

ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΚΡΗΤΗΣ
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΧΑΝΙΩΝ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ



**ΘΕΜΑ: “ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΟΠΤΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΚΑΙ
ΟΠΤΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ”**

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΠΕΤΡΙΔΗΣ ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ

ΕΠΙΜΕΛΕΙΑ: ΣΠΑΝΟΥ ΕΥΤΥΧΙΑ

ΧΑΝΙΑ 30-11-2006

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	ΣΕΛ. 5
ΣΚΟΠΟΣ.....	ΣΕΛ. 5
ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΠΤΥΧΙΑΚΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ.....	ΣΕΛ. 6
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΤΟ ΦΩΣ	
1.1 Η φύση του φωτός.....	ΣΕΛ. 7
1.2 Η κυματική φύση του φωτός.....	ΣΕΛ. 9
1.3 Πόλωση.....	ΣΕΛ. 16
1.4 Η αρχή της υπέρθεσης.....	ΣΕΛ. 20
1.5 Συμβολή.....	ΣΕΛ. 24
1.6 Περίθλαση.....	ΣΕΛ. 32
1.7 Πηγές φωτός-ακτινοβολίας μέλαν σώματος.....	ΣΕΛ. 36
1.8 Μονάδες φωτός.....	ΣΕΛ. 41
Αναφορές Κεφαλαίου 1.....	ΣΕΛ. 45
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΦΩΤΟΣ	
2.1 Ελλειπτική πόλωση.....	ΣΕΛ. 47
2.2 Διπλοθλαστικότητα.....	ΣΕΛ. 49
2.2.1 Πλακίδιο $\lambda/4$	ΣΕΛ. 55
2.3 Οπτική ενεργότητα.....	ΣΕΛ. 55
2.4 Ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο.....	ΣΕΛ. 56
2.4.1 Υλικά.....	ΣΕΛ. 70
2.5 Διαμορφωτές Kerr.....	ΣΕΛ. 71
2.5.1 Φαινόμενο Kerr σε οπτικές συχνότητες.....	ΣΕΛ. 72
2.6 Ανίχνευση και μεταγωγή.....	ΣΕΛ. 72
2.7 Μαγνητο-οπτικές συσκευές.....	ΣΕΛ. 75
2.7.1 Φαινόμενο Faraday.....	ΣΕΛ. 75
2.8 Ακουστο-οπτικό φαινόμενο.....	ΣΕΛ. 79
2.9 Μη γραμμική οπτική.....	ΣΕΛ. 86
2.9.1 Παραμετρική ταλάντωση.....	ΣΕΛ. 92
ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2.....	ΣΕΛ. 96

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: LASERS I

3.1 Εκπομπή και απορρόφηση της ακτινοβολίας.....	ΣΕΛ. 97
3.2 Σχέσεις Einstein.....	ΣΕΛ. 99
3.3 Απορρόφηση ακτινοβολίας.....	ΣΕΛ. 103
3.4 Αναστροφή πληθυσμού.....	ΣΕΛ. 107
3.4.1 Επίτευξη αναστροφής.....	ΣΕΛ. 108
3.5 Οπτική ανατροφοδότηση.....	ΣΕΛ. 111
3.6 Συνθήκες κατωφλίου-απώλειες.....	ΣΕΛ. 114
3.7 Συνάρτηση φασματικής καμπύλης.....	ΣΕΛ. 118
3.8 Συνθήκες αναστροφής πληθυσμού και άντληση κατωφλίου.....	ΣΕΛ. 123
3.9 Ρυθμοί laser.....	ΣΕΛ. 129
3.9.1 Διαμήκεις ρυθμοί ταλάντωσης.....	ΣΕΛ. 129
3.9.2 Εγκάρσιοι ρυθμοί.....	ΣΕΛ. 132
3.10 Κατηγορίες laser.....	ΣΕΛ. 136
3.10.1 Lasers μονωτών με προσμίξεις.....	ΣΕΛ. 137
3.10.2 Laser ημιαγωγού.....	ΣΕΛ. 144
3.10.3 Πυκνότητα ρεύματος κατωφλίου για ημιαγωγό laser.....	ΣΕΛ. 149
3.10.4 Ισχύς εξόδου laser ημιαγωγού.....	ΣΕΛ. 151
3.10.5 Laser ημιαγωγού ετεροεπαφής.....	ΣΕΛ. 153
3.10.6 Lasers κβαντικών πηγαδιών.....	ΣΕΛ. 161
3.10.7 Laser αερίου.....	ΣΕΛ. 162
3.10.8 Lasers χρωστικών.....	ΣΕΛ. 175
ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3.....	ΣΕΛ. 181

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: LASERS II

4.1 Λειτουργία μονού ρυθμού.....	ΣΕΛ. 183
4.2 Σταθεροποίηση συχνότητας.....	ΣΕΛ. 184
4.3 Κλείδωμα ρυθμού (mode locking).....	ΣΕΛ. 191
4.3.1 Ενεργό κλείδωμα (active mode locking).....	ΣΕΛ. 195
4.3.2 Παθητικό κλείδωμα ρυθμού (passive mode locking).....	ΣΕΛ. 196
4.4 Εναλλαγή του παράγοντα Q (Q-switching).....	ΣΕΛ. 198
4.4.1 Τεχνικές Q-switching.....	ΣΕΛ. 200
4.4.1.1 Η τεχνική του περιστρεφόμενου κατόπτρου.....	ΣΕΛ. 200
4.4.1.2 Ηλεκτρο-οπτικό Q-switching.....	ΣΕΛ. 202

4.4.1.3 Παθητικό Q-switching.....	ΣΕΛ. 203
4.5 Εφαρμογές LASER.....	ΣΕΛ. 204
4.5.1 Ιδιότητες της ακτινοβολίας laser.....	ΣΕΛ. 204
4.5.1.1 Κατευθυντικότητα.....	ΣΕΛ. 204
4.5.1.2 Φασματικό εύρος.....	ΣΕΛ. 207
4.5.1.3 Συμφωνία δέσμης.....	ΣΕΛ. 208
4.5.1.4 Φωτεινότητα.....	ΣΕΛ. 213
4.5.1.5 Ιδιότητες εστίασης της ακτινοβολίας laser.....	ΣΕΛ. 214
4.5.1.6 Συντονισμός.....	ΣΕΛ. 216
4.6 Μέτρηση απόστασης.....	ΣΕΛ. 217
4.6.1 Μέθοδοι συμβολομετρίας.....	ΣΕΛ. 217
4.6.2 Τηλεμετρία διαμόρφωσης δέσμης.....	ΣΕΛ. 220
4.6.3 Τεχνικές μέτρησης του χρόνου πτήσης ενός παλμού.....	ΣΕΛ. 222
4.7 Ολογραφία.....	ΣΕΛ. 222
4.7.1 Εφαρμογές της ολογραφίας.....	ΣΕΛ. 226
4.7.1.1 Ολογραφική συμβολομετρία.....	ΣΕΛ. 226
4.7.2 Ολογραφικές μνήμες υπολογιστή.....	ΣΕΛ. 229
4.8 Προκαλούμενη από laser πυρηνική σύντηξη.....	ΣΕΛ. 232
ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 4.....	ΣΕΛ. 234

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Παρόλο που ο τομέας της Οπτοηλεκτρονικής είναι ένας από τους πιο αναπτυσσόμενους και πιο ενδιαφέροντες κλάδους σήμερα, δυστυχώς δεν υπάρχει κάποια σχετική ελληνική βιβλιογραφία που να καλύπτει την σχετική με αυτόν θεωρία. Σκοπός λοιπόν αυτής της πτυχιακής εργασίας είναι να καλύψει όσο το δυνατόν περισσότερο αυτή την έλλειψη προσφέροντας έτσι ένα βοήθημα στους τελειόφοιτους φοιτητές στους οποίους προσφέρεται εισαγωγικό μάθημα στην Οπτοηλεκτρονική. Αυτή η εργασία ήταν αποτέλεσμα της μετάφρασης του βιβλίου “Optoelectronics: An introduction”, των καθηγητών J. Wilson και J.F.B. Hawkes το οποίο αποτελεί best seller στον τομέα του και έχει δεχτεί θετική κριτική από το American Journal of Physics (Am. J. Phys., Vol. 52, No. 5, May 1984) γεγονός που μαρτυρά την σπουδαιότητα του όσον αφορά την παρουσίαση των βασικών αρχών της Οπτοηλεκτρονικής. Επίσης αποτελεί βασικό σύγγραμμα για τα περισσότερα μεταπτυχιακά προγράμματα στον τομέα της Οπτοηλεκτρονικής στα περισσότερα Πανεπιστήμια της Μ. Βρετανίας (Imperial College, University of St. Andrews). Τα περιεχόμενα αυτής της εργασίας είναι: 1) η φύση του φωτός, 2) η διαμόρφωση του φωτός και 3) οι αρχές λειτουργίας των lasers.

ABSTRACT

Although the field of Optoelectronics is one of the most developing and interesting fields today, unfortunately there is no relative greek bibliography to cover its theory. The purpose of this thesis is to cover this space, as much as possible, by offering some help to the graduating students which have the possibility to attend an introductory class of Optoelectronics. This thesis was the result of the translation of the book: “Optoelectronics: An Introduction” by J. Wilson and J.F.B. Hawkes which is a best seller in the field of Optoelectronics and it received very good critics from the American Journal of Physics (Am. J. Phys., Vol. 52, No. 5, May 1984) and this in fact testifies its importance as far as the presentation of the basic principles of Optoelectronics. Its also the basic book for the most masters in the field of Optoelectronics in the most universities of Britain (Imperial College, University of St. Andrews). The contents of this thesis are: 1) the nature of light, 2) the modulation of light and 3) lasers.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Κατά την διάρκεια του τελευταίου μισού αιώνα η Οπτοηλεκτρονική αποτελεί τον πιο δραστικά αναπτυσσόμενο κλάδο στον τομέα της Ηλεκτρονικής. Ο κλάδος της Οπτοηλεκτρονικής περιλαμβάνει τις συσκευές laser όπως επίσης και τα συστήματα που χρησιμοποιούν laser, διόδους που εκπέμπουν φως, τους διαφόρους τύπους ανιχνευτών φωτός, τις διατάξεις απεικόνισης υγρών κρυστάλλων και τα συστήματα επικοινωνιών με οπτικές ίνες. Σε αυτή την πτυχιακή εργασία επιχειρείται η ανάλυση των φαινομένων και των ιδιοτήτων που διέπουν τον τομέα της Οπτοηλεκτρονικής καθώς και η περιγραφή των διαφόρων οπτοηλεκτρονικών διατάξεων.

1.1 ΣΚΟΠΟΣ

Παρόλο που ο τομέας της Οπτοηλεκτρονικής είναι ένας από τους πιο αναπτυσσόμενους και πιο ενδιαφέροντες κλάδους σήμερα, δυστυχώς δεν υπάρχει κάποια σχετική ελληνική βιβλιογραφία που να καλύπτει την σχετική με αυτόν θεωρία. Σκοπός λοιπόν αυτής της πτυχιακής εργασίας είναι να καλύψει όσο το δυνατόν περισσότερο αυτή την έλλειψη προσφέροντας έτσι ένα βοήθημα στους τελειόφοιτους φοιτητές στους οποίους προσφέρεται εισαγωγικό μάθημα στην Οπτοηλεκτρονική. Αυτή η εργασία ήταν αποτέλεσμα της μετάφρασης του βιβλίου “Optoelectronics: An introduction”, των καθηγητών J. Wilson και J.F.B. Hawkes το οποίο αποτελεί best seller στον τομέα του και έχει δεχτεί θετική κριτική από το American Journal of Physics (Am. J. Phys., Vol. 52, No. 5, May 1984) γεγονός που μαρτυρά την σπουδαιότητα του όσον αφορά την παρουσίαση των βασικών αρχών της Οπτοηλεκτρονικής. Επίσης αποτελεί βασικό σύγγραμμα για τα περισσότερα μεταπτυχιακά προγράμματα στον τομέα της Οπτοηλεκτρονικής στα περισσότερα Πανεπιστήμια της Μ. Βρετανίας (Imperial College, University of St. Andrews). Τέλος θα ήθελα να αναφέρω ότι κατά την μετάφραση του βιβλίου έγινε η μέγιστη δυνατή προσπάθεια προκειμένου να γίνει η καλύτερη δυνατή απόδοση των μεγεθών και της ορολογίας.

1.2 ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΤΗΣ ΠΤΥΧΙΑΚΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Η πτυχιακή εργασία αποτελείται από τέσσερα κεφάλαια η διάρθρωση των οποίων είναι η ακόλουθη. Στο πρώτο κεφάλαιο αναλύονται οι δύο φύσεις του φωτός, η κυματική και η σωματιδιακή, καθώς και οι διάφορες ιδιότητες που απορρέουν από αυτές. Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται η περιγραφή της διαμόρφωσης του φωτός και διαφόρων φαινομένων. Στο τρίτο κεφάλαιο αναλύονται οι αρχές λειτουργίας ενός συστήματος laser και στο τέταρτο κεφάλαιο περιγράφονται οι μέθοδοι παραγωγής στενών παλμών

Κεφάλαιο 1

Το Φως

Για την πλήρη και σωστή ανάλυση των θεμάτων αυτού του βιβλίου με τίτλο «Οπτοηλεκτρονική» θα χρησιμοποιηθούν βασικές αρχές της φυσικής του φωτός, της ύλης και της αλληλεπίδρασης τους. Στο κεφάλαιο αυτό άλλα και στο επόμενο περιγράφονται εν συντομία τα αξιώματα αυτά της οπτικής άλλα και της φυσικής στερεάς κατάστασης που είναι θεμελιώδη στην επιστήμη της Οπτοηλεκτρονικής. Για περαιτέρω μελέτη των αξιωμάτων αυτών στο τέλος των δυο πρώτων κεφαλαίων παρέχεται στον αναγνώστη βιβλιογραφική αναφορά (αναφορές 1.1 και 2.1).

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναλυθούν οι βασικές έννοιες της οπτικής όπως αυτές της πόλωσης του φωτός, της περίθλασης, της συμβολής, και της συμφωνίας. Θεωρούμε ότι οι βασικές αρχές της γεωμετρικής οπτικής είναι γνωστές στον αναγνώστη αυτού του βιβλίου. Στο βιβλίο αυτό ο όρος φως περιλαμβάνει τις φασματικές περιοχές από το υπεριώδες μέχρι το κοντινό υπέρυθρο.

1.1 Η φύση του Φωτός

Κατά την διάρκεια του 17^{ου} αιώνα αναπτύχθηκαν δυο θεωρίες για την φύση του φωτός. Η κυματική θεωρία του Hooke και Huygens και η σωματιδιακή θεωρία του Newton. Μετέπειτα παρατηρήσεις των Young, Malus, Euler άλλα και άλλων επιστημόνων της εποχής στήριζαν την κυματική θεωρία παρά την σωματιδιακή. Το 1864 ο Maxwell συνδύασε τις εξισώσεις της Ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας και απέδειξε την ύπαρξη των εγκάρσιων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Η ταχύτητα διάδοσης στο κενό των κυμάτων αυτών δίνεται από την σχέση:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (1.1)$$

, όπου μ_0 και ϵ_0 είναι η διαπερατότητα και η διηλεκτρική σταθερά του κενού αντίστοιχα. Αντικαθιστώντας τις τιμές των μ_0 και ϵ_0 στην (1.1) εξάγουμε την τιμή της ταχύτητας διάδοσης του φωτός στο κενό. Συμπέρανε λοιπόν ο Maxwell ότι το φως είναι ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα που έχει ταχύτητα διάδοσης στο κενό ίση με $3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$, συχνότητα ίση με $5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ και μήκος κύματος ίσο με 500 nm. Η

θεωρία του Maxwell προβλέπει την δημιουργία ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (H/M) σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων (ή μηκών κύματος). Το 1887 ο Hertz κατάφερε να παράγει ηλεκτρομαγνητικά κύματα με μήκος κύματος της τάξης των 10 m, μέσω της αποφόρτισης ενός επαγωγικού πηνίου κατά μήκος ενός σπινθηριστή και με αυτό τον τρόπο δημιούργησε ταλαντώμενα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία. Το ορατό φως και τα κύματα που δημιούργησε ο Hertz είναι μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος του οποίου οι φασματικές περιοχές απεικονίζονται στο Πίνακα 1.1 και όπως μπορεί να παρατηρηθεί 'απλώνεται' από τα 1 pm μέχρι τα 100 km.

Φασματική Περιοχή	Μήκος Κύματος	Συχνότητα (Hz)	Κβαντική Ενέργεια (eV)
Ραδιοφωνικά Κύματα	100 km – 300 mm	$3 \times 10^3 - 10^9$	$1.2 \times 10^{-11} - 4 \times 10^{-6}$
Μικροκύματα	300 mm – 0.3 mm	$10^9 - 10^{12}$	$4 \times 10^{-6} - 4 \times 10^{-3}$
Υπέρυθρο	0.3 mm – 0.7 μ m	$10^{12} - 4.3 \times 10^{14}$	$4 \times 10^{-3} - 1.8$
Ορατό	0.7 μ m – 0.4 μ m	$4.3 \times 10^{14} - 7.5 \times 10^{14}$	1.8 – 3.1
Υπεριώδες	0.4 μ m – 0.03 μ m	$7.5 \times 10^{14} - 10^{16}$	3.1 - 40
Ακτίνες X	0.03 μ m – 0.1 nm	$10^{16} - 3 \times 10^{18}$	$40 - 1.2 \times 10^4$
γ ακτίνες	0.1 nm – 1.0 pm	$3 \times 10^{18} - 3 \times 10^{20}$	$1.2 \times 10^4 - 1.2 \times 10^6$

Πίνακας 1.1 : Το Ηλεκτρομαγνητικό Φάσμα

Η κυματική φύση του φωτός ήταν η κυρίαρχη θεωρία την εποχή εκείνη. Παρόλο που η θεωρία αυτή εξηγεί οπτικά φαινόμενα όπως αυτό της συμβολής και της περίθλασης, αποτυγχάνει να περιγράψει φαινόμενα που περιλαμβάνουν ενεργειακές ανταλλαγές όπως για παράδειγμα είναι η εκπομπή και απορρόφηση φωτός και το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο που είναι η εκπομπή ηλεκτρονίων από μια επιφάνεια στερεού που ακτινοβολείται, εξηγήθηκε από τον Einstein το 1905. Ο Einstein διατύπωσε ότι η ενέργεια μιας φωτεινής δέσμης δεν παίρνει συνεχής τιμές, αλλά κβαντισμένες. Φορείς μεταφοράς της ενέργειας αυτής είναι σωματίδια που αποτελούν την σωματιδιακή φύση του φωτός και ονομάζονται φωτόνια.

Ο Einstein οδηγήθηκε στην εισαγωγή του όρου των φωτονίων από την ερευνητική δουλειά του Planck για την εκπομπή φωτός από θερμά σώματα. Ο Planck διαπίστωσε ότι η εκπεμπόμενη ακτινοβολία παίρνει ακέραιες τιμές μιας ελάχιστης ενέργειας. Η τιμή της ελάχιστης αυτής ενέργειας, η οποία καλείται κβαντική ενέργεια, εξαρτάται από το μήκος κύματος εκπομπής και δίνεται από την σχέση:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.2)$$

, όπου h είναι η σταθερά του Planck. Ο Einstein απέδειξε ότι η ενέργεια ενός H/M κύματος ταξιδεύει στο κενό με την μορφή σωματιδίων, αναδεικνύοντας την σωματιδιακή φύση του φωτός. Οδηγήθηκε στο συμπέρασμα ότι το φως έχει διπλή φύση κυματική και σωματιδιακή.

Οι δύο αυτές θεωρίες δεν αντιτίθενται η μία της άλλης αλλά συμπληρώνει η μια την άλλη. Σε φαινόμενα όπου υπάρχει ανταλλαγή ενέργειας της H/M ακτινοβολίας με την ύλη κυριαρχεί η σωματιδιακή φύση του φωτός έναντι της κυματικής φύσης του ενώ σε φαινόμενα όπου φως αλληλεπιδρά με φως κυριαρχούν τα κυματικά χαρακτηριστικά του φωτός (π.χ. συμβολή).

