέρουμε τα δίκτυα τα οποία ενσωματώνουν αισθητήρες θερμοκρασίας, πίεσης, ηλεκτρικού πεδίου, ελέγχου δομών, χημικής σύστασης, πυκνότητας κ.α. Στην περίπτωση των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων η ενσωμάτωση των οπτικών ινών στην τεχνολογία αιχμής καλύπτει μία μεγάλη ποικιλία εφαρμογών όπως η χρήση τους.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οπτική ονομάζεται ο κλάδος της Φυσικής που μελετά τη συμπεριφορά και τις ιδιότητες του φωτός, ενώ επιπλέον περιγράφει και τα φαινόμενα που διέπουν την αλληλεπίδραση του φωτός με την ύλη.

Η οπτική συνήθως περιγράφει την συμπεριφορά του ορατού, το υπέρυθρου και του υπεριώδων φωτός. Παρόλα αυτά, επειδή το φως είναι ηλεκτρομαγνητικό κύμα, ανάλογα φαινόμενα εμφανίζουν οι ακτίνες Χ, τα μικροκύματα, τα ραδιοκύματα, όπως και άλλες μορφές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Για αυτό η οπτική μπορεί να θεωρηθεί και ως ένα υπό-πεδίο του ηλεκτρομαγνητισμού ενώ η πλειονότητα των οπτικών φαινομένων μπορούν να περιγραφούν από τις εξισώσεις του Maxwell για τον ηλεκτρομαγνητισμό.

Επειδή όμως η ορατή αντίληψη του χώρου και της ύλης γίνεται με φακούς που βρίσκονται στα όργανα της όρασης, τους οφθαλμούς, κύριο αντικείμενο μελέτης της οπτικής είναι επίσης και τα οπτικά μέσα (κάτοπτρο, φακός, οπτική ίνα κλπ) και όργανα (κάμερα, μικροσκόπιο, τηλεσκόπιο, περισκόπιο κλπ).

Ανάλογα με το μοντέλο που υιοθετείται για τη φύση του φωτός, μπορούμε να διαχωρίζουμε τον κλάδο της Οπτικής στους παρακάτω τομείς:

- Η Γεωμετρική Οπτική ασχολείται κυρίως με την περιγραφή των περισσότερων φαινομένων που έχουν σχέση με το φως και με τις ποσοτικές σχέσεις αυτών χωρίς να υπεισέρχεται στην ερμηνεία της φύσεως αυτών των φαινομένων. Δηλαδή θεωρεί το φως ως ένα σύνολο από φωτεινές ακτίνες που διαδίδονται σύμφωνα με την αρχή του ελαχίστου χρόνου, όπως την διατύπωσε το 1650 ο Γάλλος μαθηματικός Πιέρ ντε Φερμά. Σύμφωνα με αυτή την αρχή όταν το φως διαδίδεται από ένα σημείο του χώρου σε ένα άλλο, ακολουθεί τη διαδρομή για την οποία απαιτείται ο ελάχιστος χρόνος. Συνέπεια της παραπάνω αρχής αποτελεί η διαπίστωση ότι μέσα σε κάθε ομοιογενές υλικό το φως ακολουθεί ευθύγραμμη πορεία διάδοσης που όμως είχε διατυπώσει πρώτος στην αρχαιότητα ο Ήρων. Φαινόμενα που ερμηνεύονται στα πλαίσια της Γεωμετρικής Οπτικής είναι η ανάκλαση και η διάθλαση του φωτός.

- Η Φυσιολογική οπτική που ασχολείται κυρίως με τη λειτουργία του οφθαλμού και τις κυριότερες βλάβες του.

- Η Κβαντική Οπτική αποτελεί την εφαρμογή της Κβαντομηχανικής θεωρίας ειδικότερα στα φαινόμενα που σχετίζονται με το φως και την αλληλεπίδρασή του με την ύλη. Στα πλαίσια της Κβαντικής Οπτικής το φως αποτελείται από σωματίδια, γνωστά και ως κβάντα φωτός ή φωτόνια. Στα πλαίσια της κβαντικής οπτικής ερμηνεύεται και το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η εκπομπή δηλαδή ηλεκτρονίων από την επιφάνεια μετάλλων όταν σε αυτά προσπίπτει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, και τέλος

• Η Κυματική Οπτική αντίθετα ασχολείται με την φύση των φαινομένων που έχουν σχέση με το φως διαπραγματευόμενη τούτο ως ένα κύμα. Αποδίδει δηλαδή στο φως χαρακτηριστικά ενός κύματος, όπως είναι η συχνότητα και το μήκος κύματος. Φαινόμενα που ερμηνεύονται στα πλαίσια της Κυματικής Οπτικής είναι η συμβολή, η πόλωση και η περίθλαση του φωτός.

Ως κύμα διαπραγματεύεται το φως και ο Ηλεκτρομαγνητισμός, θεωρώντας το ως ένα είδος ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Κάτω από αυτό το πρίσμα, πολλές φορές η Οπτική αντιμετωπίζεται ως υπό-πεδίο του Ηλεκτρομαγνητισμού.

Τα φυσικά φαινόμενα που σχετίζονται με την οπτική και θα τα αναλύσουμε περισσότερο είναι τα εξής: ηλεκτρομαγνητικά κύματα-μεταφορά ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας, εξισώσεις Maxwell για οπτικά υλικά, ανάκλαση, διάθλαση, σκέδαση, πόλωση, πολωτές, οπτική δράση, καθηστερητές φάσεων, εξισώσεις Fresnel, περίθλαση, ολοκληρώματα Kirchhoff, οπτικά φράγματα, συμβολή, συμβολομετρία, λεπτά υμένα συμβολής, ολογραφία, εξισώσεις Airy, φωτεινές πηγές, φωτοανιχνευτές, εξισώσεις διασποράς, οπτικές ίνες.

Συχνά, σε διάφορους επιστημονικούς τομείς όπως η βιοϊατρική, η μετεωρολογία, ή η γεωλογία, εμφανίζεται η ανάγκη να ανακαλύψουμε την παρουσία και τη σύσταση αερίων, υγρών και στερεών ουσιών στο εσωτερικό ενός ζωντανού οργανισμού, σε μεγάλα βάθη μέσα στη γη ή σε άλλα δυσπρόσιτα μέρη. Είναι φανερό ότι αυτή η ανίχνευση και αναγνώριση ουσιών είναι δυσχερής κυρίως μέχρι να προσεγγίσουμε το σημείο όπου βρίσκονται αυτές. Για παράδειγμα, η εξέταση μιας ουσίας στο εσωτερικό ενός ανθρώπινου σώματος για ιατρικούς λόγους πρέπει να γίνεται πολύ προσεκτικά, με απόλυτο σεβασμό στην ανθρώπινη ζωή και αξιοπρέπεια, αλλά και με μεγάλη ακρίβεια, αφού ένα ιατρικό λάθος είναι δυνατό να έχει ανεπανόρθωτες συνέπειες για τον ασθενή. Έτσι, χρειαζόμαστε ιατρικές συσκευές μικρών διαστάσεων και μεγάλης ακρίβειας, που να εισέρχονται σχετικά ακίνδυνα και ανώδυνα στον ευαίσθητο ζωντανό οργανισμό και να κάνουν σωστές μετρήσεις ή διαγνώσεις. Από την άλλη, υπάρχουν περιπτώσεις όπου θέλουμε να ανιχνεύσουμε τι υπάρχει σε μεγάλο βάθος μέσα στη γη ή κάτω από τη θάλασσα, αν κάπου υπάρχει αποθηκευμένο νερό, πετρέλαιο, ή τίποτα. Στις περιπτώσεις αυτές θα ήταν χρήσιμη μία συσκευή που να μπορεί να προωθηθεί σε μεγάλο βάθος και να μας φέρνει στην επιφάνεια της γης όπου βρισκόμαστε σωστές πληροφορίες για το τι υπάρχει από κάτω μας. Τα τελευταία χρόνια έχει γίνει εμφανές ότι οι οπτικές ίνες και οι αισθητήρες τους οποίους μπορούμε να αναπτύξουμε με αυτές αποτελούν την ιδανική λύση για όλες τις παραπάνω περιπτώσεις.

Σημαντική είναι η ανάπτυξη διαφόρων μεθόδων που να συσχετίζουν τις ιδιότητες και τη συμπεριφορά των οπτικών ινών με τις οπτικές ιδιότητες του μέσου που τις περιβάλλει. Τέτοιοι μέθοδοι είναι πιθανό να επιτρέψουν τη δημιουργία συσκευών – αισθητήρων ικανών να αναγνωρίσουν και να ταυτοποιήσουν το περιβάλλον τους. Ο λόγος για τον οποίο στραφήκαμε στις οπτικές ίνες είναι ότι έχουν κάποιες πολύ ενδιαφέρουσες ιδιότητες που ευνοούν το στόχο μας. Έτσι, για παράδειγμα, ενώ γνωρίζουμε ότι το φως διαδίδεται μόνο ευθεία, οι οπτικές ίνες μπορούν να καθοδηγήσουν τη μετάδοσή του προς οποιαδήποτε επιθυμητή κατεύθυνση. Αυτό είναι χρήσιμο κυρίως για τη βιοϊατρική, αφού είναι αδύνατον να εισχωρήσουμε βαθιά

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΦΥΣΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

1-1 ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Μια ηλεκτρομαγνητική διαταραχή, που περιέχει χρονικά μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία και η οποία μπορεί να διαδίδεται στο χώρο από μια περιοχή σε μια άλλη, ακόμα και όταν δεν υπάρχει ύλη στην ενδιάμεση περιοχή, και θα έχει τις ιδιότητες ενός κύματος, ονομάζεται ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Με πιο απλά λόγια τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα είναι συγχρονισμένα ταλαντούμενα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία τα οποία ταλαντώνονται σε κάθετα επίπεδα μεταξύ τους και κάθετα προς την διεύθυνση διάδοσης. Διαδίδονται στο κενό με ταχύτητα ίση με την ταχύτητα του φωτός ($c=299.792.458$ m/s) αλλά και μέσα στην ύλη με ταχύτητα λίγο μικρότερη απ' την ταχύτητα του φωτός.

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα παράγονται από επιταχυνόμενα ηλεκτρικά φορτία. Δημιουργούνται επίσης όταν ένα ηλεκτρόνιο κάποιου ατόμου χάνει μέρος της ενέργειάς του και μεταπίπτει σε χαμηλότερη τροχιά ή ενεργειακή στάθμη κοντά στον πυρήνα. Αυτό έχει ως συνέπεια να δημιουργηθεί μια ταλάντωση που διαδίδεται πλέον στο χώρο με τη μορφή ενός ταυτόχρονα ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Τα δύο αυτά πεδία είναι, αφενός μεν, κάθετα μεταξύ τους, αφετέρου και κάθετα με τη διεύθυνση διάδοσης του παραγόμενου κύματος, του λεγόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Όταν το ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσκρούσει σε κάποιο άτομο τα δύο συνδυαζόμενα αυτού πεδία μπορούν να προσφέρουν μεταφερόμενη ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο με αποτέλεσμα να το εξαναγκάσουν να μεταπηδήσει αυτό σε ανώτερη ενεργειακή στάθμη. Ο Maxwell απέδειξε το 1865 ότι μια ηλεκτρομαγνητική διαταραχή πρέπει να μεταδίδεται στο κενό χώρο με ταχύτητα ίση με εκείνη του φωτός και ότι τα κύματα του φωτός ήταν, κατά πάσα πιθανότητα, ηλεκτρομαγνητικής φύσεως. Την ίδια χρονική περίοδο ο Maxwell ανακάλυψε ότι η βασικές αρχές του ηλεκτρομαγνητισμού μπορούν να διατυπωθούν με τέσσερις εξισώσεις, τις οποίες τώρα ονομάζουμε εξισώσεις του Maxwell. Οι τέσσερις αυτές εξισώσεις είναι ο νόμος του Gauss για τα ηλεκτρικά πεδία, ο νόμος του Gauss για τα μαγνητικά πεδία, που δείχνει την ανυπαρξία μαγνητικών μονοπόλων, ο νόμος του Ampere, που περιλαμβάνει το ρεύμα μετατόπισης και το νομός του Faraday. Οι εξισώσεις του Maxwell είναι

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q_{\text{end}}}{\epsilon_0} \quad (\text{νόμος του Gauss}), \quad (1-1)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (\text{νόμος του Gauss για τον μαγνητισμό}), \quad (1-2)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \left(I_c + \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \right) \quad (\text{νόμος του Ampere}), \quad (1-3)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (\text{νόμος του Faraday}). \quad (1-4)$$

(Οι εξισώσεις του Μάξγουελ διατυπώνονται γενικά είτε σε διαφορική είτε σε ολοκληρωτική μορφή, σε αυτή τη περίπτωση είναι διατυπωμένες στο διεθνές σύστημα μονάδων υπό ολοκληρωτική μορφή.)

Αυτές οι εξισώσεις ισχύουν για ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία στο κενό. Όταν υπάρχει κάποιο υλικό, αντικαθιστούμε την ηλεκτρική επιτρεπτότητα ϵ_0 και την μαγνητική διαπερατότητα μ_0 του κενού με τη ηλεκτρική επιτρεπτότητα ϵ και τη μαγνητική διαπερατότητα μ του υλικού. Αν οι περιοχές της ολοκλήρωσης περιέχουν διάφορα υλικά με διαφορετικές τιμές των ϵ και μ , τότε οι όροι που περιέχουν τα ϵ και μ πρέπει να μεταφερθούν στις αριστερές πλευρές των εξισώσεων που τις περιέχουν Εξ.(1-1) και Εξ.(1-3) και να τοποθετηθούν μέσα στα ολοκληρώματα. Το ϵ στην Εξ.(1-3) πρέπει να συμπεριληφθεί στο ολοκλήρωμα που δίνει $d\Phi_E / dt$.

Το 1887, ο Heinrich Hertz (Χάινριχ Χερτζ) παρήγαγε στο εργαστήριο, για πρώτη φορά, ηλεκτρομαγνητικά κύματα με μακροσκοπικά μήκη κύματος, δημιούργησε επίσης ηλεκτρομαγνητικά στάσιμα κύματα και μέτρησε την απόσταση μεταξύ διαδοχικών δεσμών (μισό μήκος κύματος) προκειμένου να καθορίσει το μήκος κύματος. Εφόσον γνώριζε τη συχνότητα συγχρονισμού των κυμάτων του, βρήκε την ταχύτητα των κυμάτων από τη σχέση μήκους κύματος-συχνότητας $v = \lambda f$. Απέδειξε ότι η ταχύτητα τους ήταν ίδια με εκείνη του φωτός, με αυτό τον τρόπο επαλήθευσε απευθείας τη θεωρητική πρόβλεψη του Maxwell. Η μονάδα συχνότητας στο SI, ένας κύκλος ανά δευτερόλεπτο, ονομάζεται hertz προς τιμήν του.

Η δυνατότητα να χρησιμοποιηθούν τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε επικοινωνίες μεγάλων αποστάσεων δεν θα πρέπει να είχε περάσει από το μυαλό του Hertz. Χρειάστηκε ο ενθουσιασμός και η ενεργητικότητα του Marconi (Μαρκόνι) και άλλων για να γίνει η επικοινωνία με ραδιοκύματα κάτι το συνηθισμένο στην καθημερινή μας ζωή.

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ

1) Οι εξισώσεις του Maxwell προβλέπουν την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που διαδίδονται στο κενό με ταχύτητα ίση προς τη γνωστή από μετρήσεις ταχύτητα του φωτός. Σε ένα επίπεδο κύμα, τα E και B είναι ομοιόμορφα πάνω σε οποιοδήποτε επίπεδο κάθετο στην κατεύθυνση διάδοσης. Ο νόμος του Faraday απαιτεί

$$E = cB. \quad (1-5)$$

Ο νόμος του Ampere απαιτεί

$$B = \epsilon_0 \mu_0 c E, \quad (1-6)$$

Όπου c είναι η ταχύτητα διάδοσης. Για να ικανοποιούνται και οι δυο απαιτήσεις, πρέπει

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (1-7)$$

2) Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα είναι εγκάρσια, τα πεδία E και B είναι κάθετα και προς την κατεύθυνση διάδοσης και μεταξύ τους. Η κατεύθυνση διάδοσης συμπίπτει με την κατεύθυνση του $E \times B$.

3) Σε αντίθεση με τα μηχανικά κύματα, τα οποία χρειάζεται τα ταλαντώνομενα σωματίδια ενός υλικού, όπως το νερό ή ο αέρας, για να διαδοθούν, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα δεν απαιτούν κανένα μέσο διάδοσης. Αυτό που <<κυματίζει>> σε ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα είναι το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο.

4) Για ένα ημιτονοειδές επίπεδο κύμα διαδιδόμενο κατά τον άξονα $+x$, ισχύουν οι σχέσεις

$$E = E_{\max} \sin(\omega t - k\chi), \quad (1-8)$$

$$B = B_{\max} \sin(\omega t - k\chi), \quad (1-9)$$

$$E_{\max} = cB_{\max}. \quad (1-10)$$

5) Αν τοποθετηθεί στο σημείο $\chi=0$ μια ανακλώσα επιφάνεια, το προσπίπτον κύμα σχηματίζει με το ανακλώμενο ένα στάσιμο κύμα. Οι θέσεις των δεσμικών επιπέδων του E προσδιορίζονται από τη συνθήκη $k\chi = 0, \pi, 2\pi, \dots$, και οι θέσεις των δεσμικών επιπέδων του B από την $k\chi = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, \dots$. Σε κάθε σημείο οι ημιτονοειδείς μεταβολές των E και B έχουν διαφορά φάσης 90° , οι δεσμοί του B συμπίπτουν με τις κοιλίες του E, και αντιστρόφως.

6) Είναι γνωστό ότι τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μεταφέρουν ενέργεια. Ο ρυθμός ροής της ενέργειας (ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας) σε ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα δίνεται από το διάνυσμα Poynting S :

$$S = \frac{1}{\mu_0} E \times B.$$

Η χρονική μέση τιμή του μέτρου EB/μ_0 του διανύσματος Poynting ονομάζεται ένταση I του κύματος. Για ένα ημιτονοειδές κύμα,

$$I = S_{av} = \frac{E_{\max} B_{\max}}{2\mu_0} = \frac{E_{\max}^2}{2\mu_0 c} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\max}^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_{\max}^2. \quad (1-11)$$

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μεταφέρουν επίσης ορμή, ο ρυθμός μεταφοράς ορμής ανά μονάδα εγκάρσιας επιφάνειας είναι

$$\frac{1}{A} \frac{dp}{dt} = \frac{S}{c} = \frac{EB}{\mu_0 c}. \quad (1-12)$$

7) Όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα διαδίδεται μέσα σε διηλεκτρικό υλικό, η ταχύτητα κύματος v είναι

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{KK_m}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{KK_m}} \quad (1-13)$$

Για τα περισσότερα διηλεκτρικά (εκτός από τα μονωτικά σιδηρομαγνητικά υλικά) η σχετική μαγνητική διαπερατότητα K_m έχει τιμές πολύ κοντά στη μονάδα. Όταν $K_m \cong 1$,

$$v = \frac{1}{\sqrt{K}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{K}}. \quad (1-14)$$

Επειδή το K είναι πάντοτε μεγαλύτερο από τη μονάδα, η ταχύτητα v των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε διηλεκτρικό είναι πάντοτε μικρότερη από την ταχύτητα στο κενό κατά έναν παράγοντα $1/\sqrt{K}$. Ο λόγος της ταχύτητας c στο κενό προς την ταχύτητα v σε ένα υλικό είναι γνωστός στην οπτική ως δείκτης διάθλασης n του υλικού. Όταν $K_m \cong 1$,

$$\frac{c}{v} = n = \sqrt{KK_m} \cong \sqrt{K}. \quad (1-15)$$

Το διάνυσμα Poynting σε διηλεκτρικό μέσο είναι

$$S = \frac{1}{\mu} E \times B, \quad (1-16)$$

και η ένταση I ενός ημιτονοειδούς κύματος είναι

$$I = \frac{E_{\max} B_{\max}}{2\mu} = \frac{E_{\max}^2}{2\mu v} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{\max}^2 = \frac{1}{2} \epsilon v E_{\max}^2. \quad (1-17)$$

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα δε μπορούν να διαδοθούν σε σημαντική απόσταση στο εσωτερικό αγωγίμου υλικού, γιατί τα πεδία E και B δημιουργούν ρεύματα που θέτουν σε λειτουργία μηχανισμούς απώλειας και ανάκλασης της ενέργειας του κύματος. Για ιδανικό αγωγό μηδενικής ειδικής αντίστασης, το E πρέπει να μηδενίζεται σε ολόκληρο το εσωτερικό του υλικού. Όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσκρούει σε ένα τέτοιο υλικό, υφίσταται ολική ανάκλαση. Οι συνήθεις πραγματικοί αγωγοί έχουν πεπερασμένη ειδική αντίσταση και επιτρέπουν κάποια διείσδυση του κύματος στο υλικό, με μερική ανάκλαση.

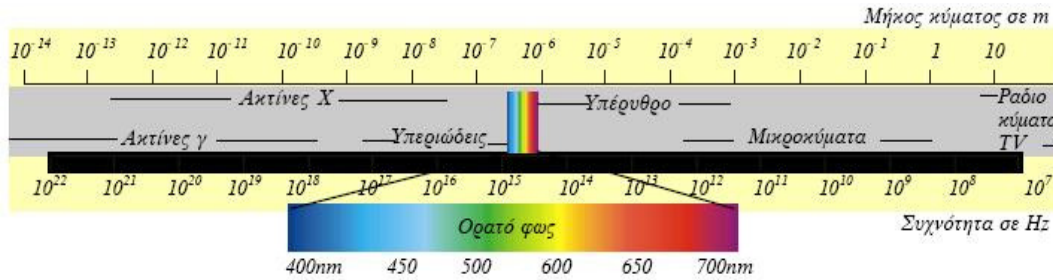
ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΦΑΣΜΑ

Το σύμπαν είναι διάχυτο από ηλεκτρομαγνητικά κύματα, όπως το φως που εκπέμπεται από τα άστρα. Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα καλύπτουν ένα ευρύτατο φάσμα μηκών κύματος και συχνοτήτων. Τα ραδιοφωνικά και τηλεοπτικά κύματα, το ορατό φως, η υπέρυθη και υπεριώδης ακτινοβολία, οι ακτίνες X και γ αποτελούν τμήματα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Η έκταση του φάσματος αυτού παρουσιάζεται στο Σχήμα 1-1-1, όπου σημειώνεται προσεγγιστικά οι περιοχές μήκους κύματος και συχνότητας των διαφόρων τμημάτων του. Παρά τις τεράστιες διαφορές στις εφαρμογές και τις μεθόδους παραγωγής των, όλες αυτές οι ακτινοβολίες είναι ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Έχουν όλες τα γενικά χαρακτηριστικά που αναφέραμε, συμπεριλαμβανομένης της κοινής ταχύτητας διάδοσης (στο κενό) ($c=299.792.458$ m/s). Όλες είναι ίδιες κατά βάση, διαφέρουν στη συχνότητα f και στο μήκος κύματος λ , αλλά η ίδια σχέση $v = \lambda f$ ισχύει για κάθε κύμα.

Η αίσθηση της όρασης μας επιτρέπει να ανιχνεύουμε με γυμνό οφθαλμό μόνο ένα πολύ μικρό τμήμα αυτού το φάσματος. Την περιοχή αυτή ονομάζουμε ορατό φως. Το μήκος κύματος του ορατού φωτός διακυμαίνεται από 400 ως 700nm περίπου (δηλαδή 400 έως 700×10^{-9} m), με αντίστοιχες συχνότητες από 750 έως 430THz περίπου (δηλαδή 7,5 έως $4,3 \times 10^{14}$ Hz). Κάθε περιοχή του ορατού φάσματος προκαλεί στον άνθρωπο την αίσθηση κάποιου συγκεκριμένου χρώματος. Τα μήκη κύματος των διαφόρων χρωμάτων του ορατού φάσματος είναι (προσεγγιστικά) τα εξής:

400 έως 440 nm Ιώδες
440 έως 480 nm Κυανό
480 έως 560 nm Πράσινο
560 έως 590 nm Κίτρινο
590 έως 630 nm Πορτοκαλί
630 έως 700 nm Ερυθρό

Η χρήση ειδικών πηγών ή φίλτρων μας επιτρέπει να επιλέξουμε μια στενή ζώνη μήκους κύματος που επεκτείνεται, λόγου χάρη, από 9 έως 10 nm. Μια τέτοια ακτινοβολία είναι κατά προσέγγιση μονοχρωματική ακτινοβολία. Το απόλυτα μονοχρωματικό φως, ενός και μόνο μήκους κύματος, είναι μια ανεπίτευκτη εξιδανίκευση. Όταν χρησιμοποιούμε την έκφραση <<μονοχρωματικό φως μήκους κύματος 550 nm>> αναφορικά με κάποιο πείραμα σε εργαστήριο, εννοούμε στην πραγματικότητα μια στενή ζώνη μηκών κύματος γύρω από την τιμή 550 nm. Ένα διακεκριμένο γνώρισμα του φωτός λέηζερ είναι ότι φτάνει πολύ πιο κοντά στην απόλυτη μονοχρωματικότητα σε σύγκριση με το φως που παράγεται με οποιονδήποτε άλλο τρόπο.



Σχήμα 1-1-1 Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα.

1-2 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ MAXWELL ΓΙΑ ΟΠΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ

Στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία οι εξισώσεις Μάξγουελ είναι μία τετράδα εξισώσεων που διατυπώθηκαν από τον Σκοτσέζο φυσικό και μαθηματικό Τζέιμς Κλαρκ Μάξγουελ (James Clerk Maxwell) και περιγράφουν τη συμπεριφορά ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων καθώς και τις αλληλεπιδράσεις τους με την ύλη. Η αρχική δημοσίευση του Μάξγουελ αναφερόταν σε οκτώ συνολικά, αλληλοσχετιζόμενες εξισώσεις. Η μορφή των τεσσάρων εξισώσεων, όπως χρησιμοποιείται μέχρι σήμερα και όπως περιγράφεται παρακάτω, σχηματοποιήθηκε από τον αυτοδίδακτο Άγγλο φυσικό και μαθηματικό Όλιβερ Χέβισάιντ, ο οποίος τις αναδιατύπωσε χρησιμοποιώντας διανυσματικό λογισμό, απλοποιώντας τις αποδείξεις τους και συμπυκνώνοντάς τις από 8 σε 4.

Οι τέσσερις εξισώσεις του Μάξγουελ περιγράφουν αντίστοιχα (με τη συνηθισμένη σειρά γραφής τους) το πως ηλεκτρικά φορτία παράγουν ηλεκτρικά πεδία (Νόμος του Γκάους), την πειραματική απουσία μαγνητικών μονοπόλων, πως τα ηλεκτρικά ρεύματα και τα μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία παράγουν μαγνητικά πεδία (Νόμος των Αμπέρ και Μάξγουελ) και το πως η μεταβολή ενός μαγνητικού πεδίου παράγει ηλεκτρικά πεδία (Νόμος του Φάραντεϊ για την επαγωγή).

Στη περίπτωση όπου μελετώνται ηλεκτρομαγνητικά φαινόμενα σε υλικό που περιγράφεται από ηλεκτρική μετατόπιση \vec{D} και μαγνήτιση \vec{M} , οι εξισώσεις του Μάξγουελ διατυπώνονται με τέτοιο τρόπο, ώστε τελικά να εμφανίζονται σε αυτές μόνο τα ελεύθερα φορτία και ρεύματα. Στην ηλεκτροστατική και στην μαγνητοστατική, τα δέσμια φορτία και ρεύματα συμβολίζονται ως εξής $\rho_b = -\vec{\nabla} \cdot \vec{R}$ και $\vec{J}_b = \vec{\nabla} \times \vec{M}$. Όταν όμως αναφερόμαστε σε μη-στατικά πεδία, αναπτύσσετε και ένας νέος μηχανισμός, όπου η οποιαδήποτε αλλαγή στην ηλεκτρική πόλωση οδηγεί σε ρεύμα δέσμιου φορτίου το οποίο συνήθως συμβολίζουμε με

\vec{J}_p και ισχύει ότι η πυκνότητα ρεύματος πόλωσης είναι: $\vec{J}_p = \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t}$. Εύκολα δείχνεται ότι

ικανοποιεί την εξίσωση της συνέχειας: $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p = \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\rho}) = \frac{\partial}{\partial t} (-\rho_b) = -\frac{\partial \rho_b}{\partial t} \Leftrightarrow$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p + \frac{\partial \rho_b}{\partial t} = 0 \quad (1-2-1)$$

Λαμβάνοντας υπ' όψιν ότι το \vec{J}_p δεν σχετίζεται με το \vec{J}_b το οποίο σχετίζεται με τη μαγνήτιση, βρίσκουμε ότι

$$\rho = \rho_f + \rho_b = \rho_f - \vec{\nabla} \cdot \vec{R}, \quad (1-2-2)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_f + \vec{J}_b + \vec{J}_p = \vec{J}_f + \vec{\nabla} \times \vec{M} + \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} \quad (1-2-3),$$

Όπου το ρ_f και το \vec{J}_f είναι ελεύθερα φορτία και ελεύθερα ρεύματα αντίστοιχα.

Από τις εξισώσεις του Maxwell προκύπτουν:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_f - \vec{\nabla} \cdot \vec{\rho}) \Rightarrow \varepsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_f - \vec{\nabla} \cdot \vec{\rho} \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho}) = \rho_f \quad (2-4)$$

Αντίστοιχα με τη στατική περίπτωση ορίζουμε:

$$\vec{D} \equiv \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho} \quad (1-2-5)$$

Και έτσι προκύπτει:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (1-2-6)$$

Οι δεύτερη και τρίτη εξίσωση του Maxwell $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ (2-7) και $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ (1-2-8)

αντίστοιχα δεν αλλάζουν, διότι δεν περιέχουν πυκνότητες φορτίου ή ρεύματος. Τέλος για την τέταρτη εξίσωση έχουμε:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \left(\vec{J}_f + \vec{\nabla} \times \vec{M} + \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} \right) \Rightarrow \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{J}_f + \vec{\nabla} \times \vec{M} + \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho}) \Rightarrow \vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Ορίζουμε τη σχέση, σε αντιστοιχία με τη στατική περίπτωση, δηλαδή το

$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ και έτσι προκύπτει η τέταρτη εξίσωση του Maxwell για την υλη:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1-2-9)$$

Έτσι λοιπόν είναι διατυπωμένες οι εξισώσεις του Maxwell στην υλη, με τέτοιο τρόπο ώστε να φαίνονται ξεκάθαρα τα ελεύθερα φορτία και ρεύματα ρ_f και \vec{J}_f αντίστοιχα:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (1-2-6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1-2-7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1-2-8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1-2-9)$$

Οι εξισώσεις αυτές έχουν το μειονέκτημα ότι περιλαμβάνουν τόσο το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, όσο και τη ηλεκτρική μετατόπιση και το μαγνητίζον πεδίο, με αποτέλεσμα να είναι αναγκαίες καταστατικές σχέσεις που να δίνουν τα D και H σε συναρτήσεις των E και B. για τα γραμμικά υλικά οι καταστατικές σχέσεις είναι:

$$\vec{\rho} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1-2-10)$$

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (1-2-11)$$

Οπότε έχουμε:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1-2-12)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} \quad (1-2-13)$$

Με τα ε και μ να αντιστοιχούν ως εξής:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \quad (1-2-14)$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (1-2-15)$$

Στα πλαίσια της σχετικιστικής ηλεκτροδυναμικής, οι τέσσερις εξισώσεις του Μάξγουελ μπορούν να διατυπωθούν υπό συμπαγή μορφή ως δύο ταυυστικές εξισώσεις:

$$F_{,\nu}{}^{\mu\nu} = \mu_0 J^\mu \quad (1-2-16)$$

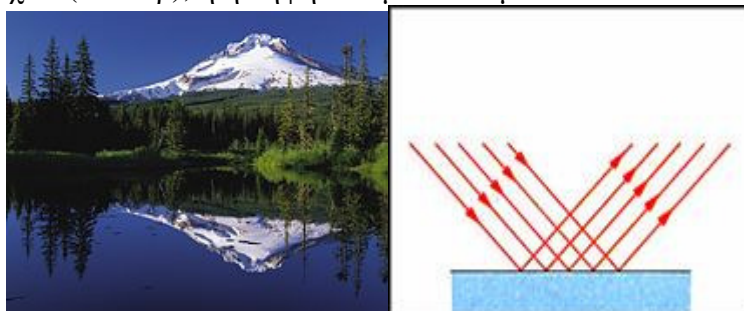
$$\tilde{F}_{,\nu}{}^{\mu\nu} = 0 \quad (1-2-17)$$

όπου το σύμβολο 'ν' μετά το κόμμα (,) αναφέρεται σε παραγωγή ως προς $x^\nu=(ct,x,y,z)$, το σύνολο των οποίων αντιστοιχεί στις χωροχρονικές συντεταγμένες ως προς δεδομένο αδρανειακό σύστημα αναφοράς. Η παραπάνω διατύπωση σέβεται την αρχή της σχετικότητας.

(Πρέπει να αναφέρουμε ότι οι σχέσεις είναι διατυπωμένες στο διεθνές σύστημα μονάδων υπό διαφορική μορφή.)

1-3 ΑΝΑΚΛΑΣΗ

Ανάκλαση ονομάζεται το φαινόμενο της αλλαγής διεύθυνσης διάδοσης ενός μετώπου κύματος, μέσα στο ίδιο μέσο, από μια διαχωριστική επιφάνεια. Τα πιο συνηθισμένα παραδείγματα ανάκλασης είναι αυτά των κυμάτων φωτός, ήχου και νερού, καθώς επίσης και των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων όπου με βάση την ιδιότητα αυτή επιτυγχάνεται ο ραδιοεντοπισμός στόχων (Ραντάρ), ή η λήψη σεισμικών κυμάτων κ.λπ..



Σχήμα 1-3-1

Η αίσθηση της όρασης είναι υψίστης σημασίας για μας γιατί μας τροφοδοτεί με το πιο μεγάλο μέρος της πληροφορίας που αφορά τον κόσμο. Το μέσο που μεταφέρει την πληροφορία στο μάτι και από εκεί στον εγκέφαλο είναι το φως.

Ένα αντικείμενο παρατηρείται από τον οφθαλμό ή γιατί είναι η πηγή φωτός (αυτόφωτο) όπως η φλόγα ενός κεριού, ο ήλιος, μια ηλεκτρική λυχνία κ.α ή γιατί το φως πριν φτάσει στον οφθαλμό ανακλάται από το αντικείμενο (ετερόφωτο). Το αντικείμενο, είτε ως αυτόφωτο είτε ως ετερόφωτο, αποκαλείται πηγή.

Μια μακρά εμπειρία και επανειλημμένη επαλήθευση υποδεικνύει ότι το φως διαδίδεται ευθύγραμμα, κάτω από μια τεράστια ποικιλία περιπτώσεων.

Το πρότυπο της ευθύγραμμης διάδοσης του φωτός ή πρότυπο ακτινών, όπως ονομάζεται, περιγράφει με απόλυτη επιτυχία πολλά οπτικά φαινόμενα όπως αυτά της ανάκλασης, της διάθλασης και του σχηματισμού ειδώλων από κάτοπτρα και φακούς.

Επειδή με αυτήν την υπόθεση η ερμηνεία των φαινομένων στηρίζεται στις ιδιότητες των ευθειών και στις γωνίες που σχηματίζουν μεταξύ τους, αυτό το αντικείμενο ονομάζεται γεωμετρική οπτική.

Η ταχύτητα του φωτός μετρήθηκε από τον Αμερικανό Φυσικό Albert A, Michelson και για το κενό, βρέθηκε ίση με $c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$ που είναι πάρα πολύ κοντά στην τιμή που υπολόγισε ο Maxwell. Η ταχύτητα του φωτός στα άλλα μέσα διάδοσης, όπως είναι ο αέρας, το γυαλί, το νερό κ.α., είναι πάντα μικρότερη από εκείνη στο κενό. Ο λόγος της ταχύτητας του φωτός στο κενό, c , προς την ταχύτητα του φωτός, v , σε ένα οπτικά ενεργό μέσο είναι πάντα ένα μέγεθος μεγαλύτερο της μονάδας και ονομάζεται δείκτης διάθλασης, n , του μέσου:

$$n = \frac{c}{v} \quad (1-3-1)$$

Το φως μπορεί να ανακλαστεί κατοπτρικά (όπως στους καθρέφτες) ή να διαχυθεί (χωρίς να διατηρείται το είδωλο, αλλά μόνο η ενέργεια του κύματος). Ο τρόπος με τον οποίο ανακλάται το φως εξαρτάται από το υλικό την ανακλαστικής επιφάνειας. Επιπλέον, αν η επιφάνεια διαχωρίζει ένα διηλεκτρικό από ένα αγωγίμο υλικό τότε η φάση του κύματος μπορεί να αναστραφεί. Αντίθετα, όταν η επιφάνεια διαχωρίζει ένα διηλεκτρικό από ένα άλλο ηλεκτρικό υλικό τότε η φάση του κύματος δεν αναστρέφεται.

Το επίπεδο κάτοπτρο αποτελεί το συνηθέστερο αντικείμενο στο οποίο εμφανίζεται κατοπτρική ανάκλαση του φωτός. Είναι κατασκευασμένο από μια γυάλινη επιφάνεια, στο πίσω μέρος της οποίας υπάρχει μια μεταλλική επίστρωση στην οποία πραγματοποιείται η ανάκλαση. Επίσης, είναι δυνατόν να ανακλαστεί ένα κύμα στην επιφάνεια διαφανών υλικών, όπως νερό ή γυαλιού. Οι επιφάνειες που προκαλούν το φαινόμενο της "ολικής ανάκλασης" φωτεινής δέσμης ονομάζονται κάτοπτρα (καθρέφτες).

Στην πραγματικότητα το φως ανακλάται όταν διαδίδεται από ένα υλικό με συγκεκριμένο δείκτη διάθλασης σε ένα άλλο με διαφορετικό δείκτη. Γενικά, ένα ποσοστό του φωτός ανακλάται από την διαχωριστική επιφάνεια, ενώ το υπόλοιπο διαθλάται. Η επίλυση των εξισώσεων του Μάξγουελ για μια δέσμη που προσπίπτει σε κάποιο σύνορο, οδηγούν στην δημιουργία των εξισώσεων Fresnel, οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν στον προσδιορισμό του ποσοστού φωτός που θα ανακλαστεί. Υπάρχει μια συγκεκριμένη γωνία για την οποία μια δέσμη φωτός, που κινείται από ένα υλικό με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης προς ένα με μικρότερο, ανακλάται πλήρως.

Όταν φως διαδίδεται από ένα υλικό με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης (πυκνότερο υλικό) σε ένα με μικρότερο δείκτη, τότε κατά την ανάκλαση η φάση αντιστρέφεται κατά 180° . Αντίθετα, όταν διαδίδεται από ένα αραιότερο σε ένα πυκνότερο υλικό, κατά την ανάκλαση η φάση του κύματος διατηρείται. Αυτή η αρχή παίζει σημαντικό ρόλο στις εφαρμογές της οπτικής λεπτών μεμβρανών.

Κατοπτρική ανάκλαση από μια καμπύλη επιφάνεια σχηματίζει είδωλα τα οποία μπορεί να είναι είτε μεγαλύτερα, είτε να είναι μικρότερα του πραγματικού. Παραδείγματα καμπύλων κατόπτρων είναι τα σφαιρικά και τα παραβολικά κάτοπτρα.

ΟΡΙΣΜΟΙ

1. Ανακλαστική επιφάνεια ή κάτοπτρο: η επιφάνεια που συμβαίνει το φαινόμενο της ανάκλασης.
2. Προσπίπτουσα ακτίνα: η φωτεινή ακτίνα που κατευθύνεται από τη φωτεινή πηγή προς το κάτοπτρο.
3. Ανακλώμενη ακτίνα: η φωτεινή ακτίνα που ξεκινάει από το κάτοπτρο, και φθάνει στον παρατηρητή.
4. Επίπεδο ανάκλασης: Το επίπεδο που ορίζεται από την προσπίπτουσα και ανακλώμενη ακτίνα.
5. Σημείο πρόσπτωσης: Το σημείο του κατόπτρου όπου προσπίπτει η ακτίνα και στη συνέχεια ανακλάται, το σημείο πρόσπτωσης είναι ταυτόχρονα και σημείο ανάκλασης.

6. Γωνία πρόσπτωσης: η γωνία που σχηματίζεται από την προσπίπτουσα ακτίνα με την κάθετο του σημείου πρόσπτωσης, από την οποία και μετράται.
7. Γωνία ανάκλασης: η γωνία που σχηματίζεται από την ανακλώμενη ακτίνα με την κάθετο του σημείου πρόσπτωσης, από την οποία και μετράται.

NOMOI ANAKΛΑΣΗΣ

- Α' νόμος της ανάκλασης:

Το "επίπεδο ανάκλασης" είναι κάθετο προς την "ανακλαστική επιφάνεια".

Δηλαδή η ανακλώμενη ακτίνα βρίσκεται στο επίπεδο που ορίζουν η προσπίπτουσα ακτίνα και η κάθετος στη διαχωριστική επιφάνεια στο σημείο πρόσπτωσης.

- Β' νόμος της ανάκλασης:

Η "γωνία πρόσπτωσης" και η "γωνία ανάκλασης", στο αυτό φαινόμενο, είναι πάντα ίσες. Συνέπεια του δεύτερου νόμου είναι ότι: αν η προσπίπτουσα ακτίνα είναι κάθετη στην ανακλώμενη επιφάνεια (γωνία = 0), τότε η ανακλώμενη (επίσης γωνία = 0), θα ταυτίζεται με την προσπίπτουσα.

Η πειραματική απόδειξη των νόμων της ανάκλασης γίνεται με τον "γωνιομετρικό δίσκο".

Χαρακτηριστικό είναι ότι αν η προσπίπτουσα είναι φωτεινή δέσμη, διατηρεί το ίδιο κυλινδρικό πλάτος της, ανακλώμενη.

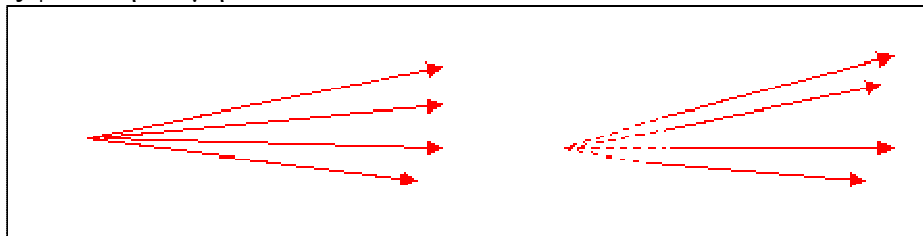
ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΦΩΤΟΣ ΜΕ ΑΚΤΙΝΕΣ

1. Χρησιμοποιούνταν πολύ πριν θεμελιωθεί απόλυτα η κυματική φύση του φωτός, ενώ, σύμφωνα με τη σωματιδιακή θεωρία του φωτός οι ακτίνες είναι οι τροχιές των σωματιδίων.
2. Από κυματική σκοπιά: μια ακτίνα είναι μια υποθετική γραμμή κατά μήκος της κατεύθυνσης όδευσης του κύματος.
3. Αν τα κύματα οδεύουν σε ομογενές ισότροπο υλικό, οι ακτίνες είναι πάντα ευθείες γραμμές κάθετες στα μέτωπα κύματος.

ΑΝΑΚΛΑΣΗ ΦΩΤΕΙΝΗΣ ΔΕΣΜΗΣ

- Ανάκλαση παράλληλης φωτεινής δέσμης

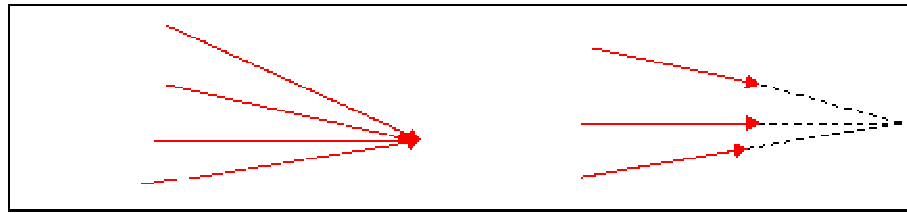
Παράλληλη φωτεινή δέσμη που προσπίπτει σε επίπεδο κάτοπτρο ανακλάται ομοίως σε παράλληλη δέσμη. Τούτο συμβαίνει διότι η γωνία πρόσπτωσης της κάθε ακτίνας της δέσμης είναι ίση με την γωνία της ανάκλασής της, και επειδή στο σύνολο τους οι ακτίνες πρόσπτωσης είναι μεταξύ τους παράλληλες και οι ανακλώμενες θα είναι μεταξύ τους παράλληλες ως φωτεινή δέσμη.



Σχήμα 1-3-2

- Ανάκλαση αποκλίνουσας φωτεινής δέσμης

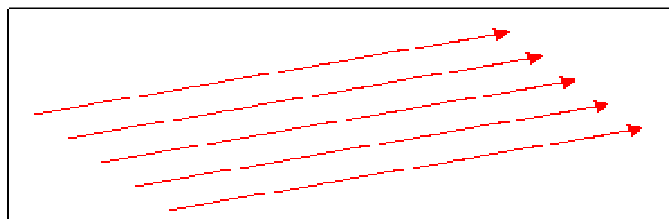
Στην ανάκλαση αποκλίνουσας δέσμης οι ανακλώμενες ακτίνες είναι προοδευτικά αποκλίνουσες. Η δέσμη αυτή "φαίνεται" να προέρχεται από ένα συμμετρικό σημείο αντίποδα του πραγματικού στη προέκταση των ανακλωμένων ακτίνων στο "επίπεδο ανάκλασης" και στο πίσω ή κάτω μέρος της ανακλαστικής επιφάνειας. Το αντιδιαμετρικό αυτό σημείο του πραγματικού ονομάζεται φανταστικό είδωλο.



Σχήμα 1-3-3

- Ανάκλαση συγκλίνουσας φωτεινής δέσμης

Στην ανάκλαση συγκλίνουσας δέσμης συμβαίνει ακριβώς το αντίθετο της προηγούμενης, δηλαδή οι ανακλώμενες συγκλίνουσες ακτίνες δημιουργούν πραγματικό είδωλο ενός φανταστικού αντικειμένου που βρίσκεται στη προέκταση των ακτίνων που προσπίπτουν, στο επίπεδο της ανάκλασης και στο πίσω ή κάτω μέρος της ανακλαστικής επιφάνειας.



Σχήμα 1-3-4

ΕΙΔΩΛΑ ΑΠΟ ΑΝΑΚΛΑΣΗ

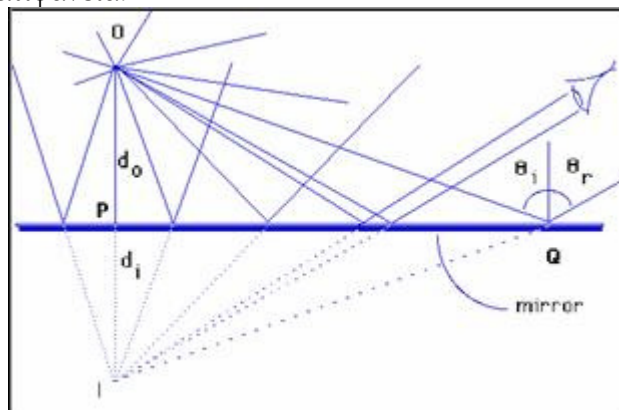
1. Καθρέφτης επίπεδος

α. Είδωλο ενός φωτεινού σημειακού αντικειμένου.

Αν ένα φωτεινό σημειακό αντικείμενο O βρεθεί μπροστά σε επίπεδο κάτοπτρο, κάθε ακτίνα της αποκλίνουσας φωτεινής δέσμης που εκπέμπεται από αυτό ανακλάται σύμφωνα με τους νόμους της ανάκλασης, για να δημιουργηθεί μία επίσης αποκλίνουσα δέσμη η οποία εάν συναντήσει το μάτι μας θα βλέπουμε το στίγμα της «μέσα στον καθρέφτη».

Αυτό που βλέπουμε μέσα στον καθρέφτη είναι το φανταστικό είδωλο από ανάκλαση του φωτεινού σημειακού αντικειμένου O .

Βασιζόμενοι στους νόμους της ανάκλασης και στην ευκλείδεια Γεωμετρία μπορούμε να αποδείξουμε ότι «σε σχέση με το O , το είδωλο I βρίσκεται σε θέση συμμετρική ως προς το επίπεδο της ανακλαστικής επιφάνειας». Το αντικείμενο O και το είδωλο I ισαπέχουν από την επίπεδη κατοπτρική επιφάνεια.



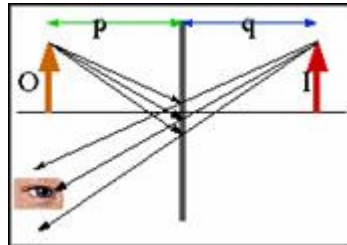
Σχήμα 1-3-5

β. Είδωλο ενός φωτεινού αντικειμένου με διαστάσεις.

Ένα φωτεινό αντικείμενο με διαστάσεις θεωρούμε ότι αποτελείται από φωτεινά σημεία.

Αν το φωτεινό αντικείμενο βρεθεί μπροστά σε επίπεδο κάτοπτρο, κάθε φωτεινό σημείο του θα αποτελεί πηγή φωτεινών ακτίνων και θα «δημιουργεί» ένα φανταστικό είδωλο συμμετρικό ως προς το επίπεδο της κατοπτρικής επιφάνειας.

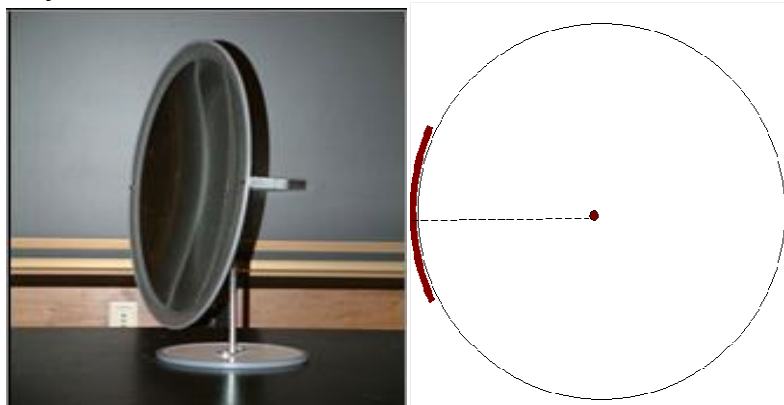
Το φανταστικό αυτό είδωλο θα έχει τις διαστάσεις και τη μορφή του φωτεινού αντικειμένου .



Σχήμα 1-3-6

2. Καθρέφτης κοίλος

- Τα γεωμετρικά στοιχεία
- Η επιφάνεια του κοίλου καθρέφτη. Είναι τμήμα από την επιφάνεια μιας σφαίρας
- Το κέντρο αυτής σφαίρας. Λέγεται και «κέντρο του καθρέφτη»
- Η ακτίνα R της σφαίρας . Λέγεται ακτίνα του καθρέφτη
- Η ευθεία που ενώνει το κέντρο της σφαίρας και το μέσον του καθρέφτη. Λέγεται κύριος άξονας



Σχήμα 1-3-7

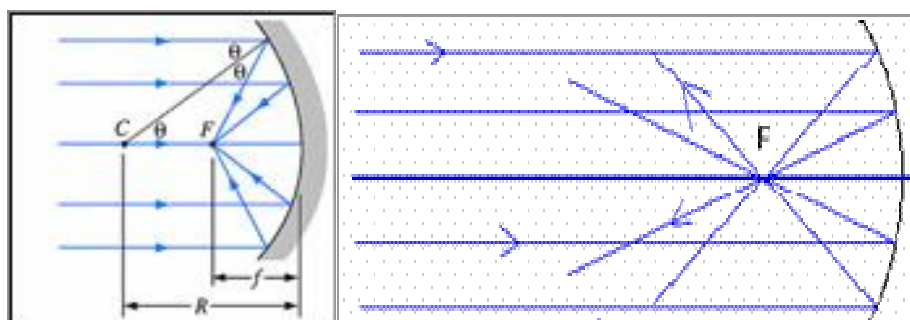
Τα ίδια γεωμετρικά στοιχεία Χαρακτηρίζουν και έναν καθρέφτη κυρτό

Το φως και ο κοίλος καθρέφτης.

Κάθε φωτεινή ακτίνα που πέφτει στον κοίλο καθρέφτη παράλληλη προς τον κύριο άξονα, μετά την ανάκλαση θα κατευθύνεται σε ένα σημείο E, την (κυρία) εστία του καθρέφτη. Με βάση τους νόμους της διάθλασης και τη Γεωμετρία αποδεικνύεται ότι η εστία βρίσκεται στο μέσο της απόστασης « κέντρο καθρέφτη – μέσο O του καθρέφτη» .

Η απόσταση δηλαδή της εστίας από τον καθρέφτη είναι ίση με το μισό της ακτίνας του καθρέφτη. Η απόσταση αυτή λέγεται εστιακή απόσταση f. $f = \frac{1}{2} R$

Αυτό σημαίνει ότι αν πέσει στον καθρέφτη μια δέσμη φωτός παράλληλη προς τον κύριο άξονα θα «εστιάσει» στην εστία. Με μια τέτοια φωτεινή δέσμη και έναν κοίλο καθρέφτη θα μπορούσαμε εστιάζοντας το φως του ήλιου, να ανάψουμε φωτιά.

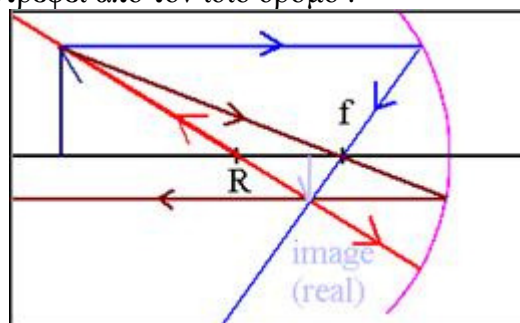


Σχήμα 1-3-8

Το είδωλο στον κοίλο καθρέφτη

α. Πραγματικό είδωλο

Φανταζόμαστε ένα γραμμικό φωτεινό αντικείμενο AB κάθετο στον κύριο άξονα σε απόσταση μεγαλύτερη από την εστιακή. Σχηματίζουμε το είδωλο της κορυφής A . Μια φωτεινή ακτίνα προερχόμενη από την κορυφή A του αντικειμένου και παράλληλη προς τον κύριο άξονα, μετά την ανάκλαση στον καθρέφτη θα περάσει από την κύρια εστία F . Μια άλλη φωτεινή ακτίνα προερχόμενη επίσης από την κορυφή A η οποία προσπίπτει κάθετα στην επιφάνεια του καθρέφτη επιστρέφει από τον ίδιο δρόμο.

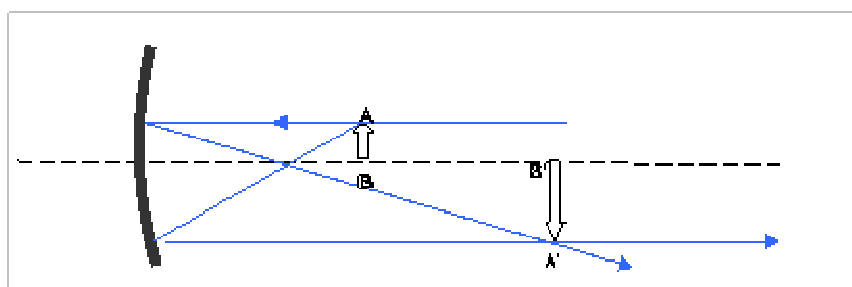


Σχήμα 1-3-9

(Στην περίπτωση μιας σφαιρικής επιφάνειας ΚΑΘΕΤΟΣ στη σφαίρα είναι κάθε ευθεία που περνάει από το κέντρο). Στο σημείο A' στο οποίο συναντώνται οι δύο ακτίνες θα είναι το σημείο στο οποίο θα συγκλίνουν όλες οι ακτίνες μετά την ανάκλαση, θα είναι το είδωλο του A .

Θα μπορούσαμε επίσης να διαλέξουμε εκτός από τη φωτεινή ακτίνα την παράλληλη προς τον κύριο άξονα ως δεύτερη την ακτίνα η οποία διέρχεται από την εστία, μετά την ανάκλαση θα γίνει παράλληλη προς τον κύριο άξονα. Το ζήτημα είναι ότι όλες οι προερχόμενες από το A φωτεινές ακτίνες θα συγκλίνουν σε σημείο A' .

Αν φέρουμε την κάθετο από το A' στον κύριο άξονα, το σημείο τομής με τον κύριο άξονα θα είναι το είδωλο B' του φωτεινού σημείου B . Το $A'B'$ είναι το «αντεστραμμένο» είδωλο του φωτεινού αντικειμένου AB . Χαρακτηρίζεται είδωλο πραγματικό, διακρίνεται έτσι από τα φανταστικά είδωλα που βλέπουμε μέσα στους καθρέφτες.



Σχήμα 1-3-10

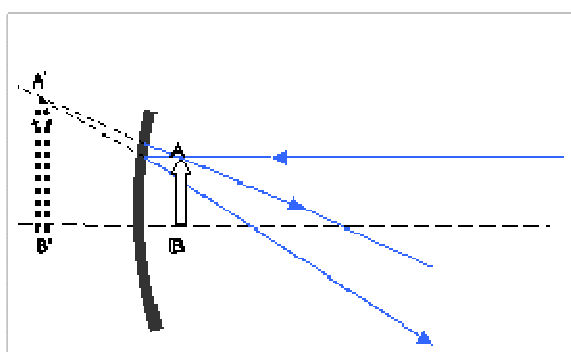
Μπορούμε να το «δούμε» αν εκεί που δημιουργείται βάλουμε μια οθόνη.
Εάν για την απόσταση a του φωτεινού αντικείμενου από το κάτοπτρο ισχύει $a > 2f$ το πραγματικό είδωλο θα είναι μικρότερο από το φωτεινό αντικείμενο. Εάν $f < a < 2f$ το πραγματικό είδωλο θα είναι μεγαλύτερο από το φωτεινό αντικείμενο.

β. Φανταστικό είδωλο

Αν πλησιάσουμε το φωτεινό αντικείμενο «κοντά» στον κοίλο καθρέφτη θα δούμε το είδωλο μέσα στον καθρέφτη. Θα είναι είδωλο φανταστικό.

Το «κοντά» σημαίνει σε απόσταση μικρότερη από την εστιακή.

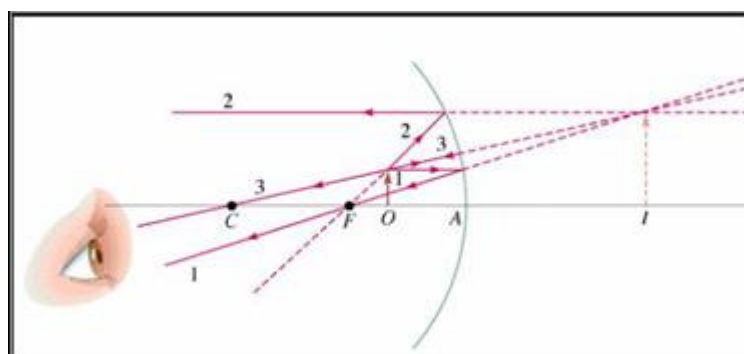
Το φανταστικό είδωλο σε έναν κοίλο καθρέφτη θα είναι πάντα μεγαλύτερο από το φωτεινό αντικείμενο.



Σχήμα 1-3-11

Για να δούμε δηλαδή τον εαυτό μας μέσα από τον κοίλο καθρέφτη πρέπει να πλησιάσουμε σε απόσταση μικρότερη από την εστιακή .

Για να σχεδιάσουμε το φανταστικό αυτό είδωλο του φωτεινού αντικείμενου AB, σχεδιάζουμε το είδωλο της κορυφής A (βλ. Σχήμα 1-3-8) . Από τις φωτεινές ακτίνες που προέρχονται από το A διαλέγουμε δύο. Η μία είναι η παράλληλη προς τον κύριο άξονα η οποία μετά την ανάκλαση θα διέρχεται από την κυρία εστία. Η άλλη ακτίνα είναι η κάθετη στον καθρέφτη η οποία ανακλώμενη θα επιστρέψει από τον ίδιο δρόμο με αντίθετη κατεύθυνση. Διαπιστώνουμε ότι οι δύο ακτίνες δεν τέμνονται, αποκλίνουν. Τέμνονται όμως οι φανταστικές προεκτάσεις τους πίσω από τον καθρέφτη σε σημείο A'. Όλες οι ακτίνες οι προερχόμενες από το A μετά την ανάκλαση συνιστούν αποκλίνουσα δέσμη με στίγμα πίσω από τον καθρέφτη σε σημείο A'. Το A' είναι το φανταστικό είδωλο του A. Φέρνουμε στην συνέχεια τη γεωμετρική κάθετο στον κύριο άξονα και εντοπίζουμε το σημείο B, το φανταστικό είδωλο του B.

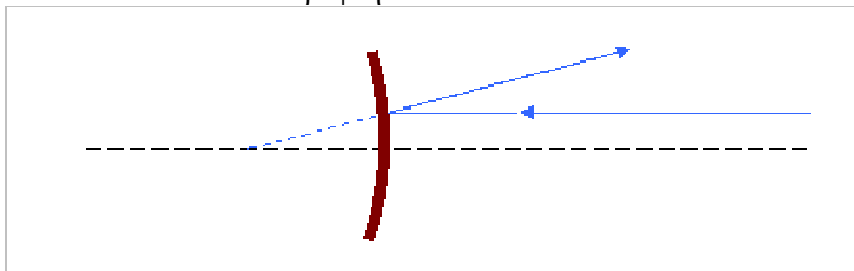


Σχήμα 1-3-12

3. Καθρέφτης κυρτός

Το φως και ο κυρτός καθρέφτης

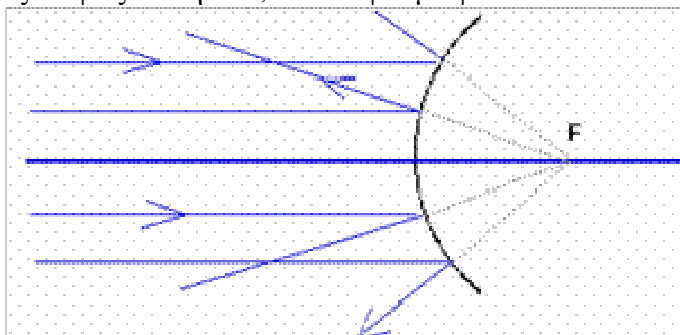
Κάθε φωτεινή ακτίνα που πέφτει στον κυρτό καθρέφτη παράλληλη προς τον κύριο άξονα, μετά την ανάκλαση θα κατευθύνεται θα διαδίδεται έτσι ώστε η φανταστική της προέκταση να περνάει από την σε ένα σημείο E, την (κυρία) εστία του κυρτού καθρέφτη η οποία βρίσκεται «πίσω» από τον καθρέφτη.



Σχήμα 1-3-13

Με βάση τους νόμους της διάθλασης και τη Γεωμετρία αποδεικνύεται ότι η εστία βρίσκεται στο μέσο της απόστασης « κέντρο καθρέφτη – μέσο O του καθρέφτη» .

Η απόσταση αυτή λέγεται εστιακή απόσταση f . Αυτό σημαίνει ότι αν πέσει στον καθρέφτη μια δέσμη φωτός παράλληλη προς τον κύριο άξονα θα γίνει δέσμη αποκλίνουσα με στίγμα την κυρία εστία «πίσω» από τον καθρέφτη. Με έναν κυρτό καθρέφτη δεν θα μπορούσαμε εστιάζοντας το φως του ήλιου, να ανάψουμε φωτιά .



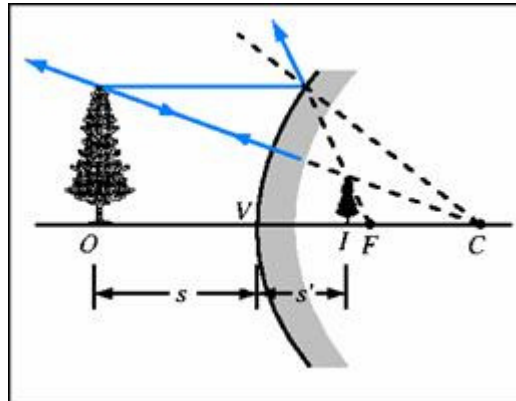
Σχήμα 1-3-14

Το είδωλο στον κυρτό καθρέφτη.

Όπου και να βρίσκεται το φωτεινό αντικείμενο το είδωλο θα είναι φανταστικό και μικρότερο από το αντικείμενο.

Φανταζόμαστε ένα γραμμικό φωτεινό αντικείμενο AB κάθετο στον κύριο άξονα. Σχηματίζουμε το είδωλο της κορυφής A. Μια φωτεινή ακτίνα προερχόμενη από την κορυφή A του αντικείμενου και παράλληλη προς τον κύριο άξονα, μετά την ανάκλαση στον καθρέφτη θα περάσει διαδίδεται έτσι ώστε η προέκτασή της «πίσω από τον καθρέφτη» να περνάει από την κυρία εστία . Μια άλλη φωτεινή ακτίνα προερχόμενη επίσης από την κορυφή A η οποία προσπίπτει κάθετα στην επιφάνεια του καθρέφτη επιστρέφει από τον ίδιο δρόμο . Στο σημείο A' «πίσω από τον καθρέφτη» στο οποίο συναντώνται οι προεκτάσεις των δύο ακτίνων θα είναι το σημείο στο οποίο θα προέρχονται όλες οι ακτίνες μετά την ανάκλαση, θα είναι το φανταστικό είδωλο του A.

Αν φέρουμε την κάθετο από το A' στον κύριο άξονα το σημείο τομής με τον κύριο άξονα θα είναι το είδωλο B' του φωτεινού σημείου B . Το A'B' είναι το « ορθό» φανταστικό είδωλο του φωτεινού αντικειμένου AB . Το βλέπουμε «μέσα στον καθρέφτη» .



Σχήμα 1-3-15

Οπτικό πεδίο

Το οπτικό πεδίο είναι μια περιοχή του χώρου μπροστά από τον καθρέφτη στην οποία, αν βρεθεί ένα αντικείμενο θα το δεις μέσα στον καθρέφτη. Το μέγεθος της περιοχής εξαρτάται από το είδος και το μέγεθος του καθρέφτη και από τη θέση του παρατηρητή. Βρίσκεσαι λόγω χάρη μπροστά σε ένα επίπεδο κάτοπτρο. Φαντάσου το «είδωλο του ματιού σου» ως ένα γεωμετρικό σημείο M' συμμετρικό ως προς τον καθρέφτη. Φέρε με τη φαντασία σου όλες τις ευθείες από το M' στην περιφέρεια του καθρέφτη και προέκτεινέ τις. Θα δημιουργηθεί ένας χώρος που θα είναι το οπτικό πεδίο.

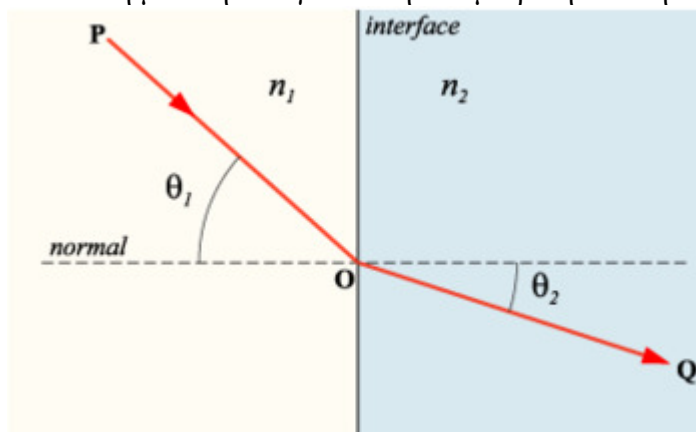
Για κάθε φωτεινό αντικείμενο που θα βρεθεί σε αυτό τον χώρο, θα βλέπεις το φανταστικό του είδωλο, θα μπορείς δηλαδή να το βλέπεις μέσα στον καθρέφτη. Υποθέτουμε ότι εάν μετακινηθεί ο παρατηρητής το οπτικό πεδίο θα αλλάξει.

1-4 ΔΙΑΘΛΑΣΗ

Διάθλαση ονομάζεται το φυσικό φαινόμενο της εκτροπής της ευθύγραμμης τροχιάς διάδοσης που υφίστανται φωτεινά ή άλλα κύματα όταν διέρχονται από ένα διαπερατό από αυτά μέσον σε έτερο.

Ιδιαίτερα, στην οπτική, διάθλαση φωτός χαρακτηρίζεται κάθε οπτικό φαινόμενο της εκτροπής της διεύθυνσης των φωτεινών ακτίνων κατά τη μετάβασή τους από ένα διαπερατό μέσο διάδοσης με δείκτη διάθλασης n_1 σε άλλο μέσο διάδοσης με δείκτη διάθλασης $n_2 \neq n_1$. Η διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων ονομάζεται δίοπτρο.

Το φαινόμενο αυτό, που οφείλεται στη διαφορετική ταχύτητα διάδοσης του φωτεινού κύματος και που εξαρτάται από το διαπερατό μέσο στο οποίο διαδίδεται το κύμα εξετάζει η Κυματική οπτική. Αντίθετα τη μελέτη των γωνιών η Γεωμετρική οπτική.

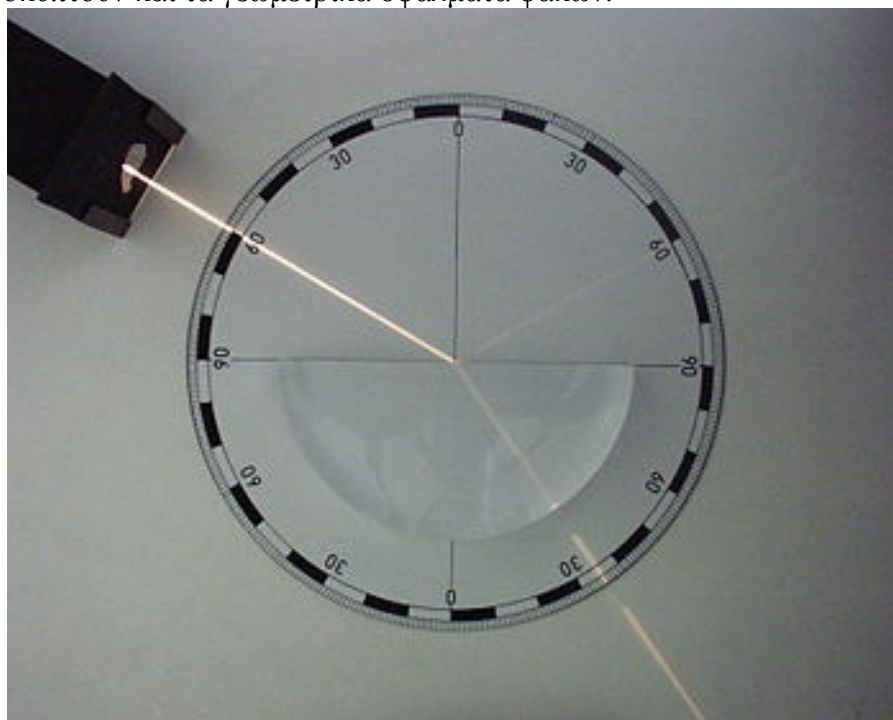


Σχήμα 1-4-1 Διάθλαση του φωτός στην επιφάνεια μεταξύ δύο μέσων διαφορετικών δεικτών διάθλασης, με $n_2 > n_1$. Η ταχύτητα είναι μικρότερη στο δεύτερο μέσο ($u_2 < u_1$), οπότε και η γωνία διάθλασης θ_2 είναι μικρότερη από τη γωνία πρόσπτωσης θ_1

Η σχέση που συνδέει τη γωνία πρόσπτωσης με τη γωνία διάθλασης, ως προς την κάθετο, στη διαχωριστική επιφάνεια είναι γνωστή ως "Νόμος του Σνελ".

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1-4-1)$$

Για μικρές γωνίες θ είναι δυνατό να γίνει η προσέγγιση $\sin \theta \simeq \theta$. Από αυτή την προσέγγιση προκύπτουν και τα γεωμετρικά σφάλματα φακών.



Σχήμα 1-4-2 Διάθλαση φωτός ($\theta_1 = 60^\circ$).

Επειδή δεν υπάρχει αραιότερο σώμα από το κενό, καταλαβαίνουμε ότι για κάθε υλικό ο δείκτης διάθλασής του θα είναι μεγαλύτερος από 1. Συμβατικά αρκετές φορές θεωρούμε 1 και το δείκτη διάθλασης του αέρα, αν και η πραγματική τιμή του είναι 1,0003. Στον πίνακα που ακολουθεί βλέπουμε τους δείκτες διάθλασης κάποιων υλικών.

Υλικό	Δείκτης διάθλασης
Αέρας	1,0003
Νερό	1,33
Γλυκερίνη	1,47
Λάδι	1,515
Γυαλί	1,52
Διαμάντι	2,42
Μόλυβδος	3,91

Εκ των παραπάνω συνάγεται ότι στο "κενό" η πορεία των φωτεινών ακτίνων παραμένει αμετάβλητη, όταν δεν εκτρέπεται από βαρυτικά πεδία, όπως επίσης αμετάβλητη παραμένει κατά την διάδοσή τους μέσα σε ισόπυκνο διαπερατό μέσο π.χ. νερό, γυαλί κ.λπ.

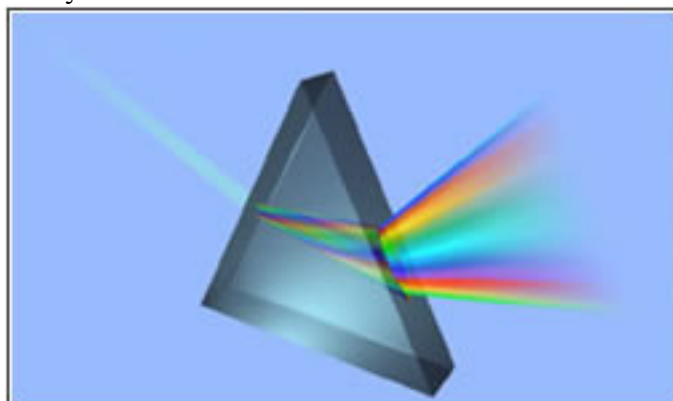
Στην περίπτωση που φωτεινές ακτίνες διερχόμενες από ένα μέσον πέσουν κάθετα στην επιφάνεια του άλλου, τότε η γωνία πρόσπτωσης είναι μηδενική με αποτέλεσμα και η γωνία διάθλασης να είναι και αυτή μηδενική π.χ. ακτίνες φωτός από τον αέρα προσπίπτουσες κάθετα σε νερό συνεχίζουν στην ίδια διεύθυνση. Και αυτό το γνωρίζουν πολύ καλά οι γλάροι όταν εφορμούν κάθετα στη λεία τους.

Ο δείκτης διάθλασης των σωμάτων μεταβάλλεται όταν μεταβάλλεται το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αυτό το φαινόμενο καλείται διασκεδασμός του φωτός. Όσο αυξάνεται το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας τόσο μειώνεται ο δείκτης διάθλασης. Ο διασκεδασμός είναι υπεύθυνος του φαινομένου που παρατηρείται στο πρίσμα, όπου η λευκή ακτινοβολία αναλύεται στις συνιστώσες της, δηλαδή στα χρώματα της ίριδας. Στον πίνακα που ακολουθεί μπορούμε να παρατηρήσουμε την εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από το μήκος κύματος. Χρησιμοποιήσαμε τρία μήκη κύματος, της μπλε, της κίτρινης και της κόκκινης ακτινοβολίας.

Υλικό	Μπλε (486,1 nm)	Κίτρινο (589,3 nm)	Κόκκινο (656,3 nm)
Γυαλί	1,524	1,517	1,515
Νερό	1,337	1,333	1,331
Λάδι	1,53	1,52	1,516
Άνθρακας	1,652	1,628	1,618

Η διάθλαση του φωτός παίζει σημαντικό ρόλο στην κατασκευή των διαφόρων ειδών φακών.

Όταν λευκό φως προσπίπτει στο πρίσμα τότε η λευκή ακτινοβολία αναλύεται στις συνιστώσες της. Αυτό συμβαίνει εξαιτίας της διάθλασης του φωτός μέσα στο πρίσμα. Εφόσον η διάθλαση επηρεάζεται από το μήκος κύματος, τότε το κάθε χρώμα, που αποτελεί τη λευκή ακτινοβολία θα διαθλάται διαφορετικά. Το αποτέλεσμα είναι βλέπουμε μια εικόνα αντίστοιχη του ουράνιου τόξου.



Σχήμα 1-4-3 Πρίσμα.

ΟΡΙΣΜΟΙ

- Γωνία πρόσπτωσης χαρακτηρίζεται η σχηματιζόμενη γωνία από την διεύθυνση της ακτίνας με την κάθετο του σημείου πρόσπτωσής της.
- Γωνία διάθλασης χαρακτηρίζεται η σχηματιζόμενη γωνία από την διαθλώμενη ακτίνα με την ίδια κάθετο του σημείου εισόδου στο διαπερατό μέσο. Όταν ακτίνες φωτός κινούνται από αραιότερο μέσον σε πυκνότερο η γωνία διάθλασης είναι πάντα μικρότερη της προσπίπτουσας. Το αντίθετο συμβαίνει από πυκνότερο σε αραιότερο μέσο.

• Επίπεδο διάθλασης χαρακτηρίζεται το επίπεδο που ορίζεται από τη προσπίπτουσα και ανακλώμενη ακτίνα.

• Κανονική διάθλαση ονομάζεται η εκτροπή μιας ακτίνας όταν περνάει από ένα μέσο σε άλλο που χωρίζονται μεταξύ τους από μια λεία επιφάνεια.

• Δείκτης διάθλασης (index of refraction) χαρακτηρίζεται το μέτρο της εκτροπής (ή κάμψης) που υφίσταται μια ακτίνα διερχόμενη από ένα διαπερατό μέσον σε άλλο. Ορίζεται ως ο λόγος της ταχύτητας διάδοσης του φωτός "κενό" c προς την ταχύτητα διάδοσης στο υπό εξέταση διαπερατό μέσο u . Ισχύει δηλαδή

$$n = \frac{c}{u} \quad (1-3-1)$$

Από τον παραπάνω ορισμό φαίνεται πως ο δείκτης διάθλασης του κενού ισούται με τη μονάδα. Έτσι, στην περίπτωση όπου έχουμε μετάδοση ακτινοβολίας από το κενό σε ένα οπτικό μέσο με δείκτη διάθλασης n , ο τελευταίος μπορεί να οριστεί συναρτήσει των γωνιών πρόσπτωσης και διάθλασης, θ_1 και θ_2 αντίστοιχα:

$$n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad (1-4-2)$$

Κάθε διαπερατό σώμα (μέσον) έχει ιδιαίτερο δείκτη διάθλασης, που εξαρτάται από τα φυσικά χαρακτηριστικά του. Στην ιδιότητα αυτή στηρίζονται πολλοί έλεγχοι τροφίμων π.χ. του βουτύρου, καθώς το αγνό βούτυρο έχει άλλο δείκτη από εκείνο του νοθευμένου, όπως συμβαίνει και με διάφορα λάδια κ.α. υγρά.

• Διπλή διάθλαση ονομάζεται το φαινόμενο εκείνο κατά το οποίο μια φωτεινή ακτίνα που προσπίπτει σε ένα διαθλαστικό σώμα διασπάται σε δύο διαθλώμενες ακτίνες. Η μία εκ των δύο αυτών ακτίνων ονομάζεται τακτική και η άλλη έκτακτη.

Τέτοια διαθλαστικά διαπερατά σώματα, ονομαζόμενα και "διπλοθλαστικά", είναι όλοι οι κρύσταλλοι εκτός εκείνων που κρυσταλοποιούνται κατά το κυβικό κρυσταλλικό σύστημα. Το φαινόμενο αυτό πρώτο παρατηρήθηκε στο λεγόμενο "ιρλανδικό κρύσταλλο" που πρόκειται για ένα καθαρό (χημικά) ανθρακικό ασβέστιο σε κρυσταλλική μορφή. Η δια μέσου αυτού ανάγνωση ή παρατήρηση αντικειμένων, π.χ. γράμματα ή αντικείμενα παρουσιάζονται διπλά.

NOMOI ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

Από τα παραπάνω αναφερόμενα καταλήγουμε, σε απλούστερη και συνοπτική απόδοση, στους ακόλουθους νόμους:

1. Το "επίπεδο διάθλασης" είναι κάθετο στη "διαθλαστική επιφάνεια".
2. Το ημίτιο του ημίτονου της γωνίας πρόσπτωσης προς το ημίτιο της γωνίας διάθλασης είναι σταθερό για δύο ορισμένα οπτικά μέσα, όπου και υφίσταται η σχέση:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = c$$

3. $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ (σταθερό). (4-3)

4. "Απόλυτος δείκτης διάθλασης" ορισμένου μέσου για συγκεκριμένη ακτινοβολία και θερμοκρασία είναι το ημίτιο των ταχυτήτων διάδοσης του φωτός ανάμεσα στα δύο σώματα που συμβαίνει η διάθλαση.

ΔΙΑΚΡΙΣΕΙΣ

Ο όρος διάθλαση αναφέρεται επίσης και σε άλλες περιπτώσεις όπως στις:

- Γήινη διάθλαση που συμβαίνει στην Ατμόσφαιρα της Γης και

- Αστρονομική διάθλαση που παρατηρείται στις αστρονομικές παρατηρήσεις. Το μεγαλύτερο και λαμπρότερο φυσικό φαινόμενο (σύνθετο) διάθλασης - ανάκλασης είναι το ουράνιο τόξο.

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

Φαινομενική ανύψωση αντικειμένων. Είναι γνωστό πως τα σώματα που βρίσκονται μέσα σε δοχεία που περιέχουν κάποιο διαφανές υγρό φαίνονται πιο ψηλά απ' ότι στην πραγματικότητα. Αυτό μπορούμε να το δείξουμε τοποθετώντας μέσα σ' ένα γυάλινο δοχείο που έχει νερό μια ράβδο κατά τέτοιο τρόπο ώστε να βρίσκεται η μισή μέσα σ' αυτό. Κοιτάζοντας από πάνω και λίγο λοξά η ράβδος μας φαίνεται σπασμένη.

Ατμοσφαιρική διάθλαση. Η πυκνότητα της ατμόσφαιρας είναι διαφορετική στα διάφορα ύψη. Μικρότερη στα ψηλά στρώματα και μεγαλύτερη στα χαμηλά. Ακτίνες, που προέρχονται από τον Ήλιο και τα αστέρια διαθλώνται. Αποτελέσματα αυτής είναι:

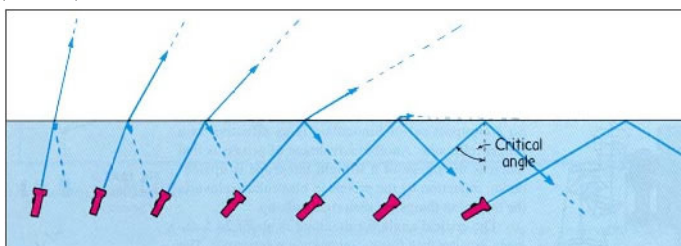
- Η φαινομενική ανύψωση των άστρων και του Ήλιου.
- Αύξηση της διάρκειας της μέρας.
- Ατμοσφαιρικός αντικατοπτρισμός.

ΟΛΙΚΗ ΑΝΑΚΛΑΣΗ

Όταν το φως διέρχεται από ένα πυκνότερο σε ένα αραιότερο μέσο τότε η γωνία πρόσπτωσης μπορεί να παίξει σημαντικό ρόλο. Όταν η γωνία πρόσπτωσης ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή (η οποία εξαρτάται από τα μέσα από τα οποία διέρχεται το φως) τότε δεν υπάρχει εξερχόμενη από το μέσο ακτίνα φωτός. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ολική ανάκλαση του φωτός. Στην εικόνα που ακολουθεί μπορούμε να παρατηρήσουμε αυτό ακριβώς το φαινόμενο. Ακτίνες φωτός ξεκινάνε μέσα από το νερό και κατευθύνονται προς τον αέρα. Όταν οι ακτίνες φωτός έχουν γωνία πρόσπτωσης που δεν ξεπερνάει αυτήν την κρίσιμη τιμή, τότε βλέπουμε και την εξερχόμενη ακτίνα. Όταν όμως φτάσουμε ή ξεπεράσουμε αυτήν την τιμή, δεν υπάρχει εξερχόμενη ακτίνα.

Αν n_1 , n_2 είναι οι δείκτες διάθλασης των δύο μέσων και θ η γωνία πρόσπτωσης ο νόμος του Snell στην περίπτωση της ολικής ανάκλασης παίρνει μορφή:

$$\sin(\theta) = n_1/n_2 \quad (1-4-4)$$



Σχήμα 1-4-4 Διάθλαση - Ολική ανάκλαση.

Ο ΝΟΜΟΣ – ΑΡΧΗ ΤΟΥ FERMAT

Το 1621 που ο Snell διατυπώνει τον Νόμο της διάθλασης καμία απάντηση δεν μπορούσε να δοθεί στο ερώτημα «τι το βαθύτερο κρύβεται πίσω από την επιμονή του φωτός να διαθλάται με σταθερό λόγο ημιτόνων;».

Μερικές δεκαετίες αργότερα (1657) ο Γάλλος μαθηματικός Pierre Fermat διατύπωσε την εκδοχή ότι ο σταθερός λόγος των ημιτόνων είναι συνέπεια της γενικότερης Αρχής ότι ο δρόμος του φωτός είναι ο χρονικά συντομότερος από όλους τους δρόμους.

Πράγματι με βάση την Αρχή του ελάχιστου χρόνου – Αρχή του Fermat – μπορούμε να αποδείξουμε ότι για να ταξιδέψει το φως από το σημείο Α του αέρα σε σημείο Β του νερού η χρονικά πιο σύντομη διαδρομή του είναι εκείνη για την οποία ο λόγος ημπ/ημδ είναι ίσος με τον λόγο των ταχυτήτων του φωτός στον αέρα και στο νερό.

Το φαινόμενο της διάθλασης συναντάται συχνά σε διάφορες δραστηριότητες στην καθημερινή ζωή μας και αξιοποιείται για την κατασκευή φακών.

Αυτοί χρησιμοποιούνται σε διάφορα οπτικά όργανα, όπως κιάλια, τηλεσκόπια, μικροσκόπια, φωτογραφικές και κινηματογραφικές μηχανές, σε γυαλιά που διορθώνουν προβλήματα όρασης κλπ

Φακούς χρησιμοποιούμε ακόμα για να δούμε καλύτερα τις λεπτομέρειες σε μικρά αντικείμενα ή μικρά γράμματα ή γραμματόσημα (μεγεθυντικοί). Το πιο συνηθισμένο υλικό που κατασκευάζουμε φακούς είναι το κρύσταλλο. Μπορούμε όμως να φτιάξουμε και απλούς φακούς με πιο απλά μέσα.

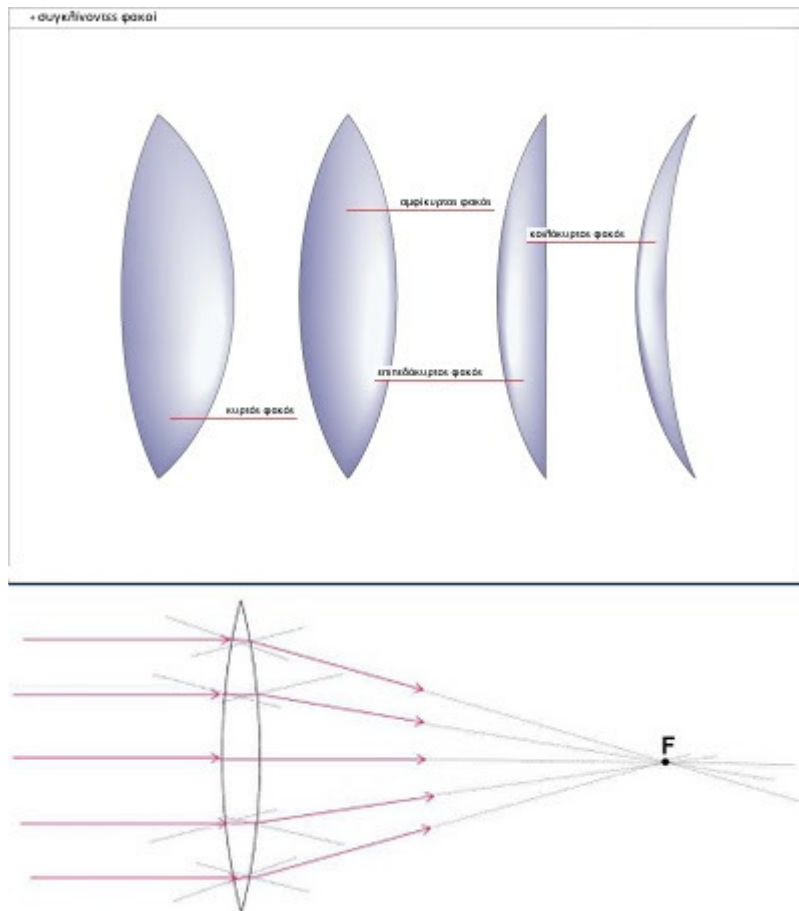
Μπορούμε εύκολα π. χ. να κατασκευάσουμε ένα φακό, αν κάνουμε μια τρύπα σε ένα χαρτόνι και βάλουμε μία σταγόνα νερό σε αυτή την τρύπα ή αν γεμίσουμε ένα μπουκάλι με νερό και κοιτάξουμε μέσα από την τρύπα ή το μπουκάλι σε ένα βιβλίο. Τότε θα παρατηρήσουμε ότι το νερό θα συμπεριφερθεί σαν ένας μεγεθυντικός φακός.



Σχήμα 1-4-5 Φακοί.

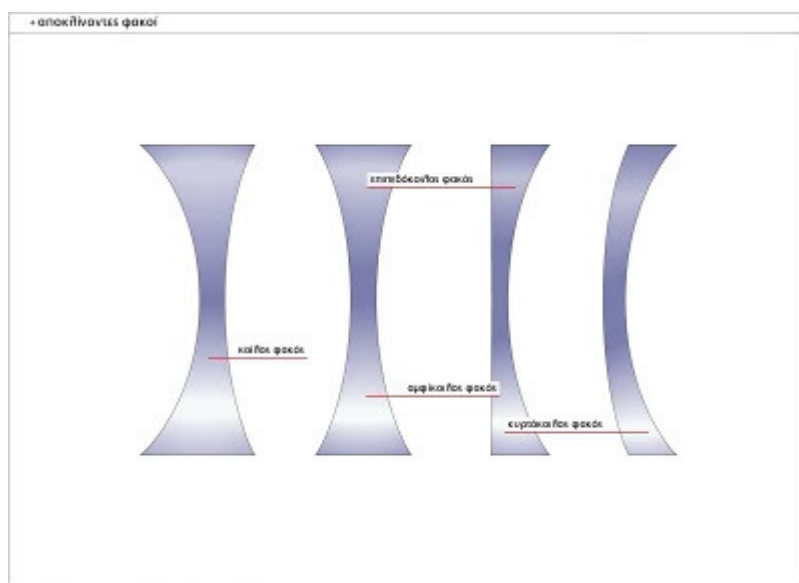
Οι φακοί, ανάλογα με το σχήμα τους και τον τρόπο με τον οποίο εκτρέπουν τις φωτεινές ακτίνες μιας δέσμης από την πορεία τους, διακρίνονται σε συγκλίνοντες και αποκλίνοντες.

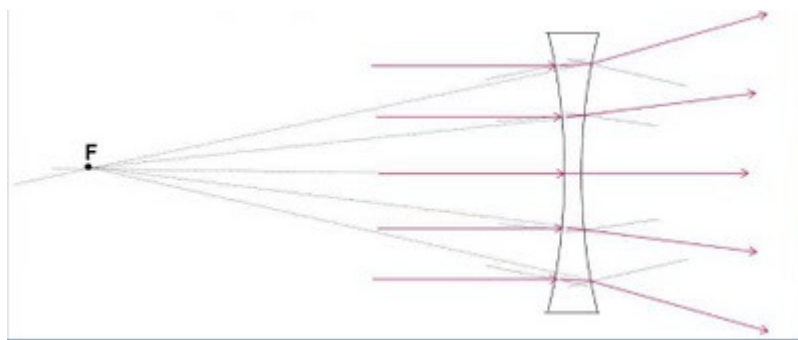
Οι συγκλίνοντες είναι παχύτεροι στο μέσο και λεπτότεροι στα άκρα και οι φωτεινές ακτίνες που περνούν μέσα από αυτούς, συγκλίνουν, δηλαδή πλησιάζουν και συγκεντρώνονται σε ένα σημείο.



Σχήμα 1-4-6, 1-4-7 Συγκλίνοντες Φακοί.

Οι αποκλίνοντες είναι το ακριβώς αντίθετο. Δηλαδή είναι λεπτότεροι στο μέσο και παχύτεροι στα άκρα και όταν περνάει μια δέσμη φωτός από μέσα τους τότε απομακρύνονται η μία από την άλλη, δηλαδή αποκλίνουν.





Σχήμα 1-4-8, 1-4-9 Αποκλίνοντες Φακοί

1-5 ΣΚΕΔΑΣΗ

Στη Φυσική και ιδιαίτερα στην Οπτική με τον όρο σκέδαση ή σκέδαση του φωτός ονομάζεται ο διασκορπισμός των φωτεινών ακτίνων που ακολουθεί όταν προσπέσουν σε μικροσκοπικά σωματίδια, έτσι ώστε να διαχέονται στο χώρο χωρίς να φαίνονται αυτές. Η οπτική αντίληψη του γεγονότος αυτού ονομάζεται φαινόμενο σκέδασης.

Η σκέδαση είναι προϊόν πολλαπλής ανάκλασης. Η λέξη ετυμολογικά προέρχεται από το αρχαίο ρήμα σκεδῶ = διασκορπίζω.

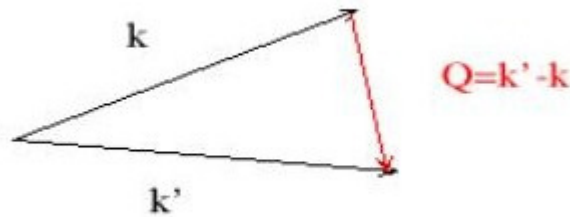
Οι ηλιακές ακτίνες, για παράδειγμα, όταν φτάσουν στην ατμόσφαιρα της Γης πέφτουν πάνω στα σωματίδια της σκόνης ή τα σταγονίδια νερού που αιωρούνται τα οποία και τις διασκορπίζουν με πολλές ανακλάσεις που δημιουργούν.

Τέτοια φυσικά φαινόμενα σκέδασης είναι το λυκαυγές, το λυκόφως, που παρατηρούνται προ της ανατολής και μετά τη δύση του Ήλιου αντίστοιχα, η ελαφριά ομίχλη που παρατηρείται περισσότερο το μεσημέρι μέσα στο Κατακαλόκαιρο, καθώς και ο χρωματισμός του ουρανού σε γαλάζιο όταν ο καιρός είναι αίθριος. Το τελευταίο συμβαίνει επειδή τα διάφορα μήκη κύματος του ηλιακού φωτός (δηλαδή τα διάφορα χρώματα που συνθέτουν αυτό) "σκεδάζονται" σε διαφορετικό βαθμό στη γήινη ατμόσφαιρα με κυριάρχουσα θέση αυτή του μπλέ.

Η σκέδαση διαιρείται σε ελαστική (= αμελητέα μεταφορά ενέργειας) και ανελαστική. Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν η σκέδαση Rayleigh και Mie, ενώ στη δεύτερη η σκέδαση Brillouin, Raman, ανελαστική σκέδαση ακτίνων X και σκέδαση Compton. Για παράδειγμα στην σκέδαση Raman το σκεδαζόμενο φωτόνιο ανταλλάσει ενέργεια με τις ταλαντώσεις (κυρίως μοριακών δεσμών, αλλά παρατηρείται και με ταλαντώσεις κρυσταλλικού πλέγματος) του σκεδαστή και συνήθως (Stokes) δίνει ενέργεια τον σκεδαστή (κυρίως στην θεμελιώδη ιδιοκατάσταση του σκεδαστή), αν και είναι επίσης παρατηρήσιμο το να παίρνει ενέργεια (anti-Stokes) από διεγερμένες ιδιοκαταστάσεις που μεταπίπτουν σε χαμηλότερες και άρα να έχει τελικά μικρότερο μήκος κύματος από το αρχικό. Σημειωτέον ότι στην περίπτωση αυτή μιλάμε για πολύ μικρότερες ενέργειες από, π.χ. ακτίνες X, οι βασικές

διεργασίες όμως είναι οι ίδιες. Βαθεία ανελαστική σκέδαση (Deep inelastic) είναι σκέδαση που οδηγεί στην καταστροφή του σκεδαστή ή στόχου και μερικές φορές και του σκεδαζόμενου σωματιδίου/κύματος, με αποτέλεσμα την παραγωγή νέων σωματιδίων.

Το παρακάτω διάγραμμα απεικονίζει την βασική γεωμετρία της σκέδασης: Ένα αρχικό κύμα με κυματόνισμα k πέφτει πάνω σε έναν σκεδαστή και σκεδάζεται σε μια διεύθυνση k' με $Q = k' - k$. Το διάνυσμα Q λέγεται διάνυσμα σκέδασης. Η ανταλλαγή ορμής κατά τη σκέδαση είναι hQ . Για ελαστική σκέδαση ($k = k'$), $Q = 2k \sin \theta$, όπου 2θ είναι η γωνία μεταξύ k και k' (γωνία σκέδασης). Στην πράξη μετράμε την συλλεγόμενη ένταση $I(E, Q)$, όπου E είναι η ενέργεια της δέσμης των σκεδαζόμενων σωματιδίων.



Σχήμα 1-5-1 Το διάνυσμα Q

Αν η ενέργεια του εισερχόμενου και εξερχόμενου κύματος είναι ίδια, έχουμε ελαστική σκέδαση, αλλιώς έχουμε ανελαστική. Η ανελαστική σκέδαση μας λέει κάτι για την ενεργειακή δομή του σκεδαστή. Γενικότερα η σκέδαση μας λέει κάτι για την δομή του σκεδαστή. Για παράδειγμα ένας σφαιρικά συμμετρικός σκεδαστής σκεδάζει σφαιρικά συμμετρικά, με άλλα λόγια δεν υπάρχει κάποιος λόγος να προτιμάται κάποια διεύθυνση σκέδασης.

ΣΥΜΦΩΝΗ ΚΑΙ ΑΣΥΜΦΩΝΗ ΣΚΕΔΑΣΗ

Σε πειράματα σκέδασης υπάρχει κάποιο υλικό που αποτελείται από έναν μακροσκοπικά μεγάλο αριθμό σκεδαστών. Αυτό που παρατηρείται είναι ότι μακριά από την περιοχή σκέδασης (στο άπειρο, όπου είναι ο ανιχνευτής) είναι μια συμβολή των κυμάτων που σκεδάζονται από διαφορετικούς σκεδαστές. Αυτή η συμβολή εξαρτάται από τις αποστάσεις μεταξύ των σκεδαστών και συνεπώς δίνει πληροφορίες για τη δομή των υλικών. Αυτού του τύπου η σκέδαση, δηλαδή αν τα σκεδαζόμενα κύματα από το σύνολο των σκεδαστών έχουν συγκεκριμένες (γενικότερα αν έχουν συσχετισμένες) διαφορές φάσης, λέγεται σύμφωνη σκέδαση (coherent scattering). Στην ελαστική σύμφωνη σκέδαση παίρνουμε πληροφορίες για την δομή ισορροπίας, ενώ για την ανελαστική σύμφωνη σκέδαση παίρνουμε πληροφορίες για την συλλογική κίνηση των σκεδαστών, π.χ. κίνηση που προκαλεί κύματα ταλαντώσεων σε μια κρυσταλλική δομή. Αντίθετα στην ασύμφωνη (incoherent scattering) σκέδαση το εισερχόμενο κύμα αλληλεπιδρά ανεξάρτητα με κάθε σκεδαστή, οπότε δεν έχουμε συμβολή, αλλά πρόσθεση των εντάσεων, π.χ. αν έχουμε αλληλεπίδραση με τον ίδιο σκεδαστή αλλά σε διαφορετική θέση και χρόνο, κάτι που έχει να κάνει και δίνει πληροφορίες για την διάχυση του σκεδαστή.