1.2 Η κυματική φύση του φωτός

Ένα H/M κύμα χαρακτηρίζεται από δύο αλληλένδετα και μεταβαλλόμενα με τον χρόνο πεδία, το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} και το μαγνητικό πεδίο \vec{H} τα οποία διαδίδονται στο κενό (βλέπε για παράδειγμα αναφορά **1.1b**, Κεφάλαια 19 – 21). Ο Maxwell απέδειξε ότι τα δύο αυτά πεδία ικανοποιούν την ίδια διαφορική εξίσωση η οποία είναι γνωστή ως κυματική εξίσωση και εκφράζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Η εξίσωση (1.3) περιγράφει πολλά φυσικά φαινόμενα όπως τις μηχανικές ταλαντώσεις ενός ελατηρίου ή μιας ράβδου. Συνέπεια της σχέσης (1.3) είναι ότι οι μεταβολές του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου μεταφέρονται στο κενό με την

ταχύτητα του φωτός. Η συχνότητα ταλάντωσης ν και το μήκος κύματος λ των πεδίων του Η/Μ κύματος συνδέονται με την παρακάτω σχέση:

$$c = \lambda \nu \quad (1.4)$$

Η ταχύτητα διάδοσης του κύματος μέσα σε ένα υλικό δίνεται από την σχέση:

$$u = \frac{c}{n} = \lambda \nu \quad (1.5)$$

, όπου n είναι ο δείκτης διάθλασης του υλικού και λ είναι το μήκος κύματος του κύματος σε αυτό το υλικό. Ο δείκτης διάθλασης δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad (1.6)$$

, όπου μ_r , ϵ_r είναι η σχετική διαπερατότητα και η διηλεκτρική σταθερά του μέσου διάδοσης αντίστοιχα.

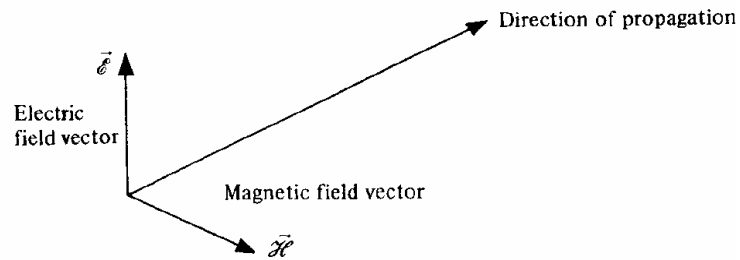
Το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο ταλαντώνονται κάθετα μεταξύ τους και κάθετα προς την κατεύθυνση διάδοσης του Η/Μ κύματος, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.1. Τα κύματα φωτός είναι εγκάρσια κύματα λόγω του ότι το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο ταλαντώνονται κάθετα μεταξύ τους και κάθετα στην κατεύθυνση διάδοσης του κύματος. Συνήθως για να απλουστεύσουμε τα διαγράμματα και τις μαθηματικές σχέσεις επιλέγουμε ένα Η/Μ κύμα το οποίο θα περιγράφεται από το ηλεκτρικό του πεδίο, αφού θεωρούμε ότι το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται με παρόμοιο τρόπο.

Τα πιο απλά κύματα είναι τα ημιτονοειδή τα οποία μαθηματικά περιγράφονται από την εξίσωση:

$$E(x,t) = E_0 \cos(\omega t - kx + \phi) \quad (1.7)$$

, όπου E_0 είναι το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου, $E(x,t)$ είναι το μέτρο του ηλεκτρικού πεδίου στο σημείο x την χρονική στιγμή t , ω είναι η κυκλική συχνότητα του πεδίου, k είναι το κυματοδιάνυσμα και ϕ είναι η σταθερά φάσης. Ο όρος

$(\omega t - kx + f)$ είναι η φάση του κύματος. Η εξίσωση (1.7) περιγράφει ένα μονοχρωματικό επίπεδο κύμα που διαδίδεται προς την κατεύθυνση x και αποτελεί λύση της κυματικής εξίσωσης (1.3). Η εξίσωση (1.7) μπορεί να αναπαρασταθεί είτε ως προς τον χρόνο είτε ως προς την απόσταση x . Για $\phi=0$, $x=0$ και $t=0$ έχουμε θεωρήσει ότι $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0$.



Σχήμα 1.1: Το Ηλεκτρομαγνητικό κύμα: το ηλεκτρικό πεδίο (\vec{E}) και το μαγνητικό πεδίο (\vec{H}) τα οποία ταλαντώνονται σε ορθογώνια επίπεδα και κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης του κύματος
(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η χωρική μεταβολή του μέτρου του ηλεκτρικού πεδίου E βρίσκεται αντικαθιστώντας στην (1.7) $t=0$ και $\phi=0$ και έτσι:

$$E = E_0 \cos kx \quad (1.8)$$

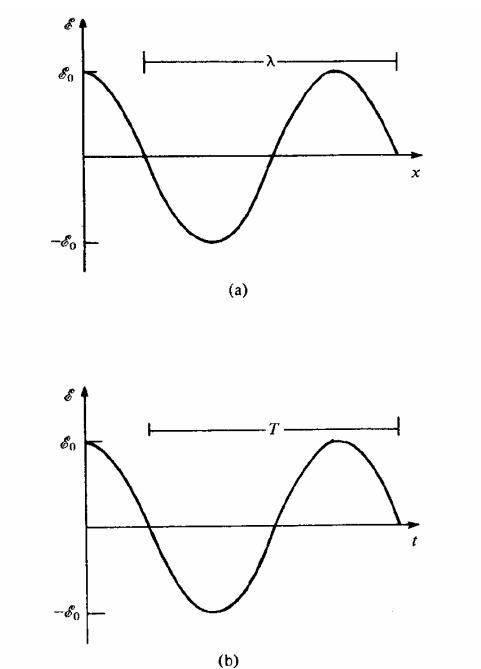
Η γραφική αναπαράσταση της (1.8) απεικονίζεται στο σχήμα 1.2 (α).

Η χρονική μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου βρίσκεται αν αντικαταστήσουμε το x και το ϕ με την τιμή μηδέν. Τότε προκύπτει ότι:

$$E = E_0 \cos \omega t \quad (1.9)$$

Η γραφική αναπαράσταση της (1.9) φαίνεται στο σχήμα 1.2 (β). Οι εξισώσεις (1.8) και (1.9) μπορούν να γραφούν με ποικίλους τρόπους χρησιμοποιώντας τις σχέσεις

που συνδέουν τα ω , v , k , λ και c . Υπενθυμίζουμε ότι ο χρόνος που αντιστοιχεί σε ένα πλήρη κύκλο είναι η περίοδος $T (= 1/\nu)$.



Σχήμα 1.2: Το ηλεκτρικό πεδίο (E) ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος (α) ως προς την απόσταση x και (β) ως προς τον χρόνο t
(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Εάν την χρονική στιγμή $t=0$ και στο σημείο $x=0$ το μέτρο του ηλεκτρικού πεδίου E δεν ισούται με E_0 τότε στις εξισώσεις (1.8) και (1.9) πρέπει να προστεθεί μια σταθερά φάσης ϕ . Οι εξισώσεις (1.8) και (1.9) μπορούν να γραφούν και με την μορφή συνημιτόνων ή με την μορφή μιγαδικών εκθετικών.

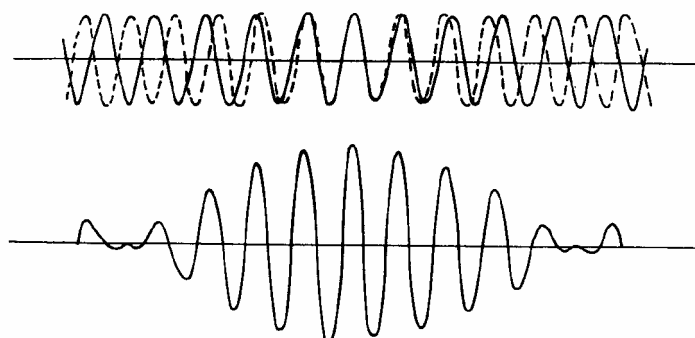
Στα επίπεδα κύματα άλλα και σε άλλους τύπους κυμάτων υπάρχουν επιφάνειες με σταθερή φάση, οι οποίες καλούνται μέτωπα κύματος. Τα μέτωπα κύματος κινούνται με μια ταχύτητα διάδοσης v η οποία δίνεται από την σχέση:

$$u = \frac{v}{k} = v\lambda \quad (1.10)$$

Η ταχύτητα v καλείται φασική ταχύτητα. Καθώς είναι αδύνατον να δημιουργήσουμε ένα τέλεια μονοχρωματικό κύμα συνήθως συναντούμε μια ομάδα κυμάτων με παραπλήσια μήκη κύματος η οποία κινείται με μια ταχύτητα v_g που καλείται ομαδική ταχύτητα. Η ομαδική ταχύτητα δίνεται από την σχέση:

$$u_g = \frac{\nabla \omega}{\nabla k} \quad (1.11)$$

Η έννοια του κυματοπακέτου το οποίο κινείται με ομαδική ταχύτητα απεικονίζεται στο σχήμα 1.3.



Σχήμα 1.3: Δύο επίπεδα κύματα που κινούνται προς την ίδια κατεύθυνση κινούμενα με την ομαδική ταχύτητα v_g .

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η εξίσωση (1.7) περιγράφει ένα επίπεδο κύμα που κινείται προς μια συγκεκριμένη κατεύθυνση. Η μαθηματική αυτή σχέση μπορεί να γενικευτεί και να περιγράψει επίπεδα κύματα που κινούνται προς οποιαδήποτε κατεύθυνση. Η γενικότερη σχέση είναι η παρακάτω:

$$E(x, y, z, t) = E_o \cos(\omega t - k \cdot \mathbf{r} + f) \quad (1.12)$$

, όπου \mathbf{r} είναι το διάνυσμα από την αρχή των αξόνων προς το σημείο (x, y, z) . Έτσι για παράδειγμα εάν έχουμε ένα επίπεδο κύμα που κινείται σχηματίζοντας γωνία θ με

τον άξονα x και με τα μέτωπα κύματος του κάθετα στο επίπεδο (x, y) τότε μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$k = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} \quad (1.13)$$

και το r μπορεί να γραφεί ως:

$$r = x \hat{x} + y \hat{y} \quad (1.14)$$

, όπου \hat{x} & \hat{y} είναι τα μοναδιαία διανύσματα πάνω στους άξονες x και y .

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (1.13) και (1.14) έχουμε ότι:

$$k \cdot r = xk_x + yk_y = xk \cos q + yk \sin q \quad (1.15)$$

Η εξίσωση (1.12) μπορεί λοιπόν να γραφεί ως:

$$E(x, y, z, t) = E_0 \cos(\omega t - kx \cos q - yk \sin q + f) \quad (1.16)$$

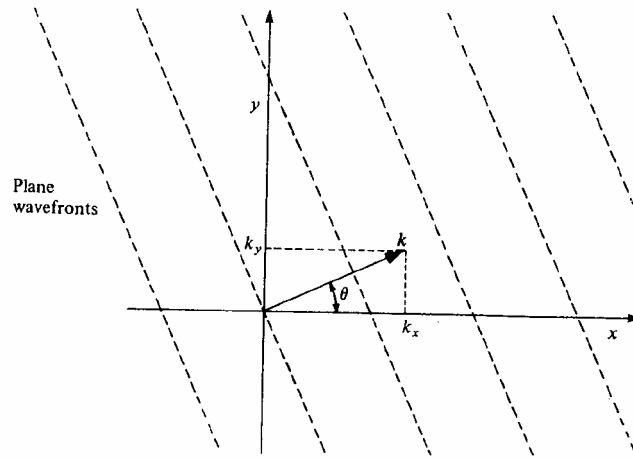
Ένα επίπεδο κύμα που διαδίδεται με γωνία θ ως προς τον άξονα x απεικονίζεται στο σχήμα 1.4.

Μια εξίσου σημαντική έννοια είναι το σφαιρικό κύμα. Το τελευταίο παράγεται από μια σημειακή πηγή και διαδίδεται ομοιόμορφα, μέσα σε ένα ιστροπικό μέσο, προς όλες τις κατευθύνσεις. Τα μέτωπα κύματος είναι σφαιρικοί φλοιοί. Το σφαιρικό κύμα μπορεί να περιγράψει από την εξίσωση:

$$E = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kR) \quad (1.17)$$

, όπου η σταθερά A είναι γνωστή ως η δύναμη της πηγής. Ο παράγοντας $1/r$ ερμηνεύει την μείωση του μέτρου του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος καθώς απομακρύνεται από την πηγή του κύματος. Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος είναι το τετράγωνο του μέτρου του ηλεκτρικού πεδίου άρα το μέτρο της

έντασης του ηλεκτρικού πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογο με το τετράγωνο της απόστασης από την πηγή των σφαιρικών κυμάτων. Εάν το μέσο δεν είναι ιστροπικό τότε τα μέτωπα κύματος δεν είναι σφαιρικοί φλοιοί, άλλα το σχήμα τους εξαρτάται από την ταχύτητα διάδοσης στις διάφορες κατευθύνσεις.



Σχήμα 1.4: Επίπεδο κύμα με το κυματοδιάνυσμα k στο επίπεδο (x,y) . Οι συνιστώσες του κυματοδιανύσματος πάνω στον άξονα x είναι $k_x = |k| \cos \theta$ και πάνω στον άξονα y είναι

$$k_y = |k| \sin \theta$$

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Μια εξίσου σημαντική έννοια είναι το σφαιρικό κύμα. Το τελευταίο παράγεται από μια σημειακή πηγή και διαδίδεται ομοιόμορφα, μέσα σε ένα ιστροπικό μέσο, προς όλες τις κατευθύνσεις. Τα μέτωπα κύματος είναι σφαιρικοί φλοιοί. Το σφαιρικό κύμα μπορεί να περιγραφεί από την εξίσωση:

$$E = \frac{A}{r} \cos(\omega t - k \cdot \mathbf{r}) \quad (1.18)$$

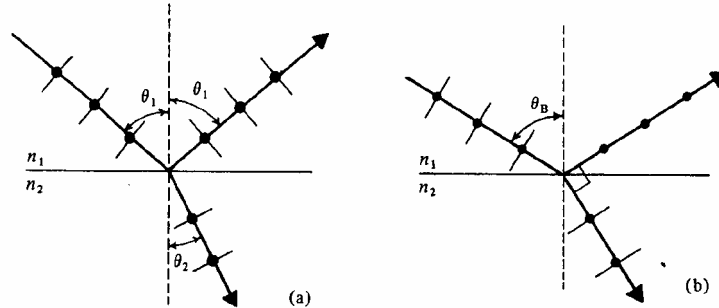
1.3 Πόλωση

Εάν το ηλεκτρικό πεδίο ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος που διαδίδεται μέσα στο κενό ταλαντώνεται πάνω σε ένα καθορισμένο επίπεδο, το κύμα χαρακτηρίζεται ως επίπεδα πολωμένο κύμα. Μια δέσμη φωτός αποτελείται από πολλά επίπεδα κύματα και γενικά τα επίπεδα ταλάντωσης των κυμάτων αυτών αλλάζουν με τον χρόνο. Τα κύματα αυτά καλούνται τυχαία πολωμένα κύματα μια και το συνιστάμενο ηλεκτρικό πεδίο θα ταλαντώνεται σε τυχαία κατεύθυνση. Είναι όμως δυνατόν, παρόλα αυτά να έχουμε δέσμες φωτός οι οποίες χαρακτηρίζονται από ηλεκτρικά πεδία τα οποία ταλαντώνονται πάνω σε καλά καθορισμένες κατευθύνσεις. Το φως αυτό καλείται πολωμένο. Η πιο απλή μορφή πόλωσης είναι το επίπεδα πολωμένο φως, το οποίο είναι όμοιο με το κύμα που απεικονίζεται στο σχήμα 1.1. Άλλες μορφές πόλωσης αναλύονται στην παράγραφο 2.1.

Το φως μπορεί να πολωθεί με διάφορους τρόπους και στο σημείο αυτό θα μελετήσουμε δύο βασικούς τρόπους πόλωσης του φωτός γνωστούς ως πόλωση μέσω ανάκλασης και πόλωση μέσω απορρόφησης. Όταν φυσικό φως προσπέσει πάνω σε μια επιφάνεια, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.5(α), παρατηρούμε ότι το φως με το διάνυσμα της πόλωσης του κάθετο στο επίπεδο πρόσπτωσης ανακλάται πιο ισχυρά από το φως που έχει το διάνυσμα πόλωσης του παράλληλο προς το επίπεδο πρόσπτωσης. Μπορούμε να αναλύσουμε το ηλεκτρικό πεδίο του κάθε κύματος σε μια παράλληλη και μια κάθετη συνιστώσα ως προς μια επιθυμητή κατεύθυνση: εδώ επιλέξαμε το επίπεδο πρόσπτωσης. Έτσι μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το μη πολωμένο φως αποτελείται από δυο ισοδύναμες επίπεδες πολωμένες συνιστώσες με κάθετες κατευθύνσεις.

Έχει παρατηρηθεί ότι το ποσοστό ανάκλασης του κάθετα και του παράλληλα πολωμένου κύματος ως προς το επίπεδο πρόσπτωσης, το οποίο ορίζεται από την δέσμη και την κάθετη στο επίπεδο αυτό, εξαρτάται από την γωνία πρόσπτωσης σύμφωνα με το σχήμα 1.6. Από το σχήμα αυτό διαπιστώνουμε ότι όταν η γωνία πρόσπτωσης πάρει μια συγκεκριμένη τιμή, η οποία ονομάζεται γωνία Brewster, η ανάκλαση μιας δέσμης με πόλωση παράλληλη ως προς το επίπεδο πρόσπτωσης είναι μηδέν. Άρα για αυτήν την γωνία η ανακλούσα δέσμη είναι γραμμικά πολωμένη ή για γωνία πρόσπτωσης ίση με την γωνία Brewster η παράλληλη πολωμένη δέσμη διαπερνάει εξολοκλήρου την διαχωριστική επιφάνεια. Μια δέσμη που διαπερνά έξι

πλακίδια τοποθετημένα υπό γωνία Brewster εξερχόμενη θα είναι γραμμικά πολωμένη δέσμη, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.7.



Σχήμα 1.5: Στο (α), το φως που ανακλάται από την διαχωριστική επιφάνεια που υπάρχει ανάμεσα σε δυο μέσα με δείκτες διάθλασης n_1 και n_2 είναι μερικώς πολωμένο (η συνιστώσα του κάθετα πολωμένου φωτός είναι μεγαλύτερη από την παράλληλα πολωμένη συνιστώσα), ενώ στην περίπτωση β) για γωνία πρόσπτωσης ίση με την γωνία Brewster η ανακλώμενη δέσμη είναι γραμμικά πολωμένη πλήρως.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Παρατηρήθηκε ότι όταν η γωνία πρόσπτωσης είναι ίση με την γωνία Brewster, η ανακλώμενη με την περιθλώμενη δέσμη του σχήματος 1.5 (β) σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία ίση με 90° . Χρησιμοποιώντας τον νόμο του Snell για το διαθλών φως στην διαχωριστική επιφάνεια έχουμε ότι:

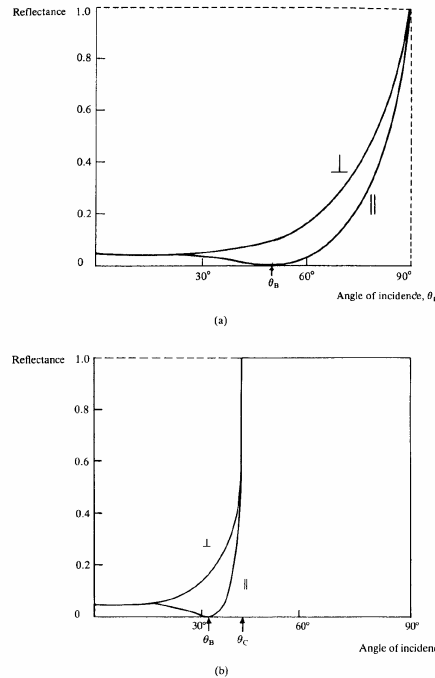
$$n_1 \sin q_1 = n_2 \sin q_2 \quad (1.19)$$

, όπου n_1 και n_2 είναι οι δείκτες διάθλασης του πρώτου και του δεύτερου μέσου αντίστοιχα (βλέπε σχήμα 1.5). Για γωνία πρόσπτωσης ίση με την γωνία Brewster από σχέση (1.19) έχουμε ότι:

$$n_1 \sin q_B = n_2 \cos q_B \quad (1.20)$$

Η εξίσωση (1.20) μπορεί να γραφεί ως:

$$\tan q_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.21)$$



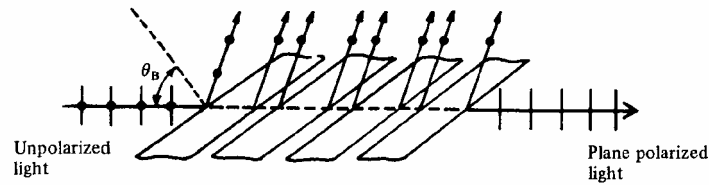
Σχήμα 1.6: Ανάκλαση ως προς γωνία πρόσπτωσης για φως πολωμένο παράλληλα και κάθετα ως προς το επίπεδο πρόσπτωσης για (α) λιγότερα πυκνά οπτικά μέσο και (β) για πιο πυκνά οπτικά μέσο.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η εξίσωση (1.21) είναι γνωστή ως νόμος του Brewster. Θα δούμε στο κεφάλαιο 5 ότι στα lasers συχνά χρησιμοποιούμε επιφάνειες που είναι τοποθετημένες υπό γωνία Brewster για να ελαχιστοποιήσουμε τις οπτικές απώλειες για μια συγκεκριμένη κατεύθυνση της πόλωσης του φωτός το οποίο διαπερνά τις επιφάνειες αυτές. Τέτοια συστήματα laser εκπέμπουν γραμμικά πολωμένο φως.

Στο σχήμα 1.5, και στις εξισώσεις (1.20), (1.21), έχουμε θεωρήσει ότι $n_2 > n_1$, άλλα για πρόσπτωση σε μια διαχωριστική επιφάνεια η οποία διαχωρίζει ένα περισσότερο πυκνά οπτικά μέσο από ένα λιγότερο πυκνά οπτικό μέσο. Είναι εύκολα κατανοητό ότι η γωνία Brewster του αέρα είναι διαφορετική από την γωνία Brewster ενός υλικού. Για παράδειγμα για την διαχωριστική επιφάνεια αέρα ($n=1$) γυαλί ($n=1.5$) η γωνία Brewster είναι ίση με 56.3° ενώ για την διαχωριστική επιφάνεια γυαλί αέρα η γωνία Brewster είναι ίση με 33.7° . Για αυτό το λόγο το σχήμα 1.7 πρέπει να τροποποιηθεί

και να συμπεριλάβει την περίθλαση που υφίσταται το φως στις επιφάνειες του κάθε γυαλιού.



Σχήμα 1.7: Σχηματική αναπαράσταση παραγωγής γραμμικά πολωμένου φωτός μέσω ανάκλασης. Το φως προσπίπτει στα τοποθετημένα πλακίδια υπό γωνία Brewster με αποτέλεσμα μετά από τα πλακίδια το φως που τα διαπερνά να είναι παράλληλα πολωμένο προς το επίπεδο πρόσπτωσης. (‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Παράδειγμα 1.1 Γωνία Brewster

Μπορούμε να υπολογίσουμε την γωνία Brewster για γυαλί του οποίου ο δείκτης διάθλασης στο αέρα είναι ίσος με 1.5. Από την εξίσωση (1.21) και θεωρώντας τον δείκτη διάθλασης του αέρα ίσο με 1 η γωνία Brewster για το γυαλί είναι ίση με 56.3° .

Η ανάκλαση φωτός παράλληλα ή κάθετα πολωμένου προς το επίπεδο πρόσπτωσης ποικίλει ανάλογα της γωνίας πρόσπτωσης στα πιο πυκνά οπτικά μέσα (όπου $n_1 > n_2$) όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.6(b). Παρατηρούμε ότι για γωνίες μεγαλύτερες μιας συγκεκριμένης γωνίας θ_c , η κρίσιμη γωνία, δεν υπάρχει δέσμη που διαπερνά την διαχωριστική επιφάνεια άλλα η δέσμη ανακλάται πλήρως.

Έτσι όταν η γωνία θ γίνεται ίση με την κρίσιμη γωνία τότε από τον νόμο του Snell (εξίσωση (1.19)) έχουμε:

$$n_1 \sin q_c = n_2 \sin 90^\circ \quad \ddot{Y} \quad q_c = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1} \quad (1.22)$$

Το φως μπορεί να πολωθεί επίσης μέσω απορρόφησης του από συγκεκριμένα υλικά όπως τουρμαλίνη και πολαρόνιτ. Το πολαρόνιτ αποτελείται από ένα πλαστικό κομμάτι κατασκευασμένο από πολυβιναλική αλκοόλη διαποτισμένη με ιώδιο. Τα

μόρια του polyvinyl alcohol impregnated με iodine είναι προσανατολισμένα σε μακριές αλυσίδες πάνω στο κομμάτι του πολαρόνιτ. Το υλικό αυτό διαπερνάτε κατά 80% από φως που είναι κάθετα πολωμένο προς τις αλυσίδες αυτές και λιγότερο από 1% από φως που είναι παράλληλα πολωμένο προς τις αλυσίδες αυτές. Τα πολαρόνιτ χρησιμοποιούνται σε διάφορα οπτικά συστήματα για την παραγωγή γραμμικά πολωμένου φωτός.

Εάν γραμμικά πολωμένο φως προσπέσει πάνω σε ένα πολαρόνιτ τότε το ποσοστό του φωτός που θα το διαπεράσει εξαρτάται από την γωνία θ που σχηματίζει η πόλωση του προσπίπτοντος φωτός με την διεύθυνση πόλωσης που μπορεί να διαπεράσει τον πολωτή (καλείται συχνά άξονας πόλωσης). Μπορούμε εύκολα να δείξουμε (πρόβλημα 1.4) ότι αν E_0 είναι το πλάτος της έντασης του προσπίπτοντος φωτός τότε το πλάτος της έντασης που διαπερνά τον πολωτή υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$I = E_o^2 \cos^2 q = I_o \cos^2 q \quad (1.23)$$

Η σχέση (1.23) είναι γνωστή ως νόμος του Malus.

1.4 Η αρχή της υπέρθεσης

Στα περισσότερα φαινόμενα οπτικής έχουμε να αντιμετωπίσουμε το πρόβλημα της υπέρθεσης δυο ή περισσότερων κυμάτων που συμβάλλουν στο ίδιο σημείο του χώρου. Στην περίπτωση αυτή ισχύει η αρχή της υπέρθεσης. Η αρχή αυτή δηλώνει ότι το συνισταμένο πεδίο σε ένα σημείο του χώρου και του χρόνου λόγω της ταυτόχρονης δράσης δυο ή περισσότερων ημιτονοειδών πεδίων δίνεται από το άθροισμα των ηλεκτρικών πεδίων των επιμέρους πεδίων. Έτσι ισχύει:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots \quad (1.24)$$

, όπου E_1, E_2, E_3, \dots είναι τα ηλεκτρικά πεδία των επιμέρους πεδίων μια καθορισμένη χρονική στιγμή και σε ένα καθορισμένο σημείο.

Ας εξετάσουμε την περίπτωση της συμβολής δυο κυμάτων της ίδιας συχνότητας τα οποία διαδίδονται προς την ίδια κατεύθυνση και δίνονται από τις σχέσεις:

$$E_1 = E_{o1} \sin(\omega t - kx + f_1)$$

$$E_2 = E_{o2} \sin(\omega t - kx + f_2)$$
(1.25)

Το συνιστάμενο πεδίο πάνω σε ένα σημείο οποιαδήποτε χρονική στιγμή δίνεται από την σχέση:

$$E = E_1 + E_2 = E_{o1} \sin(kx - \omega t + f_1) + E_{o2} \sin(kx - \omega t + f_2)$$

$$= (E_{o1} \cos f_1 + E_{o2} \cos f_2) \sin(kx - \omega t) + (E_{o1} \sin f_1 + E_{o2} \sin f_2) \cos(\omega t - kx)$$
(1.26)

Η σχέση (1.26) μπορεί να αναλυθεί και να γραφεί ως:

$$E = E_o \sin(\omega t - kx + f)$$
(1.27)

Αρκεί να ισχύει ότι:

$$E_o^2 = (E_{o1} \cos f_1 + E_{o2} \cos f_2)^2 + (E_{o1} \sin f_1 + E_{o2} \sin f_2)^2$$
(1.28)

ή

$$E_o^2 = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1}E_{o2} \cos(f_2 - f_1)$$
(1.29)

και

$$\tan f = \frac{E_{o1} \sin f_1 + E_{o2} \sin f_2}{E_{o1} \cos f_1 + E_{o2} \cos f_2}$$
(1.30)

Από τις εξισώσεις (1.27), (1.28), (1.29), (1.30) συμπεραίνεται ότι το συνιστάμενο πεδίο που προκύπτει από την σύνθεση δυο ημιτονοειδών κυμάτων έχει την ίδια συχνότητα με τα συμβαλλόμενα πεδία. Η σχέση (1.27) είναι λύση της κυματικής

εξίσωσης (1.3). Χρησιμοποιώντας την παραπάνω ανάλυση μπορούμε να δείξουμε ότι το συνιστάμενο πεδίο οποιαδήποτε αριθμού συμβαλλόμενων πεδίων της ίδιας συχνότητας είναι ένα ημιτονοειδές κύμα με την ίδια συχνότητα. Το συνιστάμενο πεδίο μπορεί να γραφεί ως (δες εξίσωση (1.28)):

$$E_o^2 = \sum_i \epsilon_i E_{oi} \cos f_i + \sum_i \epsilon_i E_{oi} \sin f_i \quad (1.31)$$

ή (βλέποντας την εξίσωση (1.29)):

$$E_o^2 = \sum_i \epsilon_i E_{oi}^2 + \sum_i \sum_j \epsilon_i \epsilon_j E_{oi} E_{oj} \cos(f_j - f_i) \quad (1.32)$$

όπου $i \neq j$. Επίσης ισχύει ότι:

$$\tan f = \frac{\sum_i \epsilon_i E_{oi} \sin f_i}{\sum_i \epsilon_i E_{oi} \cos f_i} \quad (1.33)$$

Εάν τώρα το φως πηγάζει από δυο ανεξάρτητες πηγές, περιλαμβανόμενης και της περίπτωσης να προέρχεται από διαφορετικά μέρη μιας εκτεταμένης πηγής, η διαφορά φάσης στην (1.32) θα μεταβάλλεται τυχαία με αποτέλεσμα η μέση τιμή της $\cos(f_j - f_i)$ να είναι μηδέν. Καθώς για κάθε θετική τιμή της διαφοράς φάσης υπάρχει μια αντίστοιχη αρνητική τιμή. Επομένως η εξίσωση (1.32) μπορεί να γραφεί ως:

$$E_o^2 = \sum_i \epsilon_i E_{oi}^2 \quad (1.34)$$

Από την σχέση (1.34) προκύπτει ότι η συνισταμένη ένταση είναι το άθροισμα των επιμέρους εντάσεων. Η περίπτωση που περιγράφει η εξίσωση (1.34) είναι η περίπτωση των μη σύμφωνων πηγών. Εάν από την άλλη μεριά τα κύματα προέρχονται από διαφορετικές πηγές οι οποίες διατηρούν σταθερή φάση μεταξύ τους οι πηγές τότε ονομάζονται σύμφωνες πηγές. Εάν μια περιοχή ακτινοβοληθεί από δυο σύμφωνα

κύματα τότε στην περιοχή αυτή θα σχηματισθούν κροσσοί συμβολής μια και η φάση των πηγών διαφέρει από σημείο σε σημείο.

Εάν θεωρήσουμε μια περιοχή που ακτινοβολείται από δυο σύμφωνες πηγές θα δούμε καθώς μετακινούμαστε πάνω στην επιφάνεια ότι οι σχετικές αποστάσεις από τις δυο πηγές αλλάζουν και ταυτόχρονα η διαφορά φάσης αλλάζει. Έτσι ο όρος $\cos(f_j - f_i)$ μεταβάλλεται περιοδικά ανάμεσα στην μονάδα και στην αρνητική μονάδα με αποτέλεσμα η ένταση του συνιστάμενου πεδίου να μεταβάλλεται από την μέγιστη τιμή της I_{\max} όπου:

$$I_{\max} = E_o^2 = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1}E_{o2} = (E_{o1} + E_{o2})^2 \quad (1.35)$$

Η τιμή της (1.35) αντιστοιχεί στην τιμή της (1.32) για $\cos(f_j - f_i) = +1$ ενώ στην ελάχιστη τιμή της έντασης του συνιστάμενου πεδίου αντιστοιχεί η τιμή $\cos(f_j - f_i) = -1$ και έτσι:

$$I_{\min} = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 - 2E_{o1}E_{o2} = (E_{o1} - E_{o2})^2 \quad (1.36)$$

Παράδειγμα 1.2 Η μέγιστη ένταση αρκετών σύμφωνων και μη σύμφωνων πηγών

Σε αυτό το σημείο συγκρίνουμε την μέγιστη ένταση που προκύπτει από την υπέρθεση από ίσες εντάσεις I από τέσσερις (α) σύμφωνες πηγές και (β) από ασύμφωνες πηγές. (α)

Από εξίσωση (1.37) προκύπτει $I_{\max} = n^2 I = 16I$ ενώ (β) από εξίσωση (1.34) προκύπτει

ότι $I_{\max} = nI = 4I$.

Έτσι στην περιοχή που φωτίζεται από δυο σύμφωνα κύματα θα υπάρχει μια αλληλουχία φωτεινών και σκοτεινών περιοχών. Οι παραπάνω σχέσεις μπορούν να γενικευτούν και για παράδειγμα η σχέση (1.35) για άπειρο αριθμό πεδίων για ένα σημείο που τα συμβαλλόμενα κύματα βρίσκονται σε φάση μπορεί να γραφεί ως:

$$I = (\sum_i E_{oi})^2 \quad (1.37)$$

Από σχέσεις (1.35), (1.36) καταλαβαίνουμε ότι η αλληλεπίδραση κυμάτων από σύμφωνες πηγές αλλάζει την κατανομή της ενέργειας χωρίς όμως να μεταβάλει την συνολική ενέργεια.

Στάσιμα κύματα: Ας μελετήσουμε τώρα την υπέρθεση δυο κυμάτων της ίδιας συχνότητας που κινούνται όμως σε αντίθετες κατευθύνσεις. Τα κύματα αυτά μπορεί να περιγραφούν από τις εξισώσεις:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_o \sin(\omega t - kx) \\ E_2 &= E_o \sin(\omega t + kx) \end{aligned} \quad (1.38)$$

Για διευκόλυνση μας έχουμε θεωρήσει ότι τα δυο κύματα έχουν το ίδιο πλάτος και οι σταθερές φάσεις τους είναι $\phi_1 = \phi_2 = 0$. Από υπέρθεση προκύπτει ότι το συνιστάμενο πεδίο είναι ίσο με $E = E_1 + E_2$ και επομένως προκύπτει ότι:

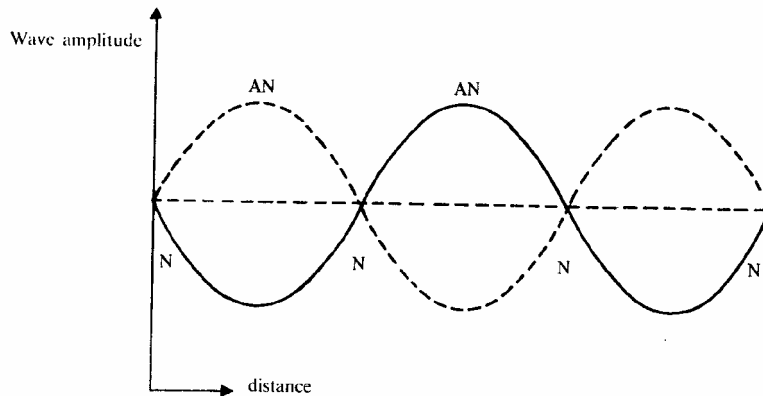
$$E = 2E_o \cos kx \sin \omega t \quad (1.39)$$

Η εξίσωση (1.39) περιγράφει ένα στάσιμο κύμα το οποίο απεικονίζεται στο σχήμα 1.8. Στην περίπτωση του στάσιμου κύματος δεν υπάρχει μεταφορά ενέργειας προς την μία ή την άλλη κατεύθυνση. Η πυκνότητα ενέργειας στο μέσο είναι ανάλογη με το τετράγωνο του πλάτους της διαταραχής ($4E_o^2 \cos^2 kx$) και μεταβάλλεται από την μέγιστη τιμή της στις κοιλίες του στάσιμου κύματος στην ελάχιστη τιμή της στους κόμβους του στάσιμου κύματος. Στάσιμα κύματα συναντούμε στις οπτικές κοιλότητες οι οποίες αποτελούνται από ένα ζευγάρι επίπεδων παράλληλων κατόπτρων υψηλής ανακλαστικότητας. Μια τέτοια κοιλότητα αποτελεί ένα από τα βασικά στοιχεία μιας συσκευής laser.

1.5 Συμβολή

Η μαθηματική έκφραση που περιγράφει την συμβολή δύο κυμάτων είναι η εξίσωση (1.29) :

$$I = E_o^2 = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1}E_{o2} \cos(f_2 - f_1) \quad (1.40)$$



Σχήμα 1.8: Στάσιμο κύμα όπου AN είναι οι κοιλίες του στάσιμου κύματος και N είναι οι κόμβοι του στάσιμου κύματος
(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Εάν $E_{o1} = E_{o2}$ τότε η (1.40) μπορεί να γραφεί ως:

$$I = 2E_{o1}^2 [1 + \cos(f_2 - f_1)] \quad (1.41)$$

Η σχέση (1.41) μπορεί να γραφεί και ως:

$$I = 4E_{o1}^2 \cos^2 \left(\frac{f_2 - f_1}{2} \right) \quad (1.42)$$

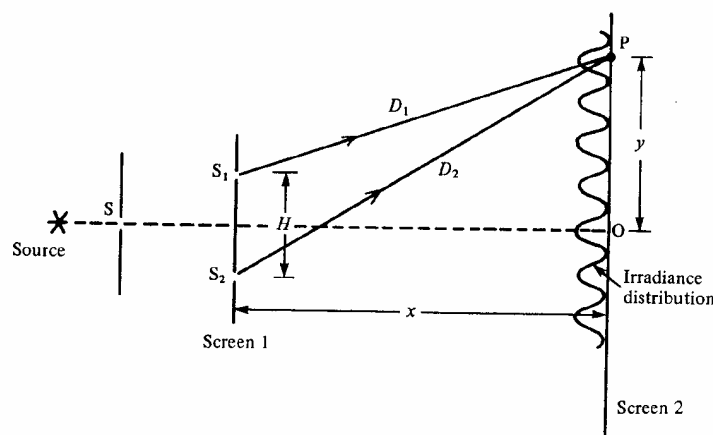
Η εξίσωση (1.42) αποκαλύπτει ότι η κατανομή της έντασης των κροσσών της συμβολής δυο κυμάτων περιγράφεται από μια συνάρτηση του τύπου (συνημίτονο)². Εάν οι συνεισφορές από τις δυο πηγές σύμφωνου φωτός είναι ίσες τότε η τιμή της (1.42) αλλάζει από την μέγιστη τιμή της $4I_1^2$ στην ελάχιστη τιμή της που είναι το μηδέν καθώς ο παράγων $(f_2 - f_1)$ μεταβάλλεται από μηδέν έως π αντίστοιχα. Εάν

ισχύει ότι $E_{o1}^2 \neq E_{o2}^2$ η ένταση της συμβολής των δύο κυμάτων μεταβάλλεται από $(I_1 + I_2)^2$ έως $(I_1 - I_2)^2$.