Η εικόνα είναι σχετικά απλή: Αν έχουμε δύο μονοχρωματικά ηλεκτρικά πεδία με το ίδιο κυματόνισμα, αλλά μια διαφορά φάσης, έχουμε

$$\begin{aligned}
 E_i(t) &= E_0 e^{i\theta}, \theta_i = k \cdot x_i - \omega t \\
 E_1 + E_2 &= e^{i\theta} [E_{01} + E_{02} e^{i(\theta_2 - \theta_1)}] \\
 I_{\text{ολ}} &= |E_1 + E_2|^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01} \cdot E_{02} (e^{i(\theta_2 - \theta_1)} + e^{-i(\theta_2 - \theta_1)}) \\
 &= I_1 + I_2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cos(\theta_2 - \theta_1)
 \end{aligned} \tag{1-5-1}$$

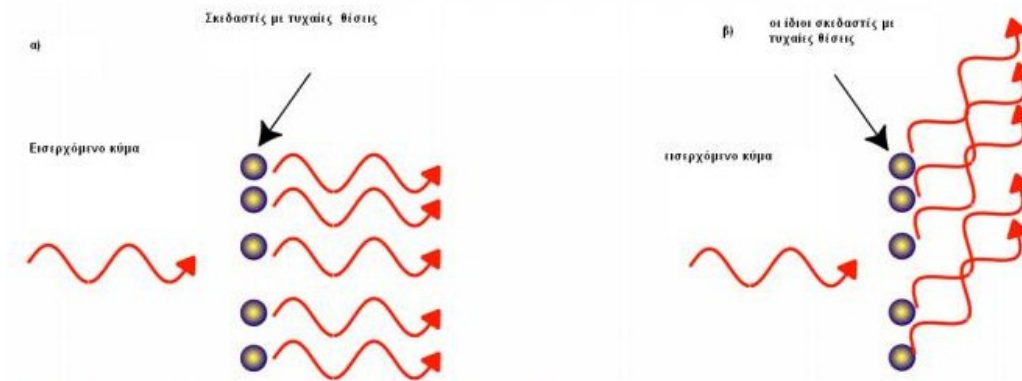
όπου $I_{ολ}$ είναι η ολική ένταση και I_1, I_2 οι εντάσεις από τα πεδία E_1 και E_2 . Αν θεωρήσουμε έναν μεγάλο αριθμό (N) τέτοιων πεδίων, όπως έχουμε στην πράξη με σκεδαζόμενη ακτινοβολία από όλα τα σημεία του κάθε υλικού, τότε $I_{ολ} = I_1 + I_2 + \dots + I_N + 2[\cos(\theta_2 - \theta_1)E_{01} \cdot E_{02} + \cos(\theta_3 - \theta_1)E_{01} \cdot E_{03} + \dots]$ Το θέμα τώρα είναι: Αν οι διαφορές φάσεις είναι τυχαίες, τότε οι όροι που περιλαμβάνουν τις διαφορές φάσεις δίνουν (για μεγάλο N) μηδέν με αποτέλεσμα:

$$I_{ολ} = I_1 + I_2 + \dots + I_n$$

οπότε έχουμε ασύμφωνη σκέδαση. Αν από την άλλη μεριά έχουμε φάσεις που είναι μη τυχαίες πρέπει πρώτα να προσθέσουμε τα ηλεκτρικά πεδία και μετά να τετραγωνίσουμε για να πάρουμε την ολική ένταση(που είναι αυτό που συνήθως μετράει ο ανιχνευτής), έχουμε δηλαδή σύμφωνη σκέδαση στην οποία ισχύει:

$$E_{ολ} = E_1 + E_2 + \dots + E_n$$

Σύμφωνη σκέδαση δεν σημαίνει αναγκαστικά μεγάλη ένταση. Μπορεί να σημαίνει και μηδενική ένταση αν οι σκεδαστές είναι έτσι τοποθετημένοι που οι δρόμοι μέχρι τον ανιχνευτή, άρα οι διαφορές φάσης στον ανιχνευτή δίνουν μηδενικό πεδίο. Με άλλα λόγια η σύμφωνη η ασύμφωνη σκέδαση εξαρτάται από την τυχειότητα η μη των δρόμων από τους σκεδαστές μέχρι τον ανιχνευτή. Αφού ο ανιχνευτής είναι συνήθως σταθερός, αυτό γενικά σημαίνει το κατά πόσον οι σκεδαστές είναι τυχαία κατανομημένοι καθορίζει το αν θα έχουμε σύμφωνη η ασύμφωνη σκέδαση. Και αυτό όμως δεν είναι απόλυτα ακριβές. Στην παρακάτω εικόνα έχουμε (τους ίδιους) τυχαία κατανομημένους σκεδαστές. Στο (α) παρατηρούμε την σκέδαση στην μπροστινή κατεύθυνση. Παρόλο που οι θέσεις των σκεδαστών μπορεί να είναι τυχαίες, οι αποστάσεις από τον ανιχνευτή (στο άπειρο) είναι πρακτικά 0 (οι δρόμοι είναι πρακτικά παράλληλοι) και συνεπώς η σκέδαση είναι σύμφωνη. Στο (β) ο ανιχνευτής είναι σε μια πλάγια κατεύθυνση και οι διαφορές των δρόμων είναι τυχαίες. Έτσι στο β) έχουμε ασύμφωνη σκέδαση.



Εικόνα1-5-1 Σύμφωνη και ασύμφωνη σκέδαση

Συνοπτικά οι διαφορές σύμφωνης και ασύμφωνης σκέδασης είναι:

Σύμφωνη Σκέδαση(π.χ. λέιζερ)	Ασύμφωνη Σκέδαση(π.χ. κοινή λάμπα)
Σε συγκεκριμένες μόνο κατευθύνσεις(1)	Σε όλες τις κατευθύνσεις
Σχετικά ισχυρή	Σχετικά αδύναμη
(αν έχουμε N σκεδαστές), συνολική ένταση $\sim N^2$ η 0	Συνολική ένταση ανάλογη με N
Συνολική ένταση ίση με τετράγωνο αθροίσματος ηλεκτρικών πεδίων	Συνολική ένταση ίση με άθροισμα εντάσεων από κάθε σκεδαστή

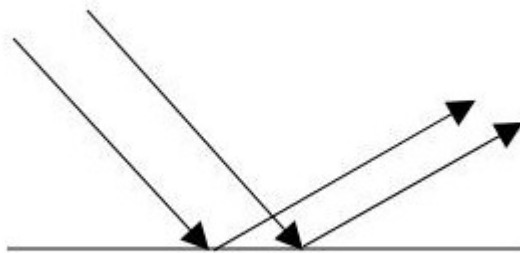
από κάθε σκεδαστή

Σχόλια: 1) Μόνο σε ορισμένες κατευθύνσεις έχουμε διαφορά δρόμων τέτοια που να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του λ . Αυτό ακριβώς εκμεταλλευόμαστε για την επίλυση π.χ. κρυσταλλικών δομών. Η σκέδαση από ένα απομονωμένο σωματίδιο είναι ασθενής, αλλά ιδιαίτερα αν έχουμε θετική και σύμφωνη συμβολή από πολλά τέτοια σωματίδια, μπορούμε να έχουμε σημαντική ένταση σε κατευθύνσεις εκτός της μπροστινής.

2) Για μεγάλο (μακροσκοπικό) αριθμό σκεδαστών, η διαφορά μεταξύ $\sim N^2$ και $\sim N$ είναι τεράστια, συνεπώς η ένταση στην ασύμφωνη σκέδαση είναι πολύ μικρότερη από αυτήν για (θετική) σύμφωνη σκέδαση.

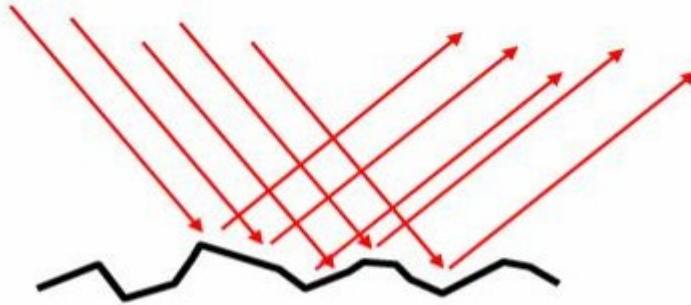
3) Σύμφωνη και ασύμφωνη σκέδαση έχουν νόημα για ένα σύνολο σκεδαστών, όχι έναν σκεδαστή!

Ένα παράδειγμα σκέδασης από λεία επιφάνεια είναι ο νόμος ανάκλασης. Στην κατεύθυνση ανάκλασης οι διαφορές φάσης είναι φυσικά σταθερές (0), όπως είδαμε στο κεφάλαιο της οπτικής, με άλλα λόγια οι δύο σκεδαστές στην επιφάνεια στο παρακάτω σχήμα δίνουν σταθερή και συσχετισμένη διαφορά φάσης. Αν τώρα κοιτάξουμε σε μια κατεύθυνση εκτός της κατεύθυνσης ανάκλασης, πάλι έχουμε σύμφωνη σκέδαση γιατί μπορούμε να επιλέξουμε από τα άπειρα σημεία της επιφάνειας ζευγάρια σημείων που δίνουν αντίθετη φάση και άρα 0 ένταση. Απλά αυτή τη φορά η συμβολή είναι καταστροφική, όμως ο συσχετισμός μεταξύ φάσεων υπάρχει.



Σχήμα 1-5-2 Σκέδαση από λεία επιφάνεια.

Για σκέδαση από μη λεία επιφάνεια, ανεξάρτητα από την κατεύθυνση από την οποία το κοιτάμε, κάθε σκεδαζόμενο κύμα έχει διαφορετική φάση, οπότε έχουμε ασύμφωνη σκέδαση και ασθενές σκεδασμένο κύμα σε κάθε κατεύθυνση. Με άλλα λόγια δεν μπορούμε να ομαδοποιήσουμε την επιφάνεια σε ζευγάρια που να δίνουν π.χ. αρνητική συμβολή, ακριβώς γιατί η επιφάνεια δεν είναι λεία και οι αποστάσεις δεν είναι σταθερές.



Σχήμα 1-5-3 Σκέδαση από τραχεία επιφάνεια.

Το θέμα της σύμφωνης σκέδασης έχει μεγάλη σημασία στην κρυσταλλογραφία: Ακριβώς επειδή οι κρύσταλλοι έχουν συμμετρία, υπάρχει συσχετισμός (σταθερές αποστάσεις) ανάμεσα στους σκεδαστές και ενίσχυση της σκέδασης σε ορισμένες διευθύνσεις.

ΠΟΙΟΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΚΕΔΑΣΗΣ-Χρυσός Κανόνας Fermi

Είδαμε σκέδαση (π.χ. σειρά Dyson) ότι η σκέδαση εξαρτάται από $V(r,t)$. Στις περισσότερες περιπτώσεις στην επιστήμη υλικών έχουμε ένα V σταθερό κατά τη διάρκεια σκέδασης, π.χ.

$$V(r,t)=V(r) g(t)$$

Όπου η $g(t)$ έχει διάρκεια T και μηδενίζεται σε χρόνο $\Delta T \ll T$, π.χ.



Σχήμα 1-5-4 Μορφή της αλληλεπίδρασης στο χρόνο (αδιαβατικό άναμα)

$$(g(t)=1, |t| < T-\Delta\tau, g(t)=0, |t| > T)$$

Αδιαβατικό “άναμα” της αλληλεπίδρασης. Η αλληλεπίδραση αυτή σημαίνει ότι αν αρχίσουμε με μια κατάσταση $|a\rangle$ στο τέλος (μετά από άπειρο χρόνο) θα είμαστε στην ιδιοκατάσταση $|b\rangle$.

Α πλάτος πιθανότητας γιά να βρεθούμε από την κατάσταση $|a\rangle$ σε χρόνο $-\infty$ στην $|b\rangle$ σε χρόνο ∞ είναι:

$$\begin{aligned} \langle \beta | S | a \rangle &= \delta_{\beta\alpha} - 2\pi i / h \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \beta | V(r,t) | a \rangle \exp(i\omega_{\alpha\beta} t) - \dots = \\ & \delta_{\beta\alpha} - 2\pi i \langle \beta | V(r) | a \rangle / h \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t) \exp(i\omega_{\alpha\beta} t) - \dots \end{aligned}$$

Έχουμε δηλαδή τον μετασχηματισμό Fourier της $g(t)$. Επειδή η $g(t)$ μεταβάλλεται σε ένα διάστημα Δt , έπεται ότι και ο μετασχηματισμός Fourier θα έχει συνιστώσες μέχρι $|\Delta\omega| \leq 1/\Delta t$. Για μεγαλύτερες συνιστώσες ο μιγαδικός εκθέτης θα ταλαντώνεται πολύ γρήγορα σε σχέση με τη μεταβολή του $g(t)$, με αναιρέσεις και τελικά πολύ μικρό ολοκλήρωμα. Μπορούμε να κάνουμε το Δt όσο μεγάλο θέλουμε και άρα το $\Delta\omega$ όσο μικρό θέλουμε, οπότε ω_α και ω_β είναι πρακτικά (και πειραματικά) τα ίδια. Επίσης μπορούμε να έχουμε $T \gg \Delta t$. Στην περίπτωση αυτή επιλέγουμε μια ομάδα καταστάσεων $|\beta\rangle$ με ενέργεια $\omega_\alpha - \Delta\omega \leq \omega_\beta \leq \omega_\alpha + \Delta\omega$. Η πιθανότητα να βρούμε μια από αυτές τις καταστάσεις μετά από άπειρο χρόνο είναι (παραλείπουμε το $\delta_{\beta\alpha}$ γιατί μας ενδιαφέρει $\beta \neq \alpha$)

$$\int \Delta\omega_{\alpha\beta} \rho(\beta) \left| \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar \right|^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t) \exp(i\omega_{\alpha\beta} t) \right|^2$$

με $\rho(\beta)$ την πιθανότητα να υπάρχει μια τέτοια κατάσταση $|\beta\rangle$ ελεύθερη ώστε να μπορεί να σκεδαστεί το σωματίδιο εκεί (αν είναι φερμιόνιο). Επειδή $\omega_{\alpha\beta} \approx 0$, το $\rho(\beta) |2\pi \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2$ μπορεί να θεωρηθεί σταθερό και να βγει από το ολοκλήρωμα οπότε έχουμε ολοκληρώνοντας στο $\Delta\omega$:

$$\begin{aligned} \text{Πιθανότητα} &= \rho(\beta) |2\pi \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2 \int \Delta\omega_{\alpha\beta} \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t) \exp(i\omega_{\alpha\beta} t) \right|^2 \\ &= \rho(\beta) |2\pi \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t) \exp(i\omega_{\alpha\beta} t) \int_{-\infty}^{\infty} dt' g(t') \exp(-i\omega_{\alpha\beta} t') \\ &= \rho(\beta) |2\pi \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t) \int_{-\infty}^{\infty} dt' g(t') \int \Delta\omega_{\alpha\beta} \exp[i\omega_{\alpha\beta} (t-t')] \\ &= 2\pi \delta(t-t') 2\pi \rho(\beta) |2\pi \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt |g(t)|^2 = 2\pi(2T) \rho(\beta) |2\pi \langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2 \end{aligned}$$

δεδομένου ότι $g(t) = 1$ για πρακτικά ολόκληρο το χρόνο $2T$, οπότε το ολοκλήρωμα είναι $2T$. Έτσι η πιθανότητα αλλαγής κατάστασης από $|\alpha\rangle$ σε $|\beta\rangle$ ανά μονάδα χρόνου είναι ανάλογη (για ασθενείς αλληλεπιδράσεις) του $|\langle \beta | V(r) | \alpha \rangle / \hbar|^2$. Αυτός είναι ο χρυσός κανόνας του Φέρμι.

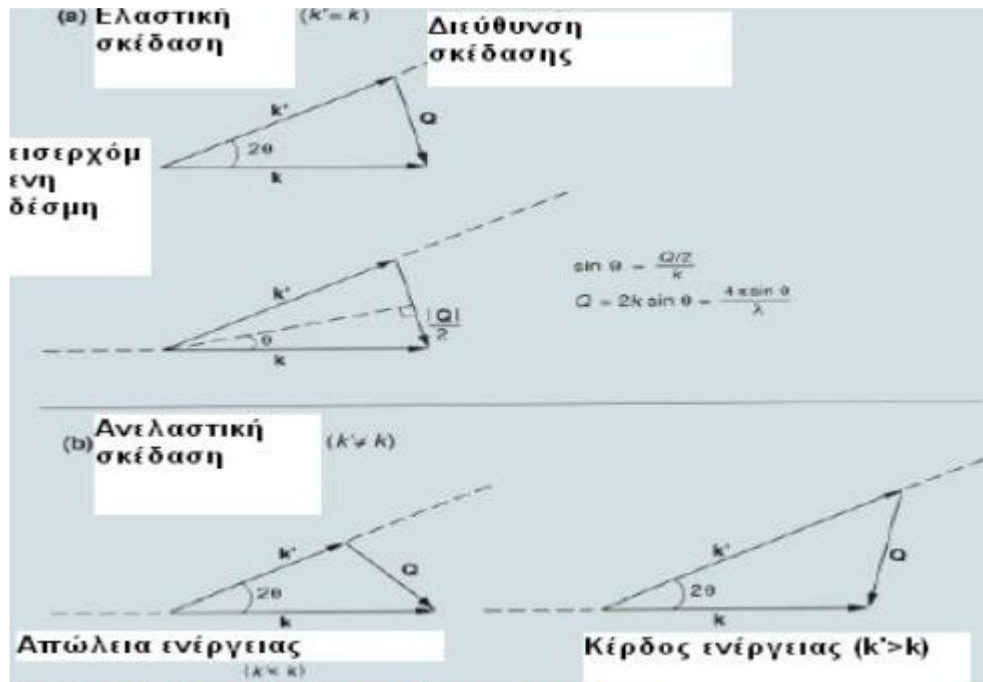
ΜΕΤΑΤΟΠΙΣΗ ΦΑΣΗΣ

Εκτός από την σκέδαση με κάποιο πλάτος ένας σκεδαστής μπορεί επίσης να αλλάξει τη φάση του σκεδαζόμενου κύματος, εισάγοντας π.χ. κάποια καθυστέρηση σχετικά με την απουσία του σκεδαστή και διάδοση χωρίς αλληλεπίδραση. Για παράδειγμα ένα απωστικό δυναμικό ($V > 0$) απωθεί την κυματοσυνάρτηση σε σχέση με την αδιατάραχτη κυματοσυνάρτηση, με αποτέλεσμα μια αρνητική διαφορά φάσης, δηλαδή το σκεδασμένο κύμα

φτάνει σε μακρινά σημεία γρηγορότερα από το αρχικό. Αντίθετα, ένα ελκτικό (αρνητικό) δυναμικό έλκει προς τα μέσα και άρα καθυστερεί την κυματοσυνάρτηση με αποτέλεσμα να έχουμε μια θετική διαφορά φάσης (φάση αρχικού-φάση σκεδασμένου). (όλα αυτά για ΜΙΚΡΗ-ασθενή σκέδαση).

ΑΝΕΛΑΣΤΙΚΗ ΣΚΕΔΑΣΗ

Μέχρι τώρα είδαμε μόνο την ελαστική σκέδαση (σύμφωνη) και είδαμε ότι μας δίνει πληροφορίες για τη δομή του σκεδαστή (π.χ. $g(r)$). Αυτού του είδους η σκέδαση δεν διαφέρει σε τίποτε από την περίθλαση. Εκτός από ελαστική, υπάρχει και η ανελαστική σκέδαση που δίνει πληροφορίες για την ενεργειακή δομή του στόχου (τις ενεργειακές στάθμες) Αν θεωρήσουμε τους σκεδαστές ακίνητους, δεν υπάρχει θέμα διέγερσης κάποιας ταλάντωσης και αν δεν μπορούμε να διεγείρουμε κάποιες εσωτερικές στάθμες, τότε η σκέδαση είναι ελαστική.



Σχήμα 1-5-5 Ελαστική και ανελαστική σκέδαση.

Στην ελαστική σκέδαση μπορούμε να πάρουμε μια απεικόνιση της δομής του σκεδαστή. Θα θέλαμε επίσης πληροφορίες για την κίνηση των ατόμων του σκεδαστή, π.χ. αν μια τέτοια κίνηση είναι περιοδική. Αν έχουμε π.χ. ένα υλικό η κίνηση των ατόμων σχετίζεται με την θερμοκρασία που –καταρχήν- θα μπορούσαμε να βρούμε.

Όταν εξετάσαμε την ελαστική σκέδαση βρήκαμε για την εισερχόμενη ροή $\Phi = v |\psi(x)|^2 = v$ (1-5-2)

Και για την σκεδασμένη $d\sigma/d\Omega = v b^2 d\Omega/(\Phi d\Omega)$ (1-5-3)

Εδώ δεν μπορούμε να απλοποιήσουμε τις ταχύτητες γιατί η ταχύτητα είναι ορμή/μάζα, δηλαδή hk/m , που δεν είναι ίδιες γιατί $k' \neq k$. Έτσι έχουμε έναν παράγοντα (k'/k):

$$d\sigma/d\Omega = v b^2 d\Omega/(\Phi d\Omega) = (k'/k) b^2$$

Υπενθυμίζουμε ότι:

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{coh} = b_{coh}^2 \frac{k'}{k} NS(Q, \omega) \text{ και}$$

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{inc} = b_{inc}^2 \frac{k'}{k} NS_i(Q, \omega) S(Q, \omega) =$$

$$\frac{1}{2\pi\hbar} \int d^3 r$$

$$\int dt G(r, t) e^{iQr - \alpha t}, S_i(Q, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d^3 r \int dt G_s(r, t) e^{iQr - \alpha t} G(R, t) = \frac{1}{N} \int d^3 r \langle \rho_N(r, 0), \rho_N(R+r, t) \rangle$$

$$G_s(R, t) = \frac{1}{N} \sum_i \int d^3 r \langle \delta(r - R_i(0)) \delta(r + R - R_i(t)) \rangle$$

Η $G(\mathbf{R},t)$ είναι η πιθανότητα να βρούμε ένα σωματίδιο στο (\mathbf{R},t) όταν υπάρχει ένα σωματίδιο στο $\mathbf{R}=0$ τη στιγμή $t=0$. Η $G_s(\mathbf{R},t)$ είναι η πιθανότητα να βρούμε ένα σωματίδιο στο (\mathbf{R},t) όταν ξέρουμε ότι το ίδιο σωματίδιο ήταν στο $\mathbf{R}=0$ τη στιγμή $t=0$.

ΕΙΔΗ ΣΚΕΔΑΣΗΣ

- Σκέδαση Rayleigh
- Σκέδαση Mie
- Σκέδαση Raman

Η σκέδαση Raman παρατηρείται σε στερεά, υγρά και αέρια μέσα διάδοσης και λαμβάνει χώρα κατά την χρήση υψηλών εντάσεων ακτινοβολίας .

- Σκέδαση Thomson
- Σκέδαση Brillouin

Παρατηρείται κατά την διάδοση ενός φωτονίου ω_0 σε κρυσταλλικά μέσα, όπου το αρχικό φωτόνιο απορροφάται από το κρυσταλλικό πλέγμα και επανεκπέμπεται σαν συνδυασμός ενός φωτονίου χαμηλότερης συχνότητας ω_s και ενός φωτονίου ω_f , όπου

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_f$$

- Σκέδαση Stokes και Anti-Stokes

Παρατηρείται κατά την απορρόφηση ενός φωτονίου ω_0 από ένα μόριο, και την ακόλουθη διέγερση του μορίου σε ένα δονητικό επίπεδο $v=1$, με την ταυτόχρονη εκπομπή ενός φωτονίου ω_s , όπου $\omega_s = \omega_0 - \omega_v$ ενώ στην Anti-Stokes έχουμε την αποδιέγερση ενός δονητικού επιπέδου ενός μορίου από μια κατάσταση $v=1$, σε μία άλλη χαμηλότερη $v=0$, με την ταυτόχρονη απορρόφηση ενός φωτονίου ω_s , η οποία οδηγεί στην εκπομπή ενός φωτονίου $\omega_0 = \omega_s + \omega_v$.

ΕΛΑΣΤΙΚΕΣ ΣΚΕΔΑΣΕΙΣ

ΣΚΕΔΑΣΗ ΜΙΕ

Στη σκέδαση Mie σημαντικό ρόλο παίζει το μέγεθος του σκεδάζοντος σωματιδίου σε σχέση με το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, καθώς επίσης και οι οπτικές ιδιότητες των σωματιδίων που σχετίζονται με τον δείκτη διάθλασής τους: $m=n+ik$ (n και k είναι το πραγματικό και το φανταστικό μέρος, αντίστοιχα, του δείκτη διάθλασης ο οποίος είναι συνάρτηση του μήκους κύματος). Ο δείκτης n καταδεικνύει την ταχύτητα του φωτός στο υλικό μέσο, ενώ ο δείκτης k είναι ένδειξη της απορροφητικότητας του υλικού του σωματιδίου αυτού.

Ορίζουμε λοιπόν την παράμετρο μεγέθους a (size parameter) του σκεδάζοντος αερολύματος:

$$a \equiv 2\pi r / \lambda = \pi D_p / \lambda$$

(1-5-4)

που σχετίζεται με την ακτίνα του r (και τη διάμετρο D_p) και το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Τα σκεδάζοντα σωματίδια έχουν διάμετρο που κυμαίνεται από 0.01 μm (πυρήνες Aitken) έως $10^2 - 10^4 \mu\text{m}$ (σταγονίδια της βροχής) ή ακόμα έως 1 cm (χαλάζι). Στη σκέδαση Mie τα σκεδάζοντα σωματίδια της ατμόσφαιρας [πχ. αιωρούμενα σωματίδια (ή αερολύματα), ομίχλη, κλπ.] έχουν διάμετρο συγκρίσιμη με το μήκος κύματος λ της ηλιακής ακτινοβολίας, οπότε, $a \approx 1$. Στην περίπτωση σκέδασης από σωματίδια με διάμετρο πολύ μεγαλύτερη ($D_p > 100 \mu\text{m}$) από το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας (πχ. σκέδαση από σταγονίδια βροχής) έχουμε φαινόμενα πολλαπλής σκέδασης (multiple scattering) που αναφέρονται στη γεωμετρική οπτική (οπότε $a \gg 1$). Η σκέδαση του φωτός από διηλεκτρικές σφαίρες διαμέτρου

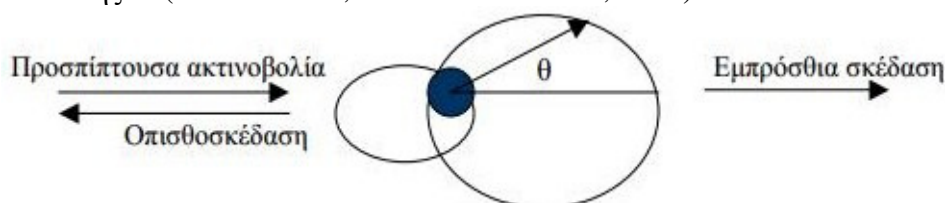
συγκρίσιμης με το μήκος κύματος λ της ηλιακής ακτινοβολίας μελετήθηκε από τον Mie το 1908 (Mie, 1908). Η θεωρία του κατέδειξε την πλήρη ασυμμετρία που υπάρχει ανάμεσα στην εμπρόσθια σκέδαση (forward scattering) και την οπισθοσκέδαση (backscattering). Συγκεκριμένα, για σωματίδια με διάμετρο $D_p > \lambda$ υπερτερεί η εμπρόσθια σκέδαση. Η σκέδαση Mie αναφέρεται τόσο σε σφαιρικά όσο και σε μη-σφαιρικά αιωρούμενα σωματίδια [van de Hulst, (1981), Bohren and Huffman (1981), Mischenko et al., (1999)]. Εδώ θα ασχοληθούμε μόνο με τα σφαιρικά αιωρούμενα σωματίδια.

Εάν $F_0 (Wm^{-2})$ είναι η ένταση της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας στα αερολύματα, τότε η σκεδαζόμενη ενέργεια F_{scat} (σε W) από αυτά δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$F_{scat} = C_{scat} F_0 \quad (1-5-5)$$

όπου, $C_{scat} (m^2)$ είναι η ενεργός διατομή απλής σκέδασης από τα αερολύματα (single-particle scattering cross section).

Η ένταση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από τα σωματίδια αυτά κατανέμεται στον χώρο ανάλογα με τις διαστάσεις (δηλ. την τιμή του συντελεστή a) και το σχήμα των αερολυμάτων. Εάν το σωματίδιο είναι ισότροπο (δηλ. το σωματίδιο σκεδάζει με σφαιρική συμμετρία) η κατανομή της έντασης της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας στο χώρο είναι συμμετρική, με άξονα συμμετρίας τη διεύθυνση του κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (Σχήμα1). Έτσι, όπως φαίνεται στο σχήμα αυτό η προσπίπτουσα ακτινοβολία σκεδάζεται από το σωματίδιο σε γωνία θ και η σκεδαζόμενη ακτινοβολία κατανέμεται συμμετρικά στο χώρο, και προς την πρόσθια ($\theta=0^\circ$, εμπρόσθια σκέδαση) και την οπίσθια ($\theta=180^\circ$, οπισθοσκέδαση) κατεύθυνση. Ενδεικτικά μόνο αναφέρουμε ότι η γωνιακή κατανομή της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας ονομάζεται φασική συνάρτηση σκέδασης $P(\theta, a, m)$ (Scattering Phase function) (σε sr^{-1} και είναι συνάρτηση του a (παράμετρος μεγέθους) και του δείκτη διάθλασης m (Van de Hulst, 1981 και Measures, 1992).



Σχήμα 1-5-6 Κατανομή στο χώρο της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από σωματίδιο με $a \approx 1$.

Γενικά, η θεωρία της σκέδασης Mie εκφράζεται με μια μαθηματική σειρά –που περιλαμβάνει σωματίδια διαφόρων μεγεθών- ο πρώτος όρος της οποίας αντιστοιχεί στην έκφραση που υπολογίζει η θεωρία του Rayleigh, που θα μελετήσουμε στο επόμενο εδάφιο.

Στην περίπτωση μη πολωμένου φωτός εισάγουμε τον συντελεστή αποπόλωσης δ (depolarization) ($\delta = P_{\perp} / P_{\parallel}$), όπου P_{\perp} και P_{\parallel} είναι η ένταση του οπισθοσκεδαζόμενου φωτός στις πολώσεις \perp και \parallel που είναι μεταξύ τους κάθετες (van de Hust, 1981). Τυπικές τιμές του δ κυμαίνονται από 0.02 έως 0.3. Αντίστοιχα, πολωμένη δέσμη laser αποπολώνεται όταν σκεδαστεί από παγοκρυστάλλους, υδροσταγονίδια νεφών ή συμπυκνωμένα νανοσωματίδια υδρατμών σε ύψος 80-86 χλμ. (Baumgarten et al., 2002).

ΣΚΕΔΑΣΗ RAYLEIGH

Στη σκέδαση Rayleigh τα σκεδάζοντα σωμάτια (μόρια) της ατμόσφαιρας έχουν διάμετρο μικρότερη από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας ($a \ll \lambda$) (πχ. για το ορατό φως έχουμε σωμάτια διαμέτρου $\leq 0.1 \mu\text{m}$). Οι βασικές αρχές της μοριακής σκέδασης περιγράφηκαν από τον λόρδο Rayleigh το 1871. Στη μοριακή σκέδαση παρεμβαίνει η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης $d\sigma_R / d\Omega$ (differential scattering cross section) Rayleigh για μονοχρωματικό πολωμένου φως και για οπτικά ισοτροπικά μόρια (Measures, 1992):

$$d\sigma_R / d\Omega = \left[\pi^2 (n^2 - 1)^2 / N^2 \lambda^4 \right] \left[\cos^2 \phi \cos^2 \theta + \sin^2 \phi \right] \quad (1-5-6)$$

όπου, n είναι το πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης της ατμόσφαιρας¹, N η συγκέντρωση (mol cm^{-3}) των αερίων της ατμόσφαιρας² και θ, ϕ οι γωνίες (σε σφαιρικές συντεταγμένες) που σχηματίζουν η προσπίπτουσα και η σκεδαζόμενη πολωμένη ακτινοβολία.

Με βάση την εξίσωση (3) η σκέδαση από τη μοριακή ατμόσφαιρα (σκέδαση Rayleigh) είναι αντιστρόφως ανάλογη της τέταρτης δύναμης του λ ($\sim \lambda^{-4}$), έτσι η ηλιακή ακτινοβολία με μικρότερο μήκος κύματος (πχ. μπλε περιοχή του φάσματος $\lambda \approx 450 \text{ nm}$) σκεδάζεται εντονότερα απ' ό,τι η ακτινοβολία στην ερυθρά περιοχή του φάσματος ($\lambda \approx 650 \text{ nm}$), κάτι που εξηγεί και το μπλε χρώμα του καθαρού ουρανού.

Μια τυπική μέση τιμή της $d\sigma_R / d\Omega$ για $\lambda = 700 \text{ nm}$ σε κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες (ΚΣ) είναι $d\sigma_R / d\Omega = 1 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$ (βέβαια η τιμή αυτή εξαρτάται από το είδος των μορίων της ατμόσφαιρας). Εάν τώρα ολοκληρώσουμε την εξίσωση (3) σε μια στερεά γωνία 4π , λαμβάνουμε:

$$\sigma_R(\text{ολικό}) = (8\pi/3) \left[\pi^2 (n^2 - 1)^2 / N^2 \lambda^4 \right] \quad (1-5-7)$$

Επομένως, στο επίπεδο της θάλασσας ($p=1 \text{ atm}$) και για μέση θερμοκρασία $T=23^\circ\text{C}$ (296 K) η ολική ενεργός διατομή σκέδασης Rayleigh $\sigma_R(\text{cm}^2)$ γράφεται:

$$\sigma_R(\text{cm}^2) = (1.18 \times 10^{-8} / N) [550 \text{ nm} / \lambda(\text{nm})]^4 \quad (1-5-8\alpha)$$

ή αντίστοιχα, ο ολικός συντελεστής σκέδασης Rayleigh (σε cm^{-1}) δίνεται από τη σχέση:

$$N\sigma_R(\text{ολικό}) = 1.18 \times 10^{-8} [550 \text{ nm} / \lambda(\text{nm})]^4 \quad (1-5-8\beta)$$

Οι σχέσεις (5α) και (5β) ισχύουν προσεγγιστικά, δεδομένου ότι ο δείκτης διάθλασης της ατμόσφαιρας παραμένει σταθερός με το μήκος κύματος στο ορατό τμήμα του φάσματος (με επαγόμενο σφάλμα $3 < \%$).

Στην περίπτωση πολωμένης ακτινοβολίας (πχ. ακτινοβολία λέιζερ) η ενεργός διατομή οπισθοσκέδασης (για $\theta=\pi$) Rayleigh (σε $\text{cm}^2 \text{ sr}^{-1}$) από τα μόρια της ατμόσφαιρας, προκύπτει από την εξίσωση (3) για $\theta=\pi$ και δίνεται προσεγγιστικά στο επίπεδο της θάλασσας από τη σχέση:

$$\sigma_{(\pi)R}(\text{σε } \text{cm}^2 \text{ sr}^{-1}) = d\sigma_R(\theta = \pi) / d\Omega = 5.45 \times 10^{-28} [550 \text{ nm} / \lambda(\text{nm})]^4 \quad (1-5-9)$$

και επομένως, ο συντελεστής οπισθοσκέδασης όγκου β_R (volume backscattering coefficient) στο επίπεδο της θάλασσας (σε $T=296 \text{ K}$) δίνεται (σε $\text{cm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$\beta_R = N\sigma_{(\pi)R}(\text{cm}^{-1} \text{ sr}^{-1}) = 1.39 \times 10^{-8} [550 \text{ nm} / \lambda(\text{nm})]^4 \quad (1-5-10)$$

αφού, $N = 2.55 \times 10^{19} \text{ mol/cm}^3$

1- Ο δείκτης διάθλασης n σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας T και της πίεσης P της ατμόσφαιρας δίνεται από τη σχέση: $(n - 1) = (n_s - 1) \left[\frac{1 + aT_s}{1 + aT} \right] \left(\frac{P}{P_s} \right)$, $T_s = 15^\circ\text{C}$, $P_s = 1013.25 \text{ hPa}$, $n_s = 1.00025$ (Penndorff, 1959).

2- Σε κανονικές συνθήκες (ΚΣ) πίεσης (1 atm=1013.25 hPa) και θερμοκρασίας ($0^\circ\text{C} = 273.15 \text{ K}$) το γραμμομόριο ενός τελείου αερίου (δηλ. 6.023×10^{23} μόρια) καταλαμβάνει όγκο $22.4 \text{ lt} = 22400 \text{ cm}^3$. Επομένως, σε θερμοκρασία 296 K (23°C) η μέση συγκέντρωση της ατμόσφαιρας είναι

$N = (6.023 \times 10^{23} / 22400) \times (273 / 296) = 2.47 \times 10^{19} \text{ molcm}^{-3}$.

ΟΡΙΣΜΕΝΕΣ ΑΝΕΛΑΣΤΙΚΕΣ ΣΚΕΔΑΣΕΙΣ

ΣΚΕΔΑΣΗ THOMSON

Θεωρήστε μονοχρωματική ακτινοβολία με συχνότητα ω και κυματόνισμα (άρα και διεύθυνση διάδοσης) k και ένα σωματίδιο-σκεδαστή, όχι ακίνητο, αλλά κινούμενο με μια ταχύτητα v . Αν η ακτινοβολία έχει συχνότητα ω , ο σκεδαστής βλέπει λόγω του φαινομένου Doppler ένα κύμα με συχνότητα $=\omega - k \cdot v$ [σε πρώτη τάξη σε v/c , η μη σχετικιστική μετατόπιση Doppler είναι $c\omega / (c + v \cdot k)$]

Από την άλλη ο ανιχνευτής μας πού θα ανιχνεύσει την σκεδασμένη ακτινοβολία είναι συνήθως ακίνητος και βλέπει τον σκεδαστή, ο οποίος κινείται σχετικά με αυτόν με ταχύτητα v να εκπέμπει ένα κύμα με κυματόνισμα k' και συχνότητα πού επίσης έχει μετατόπιση Doppler. Έτσι με γνωστά k, k' η σκεδασμένη ακτινοβολία παρέχει πληροφορία για την ταχύτητα του σκεδαστή. Θεωρητικά θα μπορούσαμε από την σκέδαση αυτή να βρούμε την (π.χ. Μαξγουελλιανή) κατανομή ταχυτήτων σε ένα πλάσμα, στην πράξη όμως αυτό πού βρίσκουμε είναι η θερμοκρασία. Ένα βασικό πρόβλημα της μεθόδου είναι η σκέδαση ελάχιστης ακτινοβολίας, περίπου 1 στα 10^{13} φωτόνια η και λιγότερα, πού με τη σειρά του σημαίνει ότι εκτός από μέτρα πού πρέπει να λάβουμε για να περιορίσουμε ακτινοβολία πού φτάνει στον ανιχνευτή από άλλες πηγές, χρειαζόμαστε πολύ ισχυρές πηγές ακτινοβολίας. Για υλικά (συνήθως στερεά) χρειαζόμαστε επιπλέον πηγές ακτίνων X για διείσδυση στο υλικό και ο συνδυασμός των δύο ήταν πρακτικά απαγορευτικός. Σήμερα με τις νέες πηγές μεγάλης έντασης έχουν ήδη αρχίσει πειράματα σε στερεά μεγάλης πυκνότητας (κυρίως ενδιαφέρει το λιώσιμο της επιφάνειας ενός στερεού από ισχυρά, φεμπτο-λέιζερ σε μικρότερες από υδροδυναμικές χρονικές κλίμακες) Ένας πρόχειρος υπολογισμός της πιθανότητας ανίχνευσης είναι ως εξής:

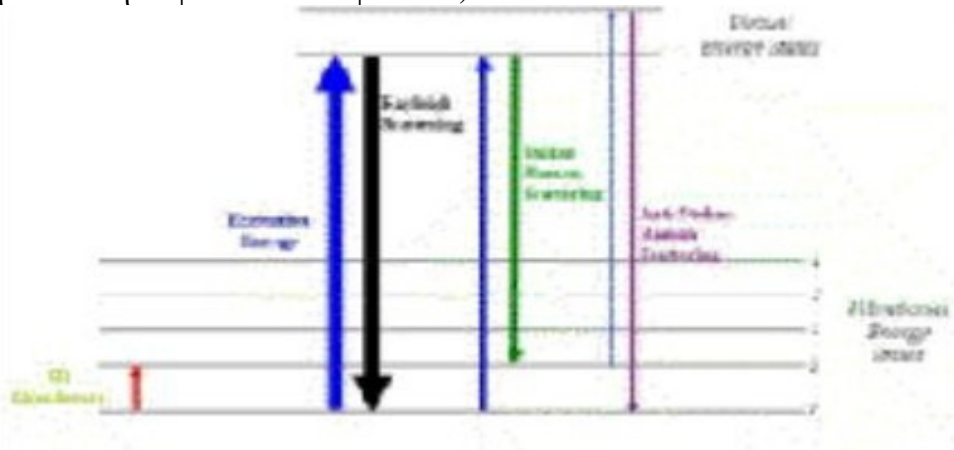
Η επιφάνεια σκέδασης (cross-section) είναι πάρα πολύ μικρή. Ενδεικτικά: η συνολική $\sigma = 8\pi r_e^{2/3}$, $= 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ πολύ μικρή!!! ($r_e = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$). Έστω ότι έχουμε μια δέσμη πού διαπερνά υλικό με μήκος L και ηλεκτρονική πυκνότητα n_e . Το ποσοστό ασύμφωνης σκέδασης είναι $\sigma n_e L$ των αρχικών φωτονίων, π.χ. για $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (για αέρια/πλάσμα μαγνητικής σύντηξης), $L = 1 \text{ m}$, $\sigma n_e L = 6.65 \times 10^{-9} \Rightarrow$ λιγότερα από 10^{-8} των φωτονίων σκεδάζονται. Από αυτά ένα ακόμα μικρότερο ποσοστό θα ανιχνευθεί (σκέδαση από ένα σημείο του υλικού που χτυπάει η δέσμη $\sim 1 \text{ cm}$) και μικρή στερεά γωνία $\sim 10^{-2} \text{ sr}$). Αυτό δίνει έναν ακόμα παράγοντα $(10^{-2} \text{ m/1m}) \times (10^{-2} \text{ sr/4\pi sr}) \sim 10^{-5}$. Άρα 1 στα 10^{13} φωτόνια θα ανιχνευθεί \Rightarrow Θέλουμε πολύ ισχυρές πηγές για στερεά. Για μεγαλύτερες πυκνότητες, όπως στα στερεά η πυκνότητα είναι μεν μεγαλύτερη, τυπικά όμως οι διαστάσεις είναι σημαντικά μικρότερες και συχνά υπάρχει θέμα απορρόφησης της δέσμης.

ΣΚΕΔΑΣΗ RAMAN

Η συγκεκριμένη σκέδαση αφορά πολύ μικρές ενεργειακές διαφορές (αντιστοιχούν σε μοριακούς δεσμούς), π.χ. χημικά συστατικά και θερμοκρασίες σε φλόγες. Σε κρύσταλλα έχουμε μόνο συγκεκριμένες συχνότητες, σε άμορφα υλικά εύρος συχνοτήτων. Σε αντίθεση με φθορισμό, το φαινόμενο Raman δεν εξαρτάται από τη συχνότητα της εισερχόμενης δέσμης. Διακρίνεται σε:

Stokes: Μόριο απορροφάει ενέργεια (κόκκινη μετατόπιση) και anti-Stokes, αποδίδει ενέργεια (μπλέ μετατόπιση)

Και εδώ η ανελαστική σκέδαση είναι μικρή σχετικά με την ελαστική (Ανελαστική/ελαστική = $1 \text{ φωτόνιο} / 10^7 \text{ φωτόνια}$)



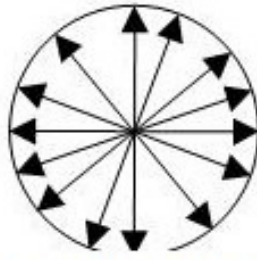
Σχήμα 1-5-7 Σκέδαση Raman.

Η εισερχόμενη ακτινοβολία διεγείρει την ενεργειακή στάθμη σε μια ασταθή κατάσταση (virtual state) από που μεταπίπτει σε μια σταθερή. Αυτή μπορεί να είναι: α) Η ίδια, οπότε έχουμε ελαστική σκέδαση (Rayleigh), β) μια υψηλότερη (διεγερμένη) ιδιοκατάσταση, οπότε έχουμε σκέδαση Raman (Stokes) ή γ) μια χαμηλότερη, οπότε έχουμε σκέδαση Raman (anti-Stokes)

1-6 ΠΟΛΩΣΗ

Το φως είναι ηλεκτρομαγνητικό κύμα, περιγράφεται από ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο. Σε αυτό το κύμα σε κάθε ακτίνα (σε ένα φωτόνιο) η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου ταλαντώνεται σε ένα συγκεκριμένο επίπεδο, στο οποίο ανήκει η ευθύγραμμη πορεία του φωτός. Έτσι, π.χ. ένας λαμπτήρας πυράκτωσης παράγει άπειρα κύματα φωτός τα οποία έχουν τα E και B στραμμένα σε όλες τις διευθύνσεις του χώρου. Το φαινόμενο της επιλογής μιας μόνο διεύθυνσης στο χώρο, χρησιμοποιώντας οπτικά μέσα, ονομάζεται πόλωση.

Σε αντίθεση με τα διαμήκη κύματα όπου η ταλάντωση γίνεται κατά μία μόνο διεύθυνση, την διεύθυνση διάδοσης του κύματος, στα εγκάρσια κύματα, οι ταλαντώσεις μπορούν να γίνουν προς όλες τις (άπειρες) διευθύνσεις τις κάθετες στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Μία τέτοια περίπτωση φαίνεται στο διπλανό σχήμα όπου παρουσιάζονται τα πλάτη των ταλαντώσεων (βελάκια) ενός κύματος που η διεύθυνσή του είναι κάθετη στο επίπεδο της σελίδας. Οι διευθύνσεις των ταλαντώσεων είναι τυχαίες, εάν δε, αλλάζουν με την πάροδο του χρόνου τότε το κύμα ορίζεται ως μη πολωμένο. Στην αντίθετη περίπτωση, όταν οι διευθύνσεις παραμένουν σταθερές, το κύμα θεωρείται πολωμένο. Με άλλα λόγια εάν στις διευθύνσεις αυτές υπάρχει κάποιο είδος τάξης το κύμα θεωρείται πολωμένο, διαφορετικά, στην πλήρη αταξία, θα είναι χωρίς πόλωση.

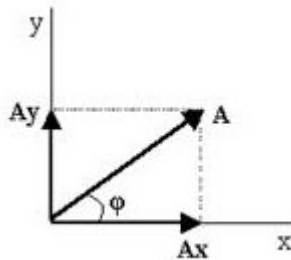


Σχ. 1. Στιγμιότυπο εγκάρσιου κύματος όπως το "βλέπει" παρατηρητής τοποθετημένος κάθετα στην διεύθυνση διάδοσής του. Εάν η εικόνα αυτή διατηρείται συνεχώς τότε το κύμα έχει κάποιο είδος πόλωσης, διαφορετικά (αν π.χ. αλλάζουν τυχαία οι γωνίες) δεν υπάρχει καμμία πόλωση. Τέτοιο κύμα είναι το φυσικό φως.

Αν οι ταλαντώσεις όλων αυτών των τυχαίων διευθύνσεων, απεικονισθούν με διανύσματα τότε, αυτά, μπορούν να αναλυθούν σε δύο άξονες x και y , κάθετους, μεταξύ τους και στην διεύθυνση διάδοσης του κύματος (σημα2). Αν A_x και A_y είναι το άθροισμα όλων των συνιστωσών στον κάθε άξονα, αντίστοιχα, το συνιστάμενο διάνυσμα \vec{A} θα παριστάνει την ταλάντωση του κύματος για κάθε χρονική στιγμή. Είναι προφανές ότι η αν γωνία ϕ που ορίζει την διεύθυνση της ταλάντωσης και παρέχεται από την σχέση:

$$\tan \phi = A_y / A_x \quad (1-6-1)$$

αλλάζει τυχαία με τον χρόνο, τότε το κύμα δεν έχει κανενός είδους πόλωση, ενώ, στην περίπτωση που η μεταβολή της ϕ γίνεται με κάποια τάξη, θα υπάρχει κάποιου είδους πόλωση.

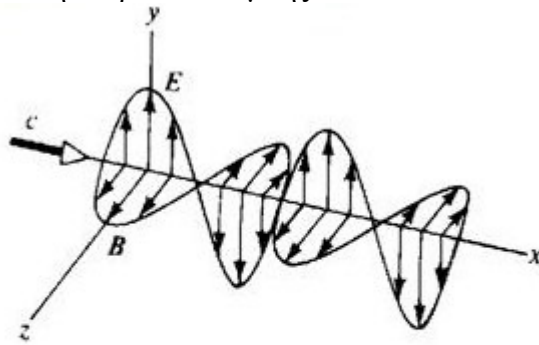


ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΟΛΩΣΗ

Μολονότι τα προηγούμενα, όπως και όσα επακολουθήσουν, εφαρμόζονται για οποιοδήποτε εγκάρσιο κύμα, είτε μηχανικό είτε ηλεκτρομαγνητικό, το φως (φωτεινό κύμα) είναι το κατ' εξοχήν πειραματικό μέσο για την μελέτη του φαινομένου της πόλωσης. Οι λόγοι αυτής της δημοτικότητας είναι αφ' ενός η πληθώρα των εφαρμογών, αφ' ετέρου ο τρόπος παραγωγής του. Έτσι μία λεπτή δέσμη φυσικού φωτός, επειδή προέρχεται από την τυχαία και ακανόνιστη αποδιέγερση των ηλεκτρονίων των ατόμων της φωτεινής πηγής, ανταποκρίνεται πιστά σε μια κατάσταση σαν αυτή του σχήματος 1. Οι ταλαντώσεις που είναι σε διάφορες διευθύνσεις, κάθετες στην διεύθυνση διάδοσης του κύματος, διαδέχονται συνεχώς, γρήγορα και χαοτικά η μία την άλλη.

Αν από τις διάφορες, τυχαίες διευθύνσεις των ταλαντώσεων του σχημα1 επιλεγεί μία και με κάποιο τρόπο, αφαιρεθούν όλες οι ταλαντώσεις που δεν είναι παράλληλες προς αυτήν, τότε, θα προκύψει ένα (εγκάρσιο) κύμα με μία σταθερή διεύθυνση ταλάντωσης. Το κύμα αυτό ονομάζεται γραμμικά πολωμένο και το επίπεδο που ορίζεται από τη σταθερή διεύθυνση ταλάντωσης και την διεύθυνση διάδοσης του κύματος επίπεδο πόλωσης. Αν ανατρέξει κανείς στο σχ. 2, μπορεί εύκολα να διαπιστώσει ότι το κύμα που αντιστοιχεί στο διάνυσμα είναι γραμμικά πολωμένο εάν και μόνο εάν η γωνία ϕ παραμένει σταθερή. Τότε το επίπεδο πόλωσης ορίζεται από το και την διεύθυνση διάδοσης του κύματος.

Στα ηλεκτρομαγνητικά κύματα (επομένως και στο φως) εκτελούνται ταυτόχρονα δύο είδη ταλαντώσεων που τα επίπεδά τους είναι κάθετα μεταξύ τους: Η ταλάντωση του ηλεκτρικού και η ταλάντωση του μαγνητικού πεδίου. Επομένως σ' ένα γραμμικά πολωμένο ηλεκτρομαγνητικό κύμα θα υπάρχουν δύο επίπεδα ταλάντωσης (σχ. 3). Συμβατικά δεχόμαστε ότι το επίπεδο πόλωσης είναι το επίπεδο ταλάντωσης του ηλεκτρικού πεδίου. Γραμμικά πολωμένο είναι π.χ. το ηλεκτρομαγνητικό κύμα που εκπέμπεται από την κεραία ενός τηλεοπτικού σταθμού. το διάνυσμα της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου είναι (σε μεγάλες, σχετικά, αποστάσεις) συνεχώς παράλληλο προς την κεραία εκπομπής. Είναι προφανές ότι η καλύτερη λήψη του σταθμού γίνεται όταν η κεραία λήψης τοποθετηθεί παράλληλα στο διάνυσμα δηλαδή παράλληλα στην κεραία εκπομπής, ενώ η χειρότερη (μηδενική) λήψη όταν η κεραία τοποθετηθεί κάθετα στην κεραία εκπομπής.



Σχ. 3. Γραμμικά πολωμένο ηλεκτρομαγνητικό κύμα (στιγμιότυπο). Το κύμα διαδίδεται κατά την διεύθυνση x , παράλληλα στο επίπεδο yz .

Ο συνδυασμός δύο γραμμικά πολωμένων κυμάτων, της ίδιας συχνότητας, με κάθετα μεταξύ τους επίπεδα πόλωσης θα δώσει, σύμφωνα με την αρχή της υπέρθεσης (ή επαλληλίας), γραμμικά πολωμένο κύμα μόνο αν η διαφορά φάσης των δύο κυμάτων είναι 0 ή π . Έτσι, πάλι στο σχ. 2, αν A_x και A_y οι εντάσεις των δύο κυμάτων (τα πλάτη δεν είναι ανάγκη να είναι ίσα), το συνιστάμενο κύμα έντασης A θα είναι γραμμικά πολωμένο μόνο όταν η διαφορά φάσης είναι 0 ή π επειδή τότε μόνο η γωνία ϕ παραμένει σταθερή. Πράγματι, αν μεταξύ των δύο αυτών κυμάτων υπάρχει μια διαφορά φάσης δ τότε η περιγραφή τους θα παρέχεται από τις σχέσεις:

$$A_x = A_{0y} \cos \omega t \quad (1-6-2)$$

$$A_y = A_{0y} \cos(\omega t + \delta)$$

όπου ω η κυκλική συχνότητα και A_{0x} και A_{0y} τα πλάτη. Είναι:

$$\tan \phi = \frac{A_y}{A_x} = \frac{A_{0y} \cos(\omega t + \delta)}{A_{0x} \cos \omega t} = \frac{A_{0y} \cos \omega t \cos \delta - A_{0y} \sin \omega t \sin \delta}{A_{0x} \cos \omega t} \quad \text{ή}$$

$$\tan \phi = \frac{A_{0y}}{A_{0x}} \cos \delta - \frac{A_{0y}}{A_{0x}} \tan \omega t \sin \delta = \frac{A_{0y}}{A_{0x}} (\cos \delta - \tan \omega t \sin \delta) \quad (1-6-3)$$

Αποδεικνύεται δηλ. ότι, αν $\delta \neq 0$, η γωνία ϕ είναι συνάρτηση του χρόνου οπότε, κατά τα προηγούμενα, το συνιστάμενο κύμα έχει κάποιου είδους πόλωση αλλά δεν είναι γραμμικά πολωμένο.

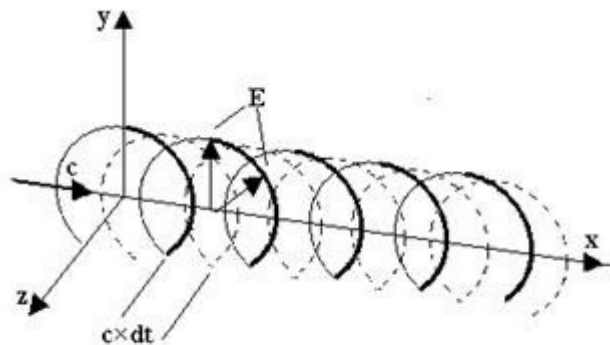
ΚΥΚΛΙΚΗ ΠΟΛΩΣΗ

Αν στην εξίσωση (2) θεωρήσει κανείς ότι $A_{0y} = A_{0x}$ και $\delta = \pm\pi/2$ έχει δηλ. την σύνθεση δύο κάθετα πολωμένων κυμάτων με ίσα πλάτη και διαφορά φάσης $\pi/2$ τότε:

$$\tan \phi = \mp \tan \omega t \quad \text{ή} \quad \phi = \mp \omega t \quad (1-6-4)$$

πράγμα που σημαίνει ότι το διάνυσμα \vec{A} (σχ. 2) περιστρέφεται περί την αρχή του με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ω . την κυκλική συχνότητα δηλ. των δύο κυμάτων. Ένα τέτοιο κύμα που, καθώς διαδίδεται, το διάνυσμα της έντασης περιστρέφεται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ενώ το μέτρο του παραμένει σταθερό, ονομάζεται κυκλικά πολωμένο κύμα.

Όπως και στο σχήμα 4 φαίνεται, το στιγμιότυπο ενός τέτοιου κύματος είναι έλικα το βήμα της οποίας ισούται με το μήκος κύματος. Η έλικα αυτή δεν θα πρέπει να θεωρηθεί ότι περιστρέφεται. απλά προχωρεί κατά τον άξονα x με την ταχύτητα c του κύματος. Ένας ακίνητος παρατηρητής που παρατηρεί ένα σταθερό σημείο, π.χ. την αρχή των αξόνων “βλέπει” το διάνυσμα \vec{E} να περιστρέφεται περί αυτό το σημείο με γωνιακή ταχύτητα ω . Όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (3), η ω μπορεί να είναι αρνητική ή θετική οπότε η πόλωση θα χαρακτηρίζεται, αντίστοιχα, σαν δεξιόστροφη (φορά όπως οι δείκτες του ρολογιού) ή αριστερόστροφη.



Σχ. 4. Στιγμιότυπο ενός κυκλικά πολωμένου κύματος (συνεχής γραμμή). Μετά από χρόνο dt η έλικα έχει προχωρήσει, κατά την διεύθυνση x κατά $c \cdot dt$ (στικτή γραμμή).

ΕΛΛΕΠΤΙΚΗ ΠΟΛΩΣΗ

Στην περίπτωση όπου $A_{0x} \neq A_{0y}$, $\delta = \pm\pi/2$ οι εξισώσεις (1) γράφονται:

$$A_x = A_{0x} \cos \omega t$$

$$A_y = A_{0y} \cos(\omega t \pm \pi/2) \quad \text{ή}$$

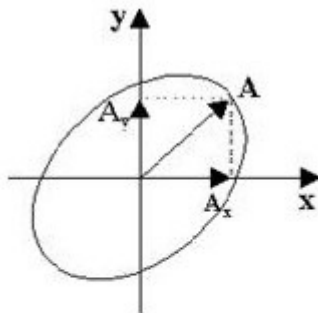
$$\left\{ \begin{array}{l} A_x = A_{0x} \cos \omega t \\ A_y = \mp A_{0y} \sin \omega t \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} A_x^2 = A_{0x}^2 \cos^2 \omega t \\ A_y^2 = A_{0y}^2 \sin^2 \omega t \end{array} \right\} \Rightarrow \cos^2 \omega t + \sin^2 \omega t = \frac{A_x^2}{A_{0x}^2} + \frac{A_y^2}{A_{0y}^2} \quad \text{ή}$$

$$\frac{A_x^2}{A_{0x}^2} + \frac{A_y^2}{A_{0y}^2} = 1 \quad (1-6-5)$$

η τελευταία αυτή εξίσωση παριστάνει έλλειψη με άξονες τα πλάτη A_{0x} και A_{0y} . Ένα τέτοιο κύμα όπου η κορυφή του διανύσματος της έντασης διαγράφει έλλειψη ονομάζεται ελλειπτικά πολωμένο κύμα. Προφανώς ισχύουν και εδώ ότι αναφέρθηκε στο προηγούμενο εδάφιο για την έλικα (ελλειπτική τώρα) και την δεξιόστροφη και την αριστερόστροφη πόλωση. Στην γενικότερη περίπτωση όπου:

$$\delta \neq 0, \pm \pi/2, \pm \pi \text{ και } A_{0x} \neq A_{0y}$$

αποδεικνύεται ότι η κορυφή του διανύσματος \vec{A} διαγράφει επίσης έλλειψη (σχ. 5) μόνο που τώρα οι άξονές της δεν συμπίπτουν με τους άξονες x και y .

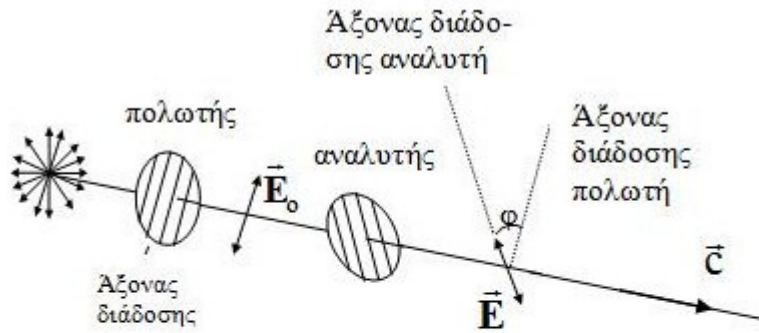


Σχ. 5. Αν $\delta = \pm \pi/2$, τότε η γωνία των αξόνων της έλλειψης με τους άξονες x και y είναι μηδέν, αν όμως $\delta \neq \pm \pi/2$ η γωνία αυτή είναι διάφορη του μη-

ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΠΟΛΩΜΕΝΟΥ ΦΩΤΟΣ

α. Πόλωση από επιλεκτική απορρόφηση. Υπάρχουν υλικά που παρουσιάζουν το φαινόμενο να απορροφούν, σχεδόν τελείως, εκείνο το φως του οποίου το ηλεκτρικό πεδίο ταλαντώνεται κατά μία καθορισμένη διεύθυνση, ενώ, αντίθετα, επιτρέπουν (επίσης σχεδόν τελείως) την διέλευση εκείνου του φωτός του οποίου το ηλεκτρικό πεδίο ταλαντώνεται κάθετα σ' αυτήν. Το φαινόμενο ονομάζεται διχροϊσμός και τα υλικά που την εμφανίζουν διχροϊκά. Τα υλικά αυτά παρασκευάζονται από λεπτό στρώμα οργανικών μακρομορίων που έχει εγκλωβισθεί ανάμεσα σε φύλλα διαφανούς πλαστικού. Με εφελκυσμό του συσσωματώματος αυτού επιτυγχάνεται ο προσανατολισμός των μακρομορίων κατά την διεύθυνση της δύναμης που τεντώνει. Τα μακρομόρια παρουσιάζουν, συνήθως, κάποια ανισοτροπία στην ηλεκτρική τους αγωγιμότητα. μπορεί δηλαδή η αγωγιμότητα κατά την διεύθυνση της μεγάλης τους διάστασης να είναι διαφορετική από την αγωγιμότητα κατά την διεύθυνση των δύο άλλων (καθέτων) διευθύνσεων. Στο μόριο π.χ. της PVA η αγωγιμότητα κατά μήκος της αλυσίδας έχει πολύ υψηλότερη τιμή από την διεύθυνση την κάθετη προς αυτή. Έτσι έχει κατασκευασθεί ένα υλικό που κατά την μία διεύθυνση εκμηδενίζει το ηλεκτρικό πεδίο (λόγω της υψηλής του αγωγιμότητας) ενώ κατά την κάθετη διεύθυνση το διατηρεί σταθερό (λόγω της χαμηλής αγωγιμότητας). Ευνόητο, λοιπόν, γιατί το υλικό αυτό απορροφά το φως του οποίου το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου είναι παράλληλο στην (κοινή) διεύθυνση των μακρομορίων, ενώ επιτρέπει την διέλευση του φωτός που έχει ηλεκτρικό πεδίο κάθετο στην προηγούμενη διεύθυνση.

Τα υλικά αυτά τα οποία φέρονται με την εμπορική ονομασία Polaroid χρησιμοποιούνται σ' ένα πλήθος εφαρμογών. από πειράματα οπτικής μέχρι γυαλιά ηλίου. Ο άξονας ο κάθετος στη μακριά μοριακή αλυσίδα ονομάζεται άξονας διάδοσης. Εάν δέσμη φυσικού φωτός προσπέσει σε ένα τέτοιο υλικό θα εξέλθει γραμμικά πολωμένη με επίπεδο πόλωσης παράλληλο με τον άξονα διάδοσης (Σχ. 6). Όταν ο πολωτής περιστρέφεται γύρω από την διεύθυνση που ορίζει το διάνυσμα της ταχύτητας του φωτός, τότε το πλάτος της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου του φωτός που εξέρχεται (E_0) παραμένει σταθερό. εκείνο που αλλάζει είναι μόνο η διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου δηλ. ο προσανατολισμός του επιπέδου της πόλωσης.



Σχ. 6. Δέσμη φυσικού φωτός προσπίπτει σε Polaroid (που καλείται και πολωτής) και εξέρχεται γραμμικά πολωμένη με το διάνυσμα της έντασης \vec{E}_0 παράλληλο προς τον άξονα διάδοσης του πολωτή. Η πόλωση διαπιστώνεται με ένα δεύτερο Polaroid (που καλείται και αναλυτής). Το διάνυσμα \vec{E} της τελικά εξερχόμενης δέσμης είναι παράλληλο προς τον άξονα διάδοσης του αναλυτή με μέτρο $E = E_0 \cos \varphi$.

Η ένταση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος (ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας) αποδεικνύεται ότι είναι ανάλογη του τετραγώνου του πλάτους της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου $I \propto E^2$. Στο φυσικό φως, κατά τα προηγούμενα, συνυπάρχει ένα πλήθος διανυσμάτων E , διαφόρων διευθύνσεων, που όλα όμως είναι κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Αν ϑ η γωνία που σχηματίζει το τυχόν διάνυσμα E με τον άξονα διάδοσης του πολωτή τότε αυτό αναλύεται σε δύο συνιστώσες την $E \cos \vartheta$, παράλληλη στον άξονα διάδοσης, και την $E \sin \vartheta$, κάθετη σ' αυτόν. Από αυτές μόνο η πρώτη διέρχεται. η ένταση, επομένως, του διερχόμενου φωτός θα είναι ανάλογη του $E^2 \cos^2 \vartheta$. Αν I_n η ένταση του φυσικού φωτός που προσπίπτει στον πολωτή θα ισχύει:

$$I_n = k \cdot E^2 \quad (1-6-6)$$

όπου k μια σταθερά αναλογίας. Για την μέση ένταση I_0 του φωτός που διέρχεται από τον πολωτή θα ισχύει:

$$I_0 = k \cdot E^2 \overline{\cos^2 \vartheta} = k \cdot E^2 \overline{\cos^2 \vartheta} \quad (1-6-7)$$

όπου η παύλα πάνω από κάθε μέγεθος συμβολίζει την μέση τιμή του. Επειδή όλες οι γωνίες ϑ είναι δυνατές θα είναι:

$$\overline{\cos^2 \vartheta} = \frac{1}{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \vartheta d\vartheta = \frac{1}{2}$$

επομένως η (5) γράφεται:

$$I_0 = \frac{1}{2} k E^2$$

και λόγω της (4):

$$I_0 = \frac{1}{2} I_n \quad (1-6-8)$$

που σημαίνει ότι η ένταση της διερχόμενης από των πολωτή ακτινοβολίας είναι πάντα η μισή από την ένταση του φυσικού φωτός που προσπίπτει στον πολωτή και ανεξάρτητη από την περιστροφή του πολωτή γύρω από την διεύθυνση διάδοσης.

Έστω τώρα ότι ο πολωτής παραμένει σταθερός και η πολωμένη δέσμη προσπίπτει σ' ένα δεύτερο polaroid (αναλυτή) ο άξονας διάδοσης του οποίου σχηματίζει γωνία ϕ με τον άξονα διάδοσης του πολωτή (Σχ. 6). Τότε, θεωρώντας ότι η ένταση αναλύεται σε δύο κάθετες συνιστώσες E_{\parallel} και E_{\perp} (αντίστοιχα παράλληλη και κάθετη στον άξονα διάδοσης του αναλυτή), η μεν E_{\perp} θα απορροφηθεί πλήρως, η δε E_{\parallel} που εξέρχεται αναλλοίωτη, θα είναι ίση με:

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \phi \quad (1-6-9)$$

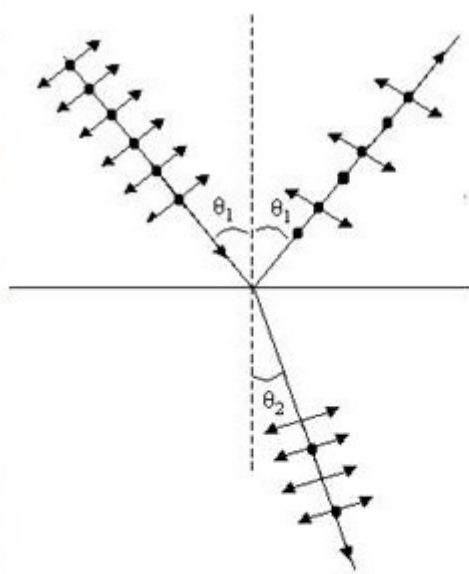
και, κατά τα προηγούμενα, επειδή η ένταση της φωτεινής ακτινοβολίας είναι ανάλογη του τετραγώνου του πλάτους της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, η παραπάνω σχέση γράφεται:

$$I = I_0 \cos^2 \phi \quad (1-6-10)$$

όπου I η ένταση της, τελικά, εξερχόμενης ακτινοβολίας. Η σχέση αυτή είχε βρεθεί πειραματικά (1809) από τον Malus και από τότε είναι γνωστή σαν νόμος του Malus. Από την σχέση αυτή φαίνεται καθαρά πως αν οι άξονες διάδοσης του πολωτή και του αναλυτή είναι παράλληλοι ($\phi = 0$) τότε $I = I = I_0$, ενώ, αν αυτοί είναι κάθετοι ($\phi = 90^\circ$) τότε $I = 0$.

ΠΟΛΩΣΗ ΑΠΟ ΑΝΑΚΛΑΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑΘΛΑΣΗ

Αν η γωνία της προσπίπτουσας δέσμης στην διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων (διηλεκτρικών μέσων, όπως π.χ. αέρας με γυαλί) είναι διάφορη του μηδενός τότε η ανακλώμενη και η διαθλώμενη δέσμη είναι μερικά πολωμένες (Σχ. 7). Η κάθετος επί την διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων και η προσπίπτουσα ακτίνα ορίζουν το επίπεδο πρόσπτωσης. Στην ανακλώμενη ακτίνα επικρατούν οι ταλαντώσεις οι κάθετες στο επίπεδο πρόσπτωσης (ταλαντώσεις π), αντίθετα, στην διαθλώμενη ακτίνα, επικρατούν οι ταλαντώσεις οι παράλληλες στο επίπεδο πρόσπτωσης (ταλαντώσεις σ).



Σχ. 7. Μη πολωμένο φυσικό φως προσπίπτει στην διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων. Τα βελόνια δείχνουν ταλαντώσεις παράλληλες στο επίπεδο πρόσπτωσης ενώ οι κουκίδες ταλαντώσεις κάθετες.

Αποδεικνύεται, πειραματικά και θεωρητικά, ότι ο βαθμός πόλωσης εξαρτάται από την γωνία πρόσπτωσης. Αν η γωνία πρόσπτωσης είναι μηδέν τότε και ο βαθμός πόλωσης (ανακλώμενης και διαθλώμενης) είναι μηδέν. Όσο μεγαλώνει η γωνία πρόσπτωσης μεγαλώνει και ο βαθμός πόλωσης. Όταν η γωνία που σχηματίζει η ανακλώμενη με την διαθλώμενη δέσμη γίνει 90° τότε ο βαθμός πόλωσης της ανακλώμενης δέσμης γίνεται 1 (γραμμική πόλωση κάθετη στο επίπεδο πρόσπτωσης). Τότε και ο βαθμός πόλωσης της διαθλώμενης δέσμης παίρνει την μεγαλύτερή του τιμή (αλλά μικρότερη του 1). Έχοντας υπ' όψιν το σχ. 7 και χρησιμοποιώντας τον νόμο του Snell μπορεί να γράψει κανείς:

$$n_{21} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$$

επειδή όμως, στον μέγιστο βαθμό πόλωσης, $\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$, θα είναι $\sin \theta_2 = \sin(90^\circ - \theta_1) = \cos \theta_1$, οπότε αντικαθιστώντας στην (4) θα έχει:

$$\tan \theta_1 = n_{21}$$

μια σχέση που είναι γνωστή σαν **νόμος του Brewster**. Ο νόμος του Brewster απλά εκφράζει τη συνθήκη για να είναι η ανακλώμενη δέσμη ολικά πολωμένη και η διαθλώμενη με τον μέγιστο βαθμό πόλωσης: αυτή είναι, η εφαπτομένη της γωνίας πρόσπτωσης (που ονομάζεται γωνία Brewster) να είναι ίση με τον δείκτη διάθλασης του μέσου 2 ως προς το μέσο 1. Για το γυαλί π.χ. που ο δείκτης διάθλασής του ως προς τον αέρα είναι περίπου 1.5, η γωνία πρόσπτωσης κίτρινης ακτινοβολίας ($\lambda = 589\text{nm}$) που θα δώσει ανακλώμενη δέσμη με ολική πόλωση είναι $\theta_{Br} = 56.7^\circ$.

Όταν φυσικό φως προσπίπτει από το κενό (ή τον αέρα) στο γυαλί, το μεγαλύτερο ποσοστό (92% περίπου) διαθλάται και το υπόλοιπο ανακλάται. Η ισχυρά διαθλώμενη δέσμη, όπως προηγουμένως ανεφέρθη, ακόμα και στην γωνία Brewster, είναι μερικά πολωμένη (επικρατούσες ταλαντώσεις σ). Σε ένα Laser αερίου τα παράθυρα, από τα οποία εξέρχεται η δέσμη, τοποθετούνται στα άκρα του σωλήνα εκκένωσης έτσι ώστε η δέσμη να προσπίπτει σ' αυτά υπό γωνία Brewster. Η δέσμη που διέρχεται για πρώτη φορά από το παράθυρο Brewster είναι μερικά πολωμένη. Επειδή όμως το όλο σύστημα είναι τοποθετημένο μέσα σ' ένα οπτικό αντηχείο¹, η δέσμη διέρχεται πάρα πολλές φορές (100 ή και περισσότερες) από τα παράθυρα: κάθε φορά ο βαθμός πόλωσης αυξάνει μέχρι, τελικά, να γίνει ίσος με τη μονάδα, οπότε η δέσμη θα εξέλθει ολικά πολωμένη. Αν τα παράθυρα δεν είχαν τοποθετηθεί στην γωνία Brewster τότε, σε κάθε διέλευση, θα περνούσε μόνο το 92% της έντασης, με αποτέλεσμα μετά από 100 διελεύσεις να έχει εξασθενήσει τόσο η δέσμη ώστε η έντασή της, πρακτικά, να είναι μηδέν.

Το ανακλώμενο φως από επιφάνειες νερού ή χιονιού είναι μερικά πολωμένο (επικρατούσες ταλαντώσεις π κάθετες δηλ. στο επίπεδο πρόσπτωσης). Επειδή στις ταλαντώσεις αυτές το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου είναι οριζόντιο, ο άξονας διάδοσης των γυαλιών ηλίου από Polaroid είναι κατακόρυφος έτσι ώστε να απορροφάται όσο το δυνατόν περισσότερο φως.

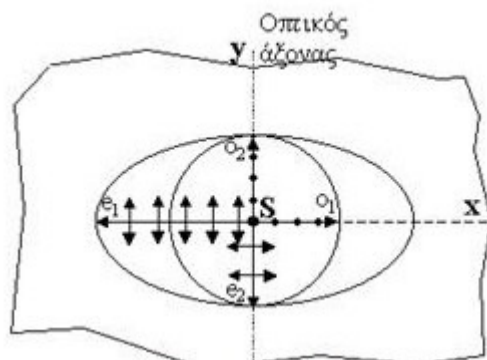
Όσα πιο πάνω αναφέρθηκαν ισχύουν για πρόσπτωση πάνω σε επιφάνεια διηλεκτρικού μέσου (όπως π.χ. το γυαλί, το νερό κ.λ.π.). Στην περίπτωση, όμως, που φυσικό φως προσπίπτει πάνω σε λεία μεταλλική επιφάνεια υπάρχει μόνο ανακλώμενο φως το οποίο μάλιστα είναι ελλειπτικά πολωμένο. Αυτό γιατί το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου του προσπίπτοντος φυσικού φωτός μπορεί να θεωρηθεί ότι έχει δύο συνιστώσες, μία παράλληλη και μία κάθετη στην επιφάνεια. Οι δύο αυτές συνιστώσες ανακλώνται με την ίδια πόλωση, η κάθετη όμως έχει μια καθυστέρηση φάσης με αποτέλεσμα ο συνδυασμός τους να δίνει φως ελλειπτικά πολωμένο. Οι ανακλαστές στις κεραίες των δεκτών της τηλεόρασης, που είναι τοποθετημένοι παράλληλα στο επίπεδο πόλωσης του τηλεοπτικού σήματος, ανακλούν, προς την κεραία λήψης, αυτήν ακριβώς την παράλληλη συνιστώσα χωρίς καμία καθυστέρηση φάσης.

ΠΟΛΩΣΗ ΑΠΟ ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΗ

Στα άμορφα υλικά (π.χ. γυαλί, νερό κ.λ.π.) ή στα κρυσταλλικά που ανήκουν στο κυβικό σύστημα, η ταχύτητα του φωτός, μέσα στο υλικό, είναι η ίδια προς όλες τις διευθύνσεις, επομένως και ο δείκτης διάθλασης του υλικού είναι ο ίδιος και στις τρεις διευθύνσεις. Συνηθίζεται τότε τα υλικά αυτά να χαρακτηρίζονται σαν οπτικώς ισότροπα υλικά. Σε όλα τα άλλα κρυσταλλικά στερεά (ή και υγροκρυστάλλα) η ταχύτητα του φωτός είναι, εν γένει, διαφορετική στις διάφορες διευθύνσεις: τα υλικά αυτά χαρακτηρίζονται σαν οπτικώς ανισότροπα υλικά. Άμεσο επακόλουθο της ανισοτροπίας αυτής είναι η εμφάνιση, μέσα στο ίδιο το υλικό, διαφορετικών δεικτών διάθλασης και, για τον λόγο αυτό, τέτοιου είδους υλικά ονομάζονται **διπλοθλαστικά**.

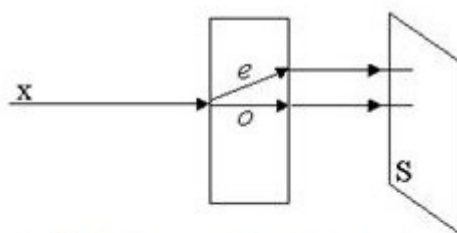
¹ Ένα σύστημα δύο παράλληλων κατόπτρων που η απόστασή τους είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος μιας δέσμης είναι ένα οπτικό αντηχείο.

Η πιο απλή περίπτωση είναι η περίπτωση των **ομοαξονικών** κρυστάλλων, των κρυστάλλων δηλ. που τα μόριά τους έχουν όλα μια κοινή διεύθυνση (όλα μεταξύ τους παράλληλα) ενώ κατέχουν καθορισμένες θέσεις μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα. Η κοινή διεύθυνση είναι και ο άξονας συμμετρίας του κρυστάλλου· όλες οι διευθύνσεις οι κάθετες σ' αυτόν τον άξονα είναι μεταξύ τους ισοδύναμες (κυλινδρική συμμετρία απείρου τάξης). Κλασικό παράδειγμα τέτοιου κρυστάλλου είναι ο κρύσταλλος του ασβεστίτη (CaCO_3). Στο σχ. 8 φαίνεται ένα κομμάτι από αυτόν τον κρύσταλλο στο εσωτερικό του οποίου έχει τοποθετηθεί μια φανταστική σημειακή φωτεινή πηγή S . Η πηγή αυτή εκπέμπει ακτίνες φυσικού φωτός προς όλες τις κατευθύνσεις. Εδώ, για ευκολία, θα θεωρήσουμε μόνο τις ακτίνες που διαδίδονται παράλληλα προς το επίπεδο της σελίδας. Σύμφωνα με τα προηγούμενα κάθε ακτίνα φυσικού φωτός μπορεί να θεωρηθεί ότι προέρχεται από δύο μονοφασικές, γραμμικά πολωμένες ακτίνες, με επίπεδα πόλωσης κάθετα μεταξύ τους· στην προκειμένη περίπτωση το ένα επίπεδο είναι το επίπεδο της σελίδας, το άλλο είναι το κάθετο σ' αυτό. Παρατηρούμε ότι οι ακτίνες με επίπεδο πόλωσης κάθετο στη σελίδα (οι S_{o1} και S_{o2}) έχουν την ίδια ταχύτητα στις διευθύνσεις x και y , σε αντίθεση με τις ακτίνες S_{e1} και S_{e2} (επίπεδο πόλωσης το επίπεδο της σελίδας) που η ταχύτητα στον άξονα x είναι αισθητά μεγαλύτερη απ' ότι στον y . Μία ακόμα παρατήρηση είναι ότι το μέτρο της ταχύτητας της S_{e2} είναι το ίδιο με το κοινό μέτρο των S_{o1} και S_{o2} . Ο άξονας y , στον οποίο οι ακτίνες με τα κάθετα επίπεδα πόλωσης έχουν την ίδια ταχύτητα, ονομάζεται οπτικός άξονας του κρυστάλλου.



Σχ. 8. Η τομή του κρυστάλλου που φαίνεται είναι παράλληλη στον οπτικό του άξονα (και στο επίπεδο της σελίδας). Η ταχύτητα v του φωτός που το επίπεδο πόλωσης του είναι το επίπεδο που ορίζεται από τον οπτικό άξονα και την διεύθυνση διάδοσης δεν είναι σταθερή· η ισοφασική επιφάνεια είναι ελλειψοειδής εκ περιστροφής γύρω από τον οπτικό άξονα. Η ισοφασική επιφάνεια του φωτός που είναι πολωμένο κάθετα στο προηγούμενο επίπεδο είναι σφαίρα.

Οι ακτίνες So_1 και So_2 ανήκουν στο κύμα που έχει την ίδια ταχύτητα προς σ' όλες τις διευθύνσεις, το κύμα δηλ. που οι ισοφασικές του επιφάνειες είναι σφαιρικές. Οι ακτίνες αυτού του κύματος που η συμπεριφορά τους μέσα σε τέτοια υλικά (ανισότροπα) είναι παρόμοια σαν τα υλικά αυτά να ήταν ισότροπα ονομάζονται τακτικές ακτίνες (*ordinary o*). Επειδή η ταχύτητα του κύματος v_o είναι σταθερή (σε κάθε διεύθυνση), και ο δείκτης διάθλασης n_o της τακτικής ακτίνας θα είναι σταθερός ($n_o=c/v_o$), με άλλα λόγια η τακτική ακτίνα υπακούει στους γνωστούς νόμους (Snell) της διάθλασης. Αντίθετα οι ακτίνες Se_1 και Se_2 που η ταχύτητα τους v , μέσα στο υλικό, δεν είναι σταθερή ($v_o \leq v \leq v_e$ όπου v_e η ταχύτητα κατά την διεύθυνση x) ονομάζονται έκτακτες ακτίνες (*extraordinary e*). Τότε ο δείκτης διάθλασης n της έκτακτης θα εξαρτάται από την διεύθυνση ($n_o \geq n \geq n_e$, $n_e = c/v_e$) και η έκτακτη ακτίνα δεν θα ακολουθεί τον νόμο του Snell (όχι μόνο δεν ισχύει ο νόμος του ημιτόνου αλλά η διαθλώμενη ακτίνα δεν βρίσκεται καν στο επίπεδο πρόσπτωσης). Στο διπλανό σχ. 9 φαίνεται η πορεία των δύο ακτίνων μέσα στο υλικό, μετά την διπλή διάθλαση, για κάθετη πρόσπτωση. Οι δύο ακτίνες σχηματίζουν, μετά την έξοδό τους, δύο φωτεινές κηλίδες επάνω στην οθόνη S . Αν ο κρύσταλλος περιστραφεί περί τον άξονα x η κηλίδα της e , επάνω στην οθόνη, θα διαγράψει περιφέρεια με κέντρο την (σταθερή) κηλίδα της o .



Σχ. 9. Ακτίνα φυσικού φωτός προσπίπτει κάθετα σε κρύσταλλο ασβεστίτη και υφίσταται διπλή διάθλαση. Η τακτική ακτίνα ακολουθεί, όπως θα περίμενε κανείς, την ίδια πορεία ενώ η έκτακτη αποκλίνει. Οι δύο, κάθετα πολωμένες, ακτίνες προσπίπτουν τελικά στην οθόνη S . Αν μεταξύ κρυστάλλου και οθόνης παρεμβληθεί πολωτής τότε, περιστρέφοντάς τον περί τον άξονα x , θα φαίνεται στην οθόνη πότε το ίχνος της o πότε της e (ενδιάμεσα θα φαίνονται και τα δύο ίχνη όχι όμως με πλήρη φωτεινότητα).

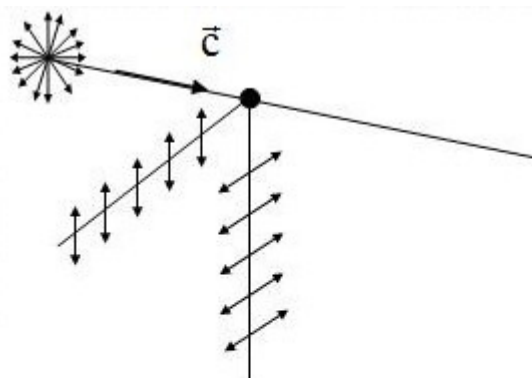
Όπως προηγουμένως αναφέρθη οι δύο ακτίνες o και e είναι μεταξύ τους κάθετα πολωμένες. Λόγω όμως της διαφοράς δρόμου μέσα στον κρύσταλλο, μετά την έξοδό τους, δεν θα έχουν την ίδια φάση. Αυτό σημαίνει ότι, σύμφωνα με τα όσα εξετάθησαν στο, η σύνθεση των δύο αυτών ακτίνων θα δώσει φως ελλειπτικά πολωμένο. Στην ειδική περίπτωση που το πάχος του πλακιδίου είναι τέτοιο ώστε η διαφορά δρόμου να είναι $\lambda/4$ (λ το μήκος κύματος του φωτός μέσα στο υλικό), τότε η διαφορά φάσης μεταξύ o και e θα γίνει 90° και η σύνθεσή τους θα δώσει κυκλικά πολωμένο φως. Το πλακίδιο αυτό ονομάζεται **πλακίδιο $\lambda/4$** και είναι το κυριότερο εργαλείο για την παραγωγή κυκλικά πολωμένου φωτός.

Ο κρύσταλλος από ασβεστίτη που χρησιμοποιήθηκε στα προηγούμενα για παράδειγμα είναι ένας κρύσταλλος που, όπως φάνηκε, $n_e < n_o$. Ένας τέτοιος κρύσταλλος που η διαφορά $n_a = n_e - n_o$ είναι αρνητική χαρακτηρίζεται σαν **αρνητικά ανισότροπος, σε αντίθεση με τους θετικά ανισότροπους** (π.χ. κρύσταλλος χαλαζία – quartz) όπου η ανισοτροπία n_a είναι θετική. Στους θετικά ανισότροπους κρυστάλλους η ταχύτητα v_o είναι μεγαλύτερη της v_e και το ελλειψοειδές εκ περιστροφής (ισοφασική επιφάνεια της έκτακτης) θα εφάπτεται, με το μεγάλο του άξονα, εσωτερικά της σφαίρας (ισοφασική επιφάνεια της τακτικής). Ο οπτικός άξονας, επομένως, που ορίζεται από τα κοινά σημεία επαφής θα συμπίπτει τώρα με τον μεγάλο άξονα της έλλειψης. Εδώ θα πρέπει να γίνει κατανοητό ότι ο οπτικός άξονας δεν είναι μία ευθεία που συνδέει δύο σταθερά σημεία μέσα στο υλικό· απλά είναι μία καθορισμένη διεύθυνση μέσα στον κρύσταλλο. Κάθε ευθεία παράλληλη σ' αυτή τη διεύθυνση είναι επίσης οπτικός άξονας του κρυστάλλου.

Σε μερικούς ανισότροπους κρυστάλλους η μία από τις δύο ακτίνες απορροφάται πολύ ισχυρότερα από την άλλη· είναι το φαινόμενο του διχροϊσμού. Στον κρύσταλλο του τουρμαλίνη, για παράδειγμα, η τακτική ακτίνα έχει απορροφηθεί πλήρως αν διανύσει, μέσα στον κρύσταλλο διάστημα 1 mm. Υπάρχουν οργανικά ανισότροπα υλικά που η μία από τις δύο ακτίνες απορροφάται σε διαδρομή 0.1 mm ή και μικρότερη. Τα υλικά αυτά χρησιμοποιούνται για την κατασκευή των Polaroids που εξετάστηκαν στο πιο πάνω εδάφιο.

Πόλωση από σκέδαση.

Όταν δέσμη φυσικού φωτός προσπίπτει σε μόρια αερίου εκτρέπεται από την αρχική του διεύθυνση και διαδίδεται σε διευθύνσεις κάθετες προς την αρχική. Το φαινόμενο ονομάζεται σκέδαση και οφείλεται στο ότι η ηλεκτρική συνιστώσα του ΗΜ κύματος αναγκάζει τα ηλεκτρόνια του μορίου του αερίου να ταλαντώνονται παράλληλα προς αυτήν. Η ταλάντωση όμως των ηλεκτρονίων συνεπάγεται την εκπομπή ακτινοβολίας με επίπεδο πόλωσης παράλληλο προς την ταλάντωση· δηλ. γίνεται με την κεραία ενός σταθμού. Έτσι η συνιστώσα της δέσμης φυσικού φωτός που έχει επίπεδο πόλωσης οριζόντιο εκπέμπεται με διεύθυνση κατακόρυφη ενώ η συνιστώσα με επίπεδο πόλωσης κατακόρυφο εκπέμπεται με διεύθυνση οριζόντια (σχ. 10).



Σχ. 10. Σκέδαση δέσμης φυσικού φωτός από μόριο αέρα. Για να γίνει απλούστερο το σχήμα έχει παραληφθεί η κατακόρυφη προς τα πάνω και η οριζόντια προς τα δεξιά σκέδαση.

Αν δεν υπήρχε η ατμόσφαιρα, για να γίνει σκέδαση, ο ουρανός, ακόμα και την ημέρα, θα φαινόταν μαύρος εκτός και αν κάποιος κοιτούσε κατ' ευθείαν τον ήλιο. Μπορεί κανείς εύκολα, χρησιμοποιώντας πολωτή, να διαπιστώσει ότι το διάχυτο φώς (από ανέφελο ουρανό) είναι τουλάχιστο μερικά πολωμένο· γι' αυτό άλλωστε κατασκευάζονται και γυαλιά ηλίου Polaroid. Ο βαθμός πόλωσης του διάχυτου φωτός χρησιμοποιείται για προσανατολισμό των εξερευνητών στους πόλους με τις λεγόμενες ηλιακές πυξίδες· εκεί οι μαγνητικές πυξίδες, λόγω της φύσης τους, δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν.

Η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός από σωμάτια που η διάμετρός τους είναι μεγαλύτερη του μήκους κύματος είναι ανεξάρτητη από το μήκος κύματος, σε αντίθεση με ότι συμβαίνει στην σκέδαση από μικρά σωμάτια (διαμέτρου $\ll \lambda$) όπου αποδεικνύεται ότι η ένταση είναι ανάλογη του $1/\lambda^4$ (Νόμος του Rayleigh). Καταλαβαίνει κανείς ότι ακτίνες με μικρά μήκη κύματος (κυανό) σκεδάζονται πολύ εντονότερα από ακτίνες με μεγαλύτερα (ερυθρό). Το γαλάζιο του ουρανού οφείλεται ακριβώς στην έντονη σκέδαση του κυανού, αντίθετα το ερυθρό που φαίνεται στα ηλιοβασιλέματα, προέρχεται κατ' ευθείαν από το ηλιακό φως που δεν σκεδάζεται. Για τον ίδιο λόγο οι φανοί ομίχλης κατασκευάζονται να εκπέμπουν σε μεγάλα μήκη κύματος (από ερυθρό έως κίτρινο) έτσι ώστε το φως να διαπερνά την ομίχλη και να μη σκεδάζεται. Τα φαινόμενα, τέλος, αυτά εκμεταλλευόμαστε για την μέτρηση της ρύπανσης της ατμόσφαιρας με φωτομετρικές μεθόδους.

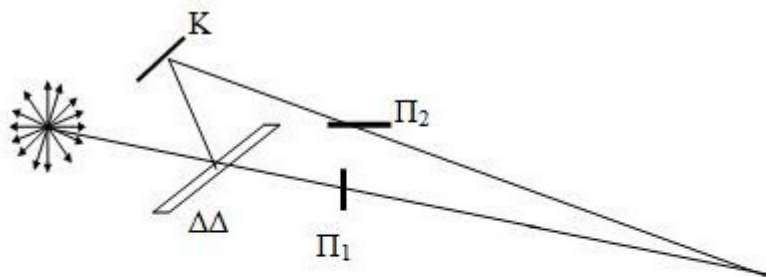
ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΚΥΚΛΙΚΑ ΠΟΛΩΜΕΝΟΥ ΦΩΤΟΣ

Όπως αποδείχθηκε η σύνθεση δύο γραμμικά πολωμένων κυμάτων, με επίπεδα πόλωσης κάθετα μεταξύ τους, με ίσα πλάτη και με διαφορά φάσης 90° δίνει πάντα ένα κυκλικά πολωμένο κύμα. Επομένως για την δημιουργία κυκλικά πολωμένου φωτός, πέρα από την ύπαρξη δύο κάθετα πολωμένων ακτίνων (δεσμών), απαραίτητη προϋπόθεση είναι οι ακτίνες αυτές να έχουν διαφορά φάσης $\pi/2$ να καθυστερεί δηλ. η μία ακτίνα σε σχέση με την άλλη κατά ένα τέταρτο της περιόδου.

Ένας τρόπος να επιτευχτεί αυτό είναι στην πορεία μιας δέσμης φυσικού φωτός να τοποθετηθεί ένας διαχωριστής δέσμης και, με την χρήση πολωτών, οι προκύπτουσες δύο δέσμες να πολωθούν κάθετα μεταξύ τους. (Σχ. 11). Η θέση του κατόπτρου Κ ρυθμίζεται με την βοήθεια πυρομετρικού κοχλίου έτσι ώστε η διαφορά δρόμου μεταξύ των δύο ακτίνων να είναι:

$$\Delta l = 2k\pi\lambda + \lambda/4$$

οπότε οι δύο, κάθετα πολωμένες δέσμες συναντώνται με διαφορά φάσης 90° .



Σχ. 11. Παραγωγή κυκλικά πολωμένου φωτός. $\Delta\Delta$ = διαχωριστής δέσμης, Κ = κάτοπτρο, Π_1 = πολωτής, Π_2 = πολωτής. Τα ευθύγραμμα τμήματα που παριστάνουν τους πολωτές δείχνουν τις διευθύνσεις των αξόνων διέλευσης.

Πολύ πιο εύκολα επιτυγχάνεται η παραγωγή κυκλικά πολωμένου φωτός με την χρήση του πλακιδίου $\lambda/4$. Έτσι στην πορεία γραμμικά πολωμένης δέσμης παρεμβάλλεται πλακίδιο $\lambda/4$ έτσι ώστε ο οπτικός του άξονας να είναι κάθετος στην διεύθυνση διάδοσης και να σχηματίζει γωνία 45° με το επίπεδο πόλωσης. Αν θεωρηθεί ότι το πλάτος της έντασης E του ηλεκτρικού πεδίου της δέσμης αναλύεται σε δύο συνιστώσες E_{\parallel} και E_{\perp} παράλληλη και κάθετη, αντίστοιχα, στον οπτικό άξονα του πλακιδίου τότε, προφανώς, θα ισχύει:

$$E_{\parallel} = E_{\perp} = \frac{E\sqrt{2}}{2} \quad (1-6-11)$$

Από τις δύο αυτές συνιστώσες η E_{\perp} ανήκει στην τακτική και η E_{\parallel} στην έκτακτη. Λόγω των διαφορετικών δεικτών διάθλασης οι ακτίνες o και e υφίστανται μέσα στο πλακίδιο διαφορετική εκτροπή· επομένως η μία ακολουθεί μεγαλύτερη διαδρομή από την άλλη μέχρι που, όταν θα εξέλθουν, θα παρουσιάσουν διαφορά φάσης 90° . Αυτές οι δύο ακτίνες, κάθετα πολωμένες, με ίσα πλάτη και διαφορά φάσης 90° , δίνουν, όταν συναντηθούν, κυκλικά πολωμένο φως.

Το κυκλικά πολωμένο φως, αν προσπέσει σε πολωτή, μετατρέπεται σε γραμμικά πολωμένο φως. Με περιστροφή του πολωτή, περί την διεύθυνση διάδοσης του φωτός, περιστρέφεται, απλά, το επίπεδο πόλωσης· ένας πολωτής λοιπόν δεν είναι ικανός για να διαπιστωθεί αν μια φωτεινή δέσμη είναι κυκλικά πολωμένη (επειδή ίδια ακριβώς συμπεριφορά με τον πολωτή παρουσιάζει και το φυσικό φως). Αποδεικνύεται η ύπαρξη κυκλικά πολωμένου φωτός με την παρεμβολή πλακιδίου $\lambda/4$ στην πορεία του οπότε αυτό μετατρέπεται σε γραμμικά πολωμένο (το φυσικό φως δεν μετατρέπεται σε γραμμικά πολωμένο από το $\lambda/4$). Οπότε, με την βοήθεια αναλυτή, διαπιστώνεται η γραμμική πόλωση που προέκυψε.

ΟΠΤΙΚΗ ΕΝΕΡΓΟΤΗΤΑ

α. Στροφή επιπέδου πόλωσης.

Υπάρχουν υλικά γνωστά σαν οπτικώς ενεργά υλικά που έχουν την ικανότητα να προκαλούν περιστροφή στο επίπεδο πόλωσης πολωμένου φωτός που διέρχεται μέσα από αυτά. Έτσι εάν στη διάταξη σχ. 6 παρεμβληθεί, ανάμεσα στον πολωτή και στον αναλυτή, ένα τέτοιο υλικό² και οι άξονες διάδοσης αυτών των δύο Polaroids βρίσκονται σε γωνία 90° , παρατηρείται ότι από τον αναλυτή διέρχεται φως. Εάν, ο αναλυτής, περιστραφεί αργά περί την διεύθυνση του διανύσματος της ταχύτητας του φωτός, παρατηρείται ότι, σε κάποια γωνία, το διερχόμενο φως εξαφανίζεται. Το φαινόμενο εξηγείται αν δεχθεί κανείς ότι το υλικό έχει στρέψει το επίπεδο πόλωσης του φωτός επομένως απαιτείται νέα διεύθυνση στον άξονα διάδοσης του αναλυτή για να γίνει απόσβεση.

Η γωνία στροφής φ , βρίσκεται, ότι είναι ανάλογη του μήκους της διαδρομής l του φωτός, μέσα στο υλικό:

$$\varphi = \beta l$$

όπου ο συντελεστής β καλείται στροφική ικανότητα του υλικού και εξαρτάται από το είδος του υλικού και το μήκος κύματος του διερχόμενου φωτός. Εάν η οπτικά ενεργή ουσία είναι διάλυμα ο συντελεστής β εξαρτάται, επιπλέον, και από την συγκέντρωση C του διαλύματος $\beta = \alpha C$ και η πιο πάνω σχέση θα γραφεί:

$$\varphi = \alpha Cl$$

² Π.χ. διάλυμα σακχάρου, πλακίδιο χαλαζία ειδικής κοπής, νέφτι κ.ά.

όπου ο συντελεστής α καλείται ειδική στροφική ικανότητα της διαλυμένης ουσίας και εξαρτάται, ομοίως, από το είδος της και το μήκος κύματος του διερχόμενου φωτός. Από την τελευταία αυτή σχέση γίνεται φανερό ότι αν τοποθετήσει κανείς ένα διάλυμα σε σωλήνα γνωστού μήκους και βρει το ϕ μπορεί να υπολογίσει το C αφού το α είναι δεδομένο (από πίνακες). Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται, εκτός των άλλων, και για τον προσδιορισμό (γρήγορα, φθηνά και με ακρίβεια) της συγκέντρωσης του σακχάρου στα ούρα των διαβητικών.

β. Φωτοελαστικότητα.

Έχει παρατηρηθεί ότι άμορφα (ισότροπα) υλικά, όπως το γυαλί, το πλαστικό κ.α., αν υποβληθούν σε ελαστικές παραμορφώσεις μετατρέπονται σε ανισότροπα με συνέπεια να γίνονται, και αυτά, διπλοθλαστικά. Έτσι, αν στο σχ. 6, οι άξονες διάδοσης του πολωτή και του αναλυτή είναι κάθετοι δεν θα διέρχεται φως από τον αναλυτή (απόσβεση). Αν, ανάμεσα στον πολωτή και στον αναλυτή, παρεμβληθεί μια διαφανής πλάκα από πλαστικό τίποτα καινούργιο δεν θα παρατηρηθεί πίσω από τον αναλυτή. Αν όμως η πλάκα αυτή υποβληθεί σε ελαστική παραμόρφωση τότε, παρ' όλο που τα δύο Polaroids είναι διασταυρωμένα, διέρχεται φως από τον αναλυτή πράγμα που σημαίνει ότι το πλαστικό έγινε διπλοθλαστικό. Αν, μετά τον αναλυτή, τοποθετηθεί οθόνη παρατηρούνται επάνω της φωτεινές και σκοτεινές ταινίες· οι φωτεινές ταινίες προέρχονται από περιοχές του υλικού που έχουν παραμορφωθεί και όσο πιο φωτεινή είναι η ταινία τόσο πιο έντονη είναι η παραμόρφωση. Το φαινόμενο εφαρμόζεται σε περιπτώσεις μελέτης της καταπόνησης κατασκευών (γέφυρες, εργαλεία, οδοντωτοί τροχοί κ.λ.π.). Ένα ομοίωμα δηλ. από πλαστικό (συνήθως από Plexiglass), της κατασκευής που πρέπει να μελετηθεί, τοποθετείται στην διάταξη που περιγράφηκε πιο πάνω και υποκειται σε μηχανικές τάσεις. Οι περιοχές του ομοιώματος που ταλαιπωρούνται περισσότερο εντοπίζονται από της φωτεινές ταινίες που εμφανίζονται στην οθόνη· έτσι ο κατασκευαστής γνωρίζει πια τμήματα της κατασκευής είναι απαραίτητο να ενισχυθούν.

1-7 ΠΟΛΩΤΕΣ

Συνήθεις πολωτές είναι τα πολωτικά φίλτρα. Το πολωτικό φίλτρο ή πολαριζέ φίλτρο είναι ένα φωτογραφικό φίλτρο το οποίο βιδώνεται στον φωτογραφικό φακό της μηχανής. Το φίλτρο αποτελείται από δύο δακτυλίδια και περιστρέφοντας το ένα από αυτά επιλέγουμε το επιθυμητό φιλτράρισμα πόλωσης φωτός. Το φίλτρο αυτό πολώνει το φως κατά την λήψη της φωτογραφίας με στόχο να εξαλείφονται οι ανακλάσεις, να έχει ζωντανότερα (πιο κορεσμένα) χρώματα αλλά και καλύτερη αντίθεση - διαύγεια η τελική φωτογραφία. Το πολωτικό φίλτρο είναι βασικό φίλτρο στην ψηφιακή φωτογραφία. Δεν υπάρχει λογισμικό επεξεργασίας εικόνας που να μπορεί να προσομοιώσει το αποτέλεσμα του φίλτρου πόλωσης (πολλά φίλτρα της κλασικής φωτογραφίας με φιλμ προσομοιώνονται με κατάλληλο λογισμικό επεξεργασίας εικόνας).



Σχήμα 1-7-1

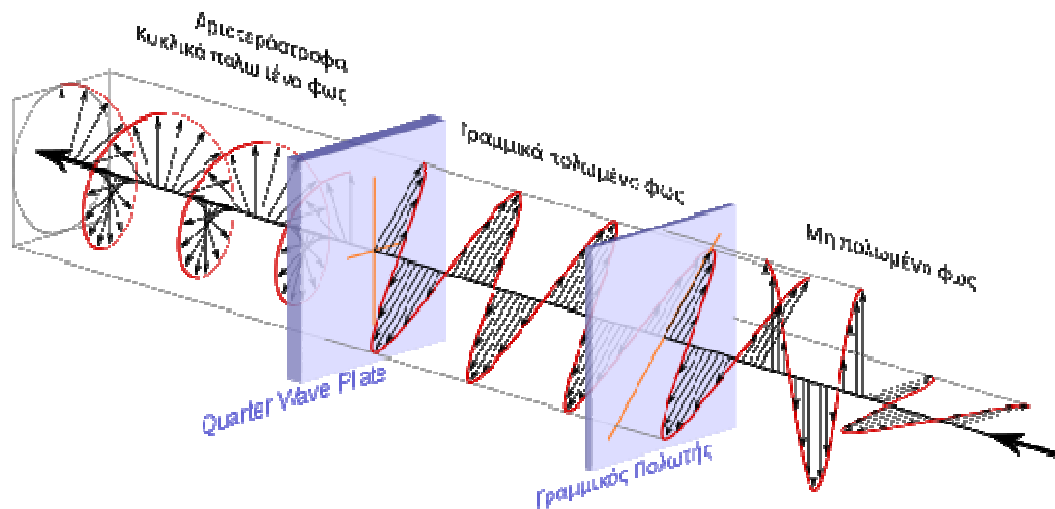
Υπάρχουν διάφορα είδη πολωτικών φίλτρων. Τα φίλτρα γραμμικής πόλωσης (linear polarizers - PL) χρησιμοποιούνται από τις μηχανές SLR χειροκίνητης εστίασης και τις τηλεμετρικές μηχανές και τα φίλτρα κυκλικής πόλωσης (circular polarizers PL-CIR) τα οποία χρησιμοποιούνται από τις σύγχρονες μηχανές με σύστημα αυτόματης εστίασης και φωτομέτρησης TTL.

Για να λειτουργεί το σύστημα αυτόματης εστίασης (auto focus) όπως και τεχνολογία φωτομέτρησης TTL στις σύγχρονες μηχανές χρησιμοποιούνται τα φίλτρα κυκλικής πόλωσης (circular polarizers PL-CIR) και όχι τα φίλτρα γραμμικής πόλωσης. Σε αυτές τις μηχανές, το σύστημα φωτομέτρησης και αυτόματης εστίασης λειτουργεί διαχωρίζοντας το φως χρησιμοποιώντας την πόλωση του φωτός. Η χρήση του φίλτρου κυκλικής πόλωσης δεν επηρεάζει τον μηχανισμό αυτό.

Το αποτέλεσμα του φίλτρου κυκλικής πόλωσης είναι ίδιο με αυτού της γραμμικής πόλωσης και το φίλτρο κυκλικής πόλωσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σε μηχανή χειροκίνητης εστίασης ή τηλεμετρική. Τα φίλτρα γραμμικής πόλωσης συνήθως είναι φθηνότερα από τα φίλτρα κυκλικής πόλωσης.

Το φως (ως ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία) είναι εγκάρσια ηλεκτρομαγνητικά κύματα τα οποία κινούνται ευθύγραμμα προς όλες τις κατευθύνσεις ξεκινώντας από μια φωτεινή πηγή. Το φως είναι σύνθεση πολλών κυμάτων με διαφορετικά επίπεδα ταλάντωσης (συχνότητες). Η κάθε μεμονωμένη ακτίνα φωτός χαρακτηρίζεται από ένα συγκεκριμένο γεωμετρικό επίπεδο, το οποίο είναι παράλληλο στην κατεύθυνση διάδοσής της. Το φως είναι γραμμικά πολωμένο όταν το επίπεδο ταλάντωσης του ηλεκτρικού πεδίου κάθε επιμέρους ακτίνας έχει καθορισμένο προσανατολισμό και διεύθυνση διάδοσης. Το φως μιας πηγής επειδή προέρχεται από την ταλάντωση πολλών ατόμων-μορίων δεν είναι πολωμένο.

Το πρώτο δακτυλίδι του πολωτικού φίλτρου είναι ένας γραμμικός πολωτής. Ο πολωτής επιτρέπει να διέλθει μόνο ένα συγκεκριμένο επίπεδο πόλωσης του φωτός. Το γραμμικά πολωμένο φως προσπίπτει σε ένα δεύτερο πολωτή με διαφορετικό επίπεδο πόλωσης. Το πολωμένο φως το οποίο φιλτράρεται σχετίζεται με το επίπεδο πόλωσης του δεύτερου φίλτρου. Σε έναν ιδανικό πολωτή, αν τα δύο επίπεδα πόλωσης των φίλτρων διαφέρουν κατά 90° το πολωμένο φως αποσβένεται τελείως, αν διαφέρουν κατά 0° ο πολωμένο φως περνά αφιλτράριστο, ενώ αν διαφέρουν κατά θ° αποσβένεται μερικώς σύμφωνα με την μαθηματική σχέση: $(100 - 100 \cos^2 \theta)$. Το δεύτερο δακτυλίδι στο φίλτρο κυκλικής πόλωσης είναι ειδικό φίλτρο το οποίο πολώνει κυκλικά το φως ώστε να μην έχουμε παρενοχλήσεις στους αισθητήρες του συστήματος αυτόματης εστίασης του φακού.



Σχήμα 1-7-2

Όταν το φως ανακλάται σε μία υλική επιφάνεια, ένα μέρος του διεισδύει στο σώμα (διάθλαση) και ένα άλλο μέρος ξαναγυρίζει προς το σώμα που ήταν πιο πριν (ανάκλαση). Υπάρχει και μια συνήθως αμελητέα ποσότητα του φωτός η οποία απορροφάται από το σώμα (θέρμανση) ή διαχέεται (διάχυση) ή σκεδάζεται (σκεδάση) και άλλα. Το ανακλώμενο φως πολώνεται ελαφρά με επίπεδο πόλωσης το ίδιο με το υλικό επίπεδο, ενώ το διαθλώμενο πολώνεται προς το κάθετο στην επιφάνεια επίπεδο. Η γωνία πρόσπτωσης όπου η πόλωση μεγιστοποιείται ονομάζεται γωνία πρόσπτωσης Μπρούστερ ή γωνία ολικής πόλωσης. Για παράδειγμα σε γυαλί η γωνία πρόσπτωσης Μπρούστερ είναι περίπου 56° ενώ σε νερό είναι περίπου 53° .

Το φως το οποίο καταλήγει σε μια φωτογραφική μηχανή προέρχεται συνήθως από ανακλάσεις στις επιφάνειες, διάχυση του αέρα, διάθλαση στα υγρά όπως το νερό, και σκέδαση σε όλα τα μη αόρατα σώματα (η σκέδαση είναι υπεύθυνη για το χρώμα της εικόνας). Επομένως, αν το επίπεδο πόλωσης είναι κάθετο στο επίπεδο της επιφάνειας του αντικειμένου αποσβένονται οι ανακλάσεις, αλλά δεν αποσβένονται οι διαθλάσεις, δηλαδή το φως που διαπερνάει το σώμα. Αν αντίστροφα το επίπεδο πόλωσης είναι παράλληλο στο επίπεδο της επιφάνειας δεν αποσβένονται οι ανακλάσεις, αλλά αποσβένονται οι διαθλάσεις.

Το πολωτικό φίλτρο είναι πάντα ενεργό σε κάποιο επίπεδο πόλωσης. Το φως που διέρχεται από το φίλτρο αν δεν είναι πολωμένο ή είναι πολωμένο ομοιόμορφα προς όλα τα επίπεδα έχει κατά μέσον μειωμένη ένταση κατά 50%. Δηλαδή το πολωτικό φίλτρο μειώνει ένα φωτογραφικό στοπ την φωτεινότητα του φακού.

Χρήση

Ο φωτογράφος επιλέγει το επιθυμητό φιλτράρισμα πόλωσης περιστρέφοντας το δακτυλίδι του φίλτρου πόλωσης, με αυτόν τον τρόπο αλλάζει/εξαλείφεται η αντανάκλαση.

Λειτουργία

Το φως όταν αντανακλάται από μη-μεταλλικές επιφάνειες είναι πολωμένο ενώ όταν αντανακλάται από μεταλλικές επιφάνειες δεν είναι πολωμένο. Με το δακτυλίδι του φίλτρου πόλωσης ρυθμίζουμε την ποσότητα του πολωμένου φως το οποίο θα εισέλθει στο φακό ώστε να απορροφούνται οι αντανακλάσεις.

Για παράδειγμα μπορούν να μειωθούν οι αντανακλάσεις που έχουν τα τζάμια σε ένα παράθυρο, οι αντανακλάσεις μιας λακκούβας με νερό στο δρόμο αλλά και οι αντανακλάσεις γυαλιστερών επιφανειών (φύλλα) φυτών. Για παράδειγμα οι αντανακλάσεις των τζαμιών ενός παραθύρου μπορούν να μειωθούν αισθητά και να φαίνεται το εσωτερικό του παράθυρου.

Ένα μέρος του φωτός που έρχεται από του ουρανό είναι πολωμένο (οι μέλισσες χρησιμοποιούν το φαινόμενο αυτό για πλοήγηση). Τα ηλεκτρόνια στα μόρια του αέρα δημιουργούν διασπορά του ηλιακού φωτός σε όλες τις κατευθύνσεις. Για αυτό το λόγο ο ουρανός δεν είναι σκοτεινός-σκούρος κατά την διάρκεια της ημέρας. Το φως που εκπέμπεται από ένα ηλεκτρόνιο είναι πολωμένο. Μια λήψη φωτογραφίας με κατεύθυνση 90 μοιρών σε σχέση με τον ήλιο μπορεί να εκμεταλλευτεί αυτή την πόλωση. Η χρήση του πολωτικού φίλτρου σε σωστή κατεύθυνση μπορεί να φιλτράρει το πολωμένο φως του ουρανού με αποτέλεσμα να βγει σκούρος ο ουρανός, να τονιστούν τα σύννεφα και η φωτογραφία να γίνει πιο δραματική (τα σύννεφα δεν επηρεάζονται από το φίλτρο πόλωσης).

Τα πολωτικά φίλτρα είναι βασικά φίλτρα στην ψηφιακή φωτογραφία. Τα πλεονεκτήματα των πολωτικών φίλτρων δεν έχουν επηρεαστεί με την εξέλιξη της ψηφιακής φωτογραφίας και των λογισμικών επεξεργασίας εικόνας. Τα σύγχρονα λογισμικά επεξεργασίας εικόνας μπορούν να προσομοιώσουν πολλά είδη φίλτρων που χρησιμοποιούνται στην κλασική φωτογραφία με φιλμ. Όμως το πολωτικό φίλτρο αποτελεί εξαίρεση γιατί δεν μπορεί να προσομοιωθεί με λογισμικό αφού η αποθηκευμένη φωτογραφία δεν έχει καταγεγραμμένες πληροφορίες για τον βαθμό πόλωσης του φωτός κατά την ώρα της λήψης. Το αποτέλεσμα του φίλτρου πόλωσης κατά την λήψη της φωτογραφίας δεν μπορεί να προσομοιωθεί - αναπαραχθεί με λογισμικό, έτσι το φίλτρο αυτό είναι βασικό στην ψηφιακή φωτογραφία.



Σχήμα 1-7-2

Παραδείγματα

Στην έγχρωμη φωτογραφία το πολωτικό φίλτρο χρησιμοποιείται συχνά για την πόλωση του χρώματος του ουρανού ή της θάλασσας σε ηλιόλουστα τοπία ενώ στην ασπρόμαυρη φωτογραφία χρησιμοποιείται για την εξάλειψη των αντανακλάσεων.

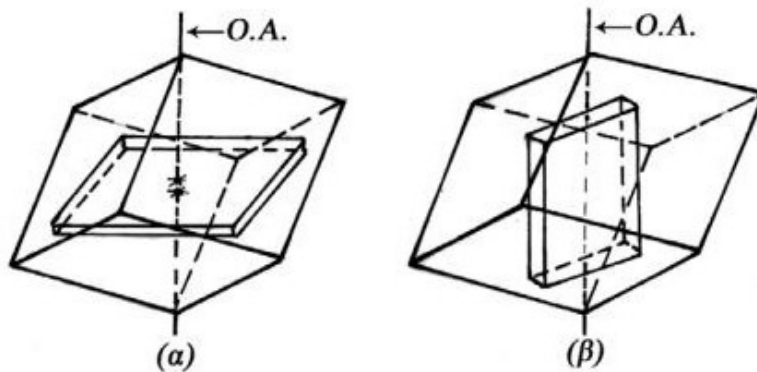
1-8 ΟΠΤΙΚΗ ΔΡΑΣΗ

Η οπτική δράση αναφέρεται στα διπλοθλαστικά υλικά.

1-9 ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΤΕΣ ΦΑΣΕΩΝ

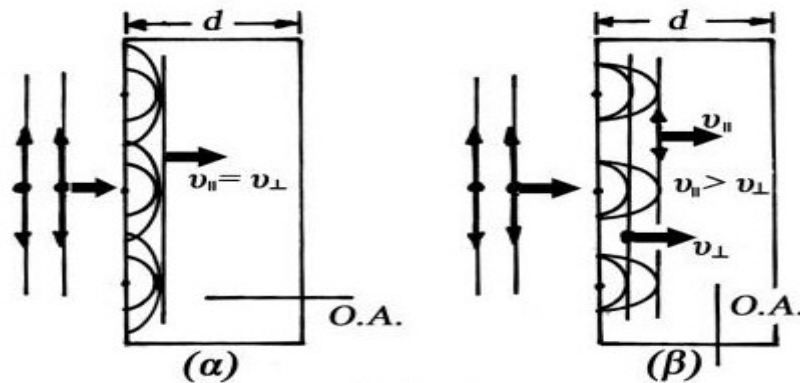
Καθυστερητές (retarders) ονομάζονται τα οπτικά στοιχεία, με την βοήθεια των οποίων είναι δυνατόν να παράγουμε ή να μεταβάλλουμε τις καταστάσεις πόλωσης του φωτός. Ο τρόπος λειτουργίας τους είναι ο εξής: Γνωρίζουμε κατ' αρχήν ότι μια κατάσταση πόλωσης αναλύεται σε δύο ορθογώνιες σύμφωνες μεταξύ τους συνιστώσες. Ο καθυστερητής δρα έτσι ώστε κατά τη διέλευση του φωτός από αυτόν, να προκαλεί -μέσω κάποιου μηχανισμού- καθυστέρηση κατά ένα ποσό στη φάση της μιας συνιστώσας διαταραχής σε σχέση με την άλλη. Σαν αποτέλεσμα, το φως κατά την έξοδό του από τον καθυστερητή, να βρίσκεται σε διαφορετική κατάσταση πόλωσης. Όπως θα δούμε από τον τρόπο λειτουργίας τους, τα στοιχεία αυτά εφαρμόζουν επιλεκτικές διαδικασίες προκειμένου να επηρεάσουν τη μία ή και τις δύο από τις διερχόμενες συνιστώσες του φωτός. Άρα είναι εύλογο να συμπεράνουμε, ότι υλικά από τα οποία θα μπορούσαν να κατασκευαστούν καθυστερητές είναι τα ανισότροπα δηλ. οι κρύσταλλοι.

Σ' αυτά που ακολουθούν, θα δούμε συγκεκριμένα παραδείγματα δημιουργίας καθυστερητών από τον κρύσταλλο του Ασβεστίτη. Για το λόγο, αυτό από ένα τέτοιο κρύσταλλο αποκόπτουμε ένα πλακίδιο με παράλληλες έδρες πάχους d , οι οποίες είναι κάθετες στον οπτικό του άξονα (Σχήμα 1α). Αφού οι δύο του επιφάνειες λειανθούν, αφήνουμε να προσπέσει στη μία από αυτές ένα μονοχρωματικό επίπεδο μέτωπο κύματος έστω γραμμικά πολωμένο με οποιοδήποτε αζιμούθιο (οποιοδήποτε προσανατολισμού πάνω στην επιφάνεια του κρυστάλλου). Οι δύο συνιστώσες του κύματος (με διαφορά φάσης μεταξύ τους 0 ή π) θα διεγείρουν τον κρύσταλλο με τον γνωστό τρόπο (Σχήμα 2α).



Σχήμα 1-9-1

Θα αναπτυχθούν δηλ. δύο ειδών επιφάνειες κύματος (η τακτικές και έκτακτες). Επειδή όμως διαδίδονται στη διεύθυνση του οπτικού άξονα, θα έχουν την ίδια ταχύτητα διάδοσης (φάσης). Κατά την έξοδό τους λοιπόν από το πλακίδιο πάχους d , οι δύο συνιστώσες του πεδίου (κάθετες μεταξύ τους) θα έχουν πάλι την ίδια διαφορά φάσης (0 ή π). Άρα λοιπόν συμπεραίνουμε ότι ένα διπλοθλαστικό πλακίδιο κομμένο κάθετα προς τον οπτικό του άξονα δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν στοιχείο καθυστέρησης της μιας συνιστώσας του πεδίου σε σχέση με την άλλη. Υποθέτουμε τώρα ότι αποκόπτουμε από τον κρύσταλλο του Ασβεστίτη ένα πλακίδιο πάχους d με παράλληλες έδρες και παράλληλες συγχρόνως προς τον οπτικό του άξονα (Σχήμα 1β). Αφήνουμε πάλι να προσπέσει στην εμπρός του επιφάνεια ένα επίπεδο γραμμικά πολωμένο μέτωπο κύματος. Τότε μέσα στον κρύσταλλο θ' αναπτυχθούν κατά τα γνωστά οι δύο ειδών επιφάνειες κύματος (τακτικές και έκτακτες). Οι περιβάλλουσες τους θα μας δώσουν τα δύο επίπεδα μέτωπα κύματος, τα διαδιδόμενα στην ίδια διεύθυνση (Σχήμα 2β).



Σχήμα 1-9-2

Σ' αυτήν όμως την περίπτωση, λόγω της διαφορετικής ταχύτητας διάδοσής τους, ($v_e > v_o$) δηλ. ($v_{||} > v_{\perp}$)

σύντομα θ' αποχωριστούν μέσα στον κρύσταλλο. διανύοντας την απόσταση d τα δύο μέτωπα κύματος (των οποίων βέβαια τα πεδία είναι ορθογώνια μεταξύ τους) θα φθάσουν στην έξοδο με διαφορά οπτικού δρόμου:

$$L = n_e d - n_o d (n_e - n_o) \quad (1-9-1)$$

Άρα η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο συνιστωσών του πεδίου θα είναι:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d (n_e - n_o) \quad (1-9-2)$$

όπου λ_0 το μήκος κύματος του φωτός στο κενό. Από τη (σχεση2) βλέπουμε ότι η καθυστέρηση φάσης που επιβάλλει ένα διπλοθλαστικό πλακίδιο πάχους d θα εξαρτάται ισχυρά από το μ.κ. της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Επίσης θα εξαρτάται (αν και όχι τόσο ισχυρά) από τους δ.δ. n_e, n_o λόγω του φαινομένου του διασκεδασμού.

Για ένα διπλοθλαστικό πλακίδιο καθυστέρησης, η διεύθυνση ταλάντωσης της ταχύτερα διαδιδόμενης συνιστώσας του πεδίου ονομάζεται ταχύς άξονας (fast axis) ενώ ο κάθετος σ' αυτόν βραδύς άξονας (slow axis). Στην περίπτωση που το πλακίδιο είναι από Ασβεσίτη ($n_e - n_o < 0$) ο ταχύς άξονας συμπίπτει με τον οπτικό άξονα του κρυστάλλου. Το αντίθετο ακριβώς συμβαίνει με τα πλακίδια καθυστέρησης από Χαλαζία ($n_e - n_o > 0$). Για τα τελευταία η ταχύτερα διαδιδόμενη συνιστώσα είναι η τακτική, άρα ο ταχύς άξονας εδώ είναι κάθετος προς τον οπτικό άξονα του κρυστάλλου. Από τα πλακίδια καθυστέρησης, τα πιο συχνά χρησιμοποιούμενα είναι αυτά του ενός τετάρτου του μήκους κύματος ή ($\lambda / 4$) και του ενός δευτέρου του μήκους κύματος ή ($\lambda / 2$) τα οποία και περιγράφουμε στα επόμενα.

Πλακίδιο καθυστέρησης του ενός τετάρτου του μήκους κύματος ($\lambda/4$) (quarter-wave plate)

Το πλακίδιο αυτό επιβάλλει μεταξύ των δύο ορθογωνίων συνιστωσών ενός προσπίπτοντος επιπέδου μετώπου κύματος διαφορά φάσης $\phi = 90^\circ$ (ή διαφορά οπτικού δρόμου $\lambda / 4$). Για να συμβαίνει αυτό θα πρέπει να ισχύει:

$$d |n_e - n_o| = (4m + 1) \lambda / 4 \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1-9-3)$$

Για $m = 0$ θα είναι: $d |n_e - n_o| = \lambda / 4$ και θα έχουμε το ονομαζόμενο πλακίδιο $\lambda / 4$ μηδενικής τάξης (zero order). Για $m = 1$, $d |n_e - n_o| = 5 \lambda / 4$ οπότε θα έχουμε το πλακίδιο $\lambda / 4$ πρώτης τάξης (first order) κ.ο.κ. Δηλ. βλέπουμε ότι μπορούμε να έχουμε πλακίδια $\lambda / 4$ με διαφορετικό πάχος d . Το ίδιο ακριβώς συμβαίνει και με όλα γενικά τα πλακίδια καθυστέρησης.

Θεωρούμε την περίπτωση της πρόσπτωσης στο πλακίδιο $\lambda / 4$ επιπέδου μέτωπο κύματος (στο μ.κ. για το οποίο έχει κατασκευαστεί). Το τελευταίο, είναι γραμμικά πολωμένο σε ένα ορισμένο αξιμούθιο σε σχέση με τον άξονα x του συστήματος συντεταγμένων και με τον ταχύ του άξονα στη διεύθυνση y . Τότε θα έχουμε:

Πριν το πλακίδιο:

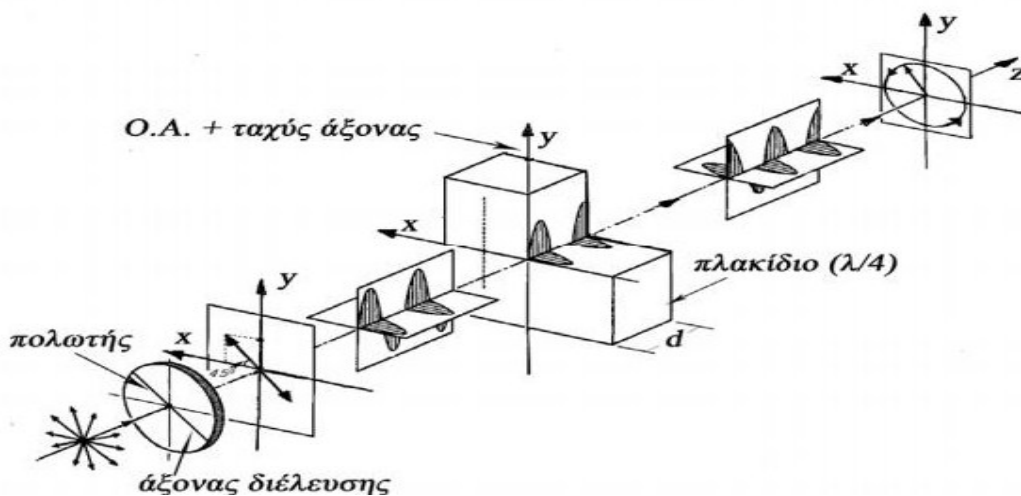
$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz) \end{aligned} \right\} (\Gamma.Π.Φ) \quad (1-9-4)$$

Μετά το πλακίδιο:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \pi/2) \end{aligned} \right\} (Ε.Π.Φ) \quad (1-9-5)$$

Βλέπουμε δηλ. από τις (σχεση5), ότι το εξερχόμενο από το πλακίδιο φως είναι γενικά ελλειπτικά πολωμένο εφόσον $A_x \neq A_y$. Αν το επίπεδο πόλωσης του γραμμικά πολωμένου φωτός στην είσοδο του πλακιδίου είναι σε αξιμούθιο $+45^\circ$ ως προς τον άξονα x , τότε $A_x = A_y = A$ και το εξερχόμενο από το πλακίδιο ($\lambda / 4$) φως θα είναι κυκλικά πολωμένο και μάλιστα δεξιόστροφο.

Έχει ενδιαφέρον να εξετάσουμε βήμα προς βήμα, τον τρόπο με τον οποίο εξελίσσεται το φαινόμενο της καθυστέρησης της φάσης - της μιας σε σχέση με την άλλη - των δύο διαδιδόμενων διαταραχών στο εσωτερικό ενός πλακιδίου ($\lambda / 4$). Για το σκοπό αυτό θα θεωρήσουμε ένα τέτοιο πλακίδιο από Ασβεστίτη (Σχημα3), του οποίου κατά τα γνωστά ο οπτικός άξονας συμπίπτει με τον ταχύ του άξονα. Το φως το οποίο προσπίπτει στο πλακίδιο είναι γραμμικά πολωμένο σε αξιμούθιο -45° σε σχέση με τον άξονα x και ο ταχύς του άξονας είναι κατά τη διεύθυνση y . Επειδή για τον Ασβεστίτη $n_e < n_o$, η διαδιδόμενη συνιστώσα η παράλληλη στον ταχύ άξονα (έκτακτη), κινείται στο εσωτερικό του με μεγαλύτερη ταχύτητα σε σχέση με αυτήν που διαδίδεται κάθετα στον οπτικό του άξονα (τακτική). Επομένως στο συγκεκριμένο πάχος του πλακιδίου ($\lambda / 4$) (ορισμένης τάξης) στο σχήμα μας, βλέπουμε ότι έχουν διαδοθεί μία και ένα τέταρτο της περιόδου της έκτακτης διαταραχής αλλά μία και ένα δεύτερο της περιόδου της τακτικής. Το τελευταίο σημαίνει ότι η ο-διαταραχή είναι ακριβώς κατά ένα τέταρτο του μήκους κύματος πίσω από την ε-διαταραχή κατά την έξοδό τους από το πλακίδιο. Δηλ. η ο-διαταραχή καθυστερεί σε σχέση με τη ε-διαταραχή λόγω της μικρότερης ταχύτητας διάδοσής της.



Σχήμα 1-9-3

Κατά την έξοδό της λοιπόν από το πλακίδιο ($\lambda / 4$) η e-διαταραχή (που είναι παράλληλη προς τον y άξονα), θα προπορεύεται κατά φάση ίση με $\pi / 2$ σε σχέση με την ο - διαταραχή (παράλληλη προς τον x). Επομένως αν οι συνιστώσες του πεδίου στην είσοδο του πλακιδίου είναι:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= A \cos(\omega t - kz) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-6)$$

(δηλ. γραμμικά πολωμένο φως σε αξιμούθιο 45° σε σχέση με τον x), κατά την έξοδό τους από αυτό θα είναι :

$$\left. \begin{aligned} E'_x &= A \cos(\omega t - kz) \\ E'_y &= A \cos(\omega t - kz + \pi/2) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-7)$$

Δηλ. το φως μετά το πλακίδιο θα είναι δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο.

Σημείωση: Ο αριθμός των χωρικών περιόδων (μηκών κύματος) κατά τον οποίο η τακτική ο - διαταραχή καθυστερεί σε σχέση με την έκτακτη e-διαταραχή κατά την έξοδό τους από ένα πλακίδιο πάχους d για αρνητικό π.χ. κρύσταλλο, προκύπτει από τους παρακάτω απλούς συλλογισμούς:

Γνωρίζουμε ότι $v_e > v_o$ και ότι , $n_e = c/v_e$, $n_o = c/v_o$. Επομένως $n_e < n_o$ (αρνητικός κρύσταλλος). Αλλά $n_e = \lambda/\lambda_e \Rightarrow \lambda_e = \lambda/n_e$ και $n_o = \lambda/\lambda_o \Rightarrow \lambda_o = \lambda/n_o$ όπου λ το μ.κ. της ακτινοβολίας στο κενό. Άρα ο αριθμός N_e των χωρικών περιόδων (μηκών κύματος) που διανύονται στο πάχος d του κρυστάλλου για την e - διαταραχή θα είναι: $N_e = d/\lambda_e = d n_e / \lambda$ και για την ο - διαταραχή $N_o = d/\lambda_o = d n_o / \lambda$. Επομένως ο αριθμός των χωρικών περιόδων κατά τον οποίο υπερβαίνει η ο - διαταραχή την e - διαταραχή επειδή η τελευταία κινείται με μεγαλύτερη ταχύτητα θα είναι:

$$N_o - N_e = \frac{d}{\lambda} (n_o - n_e)$$

Αν την τελευταία σχέση την πολλαπλασιάσουμε με 2π τότε καταλήγουμε στη (σχεση2) η οποία μας δίνει την απόλυτη τιμή καθυστέρησης φάσης της μιας συνιστώσας σε σχέση με την άλλη κατά την έξοδό τους από το πλακίδιο. Παρατηρούμε λοιπόν ότι στο εσωτερικό του κρυστάλλου διανύονται περισσότερες περίοδοι (ακέραιες ή κλασματικές) από την τακτική διαταραχή σε σχέση με την έκτακτη. Αυτό συμβαίνει επειδή – όπως αποδείξαμε προηγουμένως – (για αρνητικούς κρυστάλλους) η τακτική διαταραχή κινείται με μικρότερη ταχύτητα από την έκτακτη.

Στην έξοδο λοιπόν του καθυστερητή, οι δύο ορθογώνιες συνιστώσες του πεδίου (e και ο) θα έχουν πλέον μια διαφορά φάσης μεταξύ τους. Η φάση αυτή πρέπει να προστεθεί στην ταχύτερα διαδιδόμενη διαταραχή (που έχει σαν διεύθυνση ταλάντωσης αυτή που ονομάσαμε ταχύ άξονα του καθυστερητή, για αρνητικούς κρυστάλλους η παράλληλη προς την e-διαταραχή). Ο λόγος είναι ότι αυτή είναι πλέον που προπορεύεται (κατά μία φάση) της άλλης (ενώ η άλλη αντίστοιχα καθυστερεί). Με τον ίδιο τρόπο μπορούμε να αφαιρέσουμε τη διαφορά φάσης μεταξύ των e και ο από την βραδύτερα διαδιδόμενη διαταραχή κατά την έξοδό τους από τον καθυστερητή (την παράλληλη με τον βραδύ άξονα) και να έχουμε το ίδιο αποτέλεσμα. Παράδειγμα για το πώς εκφράζονται οι συνιστώσες διαταραχές μετά την έξοδό τους από τον καθυστερητή, αποτελεί η μετάβαση από τις (σχεση6) στις (σχεση7). Για την περίπτωση διάδοσης γραμμικά πολωμένου φωτός μέσα από πλακίδιο καθυστέρησης $\lambda/4$. Βλέπουμε ότι η διαφορά φάσης $\pi/2$ προστέθηκε στη συνιστώσα E_y που δονείται παράλληλα με τον ταχύ άξονα του πλακιδίου για να προκύψει η E'_y μετά το πλακίδιο ενώ η E'_x μετά τον καθυστερητή παραμένει η ίδια, δηλαδή $E'_x \equiv E_x$.

Ίδια λογική ισχύει και για τους θετικούς κρυστάλλους ($v_e < v_0$) εκτός του ότι αντιστρέφονται οι ρόλοι των αξόνων ταχύ και βραδύ όσον αφορά την καθυστέρηση στη φάση μεταξύ των εξερχομένων από το πλακίδιο διαταραχών.

Στην περίπτωση που το προσπίπτον στο πλακίδιο γραμμικά πολωμένο φως ταλαντεύεται στη διεύθυνση του ταχύ ή του βραδύ άξονα, τότε το πλακίδιο θα διεγερθεί με τέτοιο τρόπο έτσι που στο εσωτερικό του να διαδίδεται ένα μέτωπο κύματος, το τακτικό ή το έκτακτο αντίστοιχα. Άρα στην έξοδο του πλακιδίου θα πάρουμε γραμμικά πολωμένο φως με διεύθυνση πόλωσης αυτήν του ταχύ ή του βραδύ άξονα. Θα δούμε κατόπιν τι ακριβώς συμβαίνει, όταν στο πλακίδιο ($\lambda/4$) ή (λ/x) γενικά πέσει φυσικό φως. Στην περίπτωση αυτή κατά τα γνωστά μπορούμε ν' αναλύσουμε το φως σε δύο συνιστώσες κατά τον ταχύ και τον βραδύ άξονα του πλακιδίου, που είναι όμως μεταξύ τους ασύμφωνες. Αν και στη μία από αυτές θα επιβληθεί η εισαγόμενη καθυστέρηση φάσης, εντούτοις στην έξοδό τους (λόγω ασυμφωνίας) συνθέτουν και πάλι φυσικό φως. Σαν τελευταίο παράδειγμα θα εξετάσουμε ποια ακριβώς θα είναι η κατάσταση πόλωσης του φωτός που βγαίνει από ένα πλακίδιο ($\lambda/4$), όταν στο τελευταίο προσπέσει δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο φως. Το φως αυτό αναλυόμενο κατά x και y θα μας δώσει:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= A \cos(\omega t - kz + \pi/2) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-8)$$

Μετά το πλακίδιο (και εφόσον ο ταχύς άξονας είναι στη διεύθυνση του y) θα έχουμε:

$$\left. \begin{aligned} E'_x &= A \cos(\omega t - kz) \\ E'_y &= A \cos(\omega t - kz + \pi/2 + \pi/2) = -A \cos(\omega t - kz) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-9)$$

δηλ. γραμμικά πολωμένο φως σε αζιμούθιο $\theta = -45^\circ$ σε σχέση με τον άξονα x .

ΠΛΑΚΙΔΙΟ ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΕΝΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΤΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ($\lambda/2$) (half-wave plate)

Το πλακίδιο αυτό επιβάλλει μεταξύ των δύο ορθογωνίων συνιστωσών ενός προσπίπτοντος επιπέδου μετώπου κύματος διαφορά φάσης $\phi = 180^\circ$ (ή διαφορά οπτικού δρόμου $\lambda/2$). Για να συμβαίνει αυτό θα πρέπει να ισχύει:

$$d|n_e - n_o| = (2m + 1)\lambda/2 \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1-9-10)$$

Για $m = 0$ θα είναι: $d|n_e - n_o| = \lambda/2$ και θα έχουμε το ονομαζόμενο πλακίδιο $\lambda/2$ μηδενικής τάξης (zero order). Για $m = 1$, $d|n_e - n_o| = 3\lambda/2$ οπότε θα έχουμε το πλακίδιο $\lambda/2$ πρώτης τάξης (first order) κ.ο.κ. Δηλ. με γνωστά τα n_e, n_o, λ είμαστε σε θέση να προσδιορίσουμε τα πάχη των πλακιδίων που θα επιβάλλουν μεταξύ δύο ορθογωνίων συνιστωσών καθυστέρηση φάσης ίση με 180° .

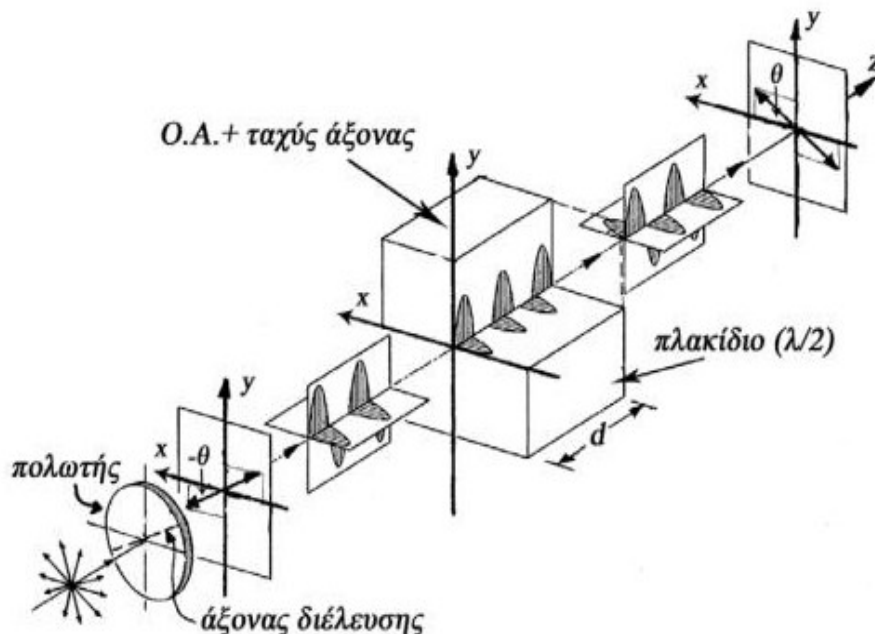
Θεωρούμε τώρα την περίπτωση όπου στο πλακίδιο ($\lambda/2$) προσπίπτει ένα γραμμικά πολωμένο φως με αζιμούθιο $-\theta$ ως προς τον άξονα x . Ο ταχύς άξονας του πλακιδίου βρίσκεται στη διεύθυνση y . Τότε θα έχουμε:

$$d|n_e - n_o| = \lambda/2$$

$$\text{Πριν το πλακίδιο: } \left. \begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \pi) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-11)$$

$$\text{Μετά το πλακίδιο: } \left. \begin{aligned} E'_x &= A_x \cos(\omega t - kz) \\ E'_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \pi + \pi) = -A_y \cos(\omega t - kz + 2\pi) = A_y \cos(\omega t - kz) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-12)$$

Βλέπουμε τελικά ότι το φως που βγαίνει από το πλακίδιο είναι πάλι γραμμικά πολωμένο αλλά σε αζιμούθιο θ σε σχέση με τον άξονα x .



Σχήμα 1-9-4

Το φαινόμενο της καθυστέρησης μεταξύ των φάσεων για τις δύο διαδιδόμενες διαταραχές στο εσωτερικό ενός πλακιδίου ($\lambda/2$) από Ασβεστίτη φαίνεται στο (Σχημα4). Στο συγκεκριμένο πάχος του πλακιδίου ($\lambda/2$) (ορισμένης τάξης), βλέπουμε ότι έχουν διαδοθεί κατά μήκος του τρεις περιόδοι της ο-διαταραχής αλλά δύο και μισή της ε - διαταραχής. Αυτό σημαίνει ότι η ο - διαταραχή είναι ακριβώς κατά μισό μήκος κύματος πίσω από την ε - διαταραχή λόγω της διαφορετικής ταχύτητας διάδοσής της ($v_o - v_e$). Κατά την έξοδό της λοιπόν από το πλακίδιο η ε - διαταραχή (που είναι παράλληλη προς τον άξονα y) θα προπορεύεται κατά φάση ίση με π σε σχέση με την ο - διαταραχή που είναι παράλληλη με τον άξονα x .

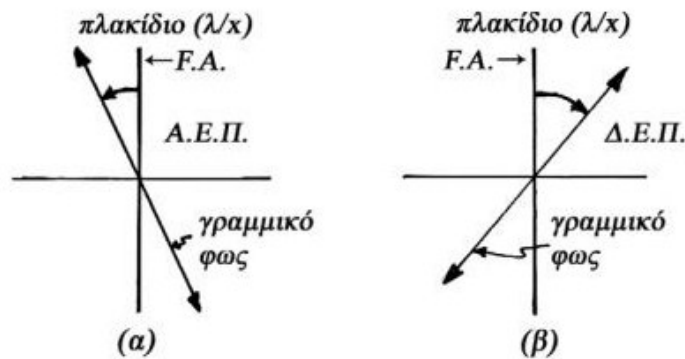
Ένα άλλο παράδειγμα που αφορά τον τρόπο που λειτουργεί το πλακίδιο ($\lambda/2$), είναι η περίπτωση που το προσπίπτον επίπεδο μέτωπο κύματος είναι αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένο. Τότε θα έχουμε:

$$\text{Πριν το πλακίδιο: } \left. \begin{aligned} E_x &= A \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= A \cos(\omega t - kz - \pi/2) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-13)$$

$$\text{Μετά το πλακίδιο: } \left. \begin{aligned} E'_x &= A \cos(\omega t - kz) \\ E'_y &= A \cos(\omega t - kz - \pi/2 + \pi) = A \cos(\omega t - kz + \pi/2) \end{aligned} \right\} \quad (1-9-14)$$

Δηλ. το φως που βγαίνει από το πλακίδιο είναι πάλι κυκλικά πολωμένο αλλά δεξιόστροφο.

Σημείωση: Ένας πρακτικός κανόνας άμεσου προσδιορισμού της στροφικότητας του εν γένει ελλειπτικά πολωμένου φωτός, που παίρνουμε όταν ένα γραμμικά πολωμένο φως πέφτει σε ένα πλακίδιο (λ/x) είναι ο εξής (Σχημα3). Η στροφικότητα αυτού του φωτός θα συμπίπτει με τη φορά περιστροφής του ταχύ άξονα του πλακιδίου (λ/x), καθώς ο τελευταίος τείνει να συμπέσει με τον άξονα διέλευσης του πολωτή, διανύοντας όμως κατά την στροφή του τη μικρότερη γωνία, για φως που διαδίδεται προς εμάς.

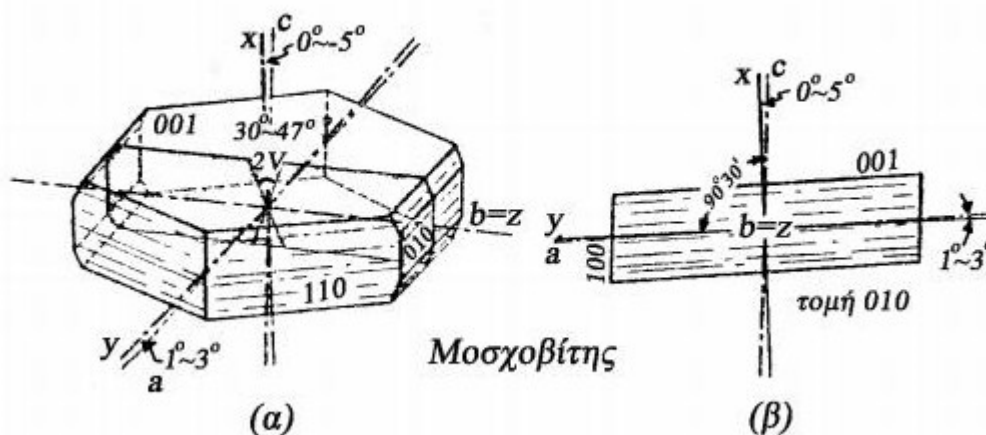


ΠΛΑΚΙΔΙΑ ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΣΗΣ ΑΠΟ ΜΙΚΑ (Mica)

Τα πλακίδια καθυστέρησης από Ασβεστίτη ή Χαλαζία θεωρούνται πολύ καλής ποιότητας και είναι διαφανή στην ορατή περιοχή του Η/Μ φάσματος. Παρουσιάζουν όμως μεγάλες κατασκευαστικές δυσκολίες κατά την κοπή και την λείανσή, λόγω της λεπτότητας του πάχους τους και της σκληρότητάς των υλικών. Πράγματι το πάχος ενός πλακιδίου ($\lambda / 4$) μηδενικής τάξης από Ασβεστίτη για $\lambda = 5892\text{\AA}$ (φως λυχνίας Na) και $n_o = 1.658$, $n_e = 1.486$ προκύπτει από τη (σχεση2) ότι είναι $d \approx 0.85\mu\text{m}$, δηλ. περίπου ένα χιλιοστό του χιλιοστού. Αν και στην πράξη χρησιμοποιούνται πλακίδια μεγαλύτερης τάξης από ότι η μηδενική (οπότε και μεγαλύτερου πάχους), εντούτοις οι παραπάνω δυσκολίες επεξεργασίας των υλικών παραμένουν. Για το λόγο αυτό σε πειράματα πόλωσης όχι μεγάλης ακριβείας χρησιμοποιούνται καθυστερητές κατασκευασμένοι από τεχνική ως επί το πλείστον Μίκα.

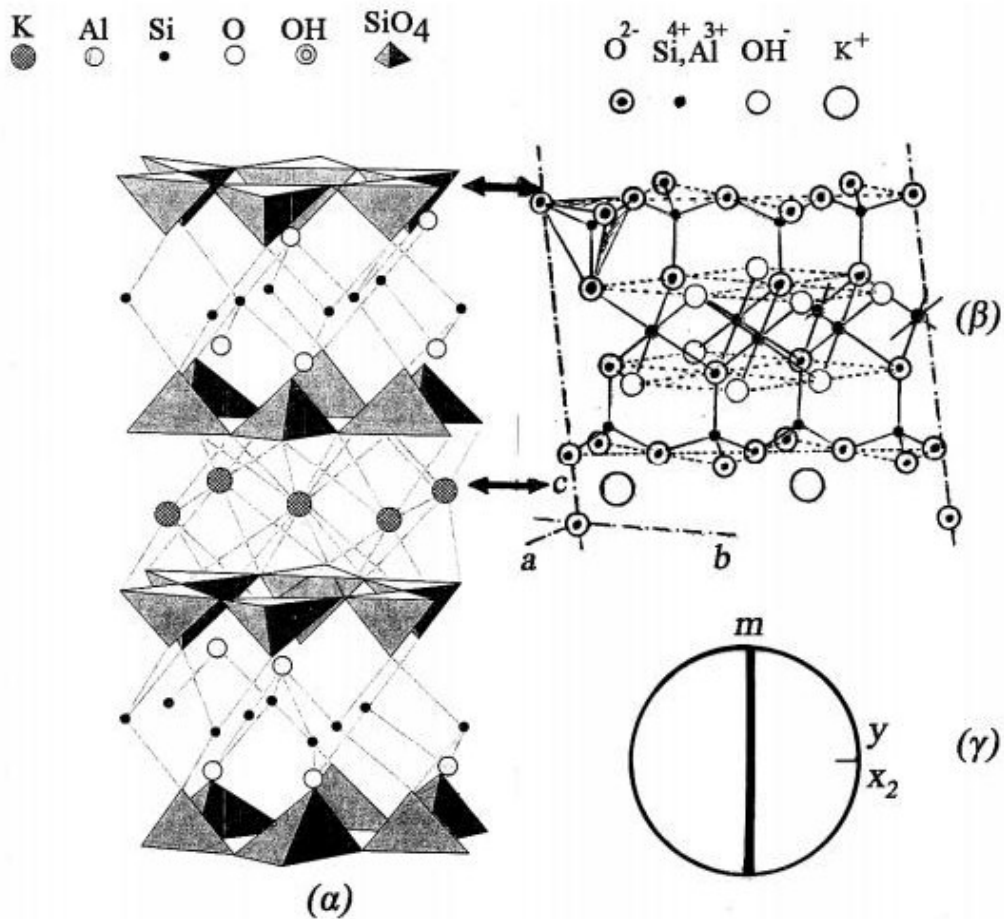
Η χημική σύσταση ενός συγκεκριμένου ορυκτού τύπου Μίκας του Μοσχοβίτη (Muscovite) είναι: $\text{KAl}_2(\text{OH}, \text{F})_2[\text{AlSi}_3\text{O}_{10}]$. Έχει ειδικό βάρος

$\rho = 3.2 \text{ gr/cm}^3$ είναι δυσθερμαγωγό υλικό και ισχυρός μονωτής (χρησιμοποιείται ακόμη και σήμερα για μονωτής στα οικιακά ηλεκτρικά σίδερα). Ανήκει στο Μονοκλινές σύστημα και ειδικά στην ομάδα συμμετρίας σημείου (m) (Σχημα7γ). Δηλ. διαθέτει μόνο ένα επίπεδο συμμετρίας (Σχημα6).

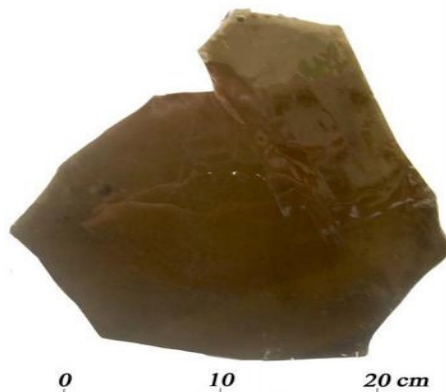


Σχήμα 1-9-6

Είναι φυλλόμορφο υλικό και οι διαστάσεις των κρυστάλλων του κυμαίνονται από μικροσκοπικοί μέχρις αρκετά τετραγωνικά μέτρα. Το χρώμα του είναι πολύ ελαφρά καστανό. Η βασική δομή των μορίων στο χώρο για τη Μίκα αυτή είναι ένα σύνθετο φύλλο στο οποίο ένα στρώμα οκταεδρικά προσανατολισμένων κατιόντων (εδώ ιόντων Καλίου) στοιβάζονται ανάμεσα σε δύο πανομοιότυπα στρώματα ενωμένων μεταξύ τους $(\text{Si,Al})\text{O}_4$ τετραέδρων (Σχημα7α,β). Εκεί ακριβώς οφείλεται και το γεγονός ότι είναι φυλλόμορφο υλικό οπότε έχουμε τη δυνατότητα ν' αποσπάσουμε από κρύσταλλο μεγάλων διαστάσεων φυλλίδια με παράλληλες έδρες.



Ο Μοσχοβίτης είναι αρνητικός διάξονας κρύσταλλος. Όπως είναι γνωστό η διάδοση του φωτός σε διάξονες κρυστάλλους περιγράφεται με τη βοήθεια του μοντέλου του μηχανικού ταλαντωτή του Lorentz όπου τώρα οι σταθερές των ελατηρίων κατά x, y, z έχουν διαφορετικές μεταξύ τους τιμές. Για γραμμικά πολωμένο φως που ταλαντεύεται παράλληλα με τον καθένα από αυτούς τους άξονες αντίστοιχα, προκύπτουν τρεις διαφορετικοί κύριοι δείκτες διάθλασης (n_a, n_b, n_γ) και κατά προέκταση τρεις διαφορετικές ταχύτητες διάδοσης. Οι διάξονες κρύσταλλοι εμφανίζουν δύο οπτικούς άξονες. Επιπλέον συμβαίνει (γεγονός που δίνει τη δυνατότητα στο συγκεκριμένο υλικό να χρησιμοποιηθεί σαν καθυστερητής), οι δύο από τους τρεις κύριους δ.δ. να εντοπίζονται πάνω στα προαναφερόμενα επίπεδα σχισμού. Μια ενδεικτική τιμή των κυρίων δ.δ. πάνω σ' αυτό το επίπεδο για το φως της λυχνίας του Na είναι: $n_\gamma = 1.5977(1.599)$, $n_b = 1.5936(1.594)$ ($n_a = 1.5601$). Το γεγονός σημαίνει ότι για να κατασκευάσουμε από Μοσχοβίτη ένα πλακίδιο ($\lambda / 2$) πρώτης τάξης, θα πρέπει με βάση τη (σχεση2) ν' αποσπάσουμε από τον κρύσταλλο φυλλίδιο πάχους περίπου 70 μm . Στην (Εικονα8) βλέπουμε ένα ορυκτό ανισοπαχές φύλλο Μίκας (Μοσχοβίτη) μέσου πάχους περίπου 0,5mm και διαστάσεων περίπου 20x20cm. Φύλλα Μίκας μπορούν να παρασκευαστούν και τεχνικά και μάλιστα χωρίς παραμορφώσεις και ανωμαλίες δομής που παρουσιάζει η ορυκτή της μορφή.



Σχήμα 1-9-8

Από αυτά τα φύλλα κατασκευάζονται οι καθυστερητές για εργαστηριακή χρήση. Για λόγους προστασίας βρίσκονται σε πλήρη επαφή με διαφανείς επίπεδες πλάκες από γυαλί. Το όλο σύστημα (με καθορισμένες τις διευθύνσεις των αξόνων ταχύ και βραδύ) είναι δυνατόν να περιστρέφεται κάθετα σε σχέση με τη διεύθυνση μιας προσπίπτουσας δέσμης φωτός, με τη βοήθεια μηχανικού συστήματος στο εσωτερικό πλαισίου που είναι βαθμολογημένο σε μοίρες.

ΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΟΙ ΠΟΛΩΤΕΣ ΚΑΙ ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΤΕΣ

Η βάση κατασκευής αυτών των οπτικών εξαρτημάτων είναι τα ανισότροπα υλικά και κυρίως η Ισλανδική κρύσταλλος (Calcite)(CaC O₃) και ο Χαλαζίας (Quartz)(Si O₂). Η αρχή λειτουργίας τους (τουλάχιστον των πολωτών) στηρίζεται στην ανάπτυξη στο εσωτερικό τους δύο μετώπων κύματος (τακτικού και εκτάκτου) τα οποία είναι γραμμικά πολωμένα και ορθογώνια μεταξύ τους. Διάφορες μέθοδοι απάλειψης της μιας των δύο διαταραχών, οδηγεί στο να έχουμε κατά την έξοδο από το αντίστοιχο εξάρτημα μιας δέσμης γραμμικά πολωμένου φωτός. Παρά το ότι η αρχή λειτουργίας αυτού του είδους των πολωτών είναι απλή, η κατασκευή τους είναι πολύ δύσκολη εξ' αιτίας της δυσχέρειας όσον αφορά την κοπή και την λείανση των επιφανειών τους καθώς και της κρυσταλλογραφικής ανάπτυξης ευμεγέθων κρυστάλλων. Πλεονεκτούν όμως τα μέγιστα έναντι των πολωτών Polaroid στην τιμή του λόγου κατάσβεσης η οποία είναι μικρότερη κατά δύο τάξεις μεγέθους (10⁻⁵ έναντι 10⁻³ των πολωτών Polaroid), επειδή είναι τελείως διαφανείς. Λόγω του υψηλού τους κόστους οι κρυσταλλικοί πολωτές χρησιμοποιούνται κυρίως σε οπτικά όργανα όπως πολωσίμετρα, ελλειψόμετρα κ.λ.π.

1-10 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΦΡΕΣΝΕΛ

Οι εξισώσεις Fresnel (ή συνθήκες Fresnel), συνάγονται από τον Augustin-Jean Fresnel και περιγράφουν τη συμπεριφορά του φωτός κατά τη μετακίνηση του μεταξύ μέσων με διαφορετικών δεικτών διάθλασης. Η αντανάκλαση του φωτός που προβλέπουν οι εξισώσεις είναι γνωστή ως αντανάκλαση Fresnel.

Όταν το φως κινείται από ένα μέσο ενός δεδομένου δείκτη διάθλασης n_1 μέσα σε ένα δεύτερο μέσο με δείκτη διάθλασης n_2 , μπορεί να συμβούν και τα δύο φαινόμενα της ανάκλαση και διάθλαση του φωτός. Οι εξισώσεις Fresnel περιγράφουν τι κλάσμα του φωτός ανακλάται και ποιο κλάσμα διαθλάται (δηλαδή, μεταδιδόμενη). Περιγράφουν επίσης την μετατόπιση φάσεως του ανακλώμενου φωτός.

Στις εξισώσεις υποθέσουμε ότι το περιβάλλον είναι ισόπεδο, επίπεδο, και ομοιογενές, τότε και το φως είναι ένα επίπεδο κύμα.

ΟΡΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Στο διάγραμμα, μια ακτίνα φωτός IO που κινείται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n_1 προσπίπτει σε ένα άλλο μέσο με δείκτη διάθλασης n_2 στο σημείο O. Ένα μέρος της ακτίνας ανακλάται ως ακτίνα OR ενώ ένα άλλο μέρος διαθλάται ως ακτίνα OT. Οι γωνίες που προκύπτουν από την αντανάκλωμενη και διαθλώμενη ακτίνα είναι οι θ_i , θ_r και θ_t , αντίστοιχα.

Η σχέση μεταξύ αυτών των γωνιών δίνεται από το νόμο της ανάκλασης :

$$\theta_i = \theta_r$$

και το νόμο του Snell :

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n_2}{n_1}$$

Το κλάσμα της προσπίπτουσας ενέργειας που ανακλάται από τη διεπιφάνεια δίνεται από τον συντελεστή ανάκλασης R και το κλάσμα που διαθλάται δίνεται από τη διαπερατότητα T. Τα μέσα υποτίθεται ότι είναι μη μαγνητικά.

Οι υπολογισμοί των R και T εξαρτάται από την πόλωση της προσπίπτουσας ακτίνας και αναλύονται σε δύο περιπτώσεις:

1) Η προσπίπτουσα ακτίνα είναι πολωμένη με το ηλεκτρικό πεδίο της παράλληλο προς το επίπεδο που σχηματίζουν η προσπίπτουσα, η ανακλώμενη και διαθλώμενη ακτίνες, δηλαδή όπως στο επίπεδο του παραπάνω διάγραμμα. Τέτοια ακτίνα περιγράφεται ως p-πολωμένη.

2) Η προσπίπτουσα ακτίνα είναι πολωμένη με το ηλεκτρικό πεδίο της κάθετο προς το επίπεδο που περιγράφεται παραπάνω. Η ακτίνα λέγεται ότι είναι s-πολωμένη, από το γερμανικό senkrecht (κάθετα).

Για τη s-πολωμένη ακτίνα, ο συντελεστής ανακλάσεως δίνεται από:

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \right|^2 = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2}}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2}} \right|^2$$

όπου η δεύτερη μορφή προέρχεται από το πρώτο με την εξάλειψη θ_t χρησιμοποιώντας το νόμο του Snell και τριγωνομετρικές ταυτότητες.

Για την p-πολωμένη ακτίνα, το R δίνεται από:

$$R_p = \left| \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \right|^2 = \left| \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2} - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2} + n_2 \cos \theta_i} \right|^2$$

Ως συνέπεια της αρχής της διατήρησης της ενέργειας, οι συντελεστές μετάδοσης είναι:

$$T_s = 1 - R_s$$

και

$$T_p = 1 - R_p$$

Οι σχέσεις αυτές ισχύουν μόνο για τους συντελεστές ισχύος, όχι για συντελεστές πλάτους όπως ορίζεται παρακάτω.

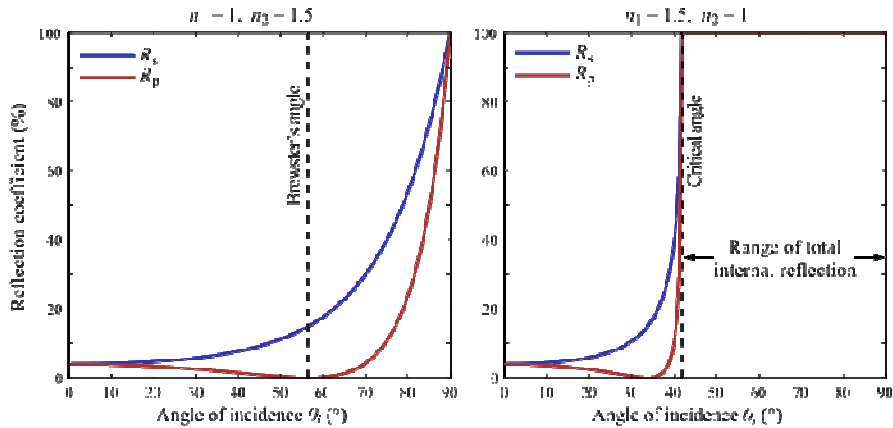
Εάν η προσπίπτουσα ακτίνα είναι μη πολωμένη (δηλαδή περιέχει ένα ίσο μίγμα των s- και p-πολώσεων), ο συντελεστής ανάκλασης είναι

$$R = \frac{R_s + R_p}{2}$$

Για τους κοινούς υαλοπίνακες, ο συντελεστής ανάκλασης στο $\theta_i = 0$ είναι περίπου 4%.

Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ανάκλαση από ένα παράθυρο γίνεται από την εμπρός, καθώς και από την πίσω πλευρά, και ότι μερικές από τις ακτίνες αναπηδούν εμπρός πίσω αρκετές φορές μεταξύ των δύο πλευρών, καταλήγουμε ότι ο συνδυασμένος συντελεστής ανάκλασης για την περίπτωση αυτή είναι $2R/(1 + R)$, όταν η παρεμβολή μπορεί να αγνοηθεί.

Για τα παραπάνω υποθέτουμε (Η συζήτηση που δίνεται εδώ υποθέτει) ότι η διαπερατότητα μ είναι ίση με την διαπερατότητα του κενού μ_0 και στα δύο μέσα. Αυτό ισχύει σχεδόν για τα περισσότερα διηλεκτρικά υλικά, αλλά όχι για κάποιους άλλους τύπους υλικών. Οι εντελώς γενικές εξισώσεις Fresnel είναι πιο περίπλοκες.



Σχήμα 1-10-1

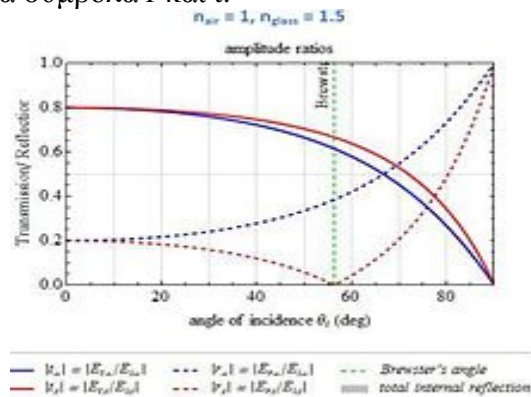
ΕΙΔΙΚΕΣ ΓΩΝΙΕΣ

Σε μία συγκεκριμένη γωνία για δεδομένα n_1 και n_2 , η τιμή του R_p τείνει στο μηδέν και μία p-πολωμένη προσπίπτουσα ακτίνα διαθλάται καθαρά. Αυτή η γωνία είναι γνωστή ως γωνία Brewster είναι, και είναι περίπου 56° για ένα μέσον γυαλιού στον αέρα ή το κενό. Να σημειωθεί ότι αυτό ισχύει μόνο όταν οι δείκτες διάθλασης των δύο υλικών είναι πραγματικοί αριθμοί, όπως είναι η περίπτωση των υλικών αέρα και γυαλί. Για τα υλικά που απορροφούν τις ακτίνες, όπως είναι τα μέταλλα και οι ημιαγωγοί, ο δείκτης διάθλασης είναι πολύπλοκότερος, και το R_p γενικά δεν τείνει στο μηδέν.

Όταν μια ακτίνα διέρχεται από ένα μέσο σε ένα άλλο μικρότερης πυκνότητας (δηλ., $n_1 > n_2$), με μια γωνία πρόσπτωσης μεγαλύτερη από τη γνωστή ως κρίσιμη γωνία, όλη η ακτίνα ανακλάται και ισχύει $R_s = R_p = 1$. Αυτό το φαινόμενο είναι γνωστό ως ολική εσωτερική ανάκλαση. Η κρίσιμη γωνία είναι περίπου 41° από το γυαλί σε αέρα.

ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΠΛΑΤΟΥΣ

Οι εξισώσεις των συντελεστών που αντιστοιχούν στις αναλογίες του ηλεκτρικού πεδίου με το μιγαδικό πλάτος των κυμάτων (όχι απαραίτητα πραγματικές τιμές) ονομάζονται επίσης "εξισώσεις Fresnel". Αυτές λαμβάνουν διάφορες μορφές, ανάλογα με την επιλογή της τυπικότητας και των συμβάσεων που συνήθως χρησιμοποιούνται. Οι συντελεστές πλάτους συνήθως παριστάνονται με τα σύμβολα r και t .



Σχήμα 1-10-2

ΣΥΜΒΑΣΕΙΣ που χρησιμοποιούνται εδώ

Στην παρούσα περίπτωση, ο συντελεστής r είναι ο λόγος του πλάτους ενός σύνθετου ηλεκτρικού πεδίου ενός ανακλώμενου κύματος προς εκείνη του προσπίπτοντος κύματος. Ο συντελεστής t είναι ο λόγος του πλάτους του ηλεκτρικού πεδίου του μεταδιδόμενου κύματος με εκείνη του προσπίπτοντος κύματος. Οι ακτίνες χωρίζονται σε s και p πολώσεις όπως ορίζεται παραπάνω. (Στα σχήματα, s πόλωση συμβολίζεται « \perp » και p συμβολίζεται « \parallel ».)

Για την s -πόλωση, ένα θετικό r ή t σημαίνει ότι τα ηλεκτρικά πεδία ενός εισερχόμενου και ανακλώμενου ή μεταδιδόμενου κύματος είναι παράλληλα, ενώ ένα αρνητικό σημαίνει ότι είναι αντί-παράλληλα. Για p -πόλωση, ένα θετικό r ή t σημαίνει ότι τα μαγνητικά πεδία των κυμάτων είναι παράλληλα, ενώ ένα αρνητικό σημαίνει ότι είναι αντί-παράλληλα. Επίσης θεωρείται ότι η μαγνητική διαπερατότητα μ και των δύο μέσων είναι ίση με τη διαπερατότητα του ελεύθερου χώρου μ_0 .

ΤΥΠΟΙ

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω συμβάσεις, καταλήγουμε στους εξής τύπους:

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}$$

$$t_s = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}$$

$$r_p = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}$$

$$t_p = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}$$

Παρατηρήστε ότι $t_s = 1 + r_s$ ενώ $t_p \neq 1 + r_p$.

Επειδή τα ανακλώμενα και προσπίπτοντα κύματα διαδίδονται στο ίδιο μέσο και έχουν την ίδια γωνία με την κανονική προς την επιφάνεια, το πλάτος του συντελεστή ανάκλασης σχετίζεται με την ακτίνα ανάκλασης R μέσω της σχέσης:

$$R = |r|^2.$$

Η T διαπερατότητα δεν είναι γενικά ίση με $|t|^2$, δεδομένου ότι το φως ταξιδεύει με διαφορετική κατεύθυνση και ταχύτητα στα δύο μέσα. Η διαπερατότητα σχετίζεται με το t ως εξής:

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} |t|^2.$$

Ο συντελεστής της n_2/n_1 προκύπτει από το λόγο των εντάσεων (συνδεδεμένο με την ακτινοβολία). Ο παράγοντας $\cos \theta_t / \cos \theta_i$ αντιπροσωπεύει τη μεταβολή σε m περιοχή της συγκλίνουσας δέσμης ακτινών, που απαιτείται από το T , ο λόγος των δυνάμεων, είναι ίσος με τον λόγο (ένταση \times περιοχή). Όσο αναφορά το λόγο των δεικτών διάθλασης ισχύει:

$$\rho = n_2/n_1$$

και τη μεγέθυνση m της διατομής της δέσμης που συμβαίνει στο περιβάλλον,

$$T = \rho m t^2$$

ΠΟΛΛΑΠΛΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ

Όταν το φως κάνει πολλαπλές ανακλάσεις μεταξύ δύο ή περισσότερων παράλληλων επιφανειών, οι πολλαπλές δέσμες του φωτός γενικά παρεμβαίνουν η μια με την άλλη, έχει ως αποτέλεσμα καθαρή διάδοση και πλάτος ανάκλασης που εξαρτάται από το μήκος κύματος του φωτός. Η παρεμβολή, εντούτοις, παρατηρείται μόνον όταν οι επιφάνειες βρίσκονται σε αποστάσεις συγκρίσιμες με ή μικρότερες από το μήκος συνοχής του φωτός, το οποίο για το λευκό φως είναι μερικά μικρόμετρα, μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερο για το φως από ένα λέιζερ.

Ένα παράδειγμα των παρεμβολών μεταξύ ανακλάσεων είναι τα ιριδίζοντα χρώματα που βλέπουμε σε μια σαπουνόφουσκα ή σε λεπτές μεμβράνες του πετρελαίου στο νερό. Οι εφαρμογές περιλαμβάνουν συμβολόμετρα Fabry-Perot, μη ανακλώμενα επιχρίσματα και οπτικά φίλτρα. Μια ποσοτική ανάλυση των επιδράσεων αυτών βασίζεται στις εξισώσεις Fresnel, αλλά με επιπλέον υπολογισμούς για να υπολογιστούν οι παρεμβολές.

Η μέθοδος transfer-matrix, ή η επαναληπτική μέθοδο Rouard μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την επίλυση προβλημάτων πολλαπλών επιφανειών.

1-11 ΠΕΡΙΘΛΑΣΗ

Ο όρος περίθλαση (diffraction) χρησιμοποιήθηκε από τον Sommerfeld (1890) σαν την απόκλιση ακτίνων φωτός από την ευθύγραμμη πορεία τους που δεν μπορεί να αποδοθεί σε ανάκλαση ή διάθλαση.

Περίθλαση παρατηρούμε όταν η εγκάρσια έκταση του κύματος περιορίζεται, και γίνεται σημαντική όταν ο περιορισμός αυτός είναι της τάξης του μήκους κύματος της ακτινοβολίας.

Η μελέτη της περίθλασης ξεκινά με την περιγραφή του φαινομένου από τον Grimaldi (1665), όταν παρατήρησε την ακτινοβολία πίσω από ένα άνοιγμα μικρών διαστάσεων. Με βάση τη σωματιδιακή θεώρηση του φωτός, η σκιά στην επιφάνεια παρατήρησης αναμενόταν να είναι καλά ορισμένη και

απότομη. Οι παρατηρήσεις έδειχναν τη μετάβαση από τη φωτεινή στη σκοτεινή περιοχή αρκετά ομαλά.

Η πρώτη προσπάθεια εξήγησης ήρθε από τον Huygens το 1678. Σημαντική πρόοδος έγινε το 1804, όταν ο Young εισήγαγε την συμβολή και από τον Fresnel το 1818, όταν και ο Poisson, αν αντίθετος στη κυματική φύση του φωτός, παρατήρησε τη φωτεινή κηλίδα στην σκιά ενός κυκλικού εμποδίου (Poisson's spot) που απέρριψε τη σωματιδιακή θεωρία. Με τη θεωρία του Maxwell το 1860, ο Kirchhoff το 1882 έθεσε το μαθηματικό φορμαλισμό της περίθλασης. Αν και οι βασικές του υποθέσεις αποδείχθηκαν inconsistent από τον Poincare το 1892 και τον Sommerfeld το 1894, η θεώρηση Kirchhoff-Fresnel είναι πολύ καλή. Ο Sommerfeld έβαλε τη θεώρηση σε καλύτερη βάση, με τη θεωρία Rayleigh-Sommerfeld.

Η βασική προσέγγιση στη περίθλαση είναι ότι το φως θεωρείται σαν μια βαθμωτή ποσότητα, αγνοώντας την ανυσματική φύση των εξισώσεων Maxwell. Έτσι αγνοείται και η ζεύξη του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου μέσα από τις σχέσεις Maxwell κοντά σε ασυνέχειες και σύνορα. Η προσέγγιση θεωρείται ανεκτή αν (1) το άνοιγμα της οπής περίθλασης είναι μεγάλο σε σχέση με το μήκος κύματος και (2) τα πεδία περίθλασης παρατηρούνται αρκετά μακριά από το άνοιγμα αυτό.

Από το φαινόμενο της συμβολής, που βασίζεται στην υπέρθεση με δύο ή περισσότερα πεδία το κάθε ένα με το δικό του πλάτος ταλάντωσης και φάση και τα οποία συμβάλουν σε κάποια θέση στο χώρο, περνάμε στο φαινόμενο της περίθλασης, όταν η συμβολή γενικεύεται και πρέπει να βρούμε τη συνεισφορά από πολλές (άπειρες) αλλά απειροελάχιστες σε πλάτος συνιστώσες πεδίων.

Φαινόμενα περίθλασης σε κάποιο οπτικό σύστημα υπάρχουν πάντοτε, ακόμα και όταν αυτό δεν παρουσιάζει εκτροπές και το υλικό μέσα από το οποίο η ακτινοβολία διαδίδεται δεν επιβάλλει καμιά διαταραχή στο σύστημα, Αν και στη περίπτωση αυτή τα είδωλα μπορεί να είναι τέλεια, παρατηρούμε ότι

τα είδωλα από σημειακά αντικείμενα δεν θα είναι απόλυτα σημεία. Ο λόγος είναι ότι η κυματική φύση του φωτός και η αλληλεπίδραση του με τα οπτικά και τα αντικείμενα στο οπτικό σύστημα, θα εισάγει το φαινόμενο της περίθλασης. Η περίθλαση είναι το μόνο φαινόμενο που μπορεί να κάνει ένα είδωλο ασαφές από κυματικά μέτωπα χωρίς ατέλειες (από σύμφωνο φως).

Αν και μπορούμε να δοκιμάσουμε για μια αναλυτική περιγραφή της περίθλασης μέσα από τη κυματική εξίσωση του η/μ πεδίου, τα πιο πολλά φαινόμενα περίθλασης μπορούν να περιγραφούν με βάση την αρχή του Huygens. Η αρχή του Huygens είναι μια από τις πιο παλιές αρχές της μοντέρνας φυσικής και λίγες από το τέλος του 17ου αιώνα που ισχύουν ακόμα. Είναι σχετισμένη με πολλές παρατηρήσεις σχετικά με τη διάδοση του φωτός, αν και αρχικά είχε διατυπωθεί για την εξήγηση του φαινομένου της περίθλασης.

Είναι στενά συνδεδεμένη με τη μοντέρνα περιγραφή της διάδοσης του φωτός μέσα από υλικά, που βασίζεται στην επανεκπομπή της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η αρχή του Huygens δεν μπορεί να μας δώσει το ποσοστό ανάκλασης και διάδοσης. Απλώς μας λέει ότι η ενέργεια του κύματος διατηρείται και μοιράζεται στις τρεις πιθανές συνιστώσες της ανάκλασης, διάδοσης και απορρόφησης.

Περιγραφικά, η αρχή του Huygens θέλει κάθε τμήμα του οπτικού μετώπου στο χώρο να είναι μια πηγή ενός δευτερογενούς σφαιρικού κύματος. Είναι μια γεωμετρική συνταγή για να βρούμε το δρόμο ενός κύματος, όπου το μήκος κύματος είναι μικρό. Η αρχή είναι inductive.

Τα βήματα είναι τα εξής:

1. ξεκινάμε με την κυματομορφή σε κάποια χρονική στιγμή
2. κάθε σημείο της θεωρείται πηγή για την επόμενη διαταραχή
3. κατασκευάζουμε ένα κύκλο με κέντρο τα σημεία αυτά, και ο οποίος αντιπροσωπεύει τη πιθανή διάδοση της διαταραχής προς όλες τις διευθύνσεις για κάποιο μικρό χρονικό διάστημα αργότερα.
4. όπου οι κύκλοι επικαλύπτονται, οι πιθανές διαταραχές μηδενίζονται
5. η κοινή επαπτομένη των κύκλων ορίζει μια νέα κυματομορφή, έπειτα από την μικρή αυτή χρονική περίοδο.
6. με τη νέα κυματομορφή ξεκινάμε από το βήμα (β) κ.ο.κ.

Το τελικό σημείο παρατήρησης μπορεί να είναι κοντά στο σημείο της πηγής, στη περίπτωση περίθλασης κοντινού πεδίου (near field), ή μακριά, για του μακρινού πεδίου (far field).

Βαθμωτή θεωρία περίθλασης

Οι σχέσεις Maxwell σε μέσα χωρίς φορτία και ρεύματα στο σύστημα MKS δίνονται από:

$$\nabla \times e = -\mu \partial_t h$$

$$\nabla \times h = \varepsilon \partial_t e$$

$$\nabla \cdot \varepsilon e = 0$$

$$\nabla \cdot \mu h = 0$$

Στην περίθλαση, το φως διαδίδεται μέσα από διηλεκτρικά υλικά. Ισοτροπικά υλικά επίσης έχουν οπτικές ιδιότητες ανεξάρτητες της θέσης στο χώρο, και ομογενή μέσα έχουν οπτικές ιδιότητες σταθερές σε όλο το χώρο. Μέσα χωρίς διασπορά έχουν τη διηλεκτρική σταθερά ανεξάρτητη του μήκους κύματος και για μη-μαγνητικά υλικά $\mu = \mu_0$.

Η κυματική εξίσωση που προκύπτει από τις παραπάνω υποθέσεις είναι για το ηλεκτρικό πεδίο

$$\nabla^2 e - (n/c)^2 \partial_t^2 e = 0$$

με $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ και $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, και για το μαγνητικό πεδίο

$$\nabla^2 h - \left(\frac{n}{c}\right)^2 \partial_t^2 h = 0$$

Έχουμε έτσι βαθμωτές κυματικές εξισώσεις για ισοτροπικά, ομογενή, γραμμικά διηλεκτρικά μέσα για κάθε συνιστώσα του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Γράφουμε για τη βαθμωτή εξίσωση που περιγράφει το η/μ κύμα για ένα τέτοιο μέσο

$$\nabla^2 u(x,t) - \frac{n^2}{c^2} \partial_t^2 u(x,t) = 0$$

όπου $u(x,t)$ είναι μια οποιαδήποτε συνιστώσα του πεδίου e ή b .

Η βαθμωτή αυτή κυματική εξίσωση για ανομοιογενή μέσα, όπου η επιτρεπτότητα του υλικού εξαρτάται από τη θέση στο χώρο, δεν θα ισχύει και θα πρέπει να θεωρήσουμε την ανυσματική μορφή των πεδίων.

Αν για παράδειγμα, η επιτρεπτότητα είναι της μορφής $\epsilon = \epsilon(x)$, τότε η κυματική εξίσωση θα πάρει τη μορφή

$$\nabla^2 e + 2\nabla(e \cdot \nabla \ln n) - \left(\frac{n}{c}\right)^2 \partial_t^2 e = 0$$

Πιο σημαντικό είναι η ζεύξη των συνιστωσών του πεδίου μέσα από το δεύτερο όρο. Η ζεύξη μεταξύ των διαφορετικών συνιστωσών των πεδίων δεν υπάρχει στη βαθμωτή διαφορική εξίσωση. Μια τέτοια ζεύξη όμως παρατηρείται και σε ομογενή υλικά όταν επιβάλλονται συνοριακές συνθήκες στη διάδοση του κύματος. Στα άκρα του υλικού, έχουμε μια ζεύξη των συνιστωσών των e και b , καθώς επίσης και μεταξύ τους. Η ζεύξη αυτή μπορεί να θεωρηθεί μικρή όταν οι συνοριακές συνθήκες επιβάλλονται για μια περιοχή μικρή σε σχέση με τη περιοχή που καλύπτεται από το η/μ κύμα. Στη περίπτωση της περίθλασης μια τέτοια ζεύξη συμβαίνει στα όρια της οπής, και είναι σημαντική για μερικά μήκη κύματος μακριά από τη περίμετρο του διαφράγματος. Εάν η οπή έχει διαστάσεις πολύ μεγαλύτερες του μήκους κύματος της ακτινοβολίας, τότε μπορούμε να θεωρήσουμε το σφάλμα αυτό μικρό.

Περιορίζουμε τη προσοχή μας στη βαθμωτή θεώρηση, και περιγράφουμε το φως σαν μια συνάρτηση $u(x,t)$, η οποία για μονοχρωματικό φως έχει τη μορφή

$$u(x,t) = A(x) \cos(2\pi\nu t + \varphi(x))$$

με $A(x)$ και $\varphi(x)$ τυχαίο πλάτος και φάση του κύματος και ν την οπτική συχνότητα.

Μπορούμε να γράψουμε τη παραπάνω στην εκθετική μιγαδική της μορφή

$$u(x,t) = \text{Re}\{U(x)e^{-2\pi i\nu t}\}$$

όπου $U(x) = A(x)e^{-i\varphi(x)}$. Αντικαθιστώντας στη κυματική εξίσωση το μονοχρωματικό κύμα παίρνουμε $(\nabla^2 + k^2)U(x) = 0$ συνάρτηση Helmholtz με

$k = 2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda$, το κυματάριθμο του κύματος. Για να βρούμε τη συνάρτηση $U(x)$ χρησιμοποιούμε το θεώρημα Green.

Για δύο μιγαδικές συναρτήσεις $U(x)$ και $G(x)$ στο χώρο, και για μια κλειστή επιφάνεια S που περιβάλλει ένα όγκο V , με τις συναρτήσεις $U(x)$ και $G(x)$ να έχουν πρώτη και δεύτερη παράγωγο συνεχή μέσα σε αυτόν, ισχύει ότι

$$\iiint_V (U(x)\nabla^2 G(x) - G(x)\nabla^2 U(x))dV = \iint_S (U(x)\partial_n G(x) - G(x)\partial_n U(x))dS$$

με $\partial_n = \frac{\partial}{\partial n}$ τη μερική παράγωγο στη κατεύθυνση της προς τα έξω καθέτου στην επιφάνεια S.

Το θεώρημα αποτελεί την βασική σχέση για τη βαθμωτή θεωρία της περίθλασης. Για να βρούμε τη λύση της U(x) χρειάζεται μια σωστή επιλογή της G(x) και μια κατάλληλη επιφάνεια S.

Θεώρημα ολοκλήρωματος Kirchhoff-Helmholtz

Για κάποια κλειστή επιφάνεια S, όπως στο σχήμα που περικλείει το σημείο παρατήρησης x', το πρόβλημα είναι να βρούμε τη συνάρτηση της οπτικής διαταραχής στο x' σε σχέση με τις τιμές της στην επιφάνεια S. Με τη μέθοδο του Kirchhoff για την εφαρμογή του θεωρήματος Green, επιλέγουμε τη βοηθητική συνάρτηση σαν ένα μοναδιαίου πλάτους σφαιρικό κύμα που απλώνεται από το σημείο x (η συνάρτηση Green για τον ελεύθερο χώρο) άρα στο σημείο x

$$G(x) = \frac{e^{ikr'}}{r'}$$

όπου r' είναι το μήκος του ανύσματος r' που συνδέει τα σημεία μεταξύ της πηγής και παρατήρησης.

Σημειώνουμε μερικές σημαντικές ιδιότητες της συνάρτησης Green. Για κάποια ανομοιογενή διαφορική εξίσωση του είδους

$$a_2(x) \frac{d^2 U(x)}{dx^2} + a_1(x) \frac{dU(x)}{dx} + a_0(x)U(x) = V(x)$$

με V(x) τη διέγερση του συστήματος και U(x) να ικανοποιεί κάποιες συνοριακές συνθήκες. Μπορούμε να δείξουμε ότι αν η G(x) είναι μια λύση της παραπάνω διαφορικής όταν η V(x) = δ(x) και με τις ίδιες συνοριακές συνθήκες, τότε η U(x) δίνεται από

$$U(x) = \int G(x-x')V(x')d^3x'$$

όπου η G(x) είναι η συνάρτηση Green του προβλήματος και αποτελεί την απόκριση του συστήματος σε impulses.

Στη περίπτωση μας, η συνάρτηση Green καθώς επίσης και η πρώτη και δεύτερη παράγωγος, πρέπει να είναι συνεχής μέσα στο όγκο V. Για να αποκλείσουμε έτσι την ασυνέχεια στο σημείο x', έχουμε πάρει ένα μικρό όγκο με επιφάνεια S_ε και ακτίνα ε γύρω από το σημείο x', το οποίο και αποκλείουμε. Έτσι για το θεώρημα του Green, ο όγκος ολοκλήρωσης είναι μέσα στις δύο επιφάνειες και η επιφάνεια ολοκλήρωσης περιλαμβάνει και τις δύο ώστε S' = S + S_ε. Τα μοναδιαία κάθετα ανύσματα στις επιφάνειες έχουν κατεύθυνση προς την εξωτερική πλευρά του όγκου.

Μέσα στον όγκο V', η συνάρτηση G ικανοποιεί τη σχέση Helmholtz

$$(\nabla^2 + k^2)G = 0$$

και το θεώρημα του Green μας δίνει

$$\iiint_{V'} (U \nabla^2 G - G \nabla^2 U) dV' = \iiint_{V'} -(U k^2 G - G k^2 U) dV' = 0$$

και μένει το ολοκλήρωμα της επιφάνειας

$$\iint_{S'} (U \partial_n G - G \partial_n U) dS = 0 \Rightarrow -\iint_{S_E} (U \partial_n G - G \partial_n U) dS = \iint_S (U \partial_n G - G \partial_n U) dS$$

Σε κάποιο σημείο x της επιφάνειας S' έχουμε $G(x) = \frac{e^{ikr'}}{r'}$, τότε

$$\partial_n G(x) = \cos(n, r') \left(ik - \frac{1}{r'} \right) \frac{e^{ikr'}}{r'}$$

όπου $\cos(n, r')$ είναι το συνημίτονο της γωνίας μεταξύ των ανυσμάτων n της καθέτου της επιφάνειας και του r' μεταξύ των σημείων x και x' . Αν πάρουμε το σημείο x στην επιφάνεια S_ε , τότε $\cos(n, r') = -1$ και έχουμε

$$G(x) = \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon} \quad \text{και} \quad \partial_n G(x) = \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\varepsilon} - ik \right)$$

Αν επιτρέψουμε το $\varepsilon \rightarrow 0$, η συνέχεια της U και των παραγώγων της μας επιτρέπει να γράψουμε

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{S_\varepsilon} (U \partial_n G - G \partial_n U) dS = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} 4\pi\varepsilon^2 \left[U(x') \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\varepsilon} - ik \right) - \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon} \partial_n U(x') \right] = 4\pi U(x')$$

Με αντικατάσταση στη σχέση των δύο ολοκληρωμάτων επιφάνειας, παίρνουμε

$$U(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) \partial_n U - U \partial_n \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) \right] dS \quad (1-11-1)$$

γνωστή σαν θεώρημα ολοκληρώματος του Helmholtz (Helmholtz-Kirchhoff integral theorem) που μας δίνει το πεδίο σε κάποιο σημείο x' σαν συνάρτηση των συνοριακών τιμών του πεδίου στην επιφάνεια που περικλείει το σημείο αυτό.

Περίθλαση από επίπεδη οπή

Για μια οπή σε μια άπειρη αδιαφανή επιφάνεια, όπως στο σχήμα, η αρχική διαταραχή προσπίπτει από τα αριστερά και θέλουμε να βρούμε το πεδίο στο σημείο x' πίσω από το διάφραγμα.

Πρέπει να επιλέξουμε τις επιφάνειες ολοκλήρωσης σωστά. Η κλειστή επιφάνεια αποτελείται από δύο τμήματα, την S_1 που ακολουθεί το προφίλ της αδιαφανής επιφάνειας του διαφράγματος και μιας σφαιρικής S_2 ακτίνας R με κέντρο το x' . Η κλειστή επιφάνεια ολοκλήρωσης είναι η ένωση των δύο,

Ωστε

$$U(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\partial_n U \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) - U \partial_n \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) \right] dS$$

Όπως το R αυξάνει, η S_2 πλησιάζει τη μορφή ενός ημισφαιρικού κελύφους. Εφόσον η G και η U μειώνονται σαν $1/R$, το ολοκλήρωμα θα τείνει στο μηδέν και θα συνεισφέρει μηδενική τιμή στο ολοκλήρωμα από την S_2 . επιφάνεια ολοκλήρωσης όμως αυξάνει σαν R^2 , ώστε η παραπάνω προσέγγιση είναι ημιτελής. Μπορούμε επίσης να πούμε ότι εφόσον η διαταραχή διαδίδεται με ταχύτητα c/n , το R είναι τόσο μεγάλο ώστε τα κύματα δεν έχουν φτάσει στην επιφάνεια S_2 και έτσι το ολοκλήρωμα αναμένεται μηδενικό στην επιφάνεια αυτή. Το πρόβλημα όμως είναι ότι έχουμε υποθέσει μονοχρωματικό κύμα, ώστε αυτή πρέπει να υπάρχει για όλο το χρόνο και άρα βρίσκεται και στην επιφάνεια S_2 . Χρειαζόμαστε μια πρόσθετη αιτιολόγηση για να αγνοήσουμε τη συνεισφορά της επιφάνειας S_2 . Βλέπουμε ότι στην επιφάνεια S_2 η συνάρτηση Green είναι

$$G(R) = \frac{e^{ikR}}{R} \quad \text{και} \quad \partial_n G(R) = \left(ik - \frac{1}{R} \right) \frac{e^{ikR}}{R} \approx ikG$$

που ισχύει όταν $R \rightarrow \infty$. Έτσι έχουμε

$$\iint_{S_2} [G \partial_n U - U (ikG)] dS = \iint_{\Omega} G (\partial_n U - ikU) R^2 d\Omega$$

με Ω τη στερεά γωνία του σημείου x_0 στην επιφάνεια S_2 . Η ποσότητα $|R|$ είναι ομοιόμορφα περιορισμένη από την επιφάνεια S_2 . Το όλο ολοκλήρωμα στην S_2 θα μηδενισθεί όπως το $R \rightarrow \infty$ αν η διαταραχή υπακούει στο περιορισμό

$$\lim_{R \rightarrow \infty} [R(\partial_n U - ikU)] = 0$$

Η συνθήκη αυτή είναι γνωστή σαν συνθήκη ακτινοβολίας Sommerfeld (Sommerfeld radiation condition) και ισχύει αν η U μειώνεται τουλάχιστον όσο γρήγορα όσο ένα σφαιρικό κύμα. Έτσι για κύματα που διαδίδονται προς τα έξω, το ολοκλήρωμα της S_2 θα έχει μηδενική συνεισφορά.

Απομένει η συνεισφορά της S_1

$$U(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} [G \partial_n U - U \partial_n G] dS$$

Αν η επιφάνεια είναι αδιαφανής, εκτός από τη περιοχή της οπής Σ , περιμένουμε τις σημαντικές συνεισφορές από το μέρος αυτό μόνο της άπειρης επιφάνειας S_1 .

Οι υποθέσεις του Kirchhoff είναι οι εξής:

(α) στην επιφάνεια Σ , η κατανομή της U και της παράγωγος της $\partial U / \partial t$ θα είναι αυτή όπως αν δεν υπήρχε η αδιαφανής επιφάνεια.

(β) για το μέρος της S_1 που βρίσκεται στην γεωμετρική σκιά του διαφράγματος, η κατανομή της U και της παράγωγος της $\partial U / \partial t$ θα είναι μηδέν.

Η πρώτη μας επιτρέπει τον ορισμό της U στο διάφραγμα Σ ανεξάρτητα της αδιαφανούς περιοχής, και η δεύτερη μας επιτρέπει να αγνοήσουμε όλη την επιφάνεια εκτός από τις συνεισφορές της Σ . Έτσι

$$U(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} [G \partial_n U - U \partial_n G] dS$$

Πρέπει να πούμε ότι οι παραπάνω υποθέσεις δεν είναι απόλυτα αποδεκτές. Η παρουσία της οπής θα διαταράξει τα πεδία στην επιφάνεια Σ , εφόσον κοντά στη περίμετρο της οπής θα ισχύουν μερικές συνοριακές συνθήκες που δεν υφίστανται με την απουσία της οπής. Επίσης η σκιά πίσω από το διάφραγμα δεν είναι τέλεια, εφόσον πεδία μπορούν να υπάρξουν για αρκετά μήκη κύματος και να συνεισφέρουν. Για διαστάσεις της οπής πολύ μεγαλύτερες του μήκους κύματος, μπορούμε να πούμε ότι οι δύο υποθέσεις θα ικανοποιούνται αρκετά καλά.

Μπορούμε επίσης να υποθέσουμε ότι το σημείο παρατήρησης x' είναι αρκετά απομακρυσμένο (πολλά μήκη κύματος) από το διάφραγμα, ώστε να ισχύει $k \gg 1/r'$, οπότε έχουμε

$$\partial_n G(\tilde{x}) \cos(n, r') \left(ik - \frac{1}{r'} \right) \frac{e^{ikr'}}{r'} \approx ik \cos(n, r') \frac{e^{ikr'}}{r'}$$

και για το πεδίο $U(x')$ παίρνουμε

$$U(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ikr'}}{r'} [\partial_n U - ikU \cos(n, r')] dS$$

Αν η οπή φωτίζεται από ένα μονοχρωματικό σφαιρικό κύμα, όπως στο σχήμα, τότε

$$U(\tilde{x}) = \frac{e^{ikr}}{r}$$

για μια σημειακή πηγή στο σημείο x σε απόσταση r από το \tilde{x} . Όταν το r είναι σε απόσταση πολλά μήκη κύματος από το διάφραγμα, μπορούμε να πούμε ότι

$$\partial_n U(\tilde{x}) = \cos(n, r) \left(ik - \frac{1}{r} \right) \frac{e^{ikr}}{r} \approx ik \cos(n, r) \frac{e^{ikr}}{r}$$

και καταλήγουμε στη σχέση

$$U(x') = \frac{A}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ik(r+r')}}{rr''} \left[\frac{\cos(n, r') - \cos(n, r)}{2} \right] dS \quad (1-11-2)$$

γνωστή σαν σχέση περίθλασης Kirchhoff-Fresnel, η οποία ισχύει για σημειακές μονοχρωματικές πηγές.

Η παραπάνω σχέση είναι συμμετρική σε σχέση με το σημείο πηγής x και παρατήρησης x' . Έτσι μια σημειακή πηγή στο x' θα δημιουργήσει την ίδια κυματομορφή στο x , και αυτό είναι γνωστό σαν το θεώρημα reciprocity Helmholtz.

Τη παραπάνω σχέση μπορούμε να τη γράψουμε και σαν

$$U(x') = \iint_{\Sigma} \tilde{U}(\tilde{x}) \frac{e^{ikr'}}{r'} dS, \text{ με}$$

$$\tilde{U}(\tilde{x}) = \frac{1}{i\lambda} \frac{Ae^{ikr}}{r} \left[\frac{\cos(n, r') - \cos(n, r)}{2} \right]$$

μια μορφή που μας δίνει το πεδίο στο σημείο x' σαν την κατάληξη μιας φανταστικής πηγής άπειρων σημείων πάνω στην οπή του διαφράγματος. Τα σημεία αυτά έχουν ορισμένα πλάτη και φάσεις $U(\tilde{x})$.

Η παραπάνω θεώρηση βασίζεται στο φωτισμό της οπής με σημειακή πηγή. Ο περιορισμός αυτός μπορεί να αρθεί από την θεώρηση του Rayleigh-Sommerfeld.

Rayleigh-Sommerfeld περίθλαση

Η θεωρία του Kirchhoff δίνει πολύ καλά αποτελέσματα και χρησιμοποιείται ευρέως. Περιέχει όμως και μερικές αντιθέσεις. Οι δυσκολίες πηγάζουν από τις συνοριακές συνθήκες που χρειάζονται για το πλάτος του πεδίου και τις παραγώγους του στη κάθετη κατεύθυνση. Είναι γνωστό από τη θεωρία των δυναμικών, ότι αν ένα δισδιάστατο δυναμικό και η κάθετος παράγωγος του μηδενίζονται ταυτόχρονα σε κάποια πεπερασμένη περιοχή μιας επιφάνειας, τότε η συνάρτηση του δυναμικού μηδενίζεται σε όλη την επιφάνεια. Έτσι αν η λύση της τρισδιάστατης κυματικής εξίσωσης μηδενίζεται σε κάποια επιφάνεια, τότε θα μηδενίζεται σε όλο το χώρο. Οι υποθέσεις του Kirchhoff μηδενίζουν το πεδίο παντού.

Η θεώρηση του Sommerfeld αφαίρεσε τα προβλήματα από τις συνοριακές αυτές συνθήκες.

Αν πάρουμε πάλι τη σχέση για το πεδίο σε κάποιο σημείο παρατήρησης

$$U(x_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} [G\partial_n U - U\partial_n G] dS, \text{ με συνθήκες:}$$

(α) η βαθμωτή προσέγγιση ισχύει

(β) οι συναρτήσεις U και G ικανοποιούν τη βαθμωτή ομογενή κυματική εξίσωση

(γ) η συνθήκη ακτινοβολίας Rayleigh-Sommerfeld ισχύει

Αν η G αλλάξει ώστε να μπορούμε να καταλήξουμε στη παραπάνω σχέση και αν η G ή η $\partial_n G$ μηδενίζονται στην επιφάνεια S_1 , τότε η ανάγκη να επιβάλουμε συνοριακές συνθήκες στις U και $\partial_n U$ δεν θα υπάρχει και τα προβλήματα της θεωρίας Kirchhoff θα ήταν λυμένα.

Ο Sommerfeld έδειξε ότι τέτοιες συναρτήσεις G υπάρχουν. Υπέθεσε ότι η G σχηματίζεται όχι μόνο από το x' αλλά και από ένα άλλο σημείο \tilde{x}' το κατοπτρικό είδωλο του x' ως προς την επιφάνεια του διαφράγματος, όπως στο σχήμα. Το μήκος κύματος είναι το ίδιο και για τα δύο σημεία, αλλά η φάση τους μπορεί να ταλαντώνεται σε και εκτός φάσης μεταξύ τους. Όταν πάρουμε τη ταλάντωση εκτός φάσης 180° , τότε

$$G_-(\tilde{x}) = \frac{e^{ikr'}}{r'} - \frac{e^{ik\tilde{r}'}}{\tilde{r}'}$$

Η συνάρτηση αυτή μηδενίζεται στο επίπεδο της οπής Σ , που μας δίνει για το πεδίο παρατήρησης

$$U_1(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} U \partial_n G_- dS$$

μια λύση γνωστή σαν πρώτη λύση του Rayleigh-Sommerfeld. Για την απόσταση \tilde{r}' μεταξύ των σημείων \tilde{x} και \tilde{x}' η κάθετη παράγωγος της G_- είναι

$$\partial_n G_-(\tilde{x}) = \cos(n, r') \left(ik - \frac{1}{r'} \right) \frac{e^{ikr'}}{r'} - \cos(n, \tilde{r}') \left(ik - \frac{1}{\tilde{r}'} \right) \frac{e^{ik\tilde{r}'}}{\tilde{r}'}$$

Εφόσον στο επίπεδο της οπής, έχουμε

$$r' = \tilde{r}' \text{ και } \cos(n, r') = -\cos(n, \tilde{r}')$$

τότε

$$\partial_n G_-(\tilde{x}) = 2 \cos(n, r') \left(ik - \frac{1}{r'} \right) \frac{e^{ikr'}}{r'}$$

Αν $r' \gg \lambda$, αγνοούμε τον δεύτερο όρο στη παραπάνω σχέση και έχουμε

$$\partial_n G_-(\tilde{x}) = 2 \cos(n, r') ik \frac{e^{ikr'}}{r'}$$

που είναι δυο φορές η κάθετη παράγωγος του Kirchhoff, δηλαδή

$$\partial_n G_-(\tilde{x}) = 2 \partial_n G(\tilde{x})$$

και γράφουμε

$$U_1(x') = -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} U \partial_n G dS$$

Μια άλλη εναλλακτική λύση μπορεί να είναι αυτή που οι δύο πηγές είναι σε φάση, ώστε

$$\partial_n G_+(\tilde{x}) = \frac{e^{ikr'}}{r'} + \frac{e^{ik\tilde{r}'}}{\tilde{r}'}$$

Στη περίπτωση αυτή, η κάθετη παράγωγος μηδενίζεται στη οπή του διαφράγματος Σ , που μας δίνει τη δεύτερη λύση του Rayleigh-Sommerfeld

$$U_n(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} G_+ \partial_n U dS$$

Για την επιφάνεια Σ και με την υπόθεση ότι $r' \gg \lambda$, η G_+ είναι δύο φορές η συνάρτηση Helmholtz G

$$G_+ = 2G \text{ που δίνει}$$

$$U_n(x') = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} G \partial_n U dS$$

Χρησιμοποιώντας την

$$\partial_n G_-(\tilde{x}) = 2 \cos(n, r') ik \frac{e^{ikr'}}{r'}$$

τότε

$$U_1(x') = \frac{1}{i\lambda} \iint_{S_1} U(\tilde{x}) \frac{e^{ikr'}}{r'} \cos(n, r') dS$$

και με τις συνοριακές συνθήκες του Kirchhoff μόνο στη U έχουμε

$$U_1(x') = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(\tilde{x}) \frac{e^{ikr'}}{r'} \cos(n, r') dS$$

και χωρίς τις συνοριακές συνθήκες για την $\frac{\partial U}{\partial n}$, δεν έχουμε το πρόβλημα δυναμικών που μηδενίζονται.

Με την άλλη συνάρτηση του Green

$$U(x') = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ikr'}}{r'} \partial_n U(\tilde{x}) dS$$

χωρίς συνοριακές συνθήκες για την U.

Από τις σχέσεις των $U_I(x')$ και $U_{II}(x')$, που φωτίζονται από ένα αποκλίνων σφαιρικό κύμα όπως και για τη περίπτωση του Kirchhoff, έχουμε

$$U(\tilde{x}) = A \frac{e^{ikr}}{r} \text{ ώστε με τη πρώτη περίπτωση}$$

$$U_I(x') = \frac{A}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'} \cos(n, r') dS$$

μια σχέση γνωστή σαν περίθλαση Rayleigh-Sommerfeld, και για τη δεύτερη

$$U_{II}(x') = \frac{-A}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'} \cos(n, r') dS$$

και η γωνία μεταξύ n και r είναι μεγαλύτερη 90°.

Από τις παραπάνω σχέσεις συνοψίζουμε ότι

$$U(x') = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} (G_K \partial_n U + U \partial_n G_K) dS$$

$$U_I(x') = -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} (U \partial_n G_K) dS$$

$$U_{II}(x') = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} (G_K \partial_n U) dS$$

με G_K τη συνάρτηση Green για την περίπτωση Kirchhoff, που μας δείχνει ότι η περίπτωση Kirchhoff είναι ο αριθμητικός μέσος όρος των δύο λύσεων του Rayleigh-Sommerfeld.

Για την περίπτωση που έχουμε σφαιρικό κύμα για τη πηγή μας, η διαφορά βρίσκεται στο παράγοντα obliquity ψ , και γράφουμε γενικά

$$U(x') = \frac{A}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'} \psi dS, \text{ με}$$

$$\psi = \begin{cases} \frac{1}{2} [\cos(n, r') - \cos(n, r)] & \text{Kirchhoff} \\ \cos \theta & \text{first solution Rayleigh} \\ 1 & \text{second solution Rayleigh} \end{cases}$$

όταν η πηγή βρίσκεται αρκετά μακριά (στο άπειρο), οπότε έχουμε ένα επίπεδο κύμα πρόσπτωσης τότε

$$\psi = \begin{cases} \frac{1}{2} [1 + \cos \theta] & \text{Kirchhoff} \\ \cos \theta & \text{first solution Rayleigh} \\ 1 & \text{second solution Rayleigh} \end{cases}$$

για μια γωνία θ μεταξύ n και r'.