Για να παρατηρήσει κανείς τους κροσσούς συμβολής πριν την ανακάλυψη των lasers θα έπρεπε να προσέξει τα παρακάτω:

- (i) Το ζεύγος των κυμάτων να προέρχεται από την ίδια σημειακή πηγή. Το φως των δυο κυμάτων να οδηγείται στο ίδιο σημείο (συμβολή) ακολουθώντας διαφορετικές διαδρομές.
- (ii) Η διαφορά δρόμου να είναι αρκετά μικρή ώστε να εξασφαλίσει την συμφωνία μεταξύ των δυο κυμάτων (η διαφορά δρόμου πρέπει να είναι μικρότερη από το μήκος συμφωνίας της πηγής. Το μήκος συμφωνίας μιας σύμφωνης φωτεινής πηγής ορίζεται ως το μήκος διάδοσης από την πηγή μέχρι το σημείο όπου το ηλεκτρομαγνητικό κύμα διατηρεί ένα συγκεκριμένο βαθμό συμφωνίας. Συμβολή μπορεί να συμβεί για μήκος ίσο με το μήκος συμφωνίας και όχι για μεγαλύτερο μήκος. Στις οπτικές τηλεπικοινωνίες το μήκος συμφωνίας μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση $L = l^2 / nDl$).

Οι τρόποι διασφάλισης των παραπάνω προϋποθέσεων μπορούν να χωριστούν σε δυο ομάδες, οι οποίες είναι γνωστές ως ‘κατηγορία μετώπου κύματος’ και ‘κατηγορία πλάτους’. Το κλασικό πείραμα του Young, πραγματοποιήθηκε το 1802, ανήκει στην πρώτη αναφερθείσα κατηγορία. Το πείραμα αυτό απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα



Σχήμα 1.9: Πείραμα Young :Συμβολή κυμάτων
 (‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Στο πείραμα του Young μονοχρωματικό φως περνάει μέσα από μια οπή S προκειμένου να φωτίσει μια οθόνη που υπάρχουν δυο όμοιες οπές S_1 και S_2 . Τα μέτωπα κύματος από την S ακτινοβολούν ταυτόχρονα τις S_1 και S_2 έτσι ώστε η κατανομή του φωτός από τις S_1 και S_2 να προέρχεται από το ίδιο αρχικό μέτωπο κύματος και να προκύπτει σύμφωνο φως από τις οπές αυτές. Το φως από τις S_1 και S_2 (εάν οι τελευταίες έχουν μεγάλο μήκος και στενό εύρος) απομακρύνεται από αυτές με την μορφή κυλινδρικών μετώπων κύματος και συμβάλουν σε μια περιοχή πίσω από την οθόνη. Εάν σε αυτό το σημείο τοποθετηθεί μια δεύτερη οθόνη τότε πάνω της θα σχηματιστούν κροσσοί συμβολής παράλληλα τοποθετημένοι με τις σχισμές S_1 και S_2 .

Για να υπολογισθεί η ένταση του φωτός σε ένα σημείο P θα πρέπει να υπολογισθεί η διαφορά φάσης μεταξύ των κυμάτων που 'εκπέμπονται' από τις σχισμές S_1 και S_2 . Η τιμή της διαφοράς φάσης εξαρτάται από την διαφορά οπτικού δρόμου ($D_2 - D_1$) και η σχέση τους εκφράζεται από την παρακάτω σχέση:

$$(\text{Διαφορά Φάσης}) = \frac{2p}{l} (\text{Διαφορά Οπτικού Δρόμου}) \quad (1.43)$$

ή

$$f = f_2 - f_1 = \frac{2p}{l} (D_2 - D_1) \quad (1.44)$$

, όπου D_2 και D_1 είναι οι αποστάσεις από τα S_1 και S_2 του σημείου P .

Φωτεινοί κροσσοί παρατηρούνται όταν η διαφορά φάσης (1.43) είναι ίση με μηδέν ή $\pm 2pp$, όπου p είναι ένας ακέραιος αριθμός άρα

$$\frac{2p}{l} (D_2 - D_1) = \pm 2pp \quad (1.45)$$

Τότε από (1.45) προκύπτει ότι $|D_2 - D_1| = pl$. Επομένως φωτεινοί κροσσοί παρατηρούνται όταν η διαφορά οπτικού δρόμου ($D_2 - D_1$) είναι ακέραιο πολλαπλάσιο ενός αριθμού μηκών κύματος. Ομοίως σκοτεινοί κροσσοί σχηματίζονται όταν $f = \pm (2p + 1)p$, ή η διαφορά φάσης είναι ένας περιττός αριθμός μισών μηκών κύματος. Αφήνεται στον αναγνώστη ως άσκηση να υπολογίσει βάσει

του σχήματος 1.9 ότι φωτεινοί κροσσοί παρατηρούνται στο σημείο **P** σε απόσταση y από το **O** όταν:

$$y = \pm \frac{pl}{H} x \quad (1.46)$$

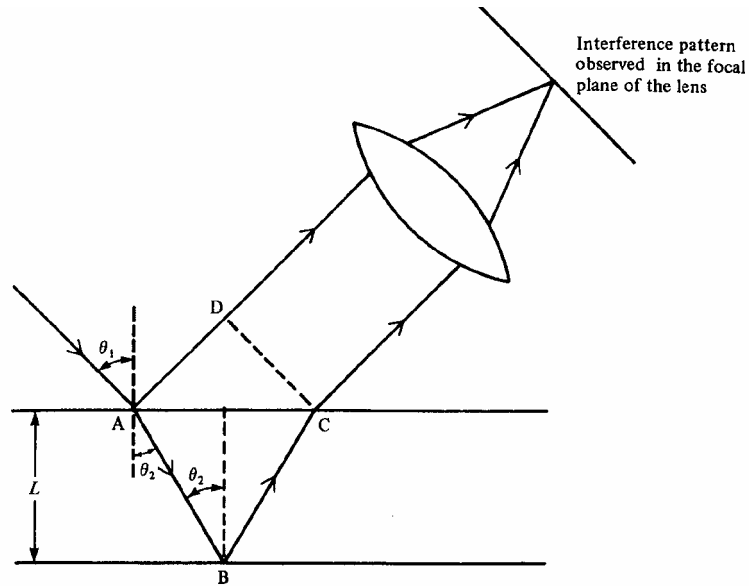
, όπου y και H είναι μικρές αποστάσεις συγκρινόμενες με την απόσταση x . Όπου H είναι η απόσταση μεταξύ των σχισμών και x είναι η απόσταση της οθόνης που παρατηρούμε τους κροσσούς συμβολής και των οπών S_1 και S_2 .

Η εξίσωση (1.42) προβλέπει ότι η ένταση όλων των φωτεινών κροσσών είναι η ίδια. Στην πραγματικότητα αυτό δεν ισχύει λόγω περίθλασης η οποία σαν φαινόμενο θα αναλυθεί στην επόμενη παράγραφο.

Φαινόμενα συμβολής της ‘κατηγορίας πλάτους’ μπορούν να παρατηρηθούν σε λεπτά films ή σε πλακίδια όπως παρατηρείται στο σχήμα 1.10. Η συμβολή σε αυτό το σχήμα είναι αποτέλεσμα της συμβολής του κύματος που ανακλάται από την επιφάνεια **A** του υμενίου ή του πλακιδίου και του φωτός που ανακλάται από την επιφάνεια **B** στο πίσω μέρος του υμενίου ή του δίσκου. Εάν το πλακίδιο έχει παράλληλες επιφάνειες τότε τα δυο κύματα που ανακλώνται από τις επιφάνειες **A** και **B** είναι παράλληλα μεταξύ τους και ο φακός θα εστιάσει τα δυο κύματα στην οθόνη παρατήρησης όπου και θα συμβάλουν. Χρησιμοποιώντας βασικές έννοιες της γεωμετρίας και τον νόμο του Snell ο αναγνώστης μπορεί να δείξει ότι η διαφορά οπτικού δρόμου είναι ίση με $(AB + BC)n - AD$ και η οποία είναι ίση με $2nL \cos q_2$, όπου θ_2 είναι η γωνία περίθλασης και L είναι το πάχος του film ή του πλακιδίου.

Για την εξαγωγή της έκφρασης που μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την διαφορά δρόμου θεωρήσαμε ότι το $AD \ll 0$ μια και οι διαστάσεις του συγκεντρωτικού φακού είναι μικρές. Η διαφορά φάσης από την σχέση (1.44) είναι ίση με $\left(\frac{2p}{l}\right)(2nL \cos q_2)$ και έτσι οι φωτεινοί κροσσοί παρατηρούνται όπου η διαφορά φάσης είναι ίση με $\frac{4pnL \cos q_2}{l} = 2pp$ η οποία με την σειρά της μπορεί να γραφεί ως:

$$pl = 2nL \cos q_2 \quad (1.47)$$



Σχήμα 1.10: Σχηματική Αναπαράσταση των φαινομένων συμβολής πάνω σε ένα film ή πλακίδιο με δείκτη διάθλασης n .

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Ομοίως οι σκοτεινοί κροσσοί συμβαίνουν όπου:

$$(2p+1)\frac{\lambda}{2} = 2nL \cos q_2 \quad (1.48)$$

Εάν το υλικό που είναι κατασκευασμένο το film ή το πλακίδιο είναι οπτικά πιο πυκνό η ανάκλαση του φωτός από την πάνω πλάκα του film ή του δίσκου θα προκαλέσει διαφορά φάσης π με αποτέλεσμα οι φωτεινοί κροσσοί να παρατηρούνται όταν ισχύει (1.48) ενώ οι σκοτεινοί κροσσοί όταν ισχύει η (1.47).

Για συγκεκριμένο κροσσό οι τιμές των p , λ , L και n έχουν σταθερές τιμές με αποτέλεσμα η θ_2 να είναι σταθερή. Οι κροσσοί είναι γνωστοί ως ‘κροσσοί ίσης κλίσης’. Εάν η γωνία πρόσπτωσης δεν είναι μεγάλη και μια μονοχρωματική πηγή χρησιμοποιείται τότε οι κροσσοί συμβολής παρατηρούνται ως ομόκεντροι κύκλοι στο σημείο εστίασης του φακού στην οθόνη.

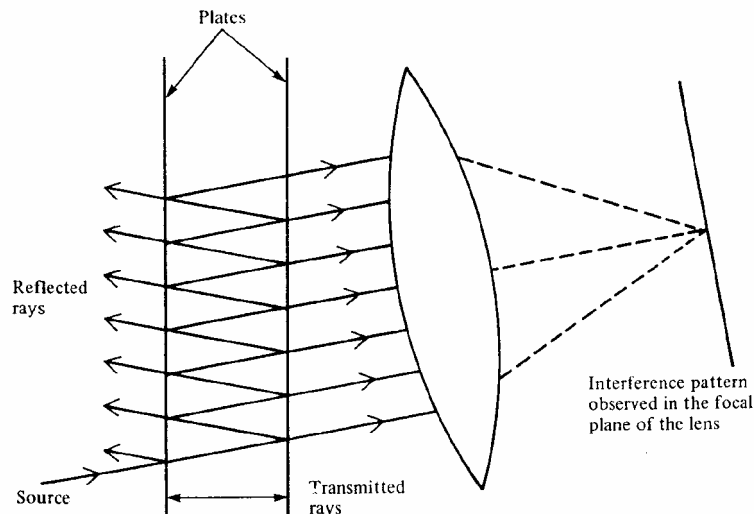
Όταν το οπτικό πάχος του δίσκου δεν είναι σταθερό και το οπτικό σύστημα είναι τέτοιο ώστε η θ_2 είναι σχεδόν σταθερή, οι κροσσοί είναι contours το καθένα από τα οποία έχει οπτικό πάχος ίσο με nL . Η περίπτωση αυτή μπορεί να αναλυθεί μέσω μιας μικρής σφήνας μικρής γωνίας. Εάν η σφήνα είναι κατασκευασμένη από ομοιόμορφο υλικό τότε οι κροσσοί έχουν την μορφή σχεδόν ευθείων γραμμών που είναι

παράλληλες ως προς την κορυφή της σφήνας. Αφήνετε και πάλι στον αναγνώστη να αποδείξει ότι η γωνία που σχηματίζει η κορυφή της σφήνας α δίνεται από:

$$a = \tan a = \frac{l}{2S} \quad (1.49)$$

, όπου S είναι η απόσταση των κροσσών. Οι κροσσοί είναι συχνά πολύ κοντά τοποθετημένοι και είναι εύκολο να παρατηρηθούν από ένα μικρής ισχύος μικροσκόπιο.

Πολλαπλή συμβολή κυμάτων: εάν οι ανακλάσεις ανάμεσα στα επίπεδα του πλακιδίου ή του υμενίου αυξηθούν θα παρατηρήσουμε συμβολή πολλαπλών δεσμών αντί δύο που παρατηρήσαμε στην σχήμα 1.10. Στην πράξη η συμβολή θα παρατηρηθεί καλύτερα εφόσον χρησιμοποιηθούν οι δέσμες που διαπερνούν το πλακίδιο ή το film παρά αυτές που ανακλώνται. Μια τέτοια περίπτωση απεικονίζεται στο σχήμα 1.11.



Σχήμα 1.11: Διαδρομές φωτός ως αποτέλεσμα πολλαπλών ανακλάσεων ανάμεσα σε 2 παράλληλα επίπεδα.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

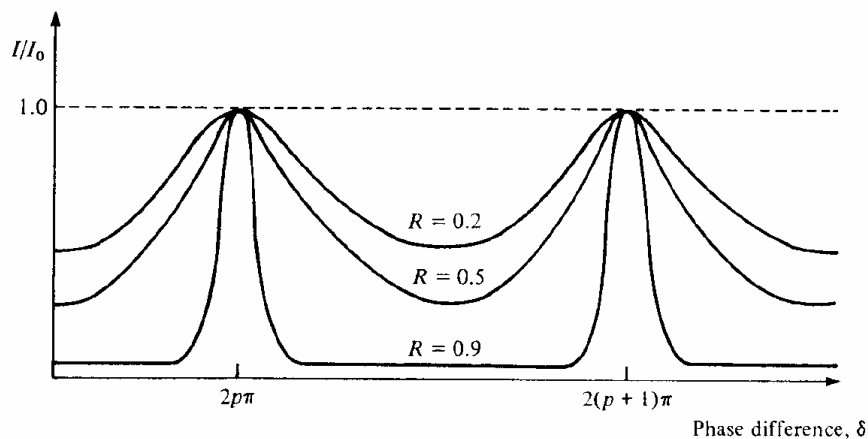
Εάν οι επιφάνειες του film ή του πλακιδίου είναι παράλληλες τότε οι δέσμες που διαπερνούν το πλακίδιο ή το film θα είναι παράλληλες μεταξύ τους και θα συμβάλλουν στο εστιακό σημείο του φακού. Το αποτέλεσμα της συμβολής των

δεσμών αυτών μπορεί να υπολογιστεί εύκολα μια και η διαφορά φάσης τους είναι σταθερή. Η διαφορά φάσης ανάμεσα στις δέσμες οφείλεται στις δυο επιπλέον εγκάρσιες διαδρομές ανάμεσα στις δυο επιφάνειες του πλακιδίου συν την διαφορά φάσης που οφείλεται λόγω των ανακλάσεων στις επιφάνειες του πλακιδίου. Αν ο τελευταίος παράγοντας αγνοηθεί η συνθήκη δημιουργίας φωτεινών κροσσών εκφράζεται από την εξίσωση (1.47). Η κατανομή της έντασης δεν εκφράζεται από μια συνάρτηση (συνημίτονο)² όπως στην εξίσωση (1.42) άλλα εκφράζεται από την συνάρτηση:

$$I = \frac{I_0 T^2}{1 - R^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 \frac{d}{2} \frac{\phi}{\theta}} \quad (1.50)$$

, όπου I_0 είναι η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, R και T είναι η ανακλαστικότητα και η διαπερατότητα των επιφανειών και δ είναι η ολική αλλαγή φάσης ανάμεσα σε δυο διαδοχικές ακτίνες.

Όσο πιο μεγάλη είναι η ανακλαστικότητα R τόσο πιο έντονοι είναι οι κροσσοί συμβολής, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.12.



Σχήμα 1.12: Σχηματική αναπαράσταση που δείχνει την μεταβολή της έντασης των κροσσών συμβολής ως συνάρτηση της ανακλαστικότητας R των επιπέδων του δίσκου ή του φίλτρου.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Κροσσοί συμβολής αυτού του τύπου παρατηρούνται στο Fabry-Perot συμβολόμετρο. Το όργανο αυτό αποτελείται από ένα ζευγάρι παράλληλα τοποθετημένων κατόπτρων τα οποία σχηματίζουν μια οπτική κοιλότητα. Η διακριτική ικανότητα του συμβολόμετρου Fabry-Perot είναι πολύ μεγάλη και χρησιμοποιείται για την ακριβή μέτρηση του φασματικού εύρους των φασματικών γραμμών.

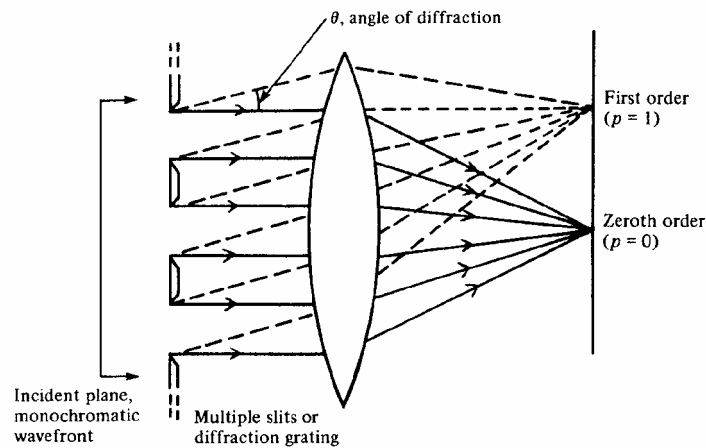
Φαινόμενα πολλαπλής συμβολής μπορούν να σχηματισθούν και από την διαίρεση του μετώπου του κύματος. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με την αύξηση του αριθμού των σχισμών από δυο, με τον μέγιστο αριθμός σχισμών να βρίσκεται στο φράγμα περίθλασης. Στην ενισχυτική συμβολή τα κύματα που πηγάζουν από τις σχισμές να θα πρέπει βρίσκονται σε φάση. Αποδεικνύεται ότι φωτεινοί κροσσοί σχηματίζονται από ένα φράγμα περίθλασης όταν ισχύει η παρακάτω σχέση:

$$pl = (a + b)\sin q = d \sin q \quad (1.51)$$

, όπου d είναι η σταθερά του φράγματος, a και b είναι το πλάτος και η απόσταση μεταξύ των σχισμών του φράγματος αντίστοιχα, θ είναι η γωνία περίθλασης όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.13. Για μια πιο λεπτομερή ανάλυση της θεωρίας του φράγματος περίθλασης ο αναγνώστης προτρέπεται να μελετήσει την αναφορά **1.1**.

1.6 Περίθλαση

Εάν ένα αδιαφανές αντικείμενο τοποθετηθεί ανάμεσα σε μια οπτική πηγή και μιας οθόνης η σκιά που εμφανίζεται δεν είναι έντονη. Φως παρουσιάζεται σε περιοχές που βρίσκονται μέσα στην γεωμετρική σκιά του αντικειμένου. Ομοίως φως που αναδύεται από μια στενή οπή παρατηρείται πως διαχέεται προς τα έξω. Η αποτυχία του φωτός να ταξιδέψει σε ευθύγραμμες τροχιές καλείται περίθλαση του φωτός και είναι συνέπεια της κυματικής φύσης του.