Με μια σύγκριση των λύσεων, βλέπουμε ότι για σημεία παρατήρησης μακριά από το επίπεδο του διαφράγματος (το μακρινό πεδίο) οι τρεις λύσεις είναι ίδιες. Για μήκη κύματος πολύ μικρότερα από το μέγεθος της οπής, οι λύσεις είναι πάλι οι ίδιες. διαφορές έχουμε για αποστάσεις κοντά στο διάφραγμα.

Όταν έχουμε μικρές γωνίες παρατήρησης, οι λύσεις έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον, όπου ο παράγοντας obliquity τείνει στη μονάδα.

Η θεώρηση Kirchhoff μπορεί να θεωρηθεί πιο γενική, εφόσον επιτρέπει διαφράγματα που δεν είναι επίπεδα, ενώ αυτή του Rayleigh-Sommerfeld επιβάλλει επίπεδα διαφράγματα με τη κατασκευή του σημείου \tilde{x}' .

Εστιάζοντας στη πρώτη λύση Rayleigh-Sommerfeld, βλέπουμε ότι

$$U(x') = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(\tilde{x}) \frac{e^{ikr'}}{r'} \cos \theta dS$$

με την αρχή του Fresnel-Huygens, όπου η γωνία θ σχηματίζεται μεταξύ των n και r' .

Η σχέση αυτή παρουσιάζει το πεδίο παρατήρησης σαν υπέρθεση από αποκλίνοντα σφαιρικά κύματα $\frac{e^{ikr'}}{r'}$, που πηγάζουν από τις δευτερεύουσες πηγές από κάθε σημείο \tilde{x} της

επιφάνειας Σ . Η δευτερεύουσα πηγή έχει τις παρακάτω ιδιότητες

(α) έχει ένα μιγαδικό πλάτος ανάλογο του πλάτους διέγερσης $U(\tilde{x})$

(β) έχει πλάτος αντιστρόφως ανάλογο του μήκους κύματος λ , ή ανάλογο της συχνότητας.

(γ) έχει φάση που προηγείται κατά 90° του αρχικού κύματος με τον παράγοντα $1/i$.

(δ) κάθε δευτερεύουσα πηγή έχει ένα παράγοντα κατεύθυνσης $\cos \theta$.

Η πρώτη παρατήρηση βασίζεται στο γεγονός ότι η κυματική διάδοση είναι ένα γραμμικό φαινόμενο, ώστε το κύμα που παρατηρούμε πρέπει να είναι ανάλογο του αρχικού.

Η κυματική κίνηση από την οπή έως το σημείο παρατήρησης γίνεται λόγω των αλλαγών του πεδίου στην οπή. Θα δούμε παρακάτω ότι το πεδίο στο σημείο x' που πηγάζει από το σημείο x εξαρτάται από το ρυθμό αλλαγής του πεδίου στο \tilde{x} . Για το μονοχρωματικό κύμα, μια διαταραχή με δεξιόστροφο φασικό άνυσμα $e^{-2i\pi vt}$, η παράγωγος της θα είναι ανάλογη της συχνότητας και του $-i$.

Για την τελευταία ιδιότητα, η φυσική της εξήγηση είναι πιο περίπλοκη. Πουθενά στο επίπεδο της οπής δεν υπάρχει κάποιο μέσο και πηγές η/μ κυμάτων. Όλες οι πιθανές πηγές βρίσκονται στη περίμετρο της οπής. Βλέπουμε έτσι ότι η αρχή του Fresnel-Huygens μας επιτρέπει με μια απλή μαθηματική κατασκευή να λύσουμε το πρόβλημα της περιθλασης χωρίς να ασχοληθούμε με τις λεπτομέρειες της περιμέτρου της οπής. Η αρχή αυτή βασίζεται σε ένα ολοκλήρωμα υπέρθεσης, ώστε να μπορούμε να γράψουμε τις παραπάνω σχέσεις σαν

$$U(x') = \iint_{\Sigma} h(x', \tilde{x}) U(\tilde{x}) dS$$

με $h(x', \tilde{x}) = \frac{1}{i\lambda} \frac{e^{ikr'}}{r'} \cos \theta$. Το ολοκλήρωμα αυτό είναι αποτέλεσμα της αρχικής υπόθεσης

μιας γραμμικής απόκρισης του συστήματος. Αν μελετήσουμε παραπέρα το χαρακτήρα του $h(x', \tilde{x})$ θα το βρούμε επίσης χωρικά αμετάβλητο (spatially invariant), λόγω της ομοιογένειας που υποθέσαμε για το διηλεκτρικό μέσο. Στη περίπτωση αυτή η αρχή του Fresnel-Huygens θα έχει τη μορφή μια συνέλιξης.

Πολυχρωματικές πηγές

Για κάποια βαθμωτή διαταραχή $u(x', t)$ που παρατηρούμε στα δεξιά μιας οπής Σ σε μια αδιαφανή επιφάνεια στην οποία προσπίπτει μια διαταραχή $u(\tilde{x}, t)$, μπορούμε να γράψουμε με τους ανάστροφους μετασχηματισμούς Fourier

$$u(\tilde{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\tilde{x}, \nu) e^{2i\pi\nu t} d\nu$$

$$u(x', t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x', \nu) e^{2i\pi\nu t} d\nu$$

Με $U(\tilde{x}, \nu)$ και $U(x', \nu)$ τα φάσματα Fourier. Με αλλαγή μεταβλητής $\nu' = -\nu$, έχουμε

$$u(\tilde{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\tilde{x}, -\nu') e^{-2i\pi\nu' t} d\nu'$$

$$u(x', t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x', -\nu') e^{-2i\pi\nu' t} d\nu'$$

που μας δίνουν τις πολυχρωματικές συναρτήσεις $u(\tilde{x}, t)$ και $u(x', t)$ σαν γραμμικό συνδυασμό μονοχρωματικών χρονικών συναρτήσεων του είδους $e^{-2i\pi\nu' t}$ με μιγαδικά πλάτη $U(\tilde{x}, -\nu')$ και $U(x', -\nu')$.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τα αποτελέσματα από προηγούμενα μέρη, και τη γραμμικότητα του φαινομένου για να βρούμε το πεδίο στο x'

για κάθε μονοχρωματική συνιστώσα και να προσθέσουμε τις συνεισφορές.

Μπορούμε να ξεκινήσουμε από τη βασική σχέση και να γράψουμε

$$U(x', -\nu') = -i \frac{\nu'}{\nu} \iint_{\Sigma} (\tilde{x}, -\nu') e^{2i\pi\nu' r'_0 / \nu} \cos(n, r') dS$$

με ν την ταχύτητα που κινείται η διαταραχή στο μέσο με δείκτη διάθλασης n ($\nu = c/n$) και $\nu' \lambda = \nu$. Αν αντικαταστήσουμε τη παραπάνω στη σχέση

$$u(x', t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x', -\nu') e^{-2i\pi\nu' t} d\nu', \text{ έχουμε}$$

$$u(x', t) = \iint_{\Sigma} \frac{\cos(n, r')}{2\pi\nu r'} dS \int_{-\infty}^{\infty} (-i2\pi\nu') U(\tilde{x}, -\nu') \exp\left[-2i\pi\nu' \left(t - \frac{r'}{\nu}\right)\right] d\nu'$$

Με την ταυτότητα

$$\frac{d}{dt} u(\tilde{x}, t) = \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} U(\tilde{x}, -\nu') e^{-2i\pi\nu' t} d\nu' = \int_{-\infty}^{\infty} (-2i\pi\nu') U(\tilde{x}, -\nu') e^{-2i\pi\nu' t} d\nu'$$

Παίρνουμε

$$u(x', t) = \iint_{\Sigma} \frac{\cos(n, r')}{2\pi\nu r'} \frac{d}{dt} u\left(\tilde{x}, t - \frac{r'}{\nu}\right) dS$$

Παρατηρούμε ότι το πεδίο στο x' είναι μια γραμμική υπέρθεση ανάλογη της χρονικής παραγώγου του πεδίου στο σημείο \tilde{x} . Εφόσον το πεδίο χρειάζεται κάποιο χρονικό διάστημα για να καλύψει την απόσταση μεταξύ των σημείων x' και \tilde{x} , το πεδίο που παρατηρούμε εξαρτάται από κάποιο καθυστερημένο πεδίο στο χρόνο.

Τα παραπάνω αποτελέσματα ισχύουν όταν η πηγή έχει ένα αρκετά περιορισμένο φασματικό εύρος εκπομπής.

Περίθλαση στη περίμετρο οπής

Στη θεωρία του Fresnel-Huygens θεωρήσαμε κάθε σημείο της οπής του διαφράγματος σαν μια δευτερεύουσα πηγή σφαιρικών κυμάτων. Αυτή είναι μια μαθηματική διευκόλυνση χωρίς κάποια φυσική σημασία. Για κάποια φυσική εξήγηση, ακολουθούμε την εξήγηση του Young, ο οποίος θεώρησε ότι το πεδίο που παρατηρούμε είναι η υπέρθεση του προσπίπτοντος πεδίου χωρίς επίδραση από την οπή και ενός πεδίου περίθλασης που ξεκινά από την περίμετρο της οπής. Το πεδίο αυτό φαίνεται να πηγάζει από το υλικό που υπάρχει στη περίμετρο της οπής. Η εξήγηση αυτή υποστηρίζεται από την rigorous λύση του η/μ προβλήματος περίθλασης ενός επίπεδου κύματος, από μια ημι-άπειρη και τέλεια αγωγίμη επιφάνεια από τον Sommerfeld. Έδειξε ότι το πεδίο στη γεωμετρική σκιά της οθόνης έχει τη μορφή ενός κυλινδρικού κύματος που πηγάζει από το όριο της επιφάνειας. Το πεδίο που παρατηρούμε είναι έτσι μια υπέρθεση του αρχικού επίπεδου κύματος με το κυλινδρικό αυτό κύμα.

Πολλές διαφορετικές θεωρήσεις έχουν προκύψει για μελέτη της περίθλασης από τις περιμέτρους των διαφραγμάτων. Υπάρχει επίσης και η προσέγγιση της γεωμετρικής οπτικής για την περίθλαση, όπου οι ακτίνες του προσπίπτοντος κύματος συνδυάζονται με τις ακτίνες περίθλασης να πηγάζουν από γωνίες, πλευρές, ακίδες και επιφάνειες του εμποδίου.

Γωνιακό φάσμα από επίπεδα κύματα

Για την βαθμωτή θεωρία περίθλασης μπορούμε να έχουμε ένα πλαίσιο ίδιο με αυτό συστημάτων που είναι γραμμικά και invariant. Αν το μιγαδικό πεδίο ενός μονοχρωματικού κύματος αναλυθεί σε συνιστώσες Fourier σε κάποιο επίπεδο, οι διάφορες χωρικές συνιστώσες που προκύπτουν μπορούμε να τις δούμε σαν επίπεδα κύματα που διαδίδονται σε διαφορετικές κατευθύνσεις από το επίπεδο αυτό.

Τα πλάτη του πεδίου σε οποιοδήποτε άλλο σημείο (ή άλλο παράλληλο επίπεδο) μπορούν να βρεθούν με άθροισμα συνεισφορών των συνιστωσών αυτών.

Από κάποια απροσδιόριστη πηγή μονοχρωματικών κυμάτων, ένα κύμα προσπίπτει στο εγκάρσιο επίπεδο (x, y) και το οποίο διαδίδεται στον z -άξονα. Αν το μιγαδικό πλάτος του πεδίου στο $z=0$ είναι $U(x, y; 0)$ θέλουμε το πεδίο $U(x, y; z)$ σε μια απόσταση z δεξιά του πρώτου σημείου, και της αρχής των αξόνων, όπως στο σχήμα.

Στο επίπεδο $z=0$, η συνάρτηση $U(x, y; 0)$ έχει τη μορφή φάσματος

$$A(f_x, f_y; 0) = \iint U(x, y; 0) e^{-2i\pi(f_x x + f_y y)} dx dy$$

Γνωρίζουμε ότι ο μετασχηματισμός Fourier είναι μια αποσύνθεση μιας περίπλοκης συνάρτησης σε μια συλλογή από πολλές απλές μιγαδικές εκθετικές συναρτήσεις. Αυτό είναι εμφανές αν δούμε την U σαν τον ανάστροφο μετασχηματισμό Fourier

$$U(x, y; 0) = \iint A(f_x, f_y; 0) e^{2i\pi(f_x x + f_y y)} dx dy$$

Αν πάρουμε τη μορφή ενός απλού επίπεδου κύματος που διαδίδεται με κυματόνυσμα k με $k = 2\pi/\lambda$ και συνημίτονα διεύθυνσης διάδοσης (α, β, γ) τότε μπορούμε να γράψουμε για επίπεδο κύμα

$$p(x, y, z; t) = e^{i(k \cdot r - 2\pi \nu t)}$$

με $r = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ και $k = \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha\hat{x} + \beta\hat{y} + \gamma\hat{z})$. Αγνοώντας το χρονικό μέρος, έχουμε για το μιγαδικό πλάτος φάσης ενός επίπεδου κύματος σε ένα επίπεδο κάθετο στον z -άξονα

μια $P(x, y, z) = e^{ik \cdot r} = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y)} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\gamma z}$

$$P(x, y, z) = e^{ik \cdot r} = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y)} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\gamma z}$$

με $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}$. Έτσι για το $z=0$ επίπεδο, η μιγαδική συνάρτηση $e^{2i\pi(f_x x + f_y y)}$ μπορεί να είναι ένα επίπεδο κύμα με συνημίτονα κατεύθυνσης

$$\alpha = \lambda f_x, \beta = \lambda f_y \text{ και } \gamma = \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}$$

Στην αποσύνθεση Fourier της U , το μιγαδικό πλάτος της συνιστώσας επιπέδου κύματος με χωρικές συχνότητες (f_x, f_y) είναι $A(f_x, f_y; 0)df_x df_y$ στο σημείο $f_x = \alpha/\lambda, f_y = \beta/\lambda$. Έτσι η συνάρτηση

$$A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; 0\right) = \iint u(x, y; 0) \exp[-2i\pi(\alpha x/\lambda + \beta y/\lambda)] dx dy$$

είναι το γωνιακό φάσμα της $U(x, y; 0)$.

Αν τώρα η $A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z)$ είναι το χωρικό γωνιακό φάσμα της $U(x, y; z)$ σε ένα άλλο επίπεδο z , τότε

$$A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z) = \iint U(x, y; 0) \exp[-2i\pi(\alpha x/\lambda + \beta y/\lambda)] dx dy$$

Αν βρούμε τη σχέση μεταξύ της $A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; 0)$ και της $A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z)$ τότε θα βρούμε και την επίδραση της διάδοσης στο χωρικό φάσμα. Βλέπουμε ότι η $U(x, y; z)$ γράφεται και σαν

$$U(x, y; z) = \iint A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z) \exp[2i\pi(\alpha x/\lambda + \beta y/\lambda)] d(\alpha/\lambda) d(\beta/\lambda)$$

Και πρέπει να ικανοποιεί τη σχέση Helmholtz

$$(\nabla^2 + k^2)U = 0$$

σε όλα τα σημεία χωρίς φορτία και ρεύματα. Έτσι η $A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z)$ ικανοποιεί τη διαφορική εξίσωση

$$\frac{d^2}{dz^2} A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z) + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 [1 - \alpha^2 - \beta^2] A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z) = 0$$

Μια βασική λύση της παραπάνω είναι η

$$A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z) = A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; 0) e^{\frac{2i\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} z}$$

Το αποτέλεσμα αυτό για $\alpha^2 + \beta^2 < 1$ (όλα τα συνημίτονα διεύθυνσης ικανοποιούν τη σχέση αυτή), η επίδραση της διάδοσης από μια απόσταση z απλά αλλάζει τις σχετικές φάσεις των διαφόρων συνιστωσών του χωρικού γωνιακού φάσματος. Εφόσον το επίπεδο κύμα διαδίδεται σε διαφορετική γωνία, κάθε ένα διανύει διαφορετική απόσταση μεταξύ των δύο παράλληλων επιπέδων, του διαφράγματος και της παρατήρησης, και έτσι εισέρχονται σχετικές φασικές καθυστερήσεις μεταξύ τους.

Όταν όμως $\alpha^2 + \beta^2 > 1$, έχουμε μια διαφορετική εικόνα. Εφόσον η $A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; 0)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier ενός πεδίου που έχουμε εφαρμόσει τις συνοριακές συνθήκες της οπής, τότε είναι δυνατόν ότι το φάσμα αυτό θα περιέχει συνιστώσες που ικανοποιούν τη παραπάνω σχέση. Τότε τα α και β δεν είναι συνημίτονα κατεύθυνσης, εφόσον η ρίζα είναι φανταστική, και έχουμε

$$A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z) = A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; 0) e^{-\mu z}$$

με $\mu = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 1}$ ένα πραγματικό θετικό αριθμό. Τα κύματα αυτά φθίνουν γρήγορα

με τη διάδοση στην z -κατεύθυνση. Τέτοιες συνιστώσες είναι τα επιφανειακά κύματα. Τέλος η διαταραχή στο (x, y, z) μπορεί να γραφεί σε σχέση με το αρχικό γωνιακό χωρικό φάσμα με τον ανάστροφο μετασχηματισμό της $A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z)$

$$U(x, y; z) = \iint A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) \exp\left[\frac{1i\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} z\right] \text{xcirc}\left(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\right) \exp\left[2i\pi\left(\frac{\alpha x}{\lambda} + \frac{\beta y}{\lambda}\right)\right] d\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\beta}{\lambda}\right)$$

με τη συνάρτηση $\text{circ}\left(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\right)$ να περιορίζει τα όρια του ολοκληρώματος στη περιοχή που επιτρέπεται. Δεν έχουμε καμιά συνιστώσα πέρα από το σημείο αποκοπής του επιφανειακού κύματος στην $U(x, y; z)$. Το γεγονός αυτό είναι και ο βασικός λόγος που κανένα απεικονιστικό σύστημα δεν μπορεί να αναλύσει μια περιοδική δομή με περίοδο μικρότερη από μήκος κύματος της ακτινοβολίας που χρησιμοποιείται. Μπορούμε όμως να έχουμε κάποια ζεύξη με τα επιφανειακά κύματα και να πάρουμε κάποια πληροφορία που συνδέεται με τις δομές αυτές. Έχοντας τώρα μια άπειρης έκτασης αδιαφανή επιφάνεια στο $z=0$ με κάποια δομή περίθλασης, θέλουμε να δούμε την επίδραση της στη χωρική γωνιακή φασματική κατανομή του πεδίου. Αν η συνάρτηση διάδοσης πλάτους της οπής είναι ο λόγος του πεδίου που διαδίδεται $U_i(x, y; 0)$ προς το προσπίπτον $U_i(x, y; 0)$ σε κάθε σημείο (x, y) του $z=0$ επιπέδου

$$t_A(x, y) = \frac{U_i(x, y; 0)}{U_i(x, y; 0)} \quad \text{τότε}$$

$$U_i(x, y; 0) = U_i(x, y; 0)t_A(x, y)$$

και το θεώρημα της συνέλιξης μπορεί να συνδέσει το γωνιακό φάσμα $A_i(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$ του προσπίπτοντος πεδίου με αυτό που διαδίδεται $A_i(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$

$$A_i(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) = A_i(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) \oplus T_A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$$

με

$$T_A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) = \iint t_A(x, y) \exp[-2i\pi(\alpha x/\lambda + \beta y/\lambda)] dx dy$$

Αν πάρουμε ένα επίπεδο κύμα πλάτους $A_i(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) = \delta(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$ τότε

$$A_i(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) = \delta(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) \oplus T_A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda) = T_A(\alpha/\lambda, \beta/\lambda)$$

Αν η δομή της περίθλασης είναι μια οπή που περιορίζει την έκταση του πεδίου πρόσπτωσης, το αποτέλεσμα είναι μια διαπλάτυνση του χωρικού γωνιακού φάσματος του πεδίου από τις ιδιότητες του μετασχηματισμού Fourier. Όσο πιο μικρή η οπή, τόσο πιο διαπλατυσμένο το χωρικό φάσμα πίσω από τη οπή. Η συμπεριφορά αυτή είναι ανάλογη της διαπλάτυνσης του φάσματος ενός σήματος όπως η διάρκεια του ελαττώνεται.

Αν δούμε ξανά τη διάδοση από το επίπεδο στο $z=0$ σε μια απόσταση z , η διαταραχή $U(x, y; 0)$ περνά σε μια νέα κατανομή $U(x, y; z)$ λόγω της διάδοσης, και η διάδοση αυτή θα δείξουμε ότι συμπεριφέρεται σαν ένα γραμμικό space invariant σύστημα και περιγράφεται από μια απλή συνάρτηση μεταφοράς. Έχουμε δει τη γραμμικότητα της διάδοσης παραπάνω, από τη αρχή της υπέρθεσης. Αν μπορέσουμε και παράγουμε μια συνάρτηση μεταφοράς τότε το σύστημα μας είναι invariant.

Γυρίζοντας στο γωνιακό φάσμα σαν συνάρτηση των χωρικών συχνοτήτων $A(f_x, f_y; z)$ της $U(x, y; z)$ σε σχέση με το αρχικό $A(f_x, f_y; 0)$ της $U(x, y; 0)$ έχουμε

$$U(x, y; z) = \iint A(f_x, f_y; z) e^{2i\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y =$$

$$\iint A(f_x, f_y; 0) \text{circ}\left(\sqrt{(\lambda f_x)^2 + (\lambda f_y)^2}\right) e^{\left[\frac{2i\pi z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right]} df_x df_y$$

ώστε

$$A(f_x, f_y; z) = A(f_x, f_y; 0) \text{circ}\left(\sqrt{(\lambda f_x)^2 + (\lambda f_y)^2}\right) e^{\left[\frac{2i\pi z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right]}$$

που μας δίνει μια συνάρτηση μεταφοράς

$$H(f_x, f_y) = \begin{cases} \exp\left[\frac{2i\pi z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right] & \sqrt{f_x^2 + f_y^2} < 1/\lambda \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

Η διάδοση του πεδίου βλέπουμε ότι είναι ένα γραμμικό χωρικό φίλτρο διασποράς με πεπερασμένο εύρος. Η διαπερατότητα του φίλτρου είναι μηδέν έξω από τη κυκλική περιοχή με ακτίνα $1/\lambda$ στο χώρο των συχνοτήτων. Μέσα στη περιοχή αυτή, το μέτρο της συνάρτησης είναι η μονάδα αλλά εισέρχονται φασικές μεταβολές που εξαρτώνται από τη συχνότητα. Η φασική αυτή διασπορά είναι σημαντική στις υψηλές συχνότητες και τείνει στο μηδέν όπως $f_x, f_y \rightarrow 0$. Για κάθε χωρική συχνότητα η φασική διασπορά της αυξάνει με την απόσταση που διαδίδεται το πεδίο.

Σημειώνουμε ότι αν και οι προσεγγίσεις είναι τελείως διαφορετικές, το γωνιακό χωρικό φάσμα και η πρώτη λύση του Rayleigh-Sommerfeld μας δίνουν την ίδια πρόβλεψη για τα πεδία περίθλασης.

1-12 ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑ KIRCHHOFF

Το ολοκλήρωμα Kirchhoff θεώρημα (μερικές φορές αναφέρεται ως ολοκλήρωμα Fresnel-Kirchhoff θεώρημα) χρησιμοποιεί ταυτότητες του Green να αντλήσει τη λύση στην ομογενή εξίσωση κύματος σε ένα αυθαίρετο σημείο P σε σχέση με τις τιμές της λύσης της εξίσωσης κύματος και παράγωγος πρώτης τάξεως της σε όλα τα σημεία σε μια αυθαίρετη επιφάνεια που περικλείει P.

ΜΟΝΟΧΡΩΜΑΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Το ολοκλήρωμα έχει την παρακάτω φόρμα για ένα μονοχρωματικό κύμα:

$$U(r) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \frac{e^{iks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right] dS \quad (1-12-1)$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται πάνω από το σύνολο της αυθαίρετης επιφάνειας S, s είναι η απόσταση μεταξύ του σημείου R και της επιφάνειας S και $\partial / \partial n$ υποδηλώνει διαφοροποίηση κατά μήκος της προς τα μέσα σχετικά με την κανονική επιφάνεια.

ΜΗ ΜΟΝΟΧΡΩΜΑΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Μια πιο γενική μορφή μπορεί να προέρχεται για τις μη-μονοχρωματικά κύματα. Το σύνθετο πλάτος του κύματος μπορεί να εκπροσωπείται από ένα ολοκλήρωμα Fourier της μορφής:

$$V(r, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int U_\omega(r) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1-12-2)$$

όπου, με αναστροφή Fourier, έχουμε:

$$U_\omega(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int V(r, t) e^{i\omega t} dt \quad (1-12-3)$$

Το ολοκλήρωμα θεώρημα (παραπάνω) εφαρμόζεται σε κάθε συνιστώσα U_ω Fourier, και η ακόλουθη έκφραση λαμβάνεται

$$V(r, t) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ [V] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{s} \right) - \frac{1}{cs} \frac{\partial s}{\partial n} \left[\frac{\partial V}{\partial t} \right] - \frac{1}{s} \left[\frac{\partial V}{\partial n} \right] \right\} dS$$

όπου οι αγκύλες V όροι αυτοί δηλώνουν καθυστερημένος τιμές, δηλαδή οι τιμές κατά τη χρονική στιγμή $t - s / c$.

Kirchhoff έδειξε η παραπάνω εξίσωση μπορεί να προσεγγιστεί σε πολλές περιπτώσεις σε μια απλούστερη μορφή, γνωστή ως Kirchhoff, ή Fresnel-Kirchhoff φόρμουλα περίθλασης, το οποίο είναι ισοδύναμο με το Huygens-Fresnel εξίσωσης, αλλά παρέχει μια φόρμουλα για τον συντελεστή κλίσης που δεν ορίζεται στην τελευταία. Η περίθλαση ολοκλήρωμα μπορεί να εφαρμοστεί σε ένα ευρύ φάσμα προβλημάτων στην οπτική.

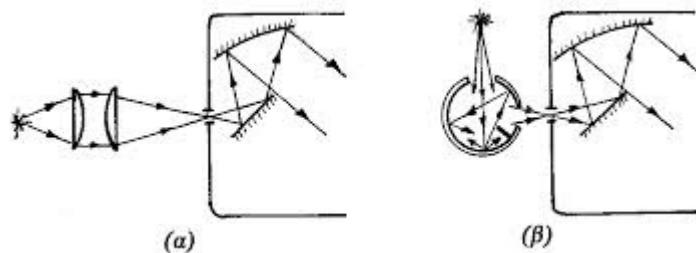
1-13 ΟΠΤΙΚΑ ΦΡΑΓΜΑΤΑ

Τα φασματόμετρα (spectrometers) ανήκουν σε μια γενική κατηγορία αναλυτικών οργάνων τα οποία συλλέγουν, αναλύουν και επαναπαικνίζουν οπτικά σήματα. Συνήθως στην έξοδό τους παίρνουμε μια σειρά από μονοχρωματικά είδωλα που αντιστοιχούν στις συνιστώσες της ακτινοβολίας που δέχεται η είσοδος του οργάνου. Σαν κατ' εξοχή όργανα φασματοσκοπικής μελέτης των ακτινοβολιών, χωρίζονται σε αρκετές υποκατηγορίες όπως είναι: οι μονοχρωμάτορες (monochromators) (απλοί και σάρωσης), οι πολυχρωμάτορες (multichromators), οι φασματογράφοι κ.λ.π.

Ένα κοινό φασματόμετρο είναι το όργανο με το οποίο μπορούμε να μετρήσουμε τη Σχετική φασματική κατανομή ισχύος (Σ.Φ.Κ.Ι) σε συνάρτηση με το μ.κ. Το μέγεθος αυτό περιγράφει την ισχύ ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα μ.κ. που δέχεται ο ανιχνευτής του οργάνου και που προέρχεται από την πηγή, μετά την ανάλυση δια μέσου των στοιχείων του. Φαινόμενα απορρόφησης, ανάκλασης, πόλωσης, κ.λ.π., από τα διάφορα εξαρτήματα του οργάνου, που θα μπορούσαν να επηρεάσουν τη φασματική κατανομή της πηγής, πρέπει να λαμβάνονται υπόψη στις τελικές μετρήσεις. Βασικά τμήματα του οργάνου είναι ο μονοχρωμάτορας και ο ανιχνευτής μέτρησης της ισχύος. Με τη βοήθεια του μονοχρωμάτορα, η προσπίπτουσα στην είσοδό του πολυχρωματική ακτινοβολία αναλύεται και στην έξοδό του διαδοχικά επιλέγεται μια καθορισμένη στενή φασματική περιοχή Δλ με κεντρικό μ.κ. λ. Αυτή η συνιστώσα της ακτινοβολίας είναι που τελικά φωτίζει την φωτοευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή. Η βήμα προς βήμα μέτρηση όλων των περιοχών του φάσματος, μας δίνει τη Σ.Φ.Κ.Ι. σε συνάρτηση με το μ.κ. της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Πιο αναλυτικά ο μονοχρωμάτορας του φασματόμετρου αποτελείται: α) Από μια σχισμή εισόδου της προς μελέτη ακτινοβολίας. β) Ένα στοιχείο παραλληλισμού της αποκλίνουσας από τη σχισμή εισόδου δέσμης (π.χ. ένας φακός ή ένα κοίλο κάτοπτρο). γ) Το στοιχείο το οποίο αναλύει την προς μελέτη ακτινοβολία (π.χ. ένα φράγμα ή ένα πρίσμα). δ) Το απεικονίζον στοιχείο. Πρόκειται πάλι για φακούς ή κάτοπτρα, τα οποία στην έξοδό του μονοχρωμάτορα απεικονίζουν διαδοχικά τις επί μέρους συνιστώσες που έχουν ήδη αναλυθεί. Η θέση σχηματισμού αυτών των ειδώλων είναι η σχισμή εξόδου του μονοχρωμάτορα. Το φως που πέφτει στην είσοδό του, δεν προέρχεται κατ' ευθείαν από την πηγή αλλά συνήθως αφού πρώτα συγκεντρωθεί μέσω καταλλήλου οπτικού συστήματος (π.χ. ενός συμπυκνωτή) του οποίου ο αριθμός $-f$ είναι ίδιος με αυτόν των οπτικών στοιχείων εισόδου του μονοχρωμάτορα. Με τον τρόπο αυτό πετυχαίνουμε έτσι ώστε να περάσει από το σύστημα η μέγιστη ποσότητα ακτινοβολίας (Σχ. 1-13-1.α).

Σημείωση: Αριθμός $-f$ (ή $f_{\#}$) ενός οπτικού συστήματος, ονομάζεται ο λόγος της ενεργού εστιακής του απόστασης προς τη διάμετρο του διαφράγματος ανοίγματος του. Για την απλή περίπτωση ενός θετικού φακού ή ενός κοίλου κατόπτρου, ο αριθμός $-f$ θα είναι ο λόγος της εστιακής τους απόστασης προς τη φυσική τους διάμετρο. Ο αριθμός $-f$ καθορίζει, όπως αποδεικνύεται, τη μέγιστη ακτινοβολία που μπορεί να περάσει από ένα οπτικό σύστημα. Για να είναι δύο σε σειρά οπτικά συστήματα σε κατάσταση προσαρμογής, θα πρέπει να έχουν τους ίδιους αριθμούς $-f$.



Σχήμα 1-13-1

Επειδή όμως οι ίδιες οι πηγές συνήθως είναι επιφανειακά ανομοιογενείς και διακρίνονται από ορισμένη γεωμετρική (χωρική) μορφολογία, τότε και οι δέσμες φωτός που θα εκπέμπουν, θα διαφοροποιούνται ως προς την ένταση για οποιαδήποτε μεταβολή των προαναφερομένων στοιχείων. Επίσης για την ίδια ακριβώς πηγή, η ένταση που εκπέμπεται είναι συνήθως διαφορετική σε διαφορετικές κατευθύνσεις. Τέλος η μορφή της πηγής καθορίζει κατά κάποιο τρόπο – μερικά τουλάχιστον – και τις πολωτικές ιδιότητες του φωτός που εκπέμπεται. Τον καθορισμό όμως της Σ.Φ.Κ.Ι. δεν θα πρέπει να τον επηρεάζουν παράγοντες χωρικοί, κατευθυντικοί, πολωτικοί κ.λ.π. όπως αυτοί που προαναφέραμε. Ένα σύστημα συμπακνωτή φακού, δυστυχώς δεν εξαλείφει αυτούς του παράγοντες και μια μικρή μεταβολή στη θέση ή τον προσανατολισμό της πηγής θα μεταβάλει την ένταση του φωτός στην είσοδο

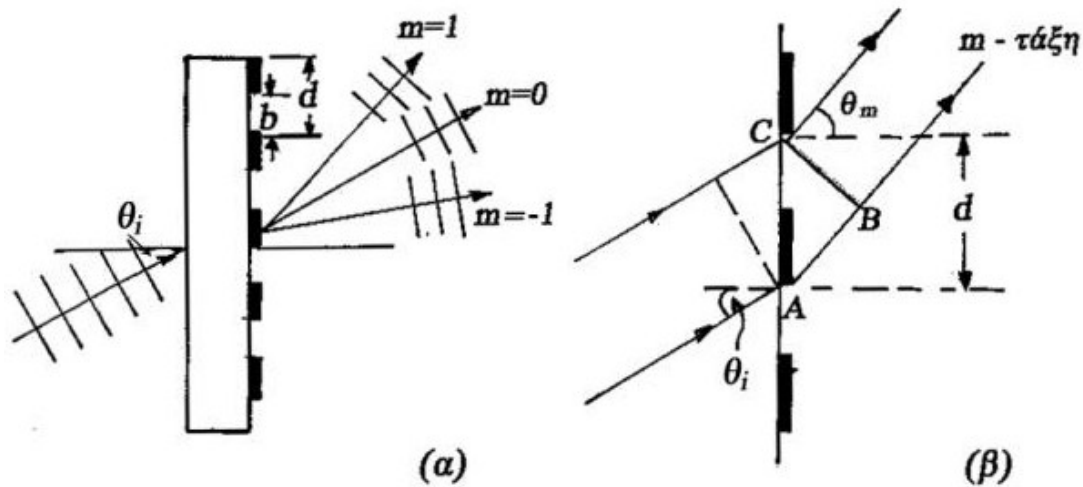
του μονοχρώματου και θα επηρεάσει σ' ένα βαθμό τις μετρήσεις της Σ.Φ.Κ.Ι.

Ένα ειδικό εξάρτημα που εξαλείφει σε μεγάλο βαθμό τις χωρικές, κατευθυντικές και πολωτικές επιδράσεις των πηγών είναι η ολοκληρωτική σφαίρα (integrating sphere) (Σχ. 1-13-1.β). Πρόκειται για μια σφαιρική κοιλότητα με δύο συνήθως ανοίγματα. Το ένα χρησιμεύει για την είσοδο της ακτινοβολίας που προέρχεται από μια συγκεκριμένη πηγή και το άλλο (σε ορθογώνια θέση) για την έξοδό της. Το υλικό με το οποίο είναι επικαλυμμένο το εσωτερικό της σφαίρας, προκαλεί ισχυρή σκεδαστική ανάκλαση σε ποσοστό πάνω από 95% και αποτελείται συνήθως από θειούχο βάριο λευκής απόχρωσης. Τα ανακλώμενα τμήματά της κατευθείαν εισερχόμενης στη σφαίρα δέσμης δεν επιτρέπεται να κατευθύνονται αμέσως προς την έξοδό της. Για το λόγο αυτό υπάρχει στο εσωτερικό της ειδικό διάφραγμα. Το χαρακτηριστικό για τη λειτουργία της ολοκληρωτικής σφαίρας είναι ότι κάθε ακτίνα μετά την είσοδό της σ' αυτή, υπόκειται σ' ένα τόσο μεγάλο αριθμό ανακλάσεων έτσι ώστε η δέσμη στην έξοδό της να είναι σχεδόν ομογενής και να έχει χάσει όλα τα χαρακτηριστικά της πηγής στην είσοδό της. Για ακριβείς μετρήσεις Σ.Φ.Κ.Ι. πηγών θα ήταν πολύ καλύτερο η είσοδος του μονοχρώματου να φωτιστεί μέσω μιας ολοκληρωτικής σφαίρας παρά από ένα οπτικό σύστημα συμπακνωτή. Το μειονέκτημα βέβαια στην πρώτη περίπτωση είναι ότι ελαττώνεται πολύ η ακτινοβολία στην είσοδο του μονοχρώματου σε αντιδιαστολή μ' ένα σύστημα προσαρμοσμένο μ' αυτόν συμπακνωτή. Το μονοχρωματικό φως από τη σχισμή εξόδου του μονοχρώματου, κατευθείαν ή μέσω οπτικού συστήματος φθάνει στον ανιχνευτή όπου και γίνεται η μέτρησή του.

Όπως ήδη αναφέραμε, τα σύγχρονα αναλυτικά όργανα χρησιμοποιούν σαν μέσο σκέδασης τα φράγματα περίθλασης. Δεν πρόκειται όμως για λεπτά φράγματα διερχομένου φωτός (πλάτους ή φάσης) αλλά για τα διαμορφούμενα (blazed) φράγματα ανάκλασης, των οποίων τη δομή και λειτουργία θα περιγράψουμε σε επόμενη παράγραφο.

Λεπτά Φράγματα πλάτους διερχομένου φωτός

Μια επαναλαμβανόμενη σειρά από περιθλώντα ανοίγματα ή εμπόδια τα οποία έχουν τη δυνατότητα να προκαλέσουν σ' ένα προσπίπτον μέτωπο κύματος περιοδικές μεταβολές στο πλάτος, τη φάση ή και στα δύο ταυτόχρονα ονομάζεται φράγμα περίθλασης. Ένα φράγμα πλάτους διερχομένου φωτός (Σχ. 1-13-2.α) αποτελείται από μια περιοδική σειρά διαφανών και αδιαφανών (πολύ λεπτών στο πάχος) λωρίδων πάνω σ' ένα διαφανές υπόστρωμα (π.χ. γυαλιού ή σελοουλόζης). Αν από την πίσω πλευρά του φράγματος προσπέσει ένα επίπεδο μονοχρωματικό μέτωπο κύματος με γωνία θ_i (Σχ. 1-13-2.α) τότε κατά τα γνωστά θα περιθλάσει το φως. Δηλ. από την εμπρός πλευρά του θ' αναδυθούν πολλά επίπεδα μετ. κύμ. και με διευθύνσεις ανά δύο συμμετρικά ως προς το αρχικά προσπίπτον.



Σχήμα 1-13-2

Αποδεικνύεται από την θεωρία της περίθλασης ότι η κατανομή της έντασης του φωτός που θα πάρουμε στο πίσω εστιακό επίπεδο ενός φακού στον οποίου ο μπρος εστιακό επίπεδο θα βρίσκεται το φράγμα θα δίνεται από τη σχέση:

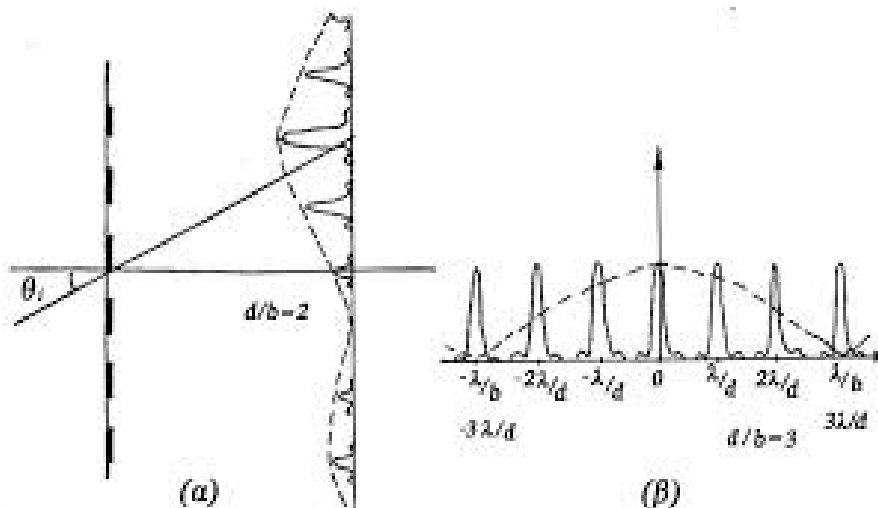
$$I = I_0 \left(\frac{\sin^2 q}{q^2} \right) \left(\frac{\sin^2 N\delta}{\sin^2 \delta} \right), \text{ όπου}$$

$$I_0 = A^2 = \text{σταθερο},$$

$$q = \frac{\pi b (\sin \theta_m - \sin \theta_i)}{\lambda},$$

$$\delta = \frac{\pi d (\sin \theta_m - \sin \theta_i)}{\lambda},$$

θ_i : γωνία πρόσπτωσης και θ_m : γωνία περίθλασης. Βλέπουμε δηλ. ότι η ένταση αποτελείται από δύο όρους όπου ο πρώτος $\sin^2 q/q^2$ αφορά το πρότυπο περίθλασης από μια σχισμή πλάτους b και ο δεύτερος το πρότυπο συμβολής N τον αριθμό σε σειρά αντικειμένων με περίοδο d μεταξύ τους. Στο (Σχ. 1-13-3.β) φαίνεται η γραφική παράσταση των δύο αυτών όρων. Ο όρος της συμβολής αποτελείται από σε ίσες αποστάσεις μεταξύ τους κατανομές μεγίστων, που συνοδεύονται αριστερά και δεξιά από δευτερεύοντα ελάχιστα και μέγιστα. Όταν ο αριθμός N γίνει αρκετά μεγάλος τότε τα τελευταία σχεδόν εξαφανίζονται.



Σχήμα 1-13-3

Οι θέσεις των διαδοχικών μεγίστων συμβολής, καθορίζονται με αναφορά τη γωνία θ_i από τη σχέση:

$$d(\sin \theta_m - \sin \theta_i) = m\lambda$$

όπου θ_m η γωνία στην οποία παρατηρείται το m - τάξης μέγιστο και $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Για $\theta_i = 0$, το τάξης $m = 0$ μέγιστο συμβολής βρίσκεται ακριβώς σε διεύθυνση κάθετη προς το φράγμα και η σχέση των μεγίστων (τύπος του Bragg) δίνεται από την ήδη γνωστή σχέση:

$$d \sin \theta_m = m\lambda$$

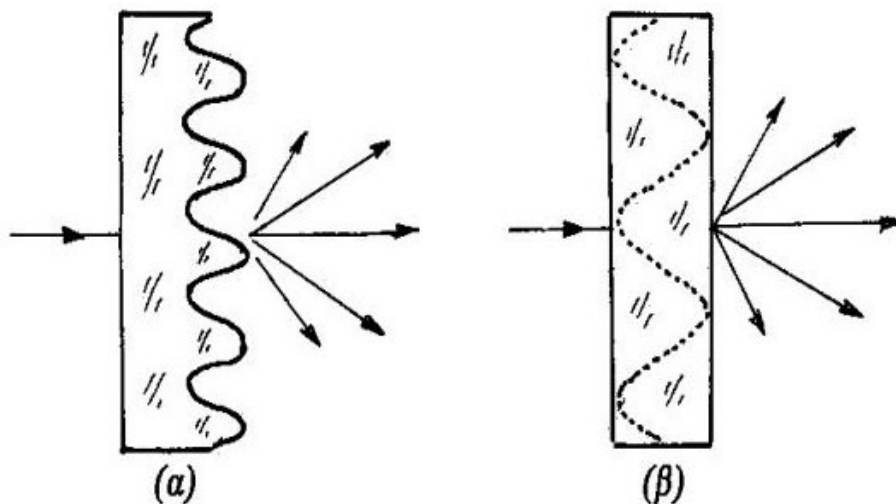
Από τη παραπάνω σχέση γίνεται φανερό ότι η γωνία θ_m για $m \neq 0$ εξαρτάται από το λ . Αυτό σημαίνει ότι αν φωτίσουμε το φράγμα με πολυχρωματική ακτινοβολία, τότε τα μέγιστα συμβολής για τα διάφορα $\mu.κ.$ μιας ορισμένης τάξης m θα εκτραπούν σε διαφορετικές γωνίες. Στο γεγονός αυτό ακριβώς οφείλεται και η αναλυτική ικανότητα του φράγματος. Όμως για $m=0 \Rightarrow \theta_0=0$ για όλα τα $\mu.κ.$ οπότε δεν θα έχουμε ανάλυση του φωτός. Ο όρος της περίθλασης $\sin^2 q/q^2$ αποδεικνύεται ότι μηδενίζεται όταν:

$$\sin \theta_m - \sin \theta_i = m\lambda/b, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{ή για } \theta_i = 0 \text{ όταν } \sin \theta_m = m\lambda/b$$

Αυτό σημαίνει ότι ο όρος της κατανομής της περίθλασης διαμορφώνει (Σχ.1-13-3.β) τους όρους της συμβολής ελαττώνοντας την έντασή τους για τάξεις εκτός της μηδενικής. Επίσης το πόσα μέγιστα συμβολής περιλαμβάνονται στον κεντρικό λοβό περίθλασης εξαρτάται από το λόγο d/b . Ο μικρότερος ακέραιος αριθμός μεγίστων συμβολής θα είναι τρία, συμπεριλαμβανομένου και του μηδενικής τάξης για $d/b = 2$. Το γεγονός αυτό μας αποθαρρύνει στο να χρησιμοποιήσουμε τα λεπτά φράγματα πλάτους διερχομένου φωτός σαν αναλυτικά στοιχεία σε φασματοσκοπικά όργανα. Πράγματι για την οριακή περίπτωση όπου $d/b = 2$, η πρώτη τάξη περίθλασης (η έντασή της) ελαττώνεται πάρα πολύ λόγω της διαμόρφωσής της από τον παράγοντα περίθλασης, ενώ ο μηδενικής τάξης κατά τα γνωστά δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί επειδή έχουμε ταύτιση για όλα τα $\mu.κ.$ Αν επιλέξουμε φράγμα με $d \gg b$, τότε ο παράγοντας της περίθλασης θα επηρεάζει λίγο τα μέγιστα συμβολής όμως τώρα μέσα στον κεντρικό λοβό περίθλασης θα περιλαμβάνονται τόσες πολλές τάξεις συμβολής, έτσι που η αρχική ενέργεια θα διασπείρεται σε πολλά επί μέρους φάσματα χωρίς να εξαιρείται και η δυνατότητα μερικής επικάλυψής τους.

Λεπτά φράγματα φάσης διερχομένου φωτός

Κατά τη διάδοση ενός επιπέδου μετώπου κύματος μέσω ενός τέτοιου φράγματος, μεταβάλλεται μόνο η φάση του επειδή πρόκειται για διαφανή στο σύνολό τους υλικά. Στα (Σχ. 1-13-4) φαίνεται η δομή δύο τέτοιων φραγμάτων. Στο (Σχ.1-13-4.α) βλέπουμε σε τομή μια διαφανή γυάλινη επίπεδη επιφάνεια, η οποία διαμορφώθηκε ημιτονικά από τη μια της έδρα με μια ορισμένη περίοδο. Αντίθετα στο (Σχ. 1-13-4.β) η αρμονική διαμόρφωση έγινε στο εσωτερικό του υλικού και το μεταβαλλόμενο μέγεθος είναι ο δείκτης διάθλασης. Μια τέτοια κατάσταση προβλέπεται π.χ. για ένα φωτοδιαθλαστικό (photorefractive) κρυσταλλικό υλικό όταν αυτό φωτιστεί για ένα ορισμένο χρονικό διάστημα από δύο υπό κλίση σύμφωνα επίπεδα μονοχρωματικά μέτωπα κύματος τα οποία συμβάλουν στο εσωτερικό του. Τότε η περιοδική κατανομή της έντασης του φωτός (κροσσοί συμβολής) αποτελεί αιτία μετατόπισης ηλεκτρονίων (μέσο ορισμένων μηχανισμών) από τις φωτεινές στις σκοτεινές περιοχές. Σαν συνέπεια από σημείο σε σημείο θα έχουμε αρμονική μεταβολή του δ.δ. του υλικού (πρωτεύου ηλεκτροπτικό φαινόμενο – Pockels effect). Τέτοια φράγματα βέβαια δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν αναλυτικά στοιχεία οργάνων επειδή: α) οι συνθήκες δημιουργίας τους είναι περίπλοκες καθώς και ο χρόνος ζωής τους μικρός. β) δεν παρουσιάζουν συνήθως ομαλό διασκεδασμό στην ορατή περιοχή του φάσματος δηλ. μπορεί να εμφανίσουν φαινόμενα απορρόφησης.



Σχήμα 1-13-4

Η επόμενη περίπτωση που θα εξετάσουμε είναι αν ένα λεπτό φράγμα φάσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν αναλυτικό στοιχείο. Για το λόγο αυτό επιλέγουμε την πιο απλή περίπτωση δηλ. αυτή του ημιτονικού φράγματος. Ένα τέτοιο φράγμα μπορούμε να κατασκευάσουμε με τη βοήθεια ενός λεπτού ημιτονικού φράγματος πλάτους. Το τελευταίο γίνεται αν σ' ένα film μεγάλης διακριτικής ικανότητας αφήσουμε να συμβάλλουν δύο μονοχρωματικά και σύμφωνα επίπεδα μέτωπα κύματος με μια χωρική κλίση μεταξύ τους. Η τελευταία καθορίζει και την περίοδο των κροσσών συμβολής. Μετά τη διαδικασία της εμφάνισης του film, θα έχουμε ένα λεπτό ημιτονικό φράγμα πλάτους. Δηλ. ένα φράγμα αρμονικά μεταβαλλόμενης αμαύρωσης. Το στάδιο μετατροπής του τελευταίου σε (διαφανές) ημιτονικό φράγμα φάσης γίνεται μέσω μια χημικής διεργασίας που ονομάζεται bleaching. Τότε η συνάρτηση διαφάνειας πλάτους (amplitude transfer function) του λεπτού φράγματος φάσης θα δίνεται από τη σχέση:

$$t(\zeta) = e^{\frac{j}{2} \sin(2\pi f_0 \zeta)} \operatorname{rect}\left(\frac{\zeta}{2w}\right)$$

Ο άξονας ζ είναι κάθετος στις γραμμές του φράγματος τις οποίες θεωρούμε απείρου μήκους. Η συνάρτηση $\operatorname{rect}(\zeta / 2w)$ που ορίζεται από τη σχέση:

$$\text{rect}\left(\frac{\zeta}{2w}\right) = \begin{cases} 1 & |\zeta| \leq w \\ 0 & |\zeta| > w \end{cases}$$

οριοθετεί το χωρικό πλάτος του φράγματος. Όπου m είναι το πλάτος διακύμανσης (από κορυφή σε κορυφή) της φάσης και f_0 (το αντίστροφο της περιόδου του φράγματος) η χωρική του συχνότητα. Με δεδομένο ότι ισχύει η σχέση:

$$e^{j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0 \zeta)} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) e^{j2\pi q f_0 \zeta}$$

όπου J_q η συνάρτηση Bessel πρώτου είδους τάξης q , ο μετασχηματισμός Fourier της παραπάνω σχέσης μας δίνει:

$$F\left\{e^{j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0 \zeta)}\right\} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \delta(\nu/\lambda - qf_0\nu)$$

όπου ν το συνημίτονο κατεύθυνσης της q τάξης περίθλασης (γωνία περίθλασης). Το πρότυπο περίθλασης (κατανομή του πλάτους) στο επίπεδο Fourier (αν παραλείψουμε ορισμένες σταθερές αναλογίας και ένα παράγοντα φάσης) θα δίνεται από το μετασχηματισμό Fourier της συνάρτησης διαφάνειας πλάτους $t(\zeta)$ δηλ:

$$F\{t(\zeta)\} = F\left\{e^{j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0 \zeta)} \text{rect}\left(\frac{\zeta}{2w}\right)\right\} = F\left\{e^{j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0 \zeta)}\right\} \otimes F\left\{\text{rect}\left(\frac{\zeta}{2w}\right)\right\}$$

όπου το σύμβολο \otimes δηλώνει τη δίπλωση (convolution) μεταξύ δύο συναρτήσεων. Εκτελώντας τις πράξεις θα έχουμε:

$$\begin{aligned} F\{t(\zeta)\} &= \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \delta(\nu/\lambda - qf_0\nu) \otimes 2w \text{sinc}(2w\nu/\lambda) \\ &= 2w \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \text{sinc}(2w(\nu/\lambda - qf_0)) \\ &= 2w \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \text{sinc}\left[\frac{2w}{\lambda f}(z - qf_0\lambda f)\right] \end{aligned}$$

όπου η συνάρτηση sinc ορίζεται από τη σχέση: $\text{sinc } \psi = \text{sinc } \psi / \psi$ και $\delta(\psi)$ η συνάρτηση δέλτα (delta ή unit impulse function) που ορίζεται από τη σχέση:

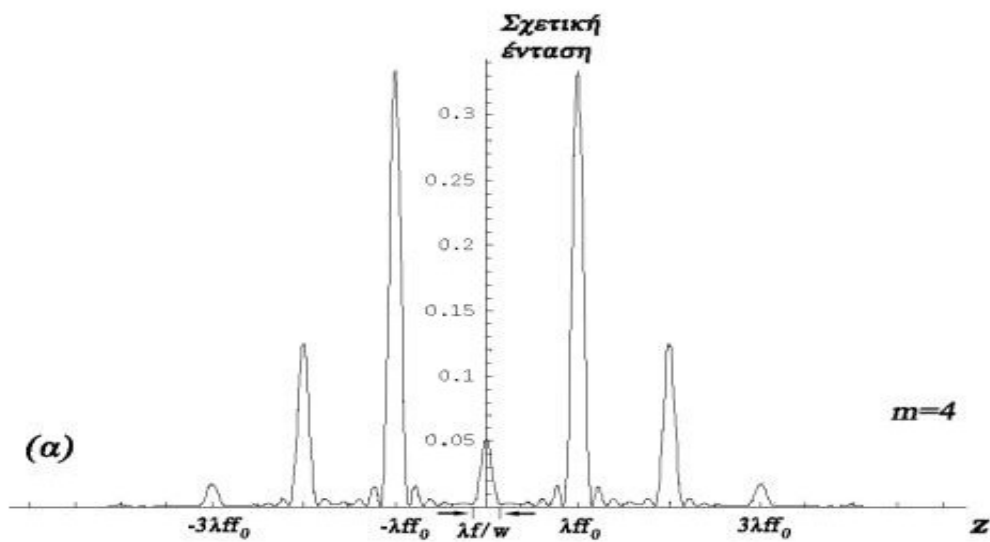
$$\delta(\psi) = \begin{cases} 0 & \text{αν } \psi \neq 0 \\ \infty & \text{αν } \psi = 0 \end{cases}$$

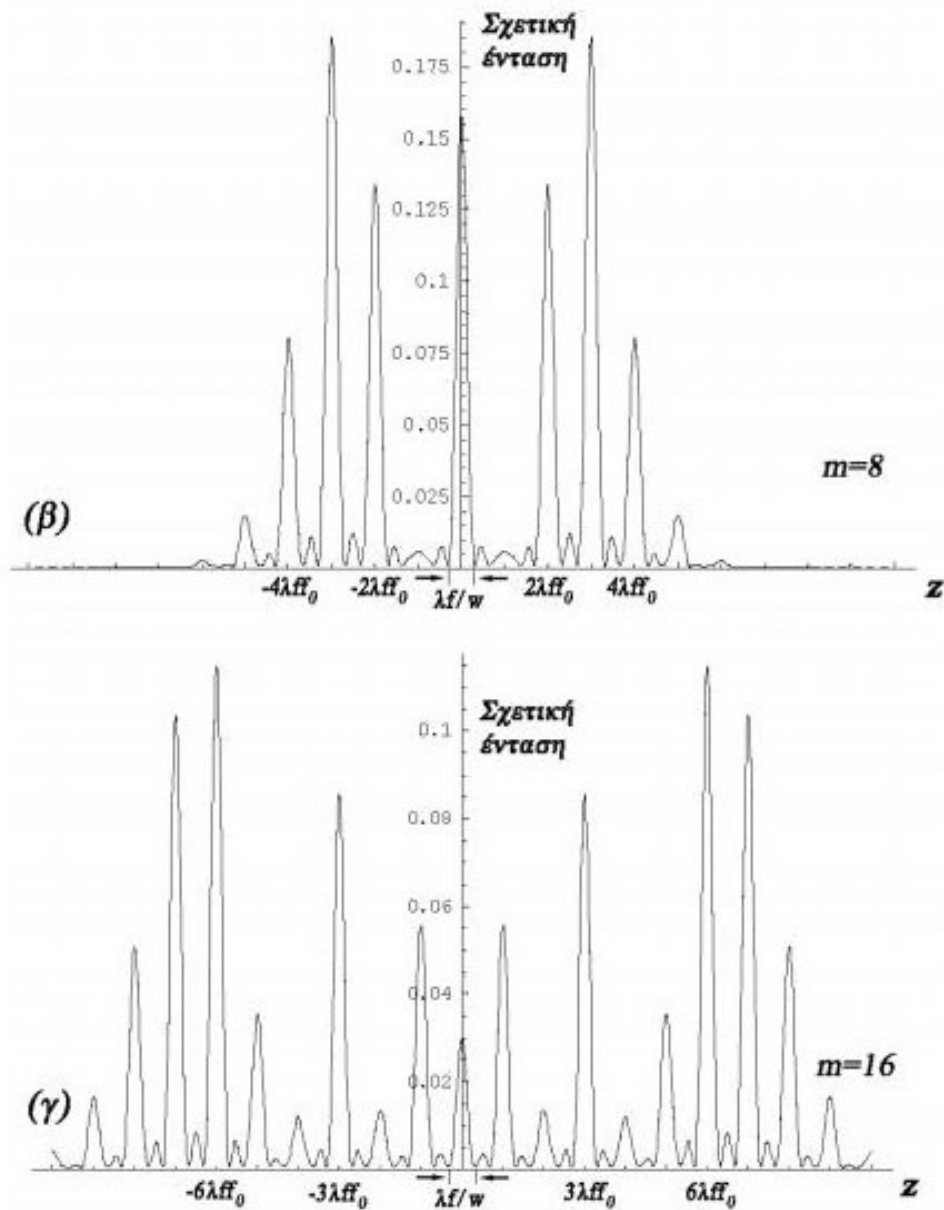
Από φυσική άποψη η σχέση μας δίνει τις διάφορες τάξεις περίθλασης q του προτύπου στο επίπεδο Fourier όπου: λ το μ.κ. του προσπίπτοντος στο φράγμα επιπέδου μετώπου κύματος, f η εστιακή απόσταση του μετασχηματιστή φακού και z η συντεταγμένη στον άξονα z του επιπέδου Fourier. Κατά τα γνωστά $\nu = z / f$.

Αν η περίοδος το φράγματος είναι πολύ μικρή σε σχέση με το εύρος του $2w$ δηλ. $f_0 \gg 1/w$ τότε αποδεικνύεται ότι η επικάλυψη μεταξύ των διαφόρων τάξεων περίθλασης θα είναι αμελητέα. Οπότε η κατανομή της έντασης στο επίπεδο Fourier θα δίνεται από τη σχέση:

$$I(z) \sim \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q^2\left(\frac{m}{2}\right) \text{sinc}^2\left[\frac{2w}{\lambda f}(z - qf_0\lambda f)\right]$$

Στα (Σχ. 1-13-5) βλέπουμε τη γραφική παράσταση της κατανομής της έντασης για τις περιπτώσεις για τις οποίες $m = 4$, $m = 8$ και $m = 16$.





Σχήμα 1-13-5

Κύριο χαρακτηριστικό αυτών των κατανομών είναι η συμμετρία τους σε σχέση με το $z = 0$. Το τελικό μας συμπέρασμα είναι το εξής: Παρά το γεγονός ότι λόγω της διαφάνειάς τους τα λεπτά φράγματα φάσης δεν απορροφούν παρά ελάχιστη ενέργεια από την προσπίπτουσα, δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ανάλυση του φωτός σε φασματοσκοπικά όργανα. Το γεγονός οφείλεται και πάλι στον πολύ μεγάλο αριθμό τάξεων στον οποίο περιθλάται το προσπίπτον μέτωπο κύματος με συνέπεια τη διασπορά την ενέργειάς του.

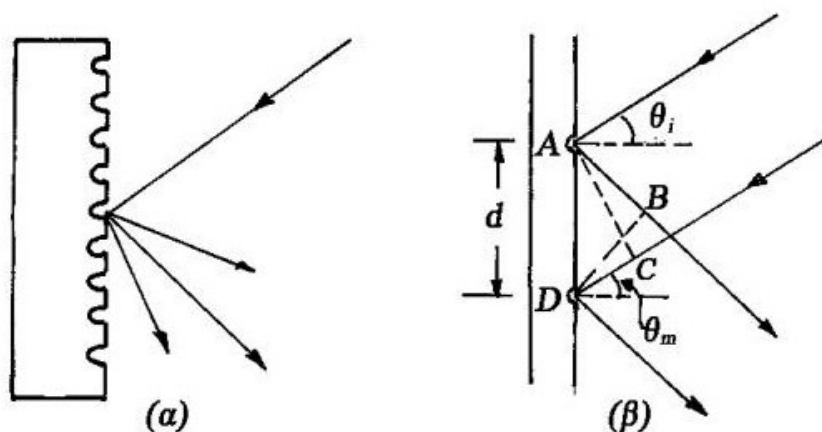
Εγγάρκτα και διαμορφούμενα φράγματα ανάκλασης

Γενικά τα φράγματα περίθλασης ανακλωμένου φωτός είναι αυτά για τα οποία το προσπίπτον μέτωπο κύματος και το περιθλώμενο βρίσκονται από την ίδιπλευρά (Σχ. 1-13-6). Τα εγχάρακτα (ruled) φράγματα ανακλωμένου φωτός είναι αυτά που κατασκευάζονται συνήθως σε επίπεδες γυάλινες επιφάνειες με διαδοχική πυκνή χάραξη στο υλικό ανάγλυφων παράλληλων (συνήθως) γραμμών ορισμένης περιόδου. Παλαιότερα η διαδικασία αυτή γινόταν από ειδικές μηχανές που ελεγχόταν με συμβολομετρικές μέθοδες ακρίβειας, έτσι ώστε η περίοδος των γραμμών μπορούσε να διατηρηθεί σταθερή. Σήμερα κυριαρχούν δύο άλλες μέθοδες κατασκευής: Η ολογραφική και αυτή της χρήσης δεσμών ιόντων. Με την πρώτη μέθοδο σχηματίζουμε το λανθάνον φράγμα με τη συμβολή επιπέδων μετώπων κύματος σε ορισμένη γωνία πάνω σε κατάλληλη φωτοευαίσθητη επιφάνεια. Η εμφάνιση της τελευταίας και η κατάλληλη χημική της επεξεργασία (bleaching) οδηγεί στο επιθυμητό φράγμα. Η δεύτερη μέθοδος στηρίζεται στη χάραξη κατάλληλων υλικών με τη βοήθεια πολύ λεπτών δεσμών που αποτελούνται από ιόντα υψηλής ενέργειας. Μια άλλη μέθοδος η οποία είναι πιο φθηνή αλλά δεν οδηγεί σε φράγματα καλών προδιαγραφών είναι αυτή της παραγωγής πανομοιότυπων φραγμάτων συνήθως σε πλαστικό υλικό, με την βοήθεια ενός εγχάρακτου φράγματος το οποίο αποτελεί το καλούπι (μήτρα) πάνω στο οποίο πρεσάρεται το πλαστικό. Τέτοια φράγματα παράγονται και πάνω σε φύλλα αλουμινίου δεδομένου ότι πρόκειται για πολύ μαλακό υλικό.

Γενικά τα φράγματα ανάκλασης (Σχ. 1-13-6) παρουσιάζουν τα ίδια χαρακτηριστικά με αυτά των φραγμάτων πλάτους διερχομένου. Η συνθήκη μεγίστων συμβολής για τις διάφορες τάξεις m δίνεται με τη βοήθεια του (Σχ. 1-13-6.β) από τη σχέση:

$$d(\sin \theta_m - \sin \theta_i) = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Όπου $AB - CD = d(\sin \theta_m - \sin \theta_i)$ είναι η διαφορά οπτικού δρόμου για την προσπίπτουσα και την ανακλώμενη (περιθλώμενη) δέσμη. Για $\theta_i = \theta_m$ εμφανίζεται η μηδενική τάξη συμβολής ($m = 0$) και συμμετρικά προς αυτήν οι τάξεις $\pm 1, \pm 2$ κ.λ.π.



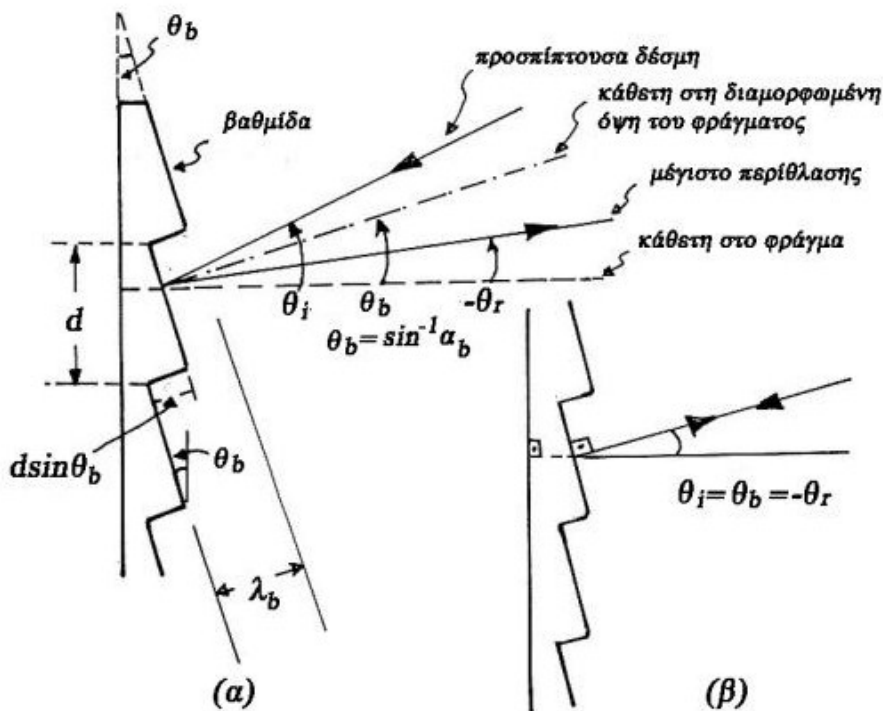
Σχήμα 1-13-6

Το πλέον βελτιωμένο είδος φράγματος είναι το λεγόμενο διαμορφούμενο (blazed). Το βασικό χαρακτηριστικό αυτών των φραγμάτων, είναι η λεγόμενη διαμόρφωση του προφίλ του φράγματος όπως φαίνεται στο (Σχ. 1-13-7.β). Το σημαντικό που επιτυγχάνεται μ' αυτόν τον τρόπο είναι ότι η ενέργεια της προσπίπτουσας δέσμης περιθλάται μόνο σε μια συγκεκριμένη διεύθυνση που αντιστοιχεί σε μια ορισμένη τάξη m συμβολής καθοριζόμενη από τα χαρακτηριστικά του φράγματος. Για να συμβεί αυτό θα πρέπει ταυτόχρονα να ισχύουν: α) η εξίσωση του φράγματος (συνθήκη μεγίστων συμβολής) και β) η συνθήκη της κατοπτρικής ανάκλασης προσπίπτουσας και περιθλώμενης από τις διαδοχικές βαθμίδες (σκαλοπάτια – facets) του φράγματος.

Από το (Σχ. 1-13-7.α) η γωνία $\theta_b = \sin^{-1} a_b$ ονομάζεται γωνία διαμόρφωσης. Η αποτελεσματικότητα του τρόπου διαμόρφωσης του φράγματος και ο ρόλος της γωνίας θ_b μπορούν να φανούν με τον ακόλουθο τρόπο. Ας υποθέσουμε ότι: $\theta_i = \theta_b = -\theta_r$ (Σχ. 1-13-7.β). Αν το ύψος της βαθμίδας $d \sin \theta_b$ είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μ.κ. δηλ.

$$d \sin \theta_b = d \cdot a_b = p \frac{\lambda}{2} \quad p = 1, 2, \dots$$

τότε το φως που οπισθοανακλάται από μια βαθμίδα, θα βρίσκεται σε φάση με αυτό της επόμενης. Γενικά γι' αυτές τις τιμές των a_b και λ το φως θα συμπεριφέρεται σαν να γινόταν ανάκλαση από ένα επίπεδο κάτοπτρο (σε σχέση με την προσπίπτουσα) με κλίση ίση με της γωνίας θ_b , σε διεύθυνση ακριβώς αντίθετη της προσπίπτουσας.



Σχήμα 1-13-7

Το συμπέρασμα αυτό βέβαια παραλείπει τη μικρή ποσότητα περιθλωμένου φωτός που θα μπορούσε να προέλθει από τις μικρές ασυνέχειες μεταξύ των βαθμίδων. Στο βαθμό βέβαια που αυτό θεωρείται αμελητέο, μπορούμε να δούμε ότι η συνολική δέσμη ανακλάται κατά τέτοιο τρόπο έτσι ώστε τελικά καμία ποσότητα ενέργειας δεν περιθλάται προς άλλες διευθύνσεις. Επειδή:

$-\sin \theta_i = \sin \theta_r = a_b = \sin \theta_b$ (συνθήκη ανάκλασης) η εξίσωση του φράγματος γι' αυτή την ειδική περίπτωση γίνεται:

$$d(\sin \theta_r - \sin \theta_i) = m\lambda = 2d \cdot a_b = 2d \sin \theta_b$$

η οποία αν συγκριθεί με την παραπάνω σχέση δίνει $m=p$. Η τιμή του λ η οποία ικανοποιεί τη ίδια σχέση για $p=1$ ονομάζεται διαμορφώνον μ.κ. λ_b

και δίνεται από τη σχέση:

$$\lambda_b = 2da_b = 2d \sin \theta_b$$

Αυτό σημαίνει ότι το διαμορφώνον μ.κ. λ_b είναι διπλάσιο του ύψους της βαθμίδας (σκαλοπατιού) του φράγματος (Σχ. 1-13-7.α) και ότι $\lambda = \lambda_b / p$. Για $\lambda = \lambda_b$ από τη (σχ. 1-13-7) θα έχουμε $p = m = 1$ οπότε περιμένουμε πρακτικά ότι όλο το φως θα περιθλαστεί στη διεύθυνση της πρώτης τάξης ($m=1$). Με τον ίδιο τρόπο όταν $\lambda = \lambda_b / m$ όλο το φως θα περιθλαστεί προς τη διεύθυνση της m τάξης.

Μια προσεγγιστική βαθμωτή θεωρία για τη συμπεριφορά του διαμορφούμενου φράγματος ανάκλασης προβλέπει για τον παράγοντα της περίθλασης μια σχέση της μορφής:

$$I_{\text{περ}} = \frac{\sin^2 q'}{p'^2} = \frac{\sin^2 \pi du'}{(\pi du')^2} \quad \text{όπου}$$

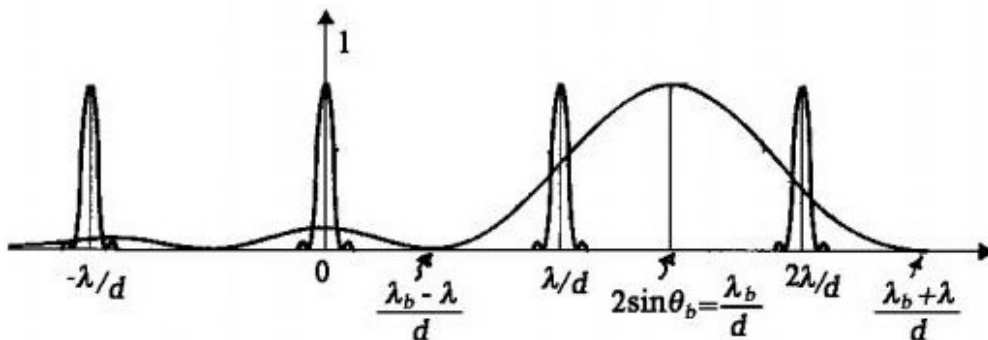
$$u' = u + \frac{2 \sin \theta_b}{\lambda} = \frac{\sin \theta_r - \sin \theta_i}{\lambda} + \frac{2 \sin \theta_b}{\lambda} \quad \text{και}$$

$$I = I_0 \left(\frac{\sin^2 q'}{q'^2} \right) \left(\frac{\sin^2 N \delta}{\sin^2 \delta} \right) \quad \text{όπου} \quad \delta = \frac{\pi d (\sin \theta_m - \sin \theta_i)}{\lambda}$$

Βλέπουμε δηλαδή από τις παραπάνω σχέσεις ότι ο παράγοντας περίθλασης αναφέρεται πλέον στην περίθλαση από σχισμή πλάτους d και όχι όπως στις άλλες σχέσεις από σχισμή πλάτους $b < d$. Επίσης το πιο σπουδαίο είναι ότι πλέον το πρότυπο περίθλασης δεν καθορίζεται μόνο από τη διαφορά $\sin \theta_r - \sin \theta_i$ αλλά είναι μετατοπισμένο (σε σχέση με το πρότυπο συμβολής) σε θέση που εξαρτάται από τον παράγοντα $2 \sin \theta_b$. Το μέγιστο της περίθλασης στην περίπτωση αυτή θα βρίσκεται από τη σχέση:

$$(\sin \theta_r - \sin \theta_i) + 2 \sin \theta_b = 0 \quad \text{ή} \quad \sin \theta_r - \sin \theta_i = -2 \sin \theta_b$$

και όχι από την $\sin \theta_i - \sin \theta_r = 0$ που ισχύει για κοινό φράγμα ανάκλασης. Στο (Σχ.1-13-8) φαίνεται η νέα θέση της κατανομής του προτύπου περίθλασης σε σχέση με το πρότυπο συμβολής όπου τώρα οι αποστάσεις μεταξύ των ελαχίστων του πρώτου είναι ίσες με τις αποστάσεις μεταξύ των μεγίστων του δευτέρου.

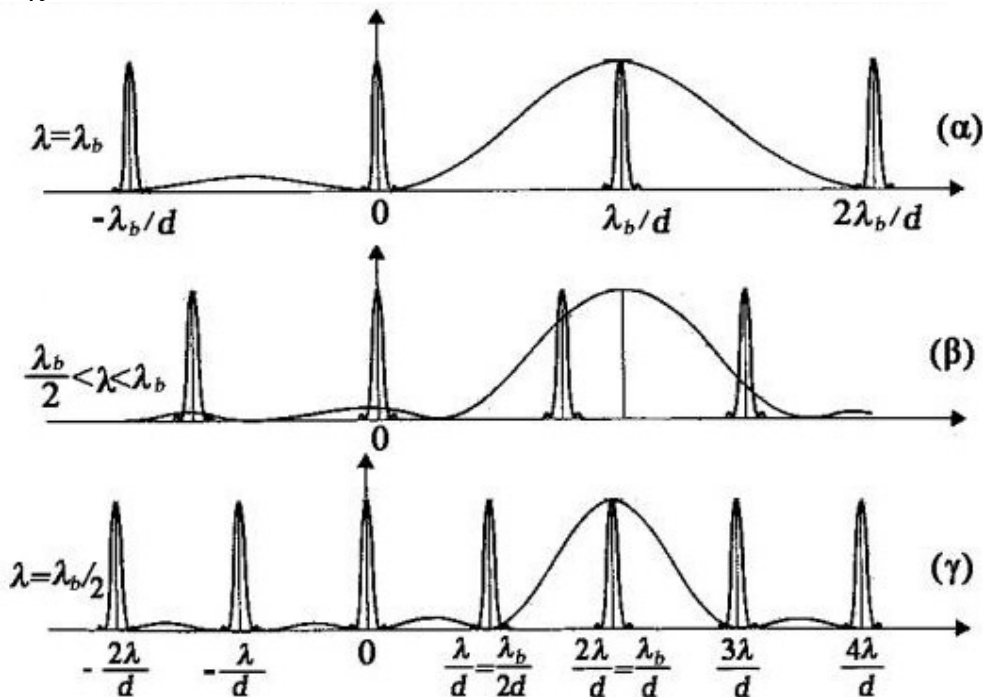


Σχήμα 1-13-8

Εδώ θα ήταν χρήσιμη η σύγκριση του παραπάνω προτύπου, μ' αυτό που προκύπτει από ένα απλό φράγμα διερχομένου φωτός (Σχ. 1-13-3β). Βλέπουμε την χαρακτηριστική ασυμμετρία του προτύπου περίθλασης του διαμορφούμενου φράγματος σχετικά με την μηδενική τάξη συμβολής, που οδηγεί στη διάθεση περισσότερης σχετικά περιθλώμενης ενέργειας κατά τη διαδικασία της ανάλυσης του φωτός. Το γεγονός αυτό γίνεται περισσότερο εμφανές για την περίπτωση όπου

$$\lambda = \lambda_b, \quad \lambda_b / 2, \quad \lambda_b / 3 \quad \text{κ.λ.π.}$$

Τότε το μέγιστο του προτύπου περίθλασης συμπίπτει μ' ένα μέγιστο συμβολής. Όλα τα υπόλοιπα μέγιστα συμβολής εξαφανίζονται επειδή συμπίπτουν με τα ελάχιστα περίθλασης. Στα προηγούμενα χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς μονοχρωματικό φως μ.κ. λ . Αν αντί του προηγούμενου προσπέσει στο φράγμα μια πολυχρωματική ακτινοβολία, τότε αυτό που θα περιμένουμε θα είναι η ανάλυση της ακτινοβολίας γύρω από το μ.κ. $\lambda = \lambda_b / m$ της τάξης m και μέσα στην περιοχή που καθορίζουν τα όρια του προτύπου περίθλασης με κέντρο την προαναφερόμενη τάξη. Η περίπτωση αυτή φαίνεται για $\lambda = \lambda_b$ και $\lambda = \lambda_b / 2$ στα (Σχ. 1-13-9). Ρυθμίζοντας λοιπόν κατασκευαστικά το διαμορφούμενο μ.κ. λ_b ενός φράγματος ανάκλασης, μπορούμε να κατευθύνουμε όλη την περιθλώμενη ενέργεια της προσπίπτουσας σε μια διεύθυνση που αντιστοιχεί σε μια καθορισμένη τάξη συμβολής. Σήμερα σε όλα σχεδόν τα αναλυτικά όργανα φασματοσκοπίας χρησιμοποιούνται διαμορφούμενα φράγματα ανάκλασης.



Σχήμα 1-13-9

Στα επόμενα θα μελετήσουμε τα βασικά χαρακτηριστικά μεγέθη των φασμάτων που προέρχονται από διαμορφούμενα φράγματα ανάκλασης. Ο λόγος, για το γωνιακό εύρος $2\Delta\theta$ μιας φασματικής γραμμής που οφείλεται στη διεύρυνση που προκαλείται από το φράγμα λόγω των πεπερασμένων διαστάσεών του. Το γωνιακό διασκεδασμό ($d\theta/d\lambda$), το γραμμικό διασκεδασμό ($d\lambda/dx$) καθώς και τη διακριτική ικανότητα (ή ισχύ) ($\lambda/\Delta\lambda$) του φράγματος.

α) Γωνιακό εύρος γραμμής (angular width)

Γνωρίζουμε ότι κατά την περίθλαση από φράγμα N σχισμών, το γωνιακό άνοιγμα $\Delta\theta$ μεταξύ του κυρίου μεγίστου συμβολής τάξης m σε γωνία θ και του πρώτου ελαχίστου, δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cos \theta}$$

όπου N ο αριθμός των περιόδων και d η περίοδος του φράγματος. Γωνιακό εύρος ονομάζουμε τη γωνία $2\Delta\theta$ με την οποία φαίνεται το συγκεκριμένο μέγιστο και οφείλεται στη διεύρυνση που προκαλεί το φράγμα λόγω των συγκεκριμένων ορίων του. Από τις παραπάνω σχέσης βλέπουμε ότι είναι αντιστρόφως ανάλογο με το πλάτος $N \cdot d$ του φράγματος.

β) Γωνιακός διασκεδασμός (angular dispersion)

Είναι ο γωνιακός διαχωρισμός $d\theta$ που επιτυγχάνεται για δύο διαφορετικά μ.κ. (χαρακτηριστικές γραμμές) τα οποία απέχουν μεταξύ τους κατά $d\lambda$. Προκύπτει από τη διαφόριση της εξίσωσης φράγματος της γνωστής μορφής:

$$d(\sin \theta_r - \sin \theta_i) = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Για $\theta_i = \text{σταθ.}$ Οπότε: $\cos \theta d\theta = \frac{m}{d} d\lambda$ και άρα:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta}$$

Από την τελευταία σχέση βλέπουμε ότι θα έχουμε τόσο μεγαλύτερο διαχωρισμό, όσο μεγαλύτερη είναι η τάξη m και όσο μικρότερη είναι η περίοδος d του φράγματος. Σε πολλές περιπτώσεις τα διαμορφούμενα (blazed) φράγματα ανάκλασης διευθετούνται με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε η πρόσπτωση να γίνεται κάθετα (ή σχεδόν κάθετα) προς τις βαθμίδες του φράγματος (Σχ. 1-13-7.β). Στην περίπτωση αυτή $\theta_i = \theta_b = -\theta_r$, οπότε:

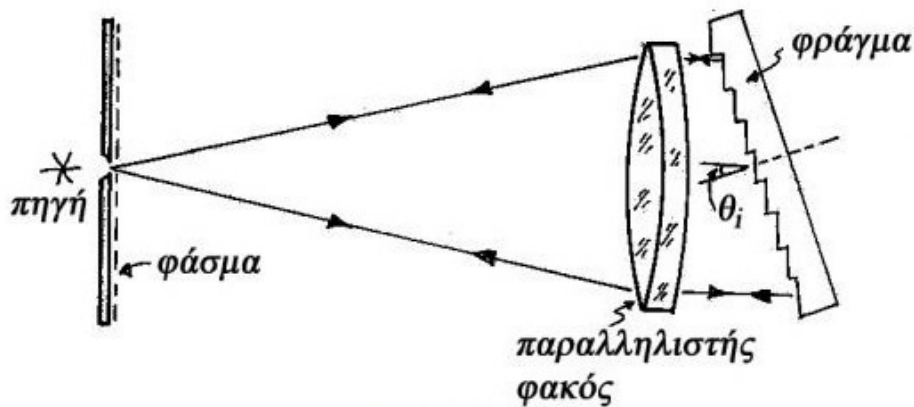
$$d(\sin \theta_r - \sin \theta_i) = m\lambda \Rightarrow 2d \sin \theta_r = m\lambda \Rightarrow$$

$$m = (2d \sin \theta_r) / \lambda$$

$$\text{και επειδή } d\theta/d\lambda = m/d \cos \theta \Rightarrow$$

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \tan \theta_r}{\lambda} = \frac{2 \tan \theta_i}{\lambda} \quad (-\theta_r = \theta_i)$$

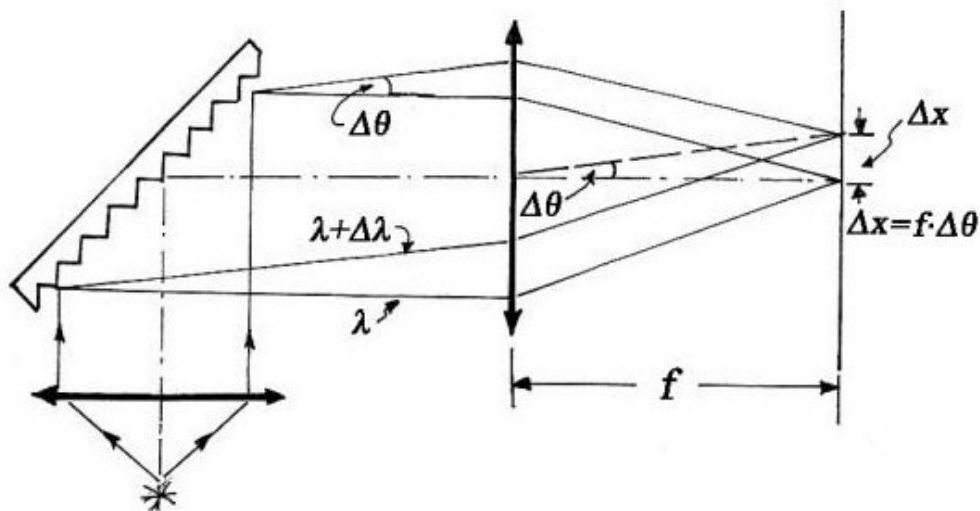
Άρα ο γωνιακός διασκεδασμός γίνεται ανεξάρτητος του d . Αυτός ο τρόπος τοποθέτησης του φράγματος (Σχ. 1-13-10) ονομάζεται διευθέτηση αυτοπαραλληλισμού Littrow.



Σχήμα 1-13-10

γ) Γραμμικός διασκεδασμός (linear dispersion)

Με τον γραμμικό διασκεδασμό, μετρούμε το εύρος ($\Delta\lambda$) μ.κ. το οποίο εμφανίζεται ανά μονάδα μήκους (Δx) πάνω σ' ένα επίπεδο, μετά την εστίαση του αναλυόμενου από το φράγμα φωτός μέσω ενός οπτικού συστήματος (φακού, κατόπτρου κ.λ.π.). Δίνεται από το αντίστροφο, του γινομένου του γωνιακού διασκεδασμού επί την εστιακή απόσταση του απεικονίζοντος μέσου.



Σχήμα 1-13-11

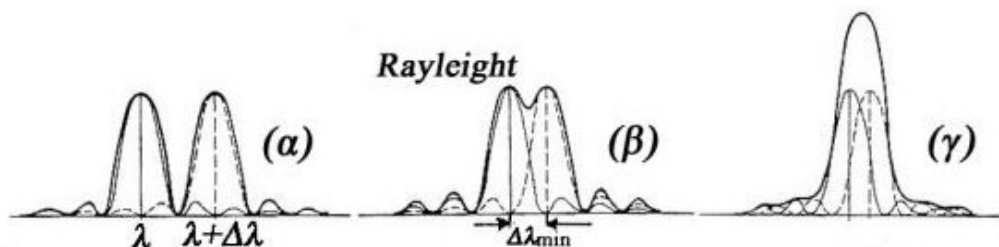
Πράγματι με τη βοήθεια του (Σχ. 1-13-11) έχουμε:

$$1/\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \cdot f = 1/\frac{f\Delta\theta}{\Delta\lambda} = 1/\frac{\Delta x}{\Delta\lambda} \Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\Delta x} = \frac{d \cos\theta}{m \cdot f}$$

Το εύρος των μ.κ. Δλ γίνεται τόσο πιο μικρό, όσο μεγαλώνει η τάξη m και η εστιακή απόσταση f καθώς και όσο μικρότερη γίνεται η περίοδος d του φράγματος.

δ) Διακριτική ικανότητα (η ισχύς) του φράγματος (Resolving power)

Η έννοια της διακριτικής ικανότητας φράγματος προκύπτει από την ανάγκη να γνωρίζουμε μέχρις ποίου ορίου έχουμε τη δυνατότητα να ξεχωρίζουμε δύο φασματικές γραμμές που βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους. Στο (Σχ. 1-13-12.α), οι δύο γραμμές βρίσκονται σε αρκετά μεγάλη απόσταση, οπότε το τελικό αποτέλεσμα (η άθροιση των εντάσεών τους) θα μας δώσει δύο σαφώς διαχωρισμένες κατανομές. Δεν συμβαίνει όμως το ίδιο και για την περίπτωση του (Σχ. 1-13-12.γ) όπου οι γραμμές είναι τόσο κοντά μεταξύ τους έτσι ώστε η συνολική τους ένταση να μας δίνει μια τέτοια κατανομή, μέσω της οποίας δεν είναι δυνατόν να διακρίνουμε ότι πρόκειται για δύο. Σαν κριτήριο διαχωρισμού δύο γραμμών γίνεται γενικά αποδεκτό αυτό του Rayleigh, όπου οι γραμμές μόλις θα διαχωρίζονται, όταν το μέγιστο της κατανομής της μιας θα συμπίπτει με το πρώτο ελάχιστο της άλλης.



Σχήμα 1-13-12

Πράγματι τότε η συνολική κατανομή της έντασης είναι τέτοια (Σχ. 1-13-12.β) έτσι ώστε μόλις να ξεχωρίζουμε τις κορυφές τους. Η διακριτική ικανότητα ενός φράγματος ορίζεται από το λόγο:

$$R = \lambda/(\Delta\lambda)_{\min}$$

Όπου $(\Delta\lambda)_{\min}$ η μικρότερη διακριτή διαφορά μ.κ. που ονομάζεται και διακριτικό όριο (resolving limit). Μας είναι γνωστό όμως ότι:

$$(\Delta\lambda)_{\min} = \lambda / Nd \cos \theta$$

όπου θ η γωνία με την οποία φαίνεται το m μέγιστο συμβολής. Οπότε από το συνδυασμό με τη παραπάνω σχέση και αυτής που αφορά το γωνιακό διασκεδασμό:

$$(\Delta\theta)_{\min} / \Delta\lambda = m/d \cos \theta \text{ βρίσκουμε:}$$

$$R = \frac{\lambda}{(\Delta\lambda)_{\min}} = m \cdot N$$

ή επειδή $d(\sin \theta_r - \sin \theta_i) = m\lambda$

$$R = \frac{Nd(\sin \theta_r - \sin \theta_i)}{\lambda}$$

δηλ. η διακριτική ικανότητα του φράγματος είναι ανάλογη του πλάτους του φράγματος $N \cdot d$ και της γωνίας πρόπτωσης, καθώς και αντιστρόφως ανάλογη του λ .

Το κάθε φράγμα έχει ένα όριο στη διακριτική του ικανότητα. Αυτό δίνεται από τη (σχ. 6.3.1.3.15) για $\theta_i = -\theta_r = 90^\circ$ (εφαπτομενική πρόσπτωση της προς ανάλυση δέσμης φωτός) οπότε: $\sin \theta_r - \sin \theta_i = 2$ και

$$R_{\max} = 2Nd/\lambda$$

Για την περίπτωση της διευθέτησης αυτοπαράλληλισμού Littrow για την οποία όπως αποδείξαμε $\Delta\theta/\Delta\lambda = 2 \tan \theta / \lambda$ ($\theta_i = -\theta_r$) (με προσπίπτουσα και ανακλώμενη στην ίδια πλευρά της κάθετης στο φράγμα) επειδή $\Delta\theta = \lambda / N \cos \theta$ θα έχουμε:

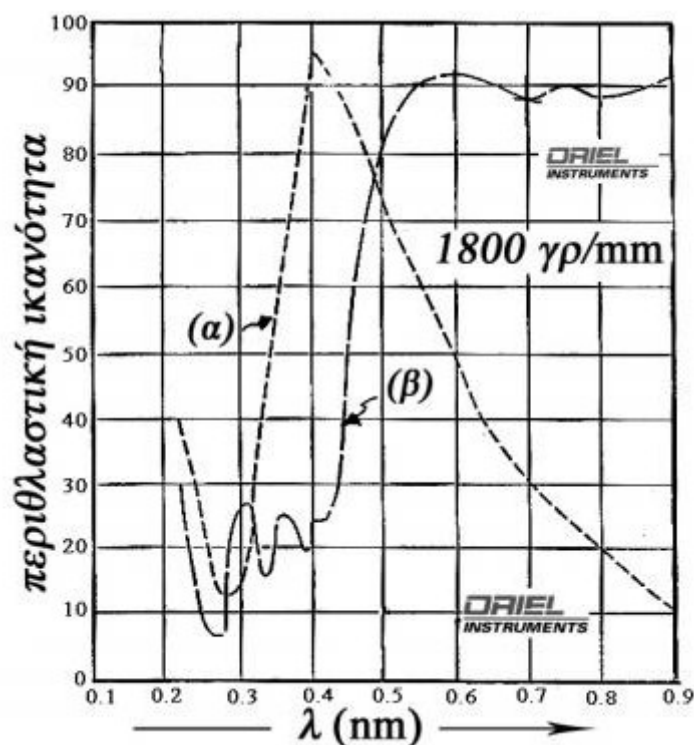
$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2N \sin \theta_i}{\lambda}$$

Αν το φράγμα του προηγούμενου παραδείγματος το χρησιμοποιήσουμε στη διευθέτηση αυτοπαράλληλισμού για την οποία:

$$\theta_i = 75^\circ, \lambda = 555 \text{ nm και } N \cdot d = 50 \text{ nm τότε } R_{\text{avr.}} \approx 1.7 \times 10^5.$$

Περιθλαστική ικανότητα διαμορφούμενου (blazed) ανακλαστικού φράγματος

Σαν περιθλαστική ικανότητα (diffraction efficiency) φράγματος ορίζουμε το λόγο της περιθλώμενης ισχύος προς την προσπίπτουσα. Ο παράγοντας αυτός θα εξαρτάται από το μ.κ. γεγονός που μπορεί να γίνει εμφανές πιο πάνω. Από αυτήν βλέπουμε ότι για ένα συγκεκριμένο φράγμα με $\lambda_b = 2d \sin \theta_b$ όπου λ_b το διαμορφούμενο μ.κ. (και θ_b η γωνία διαμόρφωσης), θα έχουμε μέγιστη περιθλώμενη για προσπίπτον μ.κ. $\lambda = \lambda_b$. Γίνεται φανερό ότι για το ίδιο φράγμα και για μ.κ. $\lambda \neq \lambda_b$ η περιθλώμενη ισχύς θα είναι μικρότερη για $\lambda_b / 2 < \lambda < \lambda_b$) για την περιοχή διασκεδασμού γύρω από τα μ.κ. λ_b . Στην γενικότερη περίπτωση της μελέτης της περίθλασης από ένα φράγμα ανάκλασης θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας τη διανυσματική φύση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου του προσπίπτοντος φωτός (διανυσματική θεωρία της περίθλασης του φωτός). Το γεγονός αυτό οδηγεί στον υπολογισμό διαφορετικών περιθλαστικών ικανοτήτων για τις περιπτώσεις που το πεδίο είναι πολωμένο κάθετα ή παράλληλα προς τις γραμμές του φράγματος.



Σχήμα 1-13-13

Στο (Σχ. 1-13-13) φαίνονται οι καμπύλες της περιθλαστικής ικανότητας φράγματος ανάκλασης για τις περιπτώσεις (α) όπου το προσπίπτον πεδίο είναι παράλληλα πολωμένο με τις γραμμές του φράγματος και (β) όταν αυτό είναι κάθετο. Το φράγμα διαθέτει 1800 γραμμές (περιόδους) ανά mm και το διαμορφούμενο (blazed) μ.κ. είναι $\lambda_b \approx 500\text{nm}$. Είναι κατασκευασμένο ολογραφικά και ο γραμμικός του διασκεδασμός για $\lambda = \lambda_b$ είναι 1,7 nm/mm. Για απόδοση πάνω από 20% μπορεί να χρησιμοποιηθεί μεταξύ 300 και 800 nm. Στην περίπτωση που το προσπίπτον φως είναι φυσικό, τότε κατά τα γνωστά λόγω της πλήρους συμμετρίας του, μπορούμε να το αναλύσουμε σε δύο συνιστώσες κάθετες και ασύμφωνες μεταξύ τους, που θα έχουν την ίδια ένταση. Η μία από αυτές θα είναι κάθετη με τις γραμμές του φράγματος και η άλλη παράλληλη. Η συνολικά περιθλωμένη ένταση του φωτός από το φράγμα θα είναι το άθροισμα των εντάσεων της κάθετης και της παράλληλης προς τις γραμμές του φράγματος συνιστωσών. Θα πρέπει τέλος να επισημάνουμε ότι η περιθλαστική ικανότητα ενός φράγματος μεταβάλλεται και με την παράμετρο m της αντίστοιχης τάξης. Γενικά όσο αυξάνεται η τάξη περίθλασης m , τόσο η περιθλαστική ικανότητα ελαττώνεται.

Η περίπτωση της επικάλυψης των τάξεων

Από την εξίσωση $d(\sin \theta_r - \sin \theta_i) = m\lambda$ του φράγματος, βλέπουμε ότι για δεδομένη περίοδο d και γωνίες θ_r, θ_i , το γινόμενο:

$$m \cdot \lambda = \text{σταθ.}$$

Δηλαδή αν η τάξη m διπλασιαστεί και το λ υποδιπλασιαστεί το γινόμενο του παραμένει σταθερό. Ας υποθέσουμε τώρα ότι η προσπίπτουσα στο φράγμα ακτινοβολία είναι μια συνεχής κατανομή μεταξύ 200 nm και 1000 nm. Τότε όπως φαίνεται από τον (Πίν. 1-13-14) η θέση που σκεδάζεται η ακτινοβολία των 800 nm τάξης $m = 1$ θα ταυτίζεται μ' αυτήν της ακτινοβολίας των 400 nm τάξης $m = 2$ καθώς επίσης και αυτή των 266,66 nm τάξης $m = 3$ κ.ο.κ. Δηλ. θα έχουμε επικάλυψη των διαφόρων τάξεων του φάσματος. Οι ακτινοβολίες με μ.κ. που είναι γραμμένα μέσα σε παρενθέσεις, στην πραγματικότητα δεν εμφανίζονται επειδή σαν υπεριώδεις με μ.κ. κάτω των 190 nm απορροφούνται από τον αέρα. Αν θέλουμε ένας ανιχνευτής στην έξοδο ενός μονοχρωμάτορα φράγματος να καταγράφει π.χ. το φάσμα τάξης $m = 1$ μεταξύ των ορίων 800 nm – 400 nm τότε θα πρέπει στην είσοδό του να χρησιμοποιήσουμε κατάλληλα φίλτρα που θα απορροφούν ακτινοβολίες κάτω των 400 nm.

Τάξη	Μήκος κύματος (nm)				
$m=1$	200	400	600	800	1000
$m=2$	-100	200	300	400	500
$m=3$	-66,6	-133,3	200	266,6	333,3
$m=4$	-50	-100	-150	200	250

Πίνακας 1-13-14

1-14 ΣΥΜΒΟΛΗ

Συμβολή ονομάζεται η ταυτόχρονη διάδοση δύο κυμάτων στην ίδια περιοχή του μέσου. Για να παρατηρηθούν φαινόμενα συμβολής θα πρέπει οι κυματικές πηγές να είναι σύμφωνες, δηλαδή να έχουν ίδια ακριβώς συχνότητα και μονοχρωματικές, δηλαδή να εκπέμπουν αποκλειστικά κύμα μίας συγκεκριμένης συχνότητας και μήκους κύματος. Η συμβολή συναντάται συχνά στις τηλεπικοινωνίες. Οι περιπτώσεις συμβολής στις ασύρματες επικοινωνίες είναι από τις κυριότερες αιτίες που οδηγεί σε διαλείψεις δηλαδή αλλοιώσεις του λαμβανόμενου σήματος.

Δύο κύματα που διαδίδονται ταυτόχρονα στην ίδια περιοχή του μέσου μπορούν να συμβάλλουν είτε ενισχυτικά είτε καταστρεπτικά. Αν στην ίδια περιοχή του χώρου συναντηθούν κύματα που βρίσκονται στην ίδια φάση το αποτέλεσμα είναι ενισχυτική συμβολή ενώ αν στην ίδια περιοχή του χώρου συναντηθούν κύματα που έχουν διαφορά φάσης 180° το αποτέλεσμα είναι καταστρεπτική συμβολή. Γενικά ισχύει πως για να έχουμε ενισχυτική συμβολή πρέπει η διαφορά φάσης των δυο κυμάτων να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του 2π ενώ για να έχουμε καταστρεφική συμβολή θα πρέπει η διαφορά φάσης των δυο κυμάτων να είναι περιττό πολλαπλάσιο της γωνίας π . Πιο απλά αν στο ίδιο σημείο του χώρου συναντηθούν ταυτόχρονα δύο κυματικές κορυφές ή δύο κυματικά ελάχιστα το αποτέλεσμα είναι διπλασιασμός του πλάτους της κορυφής ή των ελαχίστων, επομένως είναι ενισχυτικό. Αν στο ίδιο σημείο του χώρου όμως συναντηθεί ελάχιστο με κορυφή το αποτέλεσμα είναι τα δύο κύματα να αλληλοαναιρεθούν και το αποτέλεσμα είναι καταστρεπτικό.

Στις συνηθισμένες πηγές φωτός, τα άτομα αποκτούν περίσσειμα ενέργειας μέσω θερμικών διαδικασιών ή μέσω κρούσεων επιταχυνμένων ηλεκτρονίων. Ένα άτομο λοιπόν, που διεγείρεται με τους τρόπους αυτούς, αρχίζει να ακτινοβολεί ενέργεια και εξακολουθεί να την εκπέμπει έως ότου χάσει όλο το περίσσειμα ενέργειας του, τυπικά σε ένα χρόνο τάξης των $10^{-8} s$. Τα πολλά άτομα που αποτελούν μια πηγή συνήθως ακτινοβολούν μη συγχρονισμένα με τυχαίες σχέσεις φάσεων και το φως που εκπέμπεται από δυο τέτοιες πηγές δεν έχει καθορισμένη σχέση φάσεων.

Όμως, το φως από μια μόνο πηγή μπορεί να διαχωριστεί έτσι ώστε τμήματα του να αναδύονται από δυο η περισσότερες περιοχές του χώρου, σχηματίζοντας δυο η περισσότερες δευτερεύουσες πηγές. Τότε, κάθε τυχαία αλλαγή φάσης στην πηγή επηρεάζει εξ ίσου αυτές τις δευτερογενείς πηγές και δεν μεταβάλλει τη σχετική τους φάση. Φως από δυο τέτοιες πηγές, παραγόμενο από μια μόνη πρωτογενή πηγή και μη καθορισμένη σταθερή σχέση φάσης, χαρακτηρίζεται με τον όρο σύμφωνο.

Το διακριτικό χαρακτηριστικό γνώρισμα του φωτός ενός λέιζερ είναι ότι η εκπομπή φωτός από πολλά άτομα είναι συγχρονισμένη ως προς τη συχνότητα και τη φάση, με αποτέλεσμα οι τυχαίες αλλαγές φάσης που αναφέρθηκαν παραπάνω να παρουσιάζονται πολύ λιγότερο συχνά. Καθορισμένες σχέσεις φάσεων διατηρούνται αντίστοιχα για πολύ μεγαλύτερα μήκη στη δέσμη και το φως του λέιζερ είναι πολύ πιο σύμφωνο από το σύνηθες φως.

Η συμβολή παρατηρήθηκε με το πείραμα των δύο σχισμών του φυσικού Τόμας Γιανγκ (Thomas Young) το 1801, το οποίο επιβεβαίωσε την κυματική φύση του φωτός. Σύμφωνα με το πείραμα του Γιανγκ το φως μίας μονοχρωματικής πηγής προσπίπτει σε ένα διάφραγμα στο οποίο είναι χαραγμένες δύο παράλληλες πολύ λεπτές σχισμές. Το αποτέλεσμα είναι να σχηματίζεται στο πέτασμα (σε μία οθόνη) πίσω από τις σχισμές μία εικόνα από εναλλασσόμενες φωτεινές και σκοτεινές ζώνες. Το σχέδιο που δημιουργείται ονομάζεται εικόνα συμβολής και αποτελείται από διαδοχικούς φωτεινούς και σκοτεινούς κροσσούς, τους κροσσούς συμβολής. Όπως είδαμε παραπάνω αν στην ίδια περιοχή του χώρου συναντηθούν κύματα που βρίσκονται στην ίδια φάση το αποτέλεσμα είναι ενισχυτική συμβολή ενώ αν στην ίδια περιοχή του χώρου συναντηθούν κύματα που έχουν διαφορά φάσης 180° το αποτέλεσμα είναι καταστρεπτική συμβολή. Ισχύει δηλαδή:

$$\Delta\phi = \begin{cases} 2n\pi & \text{ενισ.} \\ (2n+1)\pi & \text{κατ.} \end{cases}$$

ή αλλιώς για την διαφορά δρόμων των ακτίνων από κάθε σχισμή σε ένα σημείο ισχύει:

$$r_1 - r_2 = \begin{cases} n\lambda & \text{ενισ.} \\ \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda & \text{κατ.} \end{cases}$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι η ενισχυτική συμβολή στο πείραμα με τις δύο σχισμές ακολουθεί την παρακάτω συνθήκη:

$$\frac{n\lambda}{d} = \frac{x}{L} \Leftrightarrow n\lambda = \frac{xd}{L}$$

όπου

λ το μήκος κύματος του φωτός,

d το πάχος της σχισμής

x η απόσταση ανάμεσα στον παρατηρούμενο φωτεινό κροσσό από τον κεντρικό

n ο αύξων αριθμός του παρατηρούμενου φωτεινού κροσσού από τον κεντρικό

L η απόσταση μεταξύ σχισμών και οθόνης.

1-15 ΣΥΜΒΟΛΟΜΕΤΡΙΑ

Συμβολόμετρα και Συμβολομετρία

Συμβολόμετρα (interferometers) είναι τα οπτικά όργανα με τη βοήθεια των οποίων γίνεται δυνατή η πρακτική χρησιμοποίηση του φαινομένου της συμβολής του φωτός. Ο αριθμός των εφαρμογών είναι πολύ μεγάλος όπως μεγάλος είναι και ο αριθμός των αντιστοίχων οργάνων. Σαν παραδείγματα μπορούμε ν' αναφέρουμε κατ' αρχήν τον προσδιορισμό των σφαλμάτων διαφόρων οπτικών στοιχείων όπως φακών, πρισμάτων, οπτικά επιπέδων πλακών κ.λ.π. Τον υπολογισμό των δ.δ. αερίων, υγρών και στερεών ουσιών. Τον καθορισμό του πάχους λεπτών υμενίων. Τον προσδιορισμό της φασματικής δομής των γραμμών εκπομπής διαφόρων στοιχείων. Την εύρεση του γωνιακού ανοίγματος των αστέρων καθώς και δεκάδες άλλες εφαρμογές για τις οποίες μια σύντομη αναφορά γίνεται στην εισαγωγή αυτής της μελέτης. Βασικό πλεονέκτημα των συμβολομετρικών μεθόδων είναι η μεγάλη τους ακρίβεια σε σχέση με άλλες.

Δεδομένου ότι η συμβολή του φωτός προέρχεται από την επαλληλία μεταξύ δύο ή περισσότερων μετώπων κύματος, λαμβανομένων υπ' όψιν των συνθηκών συμφωνίας, προέχει η μελέτη του τρόπου ανάπτυξης τέτοιων μετώπων. Υπάρχουν δύο βασικές μεθόδους δημιουργίας τους με διαίρεση ενός αρχικού μετώπου κύματος καθώς και με διαίρεση πλάτους. Τις ίδιες χρησιμοποιεί και η συμβολομετρία με έμφαση στη δεύτερη. Στα επόμενα θ' αναπτύξουμε με σύντομο τρόπο τη θεωρία και τη δομή μερικών από τους κλασικότερους τύπους συμβολομετρικών διατάξεων.

Συμβολή και συμβολόμετρα μέσω διαίρεσης μετώπου κύματος

Η διάταξη συμβολής του Young. Γενική θεώρηση

Στην προκειμένη περίπτωση, τα δύο προς επαλληλία μέτωπα κύματος προκύπτουν σαν τμήματα ενός αρχικού, με βασικό τους πλεονέκτημα ότι κατέχουν τον ίδιο βαθμό χωρικής συμφωνίας, γεγονός που αποτελεί προϋπόθεση για να συμβάλλουν. Στην πραγματικότητα αυτό που συμβαίνει, είναι η ταυτόχρονη δημιουργία δύο χωρικά συμφώνων πηγών από μία αρχική. Επίσης ο βαθμός της χρονικής συμφωνίας των μετώπων κύματος, εξαρτάται από το φασματικό εύρος της εκπεμπόμενης από την πηγή ακτινοβολίας, καθίσταται ο δεύτερος καθοριστικός παράγοντας (δεδομένου ότι αφορά το μήκος των κυματοσυρμών), που οδηγεί σε φαινόμενα συμβολής.

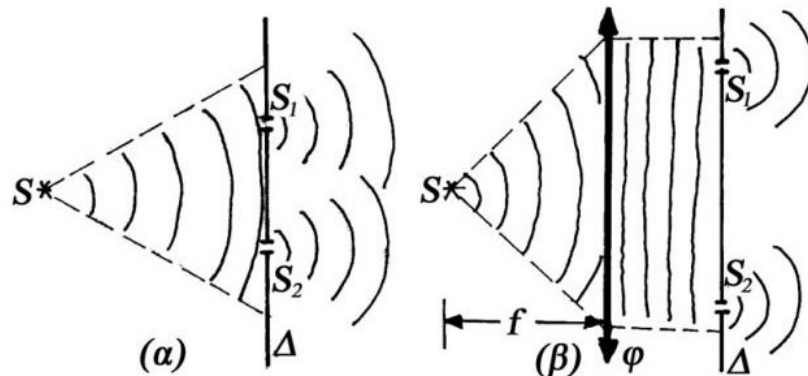
Ένας δεύτερος παράγοντας ο οποίος δεν είναι μεν καθοριστικός για τη μελέτη της συμβολής του φωτός αλλά θα συζητηθεί εδώ, είναι η μορφολογία των συσχετιζόμενων μετώπων κύματος. Πράγματι στις περιγραφόμενες διατάξεις της, τα δύο μέτωπα κύματος προερχόταν από ένα παρεμβαλλόμενο πέρασμα στην πορεία του αρχικού, το οποίο περιείχε δύο κυκλικά ανοίγματα. Συνήθως αν οι διάμετροι αυτών των ανοιγμάτων είναι πάρα πολύ μικρές, ομιλούμε για σημειακές πηγές με συνέπεια τα δύο εκπεμπόμενα μέτωπα κύματος να είναι σφαιρικά. Αν όμως τα ανοίγματα έχουν πεπερασμένες διαστάσεις τότε δεν θα μπορούσαν ν' αγνοηθούν φαινόμενα περίθλασης του φωτός. Επομένως τα δύο μέτωπα κύματος (ίδια μεταξύ τους) θα είναι περίπλοκης δομής η οποία θα εξαρτάται αποκλειστικά από τη μορφολογία των ανοιγμάτων. Στην προκειμένη περίπτωση το πρότυπο συμβολής δεν μεταβάλλεται και εξαρτάται από την απόσταση των ανοιγμάτων μεταξύ τους (όπως βέβαια και από το μ.κ. της φωτίζουσας πηγής καθώς και την απόσταση στην οποία σχηματίζονται οι κροσσοί). Το προαναφερόμενο όμως πρότυπο, θα διαμορφώνεται από το αντίστοιχο πρότυπο περίθλασης, το οποίο βέβαια έχει σχέση με τη μορφολογία των περιθλωμένων μετώπων κύματος. Στην ανάλυση που θ' ακολουθήσει, ο διαχωρισμός του αρχικού μετ. κύματος θα γίνει με τη βοήθεια ενός πετάσματος, το οποίο θα περιλαμβάνει δύο σημειακά ανοίγματα σε μία απόσταση μεταξύ τους. Τα τελευταία θ' αποτελέσουν τις δύο δευτερεύουσες σημειακές πηγές από τις οποίες θα εκπέμπονται σφαιρικά μέτωπα κύματος. Στα επόμενα όλοι οι υπολογισμοί θα γίνουν με βάση την αναλυτική έκφραση των συγκεκριμένων μετώπων.

Ένας άλλος βασικός παράγοντας που πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν κατά την περιγραφή της διάταξης συμβολής του Young, είναι η απόσταση μεταξύ των δευτερευόντων πηγών και του πετάσματος στο οποίο θεωρούμε ότι συσχετίζονται τα προκύπτοντα μέτωπα κύματος. Θεωρούμε ότι τη θέση αυτή την παίρνουμε σε απόσταση πολύ μεγαλύτερη από την απόσταση μεταξύ των δύο δευτερευόντων πηγών, όταν η φωτίζουσα πηγή εκπέμπει φως στο ορατό τμήμα του H/M φάσματος. Η συμβολή σ' αυτήν την περιοχή ονομάζεται συμβολή μακρινού πεδίου (far field interference) και σχετίζεται άμεσα με την περίθλαση Fraunhofer. Ένα καθαρά πρακτικός τρόπος καθορισμού της περιοχής μακρινού πεδίου είναι ο εξής: οι ακτίνες κατά μήκος των οποίων διαδίδονται δύο διαταραχές προκειμένου να συμβάλλουν σ' ένα σημείο του πετάσματος θα πρέπει να είναι σχεδόν παράλληλες. Για να συμβεί όμως αυτό η απόσταση μεταξύ των δύο δευτερευόντων πηγών πρέπει να είναι πολύ μικρή σε σχέση με την απόσταση του πετάσματος από αυτές (θέση πετάσματος θεωρητικά στο άπειρο). Ένας τρόπος λήψης προτύπου συμβολής μακρινού πεδίου σ' εργαστηριακή κλίμακα, είναι με τη βοήθεια ενός θετικού φακού εστιακής απόστασης f' . Ο φακός θα πρέπει να τοποθετηθεί σχεδόν σ' επαφή (ή σε απόσταση f') από τις δύο δευτερεύουσες σημειακές πηγές. Τότε στο πίσω εστιακό του επίπεδο (δηλ. σε απόσταση f' από αυτόν) όπως αποδεικνύεται, θα λάβουμε το πρότυπο συμβολής μακρινού πεδίου. Πράγματι γίνεται εύκολα κατανοητό ότι οι δύο διαταραχές που ακολουθούν πορείες παράλληλες και που προέρχονται αντίστοιχα από τις δύο δευτερεύουσες πηγές, αντί να συμβάλλουν σε άπειρη απόσταση, με τη βοήθεια του φακού συμβάλλουν σ' ένα καθορισμένο σημείο στο πίσω εστιακό του επίπεδο με την ίδια βέβαια διαφορά φάσης που καθορίζεται από το φακό.

Τέλος ένας άλλος σημαντικός παράγοντας που θα πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν μας κατά τη διαδικασία της συμβολής είναι η κατάσταση πόλωσης των δεσμών. Για τις περιπτώσεις που δεν αναφέρουμε κάτι το διαφορετικό, τα πεδία των προς επαλληλία διαταραχών θα θεωρούνται ότι είναι γραμμικά πολωμένα με διευθύνσεις παράλληλες μεταξύ τους.

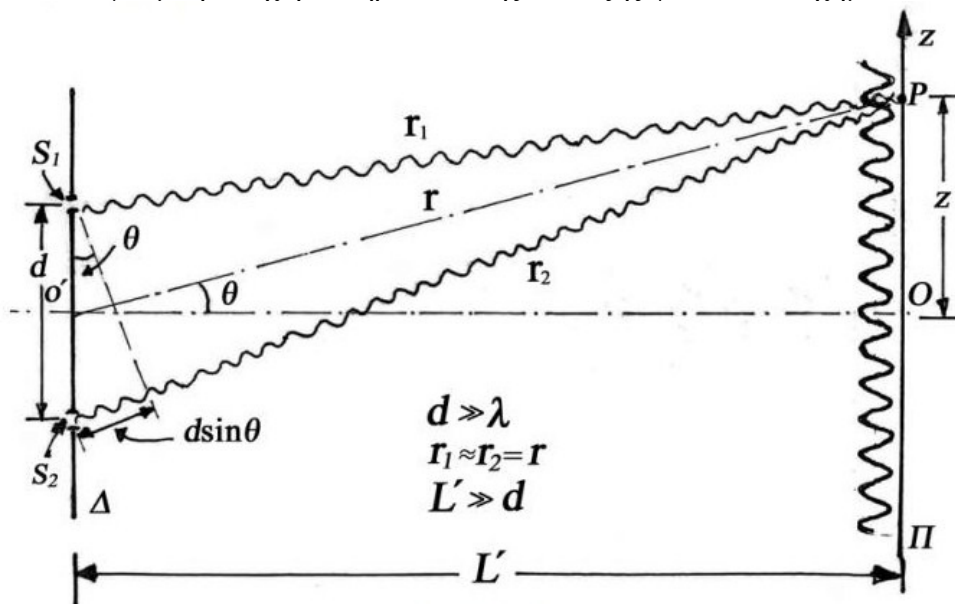
Κατανομή της έντασης του φωτός από τη συμβολή δύο σφαιρικών μετ. κύματος στην προσέγγιση του μακρινού πεδίου.

Το προς διαίρεση αρχικό μέτωπο κύματος, μπορεί να είναι κατ' αρχήν σφαιρικό (βλ.σχημα1-15-1α) προερχόμενο από μια σημειακή πηγή τοποθετημένη σε συμμετρική θέση ως προς το διάφραγμα Δ που περιλαμβάνει τα δύο επίσης σημειακά ανοίγματα, σε μια ορισμένη απόσταση από αυτό. Επίσης μπορεί να είναι επίπεδο (Σχημα1-15-1β), γεγονός που επιτυγχάνεται κατά τα γνωστά όταν η προαναφερόμενη σημειακή πηγή τοποθετηθεί στο εμπρός εστιακό επίπεδο θετικού φακού Φ εστιακής απόστασης f . Με τις διατάξεις αυτές, επιτυγχάνεται πλήρης χωρική συμφωνία (εφόσον βέβαια η πηγή S είναι σημειακή) μεταξύ των σφαιρικών μετώπων κύματος των προερχομένων από τις δευτερεύουσες πηγές.



Σχήμα 1-15-1

Μια δεύτερη παραδοχή που αφορά τους υπολογισμούς μας είναι ότι το εκπεμπόμενο φως από την πηγή S είναι μεγάλου βαθμού χρονικής συμφωνίας (π.χ. προέρχεται από πηγή Laser) δηλ. το μήκος των κυματοσυρμών του είναι πολύ μεγάλο. Με βάση αυτές τις υποθέσεις, από τα δύο σημειακά ανοίγματα S_1, S_2 του διαφράγματος Δ θα εκπέμπονται δύο σύμφωνα μεταξύ τους σφαιρικά μέτωπα κύματος τα οποία ερχόμενα σε επαλληλία στο πέτασμα Π που απέχει απόσταση $L' \gg d$ (d : η απόσταση μεταξύ των ανοιγμάτων), θα συμβάλλουν. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης φαίνονται (Σχημα1-15-2).



Σχήμα 1- 15-2

Θέλουμε να υπολογίσουμε κατ' αρχήν την συνολική ένταση του ηλ. πεδίου $E_{o\lambda}$. σ' ένα σημείο P του πετάσματος Π, καθώς και την ένταση του φωτός I, που οφείλονται στις διαταραχές τις προερχόμενες από τις S_1 και S_2 . Κατόπιν τις κατανομές τους από σημείο πάνω στο πέτασμα σε διεύθυνση παράλληλη μ' αυτήν που ενώνει τις δύο δευτερεύουσες πηγές. Αν $E_1(r,t)$, $E_2(r,t)$ είναι οι τιμές των διαταραχών στο σημείο P, τότε με βάση την αρχή της επαλληλίας θα έχουμε:

$$E_{o\lambda} = E_1(r,t) + E_2(r,t) \quad (1-15-1)$$

Σημείωση: Για συνθήκες μακρινού πεδίου τα τμήματα $S_1P = r_1$, $S_2P = r_2$ είναι σχεδόν παράλληλα, δεδομένου ότι οι υπολογισμοί για το συνολικό πεδίο γίνονται αρκετά κοντά στο κέντρο συμμετρίας O του πετάσματος Π που απέχει αρκετά από το διάφραγμα Δ. Επομένως τα διανύσματα $E_1(r,t)$, $E_2(r,t)$ είναι πάντα παράλληλα μεταξύ τους και για το λόγο αυτό στους υπολογισμούς μας λαμβάνονται σαν βαθμωτά μεγέθη.

Επειδή ομιλούμε για σφαιρικά μέτωπα κύματος η (σχ.1) γράφεται ως εξής:

$$E_{o\lambda} = \frac{E_{o1}}{r_1} \cos(\omega t - kr_1 + \phi_1) + \frac{E_{o2}}{r_2} \cos(\omega t - kr_2 + \phi_2) \quad (1-15-2)$$

όπου ϕ_1 , ϕ_2 οι αρχικές φάσεις με τις οποίες εκπέμπονται τα κύματα από τα σημεία S_1 , S_2 . Αν η πηγή S βρισκόταν σε συμμετρική θέση σε σχέση με τις S_1 , S_2 (όπως π.χ. στα Σχ.1) τότε $\phi_1 = \phi_2$, διαφορετικά $\phi_1 - \phi_2 \neq 0$. Γνωρίζουμε επίσης ότι η ένταση του φωτός I στο P δίνεται από τη σχέση:

$$I = \langle |S_{o\lambda}| \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau |S_{o\lambda}| dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \epsilon_0 c E_{o\lambda}^2 dt = \epsilon_0 c \frac{1}{\tau} \int_0^\tau E_{o\lambda}^2 dt = \epsilon_0 c \langle E_{o\lambda}^2 \rangle_\tau \quad (1-15-3)$$

όπου $|S| = \epsilon_0 c^2 |E \times B|$ το μέτρο του διανύσματος Poynting, $B = E/c$, τ ο χρόνος ολοκλήρωσης του χρησιμοποιούμενου ανιχνευτή και $\langle \rangle_\tau$ το σύμβολο της μέσης χρονικής τιμής μιας συνάρτησης του χρόνου, δηλ.

$$\langle f(t) \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau f(t) dt \quad (1-15-4)$$

Επομένως:

$$I = \epsilon_0 c \left\langle \left[\frac{E_{o1}}{r_1} \cos(\omega t - kr_1 + \phi_1) + \frac{E_{o2}}{r_2} \cos(\omega t - kr_2 + \phi_2) \right]^2 \right\rangle_\tau \quad (1-15-5)$$

και μετά τις πράξεις:

$$I = \epsilon_0 c \left\langle \frac{E_{o1}^2}{r_1^2} \cos^2(\omega t - kr_1 + \phi_1) \right\rangle_\tau + \epsilon_0 c \left\langle \frac{E_{o1}}{r_1} \frac{E_{o2}}{r_2} \cos(\omega t - kr_1 + \phi_1) \cos(\omega t - kr_2 + \phi_2) \right\rangle_\tau + \epsilon_0 c \left\langle \frac{E_{o1}}{r_1} \frac{E_{o2}}{r_2} \cos(\omega t - kr_1 + \phi_1) \cos(\omega t - kr_2 + \phi_2) \right\rangle_\tau + \epsilon_0 c \left\langle \frac{E_{o2}^2}{r_2^2} \cos^2(\omega t - kr_2 + \phi_2) \right\rangle_\tau \quad (1-15-6)$$

οπότε εξαιτίας του ότι οι μέσες τιμές των $\cos^2(\)$ του πρώτου και του τετάρτου όρου είναι ίσες με $\frac{1}{2}$ θα είναι:

$$I = \frac{\epsilon_0 c}{2} \frac{E_{o1}^2}{r_1^2} + \frac{\epsilon_0 c}{2} \frac{E_{o2}^2}{r_2^2} + 2\epsilon_0 c \frac{E_{o1} E_{o2}}{r_1 r_2} \langle \cos(\omega t - kr_1 + \phi_1) \cdot \cos(\omega t - kr_2 + \phi_2) \rangle_\tau \quad (1-15-7)$$

Επειδή όμως $\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta) + \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta)$ θα έχουμε:

$$I = \frac{\varepsilon_0 c}{2} \frac{E_{o1}^2}{r_1^2} + \frac{\varepsilon_0 c}{2} \frac{E_{o2}^2}{r_2^2} + 2\varepsilon_0 c \frac{E_{o1} E_{o2}}{r_1 r_2} \left\{ \left\langle \frac{1}{2} \cos[2\omega t - k(r_1 + r_2) + \phi_1 + \phi_2] \right\rangle_\tau + \left\langle \frac{1}{2} \cos[k(r_2 - r_1) + (\phi_1 - \phi_2)] \right\rangle_\tau \right\} \quad (1-15-8)$$

και τελικά εξαιτίας του ότι ο πρώτος του τρίτου όρου της (σχ.8) είναι μηδέν:

$$I = \frac{\varepsilon_0 c}{2} \frac{E_{o1}^2}{r_1^2} + \frac{\varepsilon_0 c}{2} \frac{E_{o2}^2}{r_2^2} + \varepsilon_0 c \frac{E_{o1} E_{o2}}{r_1 r_2} \cos\{k(r_2 - r_1) + (\phi_1 - \phi_2)\}$$

Εάν αντικαταστήσουμε όπου $I_1 = \frac{\varepsilon_0 c}{2} \frac{E_{o1}^2}{r_1^2}$ και $I_2 = \frac{\varepsilon_0 c}{2} \frac{E_{o2}^2}{r_2^2}$ τότε θα

ισχύει: $\varepsilon_0 c \frac{E_{o1}}{r_1} \cdot \frac{E_{o2}}{r_2} = 2\sqrt{I_1 I_2}$ οπότε η σχέση (9) γίνεται:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[k(r_2 - r_1) + (\phi_1 - \phi_2)] \quad (1-15-10)$$

όπου I_1, I_2 οι εντάσεις στο σημείο P που προέρχονται από τις πηγές S_1, S_2 ξεχωριστά και $\delta = k(r_2 - r_1) + (\phi_1 - \phi_2)$ (1-15-11)

η συνολική διαφορά φάσης μεταξύ των δύο διαταραχών στο σημείο P, $k(r_2 - r_1)$ είναι η διαφορά φάσης που οφείλεται στη διαφορά δρόμου μεταξύ των δύο διαταραχών και $\phi_2 - \phi_1$ λόγω των αρχικών φάσεων εκπομπής από τις πηγές S_1, S_2 .

Σημείωση: Οι εντάσεις I_1, I_2 , εφόσον η πηγή S βρίσκεται σε συμμετρική θέση σε σχέση με τις S_1, S_2 και οι υπολογισμοί μας γίνονται για συνθήκες μακρινού πεδίου ($r_1 \cong r_2 = r$), θα είναι ίσες μεταξύ τους επειδή E_{o1}, E_{o2} . Δηλ. τα πλάτη των διαταραχών στα σημεία S_1 και S_2 είναι ίδια. Θα είναι διαφορετικές μεταξύ τους εφόσον κατά κάποιο τρόπο $E_{o1} \neq E_{o2}$, το οποίο θα μπορούσε να συμβεί π.χ. αν μπροστά από μία από τις S_1, S_2 τοποθετούσαμε ένα ουδέτερο φίλτρο το οποίο θ' απορροφούσε ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, που αντιστοιχεί σε ελάττωση του πλάτους του διαδιδόμενου πεδίου. Βέβαια ταυτόχρονα στο άλλο άνοιγμα θα έπρεπε να τοποθετήσουμε μια γυάλινη πλάκα ίσου πάχους με το φίλτρο και ίδιου δ.δ. προκειμένου ν' αντισταθμίσουμε την προκύπτουσα διαφορά οπτικού δρόμου.

Βλέπουμε λοιπόν ότι εφόσον οι S_1, S_2 είναι σύμφωνες μεταξύ τους, η συνολική ένταση I στο σημείο P δεν είναι ίση με το άθροισμα $I_1 + I_2$ αλλά μπορεί να είναι μικρότερη ή μεγαλύτερη από αυτήν εξαρτώμενη από τις τιμές της δ . Μέγιστα έντασης θα έχουμε όταν $\cos \delta = 1$, οπότε:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (12)$$

$$\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots \quad \text{ή} \quad \delta = 2m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2$$

Όταν $\cos \delta = -1$ τότε η συνολική ένταση θα παίρνει τη μικρότερη τιμή:

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (1-15-13)$$

$$\delta = \pm \pi, \pm 3\pi, \dots \quad \text{ή} \quad \delta = (2m+1)\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2$$

Για $\delta = \pi/2$ ή γενικά $\delta = (2m+1)\pi/2, m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$

Θα έχουμε: $\cos \delta = 0$ οπότε: $I = I_1 + I_2$

Από το (Σχημα2), βλέπουμε ότι η διαφορά οπτικού δρόμου των διαταραχών στο σημείο P του πετάσματος Π, που απέχει απόσταση L' από το διάφραγμα Δ θα δίνεται από τη σχέση:

$$S_2P - S_1P = r_2r_1 \cong d \sin \theta \quad (1-15-14)$$

όπου θ η γωνία μεταξύ των S_1 , S_2 και της καθέτου από το S_1 στην S_2P . Επίσης από το τρίγωνο $O'OP$ θα έχουμε:

$$\tan \theta = OP/L' = z/L' \quad (1-15-15)$$

όπου z η συντεταγμένη του P σε σχέση με τον άξονα Oz. Επειδή όπως ήδη αναφέραμε το πρότυπο συμβολής μακρινού πεδίου εντοπίζεται περί το O, θα είναι δυνατές οι προσεγγίσεις $\tan \theta \cong \sin \theta \cong \theta$ [rad]. Επομένως από τις δύο προηγούμενες σχέσεις βρίσκουμε:

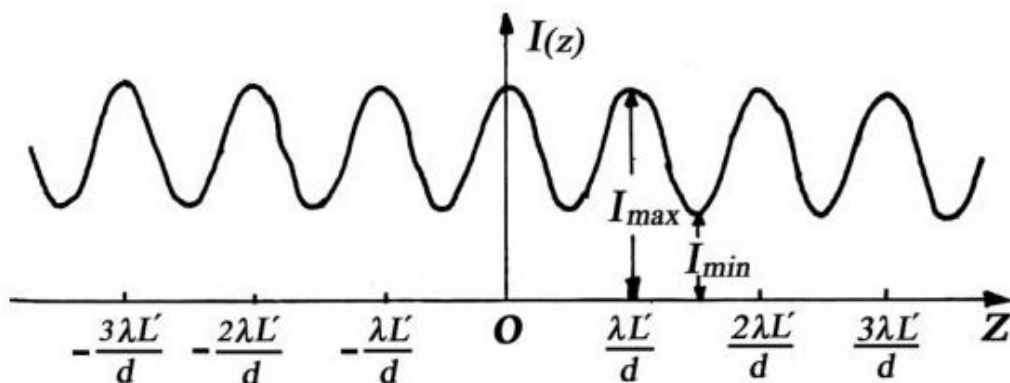
$$r_1 - r_2 = d \cdot z/L' \quad (1-15-16)$$

Τότε με τη βοήθεια της (σχεση10), η κατανομή της έντασης στο πέτασμα συναρτήσει του z θα δίνεται από την:

$$I_1 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \left[\frac{2\pi dz}{\lambda L'} + (\phi_1 - \phi_2) \right] \quad (1-15-17)$$

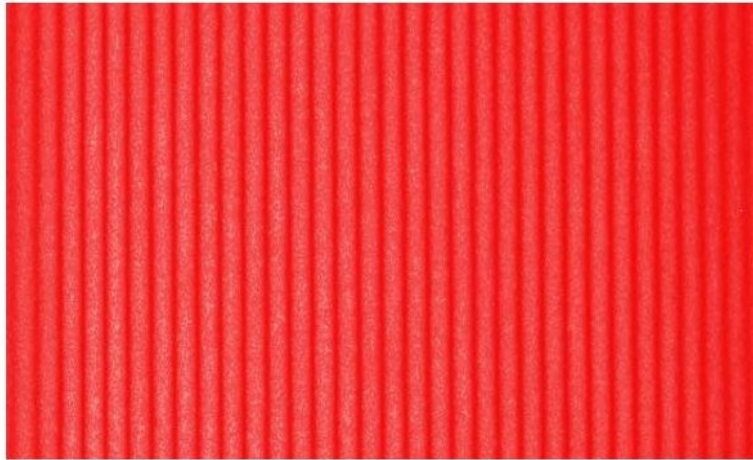
όπου έγινε η αντικατάσταση: $k = 2\pi/\lambda$. Η γραφική παράσταση της (σχεση1-15-17) για $\phi_1 = \phi_2$ δίνεται στο (Σχημα.1-15-3) και παριστάνει μια αρμονικής μορφής περιοδική μεταβολή της έντασης του φωτός. Μέγιστα συμβολής θα έχουμε σε θέσεις για τις οποίες $z = m\lambda L'/d$, $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ και ελάχιστα όταν: $z = (2m+1)\lambda L'/2d$, $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Βλέπουμε ότι στο σημείο $z=0$ συναντούμε μέγιστο. Το πρότυπο συμβολής αποτελείται από ισαπέχοντες κροσσούς (ίσης περιόδου) όπως φαίνεται στην (Εικ.1-15-4). Πράγματι για δύο διαδοχικά μέγιστα m και $m+1$ θα έχουμε:

$$z_{m+1} - z_m = (m+1)\frac{\lambda L'}{d} - m\frac{\lambda L'}{d} = \frac{\lambda L'}{d} = T' \quad (1-15-18)$$



Σχίμα 1-15-3

όπου T' είναι η περίοδος των κροσσών συμβολής. Για λ και L' σταθερά η περίοδος θα είναι αντιστρόφως ανάλογη της απόστασης d μεταξύ των δύο πηγών S_1 και S_2 .

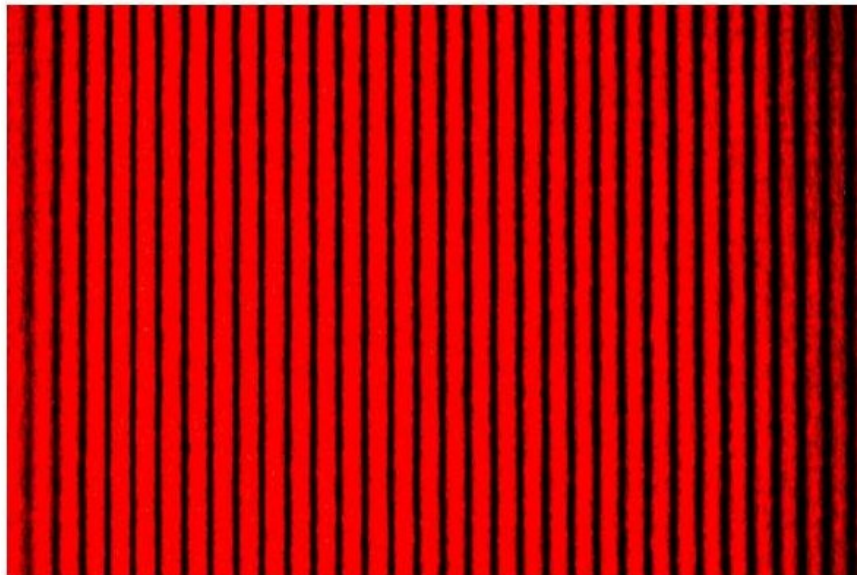


Εικόνα 1-15-4

Φωτοαντίθεση (ευκρίνεια) των κροσσών συμβολής

Τα ελάχιστα των κροσσών συμβολής είναι μηδενικά κάτω από ορισμένες μόνο συνθήκες και συγκεκριμένα για την περίπτωση που τα πλάτη των διαταραχών στις πηγές S_1, S_2 είναι ίσα δηλ. $E_{o1} = E_{o2}$. Η τελευταία σημαίνει ότι θα είναι και $I_1 = I_2$ οπότε από τη : $I_{\min} = 0$. Κροσσοί με μηδενικά ελάχιστα είναι πολύ περισσότερο ευκρινείς όπως φαίνεται στην (Εικ.1-15-5) σε σχέση με αυτούς της (εικ.4). Ένα μέτρο της ευκρίνειας των κροσσών είναι το μέγεθος που ονομάζεται φωτοαντίθεση (contrast) και δίνεται από τη σχέση:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1-15-19)$$

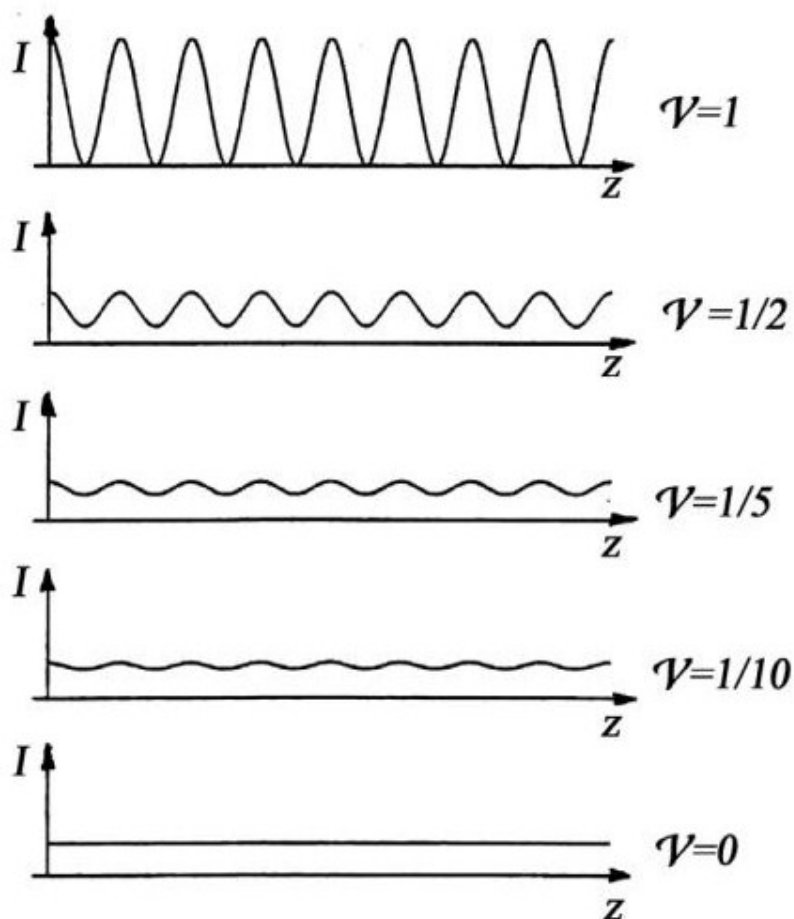


Εικ.1-15-5

Τότε με τη βοήθεια των (σχεσης1-15-12, 1-15-13) για τις οποίες $I_1 \neq I_2$ βρίσκουμε:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (1-15-20)$$

Όταν $I_1 = I_2$, από τη (σχεση20) βρίσκουμε $V=1$, δηλ. θα έχουμε τη μέγιστη φωτοαντίθεση (μηδενική ελάχιστα). Γενικά θα είναι: $0 \leq V \leq 1$. Στο (Σχημα1-15-6) βλέπουμε τη γραφική παράσταση της ευκρίνειας των κροσσών συμβολής του Young για διάφορες τιμές της φωτοαντίθεσης από $V=1$ έως $V=0$.



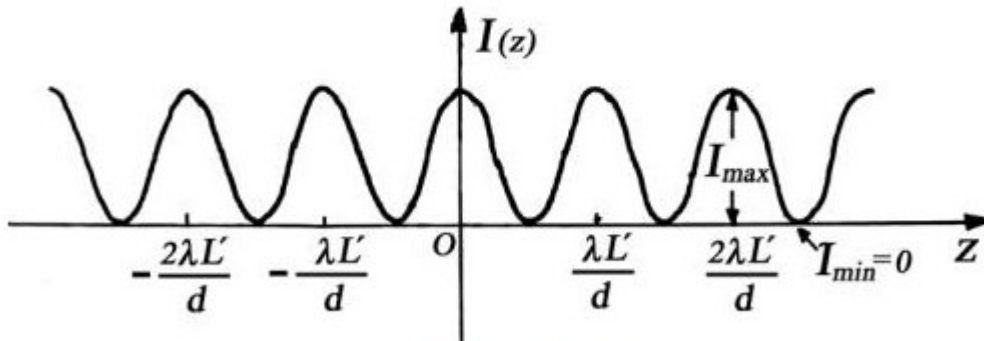
Σχήμα 1-15-6

Σημείωση: Στην πραγματικότητα, η φωτοαντίθεση των κροσσών δεν εξαρτάται μόνο από το λόγο των εντάσεων I_1 και I_2 αλλά και από το βαθμό της χωρικής και χρονικής συμφωνίας των συσχετιζόμενων διαταραχών. Ο υπολογισμός της V για την περίπτωση της συμβολής δύο μετ. κύματος τα οποία έχουν μεν αρκετά μεγάλο βαθμό χρονικής συμφωνίας αλλά είναι μερικά χωρικά σύμφωνα, γίνεται στο (ΠΑΡ/ΜΑ 2).

Όταν γενικά $I_1 = I_2 = I_0$ και για $\phi_1 = \phi_2$ η (σχεση1-15-17) γίνεται:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\pi dz}{\lambda L} \quad (1-15-21)$$

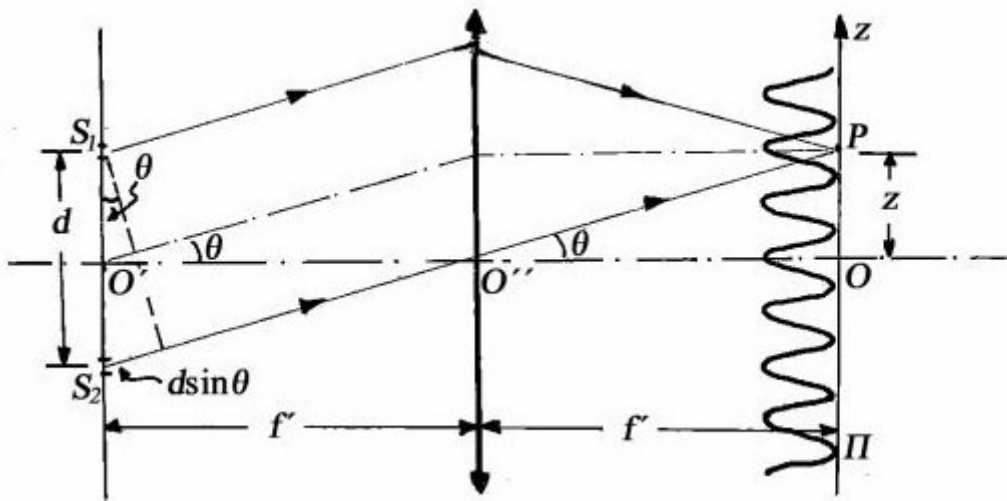
και η γραφική παράσταση της $I(z)$ δίνεται στο (Σχημα1-15-7). Από αυτήν βλέπουμε ότι $I_{\min} = 0$ με συνέπεια η φωτοαντίθεση των σχηματιζόμενων κροσσών συμβολής να είναι η μέγιστη: (Εικ.1-15-5)



Σχήμα 1-15-7

Διάταξη λήψης προτύπου συμβολής μακρινού πεδίου με τη βοήθεια φακού

Η λήψη των προτύπων συμβολής μακρινού πεδίου, δηλ. σε μεγάλη απόσταση του πετάσματος Π από τις πηγές S_1, S_2 δεν είναι εργαστηριακά λειτουργική. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τη διάταξη του (Σχημα1-15-8). Εκεί, ακριβώς (Σχημα1-15-8) μπροστά από τις S_1, S_2 ή σε απόσταση f' από αυτές τοποθετούμε θετικό (συγκλίνοντα) φακό Φ . f' είναι η εστιακή του απόσταση. Αποδεικνύεται ότι στο πίσω εστιακό επίπεδο του φακού Φ , παίρνουμε το πρότυπο συμβολής μακρινού πεδίου που προκύπτει από την επαλληλία των διαταραχών των προερχομένων από τις πηγές S_1, S_2 . Η γωνία θ με την οποία διαδίδονται δύο διαταραχές προκειμένου να συμβάλλουν σ' ένα σημείο P, είναι ακριβώς ίδια με αυτήν η οποία φαίνεται από το σημείο O'' του κέντρου του φακού. Επομένως $\tan\theta \approx \sin\theta = z/f'$ [rad] και οι (σχεση1-15-7,1-15-21) ισχύουν με μόνη τη διαφορά ότι θα πρέπει ν' αντικατασταθεί η απόσταση L' με την εστιακή απόσταση του φακού f' .



Σχήμα 1-15-8

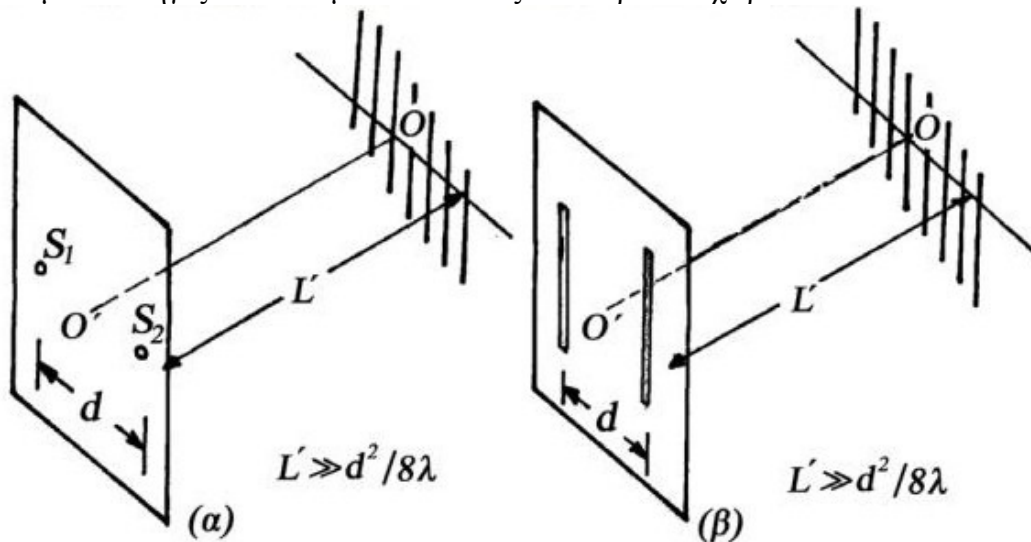
Μέση χωρική τιμή της έντασης του φωτός στο πρότυπο συμβολής

Η αυξομείωση της έντασης του φωτός στο επίπεδο Π δηλ. η εμφάνιση των κροσσών συμβολής, μας προϋποθέτει κατ' αρχήν να υποθέσουμε ότι δεν ισχύει η αρχή της διατήρησης της ενέργειας. Η τελευταία εκφράζεται από το γεγονός ότι η συνολική ένταση του φωτός από σημείο σε σημείο θα πρέπει να είναι σταθερή και ίση με το άθροισμα $I_1 + I_2$ των εντάσεων που προκύπτουν από την κάθε πηγή ξεχωριστά. Για να εξάγουμε σωστά συμπεράσματα θα πρέπει να εξετάσουμε το πρόβλημα στατιστικά δηλ. να υπολογίσουμε τη μέση χωρική τιμή της έντασης του φωτός σε μια περιοχή που περιλαμβάνεται ένας πολύ μεγάλος αριθμός κροσσών συμβολής.

Για να συμβεί αυτό (δεδομένου ότι για να σχηματιστεί ένας κροσσός απαιτείται διαφορά οπτικού δρόμου μεταξύ των δύο συμβαλλουσών διαταραχών ίση προς ένα μ.κ. λ), θα πρέπει η τιμή του $r_2 - r_1$, να είναι πολύ μεγαλύτερη του λ και επειδή η μέγιστη διαφορά $r_2 - r_1$ είναι ίση με d θα πρέπει τελικά $d \gg \lambda$ όπου d η απόσταση μεταξύ των πηγών S_1, S_2 . Κάτω από αυτές τις συνθήκες αποδεικνύεται ότι η μέση χωρική τιμή της I από τη (σχεση 1-15-10) είναι ίση με $I_1 + I_2$, επειδή είναι μηδέν ή μέση χωρική τιμή του παράγοντα της συμβολής. Για την περίπτωση όπου $d \ll \lambda$, αποδεικνύεται ότι η μέση χωρική τιμή της έντασης είναι τετραπλάσια αυτής που αποδίδει η κάθε πηγή ξεχωριστά στο επίπεδο που σχηματίζονται οι κροσσοί συμβολής.

Κατανομή της έντασης του φωτός στο χώρο, που προκύπτει από την επαλληλία δύο σε φάση και σε συμφωνία εκπεμπόντων σημειακών πηγών ίδιου πλάτους.

Στα προηγούμενα είχαμε υπολογίσει την κατανομή της έντασης του φωτός κατά την επαλληλία δύο συμφώνων μεταξύ τους σημειακών πηγών S_1, S_2 για την περίπτωση μακρινού πεδίου. Δηλ. το πρότυπο συμβολής θεωρούσαμε ότι σχηματίζεται σε απόσταση $L' \gg d^2 / 8\lambda$ και σε περιοχή αρκετά κοντά στο σημείο O του πετάσματος Π (Σχημα9α). Εκεί διαπιστώσαμε ότι οι κροσσοί συμβολής είναι σταθερής περιόδου $\Gamma' = \lambda L' / d$ (σχεση 1-15-18) δηλ. ευθύγραμμοι και παράλληλοι μεταξύ τους. Το ερώτημα που τίθεται τώρα σε γενικές γραμμές είναι τι ακριβώς συμβαίνει όσον αφορά την κατανομή της έντασης του φωτός σ' όλο το χώρο μετά το διάφραγμα Δ στο οποίο βρίσκονται οι δύο σημειακές πηγές και κατά προέκταση όταν διαθέτουμε δύο πηγές που εκπέμπουν εντελώς ελεύθερα στο χώρο.



Σχήμα 1-15-9

Με τη βοήθεια της (σχεση 1-15-10), για $I_1 = I_2 = I_0$ και $\phi_1 = \phi_2$ βρίσκουμε ότι η ένταση του φωτός σε οποιοδήποτε σημείο P του χώρου που προσδιορίζεται από τις αποστάσεις $S_1 P = r_1, S_2 P = r_2$ δίνεται από τη σχέση:

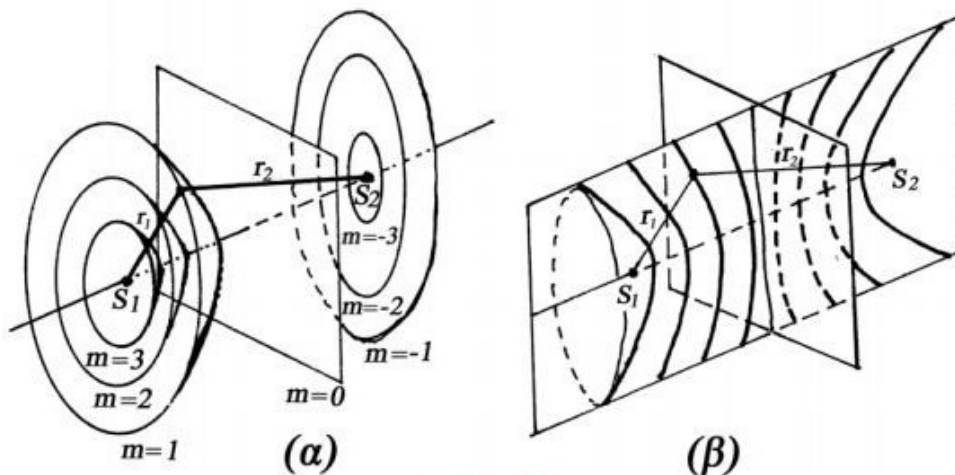
$$I = 4I_0 \cos^2 \delta / 2 \quad (1-15-22)$$

όπου $\delta = k(r_2 - r_1)$ η διαφορά φάσης των αφικνούμενων στο P διαταραχών. Κατά τα γνωστά (σχεση12,13) θα έχουμε: I_{\max} όταν $\delta=2m\pi$ όπου $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ και I_{\min} όταν $\delta=(2m+1)\pi$ όπου $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Επειδή $\delta = k(r_2 - r_1)$ θα είναι

$$I_{\max} : \text{όταν } r_2 - r_1 = \frac{2m\lambda}{k} = m\lambda, \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \quad (1-15-23)$$

$$I_{\min} : \text{όταν } r_2 - r_1 = \frac{(2m+1)\lambda}{k} = (m+1)\frac{\lambda}{2}, \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \quad (1-15-24)$$

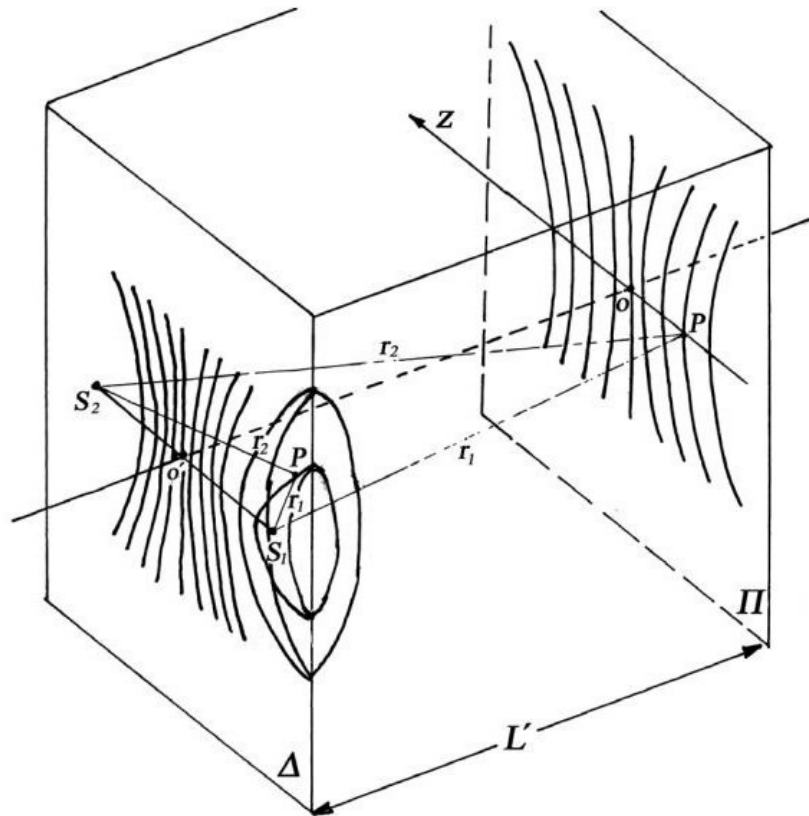
Από τις δύο τελευταίες σχέσεις και με βάση τα πορίσματα της αναλυτικής γεωμετρίας, οι επιφάνειες $r_2 - r_1 = \text{σταθ.}$ σχηματίζουν στο χώρο ισαπέχοντα ζεύγη υπερβολοειδών από περιστροφή με εστίες τις πηγές S_1 και S_2 και αντιπροσωπεύουν τις θέσεις μεγίστων, ελαχίστων και των λοιπών τιμών, του προτύπου συμβολής. Στο (Σχημα1-15-10α) γίνονται εμφανείς οι γεωμετρικοί τόποι των θέσεων των μεγίστων συμβολής για $m=0$ (επίπεδο κάθετο στο μεσοδιάστημα $S_1 S_2$), $\pm 1, \pm 2$. Επίσης στο (Σχημα1-15-10β) δείχνεται η τομή αυτών των υπερβολοειδών από ένα επίπεδο που περιλαμβάνει τις δύο πηγές S_1, S_2 . Τα ίχνη πάνω σ' αυτό το επίπεδο αντιπροσωπεύουν κροσσούς συμβολής που στην προκειμένη περίπτωση είναι θέσεις μεγίστων. Σε ενδιάμεσες θέσεις θα βρίσκονται οι γεωμ. τόποι των ελαχίστων και κατά προέκταση οι θέσεις με τιμές έντασης μεταξύ των ακραίων.



Σχήμα 1-15-10

Το πρότυπο συμβολής μακρινού πεδίου κατά τα γνωστά θα πρέπει ν' ανιχνευθεί σε απόσταση $L' \gg d^2 / 8\lambda$ όπου $d=S_1 S_2$ και με την προϋπόθεση ότι $d \gg \lambda$. Βρίσκεται πάνω στο επίπεδο Π παράλληλο του διαφράγματος Δ που περιλαμβάνει τις πηγές και είναι κάθετο στον άξονα OO' (Σχήμα 1-15-11). Ο τελευταίος είναι κάθετος στα προαναφερόμενα επίπεδα. Επειδή $d \gg \lambda$, ο αριθμός των ζευγών των υπερβολοειδών μεταξύ των $S_1 S_2$ θα είναι πάρα πολύ μεγάλος. Αυτό σημαίνει ότι η τομή τους από το επίπεδο Π σε απόσταση L' θα περιλαμβάνει επίσης πολύ μεγάλο αριθμό κροσσών των οποίων η καμπυλότητα σε περιοχή σχετικά κοντά στο O θα είναι πολύ μεγάλη δηλ. θα φαίνονται ευθύγραμμοι όπως έχουν υπολογιστεί από τη (σχεση1-15-17), ενώ στην πραγματικότητα είναι υπερβολές. Πρέπει ν' αναφέρουμε ότι το πρότυπο συμβολής από δύο σύμφωνες μεταξύ τους σημειακές πηγές πάνω σ' ένα επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση $S_1 S_2$, είναι κυκλικής συμμετρίας. Το τελευταίο φαίνεται χαρακτηριστικά στο (Σχημα1-15-10α). Επίσης το πεδίο που δημιουργείται στη διεύθυνση που ενώνει τις δύο πηγές $S_1 S_2$ είναι πεδίο στάσιμων κυμάτων.

Έστω τέλος ότι αντί των πηγών S_1, S_2 (Σχήμα1-15-11), χρησιμοποιούμε δύο άλλες S_1', S_2' οι οποίες απέχουν πάλι απόσταση d μεταξύ τους αλλά βρίσκονται μετατοπισμένες κατά το ίδιο διάστημα πάνω στο επίπεδο Δ σε διευθύνσεις κάθετες προς την ευθεία $S_1 S_2$. Τότε το πρότυπο συμβολής μακρινού πεδίου στο επίπεδο Π θα είναι πανομοιότυπο αν και παράλληλα μετατοπισμένο ως προς το προηγούμενο. Ας θεωρήσουμε τώρα ότι τα δύο ζεύγη πηγών εκπέμπουν ταυτόχρονα από τις θέσεις τους. Έστω επίσης ότι οι πηγές του κάθε ζεύγους εκπέμπουν σύμφωνα αλλά μεταξύ τους τα δύο ζεύγη ασύμφωνα.



Σχήμα 1-15-11

Αρα το τελικό αποτέλεσμα στο πέτασμα Π θα είναι η ασύμφωνη επαλληλία των δύο προτύπων συμβολής. Επειδή όμως δεν αλλάζει ούτε η περίοδος T' , ούτε ο προσανατολισμός των κροσσών συμβολής για τα δύο πρότυπα (απλά είναι παράλληλα μετατοπισμένα προς τη διεύθυνση των κροσσών) θα προστεθούν μόνο οι εντάσεις τους. Με άλλα λόγια θα έχουμε αύξηση της λαμπρότητας των κροσσών συμβολής. Το γεγονός ενισχύεται τα μέγιστα με τη χρησιμοποίηση αντί ζευγών συμφώνων σημειακών πηγών, γραμμικών πηγών όπως φαίνεται ενδεικτικά στο (Σχήμα1-15-9β).

Το ζεύγος αυτό δημιουργείται από μια εκτεταμένη γραμμική πηγή ή μια φωτιζόμενη σχισμή μεγάλου μήκους. Τότε το μέτωπο κύματος που εκπέμπεται από την προαναφερόμενη είναι κυλινδρικό. Κατόπιν σε μια ορισμένη απόσταση τοποθετούνται δύο παράλληλες μεταξύ τους σχισμές μικρού πλάτους και σε απόσταση d μεταξύ τους. Είναι ευλογοφανές ότι κάθε σημείο της αρχικής πηγής δημιουργεί δύο χωρικά σύμφωνες μεταξύ τους σημειακές πηγές, οι οποίες έχουν τη δυνατότητα να συμβάλλουν μεταξύ τους. Ένα δεύτερο σημείο της αρχικής πηγής (σε διαφορετική θέση) οδηγεί ακριβώς στα ίδια αποτελέσματα. Μεταξύ τους όμως τα δύο σημεία είναι ασύμφωνα επειδή ανήκουν σε διαφορετικά τμήματα της ίδιας πηγής. Άρα και τα δύο προκύπτοντα αντίστοιχα ζεύγη πηγών συμβάλλουν στο πέτασμα Π με ανεξάρτητο τρόπο, ενισχύοντας απλά την ένταση του προτύπου συμβολής δηλ. την λαμπρότητά του.

Αν R' είναι η απόσταση διπρίσματος – πετάσματος Π , τότε $L' = R + R'$. Γνωρίζουμε επίσης από το πείραμα του Young (σχημα.18) ότι η περίοδος των κροσσών συμβολής δίνεται από τη σχέση:

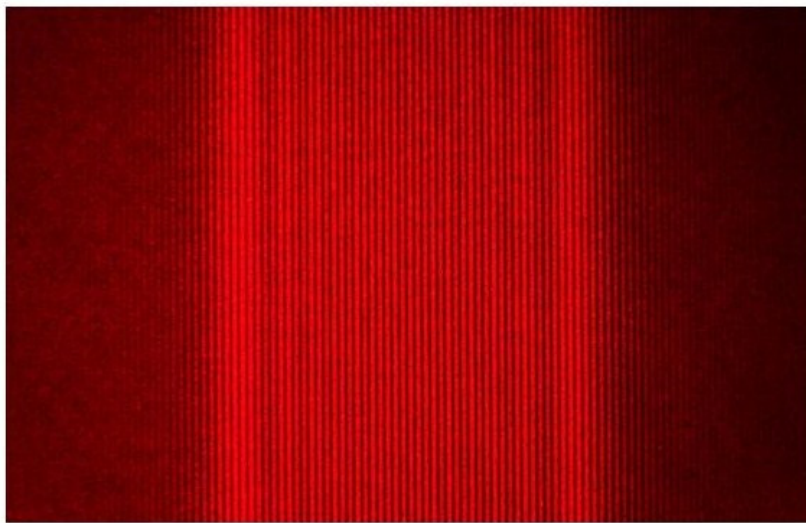
$$T' = \lambda L' / d \quad (1-15-28)$$

Τελικά με τη βοήθεια όλων των προηγούμενων σχέσεων βρίσκουμε:

$$T' = \frac{(R + R')\lambda}{2R\alpha(n-1)} \quad (1-15-29)$$

Στην (Εικ1-15-13), βλέπουμε το πρότυπο συμβολής που προέρχεται από ένα δίπρισμα Fresnel. Οι κροσσοί συμβολής που κατά τα γνωστά είναι σταθερής περιόδου, διαμορφώνονται από ένα σύστημα κροσσών με αυξανόμενη περίοδο προς τα άκρα του προτύπου. Πρόκειται για αποτέλεσμα του φαινομένου της περίθλασης Fresnel (κοντινού πεδίου) που προέρχεται από τα όρια του διαφράγματος Δ' .

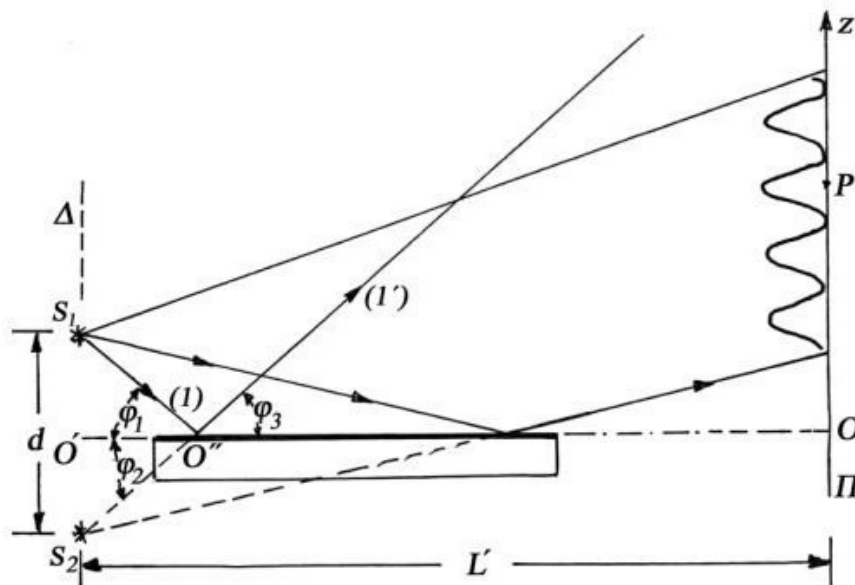
Μια πρακτική μέθοδος προσδιορισμού της απόστασης d μεταξύ των φανταστικών πηγών $S_1 S_2$ είναι μέσω ενός συγκλίνοντος φακού. Ο φακός τοποθετείται μετά το διάφραγμα Δ' και απεικονίζει τις πηγές $S_1 S_2$ στο πέτασμα Π . Αν μετρήσουμε τις αποστάσεις S_0 και S_i (πηγών φακού – φακού πετάσματος), τότε ο λόγος $S_i / S_0 = m$ είναι η μεγέθυνση του συστήματος. Άρα από τη σχέση $S_1' S_2' / S_1 S_2 = m$ (εφόσον η απόσταση $S_1' S_2'$ μπορεί να μετρηθεί στο επίπεδο απεικόνισης), υπολογίζεται η $d = S_1 S_2$.



Εικόνα 1-15-13

2. Το κάτοπτρο του Lloyd

Όπως φαίνεται στο (Σχημα.1-15-14), η διάταξη αποτελείται από ένα επίπεδο κάτοπτρο, το οποίο φωτίζεται από μια σημειακή πηγή S_1 . Η τελευταία απέχει μια ορισμένη απόσταση από το ένα άκρο του και είναι κατ' ελάχιστον υπερυψωμένη από το επίπεδο της επιφάνειάς του. Το σφαιρικό μέτωπο κύματος το προερχόμενο από την πηγή S_1 , κατά ένα τμήμα του διαδίδεται ελεύθερα και μέρος του ανακλάται στην επιφάνεια του κατόπτρου, συνεχίζοντας κατόπιν την πορεία του. Το ανακλώμενο μέτωπο κύματος φαίνεται σαν να προέρχεται από την φανταστική πηγή S_2 , η οποία βρίσκεται σε συμμετρική θέση με την S_1 ως προς την επιφάνεια του κατόπτρου.



Σχήμα 1-15-14

Σημείωση: Η κάθετη από την S_1 προς την προέκταση της επιφάνειας του κατόπτρου και η προέκτασή της ανακλώμενης $(1')$ της ακτίνας (1) τέμνονται στο σημείο S_2 . Οι γωνίες ϕ_1 και ϕ_3 είναι ίσες λόγω της ανάκλασης. Οι ϕ_2 και ϕ_3 είναι επίσης ίσες ως κατά κορυφήν. Επομένως $\phi_1 = \phi_2$ και το τρίγωνο $S_1 O' S_2$ είναι ισοσκελές. Άρα η S_2 είναι συμμετρική της S_1 ως προς την προέκταση της επιφάνειας του κατόπτρου.

Εάν σε μια απόσταση L' από τις πηγές τοποθετήσουμε πέτασμα Π , τότε εφόσον τα δύο μέτωπα κύματος συσχετισθούν, έχουμε τη δυνατότητα να πάρουμε φαινόμενα συμβολής. Όπως μπορούμε να δούμε στο (Σχημα.1-15-14), η περιοχή συσχετισμού είναι μακράν του σημείου O που ορίζεται από την τομή της προέκτασης της επιφάνειας του κατόπτρου με το πέτασμα στη διεύθυνση της μεσοκαθέτου $S_1 S_2$. Το γεγονός αυτό συμβαίνει επειδή στο σχήμα υπερτονίζεται η απόσταση της S_1 από το O' . Στην πράξη όμως, όπως ήδη αναφέραμε, η S_1 απέχει από το O' λίγα μόνο χιλιοστά με συνέπεια να έχουμε συσχετισμό διαταραχών ακόμα και στο σημείο O του πετάσματος Π .

Βλέπουμε τελικά ότι η όλη διάταξη προσομοιάζει με αυτήν την κλασσικής του Young, με μόνη τη διαφορά ότι τα δύο μέτωπα κύματος συμβάλουν με διαφορά φάσης 180° . Πράγματι λόγω της σχεδόν εφαπτομενικής πρόσπτωσης του ενός τμήματος του μετώπου κύματος στο κάτοπτρο, κατά την ανάκλασή του υφίσταται μετατόπιση φάσης $\cong 180^\circ$ στη διαχωριστική του επιφάνεια με τον αέρα, η οποία προβλέπεται από την H/M θεωρία. Επομένως εάν $r_2 - r_1$ είναι η διαφορά δρόμου μεταξύ δύο διαταραχών από τις πηγές S_1 και S_2 σ' ένα σημείο P του πετάσματος Π τότε η διαφορά φάσης θα δίνεται από τη σχέση:

$$\delta = k(r_2 - r_1) \pm \pi \quad (1-15-30)$$

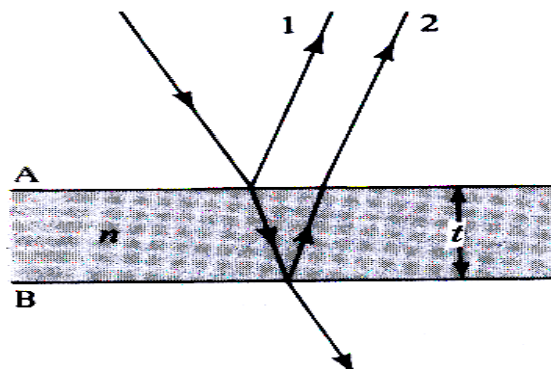
Εφόσον οι εντάσεις στο P από τις S_1, S_2 είναι περίπου ίσες τότε από τις (σχεση21-22) θα έχουμε:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{k(r_2 - r_1) \pm \pi}{2} = 4I_0 \sin^2 \frac{\pi dz}{\lambda L'} \quad (1-15-31)$$

όπου L' η απόσταση πηγών πετάσματος, d η απόσταση μεταξύ των πηγών, z η τεταγμένη του σημείου P και λ το μ.κ. της πηγής. Από την τελευταία σχέση συμπεραίνουμε ότι στη θέση O θα έχουμε μηδενική τιμή έντασης δηλ. σκοτεινό κροσσό, σε αντιδιαστολή με το κλασσικό πείραμα του Young.

1-16 ΛΕΠΤΑ ΥΜΕΝΙΑ ΣΥΜΒΟΛΗΣ

Πολλές φορές βλέπουμε ζωηρές χρωματιστές ταινίες όταν το φως ανακλάται από μία σαπουνόφουσκα ή από λεπτό στρώμα λαδιού που επιπλέει σε νερό. Αυτά είναι αποτελέσματα φαινομένων συμβολής. Φωτεινά κύματα ανακλώνται από τις απέναντι επιφάνειες των λεπτών υμενίων και συμβαίνει συμβολή μεταξύ των ανακλώμενων κυμάτων με διαφορετικά μήκη δρόμων σε διάφορα μέρη για διαφορετικά μήκη κύματος.



Σχήμα 1-16-1

Στο παραπάνω σχήμα υποθέτουμε ότι μονοχρωματικό φως προσπίπτει σε ένα πολύ λεπτό πλακίδιο. Το φως που προσπίπτει στην πάνω επιφάνεια ανακλάται μερικώς από αυτή (ακτίνα 1). Φως που διαπερνά την πάνω επιφάνεια ανακλάται μερικώς στην κάτω επιφάνεια (ακτίνα 2). Τα δυο ανακλώμενα κύματα συναντώνται σε ένα σημείο πάνω στον αμφιβληστροειδή χιτώνα του ματιού. Μπορεί να συμβάλουν ενισχυτικά ή αναιρευτικά ανάλογα με τη σχέση των φάσεων τους.

Διαφορετικά χρώματα έχουν διαφορετικά μήκη κύματος, έτσι η συμβολή μπορεί να είναι ενισχυτική για μερικά χρώματα και αναιρευτική για άλλα. Αυτός είναι ο λόγος που βλέπουμε χρωματιστούς δακτυλίους ή κροσσούς. Όταν το προσπίπτον φως είναι μείγμα από διάφορα μήκη κύματος, και το λευκό φως είναι ένα μείγμα αυτού του είδους, διαφορετικά μήκη κύματος συμβάλλουν ενισχυτικά από διάφορες περιοχές του υμενίου, αρκεί να έχουν το κατάλληλο πάχος. Οι προκύπτοντες κροσσοί συμβολής εμφανίζουν τους χρωματισμούς του ουράνιου τόξου, όπως φαίνεται στην παρακάτω φωτογραφία λεπτού υμενίου λαδιού φωτισμένου με λευκό φως.

Διάδοση και Ανάκλαση Η/Μ ακτινοβολίας σε Διαχωριστικές επιφάνειες και Φαινόμενα συμβολής σε λεπτά υμένια

Το κλάσμα του ηλεκτρικού πεδίου που ανακλάται και διέρχεται από τη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ των δύο μέσων μετράται μέσω των συντελεστών Fresnel που ορίζονται ως το μιγαδικό πλάτος του προσπίπτοντος κύματος E_0 προς το πλάτος του ανακλώμενου E_r ή του διερχόμενου κύματος E_t , αντίστοιχα. Οι συντελεστές ανάκλασης και διέλευσης Fresnel στην διεπιφάνεια μεταξύ δύο μέσων i και j του σχήματος 1. με μιγαδικούς δείκτες διάθλασης n_i και n_j , προσδιορίζονται ως εξής :

$$r_{ij,p} = \frac{n_j \cos \theta_i - n_i \cos \theta_j}{n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j}, \text{ για ανάκλαση p-πόλωσης} \quad (1-16-1)$$

$$r_{ij,s} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j}, \text{ για ανάκλαση s-πόλωσης} \quad (1-16-2)$$

$$t_{ij,p} = \frac{2n_j \cos \theta_j}{n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j}, \text{ για διέλευση p-πόλωσης} \quad (1-16-3)$$

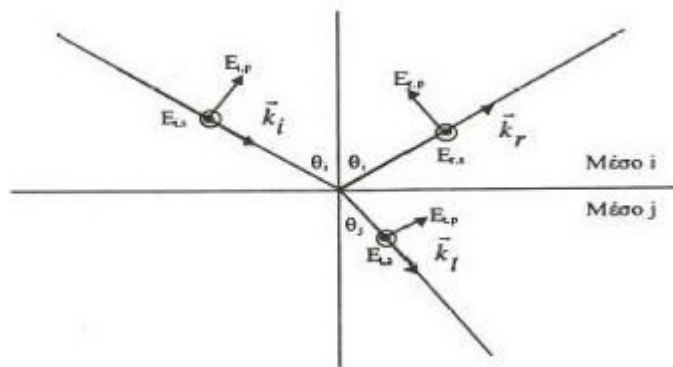
$$t_{ij,s} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j}, \text{ για διέλευση s-πόλωσης} \quad (1-16-4)$$

όπου, οι γωνίες πρόσπτωσης και ανάκλασης συνδέονται μέσω του νόμου του Snell:

$$n_i \sin \theta_i = n_j \sin \theta_j$$

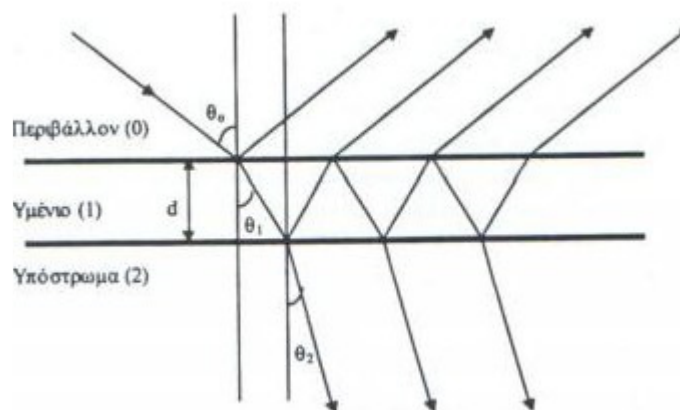
Τελικά το ανακλώμενο Η/Μ κύμα προσδιορίζεται μέσω των συντελεστών Fresnel από τη σχέση:

$$\vec{E}_r = (r_p \vec{E}_{ax} \hat{x} + r_s \vec{E}_{ay} \hat{y}). \quad (1-16-5)$$



Σχήμα 1-16-2 Διάγραμμα της γεωμετρίας ανάκλασης-διάθλασης (διέλευσης) της Η/Μ ακτινοβολίας από μία διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ δύο μέσων με διαφορετικές οπτικές ιδιότητες (διηλεκτρική συνάρτηση και δείκτη διάθλασης)

Ο φορμαλισμός των συντελεστών Fresnel είναι ιδιαίτερα χρήσιμος για τη μελέτη μονοστρωματικών και πολυστρωματικών λεπτών υμενίων και εφαρμόζεται και για τις δύο καταστάσεις πόλωσης. Στην απλή περίπτωση ενός λεπτού υμενίου επί ενός στερεού υποστρώματος υπάρχουν πλέον δύο διαχωριστικές επιφάνειες, μια μεταξύ περιβάλλοντος μέσου-υμενίου και μια μεταξύ υμενίου-υποστρώματος (σχημα1-16-3.)



Σχήμα 1-16-3 Γεωμετρία ανάκλασης και διάθλασης από ένα λεπτό υμένιο επί ενός στερεού υποστρώματος και γένεση πολλαπλών ανακλάσεων

Σε κάθε διαχωριστική το Η/Μ κύμα διαχωρίζεται σε μία ανακλώμενη και μία διερχόμενη δέσμη με αποτέλεσμα την εμφάνιση πολλαπλών ανακλάσεων από τις δύο επιφάνειες. Η σχετική ένταση της κάθε ανάκλασης υπολογίζεται μέσω των συντελεστών Fresnel. Κάθε φορά που η ακτινοβολία συναντά την πρώτη επιφάνεια ή την δεύτερη επιφάνεια, μέρος της περνά και μέρος της ανακλάται. Η διαφορά φάσης μεταξύ δύο διαδοχικών ανακλάσεων από την πρώτη επιφάνεια είναι:

$$\Delta\phi = 2\pi(d/\lambda)n_1 \cos\theta_1 \quad (1-16-6)$$

Για να συμβάλλουν οι ανακλώμενες δέσμες θα πρέπει να είναι σύμφωνες και για να δίνουν μέγιστο συμβολής, η διαφορά οπτικού τους να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, δηλαδή, καταλήγει κανείς στο γνωστό νόμο του Bragg:

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (n=1,2,3\dots \text{όπου } n \text{ η τάξη της περίθλασης}) \quad (1-16-7)$$

1-17 ΟΛΟΓΡΑΦΙΑ

Ολογραφική απεικόνιση είναι μια τεχνολογία απεικόνισης που έχει την ικανότητα να παρέχει και τους τέσσερεις μηχανισμούς θέασης για το μάτι: την διοπτρική ανισότητα, την παράλλαξη κίνησης, την προσαρμογή και τη σύγκλιση. Το τρισδιάστατο αντικείμενο θα μπορεί να γίνει θεατό χωρίς την χρήση ειδικών γυαλών και χωρίς να προκαλεί οπτική κόπωση στο ανθρώπινο μάτι.

Ηλεκτροολογραφική απεικόνιση είναι το είδος της ολογραφικής προβολής, το οποίο χρησιμοποιεί ηλεκτροολογραφία για την καταγραφή και την ανακατασκευή ενός τρισδιάστατου αντικειμένου. Αυτή η μέθοδος τρισδιάστατης απεικόνισης έχει πλεονεκτήματα σε σχέσεις με άλλες τέτοιες μεθόδους· για παράδειγμα μπορεί να ανασυνθέσει τρισδιάστατες εικόνες με πλήρη παράλλαξη.

Ολογραφία είναι μια τεχνική για την καταγραφή των φωτεινών κυμάτων που ανακλώνται από ένα αντικείμενο.

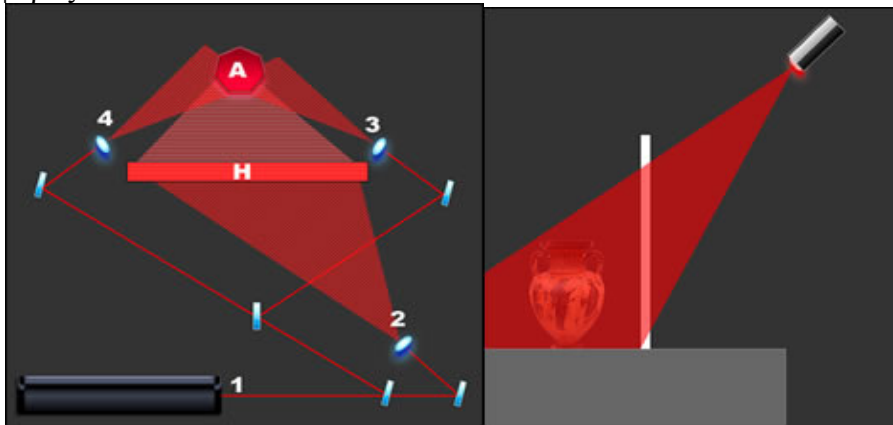
Αποτέλεσμα της καταγραφής αυτής είναι το ολόγραμμα που όταν φωτισθεί με κατάλληλο τρόπο, αναπαράγει ένα ακριβές τρισδιάστατο είδωλο-αντίγραφο του αντικειμένου.

Ο θεατής ενός ολογράμματος, έχοντας τη δυνατότητα παρατήρησης του ολογραφικού ειδώλου από διαφορετικές οπτικές γωνίες, δύσκολα διακρίνει το ολόγραμμα από το πραγματικό αντικείμενο. Η αίσθηση των τριών διαστάσεων επιτείνεται από τις ανακλάσεις του φωτός στην "επιφάνεια" του ολογραφικού ειδώλου, τις έντονες φωτοσκιάσεις, την λεπτομερή απόδοση της επιφανειακής υφής των υλικών αλλά κυρίως από την οριζόντια και κατακόρυφη οπτική παράλλαξη.

Τα ολογράμματα αναπαράγουν τη μέχρι σήμερα "ελλείπουσα" από τα μέσα οπτικής επικοινωνίας τρίτη διάσταση, με βάθος και παράλλαξη, που οι ζωγράφοι προσπάθησαν να αποδώσουν σαν συγκλίνουσες γραμμές με τα τεχνάσματα της προοπτικής, οι σύγχρονες στερεοσκοπικές τεχνολογίες με πολωτικούς φακούς και αντίστοιχες οπτικές διατάξεις αποκωδικοποίησης (γυαλιά) και τα υπολογιστικά προγράμματα εξομοιώνουν με κίνηση και περιστροφή.

Η πιστή τρισδιάστατη αναπαράσταση οφείλεται στο γεγονός ότι το ολόγραμμα καταγράφει και αναπαράγει τις ακτίνες φωτός που ανακλά ένα αντικείμενο, τις ίδιες φωτεινές ακτίνες που προσπίπτουν στον ανθρώπινο οφθαλμό και το καθιστούν ορατό. Η τεχνική της ολογραφικής καταγραφής είναι τελείως διαφορετική από τη φωτογραφική. Κατά τη φωτογράφιση, ο φακός της φωτογραφικής μηχανής δημιουργεί ένα είδωλο του αντικειμένου πάνω στο φιλμ, μετατρέποντας έτσι τις αρχικές τρεις διαστάσεις σε δύο.

Στην ολογραφία το αντικείμενο φωτίζεται από κατάλληλη φωτεινή πηγή laser. Το ανακλώμενο από το αντικείμενο φως του laser προσπίπτει σε ειδική φωτοευαίσθητη πλάκα χωρίς να παρεμβάλλεται φακός. Σε αντίθεση με τη φωτογραφία η φωτοευαίσθητη πλάκα δέχεται ακόμη μια δέσμη φωτός που προέρχεται από την ίδια πηγή laser, την λεγόμενη ‘δέσμη αναφοράς’.



Σχήμα 1-17-1

Τα δύο σύνολα φωτεινών ακτίνων (από το αντικείμενο και τη δέσμη αναφοράς) αλληλεπιδρούν στη περιοχή της πλάκας και το αποτέλεσμα αυτής της αλληλεπίδρασης, ένα σύνολο φωτεινών και σκοτεινών γραμμών, καταγράφεται στην φωτοευαίσθητη πλάκα, το ολόγραμμα. Η αναπαραγωγή του ειδώλου γίνεται φωτίζοντας το ολόγραμμα με κατάλληλη φωτεινή πηγή. Η δομή, που έχει δημιουργηθεί στο υλικό της φωτοευαίσθητης πλάκας από την αλληλεπίδραση της με τις φωτεινές δέσμες κατά το στάδιο της ολογράφησης, επανεκπέμπει το προσπίπτον φως σε ακτίνες, που είναι πιστά αντίγραφα των αρχικών.



Σχήμα 1-17-2

Καταυτό τον τρόπο ο θεατής βλέπει ένα τρισδιάστατο αντίγραφο-είδωλο, το οποίο όμως εμπεριέχει ολόκληρη την πληροφορία σε υπέρ-υψηλή ανάλυση του μήκους κύματος του φωτός laser. Το είδωλο εμφανίζεται πανομοιότυπο με το πρωτότυπο και στην ίδια αρχική απόσταση πίσω από το ολογράφημα !

Οι αρχές της ολογραφίας ανακαλύφθηκαν από τον Ουγγρικής καταγωγής Dennis Gabor το 1948 που τιμήθηκε για την ανακάλυψη αυτή με βραβείο Nobel. Η μέθοδος του Gabor παρέμεινε ανεκμετάλλευτη για πολλά χρόνια λόγω έλλειψης κατάλληλης μονοχρωματικής φωτεινής πηγής απαραίτητης για την εγγραφή του ολογραφήματος. Το 1962, μετά την ανακάλυψη των laser, οι Αμερικάνοι E.Leith και J.Urpatnieks χρησιμοποιώντας μια παραλλαγή της μεθόδου του Gabor και με τη χρήση laser κατόρθωσαν να δημιουργήσουν τρισδιάστατα είδωλα πολύπλοκων αντικειμένων. Η μέθοδος των Leith & Urpatnieks είχε το σοβαρό μειονέκτημα ότι απαιτούσε τη χρήση laser για τον φωτισμό του ολογραφήματος για την σωστή αναπαραγωγή του ειδώλου.

Η μεγάλη ώθηση ήρθε από τις εργασίες του Ρώσου Y.N.Denisyuk, ο οποίος ανακάλυψε την ομώνυμη μέθοδο καταγραφής ολογραμμάτων. Τα ολογράμματα Denisyuk αναπαράγουν τα τρισδιάστατα είδωλα τους όταν φωτίζονται από κοινές πηγές σημειακού φωτισμού ή τον ήλιο!

Η εξέλιξη των υπολογιστικών συστημάτων και η ανάπτυξη της ψηφιακής φωτογραφίας και βίντεο σε υψηλή ανάλυση επιτρέπει πλέον την κατασκευή ψηφιακών συνθετικών ολογραμμάτων που αποτυπώνουν βάθος, λεπτομέρεια και παράλλαξη. Ταυτόχρονα, η ανάπτυξη ειδικών φωτο-ευαίσθητων παγχρωματικών υλικών δίδει την δυνατότητα πολύχρωμων ολογραμμάτων σε πλήρη χρωματική γκάμα του φάσματος της ίριδος αλλά και σε ενδιάμεσες λεπτές αποχρώσεις παστέλ.

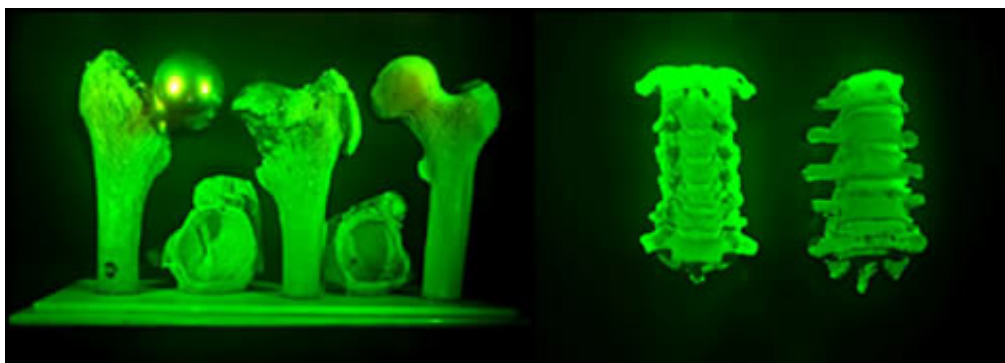
Ήδη διαφαίνεται και το επόμενο στάδιο τεχνολογικής προόδου με την εμπορική διάθεση από το 2010 φωτο-ευαίσθητων πλαστικών φωτο-πολυμερών υλικών που αναμένεται να δώσει σημαντική ώθηση στην μαζική αναπαραγωγή των ολογραμμάτων.

Εφαρμογές

Οι διάφορες ολογραφικές τεχνικές που έχουν αναπτυχθεί επιτρέπουν τη δημιουργία ολογραμμάτων με φυσικά χρώματα, με τα ολογραφικά είδωλα να αιωρούνται εμπρός ή πίσω από το ολόγραμμα αλλά και αναπαράγοντας ακόμη και κίνηση.

Τα ολογράμματα δεν χρησιμοποιούνται απλώς σαν τρισδιάστατες εικόνες αλλά και σαν εργαλεία για τη διενέργεια μετρήσεων ακριβείας σε μικροσκοπικό επίπεδο (ολογραφική συμβολομετρία). Έτσι αν ολογραφήσουμε το τμήμα μιας επιφάνειας ή ενός αντικειμένου δύο φορές επάνω στο ίδιο φιλμ, ασκώντας μια μικρή δύναμη την δεύτερη φορά, έχουμε ένα ολόγραμμα που παρουσιάζει στην επιφάνεια του ειδώλου ένα σύστημα από μαύρες γραμμές (κροσσοί συμβολής). Η μελέτη των αποστάσεων και του σχήματος των γραμμών αυτών δίνει πληροφορίες για την καταπόνηση του αντικειμένου και την εσωτερική συνοχή της επιφάνειας.

Η ολογραφική συμβολομετρία χρησιμοποιείται στην μελέτη της αντοχής τμημάτων μηχανών, αμαξωμάτων, τον έλεγχο των ελαστικών, των πτερύγων αεροπλάνων, των σωλήνων μεταφοράς πετρελαίου, των τμημάτων πυρηνικών αντιδραστήρων κ.λ.π. Η ακρίβεια των μετρήσεων που επιτυγχάνεται με ολογραφικές μεθόδους άνοιξε νέους ορίζοντες στην ιατρική έρευνα και οδήγησε στην ανάπτυξη μεθόδων για τον εντοπισμό όγκων με τομογραφικές μεθόδους ή την κατασκευή βελτιωμένων τεχνητών αρθρώσεων.



Σχήμα 1-17-3

Στην οδοντιατρική τα ολογράμματα χρησιμοποιούνται για την αρχειοθέτηση γναθικών καλουπιών που πρέπει να διατηρούνται για χρόνια εξοικονομώντας χώρο αποθήκευσης, ευκολία μεταφοράς, δυνατότητα πολλαπλών αντιγράφων και μελετητική πρόσβαση. Τα ολογράμματα βοηθούν στον εντοπισμό φθορών και την διατήρηση των έργων τέχνης. Ολογραφικοί φακοί και οπτικά στοιχεία λόγω του μικρού τους βάρους αντικαθιστούν σε πολλές εφαρμογές τα κλασσικά οπτικά μέσα.

Η μαζική παραγωγή ολογραμμάτων και η μεταφορά τους σε χαρτί ή πλαστικό άνοιξε νέους δρόμους για τις γραφικές τέχνες και την διαφήμιση. Τα έντυπα ολογράμματα (embossed) κοσμούν τις σελίδες πολλών εκδόσεων και διαφημιστικών φυλλαδίων.

Ταυτόχρονα η μαζική αναπαραγωγή και οι μέθοδοι ολογράφησης υψηλής ανάλυσης με πληθώρα κρυφών και φανερών στοιχείων έκανε τα ολογράμματα ιδανικά για εφαρμογές διασφάλισης γνησιότητας προϊόντων και εγγράφων και την προστασία τους από κλεψίτυπα αντίγραφα.

Οι πιστωτικές κάρτες, οι κάρτες τηλεφώνου, τα εισιτήρια, οι ετικέτες προϊόντων, διαβατήρια και ταξιδιωτικά έγγραφα και χαρτονομίσματα προστατεύονται πλέον με ολογράμματα.



Σχήμα 1-17-4

Στο τομέα της τέχνης η ολογραφία κατόρθωσε να βρει την θέση της σε μικρό σχετικά διάστημα με την αιθέρια ομορφιά του φωτός σαν ένα νέο μέσο έκφρασης και να συγκαταλέγεται στα διδασκόμενα μαθήματα πολλών σχολών καλών τεχνών του εξωτερικού.

Η ολογραφία είναι μια ζωντανή και συνεχώς εξελισσόμενη τεχνική. Στα εργαστήρια έρευνας αναπτύσσει η ολογραφία μέσα σε κρυστάλλους. Σε κάθε κρύσταλλο εγγράφονται χιλιάδες τρισδιάστατες εικόνες με σκοπό να τοποθετούμε κάποτε ένα τέτοιο κρύσταλλο στο "ολοσκόπιο" για να παρακολουθήσουμε ένα τρισδιάστατο φιλμ ή να ανατρέξουμε σε εκατομμύρια σελίδων πληροφοριών.

Οι τελευταίες ανακοινώσεις από εργαστήρια στην Αμερική μιλούν για την κατασκευή υλικών που θα κάνουν πραγματικότητα την ολογραφική τηλεόραση και βίντεο.

Η μεγάλη χωρητικότητα των ολογραφικών μνημών σε συνδυασμό με τη μεγάλη ταχύτητα προσπέλασης των δεδομένων τους οδηγεί στη δημιουργία των οπτικών υπολογιστών του κοντινού μέλλοντος.



Σχήμα 1-17-5

Η ολογραφία σήμανε μια καινούργια εποχή για τον τρόπο που αντιλαμβανόμαστε τον κόσμο. Οι φιλοσοφικές προεκτάσεις της δεν άφησαν ανεπηρέαστη την σκέψη των σύγχρονων στοχαστών που ανέπτυξαν θεωρίες για την ολογραφική δομή του σύμπαντος, του μακρόκοσμου και του μικρόκοσμου.

Η ολογραφία είναι μια επανάσταση σε εξέλιξη, που -μαζί με την ψηφιακή και ηλεκτρονική επανάσταση- σημαδεύει τον αιώνα μας όπως σημάδεψε τον προηγούμενο η τυπογραφία.



Σχήμα 1-17-6

3D Προβολές

Κατωτέρω παραθέτουμε συνοπτικά τις δημοφιλέστερες μεθόδους στερεοσκοπικής προβολής μαζί με τα εμφανιζόμενα πλεονεκτήματα και τις αδυναμίες τους, που θα καθορίσουν και τις πιθανότητες εμπορικής καθιέρωσής τους.

Όλες οι μέθοδοι τρισδιάστατης προβολής που περιγράφουμε καταφέρνουν να δώσουν στον θεατή μια ρεαλιστική εικόνα της κινούμενης ή σταθερής πραγματικότητας, είτε με την βοήθεια εξωτερικών βοηθημάτων είτε χωρίς. Καμία όμως από αυτές δεν μπορεί να αποδώσει την ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΗ 3ΔΙΑΣΤΑΤΗ θέαση που επιτρέπει η ολογραφία, η οποία εκτός από αίσθηση βάθους, στερεοσκοπία, οριζόντια αλλά και κατακόρυφη παράλλαξη προσφέρει διαφορετική εικόνα σε κάθε έναν παρατηρητή ξεχωριστά (ανάλογα με την θέση και την γωνία θέασής του σε σχέση με το προβαλλόμενο είδωλο).

ΑΝΑΓΛΥΦΟΓΡΑΦΙΑ

Όπως και με όλες τις στερεοσκοπικές μεθόδους, αυτό το σύστημα προβάλλει δύο ελαφρά διαφορετικές όψεις της ίδιας σκηνής, με μικρή οριζόντια απόκλιση μεταξύ τους προσομοιάζοντας έτσι τις δύο όψεις που βλέπουν τα μάτια μας. Στα αναγλυφογράμματα και οι δύο εικόνες προβάλλονται ταυτόχρονα, η μία σε ερυθρή απόχρωση και η άλλη σε κυανή. Με την χρήση γυαλιών ερυθρού και κυανού φίλτρου κάθε οφθαλμός βλέπει μόνον την αντίστοιχη απόχρωση. Στην συνέχεια ο ανθρώπινος εγκέφαλος αναλαμβάνει να συνθέσει τις δύο εικόνες σε μια με 3διάστατη αίσθηση.

Μπορούν να χρησιμοποιηθούν με τις ήδη υπάρχουσες συσκευές τηλεόρασης, DVD και Blu-ray. Ταυτόχρονα τα γυαλιά εγχρώμων φίλτρων (ερυθρό/κυανό ή πορτοκαλί/βαθύ μπλε) είναι χαμηλού κόστους κατασκευής.

Το σύστημα των ερυθρών /κυανών φίλτρων αφαιρεί το βάθος της πραγματικής χρωματικής πληροφορίας από την προβαλλόμενη εικόνα . Παρατεταμένη χρήση των γυαλιών είναι δυσάρεστη.

Έχει ασήμαντες πιθανότητες εμπορικής επιτυχίας. Θεωρείται παρωχημένη τεχνολογία εκτός του τομέα των εκτυπώσεων.

ΠΟΛΩΤΙΚΟΙ ΦΑΚΟΙ

Με το σύστημα αυτό, οι δύο όψεις προβάλλονται ταυτόχρονα μέσα από πολωτικά φίλτρα που πολώνουν το φως, κάθε ένα προς την δική του διεύθυνση.

Έτσι απαιτούνται γυαλιά με πολωτικούς φακούς για να σχηματισθεί η εντύπωση της 3διάστατης εικόνας. Κάθε φακός επιτρέπει στο μάτι να δει μόνον την όψη που του αντιστοιχεί. Και πάλι ο ανθρώπινος εγκέφαλος αναλαμβάνει να συνθέσει τις δύο εικόνες σε μια με 3διάστατη αίσθηση.

Είναι η τεχνολογία 3D που χρησιμοποιείται παγκόσμια για κινηματογραφικές προβολές και έτσι είναι αρκετά διαδεδομένη. Έχει επίσης επιλεγεί από ορισμένους τηλεοπτικούς σταθμούς όπως το SKY Channel. Τα πολωτικά βοηθητικά γυαλιά είναι σχετικά αποδεκτά από το κοινό αν και ήδη εκφράζονται ορισμένες επιφυλάξεις.

Απαιτείται ειδικά πολωμένη συσκευή 3DTV (ή εξειδικευμένοι προβολείς & οθόνες). Τα πολωτικά γυαλιά μειώνουν την λαμπρότητα της εικόνας. Στην τηλεόραση αυτού του τύπου, κάθε μάτι βλέπει μόνον την μισή κατακόρυφη ανάλυση της εικόνας. Για σωστή απόδοση απαιτείται ο θεατής να κάθεται απευθείας μπροστά στην συσκευή.

Στον κινηματογράφο έχει τεράστιες πιθανότητες επιτυχίας. Για οικιακή χρήση; Θα εξαρτηθεί από την υιοθέτησή του από τους τηλεοπτικούς σταθμούς και την θέληση των καταναλωτών να επενδύσουν σε νέα τηλεοπτική συσκευή αλλά και να χρησιμοποιήσουν τα ειδικά γυαλιά για μεγάλο χρονικό διάστημα.

ΕΝΕΡΓΑ ΚΛΕΙΣΤΡΑ

Διαφορετικές εικόνες για το κάθε μάτι καταγράφονται σε ποιότητα πλήρους ανάλυσης 1080p και προβάλλονται εναλλάξ σε υψηλή ταχύτητα.

Χρειάζονται ειδικά γυαλιά με μπαταρίες που τροφοδοτούν ενεργά κλείστρα LCD. Αυτά επιτρέπουν την εναλλασσόμενη προβολή της δεξιάς και της αριστερής εικόνας σε συγχρονισμό με την υπάρχουσα εγγραφή, έτσι ώστε κάθε μάτι να λαμβάνει την σωστή εικόνα που του αντιστοιχεί και με την σωστή σειρά.

Έχει πραγματικά ρεαλιστικά αποτελέσματα δεδομένου ότι ο θεατής λαμβάνει ολόκληρη την πληροφορία σε υψηλή ανάλυση και σε συνεχή ροή. Τα ενεργά κλείστρα αντιλαμβάνονται και προσαρμόζονται ανάλογα με το σήμα της προβαλλόμενης εικόνας (2D ή 3D) και έτσι δεν απαιτούν την εμπλοκή του χρήστη.

Το σύστημα αυτό απαιτεί προβολή σε υπέρ-υψηλή συχνότητα ανανέωσης εικόνας (κατ'ελάχιστον 120Hz) και ανάλογη πηγή σήματος. Το εύρος κύματος που χρειάζεται για την εκπομπή του σήματος για την ώρα είναι ιδιαίτερων απαιτήσεων. Τα βοηθητικά γυαλιά είναι ακριβά και χρειάζονται επαναφόρτιση.

Σημαντικές πιθανότητες επιτυχίας δεδομένου ότι είναι η τεχνολογία που προωθείται από τις εταιρείες προσωπικών καταναλωτικών ηλεκτρονικών συσκευών για οικιακή χρήση.

ΠΟΛΥΠΡΙΣΜΑΤΙΚΟΙ

Το σύστημα πολυπρισματικών φακών είναι επίσης γνωστό και σαν αυτο-στερεοσκοπικό διότι δεν απαιτεί την χρήση βοηθητικών γυαλιών. Μακροπρόθεσμα θεωρείται από πολλούς ως η πλέον ενδεδειγμένη τεχνολογία 3διάστατης προβολής και χρησιμοποιείται ήδη σε ορισμένα πρωτότυπα μοντέλα. Ένα λεπτό διαφανές πλαστικό φύλλο με πολύ-πρισματικούς φακούς ακριβείας τοποθετείται κατάλληλα πάνω από μια οθόνη LCD: οι φακοί αυτοί επιτρέπουν την προβολή της εικόνας μόνον σε αυστηρά προκαθορισμένη κατεύθυνση έτσι ώστε να δημιουργούν διαφορετικές υπό γωνία όψεις για το κάθε μάτι.

Το σύστημα αυτό ΔΕΝ απαιτεί την χρήση βοηθητικών γυαλιών οποιουδήποτε τύπου. Έτσι δεν υπάρχουν απώλειες σε λαμπρότητα της εικόνας ούτε χρωματική υποβάθμιση.

Είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο σύστημα στην εφαρμογή του. Δεν έχει τύχει ευρείας υποστήριξης επί του παρόντος . Δεν λειτουργεί με προβολικά συστήματα. Η ανάλυση της κάθε εικόνας που φθάνει στον μάτι μειώνεται στο ήμισυ και έτσι για FullHD προβολή απαιτεί πανάκριβες οθόνες ανάλυσης μέχρι 3840x1080.

Μακροπρόθεσμα, παρουσιάζεται σαν η πλέον υποσχόμενη τεχνολογία. Για την ώρα, έχει αξεπέραστους οικονομικούς περιορισμούς.

Σχετικά πρόσφατα διαφαίνεται ένα ανανεωμένο εμπορικό ενδιαφέρον για τις αυτό-στερεοσκοπικές οθόνες. Σε μια τέτοια απλή 3D οθόνη, μια πολύ λεπτή επιφάνεια εν είδει φίλτρου (που ονομάζεται 'φραγή παράλλαξης') τοποθετείται μπροστά από την συνηθισμένη οθόνη υγρών κρυστάλλων. Το φίλτρο αυτό επιτελεί τον ρόλο των πολωτικών γυαλιών κατευθύνοντας το φως από κάθε εικόνα επιλεκτικά, έτσι ώστε σε απόσταση περίπου 50cm από την οθόνη να δημιουργείται ένα σημείο όπου δύο ελαφρά διαφοροποιημένες εικόνες του ίδιου αντικειμένου διαχωρίζονται τόσο όσο χρειάζεται για τον εγκέφαλο ώστε να σχηματίσει μια στερεοσκοπική εικόνα. Η μόνιμη παρουσία μιας φραγής παράλλαξης έχει σαν μειονέκτημα την προβολή αποκλειστικά στερεοσκοπικών εικόνων εκτός εάν χρησιμοποιηθεί κάποιος διακοπτόμενος μηχανισμός.

Έτσι, σε μιαν οθόνη σαν αυτή που παρουσιάστηκε εμπορικά από την SHARP το 2003 (και που χρησιμοποιείται επίσης από τις ψηφιακές φωτογραφικές μηχανές της FUJI που πωλούνται ήδη από τα τέλη του 2009), η φραγή παράλλαξης δημιουργείται από μια δεύτερη οθόνη υγρών κρυστάλλων που απενεργοποιείται κατά την προβολή 2-διάστατων εικόνων. Αντίθετα, όταν αυτή ενεργοποιείται, η φραγή παράλλαξης πολώνει το φως μέσω παράλληλων σχισμών που εμποδίζουν την διάδοση του φωτός επιλεκτικά δημιουργώντας έτσι ένα αδιαφανές πλέγμα μπροστά από την πρώτη οθόνη LCD. Στο κατωτέρω διάγραμμα περιγράφεται από την Sharp η λειτουργία αυτή :

3D LCD

Το μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι περιορίζει την θέση του παρατηρητή σε σχέση με την οθόνη προβολής πλην όμως ο περιορισμός αυτός γίνεται πλεονέκτημα όταν είναι επιθυμητό να προβάλλονται δύο τελείως διαφορετικές εικόνες προς δύο διαμετρικά αντίθετες κατευθύνσεις (π.χ. τηλεοπτικό σήμα ταυτόχρονα με οδικούς χάρτες όπως στις οθόνες GPS των μοντέλλων της RANGE-ROVER του 2009).