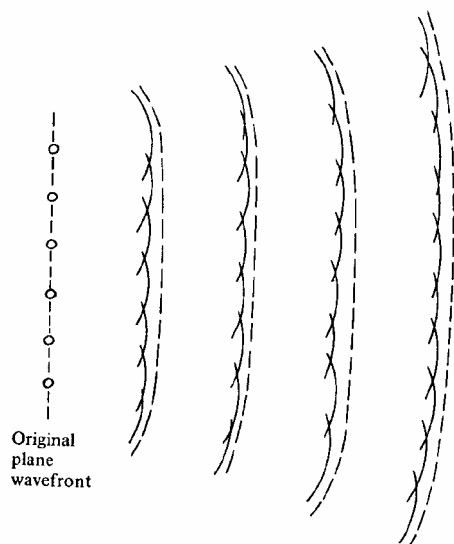
Σχήμα 1.13: Σχηματική αναπαράσταση κροσσών συμβολής από ένα φράγμα περίθλασης. Εάν το φως δεν είναι μονοχρωματικό τότε σχηματίζονται 1^{ης}, 2^{ης} ...τάξης κροσσοί συμβολής για κάθε μήκος κύματος που υπάρχει σε διαφορετικές γωνίες περίθλασης θ έτσι ώστε να μπορούν να διαχωριστούν.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Τα θεμελιώδη χαρακτηριστικά της περίθλασης μπορούν να εξηγηθούν από την αρχή του Huygens η οποία δηλώνει ότι: Η τροχιά του φωτός μπορεί να προβλεφθεί θεωρώντας κάθε σημείο ενός μετώπου κύματος ότι δρα ως πηγή δευτερευόντων μετώπων κύματος τα οποία διαχέονται προς όλες τις κατευθύνσεις. Με το πέρας μικρού χρονικού διαστήματος η περιβάλλουσα των δευτερευόντων μετώπων κύματος αποτελεί το νέο μέτωπο κύματος’. Στην πραγματικότητα τα διάφορα σφαιρικά μέτωπα κύματος που εκπέμπονται από τις σημειακές πηγές προστίθενται βάση της αρχής της υπέρθεσης και δημιουργούν το νέο μέτωπο κύματος μια μετέπειτα χρονική στιγμή. Η διάδοση ενός επίπεδου κύματος σύμφωνα με την αρχή του Huygens απεικονίζεται στο σχήμα 1.14. Παρατηρούμε ότι τα μέτωπα κύματος αναπτύσσουν μια καμπυλότητα στα άκρα τους λόγω του ότι η ακτινοβολία από τα άκρα κινείται μακριά από τον άξονα διάδοσης. Τα διαδοχικά μέτωπα κύματος καμπυλώνονται ολοένα και περισσότερο έτσι ώστε η ακτινοβολία να αποκλίνει.

Μια ποσοτική περιγραφή της αρχής του Huygens μπορεί να επιτευχθεί μέσω της μαθηματικής σχέσης γνωστής ως Fresnel–Kirchhoff (**αναφορά 1.4**). Η περίθλαση μπορεί να χωριστεί σε δύο κατηγορίες γνωστές ως περίθλαση Fraunhofer και περίθλαση Fresnel. Ποιοτικά, η περίθλαση Fraunhofer συμβαίνει όταν τα

προσπίπτοντα και τα περιθλώμενα κύματα είναι επίπεδα κύματα, ενώ η περίθλαση Fresnel συμβαίνει όταν η καμπυλότητα των μετώπων κύματος είναι σημαντική.



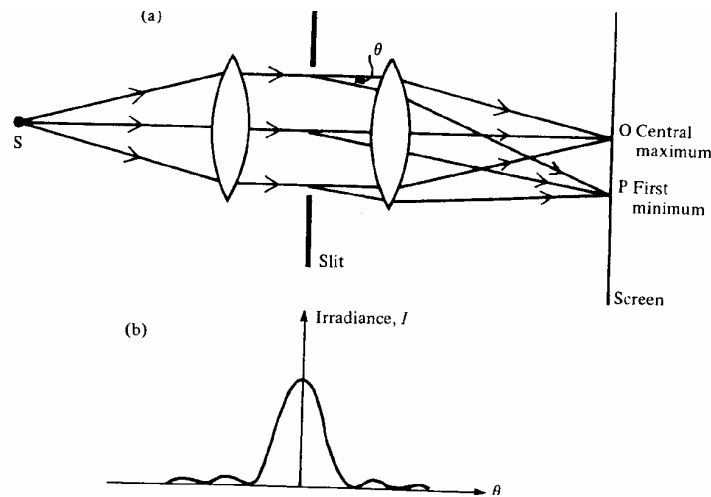
Σχήμα 1.14: Απεικόνιση της αρχής του Huygens στην διάδοση επίπεδων κυμάτων (διακεκομμένες γραμμές). Οι μικροί κύκλοι είναι τυπικές σημειακές πηγές δευτερευόντων μετώπων κύματος πάνω στο αρχικό μέτωπο κύματος. Το συνιστάμενο μέτωπο κύματος μια κατοπινή χρονική στιγμή είναι αποτέλεσμα των δευτερευόντων μετώπων κύματος. Η παραπάνω αναπαράσταση επιδεικνύει ότι ένα αρχικά επίπεδο κύμα αποκλίνει καθώς διαδίδεται μέσα στο μέσο διάδοσης

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes).

Ιδιαίτερης σημασίας είναι η περίθλαση Fraunhofer που συμβαίνει από στενή οπή και η πειραματική διάταξη που μας βοηθά να την παρατηρήσουμε αυτό το είδος περίθλασης απεικονίζεται στο σχήμα 1.15(α). Πάνω από το 80% του φωτός που διαπερνά την οπή βρίσκεται στο κεντρικό μέρος του κροσσού γύρω από το οποίο υπάρχουν λιγότερο φωτεινές περιοχές. Οι φωτεινές περιοχές διαχωρίζονται από σκοτεινές περιοχές οι οποίες παρατηρούνται σε γωνίες περίθλασης που μπορούν να υπολογιστούν από την σχέση:

$$\sin q = \frac{pl}{D} \quad (1.52)$$

, όπου **D** είναι το εύρος της οπής.



Σχήμα 1.15: (α) Σχηματική περιγραφή της περίθλαση Fraunhofer η οποία παράγεται από μια λεπτή οπή και (β) η κατανομή έντασης ως προς την γωνία περίθλασης θ . ('Optoelectronics: An introduction', by J. Wilson and J.F.B. Hawkes).

Μια πιο σημαντική περίπτωση είναι αυτή της κυκλικής οπής από την οποία παράγονται ομόκεντροι σκοτεινοί και φωτεινοί κροσσοί. Πάνω από το 84% του φωτός συγκεντρώνεται στο κεντρικό φωτεινό δίσκο, ο οποίος είναι γνωστός ως δίσκος Airy. Μέτρο της περίθλασης είναι η γωνία θ στην οποία ο πρώτος σκοτεινός κροσσός παρατηρείται και μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση Fresnel – Kirchhoff:

$$\sin q = 1.22 \frac{\lambda}{D} \gg \frac{\lambda}{D} \quad (1.53)$$

, όπου D είναι η διάμετρος της οπής. Σε πολλές εφαρμογές η έξοδος του laser ή άλλης πηγής εστιάζεται, εξαπλώνεται ή περνάει μέσα από φακούς, πρίσματα. Σε κάθε περίπτωση τα άκρα του οπτικού στοιχείου λειτουργούν ως οπή περιορίζοντας την έκταση της δέσμης και εισάγουν επιπρόσθετη απόκλιση λόγω περίθλασης.

Πρέπει να σημειωθεί ότι η περίθλαση θέτει ένα όριο στην διακριτική ικανότητα των οπτικών οργάνων και είναι υπεύθυνη για την 'απώλεια' βαθμών συμβολής που δημιουργούν διπλής ή πολλαπλής οπής διατάξεις. Η κατανομή της έντασης των κροσσών απεικονίζεται στο σχήμα 1.15(b). Έτσι για συγκεκριμένες γωνίες θ όπου αναμενόταν να παρατηρηθεί φωτεινός κροσσός συμβολής δεν παρατηρείται τίποτα λόγω περίθλασης.

Παράδειγμα 1.3 Ισχύς ανάλυσης: το κριτήριο Rayleigh

Μπορούμε να υπολογίσουμε (α) την ελάχιστη απόσταση μεταξύ δύο σημείων τα οποία μπορούν να διαχωριστούν από ένα τηλεσκόπιο που χρησιμοποιεί αντικειμενικούς φακούς διαμέτρου 0.1 m οι οποίοι είναι 500 m μακριά από τις φωτεινές πηγές και (β) την μικρότερη φασματική διαφορά σε μήκη κύματος η οποία μπορεί να διαχωριστεί από ένα φράγμα διάθλασης το οποίο είναι 40 mm πλατύ και έχει 600 γραμμές ανά mm , στην $1^{\text{η}}$ τάξη (Θεωρήστε $\lambda = 550\text{ nm}$ και στις δυο περιπτώσεις)

Μπορούμε να καθορίσουμε την διακριτική ικανότητα ενός οργάνου σύμφωνα με το κριτήριο Rayleigh, το οποίο μας λέει ότι δυο αντικείμενα (ή δυο μήκη κύματος) μπορούν μόλις να διακριθούν εάν οι κροσσοί συμβολής όταν παρατηρηθούν μέσω ενός οπτικού συστήματος είναι τέτοιοι ώστε το μέγιστο του ενός πέφτει πάνω στο ελάχιστο του άλλου.

Για το ερώτημα (α) το κριτήριο Rayleigh προϋποθέτει ότι οι πηγές πρέπει να έχουν γωνιακό διαχωρισμό ίσο με $q; l/D$. Η γωνία θ δίνεται επίσης από την σχέση

$q = S_{\min}/500$, όπου S_{\min} είναι η ελάχιστη απόσταση ανάμεσα στις 2 πηγές. Έτσι

$$l/D = S_{\min}/500 \text{ άρα}$$

$$S_{\min} = \frac{500 \cdot 550 \cdot 10^{-9}}{0.1} = 2.75\text{mm}$$

Για το (β) η φασματική διακριτική ικανότητα του φράγματος είναι l/dl και ισούται με pN , όπου N είναι ο αριθμός των γραμμών που χρησιμοποιούνται. Έτσι για την $1^{\text{η}}$ τάξης περίθλαση όπου $p = 1$, η διακριτική ικανότητα είναι 0.023 nm .

1.7 Πηγές Φωτός – ακτινοβολία μέλαν σώματος

Οι πηγές φωτός που αναλύονται σε αυτήν την παράγραφο είναι γνωστές ως κλασσικές ή θερμικές πηγές. Οι πηγές αυτές καλούνται έτσι γιατί εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία η οποία σχετίζεται με την θερμοκρασία τους. Οι θερμικές πηγές μπορούν να χωριστούν σε δυο κατηγορίες γνωστές ως μαύρα σώματα

και γραμμικές πηγές. Τα μαύρα σώματα είναι αδιαφανή υλικά ή ζεστά πυκνά αέρια τα οποία ακτινοβολούν σε όλα τα μήκη κύματος. Οι γραμμικές πηγές ακτινοβολούν σε διακριτά μήκη κύματος.

Μέλαν σώμα: Η ακτινοβολία από αδιαφανή αντικείμενα και ζεστά πυκνά αέρια μελετήθηκε στα τέλη του 19^{ου} αιώνα και είχε ως αποτέλεσμα την δημιουργία των παρακάτω εμπειρικών νόμων. Πρώτον διατυπώθηκε ότι ο ρυθμός εκπομπής της Η/Μ ενέργειας είναι ανάλογος της τέταρτης δύναμης της απόλυτης θερμοκρασίας, δηλαδή:

$$W = s T^4 \quad (1.54)$$

, όπου W είναι η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας και το s είναι η σταθερά του Stefan. Η εξίσωση (1.54) είναι γνωστή ως ο νόμος του Stefan – Boltzmann. Η σχέση (1.54) ισχύει μονάχα για το μαύρο σώμα το οποίο είναι ο πιο αποδοτικός εκπομπός θερμικής ακτινοβολίας. Μια προσέγγιση του τι είναι το μαύρο σώμα μπορεί να επιτευχθεί δημιουργώντας μια σπή σε μια κλειστή κοιλότητα και αν η τελευταία παραμένει σε σταθερή ομοιόμορφη θερμοκρασία, η ακτινοβολία που εκπέμπεται προσεγγίζει αυτή του μαύρου σώματος. Οι περισσότερες θερμές επιφάνειες προσεγγίζουν το μέλαν σώμα και για αυτό το λόγο ο ρυθμός της εκπεμπόμενης Η/Μ ακτινοβολίας δίνεται από την σχέση:

$$W = \epsilon s T^4 \quad (1.55)$$

, όπου ϵ είναι ο συντελεστής εκπομπής της επιφάνειας, και παίρνει τιμές από μηδέν έως ένα (η τιμή του μέλαν σώματος).

Παράδειγμα 1.4 Υπολογισμός της ισχύς που ακτινοβολείται

Μπορούμε να υπολογίσουμε την ολική ισχύ που εκπέμπεται από μια περιοχή επιφάνειας 10^{-5} m^2 σε θερμοκρασία των 2000 K , αν μας δίνεται ότι ο συντελεστής εκπομπής είναι 0.7 . Από την εξίσωση (1.55) έχουμε:

$$W = 0.7 \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-5} \cdot (2000)^4 = 6.35W$$

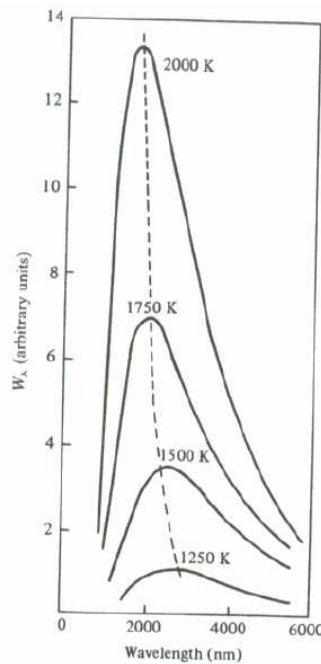
Δεύτερον σημειώνεται ότι η φασματική κατανομή ενέργειας που εκπέμπεται σε δεδομένη θερμοκρασία έχει μια μέγιστη τιμή η οποία κινείται προς μικρότερες τιμές του μήκους κύματος καθώς η θερμοκρασία αυξάνει, όπως απεικονίζεται στην σχήμα 1.16. Η μετατόπιση του μέγιστου μήκους κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας λόγω μεταβολής της θερμοκρασίας περιγράφεται από τον νόμο του Wien που είναι ο παρακάτω:

$$\lambda_m T = \text{constant} \quad (1.56)$$

, όπου λ_m είναι το μήκος κύματος που η εκπεμπόμενη ισχύς είναι μέγιστη για μια συγκεκριμένη θερμοκρασία T . Οι καμπύλες του σχήματος 1.16 και οι παραπάνω νόμοι περιγράφονται επακριβώς από την σχέση του Planck η οποία μπορεί να γραφεί ως:

$$W_\lambda = \frac{2\pi^5 h^6 c^5}{15 \lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (1.57)$$

, όπου W_λ είναι η φασματική ακτινική εκπομπή (δες πίνακα 1.2).



Σχήμα 1.16: Κατανομή φασματικής ενέργειας μέλαν σώματος σε διάφορες θερμοκρασίες ('Optoelectronics: An introduction', by J. Wilson and J.F.B. Hawkes).

Για την εξαγωγή της εξίσωσης αυτής ο Planck θεώρησε τα πιθανά στάσιμα κύματα ή τους κανονικούς τρόπους (συχνότητες) που μπορούν να υπάρξουν μέσα σε μια κοιλότητα και θεώρησε αντίστοιχα ότι η ενέργεια τους είναι πολλαπλάσια μιας θεμελιώδους ποσότητας. Έτσι σύμφωνα με τον Planck η ύλη μπορεί να εκπέμπει διακριτές ποσότητες ενέργειας οι οποίες καλούνται φωτόνια. Η επιτυχία της θεωρίας αυτής αποτελεί την αρχή της εξέλιξης της μοντέρνας κβαντικής θεωρίας.

Γραμμικές πηγές : Στην περίπτωση των διεγερμένων αερίων όπου υπάρχει μικρή αλληλεπίδραση μεταξύ των ατόμων, ιόντων και μορίων, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία εκπέμπεται σε καλά καθορισμένα μήκη κύματος. Αυτό μπορεί να κατανοηθεί αν σκεφτούμε το μοντέλο του ατόμου από τον Bohr στο οποίο θεωρείτε ότι το άτομο αποτελείται από τον θετικά φορτισμένο πυρήνα συνολικού φορτίου Ze (όπου Z είναι ο ατομικός του ατόμου) με ηλεκτρόνια μάζας m και φορτίου e τα οποία βρίσκονται σε 'επιτρεπτές τροχιές' γύρω από τον πυρήνα. Κάθε μια από τις τροχιές αυτές ανταποκρίνεται σε ένα καλά καθορισμένο ενεργειακό επίπεδο. Η ενέργεια κάθε επιπέδου δίνεται από την σχέση:

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{8n^2h^2e_0^2} \quad (1.58)$$

, όπου n είναι ένας ακέραιος αριθμός που είναι γνωστός ως ο κύριος κβαντικός αριθμός. Το εξωτερικό ηλεκτρόνιο μπορεί να διεγερθεί από την κανονική ή θεμελιώδη κατάσταση του σε μια διεγερμένη τροχιά του η οποία είναι συνήθως άδεια. Όταν ένα ηλεκτρόνιο μεταπίπτει από μια διεγερμένη τροχιά προς μια χαμηλότερη τότε εκπέμπεται ένα κβάντα ενέργειας. Η ενέργεια του κβάντα είναι ίση με την διαφορά ΔE ανάμεσα στις ενέργειες της αρχικής και της τελικής τροχιάς. Έτσι το κβάντα της ενέργειας είναι ίσο με:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \Delta E \quad (1.59)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (1.58) και (1.59) προκύπτει ότι:

$$n = \frac{DE}{h} = \frac{me^4 Z^2}{8h^3 e_o^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (1.60)$$

, όπου n_i και n_f είναι οι κύριοι κβαντικοί αριθμοί της αρχικής και της τελικής κβαντικής τροχιάς που παίρνουν μέρος στην αποδιέγερση του ηλεκτρονίου.

Οι φασματικές γραμμές που εκπέμπονται με αυτό τον τρόπο έχουν πολύ στενό φασματικό εύρος αποτελούν δηλαδή μονοχρωματικό φως. Στην πραγματικότητα βέβαια υπάρχουν πολλοί τρόποι φασματικής διαπλάτυνσης οι οποίοι έχουν σαν αποτέλεσμα την αύξηση του αριθμού των μηκών κύματος που σχετίζονται με τα εκπεμπόμενα φωτόνια.

Όσο τα άτομα είναι σε θερμική ισορροπία με το περιβάλλον η εκπεμπόμενη ενέργεια από έναν εκπομπό ποτέ δεν μπορεί να γίνει μεγαλύτερη από αυτή του μαύρου σώματος στην ίδια θερμοκρασία. Αυτό είναι αλήθεια παρά την μεγάλη διαφορά στην φασματική κατανομή της ενέργειας των δυο πηγών, ακόμα και αν συγκρίνουμε την ενέργεια που εκπέμπεται ανά μονάδα μήκους κύματος. Το παραπάνω συμπέρασμα δεν ισχύει στην περίπτωση των lasers όπου τα άτομα όπως θα δούμε στην συνέχεια δεν είναι σε θερμική ισορροπία.

Παράδειγμα 1.5 Η ενέργεια ιονισμού ενός ατόμου υδρογόνου

Στο σημείο αυτό υπολογίζουμε την ενέργεια ιονισμού του ατόμου του Υδρογόνου ($Z=1$) με τις φυσικές σταθερές γνωστές από το Appendix 6. Η ενέργεια ιονισμού είναι η ενέργεια που απαιτείται για να διεγείρουμε ένα ηλεκτρόνιο από την θεμελιώδη στάθμη του ($n=1$) στο άπειρο ($n=\infty$). Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.58) έχουμε:

$$E_{ion} = \frac{9.1 \times 10^{-31} \times (1.6 \times 10^{-19})^4}{8 \times (6.6 \times 10^{-34} \times 8.85 \times 10^{-12})^2} = 2.176 \times 10^{-18} \text{ J}$$

Για να ανακεφαλαιώσουμε αυτή την παράγραφο επιστρέφουμε εν συντομία στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το οποίο αναπαριστά το φωτόνιο ή την σωματιδιακή φύση του φωτός. Ο Einstein ερμήνευσε την εκπομπή ηλεκτρονίων από μεταλλικές

επιφάνειες στις οποίες προσπίπτει φως καθώς τα φωτόνια μεταφέρουν ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο. Παρατηρήθηκε ότι (α) η ενέργεια που μεταφέρεται στα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια εξαρτάται όχι από την ένταση της ακτινοβολίας αλλά από την συχνότητα της, (β) για φως καθορισμένης συχνότητας τα φωτο-ηλεκτρόνια έχουν μέγιστη ενέργεια E_{\max} και (γ) για κάθε συγκεκριμένο μέταλλο υπάρχει μια ελάχιστη συχνότητα για το φως η οποία θα προκαλέσει εκπομπή ηλεκτρονίων. Οι παρατηρήσεις (α), (β) και (γ) συνοψίζονται στην εξίσωση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου του Einstein:

$$E_{\max} = h\nu - e\phi \quad (1.61)$$

Όπου e είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου και ϕ είναι σταθερά για κάθε μέταλλο και είναι γνωστή ως έργο εξαγωγής. Η ποσότητα $e\phi$ αντιπροσωπεύει την ενέργεια που απαιτείται για να ελευθερωθεί ένα ηλεκτρόνιο από την επιφάνεια. Η διαφορά ανάμεσα στην ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου $h\nu$ και του $e\phi$ εμφανίζεται ως κινητική ενέργεια του εκπεμπόμενου ηλεκτρονίου.