Δεν είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο να κατασκευασθούν αυτό-στερεοσκοπικές οθόνες αυτού του τύπου που να απευθύνονται σε πολλούς ταυτόχρονα θεατές αρκεί η φραγή παράλλαξης να είναι πολύ πιο λεπτή και με γεωμετρία σταυρωτού διαγώνιου πλέγματος αντί για παράλληλες σχισμές. Η επεξεργασία και προβολή όμως των στερεοσκοπικών εικόνων σε μια τέτοια οθόνη είναι πολύ πιο απαιτητική δεδομένου ότι για την δημιουργία της αίσθησης βάθους χρειάζεται να συνδυασθούν εικόνες από τουλάχιστον 4 οπτικές γωνίες.

Η ΟΛΟΓΡΑΦΙΑ ΣΤΗ ΔΙΑΔΟΣΗ & ΔΙΑΤΗΡΗΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΙΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΛΗΡΟΝΟΜΙΑΣ

Τις τελευταίες δεκαετίες σε ολόκληρο τον κόσμο αυξάνεται το ενδιαφέρον για την διατήρηση της πολιτιστικής κληρονομιάς των λαών. Αποτέλεσμα της κινητικότητας αυτής είναι η εξάπλωση της χρήσης μεθόδων των Φυσικών επιστημών στα σύγχρονα Μουσεία. Οι ακτίνες X, οι υπεριώδεις και υπέρυθρες ακτινοβολίες, η φυσικοχημική ανάλυση αποτελούν πλέον τυπικά εργαλεία στην αναγνώριση και διατήρηση των εκθεμάτων των Μουσείων.

Από τις πλέον σύγχρονες μεθόδους οπτικής πληροφόρησης και μετρήσεων η ολογραφία προσφέρεται άμεσα για χρήση στη διατήρηση της πολιτιστικής κληρονομιάς με δύο κυρίως γενικές κατευθύνσεις: α) την Εκθεματική Ολογραφία και β) την Ολογραφική Συμβολομετρία.

Με τον όρο 'Εκθεματική Ολογραφία' (display holography) εννοούμε κυρίως κάθε χρήση των ολογραμμάτων σαν μέσων καταγραφής και αναπαραγωγής πιστών οπτικών αντιγράφων αντικειμένων. Όπως ήδη αναφέρθηκε ανωτέρω, η υλοποίηση των τελικών παραδοτέων του προγράμματος θα επιβεβαιώσει την δυνατότητα και την χρησιμότητα της εκθεματικής ολογραφίας σε μουσειακές εφαρμογές.

Μπορούμε να απαριθμήσουμε τους ακόλουθους κύριους τομείς εφαρμογής της:

1) Καταγραφή αντικειμένων για τη δημιουργία τρισδιάστατων οπτικών βάσεων δεδομένων της πολιτιστικής κληρονομιάς. Τα ολογράμματα-αντίγραφα προσφέρουν στους μελετητές τη δυνατότητα να επεξεργασθούν από κοντά αντικείμενα χωρίς προβλήματα ασφαλείας των πρωτοτύπων.

2) Αποτύπωση παρούσης κατάστασης των πρωτοτύπων αντικειμένων. Τα ολογράμματα επιτρέπουν τον εντοπισμό φθορών, την συγκριτική διαχρονική μελέτη πριν/μετά από διορθωτικές επεμβάσεις, την αντικειμενικά αποδεκτή αποτύπωση δανειακών συλλογών και την πιστοποίηση αυθεντικότητας.

3) Δημιουργία περιοδεουσών εκθέσεων για την διάδοση της πολιτιστικής κληρονομιάς. Είναι γνωστό ότι τα εκθέματα των Μουσείων είναι πολύ δύσκολο να μεταφερθούν για επίδειξη σε απομακρυσμένες περιοχές και δυσκολότερο στο εξωτερικό για προφανείς λόγους. Τέτοια προβλήματα αίρονται με τη χρήση ολογραφικών αντιγράφων των εκθεμάτων που μέσα από μια περιοδεύουσα έκθεση (σταθερή ή ακόμη και σε κινητή μορφή) στο εσωτερικό και το εξωτερικό προβάλλουν τη πολιτιστική κληρονομιά με ασφαλή και εντυπωσιακό τρόπο.

4) Δημιουργία συγκεντρωτικών θεματικών εκθέσεων με εκθέματα που είναι διάσπαρτα σε διαφορετικά μουσεία, ανήκουν όμως στην ίδια ιστορική περίοδο ή πολιτισμό. Είναι σχετικά εύκολο να συγκεντρωθούν ολογράμματα των κατατμημένων συλλογών ώστε να αποτελέσουν αυτόνομη έκθεση ή να χρησιμεύσουν για τη δημιουργία γενικού αρχείου.

5) Ολογραφική αποτύπωση των ευρημάτων στους χώρους ανασκαφών με σκοπό την ακριβή καταγραφή και την ασφαλή μελέτη τους. Ταυτόχρονα η ολογραφική καταγραφή ενός αντικειμένου επιτρέπει την συγκριτική μελέτη του είτε διαχρονικά είτε μετά τις εργασίες συντήρησής του.

6) Συμπλήρωση των τμημάτων που λείπουν από κάποιο έργο τέχνης με ολογράμματα είτε των πρωτοτύπων που βρίσκονται σε άλλο Μουσείο είτε των προπλασμάτων είτε μέσω εικονικών ψηφιακών αρχείων. Η ολογραφική συμπλήρωση δεν αλλοιώνει τον χαρακτήρα του έργου και κυρίως γίνεται χωρίς επικίνδυνες επεμβάσεις στο πρωτότυπο ενώ ταυτόχρονα μπορούν να αποδοθούν εναλλακτικές χρωματικές και εικαστικές μορφές του πρωτοτύπου αντικειμένου ή περιβάλλοντα χώρου.

7) Βελτίωση των συλλογών των περιφερειακών Μουσείων με ολογράμματα αντικειμένων που λόγω της μεγάλης αξίας τους μεταφέρθηκαν στα μεγάλα κεντρικά Μουσεία.

8) Δημιουργία ολογραφικών εκμαγείων αρχαιολογικών ευρημάτων. Τα ολογράμματα δίνουν την δυνατότητα της ακίνδυνης αντιγραφής της επιφάνειας ενός αντικειμένου σε τρεις διαστάσεις σε μικρό χρονικό διάστημα και μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν οπτικά εκμαγεία για τη δημιουργία νέων ή την επιδιόρθωση κλασικών εκμαγείων.

9) Παραγωγή αναμνηστικών ολογραμμάτων από πολύτιμα αντικείμενα για VIP δώρα και έκδοση συλλεκτικών σειρών περιορισμένης κυκλοφορίας. Η πρόοδος που σημειώθηκε στις μεθόδους μαζικής αναπαραγωγής ολογραμμάτων την τελευταία δεκαετία είχε σαν αποτέλεσμα την ελαχιστοποίηση του κόστους παραγωγής μέσα σε λογικά εμπορικά πλαίσια και τη βελτιστοποίηση της ποιότητας των πολλαπλών αντιγράφων σε ποικιλία διαστάσεων. Νέοι ορίζοντες ανοίγονται για αύξηση των εσόδων των Μουσείων.

10) Χρήση συνθετικών ολογραμμάτων μεγάλου μεγέθους για εντυπωσιακή επικοινωνία. Οι τρισδιάστατες παγχρωματικές προβολές σημαντικών εκθεμάτων στον χώρο με βάθος και πλήρη οπτική παράλλαξη δημιουργούν μοναδική εντύπωση στο ευρύ κοινό κατά την διάρκεια εγκαινίων, ειδικών τελετών και παρουσιάσεων συνδυάζοντας την μοντέρνα τεχνολογία με το εικαστικό αντικείμενο που έχει αποτυπωθεί ολογραφικά.

Εκτιμάται ότι με την ολοκλήρωση του προγράμματος HoloCultura θα υπάρχει διαθέσιμος στις εμπλεκόμενες επιχειρήσεις ο απαραίτητος τεχνικός εξοπλισμός, η εμπειρία και η τεχνογνωσία για να προσφερθούν κάποιες από τις ανωτέρω περιγραφείσες υπηρεσίες σε περισσότερους δημόσιους και ιδιωτικούς πολιτιστικούς φορείς, υπηρεσίες, μουσεία κλπ. της χώρας μας.

Σε ένα επόμενο στάδιο μπορεί να επεκταθεί και το επιστημονικό αντικείμενο με την εμπλοκή των φορέων του προγράμματος HoloCultura και στο συναφές πεδίο της ολογραφικής συμβολομετρίας (μέθοδος μη-καταστρεπτικού ελέγχου με την χρήση ολογραφικών τεχνικών) για μουσειακές εφαρμογές.

Πως φτιάχνεται ένα ολόγραμμα :

Για την δημιουργία ενός ολογράμματος χρειάζεται να έχουμε φυσική πρόσβαση στο αντικείμενο. Εικόνες, οποιουδήποτε τύπου και ανάλυσης δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Τα αναλογικά έγχρωμα ολογράμματα κατασκευάζονται με την χρήση κόκκινου, μπλε και πράσινου laser, οι ακτίνες των οποίων διευρύνονται για να φωτίσουν πλήρως το υπό ολογράφιση αντικείμενο. Μια γυάλινη ολογραφική πλάκα τοποθετείται μπροστά από το αντικείμενο έτσι ώστε το φως των ακτίνων laser να φωτίσει το αντικείμενο διαπερνώντας την διαφανή αυτή πλάκα και -αφού ανακλασθεί- να συμβάλει με τον εαυτό του αποτυπώνοντας την τρισδιάστατη επιφάνεια του αντικειμένου πάνω στην φωτοευαίσθητη επίστρωση. Η οπτική γωνία του αντικειμένου μέσα από την πλάκα αναπαριστά με ακρίβεια το αποτέλεσμα που θα ληφθεί από αυτήν την 3-διάστατη 'φωτογραφία' με φως laser. Η διάρκεια της έκθεσης του αντικειμένου στο φως laser κυμαίνεται μεταξύ 10 και 25 δευτερολέπτων, μετά την οποία η ολογραφική πλάκα πρέπει να εμφανισθεί και να στεγνώσει για 10 περίπου λεπτά σε συνθήκες σκοτεινού θαλάμου. Εν συνεχεία, το ολόγραμμα είναι έτοιμο για ποιοτική εξέταση.

Το αντικείμενο που ολογραφείται δεν έρχεται στην παραμικρή επαφή με οποιοδήποτε φυσικό υλικό εκτός από την έκθεσή του σε πολύ ελαφρύ και πλήρως ελεγχόμενο φωτισμό που δεν περιέχει επιβαρυντικές ακτινοβολίες (π.χ. υπεριώδεις ή υπέρυθρες). Η ισχύς των laser είναι εξαιρετικά χαμηλή με τυπικές τιμές να είναι περίπου 2000 φορές χαμηλότερες από έναν συνηθισμένο λαμπτήρα πυρακτώσεως ισχύος 100 Watt. Ο χρόνος έκθεσης είναι της τάξεως μερικών δευτερολέπτων. Έτσι, είναι θεωρητικά απίθανο να υπάρξει οποιαδήποτε επιβάρυνση του πρωτότυπου αντικειμένου.

Το συνηθισμένο μέγεθος ολογράμματος είναι 20x25cm με την μέγιστη διάσταση ολογραμμάτων αυτού του τύπου που μπορούμε να φτιάξουμε εκτός εργαστηρίου να μην ξεπερνά τα 30x40cm. Λίγο μεγαλύτερα ολογράμματα είναι εφικτά σε ειδικές περιπτώσεις, χρειάζονται όμως ειδικές διαδικασίες, τυπικά μεγαλύτερο χρόνο έκθεσης και πολύπλοκα συστήματα για τον τελικό φωτισμό τους.

Ο αναμενόμενος χρόνος ζωής ενός ολογράμματος εκτιμάται ότι ξεπερνά αυτόν μιας μέσης ανθρώπινης ζωής. Τα ολογράμματα μετά την εμφάνισή τους αδρανοποιούνται και η φωτοευαίσθητη επίστρωση προστατεύεται με μια επιπλέον αδιαφανή επίστρωση ή ακόμη και από μια πρόσθετη προστατευτική επιφάνεια. Λόγω της σχετικά πρόσφατης εμφάνισης των ολογραμμάτων δεν γνωρίζουμε τον πραγματικό χρόνο ζωής τους (με εξαίρεση συνθήκες θραύσης!) πλην όμως μονοχρωματικά ολογράμματα που δημιουργήθηκαν στην δεκαετία του '60 εξακολουθούν να βρίσκονται σε άριστη κατάσταση μέχρι σήμερα χωρίς αξιοσημείωτες ποιοτικές απώλειες.

1-18 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ AIRY

Στις φυσικές επιστήμες, η συνάρτηση Airy $A_i(x)$ είναι μια ειδική συνάρτηση που πήρε το όνομά της από το βρετανικό αστρονόμο George Airy Biddell (1801-1892). Η συνάρτηση $A_i(x)$ και η συγγενής συνάρτηση $B_i(x)$, η οποία καλείται επίσης ως συνάρτηση Airy, αλλά μερικές φορές αναφέρεται ως Bairy συνάρτηση, είναι λύσεις στην διαφορική εξίσωση

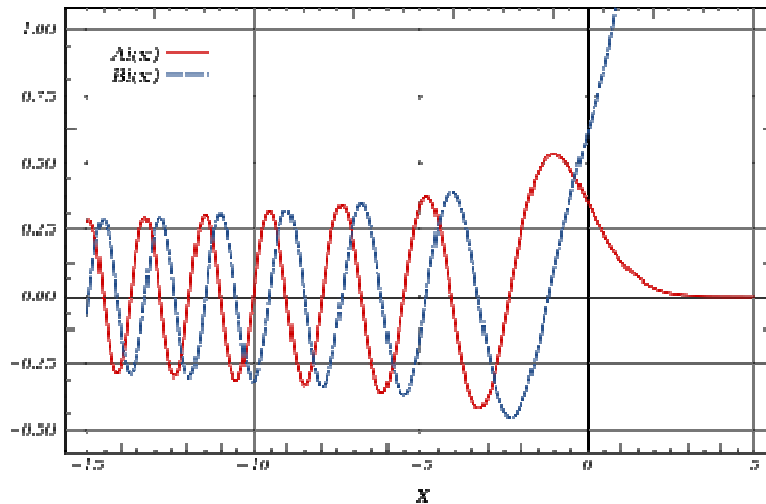
$$\frac{d^2 y}{dx^2} - xy = 0 \quad (1-18-1)$$

γνωστή ως Airy εξίσωση ή εξίσωση Stokes. Αυτή είναι η απλούστερη δεύτερης τάξης γραμμική διαφορική εξίσωση, με σημείο καμπής (ένα σημείο όπου ο χαρακτήρας των λύσεων αλλάζει από ταλάντωση σε εκθετική μορφή).

Η συνάρτηση Airy είναι η λύση της εξίσωσης του Schrödinger για ένα σωματίδιο περιορισμένο σε ένα τριγωνικό πηγάδι δυναμικού και για ένα σωματίδιο σε ένα μονοδιάστατο σταθερό πεδίο δυνάμεων. Για τον ίδιο λόγο, χρησιμεύει επίσης για την παροχή ομοιόμορφων ημικλασικών προσεγγίσεων κοντά σε ένα σημείο καμπής στην WKB μέθοδο, όπου το δυναμικό μπορεί τοπικά να προσεγγιστεί από μια γραμμική συνάρτηση της θέσης. Η λύση στο τριγωνικό πηγάδι δυναμικού σχετίζεται άμεσα με την κατανόηση πολλών διατάξεων ημιαγωγών.

Η συνάρτηση Airy αποτελεί επίσης τη μορφή της έντασης κοντά σε ένα οπτικό κατεύθυνσης caustic, όπως εκείνη του ουράνιου τόξου. Ιστορικά, αυτό ήταν το μαθηματικό πρόβλημα που οδήγησε τον Airy να αναπτύξει αυτή την ειδική συνάρτηση. Η συνάρτηση Airy είναι επίσης σημαντική στην μικροσκοπία και στην αστρονομία περιγράφει το μοτίβο που οφείλεται στη περίθλαση και παρεμβολή, που παράγεται από μια σημειακή πηγή φωτός (η οποία είναι μικρότερη από το όριο ανάλυσης ενός μικροσκοπίου ή τηλεσκοπίου).

Ορισμοί



Σχήμα 1-18-1 Πεδίο $A_i(x)$ σε κόκκινο και $B_i(x)$ σε μπλε

Για τις πραγματικές τιμές του x , η συνάρτηση Airy του πρώτου είδους είναι δυνατόν να ορίζεται από την ακατάλληλη ολοκλήρωση Riemann :

$$A_i(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{t^3}{3} + xt\right) dt \equiv \frac{1}{\pi} \lim_{b \rightarrow \infty} \int_0^b \cos\left(\frac{t^3}{3} + xt\right) dt \quad (1-18-2)$$

η οποία συγκλίνει γιατί τα θετικά και αρνητικά σημεία των γρήγορες ταλαντώσεις τείνουν να αλληλοεξουδετερώνονται (όπως μπορεί να ελεγχθεί με ολοκλήρωση κατά παράγοντες).

$$y = A_i(x) \quad \text{ικανοποιεί την εξίσωση Airy}$$

$$y'' - xy = 0 \quad (1-18-3)$$

Αυτή η εξίσωση έχει δύο γραμμικά ανεξάρτητες λύσεις. Μέχρι κλιμακωτό πολλαπλασιασμό, $A_i(x)$ είναι το αντικείμενο λύση για την κατάσταση $y \rightarrow 0$ καθώς $x \rightarrow \infty$. Η τυπική επιλογή για την άλλη λύση είναι η συνάρτηση Airy του δεύτερου είδους, συμβολίζεται $B_i(x)$.

Είναι ορίζεται ως η λύση με το ίδιο πλάτος της ταλάντωσης ως $A_i(x)$ ως $x \rightarrow -\infty$ που διαφέρει σε φάση με $\pi / 2$:

$$B_i(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{t^3}{3} + xt\right) + \sin\left(\frac{t^3}{3} + xt\right) \right] dt \quad (1-18-4)$$

Properties

Οι τιμές των $A_i(x)$ και $B_i(x)$ και τα παράγωγά τους στο $x = 0$ δίνονται από

$$A_i(0) = \frac{1}{3^{\frac{2}{3}} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right)} \quad A_i'(0) = -\frac{1}{3^{\frac{1}{3}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right)}$$

$$B_i(0) = \frac{1}{3^{\frac{1}{6}} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right)} \quad B_i'(0) = \frac{3^{\frac{1}{6}}}{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)}$$

(1-18-5)

Εδώ, Γ υποδηλώνει τη συνάρτηση Gamma. Επομένως, η Wronskian του $A_i(x)$ και $B_i(x)$ είναι $1 / \pi$.

Όταν το x είναι θετική, $A_i(x)$ είναι θετική, κυρτό, και μειώνεται εκθετικά στο μηδέν, ενώ η $B_i(x)$ είναι θετική, κυρτό, και αυξάνεται εκθετικά. Όταν το x είναι αρνητική, $A_i(x)$ και $B_i(x)$ ταλαντώνονται γύρω από το μηδέν με συνεχώς αυξανόμενη συχνότητα και συνεχώς μείωση του πλάτους. Αυτό υποστηρίζεται από την ασυμπτωτική παρακάτω τύπους για τις συναρτήσεις Airy.

Οι συναρτήσεις Airy είναι ορθογώνιες, με την έννοια ότι

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_i(t+x)A_i(t+y)dt = \delta(x-y) \quad (1-18-6)$$

και πάλι με τη χρήση ακατάλληλων ολοκληρωμάτων Riemann.

Ασυμπτωτικοί τύπους

Όπως εξηγείται παρακάτω, οι εξισώσεις Airy μπορούν να επεκταθούν στο μιγαδικό επίπεδο, δίνοντας όλη την εξίσωση. Η ασυμπτωτική συμπεριφορά των εξισώσεων Airy ως $|z|$ πηγαίνει στο άπειρο σε μια σταθερή τιμή της $\arg(z)$ εξαρτάται από την $\arg(z)$. Για $|\arg(z)| < \pi$ έχουμε τον ακόλουθο τύπο ασυμπτωτική για $A_i(z)$

$$A_i(z) \approx \frac{e^{-\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}}}{2\sqrt{\pi}z^{\frac{1}{4}}} \quad (1-18-7)$$

και ένα παρόμοιο για το $B_i(z)$, αλλά εφαρμόζεται μόνο όταν $|\arg(z)| < \pi / 3$:

$$B_i(z) \approx \frac{e^{\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}}}{\sqrt{\pi z^{\frac{1}{4}}}} \quad (1-18-8)$$

Μια πιο ακριβής τύπος για $A_i(z)$ και μια φόρμουλα για το $B_i(z)$ όταν $\pi/3 < |\arg(z)| < \pi$ ή, ισοδύναμα, για τον $A_i(-z)$ και $B_i(-z)$, όταν $|\arg(z)| < 2\pi/3$, αλλά δεν είναι μηδέν, είναι:

$$A_i(-z) \approx \frac{\sin\left(\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}} + \frac{\pi}{4}\right)}{\sqrt{\pi z^{\frac{1}{4}}}} \quad (1-18-9)$$

$$B_i(-z) \approx \frac{\cos\left(\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}} + \frac{\pi}{4}\right)}{\sqrt{\pi z^{\frac{1}{4}}}}$$

Όταν $|\arg(z)| = 0$ είναι καλές προσεγγίσεις, αλλά δεν είναι ασυμπτωτική επειδή η αναλογία μεταξύ $A_i(-z)$ ή $B_i(-z)$ και η παραπάνω προσέγγιση πηγαίνει στο άπειρο όταν η ημιτονοειδής ή συνημίτονο πηγαίνει στο μηδέν ασυμπτωτική επεκτάσεις για τα όρια αυτά είναι επίσης διαθέσιμα. Αυτά αναφέρονται στο (Abramowitz και Stegun, 1954) και (Olver, 1974).

Complex επιχειρήματα

Μπορούμε να επεκτείνουμε τον ορισμό της εξίσωσης Airy στο μιγαδικό επίπεδο από

$$A_i(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_c \exp\left(\frac{t^3}{3} - zt\right) dt \quad (1-18-10)$$

όπου το ολοκλήρωμα είναι πάνω από ένα C μονοπάτι που ξεκινά από το σημείο στο άπειρο με το επιχειρήμα- $\pi/2$ και καταλήγει στο σημείο στο άπειρο με το επιχειρήμα του $\pi/2$. Εναλλακτικά, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη διαφορική εξίσωση $y'' - xy = 0$ για την επέκταση $A_i(x)$ και $B_i(x)$ στο σύνολο εξισώσεων στο μιγαδικό επίπεδο.

Η ασυμπτωτική τύπος για $A_i(x)$ εξακολουθεί να ισχύει στο μιγαδικό επίπεδο, εάν η κύρια αξία του $x^{2/3}$ έχει λάβει και το x είναι οριακό μακριά από την αρνητική πραγματικό άξονα. Ο τύπος για το $B_i(x)$ είναι έγκυρη χ είναι διαθέσιμη στον κλάδο $\{x \in \mathbb{C}: |\arg(\chi)| < (\pi/3) - \delta\}$ για κάποια θετική δ . Τέλος, η φόρμουλες για $A_i(-x)$ και $B_i(-x)$ είναι έγκυρη εάν χ είναι στον τομέα $\{x \in \mathbb{C}: |\arg(\chi)| < (2\pi/3) - \delta\}$.

Όπως προκύπτει από την ασυμπτωτική συμπεριφορά των εξισώσεων Airy που τόσο $A_i(x)$ και $B_i(x)$ έχει άπειρα μηδενικά στο αρνητικό πραγματικό άξονα. Η λειτουργία $A_i(x)$ δεν έχει άλλες μηδενικά στο μιγαδικό επίπεδο, ενώ η εξίσωση $B_i(x)$ έχει επίσης απείρως πολλά μηδενικά στον τομέα $\{z \in \mathbb{C}: \pi/3 < |\arg(z)| < \pi/2\}$.

Σχέση με άλλες ειδικές εξισώσεις

Για τα θετικά επιχειρήματα, οι εξισώσεις Airy που σχετίζονται με τις αλλαγές των εξισώσεων Bessel :

$$A_i(x) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{x}{3}} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) \quad (1-18-11)$$

$$B_i(x) = \sqrt{\frac{x}{3} \left(I_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) + I_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) \right)}$$

Εδώ, $\pm 1/3$ και $K_{1/3}$ είναι διαλύματα

$$x^2 y'' + xy' - \left(x^2 + \frac{1}{9} \right) y = 0 \quad (1-18-12)$$

Η πρώτη παράγωγος της συνάρτησης Airy είναι

$$A_i'(x) = -\frac{x}{\pi\sqrt{3}} K_{\frac{2}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) \quad (1-18-13)$$

Λειτουργίες $K_{1/3}$ και $K_{2/3}$ μπορεί να εκπροσωπείται από την άποψη της ταχείας σύγκλισης ολοκληρώματα (βλ. επίσης τροποποιημένες εξισώσεις Bessel)

Για τα αρνητικά επιχειρήματα, η συνάρτηση Airy σχετίζονται με τις συναρτήσεις Bessel :

$$A_i(-x) = \sqrt{\frac{x}{9}} \left(J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) \right) \quad (1-18-14)$$

$$B_i(-x) = \sqrt{\frac{x}{3}} \left(J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) - J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) \right)$$

Εδώ, $J_{\pm 1/3}$ είναι διαλύματα

$$x^2 y'' + xy' + \left(x^2 - \frac{1}{9} \right) y = 0 \quad (1-18-15)$$

Το λειτουργίες Σκόρερ για την επίλυση της εξίσωσης $y'' - xy = 1/\pi$. Μπορούν επίσης να εκφράζονται σε όρους των εξισώσεων Airy:

$$G_i(x) = B_i(x) \int_x^\infty A_i(t) dt + A_i(x) \int_0^x B_i(t) dt \quad (1-18-16)$$

$$H_i(x) = B_i(x) \int_{-\infty}^x A_i(t) dt + A_i(x) \int_{-\infty}^x B_i(t) dt$$

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό της συνάρτησης Airy $A_i(x)$ είναι απλό να δείξουμε του μετασχηματισμού Fourier δίνεται από

$$F(A_i)(k) = \int_{-\infty}^\infty A_i(t) e^{-2\pi i k x} dx = e^{\frac{i}{3}(2\pi k)^3} \quad (1-18-17)$$

Fabry-Perot συμβολόμετρο συνάρτηση Airy

Η εξίσωση του Fabry-Perot συμβολόμετρο είναι επίσης αναφέρεται ως συνάρτηση Airy:

$$T_e = \frac{1}{1 + F \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \quad (1-18-18)$$

όπου και οι δύο επιφάνειες έχουν R ανάκλασης και

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (1-18-19)$$

είναι ο συντελεστής φινέτσα.

Ιστορία

Η συνάρτηση Airy είναι το όνομά του από την βρετανική αστρονόμος και φυσικός George Airy Biddell (1801-1892), ο οποίος αντιμετώπισε στις αρχές της μελέτης του οπτική στη φυσική (Airy 1838). Ο συμβολισμός $A_i(x)$ εισήχθη από τον Harold Jeffreys . Airy είχε γίνει το βρετανικό βασιλικό αστρονόμο το 1835 και κατείχε τη θέση αυτή μέχρι τη συνταξιοδότησή του το 1881.

1-19 ΦΩΤΕΙΝΕΣ ΠΗΓΕΣ

Φωτεινή πηγή ονομάζεται οποιαδήποτε πηγή που εκπέμπει φως. Σε κάθε φωτεινή πηγή κάποια μορφή ενέργειας μετατρέπεται σε φωτεινή ενέργεια. Στον αναμμένο ηλεκτρικό λαμπτήρα η ηλεκτρική ενέργεια μετατρέπεται σε θερμική και φωτεινή ενέργεια. Στο αναμμένο κερί η χημική ενέργεια της ουσίας που καίγεται μετατρέπεται επίσης σε θερμική και φωτεινή ενέργεια.

Για το πλανήτη μας τη Γη η πιο σημαντική πηγή ενέργειας είναι ο Ήλιος. Στο εσωτερικό του Ήλιου πραγματοποιούνται πυρηνικές αντιδράσεις. Κατά τις πυρηνικές αυτές αντιδράσεις ένα μέρος αυτής της πυρηνικής δύναμης μετατρέπεται σε φωτεινή. Η φωτεινή ενέργεια μεταφέρεται με τα φωτόνια που εκπέμπονται από τον Ήλιο στο διάστημα. Μόνο ένα ελάχιστο μέρος αυτής της ενέργειας φθάνει στην επιφάνεια τη Γης.

Είδη:

Υπάρχουν φυσικές και τεχνικές πηγές.

Φυσικές φωτεινές πηγές ονομάζονται οι πηγές που δεν έχουν κατασκευαστεί από τον άνθρωπο. Παράδειγμα φυσικών πηγών είναι ο Ήλιος και τα υπόλοιπα αστέρια. Τεχνητές φωτεινές πηγές ονομάζονται οι πηγές που έχουν κατασκευαστεί από τον άνθρωπο για να παράγουν φως. Παράδειγμα τεχνητών πηγών είναι η φλόγα ενός κεριού, το πυρακτωμένο σύρμα ενός ηλεκτρικού λαμπτήρα κ.α.



Σχήμα 1-19-1 Αυτόφωτες πηγές

Γενικά οι φωτεινές πηγές, φυσικές ή τεχνητές, διακρίνονται σε δύο βασικά είδη. Στις θερμές και σε ψυχρές φωτεινές πηγές.

Στις θερμές πηγές η ακτινοβολία τους οφείλεται στην διέγερση των ατόμων τους και των μορίων τους λόγω της θερμότητας (πυράκτωση). Αυτές οι πηγές παρουσιάζουν συνεχές φάσμα. Οι θερμές φωτεινές πηγές είναι σώματα που εκπέμπουν φως λόγω της υψηλής θερμοκρασίας τους. Παράδειγμα θερμών φωτεινών πηγών είναι ο ήλιος , η φλόγα κεριού ,ο σπινθήρας, η αστραπή, το πυρακτωμένο νήμα ενός λαμπτήρα κ.α.. Στις θερμές φωτεινές πηγές οι δομικοί τους λίθοι κινούνται πολύ έντονα, συγκρούονται μεταξύ τους με τελικό αποτέλεσμα μέρος της κινητικής τους ενέργειας να μετατρέπεται σε φωτεινή ενέργεια. Βασικά οι θερμές τεχνητές πηγές είναι στερεά σώματα και σπάνια αέρια ή ατμοί. Μια συνύπαρξη στερεάς και αέριας φάσης είναι αυτή που παρουσιάζουν οι φλόγες.

Στις ψυχρές πηγές η ακτινοβολία τους οφείλεται στην διέγερση των ατόμων ή των ιόντων τους από μη θερμικά αίτια και παρουσιάζουν γραμμικό φάσμα.. Στις πηγές αυτές ανήκουν και οι λεγόμενες βιοχημικές φωτεινές πηγές δηλαδή οι πυγολαμπίδες. Οι ψυχρές φωτεινές πηγές είναι σώματα που εκπέμπουν φως σε θερμοκρασία περιβάλλοντος. Παραδείγματα ψυχρών φωτεινών πηγών είναι η οθόνη της τηλεόρασης , οι σωλήνες φωτεινών διαφημίσεων και οι λάμπες φθορισμού. Οι ψυχρές τεχνητές πηγές είναι συνήθως αέρια και ατμοί. Στις περιπτώσεις φθορισμού και του φαινομένου Compton οι πηγές είναι ή στερεά ή υγρά σώματα.

Κύρια χαρακτηριστικά στοιχεία των φωτεινών πηγών είναι ο βαθμός απόδοσης και ο φασματικός τους χαρακτήρας.

Είδη τεχνικών πηγών

A. Πηγές πυράκτωσης

- Λαμπτήρας πυράκτωσης
- Βολταϊκό τόξο
- Λυχνία βενζίνης ή αερίου

B. Ψυχρές πηγές

- Λαμπτήρας αίγλης
- Λαμπτήρας υπεριωδών
- Λαμπτήρας νέον ή λαμπτήρας διαφημίσεων
- Λαμπτήρας τόξου, με επιμέρους είδη του οποίου είναι η λυχνία ατμών υδραργύρου, η λυχνία ατμών νατρίου και ο λαμπτήρας φθορισμού
- Δίοδος εκπομπής φωτός (LED) και τέλος ο
- Λαμπτήρας αναλαμπής.

Στις ψυχρές πηγές το φως παράγεται από τη διέγερση ατόμων αερίου ή ατμών σε πίεση χαμηλότερη της ατμοσφαιρικής όταν διέρχεται ηλεκτρικό ρεύμα μέσα σε γυάλινους σωλήνες ή φύσιγγες που βρίσκονται εγκατεστημένα μαζί με τα ηλεκτρόδια. Εξ αυτού συμπεραίνεται ότι και το φάσμα του φωτός τους δεν είναι συνεχές αλλά γραμμικό.

Για την λειτουργία αυτών των πηγών χρησιμοποιείται τάση εναλλασσόμενη, υψηλή ή χαμηλή, ανάλογα του τύπου των λαμπτήρων της κατηγορίας αυτής, οι οποίοι και διακρίνονται σε λαμπτήρες αίγλης και λαμπτήρες τόξου.

Υφίστανται και άλλα είδη φωτεινών πηγών που όμως ο χαρακτήρας τους αφορά άλλο χώρο και όχι τον κυρίως φωτισμό όπως είναι η καθοδική λυχνία, οθόνες ραντάρ, τηλεόρασης, ή άλλων ηλεκτρονικών μετρικών οργάνων, παλμογράφων, ή υπολογιστών κ.λπ.

Φωτιστικά σώματα

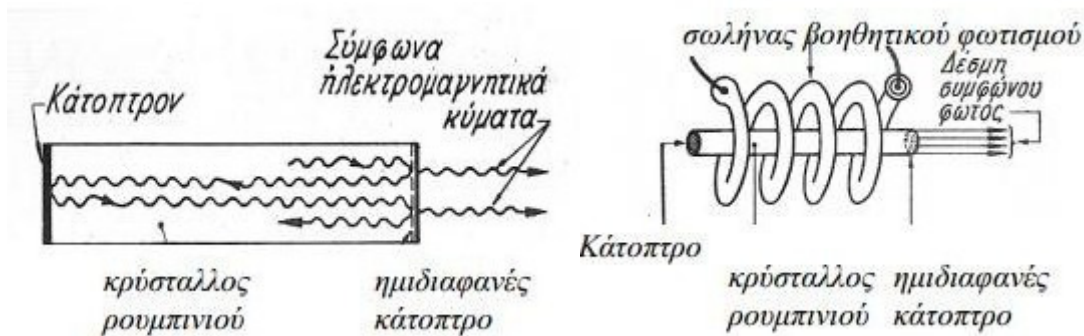
Στην εφαρμογή του φωτισμού σπάνια αναζητάτε η σφαιρική ισότροπη κατανομή του φωτός. Συνήθως απαιτείται η κατευθυνόμενη ακτινοβολία προς μια συγκεκριμένη κατεύθυνση σε στενή δέσμη που επιτυγχάνει π.χ. ο προβολέας ή αντίθετα ο καταυγαστήρας σε ανοικτή δέσμη. Για την πληρέστερη επιτυχία του σκοπού αυτού χρησιμοποιούνται κάτοπτρα σε συνδυασμό με φακούς ή διαφανή πρίσματα, (π.χ. Φάροι), που περιβάλλουν κατάλληλα τους λαμπτήρες.

Ενισχυτής παραγωγής φωτός (λέιζερ)

Τα τελευταία χρόνια μια τεχνολογική εφαρμογή θεωρητικών ερευνών βασισμένων στη κυματομηχανική και στη θεωρία της σχετικότητας κατάφερε ένα νέο τρόπο παραγωγής φωτός, που έχει τεράστιες προοπτικές εφαρμογών σε κάθε σχεδόν τομέα της σύγχρονης ζωής, ξεκινώντας από ενδεικτικά λαμπάκια και περνώντας στη βιομηχανία, στη ιατρική, στις τηλεπικοινωνίες φθάνει στη πολεμική τεχνολογία, (για να μη λεχθεί ότι από έρευνες αυτής ξεκίνησε), τόσο στην αμυντική όσο και στην επιθετική. Οι συσκευές αυτές ονομάζονται Λείζερ που εκπέμπει συγχρόνως φωτόνια της ίδιας ενέργειας προς την ίδια κατεύθυνση, το δε φως που εκπέμπουν είναι μονοχρωματικό σε απόλυτη σχεδόν παράλληλη δέσμη. Η φωτεινή δέσμη που εκπέμπεται με αυτόν τον τρόπο είναι πολύ ισχυρή και επιπλέον διατηρείται λεπτή σε πολύ μεγάλη απόσταση από τη πηγή. Πρόκειται δηλαδή για στοιχειώδεις πηγές ή στοιχειώδεις ταλαντωτές των οποίων τα στοιχεία φωτοενίσχυσης και φωτοεκπομπής είναι συμφασικά (ίδιας φάσης).

Σε πολύ απλουστευμένη μορφή η φωτοενίσχυση και η φωτοεκπομπή Laser βασίζονται στη διέγερση σε μετασταθή κατάσταση, όσο το δυνατόν περισσότερων ατόμων ή ιόντων του σώματος, που ακτινοβολεί μετά από εξαναγκασμό σε ομαδική αποδιέγερση.

Τόσο η διέγερση όσο και η αποδιέγερση πραγματοποιούνται με φωτεινές ακτινοβολίες. Η εκπομπή συμβαίνει κατά την αποδιέγερση και έχει την ίδια συχνότητα και κατεύθυνση με την ακτινοβολία που προκάλεσε την διέγερση. Μια πηγή λέιζερ μετασχηματίζει μικρό μέρος της ηλεκτρικής ενέργειας που της προσφέρεται σε φωτεινή.



Σχήμα 1-19-2 Laser

Στα Σχήματα 1-19-2 φαίνεται το πρώτο laser με ενεργό μέσο ένα κρύσταλλο ρουμπινιού.

Φωτόνια (σε πολύ μικρό ποσοστό) είναι δυνατόν να εκπεμφθούν αυθόρμητα κατά την αποδιέγερση διεγερμένων ατόμων ή ιόντων. Το δημιουργούμενο ηλεκτρομαγνητικό κύμα, διαδιδόμενο προς τυχαία διεύθυνση, πυροδοτεί μία αλυσιδωτή αντίδραση προκαλώντας νέα άλματα και γίνεται διαρκώς ισχυρότερο. Τα κάτοπτρα στα Σχήματα 1-19-2 προκαλούν επανάληψη του φαινομένου και διαρκή ενίσχυση με την δημιουργία στάσιμων κυμάτων, ενώ το φως εκπέμπεται μέσω του ημιδιαφανούς κατόπτρου.

1-20 ΦΩΤΟΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ

Η ανίχνευση της οπτικής ακτινοβολίας, πραγματοποιείται συνήθως με την μετατροπή της οπτικής ενέργειας σε ηλεκτρικό σήμα. Οι φωτοανιχνευτές είναι συσκευές που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση του φωτός, στις περισσότερες περιπτώσεις οπτικών ισχύων. Δεδομένου ότι οι απαιτήσεις για εφαρμογές ποικίλλουν σημαντικά, υπάρχουν πολλοί τύποι φωτοανιχνευτών που μπορούν να είναι κατάλληλοι σε μια συγκεκριμένη περίπτωση. Οι ανιχνευτές φωτός χωρίζονται γενικά σε δυο κατηγορίες, στους φωτονικούς ανιχνευτές, όπου τα προσπίπτοντα φωτόνια απελευθερώνουν ηλεκτρόνια τα οποία ανιχνεύονται από το εξωτερικό ηλεκτρικό κύκλωμα και στους θερμικούς ανιχνευτές, όπου η οπτική ενέργεια μετατρέπεται σε θερμότητα παράγοντας ένα ηλεκτρικό σήμα.

Χαρακτηριστικά Μεγέθη Φωτοανιχνευτών

Η απόδοση των φωτοανιχνευτών περιγράφεται από ένα πλήθος χαρακτηριστικών μεγεθών που έχουν επικρατήσει ευρέως στην τεχνολογία οπτικής ανίχνευσης.

Ευαισθησία - Αποκρισιμότητα

Χαρακτηριστικό μέγεθος των φωτοανιχνευτών αποτελεί η ευαισθησία R στην περιοχή μηκών κύματος που πρόκειται να χρησιμοποιηθούν. Το κύριο ενδιαφέρον για ένα ανιχνευτή, είναι να γνωρίζουμε την τιμή του σήματος που μας δίνει, σε σχέση με την ποσότητα της ισχύος (ακτινοβόλου ροής) την οποία απορροφά. Ο λόγος αυτός R ονομάζεται αποκρισιμότητα (responsivity) ή ευαισθησία (sensitivity). Αν το μέγεθος της R είναι σταθερό, τότε ο ανιχνευτής λέμε ότι είναι γραμμικός, δηλαδή θα υπάρχει γραμμική σχέση μεταξύ της απόκρισής του και της ακτινοβόλου ροής που δέχεται:

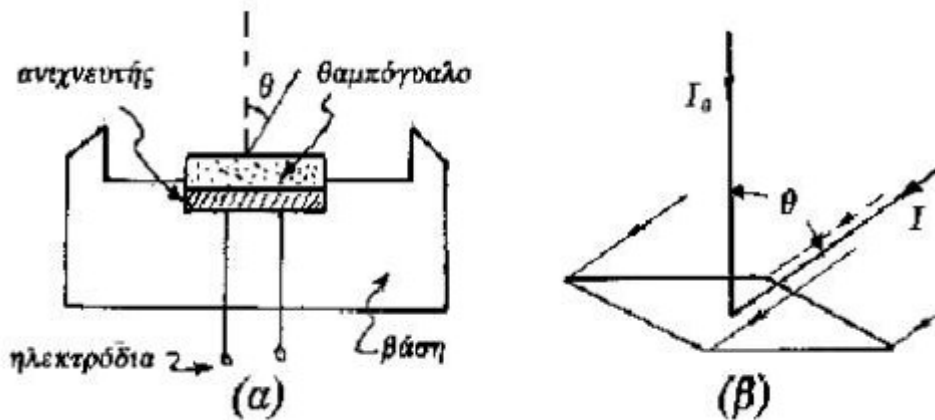
$$S = R * \Phi \quad (1-20-1)$$

όπου S η απόκριση (σήμα) και Φ η ροή ακτινοβολίας. Γνωρίζοντας δηλαδή την R , είναι σαν να βαθμονομούμε τον ανιχνευτή οπότε για κάθε μετρούμενο σήμα S η τιμή της Φ θα είναι S/R . Το γεγονός αυτό όμως είναι μια εξιδανικευμένη περίπτωση επειδή στο σύνολό τους οι αποκρίσεις των ανιχνευτών (εκτός από ορισμένες περιοχές) είναι μη γραμμικές. Η μη γραμμικότητα οφείλεται σε πολλούς παράγοντες, βασικότεροι από τους οποίους είναι η τιμή της εισερχόμενης ροής ακτινοβολίας Φ_λ , η θερμοκρασία T και το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Τότε η (σχέση 1-20-1) γίνεται:

$$S = R(\lambda, \Phi_\lambda, T) * \Phi_\lambda + S_0 \quad (1-20-2)$$

όπου S_0 είναι ένα μέγεθος το οποίο ονομάζεται έξοδος σκότους (dark output). Αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι στους περισσότερους ανιχνευτές, μετράται μια τιμή σήματος, ανεξάρτητα αν σ' αυτούς έχουμε πρόσπτωση ακτινοβολίας. Στην περίπτωση π.χ. που η απόκριση του ανιχνευτή είναι ηλεκτρικό ρεύμα, τότε θα έχουμε το ρεύμα σκότους. Η τιμή S_0 θα πρέπει ν' αφαιρεθεί από την S προκειμένου να πάρουμε την απόκριση $R(\lambda, \Phi_\lambda, T) * \Phi_\lambda$

Η σχέση 1-20-2 ονομάζεται εξίσωση ανίχνευσης (detection equation). Μια τέλος σημαντική παράμετρος που επηρεάζει την συνάρτηση αποκρισιμότητας R είναι η γωνία θ με την οποία πέφτει το φως σε σχέση με την κάθετη στην επιφάνεια του ανιχνευτή (σχήμα 1-20-1).



Σχήμα 1-20-1

Επειδή η ένταση του φωτός I που δέχεται μια επιφάνεια όταν φωτίζεται από ένα επίπεδο μέτωπο κύματος (σχήμα 1-10-1β), με κλίση θ , δίνεται από τη σχέση $I = I_0 \cos \theta$, τότε η εξίσωση της ανίχνευσης γράφεται:

$$S = R(\lambda, \Phi_\lambda, \cos \theta, T) * \Phi_\lambda + S_0 \quad (1-20-3)$$

Θέλουμε τώρα να δούμε ποια μορφή παίρνει η εξίσωση αυτή, όταν η R εξαρτάται μόνο από το μήκος κύματος λ . Δηλαδή είναι ανεξάρτητη της τιμής της προσπίπτουσας ακτινοβολού ροής Φ_λ , της θερμοκρασίας T καθώς και άλλων πιθανών παραμέτρων ενώ η ακτινοβολία πέφτει κάθετα προς την επιφάνεια του ανιχνευτή. Τότε θα έχουμε $R = R(\lambda)$.

Έστω επίσης ότι $I_\lambda(\lambda)$ είναι η Σ.Φ.Κ.Ι. (Σχετική Φασματική Κατανομή Ισχύος) δηλαδή η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα περιοχής μήκους κύματος $[Watt / (m^2 * nm)]$ της προσπίπτουσας δέσμης στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Τότε η στοιχειώδης συνεισφορά στο σήμα ΔS_i που οφείλεται στην ροή ακτινοβολίας $\Delta \Phi_{\lambda i}$ για το μήκος κύματος λ_i θα δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta S_i = R(\lambda_i) \Delta \Phi_{\lambda i} + \Delta S_{0i} \quad (1-20-4)$$

όπου ΔS_{0i} η στοιχειώδης έξοδος σκότους που οφείλεται στο μήκος κύματος λ_i .

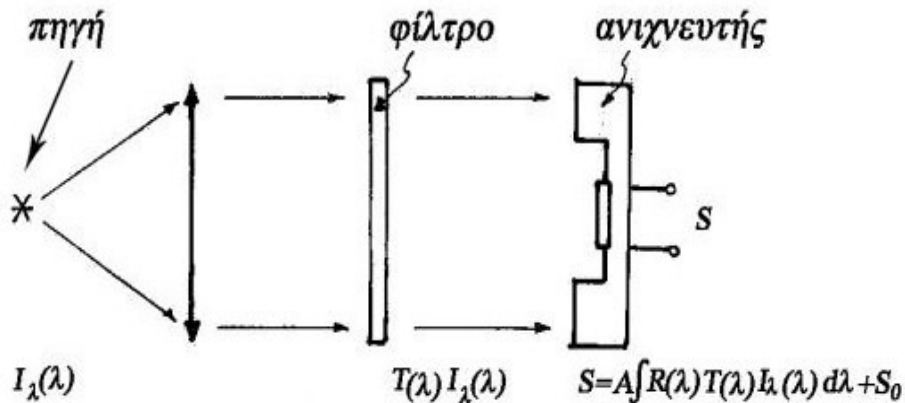
Αθροίζοντας για όλα τα μήκη κύματος θα έχουμε:

$$\sum \Delta S_i = \sum R(\lambda_i) \Delta \Phi_{\lambda i} + \sum \Delta S_{0i} = A \sum R(\lambda_i) I_{\lambda i}(\lambda_i) + \sum \Delta S_{0i} \quad (1-20-5)$$

$$\Rightarrow S = A \int_0^x R(\lambda) I_\lambda d\lambda + S_0$$

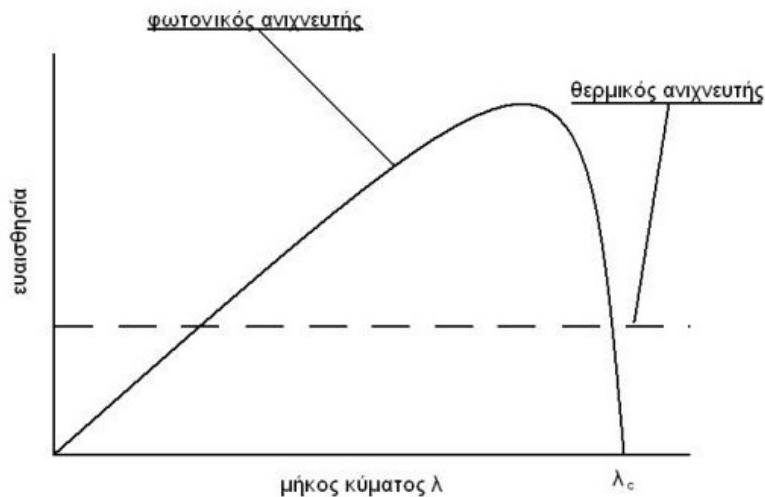
όπου S : το συνολικό σήμα, S_0 : η συνολική έξοδος σκότους και η σχέση μεταξύ I και Φ δίνεται κατά τα γνωστά από την $I = \Phi/A$ όπου A το εμβαδόν της επιφάνεια του ανιχνευτή. Αν τώρα μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή παρεμβάλλουμε οπτικό φίλτρο διαπερατότητας $T(\lambda)$ (σχήμα 1-20-2) το σήμα S του ανιχνευτή θα δίνεται από τη σχέση:

$$S = A \int_0^x I_\lambda(\lambda) R(\lambda) T(\lambda) d\lambda + S_0 \quad (1-20-6)$$



Σχήμα 1-20-2

Η ευαισθησία εκφράζεται ως το πηλίκο του εξερχόμενου ρεύματος ως προς την ισχύ της εισερχόμενης ακτινοβολίας σε A/W . Ο φωτοανιχνευτής πρέπει να είναι ευαίσθητος σε κάποια δεδομένη φασματική περιοχή (φάσμα οπτικών μηκών κύματος). Σε ορισμένες περιπτώσεις, η ευαισθησία πρέπει να είναι σταθερή ή τουλάχιστον καλά καθορισμένη σε ορισμένα μήκη κύματος. Μπορεί επίσης να είναι σημαντικό να έχουμε μηδενική απόκριση σε κάποια άλλη περιοχή μήκους κύματος. Ένα παράδειγμα είναι οι ηλιακά τυφλοί ανιχνευτές, που είναι ευαίσθητοι μόνο σε μικρού μήκους κύματος υπεριώδη ακτινοβολία, αλλά όχι στο φως του ήλιου. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται η ευαισθησία ενός φωτονικού ανιχνευτή σε σχέση με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, καθώς και η αντίστοιχη ενός θερμικού ανιχνευτή. Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι στην περίπτωση του θερμικού ανιχνευτή η ευαισθησία είναι ανεξάρτητη του μήκους κύματος. (Encyclopedia of Laser Physics and Technology, 2010).



Σχήμα 1-20-3

Είναι φανερό ότι ο φωτοανιχνευτής αξιοποιείται αποδοτικότερα όταν χρησιμοποιείται σε μήκη κύματος στα οποία η φασματική του χαρακτηριστική παρουσιάζει μέγιστο.

Σημείωση 1

Το πραγματικό σύμβολο που περιγράφει την ένταση της ακτινοβολίας (Irradiance), είναι το E_e . Συνήθως όμως όταν πρόκειται κυρίως για το ορατό φως, χρησιμοποιούμε το σύμβολο I . Θα πρέπει όμως να έχουμε υπόψη μας στην περίπτωση αυτή να μην συγχέουμε την ένταση του φωτός (Irradiance) που μετράται σε $Watt / m^2$ με την ακτινοβολία ένταση (Radiant Intensity) που περιγράφεται με το σύμβολο I_e αλλά μετράται σε $Watt/sr$.

Σημείωση 2

Το μήκος κύματος αποκοπής ορίζεται ως το μικρότερο μήκος κύματος στο κενό που αδυνατεί να μεταδοθεί κάτω από δοσμένες συνθήκες.

Θόρυβος Φωτοανιχνευτών

Στην έξοδο των φωτοανιχνευτών λαμβάνουμε ένα ηλεκτρικό σήμα (τάση ή ένταση), η λήψη του οποίου γίνεται κατ' ευθείαν από τον ανιχνευτή ή μέσω κυκλωμάτων ενίσχυσης. Αν όμως το αρχικό ηλεκτρικό σήμα του ανιχνευτή το οποίο σχετίζεται με την ισχύ της προς ανίχνευση ακτινοβολίας υπερκαλύπτεται από τυχαίες ως επί το πλείστον ηλεκτρικές διαταραχές των κυκλωμάτων ενίσχυσης ή του περιβάλλοντος, τότε η "μέτρηση" (το σήμα) χάνεται μέσα στον ηλεκτρικό θόρυβο, γεγονός που το καθιστά μη ανιχνεύσιμο.

Ο θόρυβος λοιπόν (ηλεκτρικός ή άλλης φύσης) θα μπορούσε να αποτελείται από ένα ευρύ φάσμα (ανεπιθύμητων) ηλεκτρικών συχνοτήτων f , οι οποίες θα έρχονται σε επαλληλία με αυτές καθ' αυτές τις συχνότητες του επιθυμητού προς μέτρηση σήματος. Μερικοί από τους θορύβους που παράγονται στον ίδιο τον ανιχνευτή ή στα μετά από αυτόν ηλεκτρικά κυκλώματα, θα μπορούσαν ν' απαλειφθούν με τη βοήθεια ειδικών τεχνικών (φίλτρα). Στην περίπτωση που ένας θόρυβος είναι συστηματικός και όχι τυχαίος και είναι δυνατόν να εντοπισθεί, τότε συνήθως εξουδετερώνεται είτε ηλεκτρονικά (μέσω φίλτρων), είτε με λογιστικό τρόπο αφού πάρουμε το σήμα στην έξοδο.

Για παράδειγμα, ο θόρυβος των ραδιοσυχνοτήτων είναι δυνατόν να εκμηδενιστεί με την ηλεκτρική θωράκιση των ενισχυτικών κυκλωμάτων καθώς και των αγωγών που μεταφέρουν τα σήματα από τον ανιχνευτή. Εκτός των ηλεκτρονικών θορύβων υπάρχει και ο λεγόμενος θόρυβος ακτινοβολίας (noise radiation) που οφείλεται στον τρόπο παραγωγής της.

Οι θόρυβοι κατηγοριοποιούνται ως εξής:

1. Φωτονικοί θόρυβοι:
 - Θόρυβος που οφείλεται στον τρόπο παραγωγής της κάθε είδους ακτινοβολίας.
 - Θόρυβος που οφείλεται σε ακτινοβολία υποβάθρου του περιβάλλοντος.
2. Θόρυβοι ανιχνευτών:
 - Θερμικός ή θόρυβος Johnson (ή Nyquist), ο οποίος προκαλείται από την θερμική κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων, δηλαδή τις θερμικές διαταραχές του ρεύματος σ' ένα στοιχείο ωμικής αντίστασης. Η αντίσταση παράκαμψης στο φωτοανιχνευτή έχει ένα θόρυβο Johnson που συνδέεται με αυτό. Αυτό οφείλεται στην θερμική δημιουργία των φορέων.
 - Θόρυβος βολής (shot noise). Εμφανίζεται στους ανιχνευτές που λειτουργούν με τη βοήθεια φράγματος δυναμικού (π.χ. φωτοβολταϊκοί) και για τους οποίους προκύπτει μεταβολή του λόγου παραγωγής φωτοηλεκτρονίων. Ο θόρυβος βολής σχετίζεται με τη στατιστική διακύμανση τόσο του φωτορεύματος, όσο και του ρεύματος σκότους.
 - Θόρυβος παραγωγής - επανασύνδεσης (recombination noise). Οφείλεται στις διαταραχές λόγω παραγωγής - επανασύνδεσης των φορέων του ρεύματος.

- Θόρυβος $1/f$. Οφείλεται στην ατελή επαφή του ανιχνευτή με τα ηλεκτρόδιά του. Στην περίπτωση αυτή, ο θόρυβος ελαττώνεται κατά προσέγγιση αντιστρόφως ανάλογα με τη συχνότητα f του σήματος (π.χ. του ρεύματος).
3. Θόρυβοι που οφείλονται στα ηλεκτρονικά στοιχεία των κυκλωμάτων εκτός του ίδιου του ανιχνευτή. Αυτοί οφείλονται στις τέσσερις αιτίες που προαναφέραμε, καθώς και στις θερμοκρασιακές διαταραχές που δεν εξαρτώνται όμως από τη θερμότητα που αναπτύσσει η προσπίπτουσα ακτινοβολία.

Στις περιπτώσεις για τις οποίες οι μετρήσεις ακτινοβολίας επηρεάζονται από θορύβους, για να τους απαλείψουμε εφαρμόζουμε διάφορες διαδικασίες. Για παράδειγμα, για να αποφύγουμε θερμικούς θορύβους, ψύχουμε τον ανιχνευτή σε χαμηλές θερμοκρασίες όπως του υγρού αζώτου ($-196\text{ }^{\circ}\text{C}$). Επίσης για την αποφυγή θορύβων που οφείλονται σε τυχαίες ηλεκτρικές διαταραχές με συχνότητες διαφορετικές αυτών του σήματος, συνήθως αναπτύσσονται διατάξεις ηλεκτρονικού φιλτραρίσματος των παράσιτων συχνοτήτων.

Η απαλείψη του θορύβου γίνεται με διαμόρφωση του σήματος με τεμαχισμό (Chopping).

Ελάχιστη Στάθμη Θορύβου

Για τον καθορισμό της στάθμης θορύβου χρησιμοποιείται ο όρος NEP (Noise Equivalent Power), που ορίζεται ως το ποσό του φωτός που απαιτείται για την παραγωγή σήματος (φωτόρρευμα) ίσου με το συνολικό ρεύμα θορύβου του ανιχνευτή σε συγκεκριμένο μήκος κύματος και σε εύρος ζώνης 1 Hz . Εκφράζεται σε $W / \text{Hz}^{1/2}$. Από τον ορισμό του NEP είναι φανερό ότι όσο πιο μικρή είναι η τιμή του, τόσο πιο καλή είναι η απόδοση του φωτοανιχνευτή κατά την ανίχνευση μικρών σημάτων παρουσία θορύβου. (Encyclopedia of Laser Physics and Technology, 2010)

Η Ελάχιστη στάθμη θορύβου (NEP \equiv The "Noise Equivalent Power") δίνεται από:

$$\rightarrow I_{rms} = \sqrt{(I_n^2)} \quad (1-20-7)$$

$$\rightarrow I_{rms} = NEP * R \quad (1-20-8)$$

όπου I_{rms} η ενεργός τιμή του ρεύματος και R η ευαισθησία - αποκρίσιμότητα

Ανιχνευτικότητα

Η ανιχνευτικότητα D (detectivity) είναι το αντίστροφο του NEP και εκφράζει το μέτρο της ικανότητας ανίχνευσης του φωτοανιχνευτή. Επειδή συνήθως ο θόρυβος είναι ανάλογος της τετραγωνικής ρίζας του εμβαδού της φωτοευαίσθητης επιφάνειας, είναι φανερό ότι ελαττώνοντας το εμβαδόν της επιφάνειας, ελαττώνεται ο θόρυβος και αυξάνει η ανιχνευτικότητα. Για να λαμβάνονται υπ' όψη οι ιδιότητες του υλικού του φωτοανιχνευτή, ορίζεται ένα άλλο μέγεθος, το D^* (κανονικοποιημένη ανιχνευτικότητα), που εκφράζεται από τη σχέση:

$$D^* = (\text{φωτοευαίσθητη επιφάνεια})^{1/2} / NEP \quad (1-20-9)$$

Ανιχνευτικότητα (Detectivity, D) \equiv $1/NEP$ (μικρότερο NEP, και μεγαλύτερο D είναι προτιμότερο).

Κανονικοποιημένη ανιχνευτικότητα, $D^* = (A\Delta f)^{1/2} D$, όπου “A” είναι η περιοχή ανίχνευσης και “ Δf ” είναι το εύρος ζώνης του ανιχνευτή. Ο λόγος σήματος/θορύβου των περισσότερων φωτοανιχνευτών είναι αντιστρόφως ανάλογος του $(A\Delta f)^{1/2}$, και συμπεριλαμβάνοντας τον παράγοντα για τον ορισμό της “ D^* ” λαμβάνει αυτό υπόψη - αν δύο ανιχνευτές έχουν το ίδιο “D”, αυτός με το μεγαλύτερο $(A\Delta f)^{1/2}$ θεωρείται καλύτερος και παίρνει μεγαλύτερο “ D^* ”.

Κβαντική Απόδοση

Η κβαντική απόδοση ορίζεται ως ο λόγος του πλήθους των παραγόμενων φωτοηλεκτρονίων, προς το πλήθος των εισερχόμενων φωτονίων. Το φωτόρρευμα που διαρρέει το εξωτερικό κύκλωμα ενός φωτοανιχνευτή εξαρτάται από τη ροή των ηλεκτρονίων ανά μονάδα χρόνου, στα άκρα του ανιχνευτή. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που συλλέγεται ανά δευτερόλεπτο είναι I_{ph} / e .

Αν P_0 είναι η προσπίπτουσα οπτική ισχύς, τότε ο αριθμός των φωτονίων που προσπίπτει ανά δευτερόλεπτο είναι $P_0 / h\nu$ και επομένως η κβαντική απόδοση ορίζεται επίσης ως:

$$\eta = \frac{I_{ph}}{P_0} \cdot \frac{e}{h\nu} \quad (1-20-10)$$

Η κβαντική απόδοση συνδέεται με την ευαισθησία R μέσω της σχέσης:

$$\eta = Rh\nu = R(1,24/\lambda) \quad (1-20-11)$$

όπου “ η ” η κβαντική απόδοση %, “R” η ευαισθησία του φωτοανιχνευτή σε A/W σε μήκος κύματος λ (μm) και $h\nu$ η ενέργεια του φωτονίου.

Ταχύτητα Απόκρισης

Η ταχύτητα απόκρισης (Speed Response) εκφράζει την ταχύτητα με την οποία ο ανιχνευτής αποκρίνεται στις μεταβολές της έντασης του φωτός. Αν μια πηγή φωτός σταθερής έντασης φωτίσει τον ανιχνευτή, θα χρειαστεί ένας πεπερασμένος χρόνος μέχρι να εμφανιστεί φωτόρρευμα στο εξωτερικό κύκλωμα και μέχρι αυτό να αποκτήσει σταθερή τιμή. Αν η πηγή σταματήσει να εκπέμπει, θα μεσολαβήσει πάλι κάποιος χρόνος μέχρι να φτάσει το φωτόρρευμα στην αρχική μηδενική του τιμή. Γενικά, ο όρος “χρονική απόκριση” αναφέρεται στο χρόνο που απαιτείται για ν’ ανυψωθεί η στάθμη του ρεύματος του φωτοανιχνευτή στο 63,2% της τελικής του τιμής. Ο χρόνος αποκατάστασης είναι ο χρόνος που μεσολαβεί από τη στιγμή που η πηγή σταματήσει να εκπέμπει μέχρι το ρεύμα να πέσει στο 36,8% από την τελική του τιμή.

Επειδή, πολλές φορές οι φωτοανιχνευτές χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση παλμών μικρής διάρκειας, χρησιμοποιείται ο όρος “χρόνος ανύψωσης” για να περιγράψει την ταχύτητα απόκρισης και ορίζεται ως η χρονική διαφορά μεταξύ του σημείου που το σήμα εξόδου έχει φτάσει στο 10% της τελικής του τιμής και του σημείου που το σήμα έχει φτάσει στο 90% της τελικής του τιμής. Σ’ αυτή την περίπτωση, ο χρόνος αποκατάστασης ορίζεται μεταξύ του σημείου που το σήμα έχει πέσει στο 90% της τελικής του τιμής και του σημείου που έχει πέσει στο 10%. Να πούμε βέβαια πως ο χρόνος ανύψωσης μπορεί να μην είναι ο ίδιος με το χρόνο αποκατάστασης.

Ο χρόνος απόκρισης των φωτοανιχνευτών οφείλεται στο χρόνο διέλευσης των φωτοφορέων μέσα από το υλικό του ανιχνευτή και επίσης στη χωρητικότητα της επαφής που δημιουργεί φαινόμενα αποκατάστασης αν διοχετεύσουμε το ρεύμα σε εξωτερικό φορτίο R_L . Τελικά, ανάλογα με την τιμή της αντίστασης φόρτου R_L μπορούμε να επιτύχουμε είτε υψηλή ταχύτητα απόκρισης, είτε υψηλή ευαισθησία (όχι και τα δυο μαζί). Γρήγορη απόκριση απαιτεί χαμηλή τιμή της αντίστασης φόρτου ($>50\Omega$), ενώ υψηλή ευαισθησία απαιτεί υψηλή αντίσταση R_L . Επίσης θα πρέπει να λαμβάνεται μέριμνα ώστε το εξωτερικό κύκλωμα να παρουσιάζει όσο το δυνατό χαμηλή χωρητικότητα. Κατ' αυτό τον τρόπο διατηρείται χαμηλή η σταθερά χρόνου $\tau = RC$. (Encyclopedia of Laser Physics and Technology, 2010)

Σημείωση 1. Η αποκρισιμότητα μειώνεται για μικρά μήκη κύματος αποκοπής που αντιστοιχεί στο ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού, επειδή ο αριθμός των φωτοπαραγόμενων ηλεκτρονίων είναι:

$$e_p = \eta P/h\nu = \eta P\lambda/hc \quad (1-20-12)$$

Σημείωση 2. Η επιλογή του σωστού ημιαγωγικού υλικού για μια φωτοδίοδο περιλαμβάνει την επιλογή ενός αρκετά μικρού ενεργειακού χάσματος, αλλά και η ευαισθησία πρέπει επίσης να λαμβάνεται υπόψη.

Κατηγορίες Φωτοανιχνευτών

Γενικά οι φωτοανιχνευτές χωρίζονται στους φωτονικούς και τους θερμικούς. Εκτός από αυτό το γενικό διαχωρισμό, οι φωτοανιχνευτές μπορούν να χωριστούν περαιτέρω στις υποκατηγορίες που αναφέρονται παρακάτω. (Encyclopedia of Laser Physics and Technology, 2010)

Θερμικοί ανιχνευτές

Ο T. Seebeck το 1821 παρατήρησε ότι όταν δύο αγωγοί από διαφορετικά μέταλλα ενωθούν στις άκρες τους σχηματίζοντας κλειστό κύκλωμα, αυτό διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα, εφόσον οι δύο επαφές βρίσκονται σε διαφορετική θερμοκρασία.

Ο συνδυασμός δύο διαφορετικών υλικών (μετάλλων, ημιαγωγών ή αμετάλλων), όπως περιγράφονται παραπάνω απαρτίζουν ένα ανιχνευτή θερμοκρασίας, ο οποίος καλείται θερμοστοιχείο (ή θερμοζεύγος - thermocouple). Το σημείο της ένωσης ονομάζεται επαφή μέτρησης, ενώ τα ελεύθερα άκρα αποτελούν την επαφή αναφοράς.

Αν οι επαφές βρίσκονται στην ίδια θερμοκρασία, τότε οι διαφορές δυναμικού μεταξύ τους αντισταθμίζονται και το κύκλωμα δεν διαρρέεται από ρεύμα. Δεν συμβαίνει όμως το ίδιο όταν οι θερμοκρασίες τους είναι διαφορετικές. Τότε οι διαφορές δυναμικού δεν αναιρούνται και στο κύκλωμα εμφανίζεται μια ηλεκτρεγερτική δύναμη που ονομάζεται θερμοηλεκτρική τάση ΔV . Μεταξύ της τελευταίας και της διαφοράς θερμοκρασίας $T_1 - T_2 = \Delta T$, ισχύει η σχέση:

$$\Delta V = C * \Delta T \quad (1-20-13)$$

όπου C είναι ο συντελεστής θερμοηλεκτρικής τάσης και εξαρτάται από τη φύση των μετάλλων και τη θερμοκρασία.

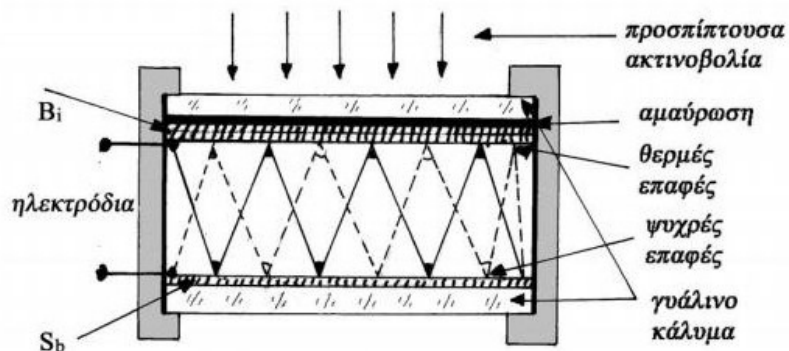
Τα θερμοστοιχεία από μόνα τους είναι μεν κατάλληλα για μετρήσεις θερμοκρασίας έχουν όμως χαμηλή αποκρισιμότητα σαν ανιχνευτές Η/Μ ακτινοβολίας (στο υπέρυθρο). Το μειονέκτημα αυτό αντισταθμίζεται αν συνδέσουμε κατά σειρά ένα μεγάλο αριθμό θερμοστοιχείων.

Μια τέτοια διάταξη ονομάζεται θερμοπύλη (thermopile). Συνήθως οι θερμοπύλες δεν λειτουργούν αποκλειστικά σαν μια σειρά θερμοστοιχείων στο χώρο, αλλά σε συνδυασμό με άλλα οπτικά στοιχεία σε κυκλική διάταξη όπου οι επαφές τους (πάνω - κάτω) έχουν εξαχρωθεί σ' ένα επίπεδο στρώμα συνήθως Bi - Sb (Βισμούθιου - Αντιμονίου). Το πάνω μέρος, από το οποίο πρόκειται να δεχθεί η διάταξη την ροή ακτινοβολίας, επικαλύπτεται από ένα λεπτό στρώμα μαύρου υλικού με διαπερατότητα σε στενή φασματική περιοχή, που προστατεύεται από ένα γυάλινο κάλυμμα μεγάλης φασματικής διαπερατότητας, μέσα από το οποίο θα μπορούν να περάσουν τα μήκη κύματος της προς μέτρηση ακτινοβολίας.

Ο χώρος μεταξύ των επαφών είναι απομονωμένος, έτσι ώστε οι κάτω επαφές (τμήμα αναφοράς) να διατηρούνται σε μια σχετικά σταθερή θερμοκρασία, η οποία δεν επηρεάζεται από τις μεταβολές που προκαλεί η προσπίπτουσα ακτινοβολία στο πάνω μέρος της θερμοπύλης. Το όλο σύστημα προστατεύεται από ειδικό αδιαφανές περίβλημα.

Η διάταξη της θερμοπύλης αυξάνει κατά πολύ την αποκρισιμότητα σε σχέση με αυτή του ενός θερμοστοιχείου, αλλά λόγω της μεγάλης της επιφάνειας ελαττώνει αρκετά το χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή.

Τελευταία έχουν κατασκευαστεί βελτιωμένες θερμοπύλες με αυξημένη αποκρισιμότητα και μικρό χρόνο απόκρισης, γενικά όμως αυτού του είδους οι ανιχνευτές χρησιμοποιούνται για μετρήσεις ακτινοβολιών ισχυρών εντάσεων.



Σχήμα 1-20-4

Φωτοαγώγιοι Ανιχνευτές (ή Φωτοαντιστάσεις)

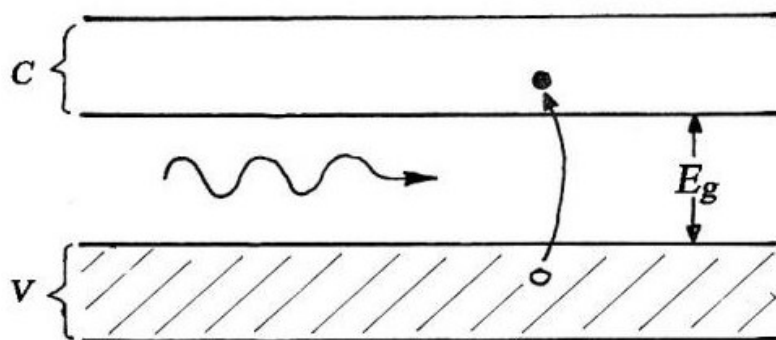
Στους φωτοαγώγιμους ανιχνευτές, η ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού μεταβάλλεται σε συνάρτηση με την ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Οι ανιχνευτές αυτού του τύπου είναι ημιαγωγικές διατάξεις και πολώνονται από εξωτερικό κύκλωμα.

Η αρχή λειτουργίας ενός φωτοαγώγιμου ανιχνευτή στηρίζεται στο γεγονός ότι προκαλείται μεταβολή στην αγωγιμότητα του (αντίσταση), όταν πάνω του προσπέσει ακτινοβολία. Η μεταβολή στην αγωγιμότητα, προκύπτει από αύξηση των ηλεκτρικών φορέων που προέρχονται από διεγέρσεις ατόμων κατάλληλων ημιαγωγικών υλικών, τα οποία απορροφούν την ενέργεια των φωτονίων της ακτινοβολίας. Το φαινόμενο ονομάζεται φωτοαγωγή (photoconduction). Το ρεύμα το οποίο περνάει μέσα από τον ανιχνευτή και το οποίο βασίζεται σε κατάλληλη πόλωση του μέσω μιας πηγής σταθερής τάσης, είναι που διαμορφώνεται από το επιπλέον ρεύμα λόγω φωτοαγωγής. Αυτός άλλωστε είναι και ο τρόπος λειτουργίας του.

Τα υλικά κατασκευής των φωτοαγωγών είναι ημιαγωγικά ενδογενή ή εξωγενή (με προσμίξεις). Οι ανιχνευτές αυτοί διαθέτουν ορισμένα χαρακτηριστικά (χρόνο απόκρισης, φασματική επιλεκτικότητα, αποκρισμότητα κ.λ.π.), που τους κατατάσσει σε σχέση με αντίστοιχους ανιχνευτές άλλου είδους. Για παράδειγμα ο χρόνος απόκρισής τους βρίσκεται μεταξύ των πολύ γρήγορων φωτοπολλαπλασιαστών (10 ns) και των σχετικά αργών θερμικών ανιχνευτών (50 ms). Η φασματική τους επιλεκτικότητα καθορίζεται από την τιμή του ενεργειακού χάσματος E_g του υπό χρήση υλικού, επειδή φωτοφορείς δημιουργούνται μόνο από απορροφούμενα φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη του E_g . Σε σχέση με τους φωτοβολταϊκούς, οι φωτοαγωγάμοι ανιχνευτές μειονεκτούν λόγω της ανάπτυξης κατά τη λειτουργία τους περισσότερων θορύβων.

Ο μηχανισμός λειτουργίας των ημιαγωγικών φωτοαγωγάμων ανιχνευτών, στηρίζεται στη θεωρία των ενεργειακών ζωνών για ενδογενείς και εξωγενείς ημιαγωγούς, καθώς και στην αλληλεπίδραση των φωτονίων με τα άτομά τους. Θεωρούμε την περίπτωση ενός ενδογενούς ημιαγωγού όπως αυτή του παρακάτω σχήματος, του οποίου οι ενεργειακές στάθμες της ζώνης σθένους είναι πλήρεις ενώ της ζώνης αγωγιμότητας κενές. Οι δύο ζώνες διαχωρίζονται από το ενεργειακό χάσμα με τιμή E_g . Αυτή η ενέργεια τουλάχιστον θα πρέπει ν' απορροφηθεί από το άτομο ενός ημιαγωγού προκειμένου ένα ηλεκτρόνιο του να μεταβεί από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Το ηλεκτρόνιο στη θέση που εγκατέλειψε αφήνει μια οπή. Οπή και ηλεκτρόνιο είναι ευκίνητοι φορείς, οι οποίοι κάτω από την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου (εφαρμογή τάσης στα άκρα του ημιαγωγού) θα κινηθούν σε αντίθετες κατευθύνσεις ενισχύοντας την αγωγιμότητα, δηλαδή την ήδη υπάρχουσα ποσότητα κινούμενων φορέων λόγω της ύπαρξης του πεδίου. Η επιπλέον όμως αυτή φωτοαγωγιμότητα που διαμορφώνει την αρχική είναι δυνατόν να διαταραχθεί λόγω του θερμικού θορύβου. Δηλαδή οι μεταφερόμενοι επί πλέον φορείς στη ζώνη αγωγιμότητας (ηλεκτρόνια) και τη ζώνη σθένους (οπές), μπορεί να μην προέρχονται αποκλειστικά από απορρόφηση φωτός, αλλά και από θερμική διέγερση. Το γεγονός συμβαίνει επειδή τις περισσότερες φορές ισχύει $kT > E_g$ που σημαίνει ότι έχουμε ιονισμό λόγω θερμικών κινήσεων των μορίων των ημιαγωγών.

Στη περίπτωση αυτή το μετρούμενο τελικά σήμα θα περιλαμβάνει και θερμικό θόρυβο ο οποίος φυσικά είναι ανεπιθύμητος. Προκειμένου ν' αποφευχθεί, θα πρέπει οι φωτοανιχνευτές να ψύχονται σε τέτοιο βαθμό ώστε $kT \ll E_g$ οπότε οι θερμικές διεγέρσεις να μην καταλήγουν σε ιονισμό και κατ' επέκταση σε δημιουργία φορέων. Στην περίπτωση του φωτοϊονισμού θα πρέπει τουλάχιστον να ισχύει $\nu = E_g / h$, όπου ν η συχνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.



Σχήμα 1-20-5

Επειδή $c = \lambda \cdot \nu$, το μέγιστο μήκος κύματος λ_c (μήκος κύματος αποκοπής) με το οποίο μπορεί να επιτευχθεί μια ηλεκτρονική μετάβαση θα είναι:

$$\lambda_c = 1,24 / E_g \quad (1-20-14)$$

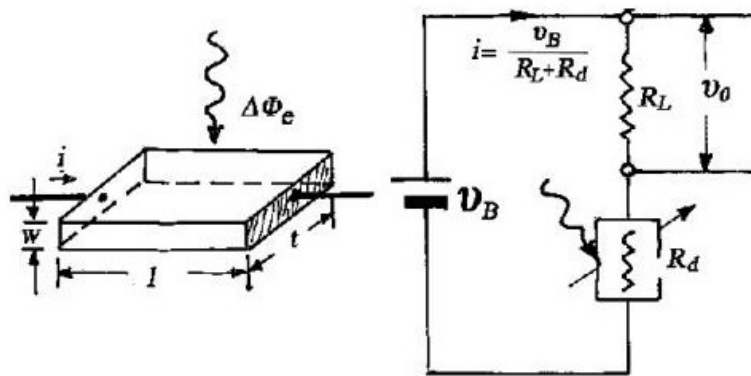
όπου λ_c μετρείται σε μm και η E_g σε eV.

Στον παρακάτω πίνακα παραθέτουμε ένα αριθμό ενδογενών ημιαγωγικών υλικών τα οποία χρησιμοποιούνται σαν φωτοαγωγοί σε θερμοκρασία περιβάλλοντος.

/α	Ημιαγωγός	E_g (eV)	Μήκος κύματος αποκοπής $\lambda_c(\mu\text{m})$
	AgAl	2,3	0,39
	CdS	42,2	0,51
e	CdS	74,1	0,85
	CdTe	45,1	0,71
s	GaA	4,1	0,88
	GaP	25,2	0,55
	Ge	67,0	1,8
	InAs	33,0	3,7
	InSb	23,0	5,4
0	Si	14,1	1,1
1	PbS	35,0	3,5
2	PbSe	27,0	4,6
3	PbTe	3,0	4,1

Πίνακας: ενδογενείς ημιαγωγοί με τις αντίστοιχες τιμές των E_g και λ_c

Προκειμένου ν' ανιχνεύσουμε περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος με μεγαλύτερα μήκη κύματος απ' ότι μπορούμε να ανιχνεύουμε με τους ενδογενείς ημιαγωγούς, από τη σχέση που αναφέραμε πιο πάνω βλέπουμε ότι χρειάζονται ημιαγωγοί με μικρότερο E_g . Το πρόβλημα λύνεται με τη χρησιμοποίηση εξωγενών ημιαγωγικών υλικών, δηλαδή ημιαγωγών με προσμίξεις. Για τις περιπτώσεις αυτές, οι στάθμες των δοτών (για n- τύπου ημιαγωγούς) βρίσκονται κατά τα γνωστά κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας, γεγονός που ελαττώνει κατά πολύ την ενέργεια των φωτονίων που απαιτείται για τη δημιουργία των φωτοφορέων. Στο σχήμα 5 μπορούμε να δούμε τη μετάβαση στη ζώνη αγωγιμότητας (από τις στάθμες των δοτών) μετά την απορρόφηση ενέργειας $h \cdot \nu$, καθώς επίσης και τη δημιουργία οπής στη ζώνη σθένους κατά τη μετάβαση ηλεκτρονίου σε στάθμη αποδεκτών μετά την απορρόφηση ενέργειας $h \cdot \nu$ ενός φωτονίου.



Σχήμα 1-20-6

Εφόσον αποκλεισθεί οποιοσδήποτε άλλος τρόπος ιονισμού, για την πρώτη περίπτωση έχουμε την δημιουργία ευκίνητων ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας και για τη δεύτερη ευκίνητων οπών στη ζώνη σθένους. Δηλαδή στους εξωγενείς ημιαγωγούς δημιουργούνται φορείς ενός είδους κατά πλειοψηφία. Στον παρακάτω πίνακα βλέπουμε ένα αριθμό εξωγενών ημιαγωγών οι οποίοι χρησιμοποιούνται σαν φωτοαγωγοί ανιχνευτές. Επειδή πλέον τα ενεργειακά χάσματα για τη δημιουργία φορέων στους ημιαγωγούς αυτούς είναι πολύ μικρότερα απ' ότι στους ενδογενείς, θα πρέπει να παίρνουμε πιο αυστηρά μέτρα προκειμένου ν' αποφεύγεται ο θόρυβος λόγω θερμικών διεγέρσεων.

/α	Ημιαγωγός	E_g (eV)	Τύπος ημιαγωγού	Μήκος κύματος αποκοπής λ_c (μm)
	GeH g	0,09	P	13,78
	GeC u	0,041	P	30,24
	GeC d	0,06	P	20,67
	SiAs	0,0537	N	23,09
	SiBi	0,0706	P	17,56
	SiP	0,045	N	27,56
	SiIn	0,165	P	7,52
	SiMg	0,087	P	14,26

Πίνακας: Εξωγενείς ημιαγωγοί με τις αντίστοιχες τιμές των E_g και λ_c

Για να λειτουργήσει ο ανιχνευτής θα πρέπει να πολωθεί κατάλληλα. Λόγω και μόνο της πόλωσης του, η πυκνότητα του ρεύματος που τον διαρρέει θα δίνεται από τη σχέση:

$$j = \sigma_0 E \quad (1-20-15)$$

όπου j η πυκνότητα του ρεύματος (C/m^2s), E η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του (V/m) και σ_0 η αγωγιμότητα σε ($\text{ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$). Η σ_0 εκφράζεται όπως έχουμε πει ως εξής:

$$\sigma_0 = N_0 \mu_0 q_e + P_0 \mu_h q_e \quad (1-20-16)$$

όπου N_0 , P_0 οι συγκεντρώσεις των ελεύθερων ηλεκτρονίων και οπών, $q_e = 1,6 \times 10^{-19}$ C το φορτίο του ηλεκτρονίου και μ_e, μ_h οι ευκινησίες των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα ($cm^2 s^{-1} V^{-1}$) οι οποίες συνδέονται με τις ταχύτητες που αποκτούν οι φορείς λόγω του πεδίου E από τις σχέσεις:

$$u_e = -\mu_e E \quad \text{και} \quad u_h = -\mu_h E \quad (1-20-17)$$

Αν τώρα ΔN και ΔP είναι οι επί πλέον συγκεντρώσεις των φορέων (ηλεκτρονίων και οπών) που παράγονται μετά την απορρόφηση των φωτονίων της δέσμης που φωτίζει τον ανιχνευτή, η αγωγιμότητα θα μεταβληθεί κατά $\Delta\sigma$, οπότε:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma \quad \text{και} \quad \sigma = q_e [\mu_e (N_0 + \Delta N) + \mu_h (P_0 + \Delta P)] \quad (1-20-18)$$

Η αύξηση αυτή της αγωγιμότητας είναι που αναδεικνύει το μηχανισμό ανίχνευσης της απορροφούμενης ακτινοβολίας. Επειδή η σ_0 είναι γνωστή, για τη $\Delta\sigma$ θα έχουμε:

$$\Delta\sigma = q_e (\mu_e \Delta N + \mu_h \Delta P) \quad (1-20-19)$$

Λόγω του μηχανισμού δημιουργίας των συγκεντρώσεων ΔN , ΔP (ένα ηλεκτρόνιο - μια οπή), θα είναι: $\Delta N = \Delta P$ οπότε:

$$\Delta\sigma = q_e (\mu_e + \mu_h) \Delta N \quad (1-20-20)$$

Η μεταβολή στη συγκέντρωση των φορέων (ηλεκτρονίων) προκαλείται από την ροή φωτονίων Φ_p , που είναι ο αριθμός των προσπιπτόντων φωτονίων ανά δευτερόλεπτο στον όγκο είναι:

$$\Delta V = I \cdot t \cdot w = A \cdot w \quad (1-20-21)$$

όπου A η επιφάνεια και w το πάχος του υλικού του φωτοανιχνευτή. Εφόσον λάβουμε υπόψη μας τον χρόνο ζωής (life time) των παραγόμενων ηλεκτρονίων (μέχρι την επανασύνδεσή τους) το ΔN θα δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta N = \frac{\eta \Delta \Phi_p \tau_L}{Aw} \quad (1-20-22)$$

όπου "η" είναι η κβαντική απόδοση (αριθμός παραγόμενων ηλεκτρονίων ανά φωτόνιο) και "τ_L" ο χρόνος ζωής. Τότε η σχετική μεταβολή στην αγωγιμότητα ($d\sigma/\sigma$) θα είναι:

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{q_e (\mu_e + \mu_h)}{\sigma} \frac{\eta \Delta \Phi_p \tau_L}{Aw} \quad (1-20-23)$$

Θέλουμε τώρα να εκφράσουμε για πρακτικούς λόγους τη σχετική μεταβολή της αγωγιμότητας των ανιχνευτών σε σχετική μεταβολή της αντίστασης του R_d . Αν ρ η ειδική του αντίσταση, επειδή $\sigma = 1/\rho$ θα έχουμε:

$$R_d = \rho \frac{l}{wt} = \frac{l}{\sigma wt} \quad (1-20-24)$$

της οποίας η διαφορική μορφή δίνεται από τη σχέση:

$$dR_d = -\frac{ld\sigma}{\sigma^2 wt} = -R_d \frac{d\sigma}{\sigma} \quad (1-20-25)$$

Αντικαθιστώντας στην τελευταία, έχουμε:

$$dR_d = -R_d \frac{q_e (\mu_e + \mu_h)}{\sigma} \frac{\eta \Delta \Phi_p \tau_L}{Aw} \quad (1-20-26)$$

Αν αντικαταστήσουμε το φωτονικό σήμα Φ_p (lumen [lm]) σε μονάδες ροής ακτινοβολίας Φ_e (Watt [W]) από τη σχέση:

$$\Delta \Phi_p = \Delta \varphi_e / (hc / \lambda) \quad (1-20-27)$$

θα έχουμε για την dR_d :

$$dR_d = -R_d \frac{q_e (\mu_e + \mu_h) \eta d\Phi_c \tau_L \lambda}{\sigma h c A w} \quad (1-20-28)$$

όπου $\Delta\Phi_p$ στο όριο γίνεται $d\Phi_p$. Για να μπορέσουμε τώρα να μετρήσουμε τη φωτοπαραγόμενη αυτή μεταβολή dR_d της αντίστασης R_d θα πρέπει να την πολώσουμε μέσω μιας πηγής τάσης U_B και της αντίστασης φορτίου R_L . Τότε η διαφορά δυναμικού στα άκρα της R_L θα είναι:

$$U_0 = U_B R_L / (R_d + R_L) \quad (1-20-29)$$

Μια μεταβολή στην U_0 θα οφείλεται στη μεταβολή της R_d μετά από έκθεση του φωτοανιχνευτή, οπότε:

$$dU_0 = -U_B R_L dR_d / (R_d + R_L)^2 \quad (1-20-30)$$

όπου dU_0 είναι η χρονικά μεταβαλλόμενη τάση η οποία προστίθεται στη συνεχή τάση U_0 . Η αντικατάσταση στην τελευταία μας δίνει:

$$dU_0 = \frac{U_B R_L R_d}{(R_L + R_d)^2} \frac{q_e \lambda \eta \tau_L (\mu_e + \mu_h)}{\sigma h c A w} d\Phi_e \quad (1-20-31)$$

οπότε η αποκρισιμότητα R_U του ανιχνευτή όσον αφορά την τάση θα είναι:

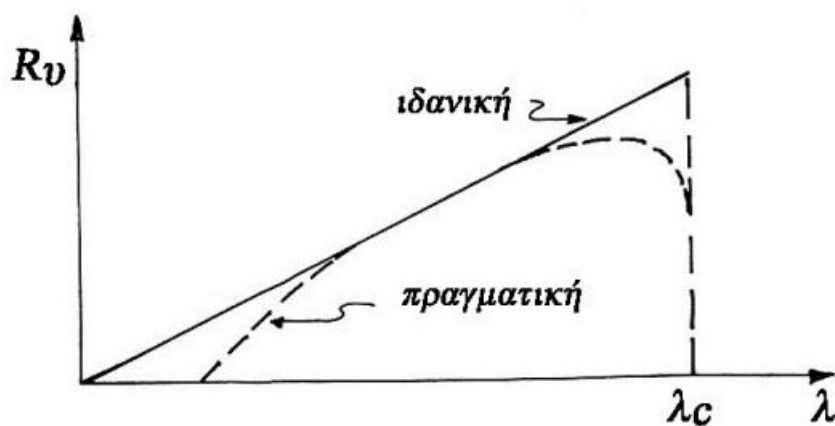
$$R_U = \frac{dU_0}{d\Phi_e} = \frac{i q_e \lambda \eta \tau_L (\mu_e + \mu_h)}{\sigma h c A w} \frac{R_L R_d}{R_L + R_d} \quad (1-20-32)$$

όπου $i = U_B / (R_L + R_d)$. Βλέπουμε ότι η R_U είναι μια γραμμική συνάρτηση του μήκους κύματος λ μέχρι το οριακό μήκος κύματος αποκοπής λ_c . Στην πραγματικότητα όμως για λόγους που οφείλονται σε πολλούς παράγοντες, η μορφή της είναι αυτή του παρακάτω σχήματος (διακεκομμένη γραμμή).

Η κάμψη της R_U για παράδειγμα για τα μικρότερα μήκη κύματος οφείλεται στην αύξηση της ανακλαστικότητας στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Το γεγονός αυτό πράγματι συμβαίνει, επειδή καθώς το μήκος κύματος λ ελαττώνεται, αυξάνεται ο δείκτης διάθλασης του υλικού, άρα και η ανακλαστικότητά του. Μια τυπική τιμή για $n = 1,5$ είναι 8%. Αυτό σημαίνει ότι το 8% της προσπίπτουσας ισχύος στην επιφάνεια του φωτοανιχνευτή ανακλάται και δεν συμμετέχει στην παραγωγή φωτοφορέων, με αποτέλεσμα την ελάττωση της αποκρισιμότητας R_U .

Σε αντίθετη περίπτωση, αν αυξάνεται το μήκος κύματος, μειώνεται ο δείκτης διάθλασης και η ανακλαστικότητα, που σημαίνει αύξηση της αποκρισιμότητας R_U .

Η αποκρισιμότητα R_U του ανιχνευτή γίνεται μηδέν για μήκη κύματος μεγαλύτερα ή ίσα με το μήκος κύματος αποκοπής.



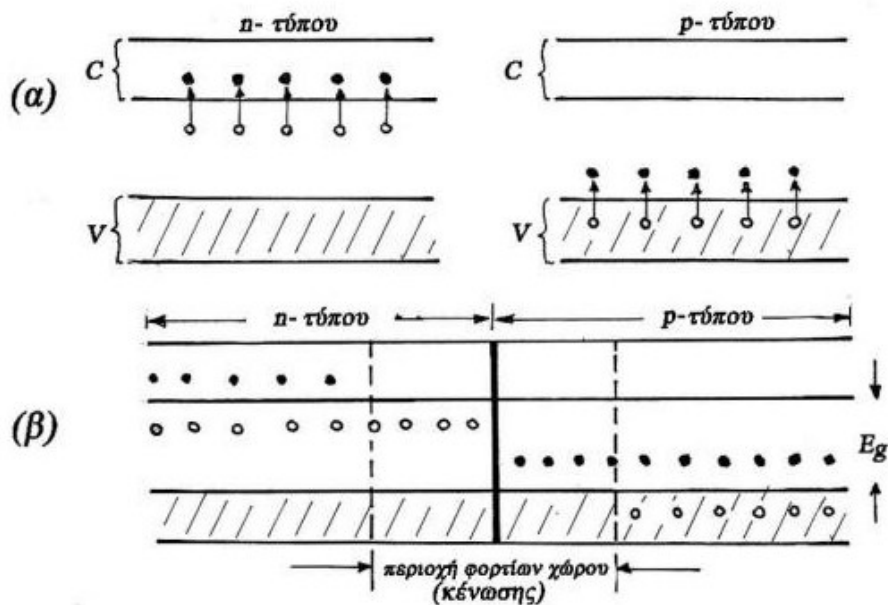
Σχήμα 1-20-7

Φωτοβολταϊκοί Ανιχνευτές

Οι φωτοβολταϊκοί ανιχνευτές αποτελούνται από μια επαφή p-n και καλούνται και φωτοдиодοι. Όταν προσπέσει επάνω τους ακτινοβολία, αναπτύσσεται στα άκρα τους πτώση τάσης και μπορούν να λειτουργήσουν χωρίς εξωτερική πόλωση. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν τα ηλιακά στοιχεία, τα οποία μετατρέπουν την ηλιακή ακτινοβολία σε ηλεκτρική ενέργεια. (Hyperphysics, 2010)

Πρόκειται για ανιχνευτές ημιαγωγικού τύπου, οι οποίοι έχουν τη δυνατότητα να παράγουν ένα φωτόρευμα (ή μια φωτόταση) χωρίς κατ' αρχήν την εφαρμογή εξωτερικής ηλεκτρικής πόλωσης (δηλαδή εφαρμογής διαφοράς δυναμικού στα άκρα τους). Στην κατηγορία αυτοί ανήκουν οι ημιαγωγικές φωτοдиодοι ή απλά φωτοдиодοι (photodiodes). Η λειτουργία τους στηρίζεται στο φωτοβολταϊκό φαινόμενο, δηλαδή την παραγωγή ηλεκτρικού ρεύματος όταν αυτές φωτιστούν, για το οποίο όμως απαιτείται η ύπαρξη φράγματος δυναμικού, που μπορεί να δημιουργείται από μια διόδο p-n. (Pierre Ruterana - Martin Albrecht - Jorg Neugebauer, 2003)

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η δομή των ενεργειακών σταθμών για δύο τμήματα ημιαγωγών τύπου n και p αντίστοιχα. (Pierre Ruterana - Martin Albrecht - Jorg Neugebauer, 2003)



Σχήμα 1-20-8

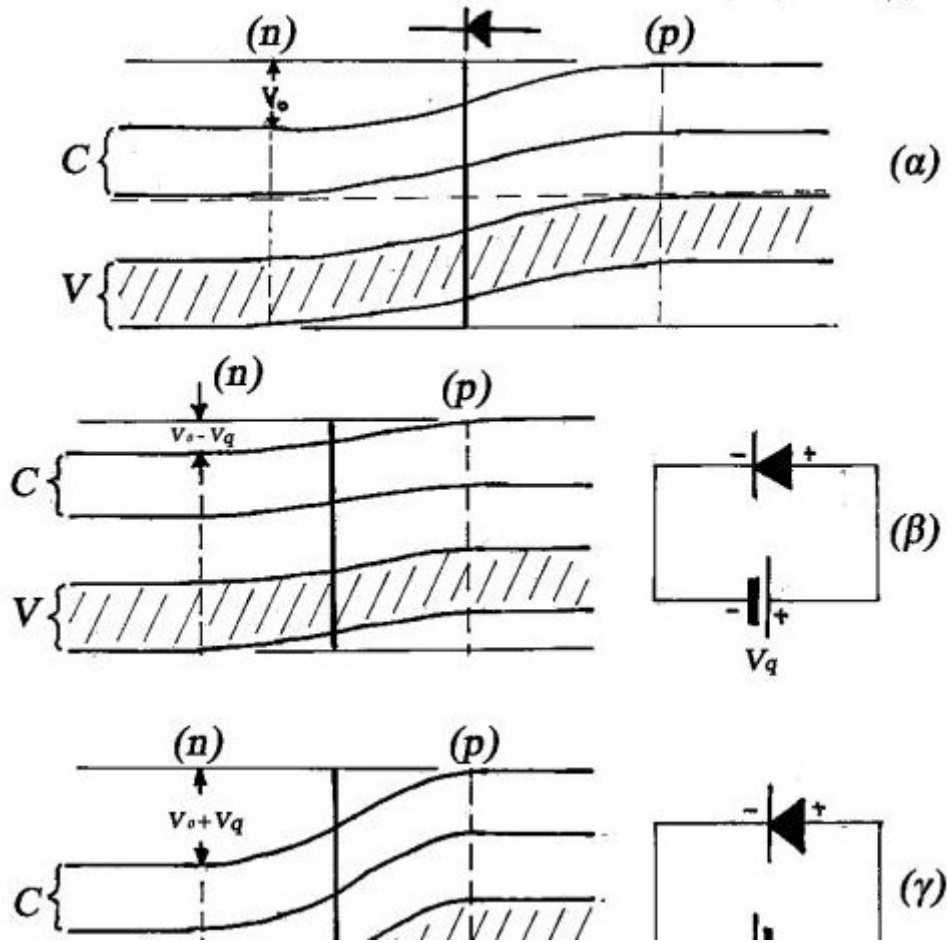
Μπορεί να θεωρηθεί ότι στη θερμοκρασία δωματίου οι φορείς των προσμίξεων στις στάθμες των δοτών και των αποδεκτών είναι ιονισμένοι. Αυτό σημαίνει ότι τα ηλεκτρόνια των δοτών (των οποίων οι ενεργειακές στάθμες βρίσκονται κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας) καταλαμβάνουν ενεργειακές στάθμες της ζώνης αγωγιμότητας (όπου και έχουν τη δυνατότητα να κινούνται ελεύθερα), αφήνοντας πίσω τους δυσκίνητες οπές. Για την περίπτωση του ημιαγωγού p-τύπου τις ενεργειακές στάθμες των αποδεκτών (κοντά στη ζώνη σθένους) καταλαμβάνουν ηλεκτρόνια από τη ζώνη αυτή (τα οποία πλέον είναι μη ευκίνητα), αφήνοντας πίσω τους (στη ζώνη σθένους) ευκίνητες οπές. Αυτή είναι στοιχειωδώς η διαδικασία της αύξησης της αγωγιμότητάς στους ημιαγωγούς με προσμίξεις. Αν τώρα τα δύο τμήματα των ημιαγωγών έλθουν σε επαφή όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια θα διαχυθούν από τη n στην p-περιοχή, ενώ οι οπές από την p στην n. Η κίνηση αυτή θα οδηγήσει σε διαδικασία επανασύνδεσης ηλεκτρονίων και οπών, δημιουργώντας μια περιοχή (περιοχή κένωσης - depletion layer) που είναι κενή από ευκίνητους φορείς. Η ίδια ονομάζεται επίσης περιοχή φορτίων χώρου (space charge layer) επειδή στην πραγματικότητα δεν είναι ηλεκτρικά ουδέτερη αλλά περιλαμβάνει τους (δυσκίνητους) ιονισμένους δότες και αποδέκτες. Στην πραγματικότητα η περιοχή είναι ασύμμετρη σε σχέση με το επίπεδο επαφής της διόδου επειδή τα ηλεκτρόνια συνήθως διαχέονται σε μεγαλύτερο βάθος από ότι οι οπές. Η ανάπτυξη της περιοχής κένωσης σταματάει επειδή τα υπάρχοντα εκεί φορτία χώρου δημιουργούν ηλεκτρικό πεδίο το οποίο πλέον αντιτίθεται στη διάχυση των ελευθέρων φορτίων (ηλεκτρονίων και οπών). (Hyperphysics, 2010).

Η ύπαρξη αυτού του πεδίου, δημιουργεί μεταξύ της n και p- περιοχής μια διαφορά δυναμικού V_0 (φράγμα δυναμικού), (Σχήμα 1-20-8a) προκαλώντας μ' αυτόν τον τρόπο μία κάμψη των ενεργειακών ζωνών. Αυτή η διαφορά δυναμικού μεταξύ των υλικών p και n είναι υπεύθυνη για τις ανορθωτικές ιδιότητες της διόδου. Πράγματι αν μεταξύ των p και n - τύπου υλικών εφαρμόσουμε μια εξωτερική διαφορά δυναμικού, η πτώση αυτή της τάσης θα εμφανιστεί κυρίως κατά μήκος της ζώνης κένωσης επειδή σ' εκείνη την περιοχή δεν υπάρχουν ελεύθεροι φορείς, οπότε το τμήμα αυτό θα εμφανίζει και τη μεγαλύτερη αντίσταση. Ορθή θα είναι η ηλεκτρική πόλωση όταν το (+) της εξωτερικής πηγής εφαρμοστεί στο p- τμήμα της διόδου και το (-) στο n-τμήμα (Σχήμα 1-20-8β). Κάτω από αυτές τις συνθήκες το φράγμα δυναμικού περιορίζεται δραστικά με συνέπεια τα ηλεκτρόνια να κινηθούν προς τα δεξιά ενώ οι οπές προς τα αριστερά που σημαίνει ότι θα έχουμε ένα συνολικό ρεύμα με συμβατική φορά από την p στην n περιοχή της διόδου μέσω της περιοχής κένωσης (ορθή πόλωση της διόδου). Αν εφαρμόσουμε αντίστροφη πόλωση τότε το φράγμα δυναμικού μεταξύ των δύο τμημάτων της διόδου στην περιοχή κένωσης θ' αυξηθεί σε μεγάλο βαθμό με συνέπεια οι φορείς (ηλεκτρόνια και οπές) να μην μπορούν να το διαπεράσουν, έτσι που το ρεύμα μέσω της επαφής να είναι μηδενικό (αντίστροφη πόλωση της διόδου). (Pierre Ruterana - Martin Albrecht - Jorg Neugebauer, 2003)

Προκειμένου τώρα να δούμε πώς μια δίοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν φωτοανιχνευτής, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε αρχικά το ρεύμα το οποίο τη διαρρέει όταν είναι πολωμένη κατά την ορθή πόλωση V_q και δεν φωτίζεται εξωτερικά. Το ρεύμα διαμορφώνεται από τέσσερις παράγοντες όπου i_{nd} είναι το ρεύμα των ελεύθερων ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας που οφείλεται στη διάχυσή τους από την n στην p περιοχή, υπερπηδώντας το φράγμα δυναμικού (ρεύμα διάχυσης) (diffusion current). Επειδή το φράγμα αυτό ελαττώνεται με την αύξηση της V_q , το ρεύμα εκφράζεται από τη σχέση:

$$i_{nd} = i_{nd,0} \exp \frac{q_e V_q}{kT} \quad (1-20-33)$$

όπου $i_{nd,0}$ το ρεύμα διάχυσης των ηλεκτρονίων με απουσία εξωτερικής πόλωσης, q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου, T η απόλυτη θερμοκρασία και k η σταθερά του Boltzmann. i_{ng} είναι το ρεύμα παραγωγής (generation current) και οφείλεται στα λίγα σχετικά ηλεκτρόνια τα οποία υπάρχουν στη p- περιοχή και τα οποία διεγείρονται θερμικά από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας.



Σχήμα 1-20-9

Αν τα ηλεκτρόνια αυτά συναντήσουν την επαφή, απωθούνται προς τη n περιοχή ανεξάρτητα από την ύπαρξη του εξωτερικά εφαρμοζόμενου δυναμικού V_q . Άρα η φορά του i_{ng} είναι αντίθετη αυτής του i_{nd} . Με τον ίδιο ακριβώς τρόπο βρίσκουμε:

$$i_{pd} = i_{pd,0} \exp \frac{q_e V_q}{kT} \quad (1-20-34)$$

όπου i_{pd} το ρεύμα διάχυσης των οπών και $i_{pd,0}$ το ίδιο χωρίς την επίδραση εξωτερικής τάσης. i_{pg} είναι το ρεύμα παραγωγής των οπών κατά τη μετάπτωσή τους από τη ζώνη αγωγιμότητας της n- περιοχής στη ζώνη σθένους και την απώθησή τους προς την p- περιοχή. Άρα το συνολικό ρεύμα θα δίνεται από τη σχέση:

$$i = i_{pd} + i_{nd} - i_{pg} - i_{ng} = (i_{pd,0} + i_{nd,0}) \exp \frac{q_e V_q}{kT} - (i_{pg} + i_{ng}) \quad (1-20-35)$$

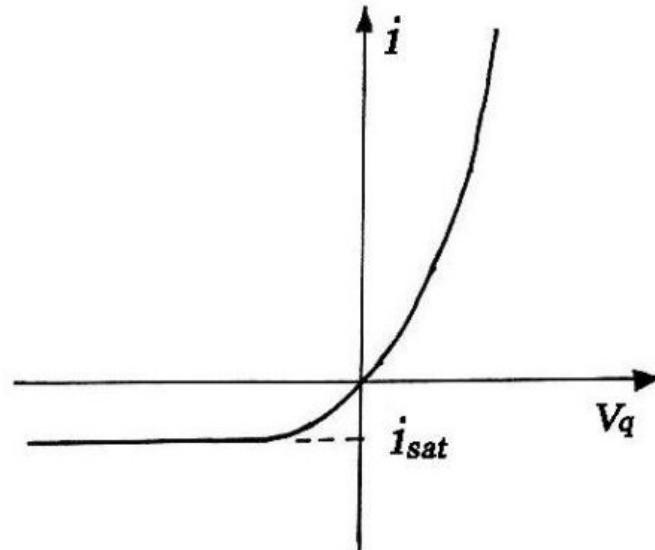
Η συνθήκη ισορροπίας επιβάλλει το συνολικό ρεύμα να είναι μηδέν για $V_q = 0$, οπότε θα έχουμε:

$$i_{sat} = i_{pg} + i_{ng} = i_{pd,0} + i_{nd,0} \quad (1-20-36)$$

όπου i_{sat} είναι το ρεύμα κόρου (saturation current). Μια τυπική τιμή αυτού του ρεύματος για φωτοδίοδο πυριτίου είναι 10^{-7} με 10^{-9} A. Άρα τελικά:

$$i = i_{sat} \left(\exp \frac{q_e V_q}{kT} - 1 \right) \quad (1-20-37)$$

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η γραφική παράσταση του i , το οποίο ονομάζεται και ρεύμα σκότους (dark current) συναρτήσει της εξωτερικής πόλωσης V_q . (Hyperphysics, 2010)



Σχήμα 1-20-10

Στην κατηγορία των φωτοβολταϊκών ανιχνευτών ανήκουν και τα φωτοτρανζίστορ. Αυτά έχουν την ίδια κατασκευή με ένα τρανζίστορ επαφής, με τη διαφορά ότι προβλέπεται η δυνατότητα φωτισμού της επαφής βάσεως - συλλέκτη. Το φωτοτρανζίστορ μπορεί να λειτουργήσει ή με τη βάση πολωμένη με κάποια πόλωση ή ασύνδετη (στο αέρα). Γνωρίζουμε ότι το ρεύμα συλλέκτη σε ένα τρανζίστορ επαφής δίνεται από την εξίσωση:

$$I_c = \beta I_b + (\beta + 1) I_{cbo} \quad (1-20-38)$$

Όταν η βάση είναι ασύνδετη, η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$I_c = (\beta + 1) I_{cbo} \quad (1-20-39)$$

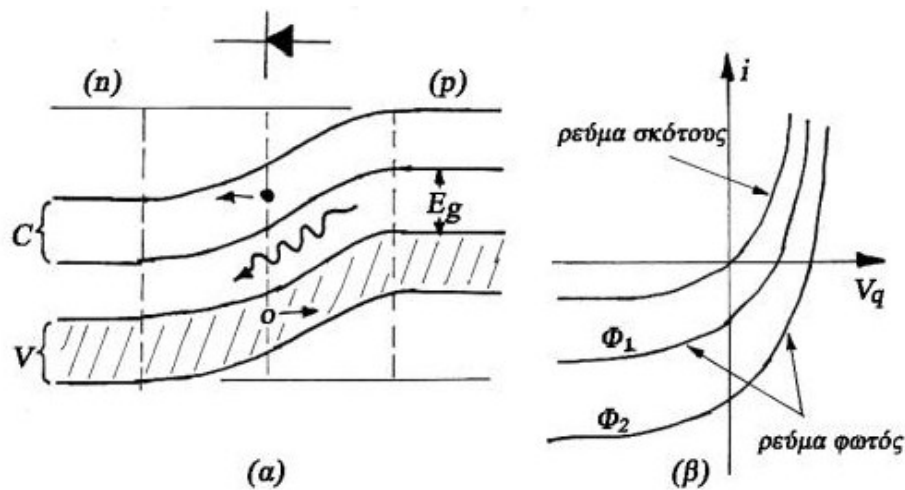
Δηλαδή το ρεύμα I_c είναι $\beta+1$ φορές το ανάστροφο ρεύμα βάσεως συλλέκτη. Το ρεύμα αυτό είναι ουσιαστικά το ρεύμα της επαφής J_c . Όταν φωτιστεί η επαφή αυτή, δημιουργούνται επιπλέον φορείς στην περιοχή απογυμνώσεως, με αποτέλεσμα την αύξηση του ανάστροφου ρεύματος I_{cbo} (η επαφή J_c είναι πολωμένη ανάστροφα) και συνεπώς του I_c .

Οι χαρακτηριστικές καμπύλες του φωτοτρανζίστορ είναι όμοιες με αυτές του διπολικού τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, με τη διαφορά ότι αντί να έχουν ως παράμετρο το ρεύμα I_b , έχουν τη φωτεινή ισχύ. Τα φωτοτρανζίστορ χρησιμοποιούνται σε κυκλώματα αυτοματισμών, σε οπτικούς απομονωτές και σε κυκλώματα οπτικής σύζευξης.

Το φωτοβολταϊκό φαινόμενο

Η συνάρτηση μεταξύ ρεύματος - τάσης μιας φωτοδιόδου τροποποιείται στην περίπτωση που φωτίσουμε την περιοχή των φορτίων χώρου. Τότε στην περιοχή αυτή θα εμφανιστούν επιπλέον φορτία που θα οφείλονται σε φωτοδιεγέρσεις και τα οποία θ' αποτελέσουν τη βάση για τη χρησιμοποίηση της διόδου σαν ανιχνευτή ακτινοβολίας. Πράγματι αν η ενέργεια $h\nu$ ενός φωτονίου του προσπίπτοντος φωτός είναι μεγαλύτερη της ενέργειας χάσματος E_g , τότε το φωτόνιο μπορεί να απορροφηθεί. Το γεγονός αυτό οδηγεί στη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου - οπής τα οποία με την επίδραση του υπάρχοντος στην περιοχή πεδίου επιταχύνονται προς αντίθετες διευθύνσεις. (Σχ. 1-20-11α), προκαλώντας ένα ρεύμα με συμβατική φορά προς τα δεξιά. Αν θεωρήσουμε ότι η επιφάνεια της επαφής έχει εμβαδόν A και η ένταση του προσπίπτοντος φωτός είναι E_e (Watt / m^2), τότε το φωτόρευμα θα δίνεται παρακάτω:

$$i_p = \eta q_e E_e A \frac{\lambda}{h \cdot c} \quad (1-20-40)$$



Σχήμα 1-20-11

Όπου η κβαντική απόδοση (δηλ. ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων που παράγονται ανά προσπίπτον φωτόνιο), q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου, λ το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και h, c η σταθερά του Planck και η ταχύτητα του φωτός. Βλέπουμε ότι το παραγόμενο φωτόρευμα για την περίπτωση που η φωτοδιόδος δεν είναι πολωμένη ($V_q = 0$) και που ονομάζεται ρεύμα βραχυκύκλωσης (short - circuit current) είναι γραμμική συνάρτηση της ροής ακτινοβολίας $\Phi_e = E_e * A$. Το συνολικό ρεύμα για $V_q \neq 0$, $\Phi_e = 0$ θα είναι :

$$i = i_{sat} \left(e^{\frac{q_e V_q}{kT}} - 1 \right) - \eta q_e \Phi_e \frac{\lambda}{h \cdot c} \quad (1-20-41)$$

όπου κατά τα γνωστά Φ_e (Watt) η ισχύς της ακτινοβολίας που πέφτει στον ανιχνευτή. Οι νέες χαρακτηριστικές ρεύματος - τάσης πόλωσης της διόδου για δύο περιπτώσεις, όπου οι προσπίπτουσες ισχύεις είναι Φ_1 και Φ_2 ($\Phi_2 > \Phi_1$) φαίνονται παραπάνω (σχήμα 1-20-11β).

Φωτοανιχνευτές Εξωτερικής Φωτοεκπομπής

Οι φωτοανιχνευτές εξωτερικής φωτοεκπομπής χρησιμοποιούν το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, όπου προσπίπτοντα φωτόνια ελευθερώνουν ηλεκτρόνια από την επιφάνεια του υλικού. Τέτοιες διατάξεις είναι για παράδειγμα, η φωτοδιόδος κενού και οι φωτοπολλαπλασιαστές.

Η λειτουργία αυτών των ανιχνευτών στηρίζεται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Το σήμα απόκρισης τους είναι ηλεκτρικό ρεύμα, αποτέλεσμα παραγωγής ηλεκτρονίων κατά την πρόσπτωση ακτινοβολίας στην επιφάνειά τους. Ας θεωρήσουμε μια μεταλλική επιφάνεια από κατάλληλο υλικό στο εσωτερικό ενός αερόκενου διαφανούς σωλήνα, την οποία φωτίζουμε. Τότε από την επιφάνεια εκπέμπονται ηλεκτρόνια με την προϋπόθεση ότι το μήκος κύματος λ της ακτινοβολίας είναι μικρότερο ή ίσο από μια ορισμένη τιμή. Γνωρίζοντας ότι το φαινόμενο αυτό ερμηνεύεται κβαντομηχανικά, το μήκος κύματος λ καθορίζει ένα συγκεκριμένο έργο (ενέργεια εξαγωγής) το οποίο χρειάζεται να απορροφήσει το ηλεκτρόνιο για να εγκαταλείψει την επιφάνεια. Το συγκεκριμένο έργο δίνεται από τη σχέση:

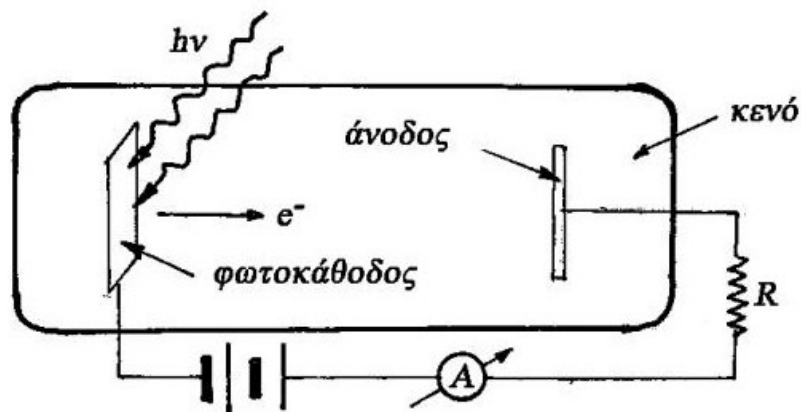
$$\Phi_0 = h\nu = hc/\lambda \quad (1-20-42)$$

και κατά τα γνωστά χαρακτηρίζει την ενέργεια ενός φωτονίου συχνότητας ν . Αν τώρα η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια εξαγωγής του ηλεκτρονίου, τότε το πλεόνασμα της εμφανίζεται σαν κινητική ενέργεια του τελευταίου, δηλαδή:

$$1/2 mu^2 = h\nu - \Phi_0 \quad (1-20-43)$$

όπου u η ταχύτητα του ηλεκτρονίου. Υπάρχει λοιπόν ένα μήκος κύματος $\lambda = \lambda_p$ κατωφλιού στη διαδικασία εξαγωγής των ηλεκτρονίων. Ακτινοβολία με μήκος κύματος μεγαλύτερο απ' αυτό δεν είναι δυνατόν να οδηγήσει σε παραγωγή ηλεκτρονίων ανεξάρτητα από την ισχύ της. Για μήκος κύματος κάτω του κατωφλιού, ο αριθμός των εξαγόμενων ηλεκτρονίων θα είναι ανάλογος της ισχύος της δέσμης.

Η αρχή λειτουργίας μιας διάταξης ανίχνευσης με τη διαδικασία της φωτοεκπομπής φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 1-20-12

Βασικό εξάρτημά της είναι η φωτοκάθοδος, που είναι κατασκευασμένη από κατάλληλο υλικό. Αποτελεί πηγή εκπομπής των ηλεκτρονίων, όταν εκτεθεί σε κατάλληλο φωτισμό. Συνδέεται με τον αρνητικό πόλο μιας πηγής συνεχούς τάσης. Ο άλλος πόλος της πηγής μέσω ενός αμπερομέτρου και μιας αντίστασης R ελέγχου ρεύματος, συνδέεται με το ηλεκτρόδιο της ανόδου. Υποθέτουμε ότι η κάθοδος φωτίζεται από μια δέσμη της οποίας η ροή φωτονίων (αριθμός προσπιπτόντων φωτονίων ανά δευτερόλεπτο) είναι Φ_p . Επίσης η κβαντική απόδοση της φωτοκάθόδου είναι η , όπου η ο λόγος των εξαγόμενων ηλεκτρονίων προς τον αριθμό των απορροφούμενων φωτονίων (σε μονάδες ηλεκτρόνια ανά φωτόνιο). Αν q_e το φορτίο ενός ηλεκτρονίου, τότε το ρεύμα i που παράγεται από τη ροή Φ_p θα είναι:

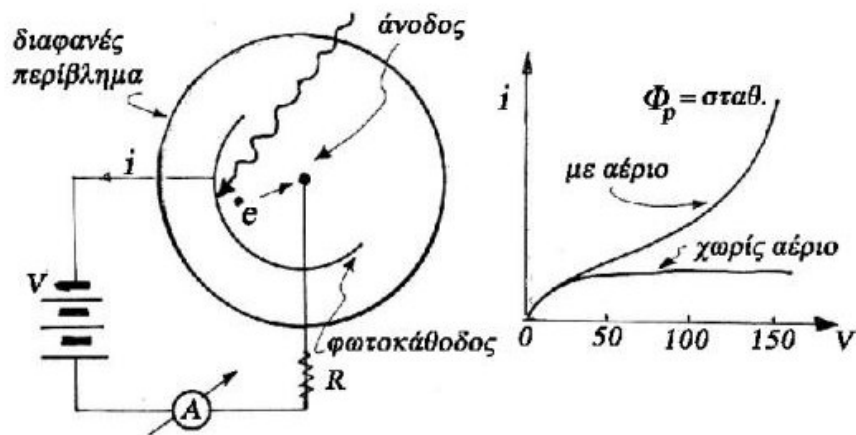
$$i = q_e n \Phi_p \quad (1-20-44)$$

με την προϋπόθεση ότι η ενέργεια των φωτονίων είναι μεγαλύτερη από αυτή του έργου εξόδου για ένα ηλεκτρόνιο. Στην περίπτωση που η κάθοδος δεν φωτίζεται, δεν θα υπάρξει εκπομπή ηλεκτρονίων οπότε το κύκλωμα δε θα διαρρέεται από ρεύμα. Ο λόγος είναι ότι το κενό αποτελεί ένα άριστο μονωτή έτσι ώστε για να υπάρχει εκπομπή ηλεκτρονίων θα πρέπει μεταξύ ανόδου και καθόδου να εφαρμοστεί υπερυψηλή τάση. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται εκπομπή πεδίου (field emission).

Μια μεταλλική φωτοκάθοδος συνήθως δεν αποκρίνεται για φωτόνια με λ_p μεγαλύτερο των $0,3\mu m$, οπότε τα μέταλλα χρησιμοποιούνται για ανίχνευση στην υπεριώδη περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Αντίθετα για ημιαγωγικές φωτοκαθόδους, το έργο εξαγωγής είναι τέτοιο ώστε να μπορούν ν' ανιχνευτούν ακτινοβολίες με μεγαλύτερα μήκη κύματος, δηλαδή στο ορατό.

Οι ανιχνευτές φωτοεκπομπής, χαρακτηρίζονται από υψηλής ταχύτητας απόκριση έτσι ώστε ο χρόνος μεταξύ της απορρόφησης ενός φωτονίου στην κάθοδο και της άφιξης του ηλεκτρονίου στην άνοδο συνήθως είναι μικρότερος των $10^{-10} s$. Όταν η προσπίπτουσα ροή στην φωτοκάθοδο είναι πολύ μικρή, τότε το ρεύμα που προκαλεί είναι τόσο μικρό, που συγχέεται με διάφορους θορύβους έτσι ώστε τελικά ο λόγος του σήματος προς τον θόρυβο να είναι αρκετά μικρότερος από τη μονάδα. Στην περίπτωση αυτή χρειάζονται οπωσδήποτε ενισχυτικά συστήματα προκειμένου ν' αυξηθεί ο λόγος αυτός.

Οι ανιχνευτές ακτινοβολίας που στηρίζονται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, κατηγοριοποιούνται συνήθως σε φωτοκύτταρα και φωτοπολλαπλασιαστές. Στο φωτοκύτταρο (vacuum phototube), του οποίου μια τομή βλέπουμε στο παρακάτω σχήμα, η φωτοκάθοδος είναι κυλινδρικής μορφής ορισμένου μήκους και η άνοδος του αποτελείται από ένα κατακόρυφο σύρμα που καταλαμβάνει τη θέση του άξονα του κυλίνδρου. Τα περισσότερα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια συγκεντρώνονται στην άνοδο. Το σύστημα άνοδος - κάθοδος περικλείεται σε αερόκενο γυάλινο σωλήνα και στα άκρα του εφαρμόζεται μια σταθερή διαφορά δυναμικού μέσω της αντίστασης R. Αν τώρα φωτίσουμε την κάθοδο, το μετρούμενο ρεύμα θα είναι ανάλογο της ροής φωτονίων Φ_p . Η γραμμική αυτή σχέση αποτελεί χαρακτηριστική περίπτωση ανάπτυξης οργάνου μέτρησης ακτινοβολίας. Αν τώρα θεωρήσουμε ότι η προσπίπτουσα ροή είναι σταθερή και μεταβάλλουμε την τάση πόλωσης του φωτοκυττάρου θα πάρουμε τη χαρακτηριστική του καμπύλη.

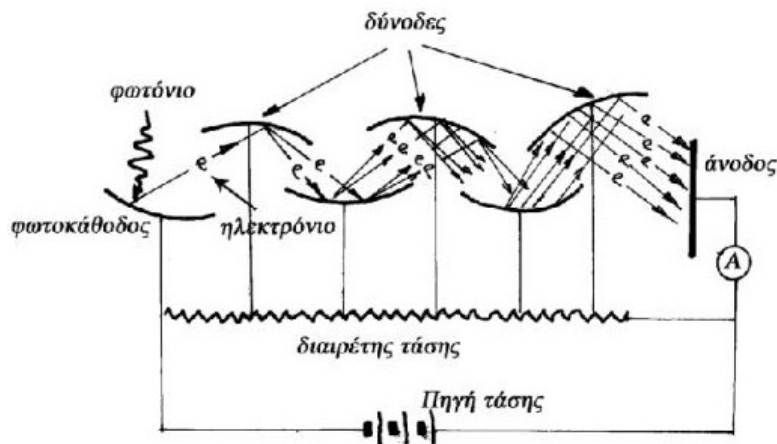


Σχήμα 1-20-13

Από τη μορφή αυτής της καμπύλης προκύπτει ότι μετά από μια ορισμένη τιμή τάσης, η ένταση του ρεύματος δεν αυξάνεται (ρεύμα κόρου). Άρα το ρεύμα κόρου θ' αντιστοιχεί σ' εκείνη την τάση, όπου όλα τα ηλεκτρόνια από την κάθοδο να φτάνουν στην άνοδο. Είναι δυνατόν ν' αυξήσουμε την ευαισθησία του φωτοκυττάρου με την εισαγωγή στο εσωτερικό του περιβλήματος του ορισμένης ποσότητας κατάλληλου αερίου. Τότε, όπως μπορούμε να δούμε από το διάγραμμα, η χαρακτηριστική του καμπύλη ($i-V$) αλλάζει ριζικά με το ρεύμα ν' αυξάνεται συνεχώς σε σχέση με την αύξηση της διαφοράς δυναμικού μεταξύ ανόδου και καθόδου.

Αυτό οφείλεται στον ιονισμό των μορίων του αερίου από τα διαφεύγοντα ηλεκτρόνια της καθόδου, γεγονός που προκαλεί επιπλέον πολλαπλασιασμό τους, με συνέπεια την αύξηση του ρεύματος. Το φαινόμενο είναι τέτοιο που αν η διαφορά δυναμικού αυξηθεί πάνω από μια ορισμένη τιμή, είναι δυνατόν να προκληθεί εκκένωση στην οποία το ρεύμα παίρνει τόσο μεγάλες τιμές που μπορεί να καταστρέψει το φωτοκύτταρο. Η οριακή αυτή τάση θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη προκειμένου η λειτουργία του να βρίσκεται μέσα σε σωστά όρια. Αυτός άλλωστε είναι και ο λόγος τοποθέτησης της αντίστασης R σε σειρά στο κύκλωμα σαν ρυθμιστικός παράγοντας μιας ανεξέλεγκτης αύξησης του ρεύματος.

Μια άλλη κατηγορία ανιχνευτή φωτοεκπομπής είναι αυτή στην οποία γίνεται ενίσχυση του ασθενικού σε γενικές γραμμές σήματος που προέρχεται από τη φωτοκάθοδο. Η διαδικασία αυτή φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. (Astroparticle, 2010)

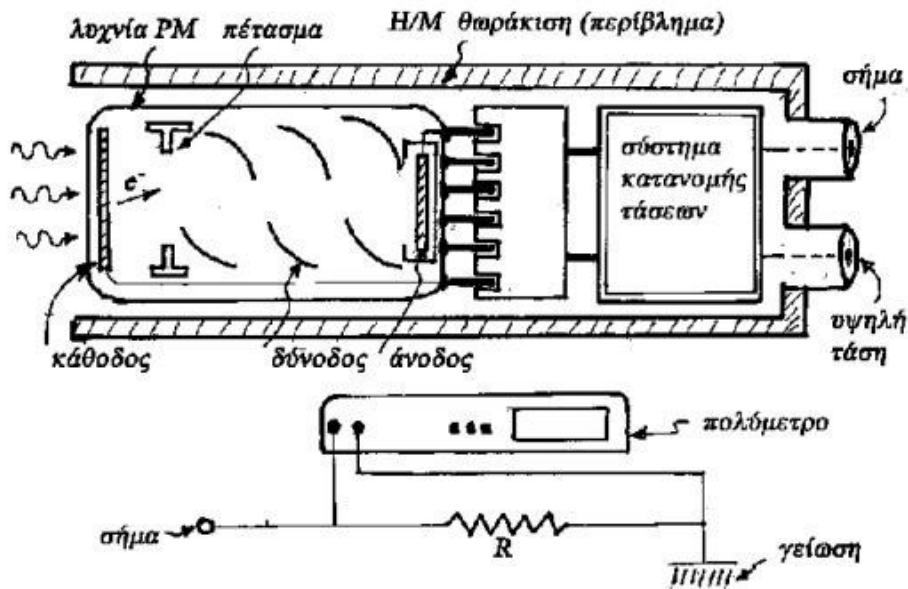


Σχήμα 1-20-14

Βλέπουμε ότι η μοναδική άνοδος έχει συμπληρωθεί μ' ένα ορισμένο επιπλέον αριθμό ανόδων (ονομάζονται δύνοδοι) με κύριο χαρακτηριστικό ότι πολώνονται σε συνεχώς αυξανόμενο δυναμικό και έχουν ορισμένα γεωμετρικά χαρακτηριστικά έτσι ώστε τμήμα της μιας να "βλέπει" την άλλη. Μια τέτοια διάταξη προκαλεί την ενίσχυση του ρεύματος των ηλεκτρονίων που παράγονται στη φωτοκάθοδο. Πράγματι ένα ηλεκτρόνιο που εκπέμπεται από την τελευταία, με την επίδραση της διαφοράς δυναμικού αυτής και της πρώτης δυνόδου, αποκτά σημαντική ενέργεια ώστε κατά την πρόσπρωσή του στη δύνοδο να προκαλεί την εξαγωγή 4 με 5 δευτερογενών ηλεκτρονίων. Τα τελευταία ηλεκτρόνια, κατά την πρόσπρωσή ΤΟΠΟ στη δεύτερη δύνοδο εξάγουν με τον ίδιο τρόπο τριτογενή ηλεκτρόνια κ.ο.κ. Ο αριθμός των δυνόδων και η διαφορά δυναμικού μεταξύ τους είναι δυνατόν να οδηγήσει σε αύξηση των ηλεκτρονίων της τάξης του 10^6 (σε σχέση με τη διάταξη μιας μοναδικής ανόδου). Το γεγονός συνεπάγεται μια πολύ σημαντική ενίσχυση ενός αρχικά πολύ ασθενικού σήματος. Η διάταξη αυτή έχει επικρατήσει να ονομάζεται φωτοπολλαπλασιαστής (photomultiplier tube - PTM ή PM), αν και στην πραγματικότητα αυτά που τελικά πολλαπλασιάζονται δεν είναι τα φωτόνια αλλά τα ηλεκτρόνια. Επειδή όσο αυξάνουμε τη διαφορά δυναμικού μεταξύ των δυνόδων τόσο περισσότερα ηλεκτρόνια παράγονται, βλέπουμε ότι η διαφορά δυναμικού μεταξύ καθόδου και ανόδου θα πρέπει να είναι πολύ μεγάλη. Πράγματι, ως μια τυπική τιμή μπορούμε να θεωρήσουμε τα 2,5 KV.

Το υλικό της καθόδου εναποτίθεται με εξάχνωση σε επίπεδη επιφάνεια και βρίσκεται στην είσοδο αερόκενου γυάλινου σωλήνα ο οποίος περιλαμβάνει το σύστημα των δυνόδων καθώς και την άνοδο. Η φωτοκάθοδος φωτίζεται μέσω του γυάλινου παραθύρου με το οποίο βρίσκεται σχεδόν σε επαφή, και τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται στο κενό από την άλλη μεριά του υμενίου της φωτοκαθόδου. Για να λειτουργεί ο φωτοπολλαπλασιαστής θα πρέπει να τροφοδοτηθούν οι δύνοδοι με συγκεκριμένες τάσεις. Αυτό γίνεται μέσω ενός κυκλώματος αντιστάσεων που βρίσκεται στο εσωτερικό ενός ειδικού περιβλήματος στο οποίο προσαρμόζεται η λυχνία του PM μέσω καταλλήλων υποδοχών. Το περίβλημα του συστήματος λυχνίας PM - ηλεκτρικού κυκλώματος κατανομής τάσεων, λόγω της μεταλλικής του σύνθεσης, αποτελεί και μαγνητική θωράκιση για τον περιορισμό της διαφυγής των ηλεκτρονίων από τις προκαθορισμένες τους τροχιές μεταξύ των δυνόδων. Διαθέτει δύο εξωτερικούς ακροδέκτες. Ο ένας συνδέεται με την άνοδο και αφορά το σήμα στην έξοδο του PM. Ο άλλος συνδέεται με κατάλληλο τροφοδοτικό υψηλής τάσης η οποία μέσω του ηλεκτρικού συστήματος, κατανέμεται στις αντιστάσεις μεταξύ των δυνόδων. Όπως γίνεται φανερό ο PM αποτελεί μια πηγή ρεύματος. Για να μετατρέψουμε το ρεύμα αυτό σε τάση, μεταξύ του ακροδέκτη της ανόδου (δηλαδή του σήματος) και του μεταλλικού περιβλήματος του PM (σαν γείωση) συνδέουμε μια αντίσταση ορισμένης τιμής. Στα άκρα αυτής της αντίστασης με τη βοήθεια ενός πολυμέτρου μετρούμε την πτώση τάσης λόγω της διέλευσης του ρεύματος του σήματος.

Η ενίσχυση του PM κατά τα γνωστά εξαρτάται από την τάση που εφαρμόζεται μεταξύ των δυνόδων. Το γεγονός έχει σαν αποτέλεσμα, πολύ μικρές μεταβολές της υψηλής τάσης τροφοδοσίας, να προκαλούν σημαντικές μεταβολές στο ρεύμα εξόδου (σήμα) χωρίς ουσιαστικά καμία μεταβολή της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Συνεπώς το τροφοδοτικό υψηλής τάσης θα πρέπει να είναι πολύ καλών προδιαγραφών έτσι ώστε οι διακυμάνσεις στην τάση τροφοδοσίας να είναι αμελητέες. Οι ανιχνευτές φωτοεκπομπής εκτός της γρήγορης τους χρονικής απόκρισης διακρίνονται και για τις πολύ χαμηλές στάθμες θορύβου. Για πάρα πολύ μικρές στάθμες φωτισμού, στην φωτοκάθοδο φθάνει πολύ μικρός αριθμός φωτονίων σε τυχαία χρονικά διαστήματα παράγοντας παλμούς ρεύματος. Για ν' ανιχνευτούν οι παλμοί αυτοί οπωσδήποτε απαιτούνται πολύ ευαίσθητα ηλεκτρονικά συστήματα. Ένα τέτοιο όργανο ονομάζεται μετρητής φωτονίων (photon counter). (Astroparticle, 2010)



Σχήμα 1-20-15

Διατάξεις Συζευγμένων Φορτίων (Charge Coupled Devices - CCD)

Όλα τα είδη των ανιχνευτών που ήδη περιγράψαμε θεωρούμε ότι εργάζονται ο καθένας σαν ανεξάρτητη μονάδα. Πολλές φορές όμως επιβάλλεται η ανάγκη χρησιμοποίησης ενός είδους από αυτούς σε γραμμική ή δύο διαστάσεων πολλαπλότητα. Αν για παράδειγμα θέλουμε ν' ανιχνεύσουμε ταυτόχρονα (και όχι από σημείο σε σημείο) ένα συνεχές φάσμα ακτινοβολιών (όπως π.χ. σ' ένα φασματογράφο), τότε στη θέση που τελικά σχηματίζεται η ανάλυση του φάσματος, μπορούμε να παρατάξουμε ένα μεγάλο αριθμό ομοίων ανιχνευτών με μια πυκνότητα που θα εξαρτάται από τις διαστάσεις τους και η οποία θα καθορίζει και το εύρος ζώνη διέλευσης $\Delta\lambda$ σε κάθε περιοχή ενός συγκεκριμένου μήκους κύματος. Έστω επίσης ότι θέλουμε να καταγράψουμε την κατανομή ενός ειδώλου από περιοχή σε περιοχή πάνω σ' ένα επίπεδο απεικόνισης. Θα μπορούσαμε για το λόγο αυτό να παρατάξουμε σε δύο διαστάσεις, ένα μεγάλο αριθμό ομοίων ανιχνευτών που ο καθένας τους θα μας μετρούσε την ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας σ' εκείνη την περιοχή. Και για τις δύο περιπτώσεις που αναφέραμε προηγουμένως τα σήματα των ανιχνευτών (π.χ. τάση) προκύπτουν σε πραγματικό χρόνο (δηλαδή από στιγμή σε στιγμή μπορούν να μεταβληθούν), γεγονός το οποίο μας δίνει τη δυνατότητα να τα μεταφέρουμε, να τα επεξεργαστούμε και να τα αποθηκεύσουμε.

Οι προαναφερόμενες εφαρμογές με τη συνδυασμένη χρήση κοινών ανιχνευτών, ευσταθούν μεν θεωρητικά, στην πράξη όμως υπάρχει μια σοβαρή δυσκολία που αφορά κυρίως στον τρόπο σύνδεσης τους καθώς και τον τρόπο ενίσχυσης του σήματος που προκύπτει από τον καθένα ξεχωριστά. Ας υποθέσουμε ότι για τη σύνδεση του καθενός χρειαζόταν μόνο ένας αγωγός και για την ενίσχυση του σήματος του ένας ενισχυτής (π.χ. ένας τελεστικός ενισχυτής). Τότε γίνεται φανερό, ότι για μια δυσδιάστατη κατανομή 10^3 ανιχνευτών, ο όγκος των καλωδίων και των ενισχυτικών κυκλωμάτων θα ήταν τόσο μεγάλος έτσι που η διάταξη δεν θα είχε πρακτικό ενδιαφέρον. Ο λόγος αυτός οδήγησε στην προσπάθεια να εφευρεθούν και να κατασκευαστούν συστήματα πολλαπλών ανιχνευτικών στοιχείων, όπου αφ' ενός μεν τα σήματα που θα προέκυπταν από τον καθένα θα μπορούσαν να μεταφερθούν, να μετρηθούν και να ανιχνευθούν μέσω κοινής οδού, αφ' ετέρου λόγω της εξάλειψης των περιττών εξαρτημάτων θ' αυξανόταν η ικανότητα ευαισθησίας δηλαδή ο λόγος της φωτοευαίσθητης επιφάνειας προς τη συνολική επιφάνεια απεικόνισης. Τα συστήματα αυτά αναφέρονται με τη γενική ονομασία διατάξεις μεταφοράς φορτίου (charge transfer devices).

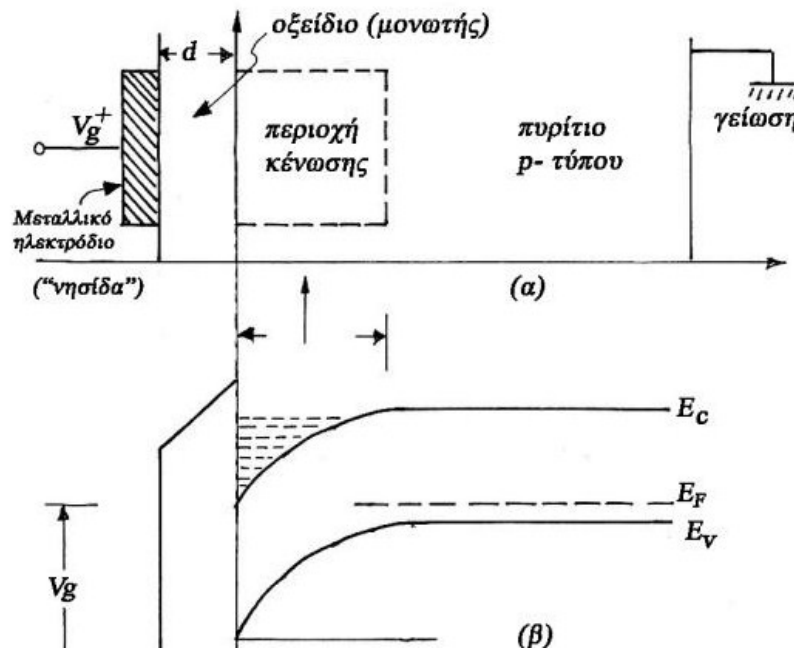
Στην απλούστερη μορφή αποτελούνται από μια πολύ πυκνή διαδοχή (σε μια ή δύο διαστάσεις) πυκνωτών μετάλλου - μονωτή - ημιαγωγού (MIS) (Metal - Insulator - Semiconductor). Η περισσότερο σπουδαία σε εφαρμογές μορφή τους είναι οι πυκνωτές μετάλλου - οξειδίου - ημιαγωγού (MOS), όπου το μέταλλο είναι το Αλουμίνιο (Al), το οξείδιο, αυτό του SiO_2 (διοξειδίου του Πυριτίου) και ο ημιαγωγός το Πυρίτιο (Si). Σ' ένα τέτοιο σύστημα μεταφοράς φορτίου, η πληροφορία μεταφέρεται μεταξύ χωρικών θέσεων (pixels) κατά "πακέτα" αρνητικού φορτίου (ηλεκτρονίων). Η θέση του φορτίου σε μια αλληλουχία πυκνωτών MOS, ελέγχεται ηλεκτροστατικά από στάθμες δυναμικού. Είναι δυνατόν όμως, κατόπιν εφαρμογής καταλλήλων σταθμών δυναμικού με συγκεκριμένη αλληλουχία φάσεων χρονικά, να μεταφέρουμε τα πακέτα των φορτίων κατά μήκος του ημιαγωγικού υποβάθρου μ' ένα πλήρως ελεγχόμενο τρόπο.

Η δομή ενός τέτοιου συστήματος πυκνωτή (MOS) φαίνεται στο σχήμα 1-20-16α.

Το υπόβαθρο, όπως προαναφέραμε, αποτελείται από ημιαγωγικό πυρίτιο p-τύπου και είναι γειωμένο. Στην επιφάνειά του εναποτίθεται ένα λεπτό υμένιο μονωτικού υλικού από SiO_2 . Πάνω σ' αυτό το υλικό εξαχνώνονται οι μεταλλικές νησίδες από αλουμίνιο, στις οποίες εφαρμόζουμε θετικό δυναμικό, ελαττώνοντας μ' αυτόν τον τρόπο το επίπεδο των ενεργειακών σταθμών (των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους) του ημιαγωγού (σχήμα 1-20-16β) που βρίσκεται απέναντι από την κάθε μια νησίδα. Τότε, για τις περιοχές του ημιαγωγού κάτω από τις μεταλλικές νησίδες, οι θετικοί φορείς (οπές) απωθούνται και διαφεύγουν μέσω της γείωσης, αφήνοντας πίσω τους περιοχές κένωσης σε θετικό δυναμικό.

α) Αποθήκευση φορτίου (εγγραφή πληροφοριών)

Κατά τη διάρκεια της έκθεσης με φως ενός τέτοιου συστήματος, αυτό διαπερνά το (ημιδιαφανές) μέταλλο των νησίδων και το διαφανές υμένιο SiO_2 και παράγει μετά την απορρόφησή του από τον p τύπου ημιαγωγό (εφόσον $h\nu > E_g$), ζεύγη οπών - ηλεκτρονίων στην περιοχή κένωσης που βρίσκεται κατά τα γνωστά σε θετικό δυναμικό και άρα υπό την επίδραση πεδίου.

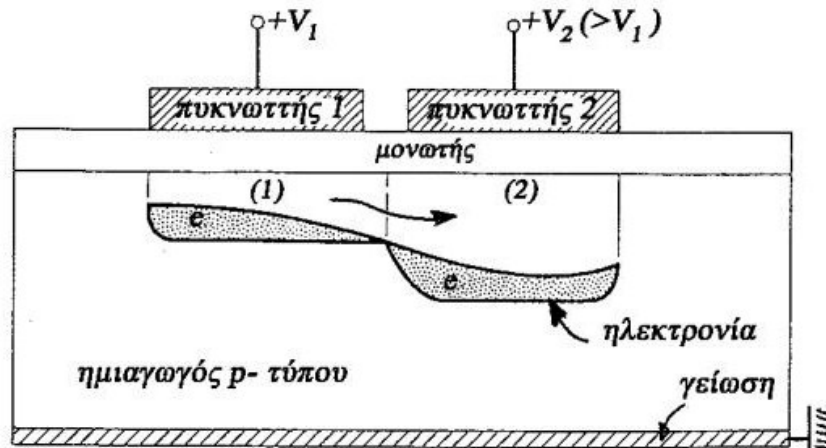


Σχήμα 1-20-16

Τότε οι οπές απωθούνται προς τη γείωση ενώ τα ηλεκτρόνια έλκονται προς το μεταλλικό ηλεκτρόδιο χωρίς όμως να μπορούν να το πλησιάσουν επειδή μεσολαβεί το μονωτικό υλικό. Τα τελευταία, συσσωρεύονται ακριβώς από κάτω του. Οπές και ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από ακτινοβολία που απορροφάται στην περιοχή του ημιαγωγού, επανασυνδέονται στο κάτω μέρος του ενδιαμέσου μεταξύ των μεταλλικών "νησίδων". Η ποσότητα των συγκεντρωμένων ηλεκτρονίων, είναι ανάλογη με το χρόνο έκθεσης και την ένταση της ακτινοβολίας. Η αποθήκευση φορτίου μπορεί να γίνεται (με πολύ μικρή απώλεια) για μεγάλα χρονικά διαστήματα (της τάξης των λίγων ωρών), επιτρέποντας μ' αυτό τον τρόπο την καταχώρηση πληροφοριών από πολύ ασθενικές πηγές όπως για παράδειγμα συμβαίνει στην αστρονομία και τη φωτογράφιση πολύ χαμηλής έντασης ουρανίων αντικειμένων.

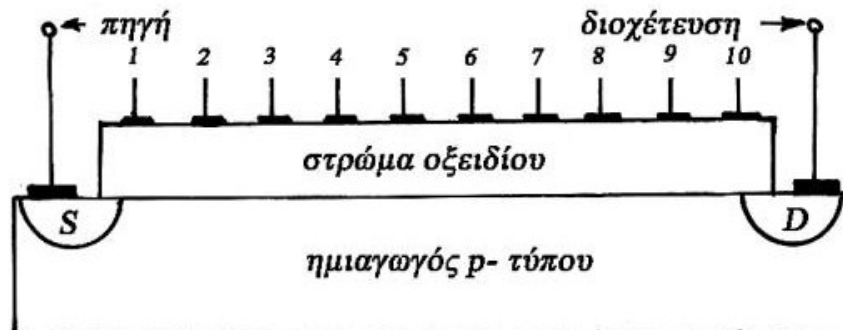
β) Μεταφορά φορτίου (ανάκτηση πληροφοριών)

Αν μια σειρά από πυκνωτές MOS πολωθούν με την εφαρμογή μιας κατάλληλης αλληλουχίας στιγμιαίων παλμών τάσης, τότε τα "πακέτα" των ηλεκτρονίων μπορούν να μεταφερθούν μ' ένα προκαθορισμένο τρόπο δια μέσου του ημιαγωγικού υποβάθρου. Η μεταφορά των "πακέτων" ηλεκτρονίων γίνεται από ένα πηγάδι δυναμικού στο επόμενο του (από τη θέση κάτω από μια νησίδα μετάλλου στην επόμενη της). Τα πηγάδια δυναμικού αναπτύσσονται ακριβώς στις περιοχές κένωσης των πυκνωτών MOS και η δυναμική τους ενέργεια (το "βάθος" τους) καθορίζεται αποκλειστικά από το εφαρμοζόμενο δυναμικό στις αντίστοιχες "νησίδες" καθώς και από το πάχος του οξειδίου που βρίσκεται κάτω από αυτές. Η ποσότητα του φορτίου των "πακέτων" των ηλεκτρονίων, εξαρτάται από την τιμή της ροής ακτινοβολίας που τα δημιούργησε καθώς και από το χρόνο έκθεσης.



Σχήμα 1-20-17

Προκειμένου λοιπόν να υπάρξει μεταφορά φορτίου από μια χωρική θέση στην επόμενη της θα πρέπει οι τιμές των σταθμών δυναμικού των φρεάτων να μεταβάλλονται κατάλληλα από θέση σε θέση. Στο Σχήμα 1-20-17 βλέπουμε ένα σύστημα που αποτελείται μόνο από δύο πυκνωτές MOS. Αν προς στιγμή το δυναμικό που εφαρμόζουμε στη νησίδα (2) ($+V_2$) είναι μεγαλύτερο αυτού που εφαρμόζεται στη νησίδα (1) ($+V_1$), δηλ. $V_1 < V_2$, τότε η ποσότητα των ηλεκτρονίων που υπάρχει στη θέση (1) θα μετακινηθεί προς τη θέση (2) (τα ηλεκτρόνια μεταφέρονται από ένα χαμηλότερο σ' ένα υψηλότερο δυναμικό, δηλαδή έλκονται από την (1) στην (2) περιοχή). Για να δούμε πώς εξελίσσεται το φαινόμενο της μεταφοράς φορτίου σε μια διάταξη με μεγαλύτερο αριθμό πυκνωτών MOS ας θεωρήσουμε (Σχήμα 1-20-18) ότι αποτελείται π.χ. από μια σειρά δέκα τον αριθμό "νησίδων".



Σχήμα 1-20-18 Στρώμα οξειδίου

Στην αρχή και στο τέλος της βάσης του ημιαγωγού p- τύπου συνδέονται δύο ηλεκτρόδια η πηγή (S) και η διοχέτευση (D). Το σύστημα αυτό είναι γνωστό σαν τρανζίστορ πεδίου (MOSFET) όπου το ακρωνύμιο FET σημαίνει (Field Effect Transistor). Ας υποθέσουμε τώρα ότι στην πηγή (S) εισάγεται ένα φορτίο και θέλουμε να μεταφερθεί με κάποιον τρόπο προς το ηλεκτρόδιο της διοχέτευσης (D). Αυτό γίνεται αν πολώσουμε με κατάλληλο θετικό δυναμικό ($V_1 < V_2 < V_3 < \dots < V_{10}$) και με μια χρονική αλληλουχία τις 10 "νησίδες". Μετά την έξοδο κάθε "πακέτου" από το ηλεκτρόδιο εξόδου D, μπορούμε με κατάλληλο σύστημα ενισχυτή να ενισχύσουμε το εκάστοτε σήμα. Επίσης τα υπάρχοντα ηλεκτρονικά συστήματα οδήγησης (χρονισμού) είναι δυνατόν να "γνωρίζουν" από ποια ακριβώς θέση της σειράς των πυκνωτών προήλθε το συγκεκριμένο σήμα ("πακέτο" φορτίου) προκειμένου π.χ. ν' αποθηκευθεί σ' ένα άλλο μέσον, να το επεξεργαστούμε ή να μεταφερθεί σε άλλη περιοχή.

Φωτοανιχνευτές εκτός ορατού φάσματος

Φωτοανιχνευτές υπέρυθρης ακτινοβολίας (IR)

Η υπέρυθρη ακτινοβολία ή οι υπέρυθρες ακτίνες είναι τμήμα του φάσματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Στο φάσμα ακτινοβολίας είναι προέκταση της κόκκινης ορατής ακτινοβολίας, απ' όπου προέρχεται και το όνομα "υπέρυθρες". Το μήκος κύματός τους κυμαίνεται από το 1 mm έως τα 700 nm, όπου ξεκινά το ορατό φάσμα. Συνήθως εκπέμπονται από όλα τα σώματα που έχουν κάποια θερμοκρασία.

Οι ανιχνευτές υπέρυθρης ακτινοβολίας είναι ειδικές συσκευές που χρησιμοποιήθηκαν στην αστρονομία για την ανίχνευση της υπέρυθρης ακτινοβολίας που εκπέμπουν τα ουράνια σώματα .

Οι πρώτοι ανιχνευτές υπέρυθρης ακτινοβολίας που χρησιμοποιήθηκαν στις αστρονομικές παρατηρήσεις ήταν κρύσταλλοι θείουχου μολύβδου, γρήγορα όμως παραχώρησαν τη θέση τους σε ημιαγωγούς.

Οι τελευταίοι είναι πιο αποτελεσματικοί, επειδή η υπέρυθρη ακτινοβολία που προσπίπτει στην επιφάνειά τους προκαλεί την απελευθέρωση των ελαφρά δεσμευμένων ηλεκτρονίων που περιέχουν, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ηλεκτρικών σημάτων που καταγράφονται εύκολα. Αρχικά χρησιμοποιήθηκαν ημιαγωγοί γερμανίου, εμπλουτισμένου με χαλκό ή υδράργυρο και, από τα μέσα της δεκαετίας του 1970, ανιχνευτές γερμανίου-γαλλίου.

Οι ανιχνευτές αυτοί, αν και μεγάλης ευαισθησίας, ήταν σε θέση να καταγράψουν μία πολύ μικρή μόνο χωρικά περιοχή του ουράνιου θόλου. Έτσι οι αστρονόμοι έπρεπε να στρέψουν ένα τηλεσκόπιο, εφοδιασμένο με ανιχνευτή υπέρυθρης ακτινοβολίας, διαδοχικά σε χιλιάδες μικρότερες περιοχές του ουρανού, να τις φωτογραφίσουν ξεχωριστά και σ' ένα επόμενο στάδιο να συνθέσουν τις διάφορες φωτογραφίες σε μία ενιαία απεικόνιση.

Το πρόβλημα αυτό ξεπεράστηκε το 1988 με την ανάπτυξη μιας νέας γενιάς ανιχνευτών υπέρυθρης ακτινοβολίας. Πρόκειται για συστοιχίες ημιαγωγών, για ένα σύνολο δηλαδή από πολλούς ανιχνευτές, που συνδυάζονται πάνω σε μία κατάλληλη πλακέτα. Καθένας από τους ανιχνευτές αυτούς παράγει ένα ηλεκτρικό σήμα, όταν προσπέσει επάνω του υπέρυθρη ακτινοβολία. Στη συνέχεια, το σύνολο των ηλεκτρικών σημάτων διαβιβάζεται σ' έναν υπολογιστή, ο οποίος αναλαμβάνει την επεξεργασία τους και τη μετατροπή της ηλεκτρονικής εικόνας σε οπτική.

Μια τέτοια συστοιχία χρησιμοποιείται στο Αστεροσκοπείο Μάουνα Κέα της Χαβάης. Αποτελείται από 3.596 απλούς ανιχνευτές και δίνει συνεχώς εκπληκτικής λεπτομέρειας υπέρυθρες απεικονίσεις του ουρανού με απίστευτη ταχύτητα και ακρίβεια. (Ηλεκτρονική Εγκυκλοπαίδεια Επιστήμη & Ζωή)

Άλλες εφαρμογές των ανιχνευτών υπέρυθρης ακτινοβολίας βρίσκουμε στις ηλεκτρικές συσκευές (τηλεόραση, βίντεο, στερεοφωνικά, DVD players, αποκωδικοποιητές) καθώς και στα τηλεχειριστήρια αυτών των συσκευών. Μπορούμε ακόμη να μετρήσουμε τη συγκέντρωση CO και CO₂ στην ατμόσφαιρα. Επιπλέον οι ανιχνευτές χρησιμοποιούνται σε συστήματα συναγερμού για εντοπισμό της κίνησης. Επίσης μια ακόμη εφαρμογή βρίσκουμε στα CD-ROM και DVD-ROM.

Στους ανιχνευτές υπέρυθρου ανήκουν ακόμη τα βολόμετρα και οι πυροηλεκτρικοί ανιχνευτές.

Τα βολόμετρα (ή αισθητήρες θερμοκρασίας):

Η αρχή λειτουργίας τους βασίζεται στη μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασης ενός υλικού με την θερμοκρασία του, λόγω απορρόφησης της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Για αυξημένη απόκριση του αισθητήρα, το υλικό του πρέπει να χαρακτηρίζεται από υψηλή απορροφητικότητα της ακτινοβολίας, σε ευρύ φάσμα συχνοτήτων και να έχει μικρή θερμοχωρητικότητα.

Κατασκευάζονται από ποικιλία υλικών, τόσο σε στοιχειακή (π.χ. Si, Ge, Bi, Au), όσο και σε σύνθετη μορφή (π.χ. Bi σε συνδυασμό με ίνες από νάιλον, Ge με προσμίξεις και ίνες νάιλον). Μια πολύ σημαντική κατηγορία βολομέτρων είναι τα μεταλλικά (π.χ. λευκοχρύσου ή πλατίνας Pt) και τα θερμίστορ (ημιαγωγοί).

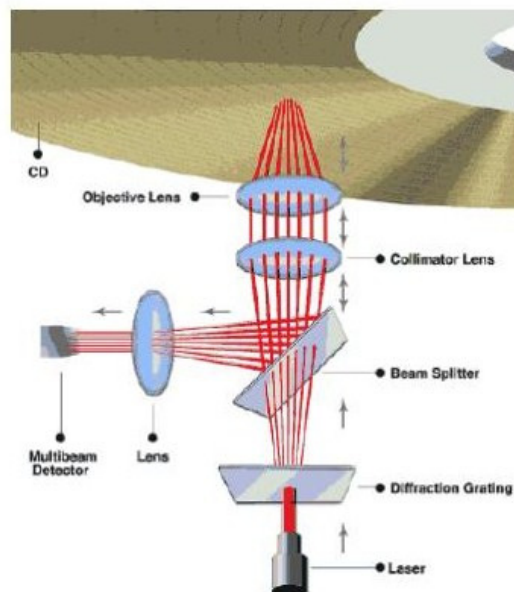
Θερμίστορ

Είναι ένα βολόμετρο, του οποίου το βασικό υλικό είναι μεταλλικά οξειδία (οξειδία μαγνησίου, νικελίου, κοβαλτίου, χαλκού, σιδήρου και τιτανίου). Η χρήση τους περιορίζεται σε θερμοκρασίες κάτω των 300 °C, επειδή πάνω από τη θερμοκρασία αυτή μειώνεται η σταθερότητα της δομής τους. Μπορούν να κατασκευαστούν με διάφορες μορφές (με τη μορφή δίσκου, λεπτής φέτας, ράβδου) και σε μικρό μέγεθος, για καλή απόκριση στις μετρήσεις. Χαρακτηρίζονται από υψηλή διακριτική ικανότητα και δέκα (10) φορές πιο μεγάλη ευαισθησία από τα μεταλλικά βολόμετρα.

Μια ιδιαίτερη κατηγορία θερμικών ανιχνευτών στηρίζεται στο λεγόμενο πυροηλεκτρικό φαινόμενο (Pyroelectric effect). Στην περίπτωση αυτή, διάφορα κρυσταλλικά υλικά έχουν την ιδιότητα να αναπτύσσουν ηλεκτρική πόλωση όταν μεταβάλλεται η θερμοκρασία τους. Αντίστροφα, αν ένας κρύσταλλος υφίσταται αυθόρμητη πόλωση (ανεξάρτητη της δράσης ηλεκτρικού πεδίου), τότε μια μεταβολή στη θερμοκρασία του θα μπορούσε να την αναιρέσει. Στην πράξη τα φορτία πόλωσης από τη στιγμή που θ' αναπτυχθούν δεν παραμένουν, αλλά λόγω της ατελούς μόνωσης έχουμε σταδιακή εξουδετέρωσή τους. Αν προς στιγμή τοποθετήσουμε δύο ηλεκτρικές επαφές σε συγκεκριμένα σημεία του κρυστάλλου, τότε μέρος του φορτίου μπορεί να περάσει μέσω του κυκλώματος.

Επειδή το φορτίο αυτό δεν διακινείται συνεχώς αλλά μέχρις ότου αποκατασταθεί η νέα θερμοκρασία, το υλικό σαν ανιχνευτής πλέον, μπορεί ν' ανιχνεύσει μόνο μεταβολές της προσπίπτουσας ροής ακτινοβολίας. Μία δηλαδή μεταβαλλόμενη χρονικά ροή ακτινοβολίας θα προκαλέσει ένα μεταβαλλόμενο ρεύμα μέσω του κυκλώματος μέτρησης, που το πλάτος του θα είναι ανάλογο με το πλάτος της μεταβαλλόμενης ροής. Τυπικά πυροηλεκτρικά κρυσταλλικά υλικά είναι τα: Στρόντιο-Βάριο-Νιόβιο, Λίθιο- Ταντάλιο, το Φθοριούχο πολυβινίλιο και η Θειούχος τριγλυκερίνη (TGS).

Οι πυροηλεκτρικοί ανιχνευτές χαρακτηρίζονται από δύο σπουδαίες ιδιότητες: α) Επειδή είναι θερμικοί ανιχνευτές (μετατροπή της Η/Μ ακτινοβολίας ανεξαρτήτου μήκους κύματος σε θερμότητα) είναι δυνατόν με την πρόσθεση κατάλληλων επιστρώσεων πάνω στις επιφάνειές τους ν' αυξηθεί η απόκρισή τους (αύξηση φασματικών ορίων απόκρισης), β) Είναι δυνατόν αν ελαττώσουμε δραστικά το μέγεθός τους, η απόκριση να είναι ταχύτερη σε μια γρήγορη εξωτερική μεταβολή της ροής ακτινοβολίας, λόγω της ταχύτατα αναπτυσσόμενης ηλεκτρικής πόλωσης των μορίων του υλικού κατά την απορρόφησή της ακτινοβολίας. Η τάξη απόκρισης μπορεί να φθάσει τα GHz. Όμως, η χρονική απόκριση ελαττώνεται δραστικά όταν θέλοντας να αυξήσουμε τη φασματική απόκριση του ανιχνευτή επικαλύψουμε την επιφάνειά του με τα προαναφερόμενα απορροφητικά υμένα, αυξάνοντας έτσι τη μάζα του. Τα ιδιαίτερα αυτά χαρακτηριστικά των πυροηλεκτρικών ανιχνευτών, τους καθιστά άριστους ανιχνευτές για τη μέτρηση παλμικών ακτινοβολιών καθώς και συνεχών ακτινοβολιών διαμορφούμενων κατά ένταση.



Σχήμα 1-20-19

Φωτοανιχνευτές υπεριώδους ακτινοβολίας

Γενικά για την υπεριώδη ακτινοβολία

Υπεριώδης ακτινοβολία ονομάζεται η περιοχή της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, της οποίας το μήκος κύματος κυμαίνεται περίπου μεταξύ 10 και 400 nm. Καλύπτει την περιοχή συχνοτήτων από $8 \cdot 10^{12} \text{ Hz} - 3 \cdot 10^{17} \text{ Hz}$ και η ενέργεια των φωτονίων της είναι μεταξύ 3eV - 2000eV. Εκπέμπεται από εξαιρετικά θερμά σώματα όπως τα άστρα (το κυριότερο είναι ο ήλιος). Είναι ακτινοβολία υψηλής ενέργειας και αρκετά επιβλαβής για τους ζωντανούς ιστούς.

Υπάρχουν τρία είδη υπεριώδους ακτινοβολίας:

- UV-A: Αυτή η ακτινοβολία κυμαίνεται μεταξύ 315 και 400 nm. Είναι το πιο ακίνδυνο είδος. Αντιπροσωπεύει το 6,3 % της συνολικής ηλιακής ενέργειας και το 76 % της συνολικής υπεριώδους. Το στρώμα του όζοντος είναι σχεδόν διαφανές για την UVA και έτσι το μεγαλύτερο μέρος φτάνει στην επιφάνεια της γης. Είναι ακίνδυνη για τους ζωντανούς οργανισμούς.

- UV-B: Αυτή η ακτινοβολία κυμαίνεται μεταξύ 280 και 315 nm. Περιέχεται σε ποσοστό 1,5 % στη συνολική ηλιακή ακτινοβολία. Αυτή προκαλεί το μαύρισμα, αλλά μπορεί να γίνει επικίνδυνη.

- UV-C: Αυτή η ακτινοβολία κυμαίνεται μεταξύ 10 και 280 nm. Αποτελεί μόλις το 0,5 % της συνολικής ηλιακής ακτινοβολίας και το 6 % της υπεριώδους. Είναι το πιο επικίνδυνο είδος της υπεριώδους ακτινοβολίας, καθώς προκαλεί μεταλλάξεις στους ζωντανούς οργανισμούς.

Φωτοανιχνευτές υπεριώδους

Η λειτουργία των ανιχνευτών υπεριώδους ακτινοβολίας βασίζεται στην ικανότητά τους να ξεχωρίζουν τις διάφορες ακτινοβολίες από το μήκος κύματός τους.

Αυτό συμβαίνει αν παρεμβάλουμε έναν μονοχρωμάτορα. Ο μονοχρωμάτορας αποτελεί το μέσο ανάλυσης ή διασποράς της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας. Αποτελείται από καθρέπτες και φράγματα περίθλασης, τα οποία είναι οπτικά στοιχεία που διαχωρίζουν το σκεδαζόμενο φως σε μικρές παράλληλες δέσμες διαφορετικής ενέργειας.

Μεταξύ των φραγμάτων περίθλασης και των καθρεπτών του μονοχρωμάτορα παρεμβάλλονται σχισμές, το μέγεθος των οποίων είναι μεταβλητό, καθορίζοντας έτσι την αναλυτική (διακριτική) ικανότητα του οργάνου.

Αν μετά τις σχισμές του μονοχρωμάτορα τοποθετήσουμε ένα φωτοανιχνευτή, μπορούμε να μετρήσουμε την κατανομή του φωτός μιας φωτεινής πηγής ανά τα διάφορα μήκη κύματος.

Συγκεκριμένα η ανίχνευση της υπεριώδους ακτινοβολίας πραγματοποιείται με φωτοανιχνευτές κατασκευασμένους από υλικά όπως Si, SiC, διαμάντι, ZnS, ZnO, ή ZnSe, τα οποία είναι ευαίσθητα σε μήκη κύματος μεταξύ 10 και 400 nm και αναισθητα σε όλο το υπόλοιπο φάσμα της ακτινοβολίας.

Οι φωτοανιχνευτές υπεριώδους ακτινοβολίας αποκαλύπτουν άμεσα απώλειες (όπως μικρές διαρροές, απώλειες σε πολλά σημεία ταυτόχρονα) εκεί που οι συμβατικοί ανιχνευτές σταματούν. Για παράδειγμα, το σύστημα DTLink WDS είναι ο συνδυασμός πυρανιχνευτών για φλόγα και ηλεκτρικό βραχυκύκλωμα μέσω της εκπεμπόμενης υπεριώδους ακτινοβολίας και του δικτύου αισθητήρων υπερελάχιστης κατανάλωσης DTLink Sensor Network. Ο τύπος υπεριώδους ακτινοβολίας από φλόγα απουσιάζει από το ηλιακό φως.

Βαθμονόμηση Φωτοανιχνευτών

Η διαδικασία αυτή αναφέρεται στην ακριβή υπολογισμό της αποκρισιμότητας R ενός ανιχνευτή σαν συνάρτηση του μήκους κύματος για την φασματική περιοχή που έχει ικανοποιητική ευαισθησία. Η βαθμονόμηση συνήθως δεν αφορά αποκλειστικά αυτόν καθ' αυτόν τον ανιχνευτή αλλά συνήθως και τις περιπτώσεις όπου ο ίδιος συνοδεύεται από διάφορα οπτικά εξαρτήματα (για παράδειγμα φίλτρα), καθώς και από τα ηλεκτρονικά συστήματα ενίσχυσης των σημάτων (δηλαδή σαν όργανο πλέον μέτρησης). Για τη βαθμονόμηση, γενικά ο ανιχνευτής φωτίζεται από μια πηγή (συνήθως πρότυπη) γνωστής φασματικής κατανομής και γίνεται μέτρηση του σήματος εξόδου. Οι αποκρισιμότητες των ανιχνευτών δεν είναι σταθερές σε συνάρτηση με το μήκος κύματος. Ακόμα και για τους θερμικούς ανιχνευτές, για τους οποίους θεωρείται αρκετά σταθερή (επίπεδη απόκριση) σε μεγάλες φασματικές περιοχές, παρατηρούνται ορισμένες διακυμάνσεις. Παρακάτω αναφέρονται δύο γνωστές μέθοδοι βαθμονόμησης.

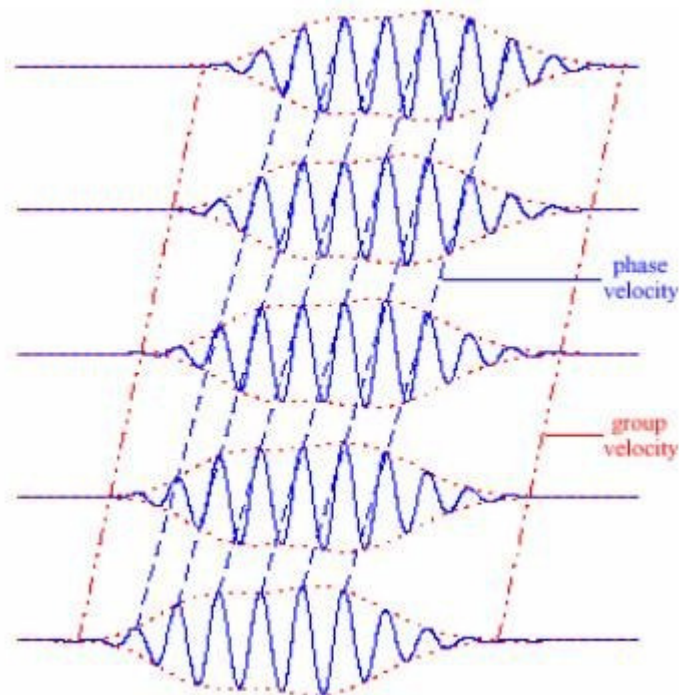
Στην πρώτη περίπτωση η βαθμονόμηση γίνεται με τη μέτρηση της αποκρισιμότητας από μήκος κύματος σε μήκος κύματος με τη βοήθεια μιας τυχαίας πηγής, της οποίας η ακτινοβολία αναλύεται με τη βοήθεια ενός μονοχρωμάτορα. Για τη διαδικασία αυτή, η ροή ακτινοβολίας για κάθε μήκος κύματος στην έξοδο του μονοχρωμάτορα θα πρέπει να είναι ακριβώς γνωστή, οπότε η αποκρισιμότητα θα είναι ο λόγος του σήματος εξόδου προς την εκάστοτε ισχύ εισόδου στον ανιχνευτή. Η δυσκολία για την προαναφερόμενη μέθοδο, είναι ο προσδιορισμός της εξόδου του μονοχρωμάτορα. Θα πρέπει η φωτίζουσα πηγή (π.χ. μια λυχνία αλογόνου) να τροφοδοτείται με άκρως σταθεροποιημένο ρεύμα, το οποίο περνά μέσα από το νήμα της, έτσι ώστε η ακτινοβολία που προσπίπτει στον μονοχρωμάτορα να είναι σταθερή.

Επίσης θα πρέπει να είναι απολύτως γνωστή και η φασματική διαπερατότητα του μονοχρωμάτορα για κάθε μήκος κύματος (για παράδειγμα εξ' αιτίας των απορροφήσεων και ανακλάσεων από κάτοπτρα, πρίσματα κ.λ.π.), γεγονός το οποίο είναι αρκετά δύσκολο να προσδιοριστεί. Αντί βέβαια για μονοχρωμάτορα μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε μια σειρά φασματικών φίλτρων (στενής ζώνης διέλευσης Δλ) γνωστής διαπερατότητας. Η μέθοδος στην περίπτωση αυτή είναι αξιόπιστη, αλλά η βαθμονόμηση γίνεται μόνο για συγκεκριμένα μήκη κύματος.

Στη δεύτερη περίπτωση δεν χρειάζεται να γνωρίζουμε επακριβώς την ροή ακτινοβολίας για κάθε μήκος κύματος από την έξοδο του μονοχρωμάτορα. Η βαθμονόμηση του άγνωστου ανιχνευτή γίνεται με τη βοήθεια ενός ανιχνευτή του οποίου η αποκρισιμότητα είναι ήδη γνωστή (ανιχνευτής αναφοράς). Τότε, σαρώνοντας όλα τα μήκη κύματος στο μονοχρωμάτορα, μετρούμε τα σήματα στην έξοδο για τον άγνωστο και το γνωστό ανιχνευτή. Επειδή η απόλυτη φασματική αποκρισιμότητα του ανιχνευτή αναφοράς είναι γνωστή, η αποκρισιμότητα του αγνώστου βρίσκεται με τη βοήθεια του λόγου των εξόδων τους. Ο περισσότερο γνωστός ανιχνευτής αναφοράς είναι η θερμοπύλη που ανήκει στους θερμικούς ανιχνευτές. (Daniela Dragoman - Mircea Dragoman, 1999)

1-21 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Στην οπτική, η διασπορά είναι το φαινόμενο κατά το οποίο η ταχύτητα φάσης ενός κύματος εξαρτάται από τη συχνότητα του, ή εναλλακτικά, όταν η ταχύτητα ομάδας εξαρτάται από τη συχνότητα. Τα μέσα μαζικής ενημέρωσης έχουν μια τέτοια ιδιότητα που ονομάζεται μέσα διασποράς. Διασποράς είναι μερικές φορές ονομάζεται χρωματική διασπορά μήκους κύματος για να τονίσει εξαρτώμενη φύση του, ή ομάδα-ταχύτητος διασποράς (GVD) για να τονίσει το ρόλο του ταχύτητα ομάδας. Διασπορά είναι πιο συχνά περιγράφεται για ελαφρά κύματα, αλλά αυτό μπορεί να συμβεί για οποιοδήποτε είδος κύματος που αλληλεπιδρά με μια μεσαίου ή περνά μέσα από ένα ανομοιογενές γεωμετρίας (π.χ., ένα κυματοδηγό), όπως ήχο κύματα. Διασπορά ενός υλικού μετριέται από του Abbe αριθμό, V , με χαμηλό αριθμό Abbe αντιστοιχούν σε ισχυρή διασπορά.



Σχήμα 1-21-1

Το πιο γνωστό παράδειγμα της διασποράς είναι πιθανώς ένα ουράνιο τόξο, στην οποία προκαλεί την διασπορά χωρικό διαχωρισμό ενός λευκού φωτός σε συνιστώσες διαφορετικών μηκών κύματος (διαφορετικά χρώματα). Ωστόσο, η διασπορά έχει επίσης επίδραση σε πολλές άλλες περιπτώσεις: για παράδειγμα, GVD προκαλεί παλμούς για να εξαπλωθεί σε οπτικές ίνες, ταπεινωτικά σήματα σε μεγάλες αποστάσεις?, επίσης, η ακύρωση μεταξύ της διασποράς ταχύτητας ομάδας και μη γραμμικές επιδράσεις οδηγεί σε σολιτονικές κύματα.

Υπάρχουν γενικά δύο πηγές της διασποράς: Διασπορά υλικού και κυματοδηγού διασπορά υλικού προέρχεται από μια εξαρτώμενη από τη συχνότητα απόκριση ενός υλικού σε κύματα. Για παράδειγμα, η διασπορά υλικού οδηγεί σε ανεπιθύμητη χρωματική εκτροπή σε ένα φακό ή τον διαχωρισμό των χρωμάτων σε ένα πρίσμα. Διασπορά κυματοδηγού συμβαίνει όταν η ταχύτητα ενός κύματος σε έναν κυματοδηγό (όπως μία οπτική ίνα) εξαρτάται από τη συχνότητα της για λόγους γεωμετρικά, ανεξάρτητη κάθε εξάρτηση συχνότητας των υλικών από τα οποία είναι κατασκευασμένο. Γενικότερα, "κυματοδηγού" διασπορά μπορεί να συμβεί για κύματα διαδίδονται μέσω οποιουδήποτε ανομοιογενής δομή (π.χ., ένα φωτονικών κρυστάλλων), έστω και αν τα κύματα περιορίζεται σε κάποια περιοχή. Σε γενικές γραμμές, και οι δύο τύποι της διασποράς μπορεί να είναι παρόντες, αν και δεν είναι απολύτως πρόσθετο. Ο συνδυασμός τους οδηγεί να σηματοδοτήσει υποβάθμιση των οπτικών ινών για τηλεπικοινωνίες, διότι η διαφορετική καθυστέρηση στο χρόνο άφιξης μεταξύ των διαφόρων συνιστωσών ενός "επιχρίσματα out" σήμα το σήμα στο χρόνο.

Διασπορά υλικού μπορεί να είναι ένα επιθυμητό ή ανεπιθύμητο αποτέλεσμα σε οπτικές εφαρμογές. Η διασπορά του φωτός από γυαλί πρίσματα χρησιμοποιείται για την κατασκευή φασματόμετρα και φασματοφωτόμετρα. Ολογραφική σχάρες χρησιμοποιούνται επίσης, καθώς επιτρέπουν ακριβέστερη διάκριση των μηκών κύματος. Ωστόσο, σε φακούς, διασπορά προκαλεί χρωματική εκτροπή, μια ανεπιθύμητη επίδραση που μπορεί να υποβαθμίσει εικόνες σε μικροσκόπια, τηλεσκόπια και φωτογραφικές στόχους.

Η ταχύτητα φάσης v , ενός κύματος σε ένα δεδομένο μέσο ομοιόμορφη δίνεται από $v = \frac{c}{n}$ όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό και n είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου.

Σε γενικές γραμμές, ο δείκτης διαθλάσεως είναι κάποια συνάρτηση της συχνότητας f του φωτός, έτσι $N = N(\sigma)$, ή εναλλακτικά, σε σχέση με το μήκος κύματος του κύματος $N = N(\lambda)$. Η εξάρτηση του μήκους κύματος από τον δείκτη διάθλασης ενός υλικού είναι συνήθως ποσοτικά δια του αριθμού Abbe ή συντελεστές της σε ένα εμπειρικό τύπο, όπως το Cauchy ή Sellmeier εξισώσεις.

Sellmeier εξίσωση

Η εξίσωση Sellmeier είναι μια εμπειρική σχέση μεταξύ του δείκτη διάθλασης και το μήκος κύματος για ένα συγκεκριμένο διαφανές μέσο. Η εξίσωση που χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της διασποράς του φωτός στο μέσο.

Προτάθηκε για πρώτη φορά το 1871 από τον Wilhelm Sellmeier, και ήταν μια εξέλιξη του έργου του Augustin Cauchy για την εξίσωση του Cauchy για διασπορά μοντελοποίηση.

Η συνήθης μορφή της εξίσωσης για τα γυαλιά είναι:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (1-21-1)$$

όπου n είναι ο δείκτης διάθλασης, το λ είναι το μήκος κύματος (μm), και $B_{1,2,3}$ και $C_{1,2,3}$ προσδιορίζονται πειραματικά Sellmeier συντελεστές. Οι συντελεστές αυτοί συνήθως αναφέρονται για λ σε μικρόμετρα. Σημειώστε ότι αυτή η λ είναι το μήκος κύματος στο κενό, όχι ότι το ίδιο το υλικό, το οποίο είναι λ / n (λ). Μια διαφορετική μορφή της εξίσωσης είναι μερικές φορές χρησιμοποιείται για ορισμένα είδη υλικών, π.χ. κρυστάλλους.

Οι συντελεστές Sellmeier για πολλά κοινά οπτικά υλικά είναι:

Dispersion Equation Constants - Sellmeier series equation

	B ₁	B ₂	B ₃	C ₁	C ₂	C ₃
MgF ₂ n _e	4.13440230E-01	5.04974990E-01	2.49048620E+00	1.35737865E-03	8.23767167E-03	5.65107755E+02
MgF ₂ n _o	4.87551080E-01	3.98750310E-01	2.31203530E+00	1.88217800E-03	8.95188847E-03	5.66135591E+02
Sapphire n _e	1.50397590E+00	5.50691410E-01	6.59273790E+00	5.48041129E-03	1.47994281E-02	4.02895140E+02
Sapphire n _o	1.43134930E+00	6.50547130E-01	5.34140210E+00	5.27992610E-03	1.42382647E-02	3.25017834E+02
CaF ₂	5.67588800E-01	4.71091400E-01	3.84847230E+00	2.52642999E-03	1.00783328E-02	1.20055597E+03
Fused Silica	6.96166300E-01	4.07942600E-01	8.97479400E-01	4.67914826E-03	1.35120631E-02	9.79340025E+01
Schott BK7	1.03961212E+00	2.31792344E-01	1.01046945E+00	6.00069867E-03	2.00179144E-02	1.03560653E+02
Schott N-BK7	1.03961212E+00	2.31792344E-01	1.01046945E+00	6.00069867E-03	2.00179144E-02	1.03560653E+02
Schott F2	1.34533359E+00	2.09073118E-01	9.37357162E-01	9.97743871E-03	4.70450767E-02	1.11886764E+02
Schott N-F2	1.39757037E+00	1.59201403E-01	1.26865430E+00	9.95906143E-03	5.46931752E-02	1.19248346E+02
Schott SF2	1.40301821E+00	2.09073176E-01	9.39056586E-01	1.05795466E-02	4.93226978E-02	1.12405955E+02
Schott SF10	1.61625977E+00	2.59229334E-01	1.07762317E+00	1.27534559E-02	5.81983954E-02	1.16607680E+02
Schott N-SF10	1.62153902E+00	2.56287842E-01	1.64447552E+00	1.22241457E-02	5.95736775E-02	1.47468793E+02
Schott SF11	1.73848403E+00	3.11168974E-01	1.17490871E+00	1.36068604E-02	6.15960463E-02	1.21922711E+02
Schott N-SF11	1.73759695E+00	3.13747346E-01	1.89878101E+00	1.13188707E-02	6.23068142E-02	1.55236290E+02
Schott N-LAK21	1.22718116E+00	4.20783743E-01	1.01284843E+00	6.02075682E-03	1.96862889E-02	8.84370099E+01

Σχήμα 1-21-2

Για τα κοινά οπτικά γυαλιά, ο δείκτης διάθλασης υπολογίζεται με τον τριών όρων εξίσωση Sellmeier αποκλίνει από την πραγματική δείκτη διαθλάσεως κατά λιγότερο από 5×10^{-6} πάνω από το εύρος μηκών κύματος από 365 nm έως 2,3 μm, το οποίο είναι της τάξης των η ομοιογένεια του δείγματος γυαλιού. Οι επιπλέον όροι προστίθενται μερικές φορές για να κάνει ο υπολογισμός ακόμη πιο ακριβής. Στην πιο γενική μορφή της, η εξίσωση Sellmeier δίνεται ως:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} \quad (1-21-2)$$

με κάθε όρο του ποσού που αντιστοιχεί σε απορρόφηση συντονισμού της δύναμης B i σε ένα μήκος κύματος $\sqrt{C_i}$. Για παράδειγμα, οι συντελεστές για BK7 ανωτέρω αντιστοιχούν σε δύο συντονισμοί απορρόφησης στο υπεριώδες, και μία στα μέσα υπέρυθρη περιοχή. Κοντά σε κάθε κορυφή απορρόφησης, η εξίσωση δίνει μη-φυσικές τιμές των $n^2 = \pm \infty$ και σε αυτές τις περιοχές μήκους κύματος ακριβέστερη μοντέλο διασποράς, όπως του Helmholtz πρέπει να χρησιμοποιείται.

Εάν όλοι οι όροι που καθορίζονται για ένα υλικό, σε μεγάλα μήκη κύματος μακριά από τις κορυφές απορρόφησης η τιμή του η τείνει να

$$n \approx \sqrt{1 + \sum_i B_i} \approx \sqrt{\epsilon_r} \quad (1-21-3)$$

όπου το ϵ_r είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του μέσου.

Η εξίσωση Sellmeier μπορεί επίσης να δοθεί σε άλλη μορφή:

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} \quad (1-21-4)$$

Εδώ ο συντελεστής A είναι μια προσέγγιση των μικρού μήκους κύματος (π.χ., υπεριώδες) εισφορές απορρόφησης του δείκτη διάθλασης σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Άλλες παραλλαγές της εξίσωσης Sellmeier υπάρχουν που μπορεί να ευθύνεται για την αλλαγή του δείκτη διάθλασης ενός υλικού λόγω της θερμοκρασίας, πίεσης, και άλλες παραμέτρους.

Επίσης για να περιγράψει η διασπορά στο γυαλί εκτός από την εξίσωση Sellmeier χρησιμοποιείται και η εξίσωση σειρών Laurent. Η εξίσωση είναι η εξής:

$$n^2 = A_0 + A_1\lambda^2 + \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{A_3}{\lambda^4} + \frac{A_4}{\lambda^6} + \frac{A_5}{\lambda^8} \quad (1-21-5)$$

όπου το μήκος κύματος, λ και εκφράζεται σε μm .

Dispersion Equation Constants - Laurent series equation

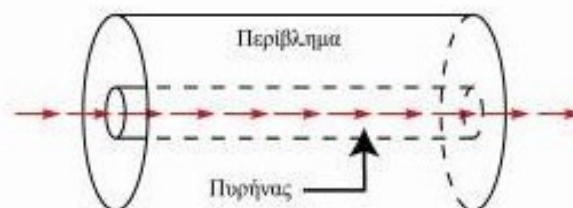
	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
Crystal Quartz n_e	2.38490000E+00	-1.25900000E-02	1.07900000E-02	1.65180000E-04	-1.94741000E-06	9.36476000E-08
Crystal Quartz n_o	2.35728000E+00	-1.17000000E-02	1.05400000E-02	1.34143000E-04	-4.45368000E-07	5.92362000E-08
S-LAM60M	2.95844800E+00	-1.54203600E-02	2.03097300E-02	1.30264600E-03	-1.23870800E-04	7.40159800E-06
S-BSL7M	2.26250500E+00	-1.03792100E-02	9.34172400E-03	6.45307100E-04	-7.46385800E-05	4.09621500E-06

Σχήμα 1-21-3

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ

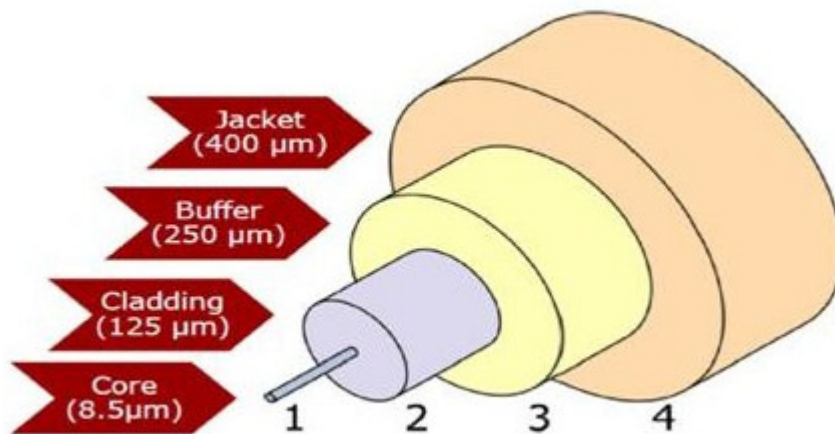
2.1 Οπτικές ίνες

Οι οπτικές ίνες είναι το πλέον αξιόπιστο μέσο μετάδοσης των οπτικών συστημάτων. Είναι εύκαμπτες ίνες γυαλιού ή πλαστικού, λεπτές όσο μια ανθρώπινη τρίχα. Ουσιαστικά δεν είναι παρά κυλινδρικοί διηλεκτρικοί κυματοδηγοί που λειτουργούν στις συχνότητες της οπτικής περιοχής του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Μια τυπική οπτική ίνα αποτελείται από τρεις ομόκεντρους κυλίνδρους διηλεκτρικού υλικού.



Σχήμα 2-1-1 Γράφημα οπτικής ίνας

Στο κέντρο της ίνας βρίσκεται ο πυρήνας (core-1), που είναι γυαλί υψηλού δείκτη διάθλασης. Ο πυρήνας περιβάλλεται από υλικό χαμηλότερου δείκτη διάθλασης, το μανδύα ή περίβλημα (cladding-2). Το φως εγκλωβίζεται στον πυρήνα και διαδίδεται κατά μήκος της ίνας. Ο πυρήνας στην πραγματικότητα μεταφέρει το φως, ενώ το περίβλημα της ίνας ανακλά το φως πίσω στον πυρήνα. Η εξωτερική περιοχή της ίνας καλείται απομονωτής (buffer-3). Ο απομονωτής, τυπικά ένα πλαστικό υλικό, παρέχει προστασία και διατηρεί την αντοχή του γυαλιού της ίνας.



Σχήμα2-1-2 Εγκάρσια τομή μονότροπης οπτικής ίνας

Τονίζεται ότι η κυματοδηγηση του οπτικού σήματος επιτυγχάνεται και χωρίς την παρουσία του απομονωτή, που χρησιμοποιείται για να ελαττώσει της απώλειες λόγω κατασκευαστικών ατελειών της κεντρικής ίνας και για της προσδώσει μηχανική αντοχή.

Το υλικό κατασκευής τόσο του πυρήνα όσο και του μανδύα είναι συνήθως υψηλής καθαρότητας γυαλί (οξειδίο του πυριτίου SiO_2). Εκτός από το γυαλί μπορεί να χρησιμοποιηθεί και πολυμερές. Οι πολυμερείς οπτικές ίνες όμως παρουσιάζουν μεγαλύτερες απώλειες ($>10 \text{ dB/km}$) και είναι κατάλληλες για ζεύξεις μικρών αποστάσεων. Άλλα είδη οπτικών ινών ενσωματώνουν χαλαζία ή καθαρή τιγμένη σιλικόνη και πλαστικό, όμως αυτές δεν χρησιμοποιούνται στις κοινά αποδεκτές υψηλής ποιότητας εφαρμογές. Η διάδοση του φωτός μέσα σ' ένα μέσο καθορίζεται από τον δείκτη διάθλασης του μέσου n . Αν το φως διαδίδεται στο κενό με ταχύτητα $c_0 = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, τότε σ' ένα υλικό μέσο θα διαδίδεται με ταχύτητα $c = c_0 / n$. Ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα που πρέπει να είναι υψηλότερος από τον δείκτη διάθλασης του μανδύα μπορεί να έχει σταθερή τιμή ή να μεταβάλλεται και συγκεκριμένα να μειώνεται ακτινικά καθώς πλησιάζουμε προς τα όριά του με το μανδύα. Τυπικές τιμές για τους δείκτες διάθλασης είναι από 1.50 έως 1.40. Οι πιο σημαντικοί τύποι οπτικών ινών που χρησιμοποιούνται στις επικοινωνίες παρατίθενται παρακάτω. Ο πρώτος αριθμός αναπαριστά τη διάμετρο του πυρήνα σε μm ενώ ο αριθμός μετά την κάθετο είναι η διάμετρος του περιβλήματος.

1. Μονότροπες ίνες 9/125 μm (SM): ευρέως χρησιμοποιούμενες για υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης δεδομένων. Όλες οι ζεύξεις μεγάλων αποστάσεων (Long Haul Links) αλλά και οι οπτικοί μητροπολιτικοί δακτύλιοι (MAN) χρησιμοποιούν μονότροπες ίνες. Συνδυάζονται, λόγω του πολύ μικρού πυρήνα τους, μόνο με πηγές Laser. Τα μήκη κύματος που χρησιμοποιούνται είναι τα 1310 nm και τα 1550 nm.
2. Πολύτροπες 62,5/125 μm (OM1): τα πρώτα LAN οπτικά δίκτυα υλοποιήθηκαν με ίνες αυτού του τύπου. Ο σχεδιασμός τους επιβάλλει τη χρήση τους σε συνδυασμό με πηγές LED με μήκος κύματος 850nm Υποστηρίζουν ρυθμούς μετάδοσης Fast Ethernet ή και Giga Ethernet όμως περιορίζονται από τις δυνατότητες των LEDs τα οποία έχουν μέγιστο ρυθμό διαμόρφωσης τα 622 Mbps.
3. Πολύτροπες 50/125 μm (OM2): Ευρέως χρησιμοποιούμενες. Συνδυάζονται συνήθως με πηγές LED σε τοπικά δίκτυα. Μπορούν να υποστηρίξουν ρυθμούς μετάδοσης ως 1 Gbps (Gigabit Ethernet) αν η πηγή είναι laser. Τα χρησιμοποιούμενα μήκη κύματος είναι τα 850nm και τα 1300nm.

4. Πολύτροπες 50/125 μm Laser Optimized - LOMMF (OM3): Η έλευση των VCSELs (Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers) σε συνδυασμό με τις OM3 ίνες οδήγησε σε τοπικά οπτικά δίκτυα που μπορούν να υποστηρίξουν ρυθμούς μετάδοσης 10 Gbps μέχρι και 550 μέτρα. Διαφέρουν από τις OM2 στο προφίλ του δείκτη διάθλασης τους.

Οι πιο σημαντικές διαφορές μονότροπων και πολύτροπων οπτικών ινών είναι οι παρακάτω:

1. Οι μονότροπες ίνες μπορούν να μεταδώσουν φως με μικρή παραμόρφωση παλμού σε μεγάλη απόσταση. Παρουσιάζουν όπως λέμε μικρότερη διασπορά του φωτεινού παλμού η οποία προκαλείται στις πολύτροπες ίνες από τις πολλαπλές οδεύσεις του φωτός κατά τη διάδοση του σ' αυτές.
2. Η μονότροπη ίνα παρουσιάζει χαμηλότερη εξασθένιση από την πολύτροπη και μεγαλύτερο γινόμενο εύρος ζώνης-απόστασης..
3. Οι μονότροπες ίνες μπορούν να κατασκευαστούν μόνο από γυαλί, (πυρίτιο – SiO₂) ενώ οι ίνες που μπορούν να κατασκευαστούν και από πολυμερή είναι αποκλειστικά πολλαπλού ρυθμού.
4. Οι μονότροπες ίνες, λόγω του πολύ μικρού πυρήνα τους, είναι δύσκολες στο χειρισμό τους σε αντίθεση με τις πολύτροπες.
5. Οι πολύτροπες ίνες είναι απλούστερες στην κατασκευή τους, άρα και φθηνότερες. Επίσης σε αντίθεση με τις μονότροπες συνδυάζονται με πηγές LED ή VCSEL οι οποίες είναι φθηνότερες από τις πηγές Laser για τις μονότροπες..
6. Ο πυρήνας της πολύτροπης ίνας είναι πολύ μεγαλύτερος από αυτόν της μονότροπης, επιτρέποντας εκατοντάδες ακτίνες φωτός να μετακινούνται μέσα από την ίνα ταυτόχρονα. Μεταφέρουν δηλαδή περισσότερο φως κάτι όμως που στις τηλεπικοινωνίες δεν αποτελεί πλεονέκτημα. Είναι όμως πλεονέκτημα για άλλου είδους εφαρμογές π.χ. ενδοσκόπια.

Με την εξέλιξη της τεχνολογίας των οπτικών ινών και λόγω της ευρείας τους πλέον εμπορικής εφαρμογής έγινε η τυποποίησή τους από τις κατασκευαστικές εταιρείες και τους οργανισμούς τυποποίησης (American National Standards Institute ANSI - Αμερικανικός Εθνικός Οργανισμός Προτύπων, European telecommunication Standards Institute ETSI - Ευρωπαϊκός Οργανισμός Τηλεπικοινωνιακών Προτύπων).

2-2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

2-2-1 Πλεονεκτήματα οπτικών ινών

Μια σειρά πλεονεκτημάτων έχουν καταστήσει τις οπτικές ίνες την πλέον εύλογη επιλογή ως μέσο μετάδοσης πληροφορίας στην εποχή μας.

Τέτοια πλεονεκτήματα είναι:

1. Μεγάλη χωρητικότητα πληροφορίας. Οφείλεται στη χρήση της οπτικής περιοχής του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.
2. Μικρό κόστος. Πράγματι το γυαλί είναι πολύ πιο φθηνό από το χαλκό και τα αποθέματα του ανεξάντλητα. Ακόμη η μικρή εξασθένιση των οπτικών ινών μειώνει τον αριθμό των αναμεταδοτών/ενισχυτών σε μια ζεύξη μειώνοντας ακόμη περισσότερο το κόστος.
3. Χαμηλό βάρος και μικρό μέγεθος της οπτικής ίνας. Ένα καλώδιο οπτικών ινών ζυγίζει 4 φορές λιγότερο από ένα συμβατικό και έχει περίπου τη μισή διάμετρο.
4. Αναισθησία στις ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές. Το γυαλί είναι διηλεκτρικό και δεν παρουσιάζει φαινόμενα ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής.

5. Ασφάλεια. Είναι αδύνατον να γίνει υποκλοπή του οπτικού σήματος. Επίσης λόγω του ότι δεν έχουμε μεταφορά ηλεκτρικού σήματος, τα οπτικά συστήματα προτιμώνται σε περιοχές υψηλού κινδύνου εκρήξεων λόγω σπινθήρων (χώροι καυσίμων, εύφλεκτων αερίων κλπ.) Είναι πλέον φανερό ότι όσον αφορά τα μέσα μετάδοσης οι οπτικές ίνες, σε αντίθεση με τα χάλκινα καλώδια οποιασδήποτε μορφής, είναι η μόνη τεχνολογία με δυνατότητες να προσφέρει λύση ικανοποιώντας την συνεχώς αυξανόμενη ανάγκη για εύρος ζώνης.

Στην περίπτωση των οπτικών ινών υπάρχει αφθονία πρώτης ύλης. Το γυαλί είναι ανεξάντλητο και βρίσκεται παντού αντίθετα με το χαλκό και τα άλλα υλικά που χρησιμοποιούνται στα μεταλλικά καλώδια. Λόγω της πολύ μικρής εξασθένησης που παρουσιάζουν οι οπτικές ίνες, τα σήματα αλύπτουν πολύ μεγαλύτερες αποστάσεις ενώ επιτρέπουν και υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης, κατά πολύ υψηλότερους από των ομοαξονικών καλωδίων, αφού παρέχουν πολύ μεγαλύτερο εύρος ζώνης. Πράγματι, το διαθέσιμο εύρος ζώνης μιας οπτικής ίνας ανέρχεται περίπου στα 25 THz.

Με τις οπτικές ίνες, σε αντίθεση με τη μετάδοση μέσω χαλκού ή μέσω ραδιοκυμάτων, έχουμε την δυνατότητα να πετύχουμε μικρούς ρυθμούς σφαλμάτων. Τυπικές τιμές του μέσου ρυθμού σφαλμάτων (Bit Error Rate – BER) για μετάδοση μέσω οπτικής ίνας είναι της τάξης του 10^{-9} , την στιγμή που οι αντίστοιχοι ρυθμοί για χάλκινο μέσο είναι της τάξης του 10^{-5} . Είναι σημαντικό να τονιστεί ότι οι μικροί ρυθμοί σφαλμάτων στις οπτικές ίνες επιτυγχάνονται δίχως να απαιτείται η χρήση πολύπλοκων μεθόδων κωδικοποίησης ή διαμόρφωσης.

Αυτή η απλότητα στην μετάδοση απορρέει από δύο λόγους. Πρώτον, από το πολύ μεγάλο διαθέσιμο εύρος ζώνης ανά κανάλι και δεύτερον, από το γεγονός ότι τα φωτόνια, σε αντίθεση με τα ηλεκτρόνια, δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και κατά συνέπεια αποφεύγονται φαινόμενα όπως ο κρουστικός θόρυβος. Η κωδικοποίηση διόρθωσης σφαλμάτων μπορεί να παραληφθεί, αφού ο επιθυμητός ρυθμός σφαλμάτων μπορεί να επιτευχθεί ευκολότερα μέσω κατάλληλης οπτικής ενίσχυσης. Επίσης, εξαιτίας του μεγάλου διαθέσιμου εύρους ζώνης δεν είναι απαραίτητη ούτε η χρήση αλγορίθμων συμπίεσης για τη μείωση του μεγέθους των μεταφερόμενων δεδομένων. Επιπλέον στη μετάδοση με οπτικές ίνες δεν απαιτούνται απαραίτητα αλγόριθμοι κωδικοποίησης, αφού είναι πολύ δύσκολο να γίνει υποκλοπή ενός σήματος σε μία οπτική ίνα και συνεπώς παρέχουν πολύ υψηλό βαθμό ασφάλειας. Είναι λοιπόν βέβαιο ότι τα οπτικά συστήματα σύντομα θα έχουν τον πρώτο λόγο στις τηλεπικοινωνίες, όχι μόνο στις ζεύξεις σημείου προς σημείο, αλλά και στα δίκτυα μεγάλης χωρητικότητας όπου απαιτείται διακίνηση όλο και μεγαλύτερου όγκου πληροφορίας.

2-2-2 Οπτικό επίπεδο

Τα τηλεπικοινωνιακά δίκτυα ακολουθούν μια πολυεπίπεδη αρχιτεκτονική, σύμφωνη με το σκεπτικό της ιεραρχίας του International Standards Organization (ISO) για τα ακόλουθα επίπεδα: φυσικό, ζεύξης δεδομένων, δικτύου, μεταφοράς, συνόδου, παρουσίασης και εφαρμογών. Κάθε στρώμα επιτελεί συγκεκριμένες προτυποποιημένες λειτουργίες και παρέχει συγκεκριμένες υπηρεσίες στο αμέσως υπερκείμενο στρώμα. Τα γειτονικά στρώματα επικοινωνούν μεταξύ τους με συγκεκριμένες διεπαφές, οι οποίες ονομάζονται σημεία πρόσβασης υπηρεσίας (service access points SAPs), και συνήθως υπάρχουν περισσότερα του ενός SAPs ανάλογα με το είδος των παρεχόμενων υπηρεσιών. Στις περισσότερες περιπτώσεις το δίκτυο παρέχει συνδέσεις, οι οποίες

εγκαθίστανται μεταξύ ενός κόμβους αφητηρίας και ενός κόμβου προορισμού. Τα δεδομένα κάθε σύνδεσης διατρέχουν τα κατάλληλα επίπεδα σε κάθε ενδιάμεση δικτυακή συσκευή, και κάθε επίπεδο ενθυλακώνει την πληροφορία που έλαβε από το ανώτερο επίπεδο, προσθέτοντας επιπλέον πληροφορία που αφορά τη διαχείριση της σύνδεσης. Συνοπτικά, οι λειτουργίες που επιτελούν τα τέσσερα κατώτερα επίπεδα της ιεραρχίας OSI είναι οι εξής:

- Φυσικό Επίπεδο: Παρέχει τη φυσική σύνδεση με συγκεκριμένο εύρος ζώνης μεταξύ δύο δικτυακών συσκευών. Παραδείγματα φυσικού επιπέδου αποτελούν οι οπτικές ίνες, τα ομοαξονικά καλώδια, τα συνεστραμμένα ζεύγη και οι ασύρματες ζεύξεις.

- Επίπεδο Ζεύξης Δεδομένων: Παρέχει την αξιόπιστη μετάδοση δεδομένων πάνω από το φυσικό επίπεδο. Επιτελεί λειτουργίες όπως η πολυπλεξία και η αποπολυπλεξία συνδέσεων, η διαίρεση της εισερχόμενης πληροφορίας σε πλαίσια (frames) και η διόρθωση σφαλμάτων. Στο επίπεδο ζεύξης δεδομένων συμπεριλαμβάνεται είναι το υπο-επίπεδο προσπέλασης μέσου (media access control - MAC), για δίκτυα διαμοιρασμένου μέσου, όπως τοπικά δίκτυα Ethernet.

Παραδείγματα επιπέδου ζεύξης δεδομένων αποτελούν τα point-to-point protocol (PPP) και high-level data link control (HDLC).

- Επίπεδο Δικτύου: Το επίπεδο δικτύου δημιουργεί συνδέσεις μεταξύ τερματικών δικτυακών συσκευών. Βασική λειτουργία του επιπέδου αποτελεί η δρομολόγηση πακέτων, η οποία γίνεται είτε με υλοποίηση ιδεατών κυκλωμάτων (virtual circuits-VCs), είτε με δρομολόγηση ανεξάρτητων πακέτων (datagrams). Το πλέον διαδεδομένο παράδειγμα είναι το Internet Protocol (IP), το οποίο υλοποιεί στατιστική πολυπλεξία και δρομολόγηση αυτοδύναμων πακέτων.

- Επίπεδο Μεταφοράς: Το επίπεδο μεταφοράς υλοποιεί την άνευ λαθών, και σε σωστή σειρά μεταφορά πακέτων από άκρο σε άκρο. Το πλέον διαδεδομένο παράδειγμα είναι το Transfer Control Protocol (TCP).