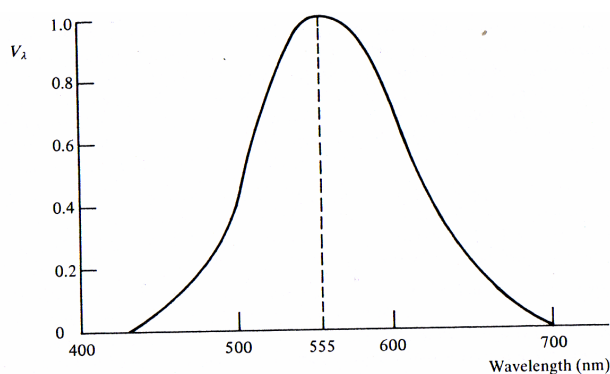
Παράδειγμα 1.6 Η εξίσωση έργου των μετάλλων

Εάν η χαμηλότερη συχνότητα φωτός που προκαλεί εκπομπή ηλεκτρονίων από μια επιφάνεια βολφραμίου είναι $1.1 \times 10^{15} \text{ Hz}$, τότε μπορούμε να υπολογίσουμε το έργο εξαγωγής. Από εξίσωση (1.61) έχουμε ότι $h\nu_0 = e\phi$, όπου ν_0 είναι η συχνότητα κατωφλιού και εφόσον τα ηλεκτρόνια εξέρχονται με τουλάχιστον μηδενική κινητική ενέργεια: $\phi = 4.5 \text{ eV}$

1.8 Μονάδες φωτός

Η μέτρηση της ενέργειας της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας όταν όλα τα μήκη κύματος θεωρούνται ισοδύναμα είναι γνωστή και ως ραδιομετρία. Η μέτρηση των χαρακτηριστικών αυτών της ακτινοβολίας τα οποία επηρεάζουν την όραση είναι γνωστή ως φωτομετρία. Η σύνδεση των δυο αυτών κλάδων είναι η καμπύλη που απεικονίζεται στο σχήμα 1.17, στο οποίο επιδεικνύεται η φασματική απόκριση V_λ του

μέσου οφθαλμού σε διαφορετικά μήκη κύματος. Το V_λ έχει τιμή ίση με την μονάδα στο μήκος κύματος $\lambda=555$ nm όπου το μάτι έχει την μέγιστη απόκριση. Η τιμή του V_λ πέφτει στο μηδέν στα όρια του ορατού φωτός που είναι στα 400 και 700 nm. Για κανονικά επίπεδα όρασης όπου η μέγιστη απόκριση του ματιού είναι στα 555 nm ένα watt εκπεμπόμενης ενέργειας (ακτινοβολία) αντιστοιχεί σε 680 lumens. Το watt είναι ραδιομετρική μονάδα μέτρησης ενώ το lumens είναι φωτομετρική μονάδα μέτρησης.



Σχήμα 1.17: Φασματική απόκριση κανονικής ανθρώπινου οφθαλμού
 ('Optoelectronics: An introduction', by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Για τον καθορισμό της λαμπρότητας διαφορετικών πηγών φωτός, θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν οι φωτομετρικές μονάδες. Στην τεχνολογία laser χρησιμοποιούνται ευρέως οι ραδιομετρικές μονάδες. Για αυτό το λόγο θα περιγράψουμε τις πιο σημαντικές ραδιομετρικές μονάδες και θα κάνουμε την αντιστοιχία με τις φωτομετρικές μονάδες στον πίνακα 1.2.

Το φως είναι μια μορφή ενέργειας και έτσι η εκπεμπόμενη ενέργεια και ισχύς μετρούνται σε joules και watt αντίστοιχα. Η ακτινοβολούμενη ενέργεια καμιά φορά αναφέρεται ως ροή ενέργειας Φ . Η ροή φωτεινής ενέργειας ανά μονάδα επιφανείας καλείται ένταση I .

Η ενέργεια που εκπέμπεται από μια σημειακή πηγή περιγράφεται με όρους έντασης ακτινοβολίας F_e η οποία είναι η ροή ακτινοβολίας που εκπέμπεται από μια σημειακή πηγή μέσα στην στερεά γωνία σε μια καθορισμένη διεύθυνση. Η F_e μετρείται σε watts ανά steradian ($W\ sr^{-1}$).

Για μικρές επίπεδες πηγές, ο ισοδύναμος όρος στην ακτινοβολούσα ένταση είναι η ακτινοβολία L_e , η οποία είναι η ισχύς που ακτινοβολείται στην μοναδιαία στερεά

γωνία ανά μονάδα επιφάνειας της πηγής και έχει ως μονάδες μέτρησης τα $W m^{-2} sr^{-1}$. Πολλά εγχειρίδια laser αναφέρονται σε αυτόν τον όρο ως φωτεινότητα. Η φωτομετρική ποσότητα που αντιστοιχεί στην ένταση είναι ο φωτισμός που ορίζεται ως η ροή που φωτίζει μια επιφάνεια ανά μονάδα επιφάνειας.

Σύμβολό (S.I. μονάδες)	Ραδιομετρικός όρος και μονάδες	Φωτομετρικός όρος και μονάδες	Ορισμός
Q	Εκπεμπόμενη ενέργεια (Joules)	Φωτεινή ενέργεια (Talbot)	
φ	Εκπεμπόμενη Ισχύς (Watt)	Φωτεινή ισχύς (lm)	
I(E)	Ένταση ($W m^{-2}$)	Φωτισμός ($lm m^{-2}$)	Συνολική ισχύς που πέφτει πάνω στην μοναδιαία επιφάνεια
F(I)	Ακτινική ένταση ($W sr^{-1}$)	Φωτεινή ένταση ($lm sr^{-1}$)	Ισχύς που εκπέμπεται από μια σημειακή πηγή μέσα στην μοναδιαία στερεά γωνία
L	Ένταση ακτινοβολίας ($W m^{-2}sr^{-1}$)	Φωτεινότητα ($lm m^{-2} sr^{-1}$)	Ισχύς που εκπέμπεται από μια μοναδιαία επιφάνεια στην μοναδιαία στερεά γωνία
W	Ακτινική εκπομπή (Wm^{-2})		Συνολική ισχύς που εκπέμπεται σε όλες τις διευθύνσεις από την μοναδιαία επιφάνεια

Πίνακα 1.2: Ραδιομετρικές και Φωτομετρικές μονάδες

Η φωτεινή ένταση F_v (φωτομετρική ποσότητα) είναι μια από τις επτά ποσότητες που έχουν επιλεγθεί ως διαστατικά ανεξάρτητες ποσότητες στο σύστημα S.I. Η μονάδα μέτρησης της φωτεινής έντασης είναι τα lumens ανά steradian ($lm sr^{-1}$) που συχνά αναφέρονται ως candela (cd). Η λαμπρότητα έχει μονάδες μέτρησης την $cd m^{-2}$ ή πιο συχνά την μετράμε σε $cd cm^{-2}$ παρόλο που το cm δεν είναι μονάδα μέτρησης στο S.I.. Πολύ συχνά χρησιμοποιούνται μονάδες μέτρησης του Βρετανικού

συστήματος μονάδων μέτρησης και τα πράγματα περιπλέκονται ακόμα πιο πολύ ανάλογα με το αν η επιφάνεια εκπομπής ή ανάκλασης είναι Lambertian ή ομοιόμορφος σκεδαστής (βλέπε παράγραφο 4.8 και αναφορά **1.5**)

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- 1.1** (a) R. W. Ditchburn, *Light* (2nd edn), Blackie, Glasgow, 1962 (3rd edn.), Academic Press, New York, 1976
(b) R. S. Longhurst, *Geometrical and Physical Optics* (3rd edn), Longman, 1973.
(c) G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics* (2nd edn), Holt Rinehart & Winston, 1975
(d) E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison–Wiley, Reading, Mass., 1974.
(e) M. V. Klein and T.C. Furtak, *Optics* (2nd edn), John Wiley, 1986.
- 1.2** R. W. Ditchburn, *op. cit.*, Chapter 3.
- 1.3** *Ibid*, pp. 137-40
- 1.4** G.R. Fowles, *op. cit.*, pp. 108-19
- 1.5** M. Young, *Optics and Lasers – An Engineering Physics Approach*, Springer–Verlag, Berlin, 1977, Chapter 2.

Κεφάλαιο 2

Διαμόρφωση του φωτός

Η ανακάλυψη του laser και η αυξανόμενη χρήση του σε μεγάλο εύρος εφαρμογών δημιούργησε την απαίτηση για συσκευές οι οποίες μπορούν να διαμορφώσουν μια δέσμη φωτός. Εφαρμογές συσκευών που διαμορφώνουν το φως, οπτικοί διαμορφωτές, συναντάμε σε συστήματα που χρησιμοποιούνται στις οπτικές τηλεπικοινωνίες, στην αποθήκευση και επεξεργασία πληροφορίας, στην διαμόρφωση παλμού, στην φασματική σταθεροποίηση και στα Q-switching lasers. Μερικές από αυτές τις εφαρμογές αναλύονται στο κεφάλαιο 4. Στο κεφάλαιο αυτό, ο όρος της διαμόρφωσης ερμηνεύεται γενικά έτσι ώστε να μπορούμε να συμπεριλάβουμε στην ανάλυση μας τον όρο της ανίχνευσης και μερικά σχόλια για τον φασματικό συντονισμό του laser. Πολλά από τα υλικά, για παράδειγμα το KDP, τα οποία χρησιμοποιούνται σε συμβατικούς διαμορφωτές παρουσιάζουν μη γραμμική συμπεριφορά και επομένως μπορούν να χρησιμοποιηθούν για παραγωγή αρμονικών και παραμετρικών ταλαντώσεων. Οι τεχνικές αυτές, μαζί με αυτές που περιγράφονται στην παράγραφο 4.5.1.6, επεκτείνουν την φασματική έξοδο των διαθέσιμων σήμερα συστημάτων laser.

Ο διαμορφωτής είναι μια συσκευή η οποία αλλάζει την ένταση (ή την κατεύθυνση) του φωτός που τον διαπερνά. Υπάρχουν πολλοί διαφορετικοί τύποι διαμορφωτών: μηχανικά chopper, μηχανικές ίριδες, ενεργοί (ή οργανικοί) διαμορφωτές, ηλεκτρο-οπτικοί, μαγνητο-οπτικοί και ακουστο-οπτικοί διαμορφωτές. Οι πρώτοι δύο τύποι θα αναλυθούν συνοπτικά στην παράγραφο 4.4 στην οποία παρουσιάζεται το Q-switched laser. Στους υπόλοιπους τύπους ο δείκτης διάθλασης και άλλα οπτικά χαρακτηριστικά του μέσου αλλάζουν λόγω της εφαρμογής κάποιας δύναμης πεδίου για παράδειγμα κάποιας ηλεκτρικής ή μαγνητικής ή μηχανικής (ακουστικής) δύναμης. Στις περιπτώσεις αυτές εκτός από αυτή του ακουστο-οπτικού διαμορφωτή, όπου η μεταβολή του δείκτη διάθλασης δημιουργεί ένα φράγμα περίθλασης, η εφαρμοζόμενη δύναμη αλλάζει τα χαρακτηριστικά πόλωσης του υλικού. Αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την αλλαγή της φάσης ή της έντασης της φωτεινής δέσμης που διαδίδεται μέσα από το υλικό. Το κεφάλαιο αυτό ξεκινά με μια μικρή ανασκόπηση

της πόλωσης, της διπλοθλαστικότητας και της οπτικής ενεργότητας που χαρακτηρίζουν τους φυσικούς κρυστάλλους.

2.1 Ελλειπτική πόλωση

Έχουμε ήδη περιγράψει το επίπεδα πολωμένο φως (παράγραφος 1.2.1) στο οποίο το ηλεκτρικό πεδίο των κυματοπακέτων που το αποτελούν βρίσκεται στο ίδιο επίπεδο. Σε πολλές ενδιαφέρουσες περιπτώσεις μια δέσμη φωτός μπορεί να αποτελείται από δυο επίπεδα πολωμένα κύματα με τα επίπεδα πόλωσης τους κάθετα μεταξύ τους και τα οποία μπορεί να είναι εκτός φάσης.

Ας θεωρήσουμε αρχικά την ειδική περίπτωση όπου τα πλάτη των δυο κυματοπακέτων είναι ίσα και έχουν διαφορά φάσης ίση με $P/2$. Στην περίπτωση αυτή, εάν τα κυματοπακέτα διαδίδονται στην διεύθυνση του άξονα z , μπορούμε να γράψουμε τις συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου ως:

$$\begin{aligned} E_x &= E_o \cos(kz - \omega t) \\ E_y &= E_o \sin(kz - \omega t) \end{aligned} \quad (2.1)$$

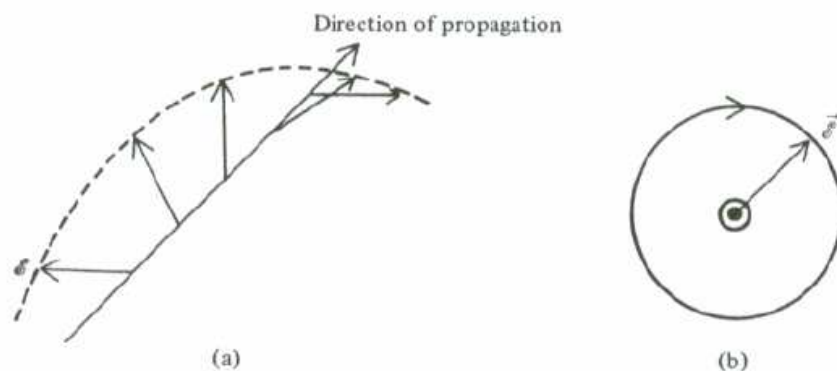
,όπου ω είναι η γωνιακή συχνότητα, $k (= 2\pi/\lambda)$ είναι το κυματοδιάνυσμα ή η σταθερά διάδοσης και \hat{x} και \hat{y} είναι τα μοναδιαία διανύσματα στην κατεύθυνση των x και y αξόνων αντίστοιχα. Το ολικό πεδίο είναι το διανυσματικό άθροισμα των δυο συνιστωσών:

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y \quad \vec{E} = E_o \left[\hat{x} \cos(kz - \omega t) + \hat{y} \sin(kz - \omega t) \right] \quad (2.2)$$

Το συνιστάμενο πεδίο της (2.2) μπορεί να θεωρηθεί ως ένα κύμα του οποίου το ηλεκτρικό πεδίο σε ένα σημείο στο χώρο έχει σταθερό πλάτος άλλα περιστρέφεται με μια γωνιακή συχνότητα ω . Τέτοια κύματα καλούνται κυκλικά πολωμένα. Το σχήμα 2.1 απεικονίζει το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου (α) κάποια χρονική στιγμή και (β) σε ένα σημείο του χώρου.

Τα πρόσημα των όρων της εξίσωσης (2.2) είναι τέτοια ώστε το ηλεκτρικό πεδίο σε ένα σημείο στο χώρο να περιστρέφεται δεξιόστροφα καθώς παρατηρείται κατά μήκος της διεύθυνση διάδοσης. Ένα κύμα με ένα τέτοιο ηλεκτρικό πεδίο καλείται δεξιόστροφα πολωμένο κύμα.

Εάν το πρόσημο του δεύτερου όρου αλλάξει (αυτό ισοδυναμεί με αλλαγή στην φάση του E_y κατά π) τότε η περιστροφή του ηλεκτρικού πεδίου είναι αριστερόστροφη και το κύμα καλείται αριστερόστροφα πολωμένο κύμα.

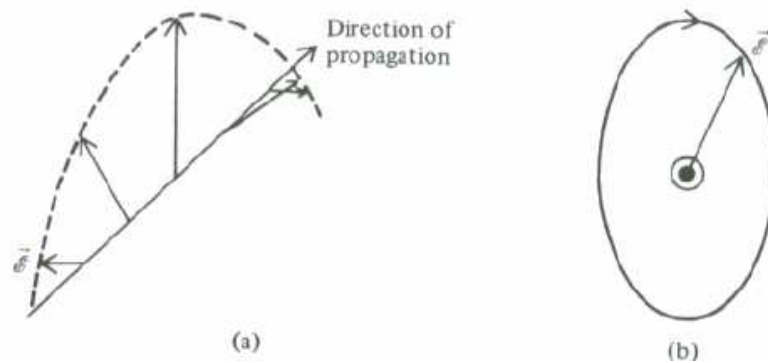


Σχήμα 2.1: Δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο φως: α) διανύσματα ηλεκτρικού πεδίου κάποια καθορισμένη χρονική στιγμή και β) περιστροφή του διανύσματος σε ένα σημείο του χώρου. (‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Όταν τα πλάτη των δυο κυμάτων δεν είναι ίσα αλλά η μεταξύ τους διαφορά φάσης παραμένει σταθερή και ίση με $\pi/2$ τότε το συνιστάμενο ηλεκτρικό πεδίο σε οποιοδήποτε σημείο στο χώρο περιστρέφεται με γωνιακή συχνότητα ω με το μέτρο του να μεταβάλλεται συνεχώς. Το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου διαγράφει περιφέρεια έλλειψης όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.2.

Εάν οι συνιστώσες του H/M κύματος μπορούν να αναπαρασταθούν από $E_x = E_o \cos(kz - \omega t)$ και $E_y = E_o' \cos(kz - \omega t + \phi)$ με $E_o \neq E_o'$, τότε ο κύριος και ο δευτερεύον άξονας της έλλειψης είναι παράλληλοι προς τον x και y άξονα. Γενικότερα τα διανύσματα του ηλεκτρικού πεδίου δεν έχουν ίσα πλάτη και επίσης χαρακτηρίζονται από μια τυχαία διαφορά φάσης ϕ που υπάρχει μεταξύ τους. Το διάνυσμα του συνιστάμενου ηλεκτρικού πεδίου περιστρέφεται διαγράφοντας την περιφέρεια μιας έλλειψης αλλά με τον κύριο και δευτερεύον άξονα να σχηματίζουν

γωνία $1/2 \tan^{-1} \left[(E_0 E'_0 \cos \phi / E_0'^2 - E_0^2) \right]$ με τον x και τον y άξονα (βλέπε πρόβλημα 2.1). Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις, το συνιστάμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι ελλειπτικά πολωμένο και στην πραγματικότητα το επίπεδο και κυκλικά πολωμένο φως αποτελούν ειδικές περιπτώσεις της ελλειπτικής πόλωσης. Σε αυτή την εργασία θα αναλύσουμε το ελλειπτικά πολωμένο φως βάσει των παράλληλων και κάθετων συνιστωσών του ως προς ένα ιδανικό άξονα ή επίπεδο.



Σχήμα 2.2: Αριστερόστροφα πολωμένο φως, τα διανύσματα του ηλεκτρικού πεδίου (α) σε μια καθορισμένη στιγμή και (β) σε μια καθορισμένη θέση.
(‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

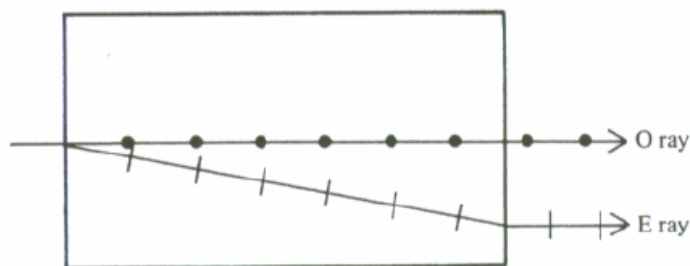
2.2 Διπλοθλαστικότητα

Το κοινό γυαλί ως προς τις οπτικές ιδιότητες του είναι ένα ισοτροπικό υλικό, άλλα πολλοί σημαντικοί οπτικοί κρύσταλλοι όπως το calcite (CaCO_3), το Quartz (SiO_2) και το KDP (KH_2PO_4) είναι ανισοτροπικοί. Η ανισοτροπία αυτή οφείλεται στην διαφορετική διάταξη των ατόμων σε διαφορετικές διευθύνσεις μέσα στον κρύσταλλο. Έτσι για παράδειγμα η ηλεκτρική πόλωση \mathbf{P} που επάγεται από ένα ηλεκτρικό πεδίο \mathbf{E} δεν είναι απλά ένα βαθμωτό γινόμενο πεδίων άλλα στην πραγματικότητα εξαρτάται από την διεύθυνση του εφαρμοσμένου πεδίου σχετικά με το κρυσταλλικό πλέγμα. Μια από τις συνέπειες είναι ότι η ταχύτητα διάδοσης του φωτός σε ένα ανισοτροπικό κρύσταλλο εξαρτάται από την διεύθυνση διάδοσης και από την πόλωση του φωτός. Με άλλα λόγια ο δείκτης διάθλασης του κρυστάλλου μεταβάλλεται με την διεύθυνση διάδοσης του κύματος μέσα στον κρύσταλλο. Οι κρύσταλλοι αυτοί είναι γνωστοί ως διπλοθλαστικοί κρύσταλλοι. Η ονομασία αυτή προκύπτει από το γεγονός

ότι γενικά υπάρχουν δυο διαφορετικές διευθύνσεις που ένα προσπίπτον κύμα μπορεί να ακολουθήσει ανάλογα με την διεύθυνση της πόλωσης του. Τα κύματα που αντιστοιχούν στις διευθύνσεις αυτές διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες και έχουν κάθετες τις διευθύνσεις πόλωσης τους. Συμπερασματικά, όταν ένα μη πολωμένο ή ένα τυχαία πολωμένο φως (τα οποία όπως είδαμε και στο κεφάλαιο 1 μπορούν πάντα να αναλυθούν σε δυο ορθογώνια πολωμένα κύματα) διαδίδεται μέσα από ένα κρύσταλλο, μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από δυο ανεξάρτητα κύματα τα οποία διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες.

Η θεωρία, η οποία δεν είναι ξεκάθαρη, μας πληροφορεί ότι γενικότερα οι κρύσταλλοι χαρακτηρίζονται από τρεις διαφορετικούς δείκτες διάθλασης και δυο οπτικούς άξονες (βλέπε Παράρτημα 2 και **αναφορά 2.2** για περαιτέρω ανάλυση). Οι οπτικοί άξονες βρίσκονται πάνω στην διεύθυνση του κρυστάλλου όπου οι ταχύτητες των δυο ορθογώνια πολωμένων κυμάτων είναι ίδιες. Σε πολλούς σημαντικούς κρυστάλλους, για παράδειγμα στο calcite, δύο από τους κύριους δείκτες διάθλασης είναι ίσοι και υπάρχει μονάχα ένας οπτικός άξονας. Τέτοιοι κρύσταλλοι καλούνται μονοαξονικοί ενώ άλλοι διπλοθλαστικοί κρύσταλλοι, όπως για παράδειγμα η μαρμαρυγία, καλούνται διαξονικοί. Σε κυβικούς κρυστάλλους οι οποίοι είναι ισοτροπικοί οι κύριοι δείκτες διάθλασης είναι ίσοι μεταξύ τους.

Ο πιο απλός τρόπος επίδειξης της διπλοθλαστικότητας είναι να επιτρέψουμε μια στενή δέσμη μη πολωμένου φωτός να προσπέσει κάθετα πάνω σε ένα φύλλο calcite, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.3.

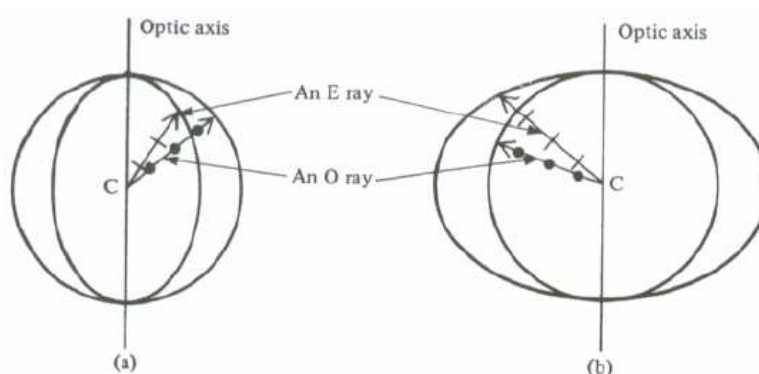


Σχήμα 2.3: Διπλή περίθλαση σε ένα διπλοθλαστικό κρύσταλλο
(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Παρατηρούμε λοιπόν από το παραπάνω σχήμα ότι η δέσμη χωρίζεται σε δυο άλλες. Η μια από αυτές καλείται κοινή δέσμη ή ο-δέσμη η οποία διαπερνά τον κρύσταλλο

ευθύγραμμο και υπακούει στον νόμο του Snell. Η άλλη δέσμη καλείται έκτακτη ακτίνα ή e-δέσμη, η οποία αποκλίνει καθώς διαπερνά τον κρύσταλλο και απομακρύνεται έξω από αυτόν σε παράλληλη διεύθυνση με αυτή της προσπίπτουσας.

Τα παραπάνω όπως και άλλες παρατηρήσεις σχετικά με την διάδοση του φωτός μέσα από ένα ανισοτροπικό κρύσταλλο μπορούν να εξηγηθούν βάσει της αρχής του Huygens. Θεωρήστε μια σημειακή πηγή φωτός η οποία ακτινοβολεί ομοιόμορφα μέσα στον κρύσταλλο. Στην περίπτωση του μονοαξονικού κρυστάλλου, μετά το πέρασμα κάποιου μικρού χρονικού διαστήματος θα υπάρχουν δύο επιφάνειες κύματος, όπως αυτές που απεικονίζονται στα σχήματα 2.4(α) και (β).



Σχήμα 2.4: Αρχή του Huygens για τις E- και O-επιφάνειες κύματος για (α) ένα θετικό και (β) ένα αρνητικό μονοαξονικό κρύσταλλο.

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Σε κάθε περίπτωση η μια από τις δύο επιφάνειες κύματος θα είναι σφαιρική. Έχει βρεθεί ότι το φως που αντιστοιχεί στην σφαιρική κυματική επιφάνεια (συμβολίζεται στο σχήμα 2.4 με $\bullet \bullet \rightarrow$) είναι πολωμένο με το ηλεκτρικό πεδίο του κάθετο στον οπτικό άξονα και στην κύρια τομή. Η κύρια τομή είναι το επίπεδο που περιέχει την κατεύθυνση διάδοσης και τον οπτικό άξονα. Έτσι για φως με τέτοια πόλωση η ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων είναι η ίδια σε όλες τις διευθύνσεις (ο κρύσταλλος συμπεριφέρεται ιστροπικά). Τέτοιο φως παράγει την o-δέσμη που αναφέρθηκε προηγουμένως και ο κρύσταλλος έχει συνήθη δείκτη διάθλασης n_o .

Η άλλη κυματική επιφάνεια είναι ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής το οποίο έχει έναν από τους οπτικούς του άξονες παράλληλο με τον οπτικό άξονα. Η κυματική αυτή επιφάνεια περιλαμβάνει οπτικά κύματα των οποίων η πόλωση είναι ορθογώνια

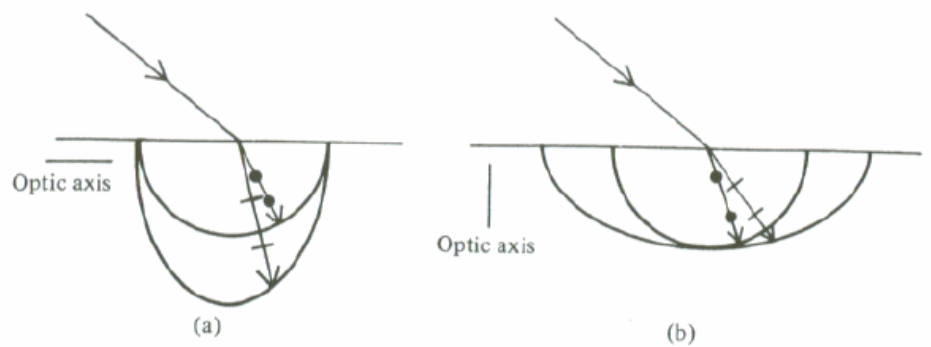
με αυτή των \mathbf{o} -κυμάτων και παράλληλη με την κύρια τομή, και η οποία παράγει τα \mathbf{e} -κύματα (συμβολίζεται με $\rightarrow\leftarrow\leftarrow\leftarrow$ στο σχήμα 2.4). Έχουμε δει ότι η ταχύτητα των \mathbf{e} -κυμάτων αλλάζει με την διεύθυνση διάδοσης. Κατά μήκος του οπτικού άξονα η ταχύτητα τους είναι η ίδια με αυτή των \mathbf{o} -κυμάτων και οι δυο κυματικές επιφάνειες εφάπτονται. Σε ορθές γωνίες ως προς τον οπτικό άξονα η ταχύτητα της \mathbf{e} -ακτίνας αποκτά την μέγιστη τιμή της, όπως συμβαίνει στους αρνητικούς κρυστάλλους (βλέπε σχήμα 2.4(β)), ή αποκτά την ελάχιστη τιμή της, όπως συμβαίνει στους θετικούς κρυστάλλους (βλέπε σχήμα 2.4(α)). Ο δείκτης διάθλασης n_e του κρυστάλλου για το \mathbf{e} -κύμα παίρνει τέτοιες τιμές ώστε $n_o \leq n_e$ για θετικούς κρυστάλλους και $n_o > n_e$ για αρνητικούς κρυστάλλους. Εάν διαλέξουμε ένα σύστημα αναφοράς με τον \mathbf{z} άξονα να συμπίπτει με τον οπτικό άξονα, η εξίσωση του ελλειψοειδούς αυτού είναι:

$$\frac{x^2 + y^2}{v_e^2} + \frac{z^2}{v_o^2} = t^2$$

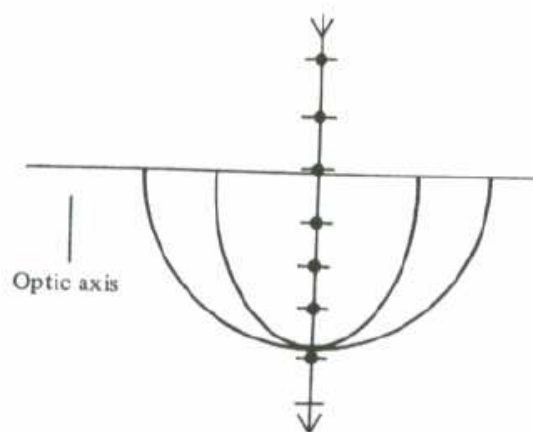
Τα σφαιρικά κύματα διαδίδονται με ταχύτητα ίση με $v_o = c/n_o$, ενώ τα ελλειπτικά κυματοπακέτα διαδίδονται με ταχύτητα που κυμαίνεται από c/n_o έως c/n_e . Καθώς οι αποστάσεις από το σημείο \mathbf{C} των κυματικών επιφανειών του Σχήματος 2.4 είναι ανάλογες των ταχυτήτων των \mathbf{E} και \mathbf{O} δεσμών, οι κυματικές επιφάνειες καλούνται και επιφάνειες ταχύτητας των ακτινών. Είναι χρήσιμες για εννοιολογικές αναλύσεις αλλά για υπολογιστική δουλειά είναι πιο χρήσιμο να χρησιμοποιούμε τις επιφάνειες του δείκτη διάθλασης από το ελλειψοειδές που αναλύεται στο Παράρτημα 2. Τα μήκη των κυρίων αξόνων του ελλειψοειδούς αυτού είναι διπλάσια από τους κύριους δείκτες διάθλασης που παρουσιάστηκαν παραπάνω. Οι κύριοι άξονες έχουν την κατεύθυνση τους πάνω στους κύριους διηλεκτρικούς άξονες του κρυστάλλου \mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z} . Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι διευθύνσεις αυτές αντιστοιχούν στις διευθύνσεις πόλωσης του φωτός και όχι σε αυτές της διάδοσης. Έτσι για παράδειγμα ένα κύμα το οποίο διαδίδεται στην διεύθυνση του άξονα \mathbf{z} (συμβατικά την διεύθυνση διάδοσης την παίρνουμε να συμπίπτει με τον οπτικό άξονα σε ένα μονοαξονικό κρύσταλλο) μπορεί να έχει συνιστώσες πόλωσης πάνω στους άξονες \mathbf{x} και \mathbf{y} .

Το σχήμα 2.5 απεικονίζει δυο ειδικές περιπτώσεις όπου επίπεδα πολωμένο φως προσπίπτει πάνω στην επιφάνεια ενός επιπέδου, παράλληλου πλακιδίου κομμένο α) με τον οπτικό του άξονα παράλληλο προς την επιφάνεια και β) με τον οπτικό του

άξονα κάθετο προς την επιφάνεια (τα διαγράμματα αντιστοιχούν στην κύρια τομή). Παρατηρούμε ότι για μη κάθετη πρόσπτωση θα υπάρξουν δυο αποκλίνουσες δέσμες, η **O** δέσμη και η **E** δέσμη. Στο σχήμα 2.6 μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι για κάθετη πρόσπτωση του φωτός στο επίπεδο επιφάνειας που έχει τον οπτικό της άξονα κάθετο προς αυτή δεν θα υπάρξει απόκλιση των δεσμών **O** και **E** και η πόλωση του φωτός που εξέρχεται έξω από τον κρύσταλλο είναι ίδια με την πόλωση που είχε όταν εισήλθε σε αυτόν.

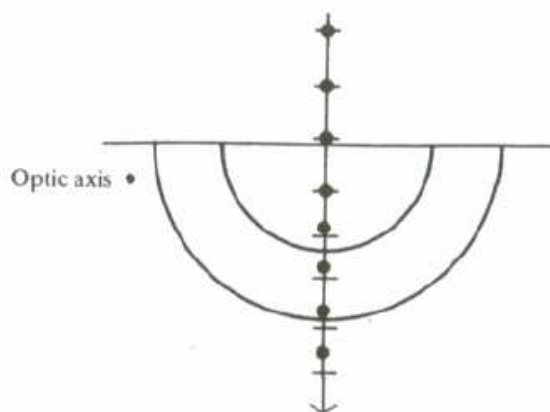


Σχήμα 2.5: Διπλοθλαστικότητα από ένα αρνητικό κρύσταλλο στον οποίο *α)* ο οπτικός άξονας είναι παράλληλος στην κρυσταλλική επιφάνεια και στο επίπεδο πρόσπτωσης και *β)* ο οπτικός άξονας είναι κάθετος στην κρυσταλλική επιφάνεια και παράλληλο προς το επίπεδο πρόσπτωσης.
 (“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)



Σχήμα 2.6: Στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης στο κρυσταλλικό επίπεδο με τον οπτικό του άξονα κάθετο δεν θα υπάρξει διπλοθλαστικότητα. Η πόλωση του φωτός που εξέρχεται είναι η ίδια με αυτή που εισέρχεται. (“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Το σχήμα 2.7 απεικονίζει την περίπτωση όπου για κάθετη πρόσπτωση σε επίπεδο που έχει τον οπτικό του άξονα παράλληλο με το επίπεδο πρόσπτωσης, οι δέσμες **O** και **E** θα απομακρυνθούν από αυτό με τις πολώσεις τους κάθετες μεταξύ τους και με διαφορά φάσης. Καθώς είναι σύμφωνες οι κάθετες δονήσεις θα προστεθούν και θα προσδώσουν ένα επίπεδο, κυκλικά ή ελλειπτικά πολωμένο φως σύμφωνα με τα σχετικά πλάτη και την διαφορά φάσης.



Σχήμα 2.7: Διπλοθλαστικότητα από ένα αρνητικό κρύσταλλο ο οποίος είναι κομμένος έτσι ώστε ο οπτικός του άξονας να είναι παράλληλος με το κρυσταλλικό επίπεδο άλλα κάθετος προς το επίπεδο πρόσπτωσης. Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει απόκλιση των δεσμών **O** και **E**, αλλά αποκτούν μεγάλη διαφορά φάσης καθώς διαδίδονται μέσα στον κρύσταλλο.
(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Γενικότερα όταν ο οπτικός άξονας σχηματίζει κάποια γωνία με το επίπεδο πρόσπτωσης και η προσπίπτουσα ακτινοβολία έχει τυχαία πόλωση θα εξέλθουν δυο ακτίνες που είναι η **O** και η **E**. Παρόλα αυτά εάν το προσπίπτον φως είναι πολωμένο παράλληλα ή κάθετα στο κύριο επίπεδο θα υπάρξει μονάχα μια επίπεδα πολωμένη δέσμη στην έξοδο. Οι δυο διευθύνσεις δόνησης του προσπίπτοντος φωτός οι οποίες έχουν σαν αποτέλεσμα στην έξοδο να έχουμε μια δέσμη συχνά καλούνται ο γρήγορος και ο αργός άξονας του κρυστάλλου. Ο ένας άξονας αντιστοιχεί στις δονήσεις που προκαλεί η **O** δέσμη και θα είναι ο γρήγορος άξονας για θετικούς κρυστάλλους και η άλλη διεύθυνση αντιστοιχεί στην διεύθυνση δόνησης της **E** δέσμης και είναι ο αργός άξονας. Τα αντίθετα ισχύουν για τους αρνητικούς κρυστάλλους, όπως τονίστηκε και παραπάνω, για φως το οποίο προσπίπτει κατά μήκος του οπτικού άξονα του

κρυστάλλου η πόλωση της δέσμης που εξέρχεται θα είναι η ίδια με αυτή της προσπίπτουσας και δεν θα υπάρχουν γρήγορος και αργός άξονας.

2.2.1 Πλακίδιο $\lambda/4$

Ένας κρύσταλλος κομμένος, όπως αυτός του σχήματος 2.7, που εισάγει διαφορά φάσης ίση με $\pi/2$ ανάμεσα στις **O** και **E** δέσμες καλείται πλακίδιο με μήκος κύματος $\lambda/4$. Η διαφορά φάσης ίση με $\pi/2$ ισοδυναμεί στην διαφορά οπτικής απόστασης $|n_o d - n_e d| = \lambda/4$, όπου **d** είναι το πάχος του πλάκας. Για το quartz, για παράδειγμα, το **d** θα πρέπει να είναι ίσο με 0.0164 mm για φως από νάτριο. Όταν ένα επίπεδα πολωμένο φως προσπέσει πάνω σε ένα πλακίδιο $\lambda/4$, το φως στην έξοδο είναι γενικώς ελλειπτικά πολωμένο. Οι άξονες της έλλειψης είναι παράλληλοι προς τον γρήγορο και αργό άξονα της πλάκας. Εάν το επίπεδο πόλωσης της προσπίπτουσας δέσμης σχηματίζει γωνία 45° με το σύστημα αξόνων του γρήγορου και του αργού άξονα τότε το φως στην έξοδο είναι κυκλικά πολωμένο. Με παρόμοιο τρόπο μπορούμε να κατασκευάσουμε τα πλακίδια μισού κύματος και πλήρους κύματος. Τέτοιες πλάκες χρησιμοποιούνται συχνά σε συστήματα διαμόρφωσης του φωτός.

2.3 Οπτική ενεργότητα

Συγκεκριμένοι κρύσταλλοι (και υγρά) έχουν την ικανότητα να περιστρέφουν το επίπεδο πόλωσης του φωτός που τα διαπερνά. Αυτή η ιδιότητα καλείται οπτική ενέργεια (ενεργητικότητα). Έτσι για παράδειγμα, όταν μια δέσμη επίπεδα πολωμένου φωτός προσπέσει κάθετα σε ένα κρυσταλλικό πλακίδιο quartz κομμένο κάθετα προς τον οπτικό του άξονα, έχει βρεθεί ότι η εξέρχουσα δέσμη είναι επίσης επίπεδα πολωμένη αλλά με το ηλεκτρικό πεδίο που την χαρακτηρίζει να ταλαντώνεται σε διαφορετικό επίπεδο από αυτό της προσπίπτουσας δέσμης. Το επίπεδο ταλάντωσης μπορεί να περιστραφεί δεξιόστροφα κοιτώντας την προσπίπτουσα δέσμη καθώς εισέρχεται σε ένα δεξιόστροφο κρύσταλλο ή αριστερόστροφα όταν εισέρχεται σε έναν αριστερόστροφο κρύσταλλο. Το quartz μπορεί να έχει την μορφή δεξιόστροφου αλλά και αριστερόστροφου κρυστάλλου. Έχει βρεθεί ότι η περιστροφή εξαρτάται από το πάχος του πλακιδίου του κρυστάλλου και από το μήκος κύματος. Η περιστροφή

που προκαλείται από ένα πλακίδιο quartz πάχους 1 mm για ακτινοβολία νατρίου είναι 21.7° ενώ για ένα πλακίδιο χλωριούχου νατρίου πάχους 1 mm είναι 3.67° .