Ένα ακόμη σημαντικό επίπεδο μεταγωγής πακέτων είναι το Asynchronous Transfer Mode ATM. Το ATM δημιουργεί ιδεατά κυκλώματα για τη μεταγωγή πακέτων σταθερού μεγέθους 53 bytes με δυνατότητα παροχής διαφόρων τύπων ποιότητας υπηρεσίας. Η κλασική διαστρωμάτωση του OSI δε λαμβάνει υπ' όψιν τις δυνατότητες πολυπλεξίας και δρομολόγησης που παρέχονται από τα οπτικά δίκτυα δρομολόγησης μήκους κύματος, και κατά συνέπεια είναι αναγκαία η τροποποίηση του. Συγκεκριμένα, η υλοποίηση οπτικών δικτύων δεύτερης γενιάς εισάγει ακόμα ένα επίπεδο στην ιεραρχία πρωτοκόλλων, το οπτικό επίπεδο. Το οπτικό επίπεδο αποτελεί επίπεδο παροχής υπηρεσιών σε ανώτερα επίπεδα, όπως για παράδειγμα το IP, ATM ή SDH ή ακόμα και Gigabit Ethernet. Στην παρούσα φάση, το οπτικό επίπεδο παρέχει οπτικά μονοπάτια (μόνιμα ή κατ' απαίτηση), ενώ μελλοντικά αναμένεται ότι θα παρέχει ιδεατά κυκλώματα για μεταγωγή πακέτου ή υπηρεσίες αυτοδύναμων πακέτων. Επιπλέον, το οπτικό επίπεδο πολυπλέκει τα οπτικά μονοπάτια σε μία ίνα και επιτρέπει την απομάστευση οπτικών μονοπατιών στους κόμβους του δικτύου.

2-3 Μελλοντικά Οπτικά Δίκτυα

Παρά την αδιαμφισβήτητη εξέλιξη των οπτικών δικτύων, υπάρχουν θέματα τα οποία εξακολουθούν να ερευνώνται με τελικό σκοπό την πλήρη αξιοποίηση της παρεχόμενης ευρυζωνικότητας. Σημαντικό θέμα, επί παραδείγματι, αποτελεί το γεγονός ότι τα οπτικά δίκτυα δεύτερης γενιάς παρέχουν οπτικά μονοπάτια, συνεπώς είναι κατά βάση δίκτυα μεταγωγής κυκλώματος. Βασικό μειονέκτημα της μεταγωγής κυκλώματος αποτελεί η αδυναμία αποδοτικής μετάδοσης εκρηκτικής κίνησης, δηλαδή κίνηση η οποία δεν παρουσιάζει σταθερό ρυθμό. Η εκρηκτική κίνηση οδηγεί σε απώλεια πληροφορίας, όταν για παράδειγμα παράγεται περισσότερη κίνηση από όση είναι δυνατόν να ικανοποιήσει το οπτικό μονοπάτι, ενώ δεν αξιοποιεί πλήρως το παρεχόμενο εύρος ζώνης σε περιόδους που η παραγόμενη κίνηση κυμαίνεται σε χαμηλά επίπεδα. Δεύτερο θέμα, αποτελεί η διαφάνεια που παρέχει το οπτικό δίκτυο, π.χ. ως προς τα ρησιμοποιούμενα πρωτόκολλα και τους παρεχόμενους ρυθμούς μετάδοσης. Η διαφάνεια αποτελεί ιδιαίτερος επιθυμητό χαρακτηριστικό του τηλεπικοινωνιακού δικτύου, καθώς οι υπηρεσίες παρέχονται πάνω από κοινή τηλεπικοινωνιακή υποδομή. Επιπλέον, παρέχει τη δυνατότητα της μελλοντικής λειτουργίας του δικτύου ακόμα και αν αλλάξουν τα πρωτόκολλα ή οι ρυθμοί μετάδοσης, χωρίς να είναι αναγκαία η ριζική αναβάθμιση. Στην τρέχουσα παράγραφο εξετάζονται συνοπτικά αμφότερα τα δίκτυα μεταγωγής πακέτου και τα διαφανή δίκτυα.

2.3.1 Οπτική Μεταγωγή Πακέτου

Σε ερευνητικό επίπεδο, μελετώνται οπτικά δίκτυα μεταγωγής πακέτου τα οποία θα έχουν τη δυνατότητα παροχής ιδεατών κυκλωμάτων ή υπηρεσιών αυτοδύναμων πακέτων, όπως τα IP και ATM δίκτυα. Στόχος της έρευνας είναι η υλοποίηση οπτικών κόμβων μεταγωγής πακέτου, που λειτουργούν σε πολύ μεγαλύτερους ρυθμούς μετάδοσης από τους αντίστοιχους ηλεκτρονικούς. Οι οπτικοί κόμβοι μεταγωγής πακέτου αναμένεται ότι θα διαβάζουν την επικεφαλίδα του οπτικού πακέτου και θα το μετάγουν στην κατάλληλη θύρα εξόδου. Επιπλέον, θα πολυπλέκουν στατιστικά τα οπτικά πακέτα. Ιδανικά, όλες οι λειτουργίες του κόμβου γίνονται σε οπτικό επίπεδο, πρακτικά όμως τα οπτικά στοιχεία δίνουν πολύ περιορισμένες δυνατότητες επεξεργασίας. Συνεπώς, λειτουργίες όπως επεξεργασία επικεφαλίδας και έλεγχος μεταγωγής γίνονται σε ηλεκτρονικό επίπεδο. Επιπλέον, οι ηλεκτρονικοί κόμβοι περιλαμβάνουν ειδικό υλικό και λογισμικό πραγματικού χρόνου για την παροχή συγκεκριμένης ποιότητας υπηρεσίας, κάτι το οποίο δεν είναι δυνατόν να υλοποιηθεί σε οπτικό επίπεδο. Τέλος, η υλοποίηση οπτικών κόμβων μεταγωγής πακέτου περιορίζεται από το γεγονός ότι δεν υπάρχουν διαθέσιμες, ως αυτή τη στιγμή, οπτικές μνήμες τυχαίας προσπέλασης (οι οπτικοί καταχωρητές προσομοιώνονται από κατάλληλα μήκη ίνας), καθώς και από το γεγονός ότι η τεχνολογία οπτικών μεταγωγέων σε ρυθμοδοτήσεις πολλών Gbps βρίσκεται σε αρχικό στάδιο.

2.4 Οπτικοί πομποί

Πέραν της εξέλιξης των οπτικών ινών, η αύξηση των ρυθμών μετάδοσης στα οπτικά δίκτυα επιτεύχθηκε μέσω την υλοποίηση κατάλληλων οπτικών πομπών. Οι πρώτοι οπτικοί πομποί που χρησιμοποιήθηκαν ήταν τα Light Emitting Diodes – LEDs, τα οποία παρήγαγαν οπτικούς παλμούς μέσω της διαμόρφωσης του ρεύματός τους. Βασικό μειονέκτημα των LEDs αποτελεί η χαμηλή οπτική ισχύς που παράγουν, οπότε σύντομα αντικαταστάθηκαν από διοδικά lasers. Τα πρώτα διοδικά lasers έδιναν μεγαλύτερη οπτική ισχύ από τα LED, αλλά παρήγαγαν παλμούς με μεγάλο φασματικό εύρος, το οποίο σε συνδυασμό με τη χρωματική διασπορά της ίνας προκαλούσε σημαντική διεύρυνση στους οπτικούς παλμούς. Η εξέλιξη των διοδικών lasers κατανεμημένης ανάδρασης (Distributed Feedback Lasers - DFBS) επέτρεψε τη μείωση του φασματικού τους εύρους των παραγόμενων οπτικών παλμών, και συνεπώς ελαχιστοποίησε την επίδραση της χρωματικής διασποράς. Ο ρυθμός μετάδοσης, όμως, που είναι δυνατόν να επιτευχθεί σε DFBS με διαμόρφωση του ρεύματός τους περιορίζεται σε μερικά Gbps. Η εξέλιξη των οπτικών πομπών στη σημερινή τους μορφή έγινε με διαχωρισμό της λειτουργίας παραγωγής του οπτικού σήματος από τη λειτουργία διαμόρφωσής του.

Στους σημερινούς πομπούς, τα DFBS αποτελούν τους ταλαντωτές ακριβείας για την παραγωγή του οπτικού σήματος, ενώ η διαμόρφωση του οπτικού σήματος από τα ηλεκτρικά δεδομένα γίνεται σε εξωτερικούς ηλεκτρο-οπτικούς διαμορφωτές, οι οποίοι έχουν τη δυνατότητα λειτουργίας σε ρυθμούς μετάδοσης της τάξης των 10-40 Gbps.

2.5 Οπτικός δέκτης

Ο δέκτης σε ένα σύστημα οπτικών επικοινωνιών, αποτελείται κατά βάση από τον φωτοανιχνευτή, ο οποίος μετατρέπει το οπτικό σήμα σε ηλεκτρικό κάνοντας χρήση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Καθώς οι επιδόσεις ενός συστήματος οπτικών ινών εξετάζονται στο δέκτη, ο φωτοανιχνευτής αποτελεί ένα από τα πιο κρίσιμα στοιχεία του συστήματος. Οι γενικές απαιτήσεις που προκύπτουν από τους φωτοανιχνευτές είναι οι εξής:

- Υψηλή ευαισθησία στα μήκη κύματος λειτουργίας των οπτικών ινών
- Υψηλή πιστότητα, γεγονός ιδιαίτερα σημαντικό στην αναλογική οπτική μετάδοση, όπου η απόκριση θα πρέπει να είναι γραμμική
- Γρήγορη απόκριση
- Ο ανιχνευτής θα πρέπει να δίνει το μέγιστο δυνατό ηλεκτρικό σήμα για ένα δεδομένο επίπεδο οπτικής ισχύος
- Χαμηλή εισαγωγή θορύβου
- Λειτουργία ανεξάρτητη από εξωτερικούς παράγοντες (π.χ. θερμοκρασία)
- Μικρό μέγεθος, καλή σύζευξη με την οπτική ίνα και εύκολη συσκευασία με τα ηλεκτρονικά που ακολουθούν
- Υψηλή αξιοπιστία
- Χαμηλό κόστος

Όσον αφορά τις οπτικές επικοινωνίες και σύμφωνα με τις απαιτήσεις που έχουν τεθεί παραπάνω, ο προτιμώμενος τύπος ανιχνευτή είναι αναμφισβήτητα η φωτοδίοδος (διακρίνεται στην εικόνα 2-20). Οι φωτοδιόδοι κατασκευάζονται από ημιαγωγούς όπως το πυρίτιο και το γερμάνιο καθώς επίσης και από κράματα των ομάδων III και V του περιοδικού συστήματος των στοιχείων. Η γρήγορη απόκριση και η αποτελεσματική απορρόφηση των φωτονίων επιβάλλει κατά κανόνα τη χρήση intrinsic υλικών και ο ανιχνευτής μπορεί να είναι με ή χωρίς εσωτερικό μηχανισμό κέρδους. Οι φωτοδιόδοι πυριτίου (Si) έχουν μεγάλη ευαισθησία στο παράθυρο των 0.8 – 0.9 μm και έτσι χρησιμοποιούνται ευρύτατα στα συστήματα οπτικών ινών πρώτης γενιάς. Η απόκριση τους σταματά στα 1.09 μm και για το λόγο αυτό στα συστήματα της δεύτερης γενιάς συναντά κανείς φωτοδιόδους γερμανίου ή κραμάτων III-V που έχουν καλή συμπεριφορά σε μεγαλύτερα μήκη κύματος.

2.6 Οπτικοί ενισχυτές

Οι οπτικοί ενισχυτές χωρίζονται σε δύο είδη :

- Ημιαγώγιμοι Οπτικοί Ενισχυτές
- Ενισχυτές Ίνας με προσμίξεις ιόντων Ερβίου

Λειτουργία παρόμοια με τα διοδικά Laser.

Με κάποιο τρόπο γίνεται καταστολή της έναυσης

Με εξωτερική πηγή επιτυγχάνεται η αντιστροφή πληθυσμού.

Το ενεργειακό διάκενο αντιστοιχεί σε μήκη κύματος του παραθύρου 1.5 μm

Διακρίνονται σε ενισχυτές οδεύοντος κύματος (TWA) και ενισχυτές Fabry-Perot

Οι ενισχυτές ίνας με προσμίξεις από σπάνιες γαίες αποτελεί επανάσταση στο χώρο των οπτικών επικοινωνιών. Οι σπάνιες γαίες είναι είτε ιόντα ερβίου είτε Υττερβίου.

Γιατί οι οπτικοί ενισχυτές είναι σημαντικοί

- Μέχρι τώρα χρησιμοποιούνταν ηλεκτρονικές (RF) διατάξεις για την αναγέννηση και ενίσχυση του σήματος.
- Η ιδέα ήταν ενίσχυση του σήματος στο οπτικό πεδίο χωρίς την μετατροπή του σήματος σε ηλεκτρικό και ανάποδα.
- Αυτό θα αύξανε το capacity της ζεύξης με όλα τα πλεονεκτήματα ενός αμιγώς οπτικού δικτύου.

Πλεονεκτήματα

- Το εύρος ζώνης των οπτικών ενισχυτών είναι τουλάχιστον τρεις τάξεις μεγαλύτερο από το αντίστοιχο ενός ηλεκτρονικού ενισχυτή.
- Χρησιμοποιούνται σαν ενισχυτές ισχύος έχοντας μεγάλη απολαβή και μικρές εσωτερικές απώλειες.
- Ιδιαίτερα οι ενισχυτές με ίνα παρουσιάζουν επιπλέον μικρή εξάρτηση από την πόλωση του σήματος εισόδου, μεγάλη ισχύς κορεσμού και μικρή διαφωνία μεταξύ των καναλιών.

Το πρόβλημα που παρουσιάζουν είναι ο κορεσμός της απολαβής τους σε συνθήκες παλμικής λειτουργίας σε μεγάλες ταχύτητες. Η διακύμανση του κέρδους και η απαίτηση μεγάλου εύρους ζώνης για δίκτυα WDM

Ενισχυτές Διόδου Laser:

- Η έναυση καταπιέζεται με μικρή ανακλαστικότητα των κατόπτρων της κοιλότητας.
- Οι ενισχυτές Fabry-Perot, λειτουργούν σαν ταλαντωτές πολωμένοι λίγο κάτω από το κατώφλι.

Η ανακλαστικότητα των κατόπτρων διατηρείται σε μεγάλες τιμές και το φως εκτελεί αρκετές περιφορές μέσα στην κοιλότητα. Το αποτέλεσμα είναι όπως και στα φίλτρα, πολλαπλές ζώνες διέλευσης με κορυφές κέρδους, η περιβάλλουσα των οποίων προσεγγίζει την καμπύλη απολαβής.

- Οι ενισχυτές οδεύοντος κύματος, Travelling Wave Amplifier είναι απλής διέλευσης.

Οι ανακλαστικότητες είναι όσο το δυνατό μικρότερες, θεωρητικά μηδέν. Η απολαβή ανά μονάδα μήκους είναι αρκετά μεγάλη. Η διάταξη αυτή ενισχύει το προσπίπτον σήμα με απλή διέλευση από την ενεργό περιοχή.

Βασική Θεωρία Ημιαγωγικών Οπτικών Ενισχυτών
Κέρδος ανά μονάδα μήκους
 $g(N)=\alpha(N-N_0)$

α : η διαφορική απολαβή dg/dN

N_0 : η πυκνότητα των φορέων στο σημείο διαφάνειας

Η απολαβή g εξαρτάται :

Από το μήκος κύματος,

Την πυκνότητα των φορέων, η οποία με τη σειρά την εξαρτάται από την ένταση του φωτός P . Συμπεριλαμβανοντας το παράγοντα σύμπτυξης της εγκάρσιας συγκέντρωσης της φωτεινής ροής στο εσωτερικό της ενεργού ενεργού Γ η καθαρή απολαβή είναι :

$$\Gamma g - \alpha$$

Στοιχειώδης ενίσχυση $dP(z)$ σε απόσταση dz μέσα στην ενεργό περιοχή:

$$dP(z) = (\Gamma g - \alpha) P(z) dz$$

Σε όλο το μήκος L , του ημιαγωγού :

$$P_{out} \quad L$$

$$\int_{P_{in}}^{P_{out}} dp(z)/p(z) = \int_0^L (\Gamma g - \alpha) dz = (\Gamma g - \alpha) * L$$

$$P_{in} \quad 0$$

Ορίζουμε κέρδος απλής διέλευσης ή κέρδος ασθενούς σήματος

P_{out}/P_{in} όπου $P_{out}=P(L)$ και $P_{in}=P(0)$

$$G_{ss} = P_{out}/P_{in} = \exp[(\Gamma g - \alpha) * L]$$

Κορεσμός Συνάρτησης Μεταφοράς Ισχύος

Ορίζουμε Ισχύς κορεσμού P_{sat} την ισχύ που υποβιβάζει την απολαβή ανά μονάδα μήκους g κατά ένα παράγοντα 2.

Ο κορεσμός του κέρδους συμβαίνει γιατί η άντληση μέσω της έκχυσης ρεύματος δεν προλαβαίνει να επαναδιεγείρει τους απαιτούμενους φορείς για ενίσχυση των φωτονίων.

Το κέρδος ανακάμπτει έπειτα από χρόνο τ που ονομάζεται χρόνος ανάκτησης κέρδους και σχετίζεται με το χρόνο ζωής των φορέων.

Χαρακτηριστικά Θορύβου

Στον οπτικό ενισχυτή η κύρια πηγή θορύβου είναι η ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή Amplified Spontaneous Emission, ASE.

Ένα μοντέλο θορύβου αυθόρμητης εκπομπής μπορεί να κατασκευαστεί, θεωρώντας μια ροή από τυχαίες αφίξεις, που καθεμιά ισοδυναμεί με ένα απείρως βραχύ παλμό, έτσι ώστε το φάσμα ισχύος του θορύβου στο σημείο παραγωγής μέσα στον ενισχυτή να είναι ομοιόμορφα καταναμημένο συναρτήσει της συχνότητας.

3 ΚΕΦΑΛΑΙΟ

ΑΙΣΘΗΤΗΡΕΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

3-1 Αισθητήρες

Η ραγδαία κι εκτεταμένη ανάπτυξη της τεχνολογίας των ηλεκτρονικών, όπως γίνεται εύκολα αντιληπτό από την επαφή μας με τους ηλεκτρονικούς υπολογιστές, μεταβάλλει και το περιβάλλον μας, σε προσωπικό αλλά και μακροσκοπικό επίπεδο. Πλέον με όλο κι αυξανόμενη συχνότητα συναντάμε πολύπλοκα συστήματα ελέγχου και λήψεως αποφάσεων, όχι μόνον στη βιομηχανία, όπου οι αυτοματισμοί αποτελούν νευραλγικό γρανάζι στη σύγχρονη παραγωγική μηχανή, αλλά και στην απλή καθημερινότητά μας.

Για την υλοποίηση των αυτοματισμών απαιτείται ένα κύκλωμα ελέγχου (Control Unit) το οποίο λαμβάνει δεδομένα από τον εξωτερικό χώρο (περιβάλλον), τα επεξεργάζεται και προβαίνει σε κατάλληλες ενέργειες, ανάλογα με τον προγραμματισμό του. Τα δεδομένα αυτά εισάγονται στο κύκλωμα ελέγχου σαν στοιχεία του προγραμματισμού του, είτε συλλέγονται αυτόνομα. Απαραίτητη προϋπόθεση για τη συλλογή δεδομένων από το περιβάλλον ενός αυτόματου συστήματος είναι η παρουσία ενός ορισμένου πλήθους αισθητήρων (Sensors). Αισθητήρας είναι μια συσκευή η οποία ανιχνεύει ένα μακροσκοπικό φυσικό μέγεθος και το μετατρέπει σε ένα μετρήσιμο μέγεθος συγκεκριμένων χαρακτηριστικών. Είναι η συσκευή που συνδέει τον κόσμο των ηλεκτρονικών με το φυσικό περιβάλλον.

Η συσκευή εκείνη η οποία θα αλληλεπιδράσει στο περιβάλλον, ώστε να το τροποποιήσει, μετατρέποντας ένα είδος ενέργειας ή κάποιο φυσικό γνώρισμα σε άλλο για διάφορους σκοπούς, όπως για μέτρηση ή μεταφορά πληροφορίας επί παραδείγματι στους αισθητήρες πίεσης ονομάζεται Ενεργοποιητής (Actuator). Ο ενεργοποιητής μπορεί να είναι μια συσκευή, συνήθως ηλεκτρική, ηλεκτρονική, ηλεκτρομηχανική, ηλεκτρομαγνητική, φωτονική ή φωτοβολταϊκή η οποία μετατρέπει μια μορφή ενέργειας (ή ένα φυσικό χαρακτηριστικό) σε μια άλλη (σ' ένα άλλο) για διάφορους σκοπούς, όπως μετρήσεις ή μεταφορά πληροφορίας. Στην ουσία, είναι μία διάταξη που τροφοδοτείται συνήθως από ένα ηλεκτρικό σήμα και το μετατρέπει σε μία άλλη μορφή ενέργειας, εκτελώντας παράλληλα μία συγκεκριμένη ενέργεια. Ενεργοποιητής μπορεί να είναι ένας ηλεκτροκινητήρας, ένας κινούμενος βραχίονας ή οτιδήποτε μπορεί να προκαλέσει μια ενέργεια. Οι αισθητήρες βέβαια, δεν χρειάζονται μόνο στα συστήματα ελέγχου αλλά και στα συστήματα μέτρησης.

Ένας αισθητήρας είναι μια συσκευή η οποία θα μετατρέψει ένα μακροσκοπικό φυσικό μέγεθος ή χημική ποσότητα (φως, δύναμη, πίεση, θερμοκρασία κ.λ.π.) σε κάποιο μετρήσιμο μέγεθος με ορισμένα χαρακτηριστικά. Ένας αισθητήρας αποτελείται από δύο διακριτά τμήματα, το πρώτο είναι ο Μετατροπέας (Transducer) όπου αντιλαμβάνεται και μετατρέπει τη μετρήσιμη φυσική ή χημική ποσότητα σε ηλεκτρικά μετρήσιμο σήμα, το δεύτερο είναι το Κύκλωμα Οδήγησης (Driving Circuit) που μετατρέπει το σήμα του μετατροπέα σε κάποιο τυποποιημένης μορφής σήμα.

Οι αισθητήρες κατασκευάζονται για να συλλέγουν πληροφορίες από απομακρυσμένα και πολλές φορές επικίνδυνα σημεία του περιβάλλοντος χώρου. Πρόκειται συνήθως για συμπαγείς μονάδες, οι οποίες θα τοποθετηθούν τις περισσότερες φορές μακριά από τη μονάδα ελέγχου-συλλογής δεδομένων (π.χ. κινητήρας μηχανής οχήματος, βιομηχανία). Θα πρέπει λοιπόν το σήμα να μπορεί να διανύσει όσο το δυνατόν μεγαλύτερες αποστάσεις με την ελάχιστη δυνατή παραμόρφωση. Το κύκλωμα οδήγησης ενός μετατροπέα επιβάλλεται αρχικά να μετατρέψει το συνήθως ευαίσθητο σήμα του (μια χωρητικότητα ή μια μικρή τάση) σε κάποιο ηλεκτρικό σήμα πιο σταθερής μορφής, πρόκειται λοιπόν για ένα μεταλλάκτη σε συνδυασμό ίσως με κάποια ενισχυτική διάταξη.

Ένας μετατροπέας από μόνος του δεν αποτελεί μια ιδιαίτερα αξιόπιστη λύση σαν αισθητήρας. Τα ηλεκτρικά σήματα τα οποία συνήθως δίνει είναι πολύ μικρής έντασης και τις περισσότερες φορές δύσκολα μετρήσιμα. Σαν μια ελάχιστη διαμόρφωση θα μπορούσαμε να θεωρήσουμε ένα μετατροπέα μαζί με ένα μεταλλάκτη, ώστε να έχουμε ένα πιο σταθερό σήμα, αλλά εάν λάβουμε υπόψη μας τις διακυμάνσεις της τάσης ή την μεταβολή της θερμοκρασίας θα δούμε ότι ούτε αυτό είναι αρκετό. Συνεπώς σαν ελάχιστη διαμόρφωση θα πρέπει να θεωρηθεί ο μετατροπέας και το κύκλωμα οδήγησης το οποίο πρέπει να συμπεριλαμβάνει κάποια υποκυκλώματα σταθεροποίησης, έτσι ώστε ο αισθητήρας τελικά να μπορεί να εργαστεί με προβλεπόμενο τρόπο και χαρακτηριστικά μέσα στην περιοχή λειτουργίας του.

Το τελευταίο χαρακτηριστικό ενός αισθητήρα είναι το περίβλημα (package) μέσα στο οποίο θα συναρμολογηθεί. Το περίβλημα ενός αισθητήρα καθορίζεται από τις απαιτήσεις του περιβάλλοντος μέσα στο οποίο θα τοποθετηθεί. Τις περισσότερες φορές συνιστά όχι μόνο το φορέα του αισθητήρα αλλά και το μέσο προστασίας του από το περιβάλλον (υψηλή θερμοκρασία, διαβρωτική ατμόσφαιρα, ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές). Κατά συνέπεια, τα χαρακτηριστικά του περιβλήματος ενός αισθητήρα δύναται να έχουν σημαντικές επιπτώσεις στην απόδοση του ίδιου του αισθητήρα, ιδίως στον χρόνο απόκρισής του. Τελικό κριτήριο για την τελική διαμόρφωση του αισθητήρα είναι το περιβάλλον μέσα στο οποίο θα τοποθετηθεί και η κρισιμότητα των μετρήσεων που πρόκειται να πραγματοποιηθούν.

Οι αισθητήρες μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σύμφωνα με τη λειτουργία που επιτελούν (όπως για παράδειγμα τη μέτρηση της πίεσης, θερμοκρασίας κλπ) ή τη φυσική αρχή στην οποία στηρίζεται η λειτουργία τους (όπως για παράδειγμα η μαγνητική αντίσταση, τα οπτικά ηλεκτρονικά κλπ). Οι αισθητήρες δεν χρειάζονται μόνο στα συστήματα ελέγχου αλλά και στα συστήματα μέτρησης. Η συνηθέστερη μέθοδος ταξινόμησης των αισθητήρων στην εποχή μας εξετάζει την κύρια μορφή ενέργειας που μεταφέρει το σήμα τους. Με βάση αυτό το χαρακτηριστικό διακρίνουμε τους παρακάτω τύπους:

- Μηχανικοί
- Θερμικοί
- Ηλεκτρικοί
- Μαγνητικοί
- Ακτινοβολίας
- (Βιο)χημικοί

Οι αισθητήρες γενικά και ειδικότερα οι αισθητήρες οπτικών ινών έχουν ποικίλες εφαρμογές. Οι εφαρμογές δεν περιορίζονται μόνο στη διαγνωστική, τη φαρμακευτική, τη βιοτεχνολογία και την περιβαλλοντολογική τεχνολογία, αλλά και σε εμπορικά ηλεκτρονικά, χημικές βιομηχανίες και βιομηχανίες αυτοκινήτων και τροφίμων. Συνοπτικά οι εφαρμογές των αισθητήρων κατηγοριοποιούνται ως εξής:

- Διαγνωστική
- Φαρμακευτική
- Ιατρική
- Βιομηχανία τροφίμων και αγροτική οικονομία

- Βιοτεχνολογία
- Χημεία
- Τεχνολογία περιβάλλοντος
- Αυτοκινητοβιομηχανία
- Εμπορικά ηλεκτρονικά

3-2 Αισθητήρες οπτικών ινών

Τα τελευταία 30 χρόνια δυο μεγάλες επαναστάσεις προϊόντων έχουν πραγματοποιηθεί εξαιτίας της ανάπτυξης της οπτικό-ηλεκτρονικής και των βιομηχανιών οπτικών ινών. Η βιομηχανία της οπτικό-ηλεκτρονικής έφερε προϊόντα όπως τα compact disc players, τα laser pointers, τα bar code scanners και τους laser printers. Η βιομηχανία οπτικών ινών, ξεσήκωσε κυριολεκτικά τις βιομηχανίες των τηλεπικοινωνιών προσφέροντας μεγαλύτερης απόδοσης και αξιοπιστίας δίκτυα τηλεπικοινωνιών με ολοένα και μικρότερο κόστος. Αυτή η επανάσταση προσέφερε στους χρήστες τα οφέλη του μεγάλου όγκου παραγωγής αλλά και της ταχύτατης μετάδοσης πληροφοριών.

Η τεχνολογία των αισθητήρων οπτικών ινών συνδέθηκε άμεσα με τις εξελίξεις στις βιομηχανίες της οπτικό-ηλεκτρονικής και των επικοινωνιών με οπτικές ίνες. Πολλά από τα εξαρτήματα που σχετίζονται με αυτές τις βιομηχανίες συχνά αναπτύσσονταν για εφαρμογές αισθητήρων οπτικών ινών. Από την άλλη μεριά η τεχνολογία οπτικών αισθητήρων προωθούνταν συχνά από την ανάπτυξη και την μετέπειτα μαζική παραγωγή εξαρτημάτων, για την υποστήριξη αυτών των βιομηχανιών. Καθώς οι τιμές των εξαρτημάτων έπεφταν και γίνονταν βελτιώσεις στην ποιότητα, η ικανότητα των αισθητήρων οπτικών ινών να αντικαταστήσουν τους παραδοσιακούς αισθητήρες για μέτρηση θερμοκρασίας, πίεσης, παραμόρφωσης, υγρασίας, περιστροφής, επιτάχυνσης, ακουστικής, δόνησης, ιξώδους αλλά και άλλων παραμέτρων, γινόταν ολοένα και πιο αισθητή. Κατά τις πρώτες ημέρες της τεχνολογίας των οπτικών ινών, οι πιο εμπορικά επιτυχημένοι αισθητήρες οπτικών ινών ήταν αυτοί που στόχευαν σε αγορές που η τεχνολογία οπτικών αισθητήρων ήταν ελάχιστα ανεπτυγμένη έως ανύπαρκτη. Τα εγγενή πλεονεκτήματα των αισθητήρων οπτικών ινών, όπως το μικρό βάρος και μέγεθος, η χαμηλή κατανάλωση, η αντίσταση στις ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές, η μεγάλη ευαισθησία τους και η ανθεκτικότητά τους στο περιβάλλον αντιστάθμιζαν κατά πολύ τα βασικά μειονεκτήματα του υψηλού κόστους και της μη εξοικείωσης του χρήστη.

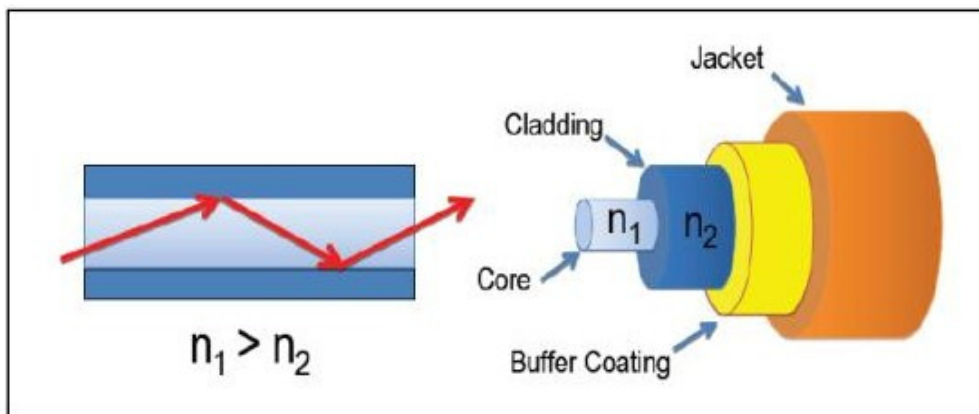
Η κατάσταση όμως αλλάζει. Οι οπτικές ίνες που κόστιζαν το 1979 \$20/m τώρα κοστίζουν \$0.10/m και με πολύ καλύτερες οπτικές και μηχανικές ιδιότητες. Ολοκληρωμένες οπτικές συσκευές που δεν ήταν διαθέσιμες για χρήση τότε, τώρα χρησιμοποιούνται ευρέως σε μοντέλα παραγωγής. Στο μέλλον οι τιμές μπορεί να πέσουν ακόμα περισσότερο, προσφέροντας ταυτόχρονα πιο εξελιγμένα οπτικά κυκλώματα. Όσο αυτές οι τάσεις συνεχίζονται, οι σχεδιαστές θα κατασκευάζουν πιο ανταγωνιστικά προϊόντα με αποτέλεσμα οι οπτικοί αισθητήρες να λαμβάνουν ολοένα και υψηλότερη θέση στην αγορά των αισθητήρων.

Σήμερα οι αισθητήρες οπτικών ινών χαίρουν μεγάλης αποδοχής στην παρακολούθηση της ακεραιότητας των κατασκευών (Structural Health Monitoring, SHM). Χρησιμοποιούνται ολοένα και περισσότερο στα κτίρια, τις γέφυρες, τα αεροσκάφη, τα πλοία κ.α. για την παρακολούθηση σε πραγματικό χρόνο της ακεραιότητάς τους. Η χρήση των αισθητήρων οπτικών ινών είναι τεράστιας σημασίας αν αναλογιστούμε την ασφάλεια που μπορούν να προσφέρουν σε ακριβές και κρίσιμες κατασκευές. Πόσο μάλλον όταν αυτές οι κατασκευές χρησιμοποιούνται καθημερινά από τον άνθρωπο και οποιαδήποτε καταστροφή τους μπορεί να οδηγήσει στην απώλεια ζωών.

3-2-1 Τρόπος Λειτουργίας – Ταξινόμηση - Πλεονεκτήματα – Μειονεκτήματα

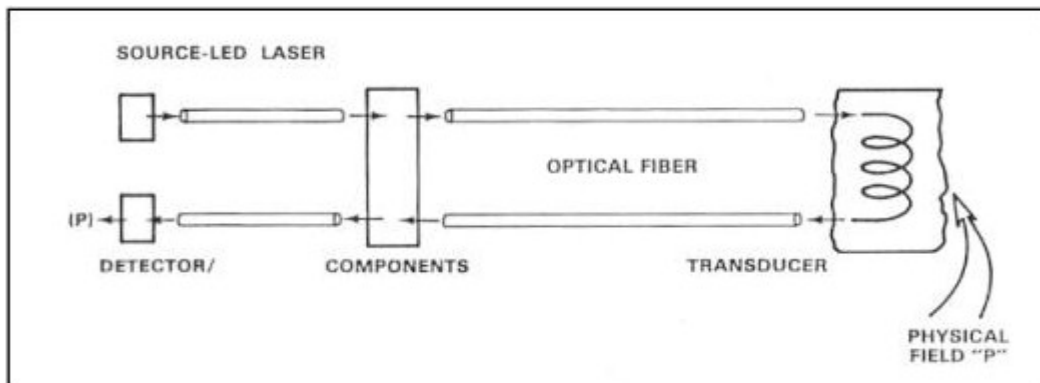
Από το πρώτο κεφάλαιο μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη θεωρία των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων για να μελετήσουμε τη διάδοση του φωτός μέσα στις οπτικές ίνες, όμως στη πράξη θα επιλέξουμε να χρησιμοποιηθούν απλοί νόμοι της οπτικής για να γίνει αυτή κατανοητή. Μπορούμε να θεωρήσουμε το φως ως ακτίνες που ταξιδεύουν σε ευθείες γραμμές και μεταδίδονται μέσα στις οπτικές ίνες εξαιτίας του φαινομένου της εσωτερικής ανάκλασης. Οι οπτικές ίνες διαθέτουν έναν πυρήνα με μεγάλο δείκτη διάθλασης, ο οποίος περιβάλλεται από μια επικάλυψη μικρότερου δείκτη διάθλασης (βλ. Σχήμα 3.1). Το φως ανακλάται στα όρια μεταξύ του πυρήνα της ίνας και της επικάλυψής του. Όσο ο πυρήνας περιβάλλεται από την επικάλυψή του, τόσο το φως που βρίσκεται μέσα σε αυτόν ανακλάται ξανά και ξανά και έτσι καθοδηγείται μέσα στην οπτική ίνα.

Ο πυρήνας (core) και η επικάλυψη (cladding) μιας τυπικής οπτικής ίνας κατασκευάζονται από γυαλί (πυριτία). Ο πυρήνας κατασκευάζεται με τέτοιο τρόπο ώστε να έχει μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης από την επικάλυψή του. Συνήθως η διαφορά του δείκτη διάθλασης είναι μικρότερη του 1%. Ο αυστηρός ποιοτικός έλεγχος κατά την διάρκεια της κατασκευής μιας οπτικής ίνας, εξασφαλίζει την σταθερότητα των ιδιοτήτων της καθ' όλο το μήκος της. Οι ίνες έχουν μεγάλη αντοχή αλλά είναι ταυτόχρονα και εύκαμπτες. Στο τέλος μια εξωτερική επένδυση (jacket), συνήθως ακρυλική ή πολυαμιδική (σε σπάνιες περιπτώσεις μεταλλική) εφαρμόζεται στις ίνες για προστασία από το περιβάλλον. Η εξωτερική επένδυση μπορεί να αποτελείται από πολλά στρώματα ανάλογα με την προστασία που χρειάζεται, όπως αναφέρεται και στο δεύτερο κεφάλαιο.



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση οπτικής ίνας.

Ουσιαστικά, ένας αισθητήρας οπτικής ίνας λειτουργεί με την αυξομείωση μίας ή περισσότερων ιδιοτήτων του φωτός που διαδίδεται μέσα στην ίνα. Οι ιδιότητες αυτές μπορεί να είναι η ένταση, η φάση, η συχνότητα, ή η πόλωση και μεταβάλλονται ανάλογα με τις περιβαλλοντικές παραμέτρους που μετριοούνται σε κάθε περίπτωση. Στην απλούστερη μορφή του, ένας αισθητήρας οπτικών ινών αποτελείται από μια πηγή φωτός, μια οπτική ίνα, ένα αισθητήριο στοιχείο (το οποίο μετατρέπει την μέτρηση σε ένα οπτικό σήμα) και έναν οπτικό ανιχνευτή (ο οποίος μπορεί να είναι ένας παλμογράφος ή ένας οπτικός αναλυτής φάσματος) (βλ. Σχήμα 3.2).

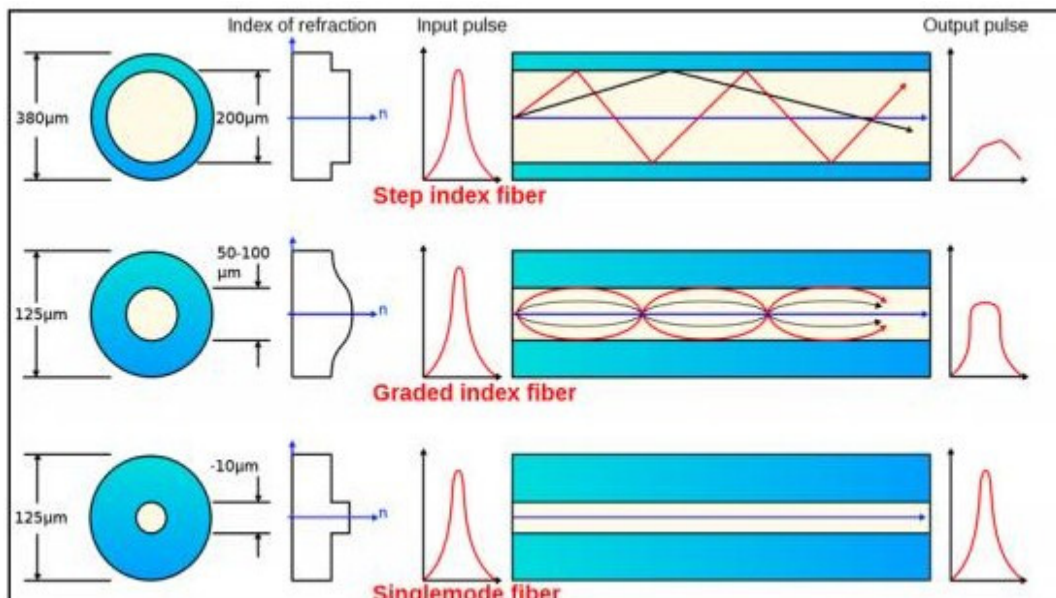


Σχήμα 3.2: Τυπική διάταξη ενός αισθητήρα οπτικών ινών.

Ταξινόμηση αισθητήρων οπτικών ινών

Υπάρχουν πολλά είδη αισθητήρων οπτικών ινών για την παρακολούθηση των κατασκευών που χρησιμοποιούνται τόσο στην ακαδημαϊκή κοινότητα όσο και στις βιομηχανίες. Πανεπιστημιακά και βιομηχανικά ερευνητικά κέντρα αναπτύσσουν και παράγουν μια μεγάλη ποικιλία αισθητήρων για τους περισσότερους τύπους μετρήσεων και εφαρμογών. Στο εδάφιο αυτό θα γίνει μια ταξινόμηση των κυριότερων αισθητήρων και κυρίως αυτών που έχουν φτάσει σε ένα «ώριμο» επίπεδο και που χρησιμοποιούνται ευρέως σε πολλές εφαρμογές. Οι αισθητήρες οπτικών ινών χωρίζονται σε πολλές υποκατηγορίες ανάλογα με τον τρόπο που αυτοί λειτουργούν, με βάση την θέση τους ως προς την οπτική ίνα, ανάλογα με την χρήση τους κ.α..

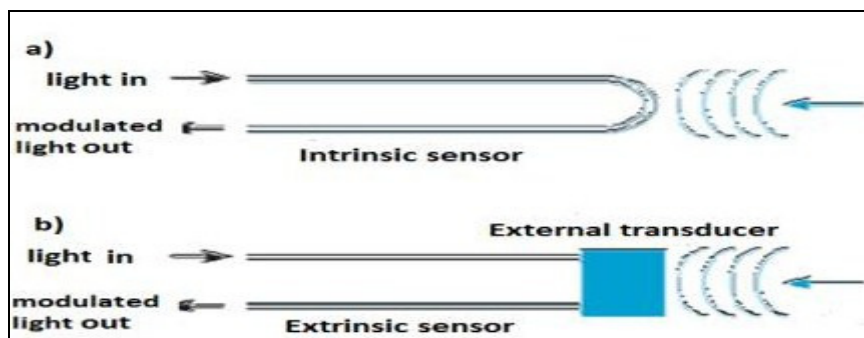
Ένας από τους βασικότερους διαχωρισμούς είναι ο αριθμός των καταστάσεων που μπορεί να υποστηρίξει μια οπτική ίνα. Διαχωρίζονται σε δύο ομάδες, τις μονότροπες ή μονής κατάστασης (single mode) και τις πολύτροπες ή πολλών καταστάσεων (multimode), (βλ. Σχήμα 3.3).



Σχήμα 3.3 : Είδη οπτικών ινών, ανάλογα με την κατάσταση τους (mode)

Οι ίνες με πολύ μικρό πάχος πυρήνα επιτρέπουν να μεταδίδεται το φως μόνο σε μια κατάσταση (single mode). Το φως μέσα σε αυτές διαδίδεται ομοιόμορφα. Αντίθετα οι ίνες με μεγαλύτερο πάχος μπορούν να διαδίδουν το φως σε παραπάνω από μία καταστάσεις (multimode) και πιο συγκεκριμένα με δυο διαφορετικούς τρόπους ανάλογα με το προφίλ του δείκτη διάθλασης. Όταν ο δείκτης διάθλασης διατηρεί σταθερό προφίλ σε όλη την διατομή της ίνας τότε η ίνα ονομάζεται σταθερού βήματος (step index). Ενώ όταν το προφίλ του δείκτη διάθλασης είναι μη γραμμικό, περιστροφικό και συμμετρικό τότε η ίνα ονομάζεται κεκλιμένου βήματος (gradient index).

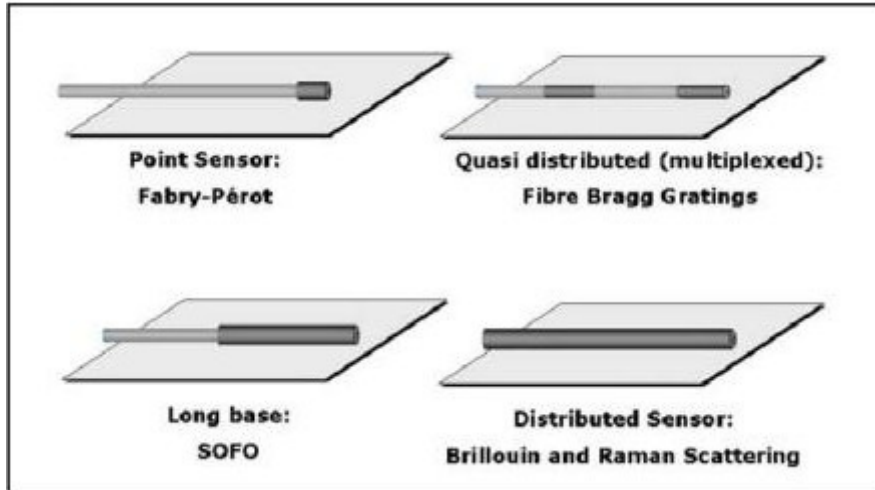
Γενικά οι αισθητήρες οπτικών ινών διαχωρίζονται αναλόγως με το αν είναι εσωτερικοί (intrinsic) ή εξωτερικοί (extrinsic). Οι εσωτερικοί αισθητήρες χρησιμοποιούν ένα μέρος της ίδιας της οπτικής ίνας σαν αισθητήριο στοιχείο. Οποιαδήποτε περιβαλλοντική μεταβολή μπορεί να διαφοροποιήσει τις ιδιότητες της φωτεινής δέσμης που περνάει μέσα από την ίνα. Οι διαφοροποιήσεις αυτές μπορεί να είναι στην ένταση, στην φάση ή στην πόλωση. Ουσιαστικά, κάθε περιβαλλοντική επίδραση μπορεί να μετατρέπεται σε ένα οπτικό σήμα που μπορεί να ερμηνευθεί. Η ερμηνεία αυτή μπορεί να γίνει από πολλά διαφορετικά είδη εσωτερικών αισθητήρων οπτικών ινών. Το κλειδί όμως είναι ο σχεδιασμός κάθε φορά του κατάλληλου αισθητήρα για την μέτρηση της επιθυμητής παραμέτρου. Αντίθετα οι εξωτερικοί αισθητήρες χρησιμοποιούν την οπτική ίνα απλά σαν μέσο μεταφοράς του φωτός η οποία το διανέμει από και προς μια αισθητήριο κεφαλή στο τέλος της ίνας (βλ. Σχήμα 3.4). Η αισθητήρια κεφαλή μπορεί να περιέχει καθρέπτες, κάποιο αέριο ή υγρό αλλά και πολλούς άλλους μηχανισμούς που μπορούν να δημιουργήσουν, να διαμορφώσουν ή να διαφοροποιήσουν μια ακτίνα φωτός.



Σχήμα 3.4: Αναπαράσταση λειτουργίας εσωτερικού και εξωτερικού αισθητήρα.

Ανάλογα με τη θέση και το μέγεθος του αισθητήριου στοιχείου, οι αισθητήρες οπτικών ινών ταξινομούνται σε τέσσερις κατηγορίες όπως φαίνεται παρακάτω (βλ. Σχήμα 3.5):

- Σημειακοί αισθητήρες (point sensors): Έχουν ένα σημειακό αισθητήριο στοιχείο στο τέλος του καλωδίου της οπτικής ίνας και μοιάζουν με τους περισσότερους ηλεκτρικούς αισθητήρες. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι αισθητήρες τύπου Fabry-Perot.
- Αισθητήρες πολυπλεξίας (multiplexed sensors): Διαθέτουν αρκετά αισθητήρια σημεία και έτσι επιτρέπουν τις μετρήσεις σε πολλά σημεία κατά το μήκος μίας οπτικής ίνας. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι αισθητήρες τύπου Fiber Bragg Grating (FBG)
- Αισθητήρες μεγάλου μήκους (long-based sensors): Εντάσσουν τις μετρήσεις σε αισθητήρες μεγαλύτερου μήκους. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι αισθητήρες τύπου SOFO (Surveillance d'ouvrages par fibres optiques).
- Κατανεμημένοι αισθητήρες (distributed sensors): Είναι ικανοί να «νοιώθουν» σε οποιοδήποτε σημείο κατά μήκος μιας οπτικής ίνας. Τυπικά κάθε ένα μέτρο σε οπτικές ίνες μήκους πολλών χιλιομέτρων. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι αισθητήρες τύπου Brillouin και Raman Scattering.



Σχήμα 3.5: Τύποι αισθητήρων ανάλογα με τη θέση και το μέγεθος του αισθητήριου στοιχείου.

Ο επόμενος διαχωρισμός εξαρτάται από την ιδιότητα του φωτός που χρησιμοποιείται από τους αισθητήρες οπτικών ινών για τον υπολογισμό ενός φυσικού φαινομένου. Η κατηγοριοποίηση φαίνεται παρακάτω:

- Ανάλογα με την ένταση του φωτός (intensity).
- Ανάλογα με τη διαφορά φάσης μεταξύ δυο μηκών κύματος (interferometric).
- Ανάλογα με τον συντονισμό της συχνότητας σε μια οπτική κοιλότητα (Fabry-Perot).
- Με βάση την σκέδαση του φωτός. Οπισθοσκεδαζόμενοι καταναμεμημένοι αισθητήρες (Rayleigh, Raman, Brillouin).
- Με βάση την πόλωση του φωτός (polarimetric) και

Με βάση τις φασματικές παρεμβολές (spectral interference). Η συχνότητα του φωτός παρεμβάλλεται από μια περιοδική κατασκευή (FBGs).

Τέλος οι αισθητήρες οπτικών ινών μπορούν να κατηγοριοποιηθούν με βάση τις εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιούνται. Φυσικοί αισθητήρες είναι αυτοί που χρησιμοποιούνται για την μέτρηση φυσικών παραμέτρων, όπως η θερμοκρασία, η πίεση, η παραμόρφωση κ.α. Χημικοί αισθητήρες είναι αυτοί που χρησιμοποιούνται για την μέτρηση του pH, την ανάλυση αερίων κ.α. Τέλος βιοϊατρικοί αισθητήρες είναι αυτοί που εφαρμόζονται στην βιολογία και την ιατρική για μέτρηση της ροής του αίματος, της σύστασης της γλυκόζης κ.α. Εννοείται βέβαια, πως όλοι οι προηγούμενοι τύποι αισθητήρων ανήκουν και στις κατηγορίες αισθητήρων που αναφέρθηκαν σε αυτή την παράγραφο.

Στον παρακάτω Πίνακα βλέπουμε συνοπτικά τα είδη των αισθητήρων καθώς και μερικά από τα βασικότερα χαρακτηριστικά τους.

Πίνακας 1.1: Σύνοψη των αισθητήρων οπτικών ινών με βάση τις ιδιότητες τους.					
	SOFO interferometric	Fabry-Perot Interferometric	Fiber Bragg Gratings	Raman scattering	Brillouin scattering
Sensor type	Long-gauge (integral strain)	Point	Point	Distributed	Distributed
Main measurable parameters	Deformation Strain Tilt Force	Strain Temperature Pressure	Strain Temperature Acceleration Water level	Temperature	Strain Temperature
Multiplexing	Parallel	Parallel	In-line and parallel	Distributed	Distributed
Measurement points in one line	1	1	10-50	10000	30000
Typical accuracy Strain(με)	1	1	1		20
Deformation (μm)	1	100	1		
Temperature (°C)		0.1	0.1	0.1	0.2
Tilt (μrad)	30				
Pressure (% full scale)		0.25			
Range	20 m gauge			8 km	30 km, 150 km with range extenders
Fiber Type	Single mode	Multimode	Single mode	Multimode	Single mode

Πλεονεκτήματα – Μειονεκτήματα

Έχοντας παρουσιάσει την φύση των υλικών που χρησιμοποιούνται στους αισθητήρες οπτικών ινών (γενικά διηλεκτρικά) καθώς και τις μεθόδους που χρησιμοποιούν αυτοί για την καταγραφή των φαινομένων, αναλύονται παρακάτω τα τεχνικά και οικονομικά πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα των αισθητήρων οπτικών ινών συγκριτικά με τους παραδοσιακούς, μη-οπτικούς αισθητήρες.

Πλεονεκτήματα:

1. Γενικά οι οπτικοί αισθητήρες κατασκευάζονται εξολοκλήρου από διηλεκτρικά υλικά τα οποία είναι χημικά αδρανή. Αυτό μεταφράζεται σε ηλεκτρική και χημική παθητικότητα και σε συνδυασμό με την φύση του φωτός που χρησιμοποιείται για την λειτουργία τους, οι αισθητήρες είναι τεχνικώς ιδανικοί για εφαρμογές σε εχθρικά ή διαβρωτικά περιβάλλοντα, ή όπου υπάρχει κίνδυνος έκρηξης.

2. Εφόσον η οπτική ίνα είναι ένα διηλεκτρικό μέσο, οι αισθητήρες οπτικών μέσων είναι τελείως απρόσβλητοι από οποιονδήποτε τύπο ηλεκτρομαγνητικής παρεμβολής και έτσι μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μέσα με υψηλές ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές. Οι παραδοσιακοί ηλεκτρικοί αισθητήρες (πχ. strain gages) είναι ιδιαίτερα ακατάλληλοι σε τέτοια περιβάλλοντα, καθώς είναι πολύ ευαίσθητοι στις παρεμβολές.

3. Η βιοσυμβατότητα, η αξιοπιστία και η μη-διδυτική φύση των οπτικών ινών, συνδυασμένα με την μικρή τους κατασκευή και την απλή διεπαφή μεταξύ του αισθητήριου στοιχείου και της περιοχής μέτρησης, κάνουν τους αισθητήρες οπτικών ινών κατάλληλους για τον εντοπισμό και την καταγραφή μεταβλητών της βιοϊατρικής.

4. Μπορούν να αντέξουν σε σχετικά υψηλές θερμοκρασίες χάριν στο υψηλό σημείο τήξης της οπτικής ίνας. Χρησιμοποιώντας ειδικά προστατευτικά περιβλήματα με ακόμα μεγαλύτερο σημείο τήξης, είναι δυνατόν να δουλέψουν σε ακόμα υψηλότερες θερμοκρασίες. Έχουν έτσι ένα μεγάλο εύρος μέτρησης θερμοκρασιών αρκετά μεγαλύτερο από πολλές ηλεκτρικές συσκευές.

5. Το μικρό τους μέγεθος σημαίνει ότι μπορούν να ενσωματωθούν μέσα σε μια σύνθετη κατασκευή χωρίς να μειώσουν σημαντικά την αντοχή της. Μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν για μετρήσεις σε περιορισμένους χώρους. Η μικρή τους μάζα σημαίνει ότι μπορούν να ανταποκρίνονται γρήγορα και να παίρνουν μετρήσεις σε μικρά δοκίμια.

6. Η απόσταση από το σημείο μέτρησης μπορεί να είναι μεγάλη, ακόμα και χιλιόμετρα. Αυτό σημαίνει ότι η πηγή και ο οπτικός αναλυτής μπορούν να βρίσκονται μακριά από το αισθητήριο στοιχείο και εν συνεχεία από ένα εχθρικό περιβάλλον.

7. Η ευαισθησία, το δυναμικό εύρος και η ευκρίνεια ενδεχομένως να είναι πολύ μεγαλύτερα από τα αντίστοιχα των παραδοσιακών αισθητήρων. Χρησιμοποιώντας τεχνικές συμβολομετρίας (interferometric) μπορούν να επιτευχθούν οι καλύτερες δυνατές μετρήσεις από άποψη ευαισθησίας. Αυτή η μεγάλη ευαισθησία πρέπει να λαμβάνεται σοβαρά υπόψη σε εφαρμογές αιχμής.

8. Ένας τεράστιος αριθμός αισθητήρων μπορεί να τοποθετηθεί σε μια οπτική ίνα κάνοντας χρήση τεχνικών πολυπλεξίας (multiplexing).

9. Η ικανότητα της κατανομής των αισθητήρων σε ένα μόνο καλώδιο οπτικής ίνας έχει μεγάλη δυναμική σε εφαρμογές παρακολούθησης οποιασδήποτε κατασκευής, έξυπνης ή μη. Αυτό έχει τεράστια επίδραση στις αγορές, της κατασκευής κτιρίων, σταθμών ηλεκτρικής ενέργειας, της αεροναυτικής κ.α.

Μειονεκτήματα:

1. Η ευαισθησία του αισθητήριου στοιχείου και κατ' επέκταση ολόκληρου του συστήματος ενός αισθητήρα επηρεάζεται και από άλλες μεταβλητές πέρα από την επιθυμητή μεταβλητή που μετρείται κάθε φορά. Για να αποκτήσουν «αναισθησία» στις άλλες μεταβλητές έχουν γίνει πολλές μελέτες με πολύ καλά αποτελέσματα. Ένα παράδειγμα αυτής της προσπάθειας είναι η έρευνα για να διαχωριστεί η ευαισθησία στην θερμοκρασία και την παραμόρφωση στους αισθητήρες FBG. Η διασταύρωση της ευαισθησίας είναι ένα σημαντικό μειονέκτημα διότι είναι η αιτία σφαλμάτων στο οπτικό σήμα που φτάνει στην έξοδο. Ωστόσο το πρόβλημα αυτό υπάρχει και στους συμβατικούς αισθητήρες.

2. Το κόστος των οπτικών αισθητήρων είναι προς το παρόν, στις περισσότερες των περιπτώσεων, μεγαλύτερο από αυτών που κατασκευάζονται με την παραδοσιακή τεχνολογία. Αυτό συμβαίνει ουσιαστικά λόγω του υψηλού κόστους των εξαρτημάτων και κυρίως των αισθητήριων οργάνων. Αυτό έγκειται στα χαρακτηριστικά των νέων τεχνολογιών, αλλά και μιας αγοράς που βρίσκεται στα αρχικά της στάδια.

3-2-2 Εφαρμογές αισθητήρων οπτικών ινών στις κατασκευές

Στόχος της παρακολούθησης της ακεραιότητας των κατασκευών (Structural Health Monitoring, SHM), είναι να εξασφαλίσει μεγαλύτερη ασφάλεια στην κατασκευή με το μικρότερο δυνατό κόστος. Τα συστήματα SHM είναι ικανά να αποτιμούν την δομική ακεραιότητα κατά την κατασκευή, αλλά και κατά τη διάρκεια λειτουργίας, επιτρέποντας έτσι τις έγκαιρες ενέργειες συντήρησης για την αύξηση της ασφάλειας και της ζωής των κατασκευών. Στα συστήματα αυτά είναι πολύ σημαντικό να αξιολογείται η πραγματική κατάσταση μιας κατασκευής. Με την ανάπτυξη των αισθητήρων οπτικών ινών τα τελευταία χρόνια μπορούν να μετρηθούν πολλά φυσικά μεγέθη. Τα εξαιρετικά τους χαρακτηριστικά, όπως η αντίσταση στις ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές, η ανθεκτικότητα αλλά και η ικανότητα να κατανέμονται πολλοί αισθητήρες σε μια οπτική ίνα, τους κάνουν ιδανικούς για τα SHM συστήματα.

Στο εδάφιο αυτό γίνεται μια προσπάθεια παρουσίασης σημαντικών και πρόσφατων εφαρμογών αισθητήρων οπτικών ινών για την παρακολούθηση της ακεραιότητας των κατασκευών. Πιο συγκεκριμένα, παρουσιάζονται εφαρμογές οπτικών αισθητήρων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό παραμορφώσεων (optical fiber strain sensors) και κατηγοριοποιούνται ανάλογα με τον τομέα που εφαρμόζονται.

Συστήματα Παρακολούθησης Γεφυρών

Οι γέφυρες είναι πολύπλοκες κατασκευές που αποτελούνται από πολλά στοιχεία και εξαρτήματα που αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και καταπονούνται όταν εκτίθενται σε εξωτερικά φαινόμενα. Ένα επιτυχημένο πρόγραμμα παρακολούθησης μιας γέφυρας απαιτεί σωστό προγραμματισμό, σχεδιασμό και εκτέλεση. Για την πλήρη επίτευξη των στόχων ενός τέτοιου προγράμματος, πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή στις ιδιαιτερότητες της κάθε γέφυρας. Τα συστήματα SHM επιτρέπουν την ταχύτατη αξιολόγηση της ακεραιότητας μιας γέφυρας και για την προσέγγιση αυτή έχουν αναγνωριστεί ως ένα από τα καλύτερα μέσα που υπάρχουν για την αύξηση της ασφάλειας και την βελτιστοποίηση της λειτουργίας και της συντήρησης γεφυρών.

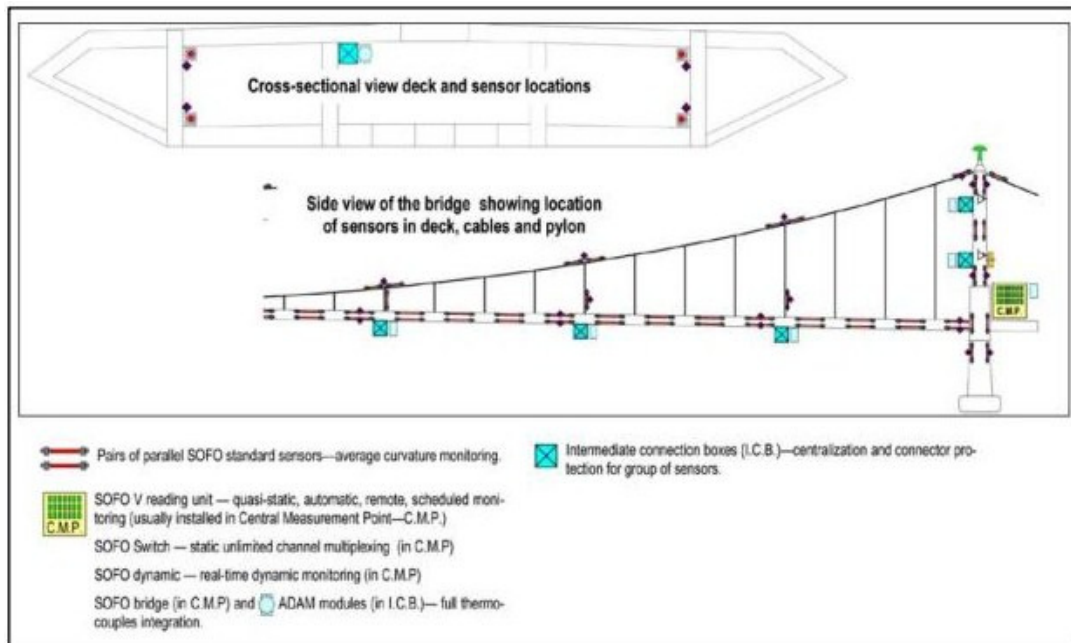
Οι κύριες λειτουργίες της παρακολούθησης είναι να εξασφαλιστεί η μακροζωία και η ασφάλεια των γεφυρών, καθώς και να βελτιστοποιηθεί η διαχείριση τους. Στην πραγματικότητα η κακή λειτουργία των γεφυρών μπορεί να έχει σοβαρές συνέπειες και σε ορισμένες περιπτώσεις να προκαλέσει την απώλεια ανθρώπινων ζωών. Ακόμα όμως και αν δεν υπάρχει η απώλεια ζωής, υπάρχει μεγάλος αντίκτυπος στον πληθυσμό όταν η κατασκευή βρίσκεται εν μέρει ή πλήρως εκτός λειτουργίας. Ο οικονομικός αντίκτυπος της ανεπαρκούς κατασκευής δεν ερμηνεύεται μόνο σε κόστη ανοικοδόμησης, αλλά και σε απώλειες σε άλλους κλάδους της οικονομίας.

Το πρόγραμμα παρακολούθησης διαδραματίζει τεράστιο ρόλο κατά την φάση της κατασκευής, επιτρέποντας την επαλήθευση των σχεδιαστικών υποθέσεων και της πορείας της κατασκευής. Αυτή η έγκαιρη ενημέρωση, σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να επιταχύνει τους ρυθμούς κατασκευής, καθώς επίσης και να αυξήσει την συνολική ποιότητα μιας γέφυρας. Μαθαίνοντας πώς συμπεριφέρεται μια γέφυρα κάτω από πραγματικές συνθήκες στο φυσικό της περιβάλλον, μπορεί να βοηθήσει τους σχεδιαστές να δημιουργήσουν καλύτερες δομές στο μέλλον. Τα περισσότερα ελαττώματα ξεκινούν κατά την διάρκεια της κατασκευής και η ανίχνευση των συνεχιζόμενων ατελειών μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον εντοπισμό αποκλίσεων από τον αρχικό σχεδιασμό. Η παρακολούθηση δίνει επίσης μια ακριβή αξιολόγηση των επιδόσεων των νέων υλικών και τεχνολογιών που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή της γέφυρας αλλά και στην επιδιόρθωσή της. Η λειτουργία αυτή επιτυγχάνεται εύκολα με τους αισθητήρες οπτικών ινών καθώς αυτοί ενσωματώνονται αποτελεσματικά σε νέα υλικά όπως τα σύνθετα πολυμερή ενισχυμένα με ίνες. Επιπλέον, προσαρμόζονται τέλεια για την μακροπρόθεσμη παρακολούθηση της συμπεριφοράς των γεφυρών αλλά και για μικρής διάρκειας παρακολούθηση της δυναμικής συμπεριφοράς των γεφυρών κάτω από κυκλοφοριακή φόρτιση.

Η εταιρία SMARTEC SA τα τελευταία χρόνια έχει χρησιμοποιήσει τους αισθητήρες οπτικών ινών για την παρακολούθηση της ακεραιότητας περισσότερων από 40 γεφυρών σε όλο τον πλανήτη. Περίπου οι μισές είναι από οπλισμένο σκυρόδεμα, καθώς είναι και το πιο διαδεδομένο είδος γεφυρών, ενώ οι υπόλοιπες είναι με δοκούς, τοξοειδείς, κρεμαστές κ.α. Αυτό αποδεικνύει, ότι η παρακολούθηση μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία σε

οποιοδήποτε είδος γέφυρας. Οι περισσότερες εφαρμογές έγιναν σε γέφυρες που ήταν υπό κατασκευή, ενώ οι υπόλοιπες σε ήδη υπάρχουσες κατασκευές ή κατασκευές που επιδιορθώνονταν. Ο σκοπός των παρακολουθήσεων ήταν ο έλεγχος της κατάστασης γεφυρών με γνωστά προβλήματα για την αύξηση της διάρκειας ζωής τους, να παρέχουν πληροφορίες σε πρώτο χρόνο για την πορεία της κατασκευής, αλλά κυρίως να αντλούν πληροφορίες για την δομική συμπεριφορά για επιβεβαίωση των σχεδιαστικών υποθέσεων. Οι περισσότερες εφαρμογές αφορούσαν την τοποθέτηση μικρού αριθμού αισθητήρων (20 ή και λιγότεροι), ενώ μερικές χρησιμοποίησαν περισσότερους από 100. Οι θέσεις που τοποθετήθηκαν ήταν κυρίως στα στοιχεία της κατασκευής που παραλάμβαναν φορτία, όπως τα τόξα, τα δοκάρια και τα καλώδια. Το κόστος τοποθέτησης και παρακολούθησης κυμαινόταν από \$50k έως \$500k ή και παραπάνω, ανάλογα με τον αριθμό των αισθητήρων αλλά και τη διάρκεια παρακολούθησης (μικρή, μεγάλη ή μόνιμη).

Τα παραδείγματα εφαρμογών αισθητήρων οπτικών ινών σε γέφυρες είναι πάρα πολλά. Μερικά από αυτά είναι η καλωδιωτή γέφυρα στο λιμάνι της Βενετίας, η γέφυρα Île d'Orléans στο Κεμπέκ, η γέφυρα Versoix κοντά στην Γενεύη και η κρεμαστή γέφυρα του Μανχάταν στην Νέα Υόρκη (βλ. Σχήμα.3.6).



Σχήμα 3.6: Θέσεις αισθητήρων οπτικών ινών στη γέφυρα του Μανχάταν.

Η τελευταία δόθηκε στην κυκλοφορία πριν από 102 χρόνια, στις 31 Δεκεμβρίου του 1909, έχει μήκος 2.089m και συνδέει την περιοχή του Μπρούκλιν με το Μανχάταν. Στόχος ήταν η παρακολούθηση της, εξέλιξης της διάβρωσής της και γι' αυτό έπρεπε να αποκτηθούν δεδομένα για τις παραμορφώσεις, τις μετατοπίσεις και τις θερμοκρασίες του κυρίου καλωδίου της γέφυρας. Τα δεδομένα αυτά θα χρησιμοποιούνταν για να εκτιμηθεί η πιθανότητα αστοχίας του καλωδίου. Έτσι, εγκαταστάθηκαν 4 αισθητήρες τύπου SOFO μήκους 6 μέτρων στο κύριο καλώδιο και στον σκελετό του οδοστρώματος και άλλοι 2 αισθητήρες παραμορφώσεων τύπου FBG, που είχαν ευαισθησία και στην θερμοκρασία, στον πυλώνα και σε ένα δευτερεύον καλώδιο. Με τους αισθητήρες αυτούς ήταν δυνατή η καταγραφή των παραμορφώσεων στα σημεία που αναφέρθηκαν, ανάλογα με τις αυξομειώσεις της θερμοκρασίας, την ώρα της ημέρας, τις εποχές του χρόνου και τις κυκλοφοριακές συνθήκες.

Συστήματα Παρακολούθησης Κτιρίων

Τα πολυώροφα κτίρια, τα στάδια και τα ιστορικά μνημεία είναι πολύπλοκες κατασκευές που καταπονούνται από τα εξωτερικά φαινόμενα στα οποία εκτίθενται. Τα κτίρια ποικίλουν στο μέγεθος, την γεωμετρία, τα δομικά στοιχεία, τα υλικά κατασκευής και τον τρόπο θεμελίωσης. Τα χαρακτηριστικά αυτά επηρεάζουν την συμπεριφορά ενός κτιρίου, όταν αυτό υπερφορτώνεται ή όταν καταπονείται από φυσικά φαινόμενα.

Τα ιστορικά μνημεία χτίστηκαν πολλά χρόνια πριν, χρησιμοποιώντας παλιές τεχνικές και εκτέθηκαν για αρκετό διάστημα σε περιβαλλοντικές συνθήκες με αποτέλεσμα να συμπεριφέρονται διαφορετικά στις καταπονήσεις. Χωρίς την κατάλληλη διαχείριση, ένα ιστορικό μνημείο μπορεί εν μέρει ή εξ ολοκλήρου να καταρρεύσει και να προκύψουν όχι μόνο θέματα ασφάλειας και οικονομίας, αλλά και μια μη αναστρέψιμη πολιτιστική απώλεια.

Η παρακολούθηση της ακεραιότητας ενός κτιρίου επιτρέπει την γρήγορη αξιολόγηση της αρτιότητας της κατασκευής. Η προσέγγιση αυτή έχει αναγνωριστεί ως ένα από τα καλύτερα μέσα που υπάρχουν για την αύξηση της ασφάλειας και τη βελτιστοποίηση της λειτουργίας ενός κτιρίου. Τα δεδομένα που προκύπτουν από τα προγράμματα παρακολούθησης επιτρέπουν στους ιδιοκτήτες να βελτιώσουν τη λειτουργία, τη συντήρηση, την επισκευή και την αντικατάσταση των δομών, βασιζόμενοι σε αξιόπιστα και αντικειμενικά δεδομένα.

Η παρακολούθηση της ακεραιότητας παρέχει αξιόπιστα στοιχεία για την πραγματική κατάσταση μιας δομής, παρατηρεί την εξέλιξη της και ανιχνεύει την εμφάνιση νέων ατελειών. Το σκυρόδεμα μπορεί να ραγίσει, ενώ ο χάλυβας μπορεί να οξειδωθεί και να σπάσει λόγω κόπωσης. Η υποβάθμιση των υλικών μπορεί να οφείλεται σε μηχανικούς παράγοντες (υψηλότερη φόρτιση από την θεωρητικά υπολογισμένη) ή σε φυσικοχημικούς παράγοντες (διάβρωση του χάλυβα, διείσδυση των αλάτων και των χλωριόντων στο σκυρόδεμα, πάγωμα του σκυροδέματος, κ.λπ.). Η εικόνα της τρέχουσας κατάστασης και της εξέλιξης ενός κτιρίου σε πραγματικό χρόνο μπορεί να επιτευχθεί με την μόνιμη εγκατάσταση αισθητήρων και τη συνεχή μέτρηση των σχετικών παραμέτρων. Τον Σεπτέμβριο του 2000 στην Σιγκαπούρη, κατασκευάστηκε ίσως το μεγαλύτερο σύστημα παρακολούθησης της ακεραιότητας ενός συγκροτήματος πολυώροφων κτιρίων.

Τοποθετήθηκαν συνολικά πάνω από 2000 αισθητήρες οπτικών ινών στους σκελετούς των κτιρίων κατά την διάρκεια της κατασκευής τους. Το πρότζεκτ αυτό είχε σαν στόχο την διεύρυνση της γνώσης σχετικά με την πραγματική δομική συμπεριφορά, τον έλεγχο της διαδικασίας κατασκευής, την αύξηση της ασφάλειας κατά την διάρκεια ζωής των κατασκευών, την ενίσχυση των δραστηριοτήτων συντήρησης, καθώς και την αξιολόγηση της δομικής κατάστασης μετά από διάφορα γεγονότα, όπως οι σεισμοί, οι απρόσμενες καιρικές συνθήκες κ.α.



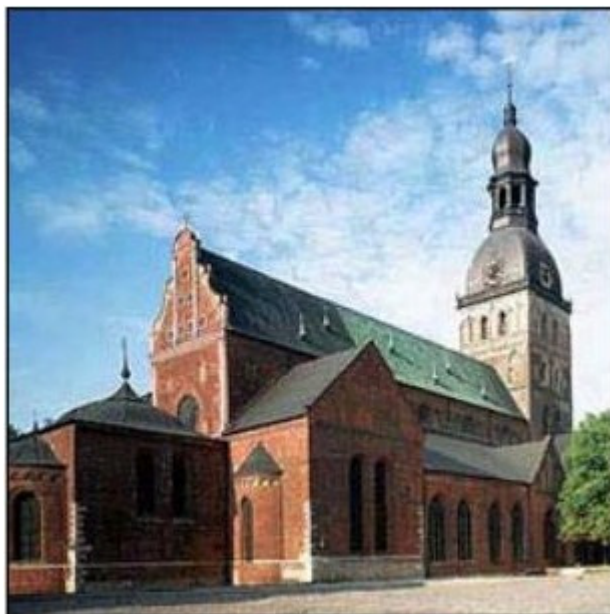
Εικόνα 3.1: Συγκρότημα κτιρίων στην Σιγκαπούρη με εγκατεστημένο σύστημα SHM.

Το Εθνικό Κέντρο Υγρού Στίβου στην Κίνα, γνωστό και ως «Water Cube», κατασκευάστηκε για τους Θερινούς Ολυμπιακούς Αγώνες του 2008. Στην κατασκευή ενσωματώθηκε ένα σύστημα SHM που περιελάμβανε μεταξύ άλλων, 230 αισθητήρες παραμορφώσεων και 30 αισθητήρες θερμοκρασίας τύπου FBG. Μεταξύ των παραμορφώσεων που καταγράφηκαν, ήταν και παραμορφώσεις που είχαν άμεση σχέση με την θερμοκρασία και το χιόνι (temperature-induced, snow-induced strains). Τα δεδομένα έδειξαν ότι οι παραμορφώσεις που προκαλούνταν από την θερμοκρασία ήταν αρκετά μεγάλες, ενώ οι παραμορφώσεις της κατασκευής που προκαλούνταν από πολύ βαρύ χιόνι, ήταν σχετικά μικρές.



Εικόνα 3.2: Το Εθνικό Κέντρο Υγρού Στίβου στην Κίνα με ενσωματωμένο σύστημα SHM.

Ένα παράδειγμα ιστορικού μνημείου στο οποίο εγκαταστάθηκε σύστημα παρακολούθησης της ακεραιότητας του, είναι ο καθεδρικός ναός Riga's Dome στην Λετονία. Χτίστηκε το 1211 και θεωρείται η μεγαλύτερη μεσαιωνική εκκλησία στα κράτη της Βαλτικής. Κατά την διάρκεια του 2005 και του 2006 πραγματοποιήθηκαν έργα αποκατάστασης στον ναό. Για να καταστεί δυνατή η αξιολόγηση της δομικής συμπεριφοράς του ναού κατά την διάρκεια των διαφόρων φάσεων της αποκατάστασης, καθώς και η πρόγνωση πιθανής διάδοσης ρωγμών στην αρχική δομή, εγκαταστάθηκε ένα μόνιμο σύστημα 24 αισθητήρων οπτικών ινών τύπου SOFO. Παράλληλα εγκαταστάθηκαν και αισθητήρες θερμοότητας για τον εσωτερικό και εξωτερικό έλεγχο της θερμοκρασίας. Οι παρακολουθήσεις από το 2005 έδειξαν αυξομειώσεις στο πάχος ήδη υπάρχουσών ρωγμών στο εσωτερικό του ναού, της τάξης των 1-2 mm τον χρόνο, ανάλογα την εποχή.

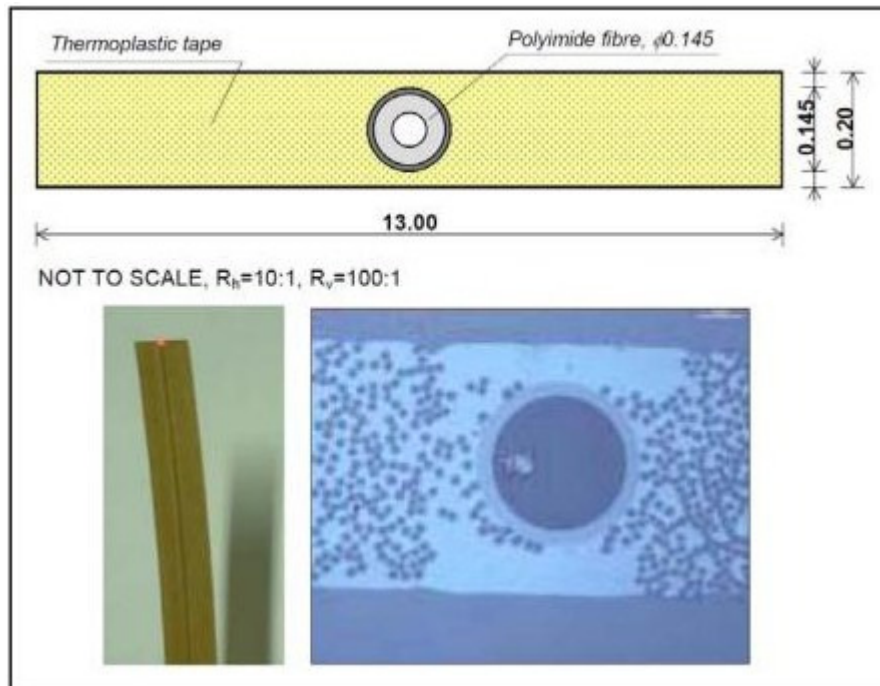


Εικόνα 3.3: Η εκκλησία Riga's Dome στην Λετονία όπου εγκαταστάθηκε το σύστημα SHM.

Συστήματα Παρακολούθησης Αγωγών

Η διαχείριση των αγωγών παρουσιάζει αρκετές προκλήσεις που είναι μοναδικές. Το μεγάλο μήκος τους, η μεγάλη τους αξία, ο υψηλός κίνδυνος και συχνά οι δύσκολες συνθήκες πρόσβασης, απαιτούν συνεχή παρακολούθηση καθώς και βελτιστοποίηση των παρεμβάσεων συντήρησης. Η κύρια ανησυχία για τους ιδιοκτήτες αγωγών προέρχεται από πιθανές διαρροές, που μπορεί να έχουν σοβαρές επιπτώσεις στο περιβάλλον και να θέσουν τον αγωγό εκτός λειτουργίας για επισκευή. Οι διαρροές μπορεί να έχουν διάφορες αιτίες, όπως οι υπερβολικές παραμορφώσεις που προκαλούνται από κατολισθήσεις, σεισμούς ή συγκρούσεις κινητών αντικειμένων, από διάβρωση, φθορά, ρωγμές του υλικού ή από την εισχώρηση ξένων σωμάτων.

Στην Ιταλία σε έναν θαμμένο αγωγό φυσικού αερίου 35 ετών και μήκους 500 μέτρων, τοποθετήθηκε ένα καταναμημένο σύστημα παρακολούθησης για τον υπολογισμό παραμορφώσεων. Παλαιότερα είχαν εγκατασταθεί 3 συμμετρικά καλώδια για την καταγραφή δονήσεων σε κάποια τμήματα του αγωγού μήκους 50 και 100 m που θεωρούνταν τα περισσότερο καταπονημένα σύμφωνα με μια τεχνική μελέτη. Οι αισθητήρες αυτοί ήταν αρκετά βοηθητικοί, αλλά δεν μπορούσαν να καλύψουν όλο το μήκος του αγωγού, παρέχοντας μόνο τοπικές μετρήσεις. Έτσι χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικά είδη καταναμημένων αισθητήρων τύπου SMARTape που είναι ουσιαστικά μια θερμοπλαστική ταινία μέσα στην οποία βρίσκεται ενσωματωμένη μια οπτική ίνα (βλ. Σχήμα 3.7). Ο τύπος αυτών των αισθητήρων έχει εξαιρετικές μηχανικές ιδιότητες και χημικές αντοχές, προσφέροντας τέλεια συγκόλληση μεταξύ της οπτικής ίνας και του αγωγού. Έτσι, εγκαταστάθηκαν τρεις παράλληλες γραμμές αποτελούμενες από 5 τμήματα αισθητήρων SMARTape σε όλο το μήκος του αγωγού. Τα μήκη των τμημάτων κυμαίνονταν από 71 m έως 132 m, και οι αισθητήρες ήταν τοποθετημένοι σε διεύθυνση 0° , 120° και -120° ως προς τον άξονα του αγωγού.



Σχήμα 3.7: Τομή και μικρογραφία της αισθητήριας ταινίας (SMARTape)

Οι αισθητήρες της ταινίας SMARTape παρέχουν δεδομένα για τις μέσες παραμορφώσεις, τις μέσες καμπυλότητες και για την μετατόπιση της θέσης του αγωγού, ανά 0.25 m.



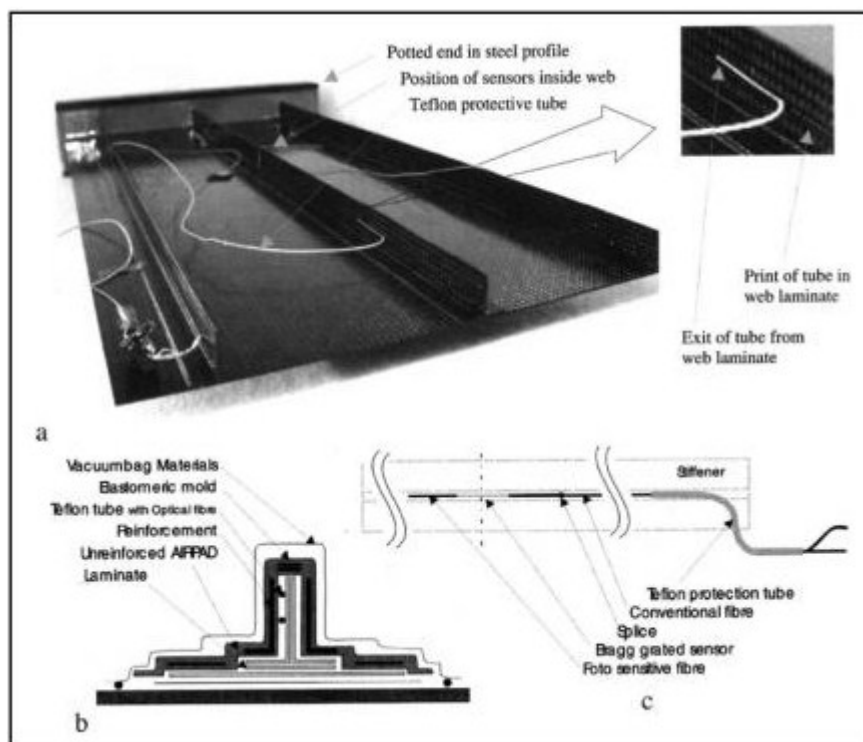
Εικόνα 3.4: Τοποθέτηση SMARTape στον αγωγό φυσικού αερίου.

Συστήματα Παρακολούθησης στην Αεροδιαστημική και στην Άμυνα

Αυτό το τμήμα της αγοράς περιλαμβάνει τόσο τους στρατιωτικούς, όσο και τους αεροδιαστημικούς τομείς. Οι αισθητήρες οπτικών ινών χρησιμοποιούνται κυρίως για την ανάπτυξη, τον έλεγχο και την δοκιμή συστημάτων πρόωσης και συσκευών ανίχνευσης, καθώς και στον έλεγχο της δομικής ακεραιότητας αεροσκαφών σε κρίσιμα σημεία, όπως είναι οι πτέρυγες, η άτρακτος το κάθετο ουραίο, κ.α.

Τα μέλη της Ένωσης Ευρωπαϊκών Ερευνητικών Ιδρυμάτων στην Αεροναυπηγική (EREA, European Research Establishments in Aeronautics) ασχολούνται από τις αρχές του 90' με την έρευνα και την ανάπτυξη συστημάτων παρακολούθησης της ακεραιότητας των κατασκευών με την χρήση οπτικών ινών. Πέρα από τα προγράμματα που απασχολούν κάθε μέλος ξεχωριστά, υπήρχε και ένα πρόγραμμα με την ονομασία AHMOS (Active Health Monitoring Systems) στο οποίο συνεργάστηκαν τα περισσότερα μέλη. Το πρότζεκτ αυτό επιδίωκε την ανάπτυξη συστημάτων παρακολούθησης της ακεραιότητας μεγάλης κλίμακας δομών, με στόχο την μείωση του κόστους ιδιοκτησίας στρατιωτικών αεροσκαφών, ελαττώνοντας το κόστος επιθεώρησης και συντήρησης τους και αυξάνοντας την διάρκεια ζωής τους. Το πρόγραμμα αυτό ξεκίνησε τον Ιούλιο του 2000 και διήρκησε 3 χρόνια με συνολικό προϋπολογισμό 9.5 εκατ. Ευρώ.

Το ίδρυμα INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial) στην Ισπανία και μέλος της EREA ασχολείται από το 1999 με την ενσωμάτωση αισθητήρων οπτικών ινών σε σύνθετα υλικά ενισχυμένα με ίνες άνθρακα. Τα κύρια ενδιαφέροντα του ήταν, η ανάπτυξη αξιόπιστων τεχνολογιών για την ενσωμάτωση οπτικών ινών σε κατασκευές από σύνθετα υλικά χωρίς να καταστρέφονται οι αισθητήρες, η αξιολόγηση του συστήματος παρακολούθησης και η μηχανική του συμπεριφορά σε υπηρεσιακές συνθήκες, καθώς και η επικύρωση του συστήματος αισθητήρων οπτικών ινών ως εναλλακτικό σύστημα παρακολούθησης από εκείνο των συμβατικών ηλεκτρικών επιμηκυνσιομέτρων. Στο Σχήμα 3.8 φαίνεται ένα πάνελ κατασκευασμένο από σύνθετα υλικά με ενσωματωμένους αισθητήρες οπτικών ινών τύπου FBG, το οποίο κατασκευάστηκε από το INTA.



Σχήμα 3.8: a) Πάνελ CFRP με ενσωματωμένους 2 αισθητήρες FBG σε κάθε stiffener, b) λεπτομέρειες από την ενσωμάτωση των ινών και, c) οι θέσεις τους μέσα στο καλούπι.

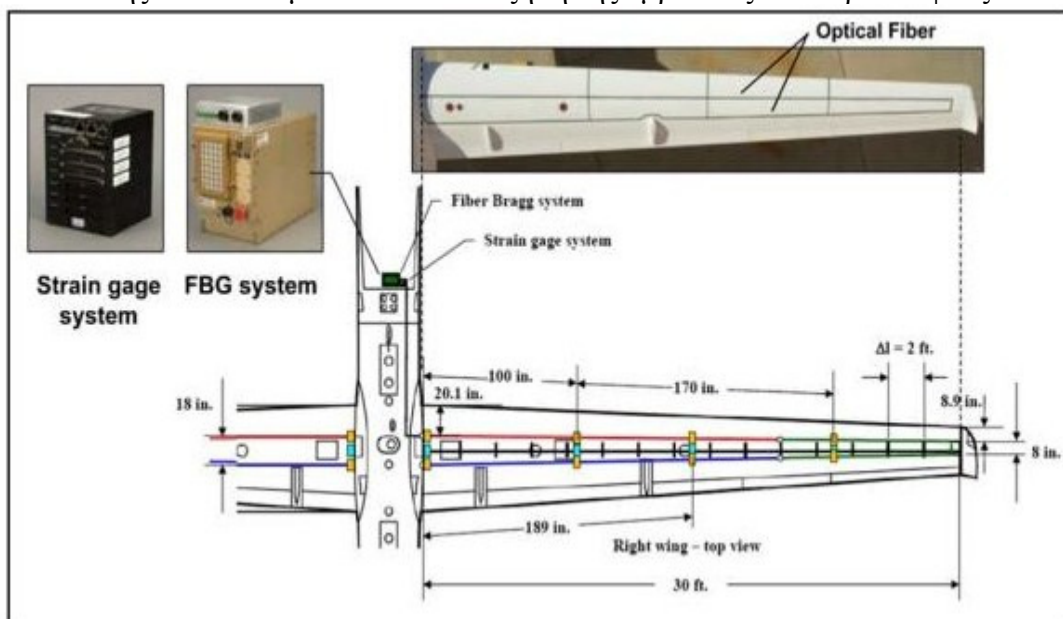
Μια άλλη σπουδαία εφαρμογή που πραγματοποιήθηκε το 2008, είναι η εγκατάσταση αισθητήρων οπτικών ινών στο μη επανδρωμένο αεροσκάφος με την ονομασία Ikhana. Το αεροσκάφος αυτό κατασκευάστηκε από την NASA και χρησιμοποιείται στην καταπολέμηση πυρκαγιών, στέλνοντας φωτογραφικό υλικό από τα μέτωπα πυρκαγιών στις αρμόδιες υπηρεσίες. Εκτός αυτού, το Ikhana χρησιμοποιείται και για την αξιολόγηση της προηγμένης τεχνολογίας ανίχνευσης που έχει εγκατασταθεί στα φτερά του.



Εικόνα 3.5: Φωτογραφία του μη επανδρωμένου αεροσκάφους Ikhana.

Σε κάθε πτέρυγα του αεροσκάφους τοποθετήθηκαν 1440 αισθητήρες παραμορφώσεων, τύπου FBG. Στόχος της τοποθέτησης τους ήταν η αξιολόγηση των πραγματικών φορτίων που παραλαμβάνουν οι πτέρυγες κατά την πτήση, η επαλήθευση των μαθηματικών μοντέλων και των σχεδιαστικών εργαλείων των οπτικών ινών, καθώς και αξιολόγηση προσαρμογής του σχήματος της πτέρυγας. Εάν το σχήμα της πτέρυγας μπορούσε να αλλάξει κατά την πτήση, τότε η αποτελεσματικότητα και η απόδοση του αεροσκάφους θα μπορούσε να βελτιωθεί, από την απογείωση και την προσγείωση μέχρι την κανονική πτήση και τους ελιγμούς.

Εγκαταστάθηκαν πάνω στις πτέρυγες 6 οπτικές ίνες με συνολικό αριθμό 2880 αισθητήρων, καθώς και 16 ηλεκτρικά επιμηκυνσιόμετρα για την επαλήθευση των μετρήσεων (βλ. Σχήμα 3.9). Το βάρος του συστήματος παρακολούθησης των αισθητήρων οπτικών ινών δεν ξεπερνούσε το 1 Kg και ήταν κατά πολύ μικρότερο από ένα σύστημα που είχε εγκατασταθεί παλαιότερα με συμβατικά ηλεκτρικά επιμηκυνσιόμετρα. Έτσι επήλθε μείωση της κατανάλωσης των καυσίμων αλλά και αύξηση της εμβέλειας του αεροσκάφους.



Σχήμα 3.9: Θέσεις τοποθέτησης των αισθητήρων στις πτέρυγες του αεροσκάφους Ikhana.



Σχήμα 3.10: Καταγραφή παραμορφώσεων κατά το μήκος των πτερύγων.

Συστήματα Παρακολούθησης στην Ναυπηγική

Τα συστήματα παρακολούθησης στα πλοία επιτρέπουν την γρήγορη εκτίμηση της κατάστασης τους. Τα δεδομένα που προκύπτουν από το πρόγραμμα παρακολούθησης, χρησιμοποιούνται για τη βελτίωση της αποτελεσματικότητας της φόρτωσης και εκφόρτωσης, της συντήρησης, της επισκευής και της αντικατάστασης της κατασκευής. Η ανίχνευση ελαττωμάτων στο σκαρί ενός πλοίου ή σε άλλα κρίσιμα σημεία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να διακρίνει τυχόν αποκλίσεις από τον αρχικό σχεδιασμό. Η διάγνωση του σκάφους σε πραγματικό χρόνο σημαίνει αύξηση της ασφάλειας για τους επιβάτες και τα φορτία.

Ένα παράδειγμα πλοίου με εγκατεστημένο σύστημα παρακολούθησης είναι το πετρελαιοφόρο Four Island (περίπου 100.000 DWT), στο οποίο έχουν τοποθετηθεί 48 οπτικές ίνες τύπου SmartProfile Must. Πρόκειται για αισθητήρες που κατασκευάστηκαν ειδικά για την εφαρμογή αυτή, η οποία αποτελεί και το πρώτο σύστημα παρακολούθησης που χρησιμοποιήθηκε σε ένα λειτουργικό πλοίο αυτού του μεγέθους. Κύριος στόχος της παρακολούθησης ήταν η διάγνωση σε πραγματικό χρόνο της συμπεριφοράς του πλοίου, με ιδιαίτερη έμφαση σε κρίσιμα σημεία και τομείς του σκελετού. Γι' αυτό, τοποθετήθηκαν κατώτατα όρια προειδοποίησης και συναγερμού σύμφωνα με τις κρίσιμες τιμές παραμόρφωσης.

Τα στοιχεία που εξήχθησαν από το σύστημα παρακολούθησης, χρησιμοποιήθηκαν για την διασταύρωση του κατασκευαστικού μοντέλου του πλοίου (FEM, Μοντέλο Πεπερασμένων Στοιχείων), καθώς και για την αξιολόγηση των κύκλων κόπωσης που προκαλούνται από τα κύματα και τις ταλαντώσεις. Τέλος, με το σύστημα οπτικών ινών αποφεύχθηκε και ο κίνδυνος έκρηξης λόγω βραχυκυκλώματος, αφού αυτό λειτουργεί με οπτικό σήμα και όχι με ηλεκτρικό.



Εικόνα 3.6: Το πετρελαιοφόρο Four Island στο οποίο εγκαταστάθηκε το σύστημα παρακολούθησης.

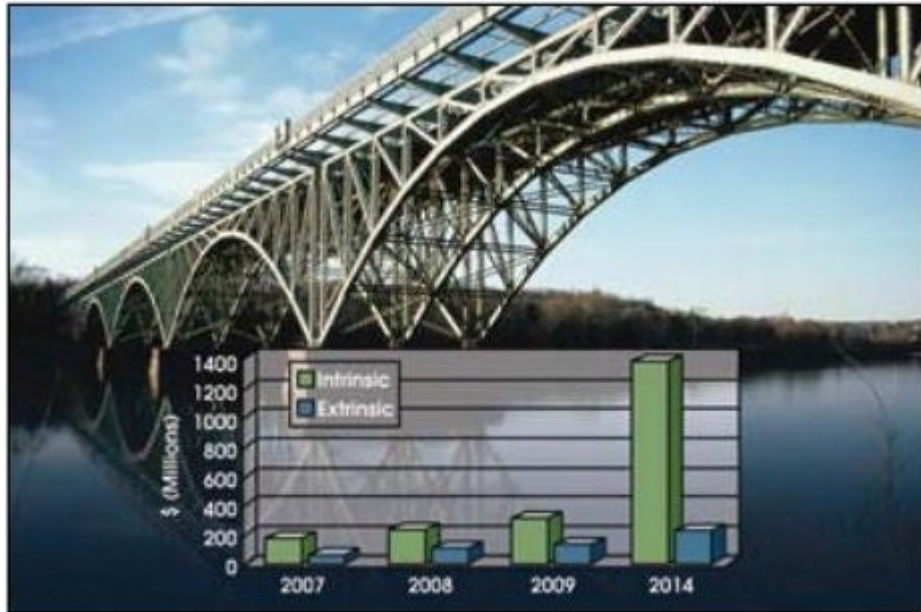
Συστήματα Παρακολούθησης σε άλλους τομείς

Οι εφαρμογές αισθητήρων οπτικών ινών είναι πραγματικά αμέτρητες αν αναλογιστούμε τον αριθμό των τομέων που αυτοί χρησιμοποιούνται. Παρακάτω αναφέρονται επιγραμματικά μερικοί από αυτούς τους τομείς:

- Εξόρυξη (πχ. παραμόρφωση εδάφους)
- Ενέργεια (πχ. παραμορφώσεις πτερύγων ανεμογεννητριών)
- Κατασκευή τούνελ
- Φράγματα – αναχώματα
- Πυρηνικοί Σταθμοί
- Χημικά Εργοστάσια
- Έρευνα
- Ύδρευση

Η αγορά των οπτικών αισθητήρων

Το 2007 η αγορά των εσωτερικών οπτικών αισθητήρων (intrinsic) είχε αξία \$170 εκατ. και ήταν μεγαλύτερη από αυτή των εξωτερικών αισθητήρων (extrinsic). Με ετήσια αύξηση της τάξης του 35%, η αξία της αγοράς των εσωτερικών αισθητήρων αναμένεται να σημειώσει αύξηση που θα αγγίξει τα \$1.4 δις, μέχρι το 2014. Το κομμάτι των εξωτερικών αισθητήρων προβλέπεται ότι θα αυξηθεί σε αξία από \$65 εκατ. το 2007, σε \$219 εκατ. το 2014 με μέσο ετήσιο ρυθμό αύξησης 12% (βλ. Σχήμα 3.11) και όλα αυτά μόνο για την αγορά των Ηνωμένων Πολιτειών της Αμερικής.



Σχήμα 3.11: Η αξία της αγοράς αισθητήρων οπτικών ινών, ανάλογα με τον τύπο, στις ΗΠΑ.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Fiber Optic Sensors F.Yu. S.Yin Marcel-Dekker. 2002, CRC Press
2. Nonlinear Fiber Optics, G.P.Agrawal, 4th Edition, Academic Press, 2007
3. Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists”, Wiley Interscience, New York, 2nd Edition, 2006
4. Fiber Optic Sensors, Bahareh Gholamzadeh, Hooman Nabokati, World Academy of Science, Engineering and Technology, 2008
5. Fiber Optic Communication Systems, G.P. Agrawal, Institute of Optics, John Wiley, 4th Edition, 2010
6. Optical Fiber Sensors B. Culshaw and J. P. Dakin, eds., Vols. 3 and 4, Artech House, Boston, 1996
7. Fiber optic sensors. F.Yu,S.Yin, Marcel-Dekker, 2002
8. Handbook of Optical Fibre Sensing Technology, Jose Miguel Lopez-Higuera, John Wiley & Sons Inc., 2002
9. Fiber Optic Sensors For Structural Control Daniele Inaudi and Andrea del Grosso 2008
10. Fiber Optic Methods For Structural Health Monitoring, Branko Glisic and Daniele Inaudi, John Wiley & Sons , Ltd,2007
11. Πειραματική Διερεύνηση της Στατικής Συμπεριφοράς σε εφελκυσμό Ρωγματομένων Πλακών Χάλυβα Ενισχυμένων με Επιθέματα από Σύνθετα Υλικά, Λ. Μυρισιώτης, Ν. Τσούβαλης, Πυθαγόρας ΙΙ Ενίσχυση Ερευνητικών Ομάδων στα Πανεπιστήμια, Σχολή
12. Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχανικών, ΕΜΠ, Αθήνα 2006
13. Jeff Hecht, “Understanding Fiber Optics”, 4th ed , Prentice Hall , New Jersey , 2002
14. An Introduction to Fiber Optic Systems, 2nd Edition.pdf
15. Optical Fibre, New Developments.pdf, Edited by Christophe Lethien, First published December 2009
16. Συστήματα Επικοινωνιών με Οπτικές Ίνες, Σύγγραμμα, Agrawal Govind P., 2011, ΤΖΙΟΛΑ.
17. Ηλεκτρομαγνητισμός Οπτική Σύγχρονη Φυσική, Τόμος Β’, Hugh D. Young, 8^η Έκδοση
18. Physics for Scientists & Engineers, Τόμος 3, Θερμοδυναμική- Κυματική- Οπτική, 3th edition, Serway
19. <http://www.livepedia.gr/index.php>
20. http://www.mie.uth.gr/ekp_yliko/Maxwell's_Equations.pdf
21. http://physics.teiath.gr/physics/opto_lab/pdf%20files/Polarization.pdf
22. <http://el.wikipedia.org/wiki/%CE%91%CE%BD%CE%AC%CE%BA%CE%BB%CE%B1%CF%83%CE%B7>
23. http://translate.google.gr/translate?hl=el&langpair=en%7Cel&u=http://en.wikipedia.org/wiki/Fresnel_equations
24. http://users.ntua.gr/fokitis/metafrasi_fwKGratingSpectroscopyGreekV2.pdf
25. http://el.wikipedia.org/wiki/%CE%9F%CE%BB%CE%BF%CE%B3%CF%81%CE%B1%CF%86%CE%B9%CE%BA%CE%AE_%CE%B1%CF%80%CE%B5%CE%B9%CE%BA%CF%8C%CE%BD%CE%B9%CF%83%CE%B7
26. http://physics.teiath.gr/physics/opto_lab/pdf%20files/photosensors.pdf
27. http://el.wikipedia.org/wiki/%CE%A6%CF%89%CF%84%CE%B5%CE%B9%CE%BD%CE%AE_%CF%80%CE%B7%CE%B3%CE%AE
28. http://translate.google.com/translate?depth=1&hl=el&prev=/search%3Fq%3Ddispersion%26rlz%3D1C2GGGE_enGR370GR455%26biw%3D1024%26bih%3D653&rurl=translate.google.gr&sl=en&u=http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier_equation
29. http://www.optics-vision.gr/files/items/2/27/panagiotopoulos_paris_2007.pdf