Η οπτική ενεργητικότητα μπορεί να εξηγηθεί θεωρώντας ότι στους ενεργούς κρυστάλλους η ταχύτητα διάδοσης του κυκλικά πολωμένου φωτός είναι διαφορετική για διαφορετικές διευθύνσεις περιστροφής, που σημαίνει ότι ο κρύσταλλος παρουσιάζει δείκτες διάθλασης n_r και n_l για το δεξιόστροφα και το αριστερόστροφα πολωμένο φως. Είναι εύκολο να αποδειχθεί ότι ένα επίπεδα πολωμένο φως μπορεί να αναλυθεί σε δυο κυκλικά πολωμένες συνιστώσες με αντίθετες φορές περιστροφής. Εάν οι συνιστώσες αυτές διαδίδονται μέσα στον κρύσταλλο με διαφορετικές ταχύτητες, θα εισαχθεί μια διαφορά φάσης ανάμεσα τους σε κάθε θέση μέσα στον κρύσταλλο. Η διαφορά φάσης αυτή αντιστοιχεί σε μια περιστροφή της πόλωσης του επίπεδα πολωμένου φωτός η οποία προκύπτει από την σύνθεση των πολώσεων των δυο κυκλικά πολωμένων κυμάτων.

2.4 Ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο

Όταν ένα ηλεκτρικό πεδίο εφαρμοστεί κατά μήκος ενός οπτικού υλικού η κατανομή των ηλεκτρονίων του μεταβάλλεται προκαλώντας ανισοτροπική αλλαγή στην πόλωση και στον δείκτη διάθλασης του υλικού. Αποτέλεσμα αυτού του ήλεκτρο-οπτικού φαινομένου είναι η δημιουργία νέων οπτικών αξόνων σε φυσικούς διαξονικούς κρυστάλλους, όπως για παράδειγμα στο KDP, ή την μετατροπή ενός φυσικού ισοτροπικού κρυστάλλου για παράδειγμα του Γάλλιου Αρσενικού (GaAs) σε διπλοθλαστικό κρύσταλλο.

Η αλλαγή στον δείκτη διάθλασης ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση (βλέπε **αναφορά 2.3** και Παράρτημα 2):

$$D \frac{\partial n^2}{\partial E} = rE + PE^2 \quad (2.3)$$

όπου r είναι ο γραμμικός ηλεκτρο-οπτικός συντελεστής και P είναι ο δευτεροβάθμιος ηλεκτρο-οπτικός συντελεστής. Στα στερεά, η γραμμική μεταβολή στον δείκτη διάθλασης που σχετίζεται με τον παράγοντα rE είναι γνωστή ως φαινόμενο Pockels ενώ η μεταβολή του δείκτη διάθλασης λόγω του δευτεροβάθμιου

παράγοντα καλείται φαινόμενο Kerr (προσοχή μην γίνει παρανόηση του φαινομένου αυτού ένα άλλο μαγνητο-οπτικό φαινόμενο γνωστό επίσης ως Kerr).

Στην περίπτωση του Kerr φαινομένου, τα ακριβή αποτελέσματα της εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου εξαρτώνται από την κρυσταλλική δομή και την συμμετρία του υπό μελέτη κρυστάλλου. Στην περίπτωση του KDP κρυστάλλου εάν ένα ηλεκτρικό πεδίο εφαρμοστεί στα άκρα του κρυστάλλου κατά μήκος του άξονα z τότε οι κύριοι άξονες y και x περιστρέφονται κατά 45° και δημιουργούνται έτσι οι καινούργιοι κύριοι άξονες x' και y' και οι δείκτες διάθλασης στις καινούργιες αυτές διευθύνσεις γίνονται (βλέπε Παράρτημα 2) ίσοι με:

$$n_{x'} = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z$$

και

(2.4)

$$n_{y'} = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z$$

,σε συμφωνία με την εξίσωση (2.3) και θεωρώντας ότι η σταθερά Kerr P είναι πολύ μικρή, έχουμε:

$$D \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n^2} \right) = - \frac{2Dn}{n^3} = r_{63} E_z \quad (2.5)$$

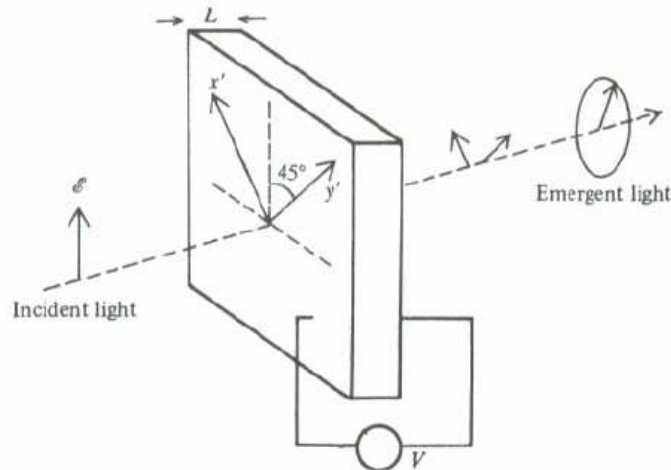
,όπου r_{63} είναι ο κατάλληλος ηλεκτρο-οπτικός συντελεστής για το KDP. Γενικότερα, η μεταβολή του δείκτη διάθλασης είναι της παραπάνω μορφής και οι δείκτες στον ηλεκτρο-οπτικού συντελεστή παραλείπονται.

Ας θεωρήσουμε τώρα μια δέσμη επίπεδα πολωμένου φωτός το οποίο διαδίδεται κατά μήκος του άξονα z μέσα από ένα κρύσταλλο KDP (ή GaAs στο οποίο το πεδίο θα προκαλέσει την δημιουργία κύριων αξόνων) με το επίπεδο πόλωσης του να σχηματίζει γωνία 45° με τους άξονες x' και y' , όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.8.

Εάν η προσπίπτουσα δέσμη περιγράφεται από το πεδίο $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$, τότε οι συνιστώσες του πεδίου αυτού στις διευθύνσεις των x' και y' αξόνων θα είναι:

$$E_x = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - kz)$$

$$E_y = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - kz)$$
(2.6)



Σχήμα 2.8: Μια δέσμη επίπεδα πολωμένου φωτός η οποία προσπίπτει σε ένα ηλεκτρο-οπτικό πλακίδιο κρυστάλλου στα άκρα του οποίου εφαρμόζεται μια τάση V θα αναλυθεί σε δυο συνιστώσες κατά μήκος των δημιουργούμενων κύριων αξόνων x' και y' . Η προκαλούμενη διπλοθλαστικότητα συμβαίνει σε επίπεδο κάθετο στο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο.
(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Παράδειγμα 2.1 Αλλαγή στον δείκτη διάθλασης λόγω του φαινομένου Pockel

Μπορούμε να υπολογίσουμε την αλλαγή στον δείκτη διάθλασης για ένα κρύσταλλο KDP πάχους 10 mm όταν στα άκρα του εφαρμοστεί τάση ίση με 4000 Volt .

Από εξίσωση (3.5) και χρησιμοποιώντας τα στοιχεία του πίνακα 2.1 έχουμε ότι :

$$n - n_o = \pm \frac{1}{2} \cdot 26.4 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-12} \cdot 1.51^3 \cdot \frac{4000}{10^{-2}}$$

ή

$$|n - n_o| = 1.8 \cdot 10^{-5}$$

Τα δυο αυτά κύματα θα διαδοθούν με ταχύτητες που καθορίζονται από τους δείκτες διάθλασης της εξίσωσης (2.4) και είναι φανερό ότι καθώς το κύμα διαδίδεται μέσα

από τον κρύσταλλο θα αποκτήσουν μια διαφορά φάσης μεταξύ τους. Έτσι εάν ο κρύσταλλος έχει πάχος L η αλλαγή στην φάση των δυο συνιστωσών θα είναι ίση με:

$$f_{x'} = \frac{2p}{l} n_x L$$

$$f_{y'} = \frac{2p}{l} n_y L$$

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.4) η οποία σχετίζει τον δείκτη διάθλασης με το ηλεκτρικό πεδίο, παρατηρούμε ότι:

$$f_{x'} = \frac{2p}{l} L n_o \left(1 + \frac{1}{2} r n_o^2 E_z \right)$$

$$\dot{\eta}$$

$$f_{x'} = f_o + Df \quad (2.7)(\alpha)$$

και

$$f_{x'} = \frac{2p}{l} L n_o \left(1 - \frac{1}{2} r n_o^2 E_z \right)$$

$$\dot{\eta}$$

$$f_{y'} = f_o - Df \quad (2.7)(\beta)$$

,όπου:

$$Df = \frac{p}{l} L r n_o^3 E_z = \frac{p}{l} r n_o^3 V \quad (2.8)$$

,όπου V είναι η διαφορά δυναμικού κατά μήκος του ηλεκτρο-οπτικού κρυστάλλου.

Η καθαρή μεταβολή της φάσης ή η συνολική καθυστέρηση, ανάμεσα στα δυο κύματα που προκαλείται από την εφαρμογή της διαφοράς δυναμικού V είναι ίση με:

$$F = f_{x'} - f_{y'} = 2Df = \frac{2p}{l} r n_o^3 V \quad (2.9)$$

και η εξερχόμενη δέσμη φωτός θα είναι γενικά ελλειπτικά πολωμένη.

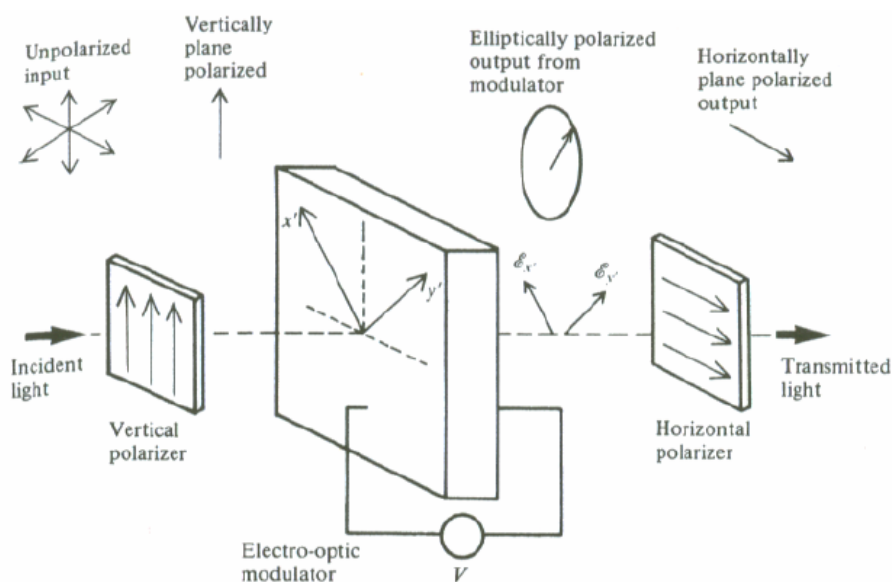
Από εξισώσεις (2.6) και (2.7), οι συνιστώσες του κύματος που εξέρχεται από τον ηλεκτρο-οπτικό κρύσταλλο μπορεί να γραφεί ως (αγνοώντας τους κοινούς φασικούς παράγοντες):

$$E_x = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + Df) \quad (2.10)(\alpha)$$

και

$$E_y = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - Df) \quad (2.10)(\beta)$$

Η μεταβολή της φάσης $\Delta\phi$ για κάθε συνιστώσα εξαρτάται απευθείας από την εφαρμοζόμενη τάση V (βλέπε εξίσωση (2.8)) έτσι ώστε να μπορούμε να μεταβάλλουμε την $\Delta\phi$ σε ένα κρύσταλλο αλλάζοντας την εφαρμοζόμενη τάση. Ας υποθέσουμε τώρα ότι τοποθετούμε ένα επίπεδο στοιχείο πόλωσης κάθετα προς το αρχικό στοιχείο πόλωσης το οποίο παράγει την επίπεδα πολωμένη δέσμη μετά από τον ηλεκτρο-οπτικό κρύσταλλο, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.9.



Σχήμα 2.9: Η διάταξη των στοιχείων ενός ηλεκτρο-οπτικού διαμορφωτή Pockels στον οποίο ένας ηλεκτρο-οπτικός κρύσταλλος έχει τοποθετηθεί ανάμεσα στους δυο κάθετα μεταξύ τους τοποθετημένους πολωτές. Επίσης απεικονίζεται η πόλωση σε διάφορες θέσεις μέσα στην συσκευή. Οι συνιστώσες που διαδίδονται από τον οριζόντιο πολωτή είναι $E_x/\sqrt{2}$ και $E_y/\sqrt{2}$

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί από το σχήμα 2.9 οι συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου που διαδίδονται μέσα από τον οριζόντια τοποθετημένο πολωτή θα είναι $-E_x/\sqrt{2}$ και $-E_y/\sqrt{2}$ δηλαδή το ολικό διαδιδόμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι ίσο με:

$$E = \frac{E_o}{2} [\cos(\omega t + Df) - \cos(\omega t - Df)]$$

ή

$$E = - E_o \sin Df \sin \omega t$$

Έτσι η ένταση της διαδιδόμενης δέσμης, η οποία υπολογίζεται από την μέση τιμή του E^2 για μια περίοδο $T = \frac{2\pi}{\omega}$, μπορεί να γραφεί ως:

$$I = \frac{w}{2p} \int_0^{2\pi/\omega} E^2 dt$$

ή

$$I = I_o \sin^2 Df = I_o \sin^2 \left(\frac{F}{2} \right) \quad (2.11)$$

,όπου I_o είναι η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας στον ηλεκτρο-οπτικό κρύσταλλο. Καθώς η καθυστέρηση φάσης στο φαινόμενο Pockels είναι ανάλογη με την εφαρμοζόμενη τάση, μπορούμε να δούμε από εξισώσεις (2.11) και (2.9) ότι η διαπερατότητα συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης δίνεται από:

$$\frac{I}{I_o} = \sin^2 \left(\frac{\zeta p}{4l} r n_o^3 V \right)$$

Η τελευταία σχέση μπορεί να γραφεί και ως:

$$\frac{I}{I_o} = \sin^2 \left(\frac{\zeta p}{2} \frac{V}{V_p} \right) \quad (2.12)$$

,όπου $V_{\pi} \left[= \lambda / (2rn_0^3) \right]$ είναι η τάση που απαιτείται για μέγιστη διαπερατότητα δηλαδή $I = I_0$. Η V_{π} συχνά καλείται τάση μισού μήκους κύματος μια και προκαλεί τα δυο κύματα τα οποία είναι πολωμένα παράλληλα με τους οπτικούς άξονες να αποκτήσουν μια χωρική μετατόπιση ίση με $\lambda/2$, η οποία αντιστοιχεί σε μια διαφορά φάσης ίση με π . Έτσι εάν μια δέσμη επίπεδα πολωμένη προσπέσει στον διαμορφωτή το επίπεδο πόλωσης της θα περιστραφεί κατά 90° όταν μια τάση V_{π} εφαρμοστεί στα άκρα του διαμορφωτή (βλέπε παράδειγμα 2.2). Η τιμή της V_{π} εξαρτάται από το υλικό και από το μήκος κύματος (βλέπε πίνακα 2.1).

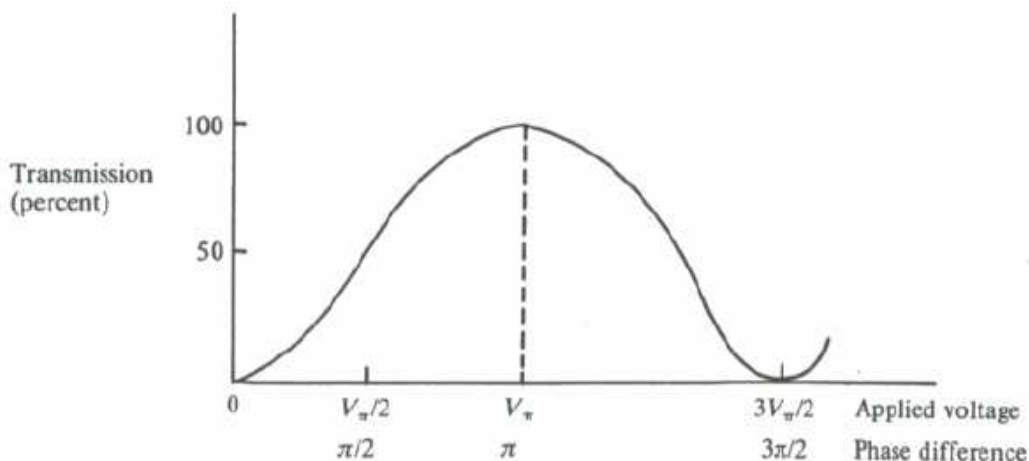
Table 3.1 Characteristics of some electro-optic materials used in Pockels cells

Material	Linear electro-optic coefficient, r (pm V^{-1})	n_o^{\dagger}	n_e^{\dagger}	Relative permittivity, ϵ_r
KH_2PO_4 (KDP)	10.6	1.51	1.47	42
KD_2PO_4 (KD*P)	26.4	1.51	1.47	50
AH_2PO_4 (ADP)	8.5	1.52	1.48	12
Cadmium telluride (CdTe)	6.8	2.6		7.3
Lithium tantalate ($LiTaO_3$)	30.3	2.175	2.180	43
Lithium niobate ($LiNbO_3$)	30.8	2.29	2.20	18
Gallium arsenide (GaAs)	1.6	3.6		11.5
Zinc sulfide (ZnS)	2.1	2.32		16

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά ηλεκτρο-οπτικών υλικών που χρησιμοποιούνται στους διαμορφωτές Pockels (‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Παρατηρούμε λοιπόν ότι η διαπερατότητα του συστήματος που απεικονίζεται στο σχήμα 2.9 μπορεί να αλλάξει από την εφαρμογή μιας τάσης κατά μήκος της διαδρομής διάδοσης, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.10. Τέτοια συστήματα καλούνται ηλεκτρο-οπτικοί διαμορφωτές Pockels.

Είναι φανερό ότι η διαμόρφωση δεν είναι γραμμική. Πράγματι από την εξίσωση (2.12) για μικρές τιμές τάσης V , η διαδιδόμενη ένταση είναι ανάλογη με V^2 . Η αποτελεσματικότητα και η ευκολία χρήσης ενός διαμορφωτή Pockels ενισχύεται με την χρήση ενός πλακιδίου $\lambda/4$ ανάμεσα στον αρχικό πολωτή και τον διαμορφωτή, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.11(α). Η διάταξη αυτή εισάγει μια διαφορά φάσης ίση με $\pi/2$ ανάμεσα στις δυο πολώσεις πριν αυτές εισέλθουν στον διαμορφωτή ο οποίος παρουσιάζει ευαισθησία ως προς την τάση.



Σχήμα 2.10: Η καμπύλη διαπερατότητας του συστήματος του σχήματος 3.9 συναρτίζει της εφαρμοζόμενης τάσης (‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Μια πόλωση εισάγεται στην καμπύλη διαπερατότητας και έτσι η διαπερατότητα μεταβάλλεται γύρω από το σημείο λειτουργίας, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.11(β) παρά γύρω από το σημείο μηδέν. Η μεταβολή της διαπερατότητας στην περιοχή του σημείου λειτουργίας Q είναι πιο γραμμική από ότι στην περιοχή της αρχής των αξόνων.

Παράδειγμα 2.2 Τάση μισού κύματος

Μπορούμε να υπολογίσουμε την τάση μισού μήκους κύματος του KDP για μήκος κύματος ίσο με $1.06 \mu\text{m}$ χρησιμοποιώντας τις τιμές του πίνακα 2.1. Έχουμε ότι:

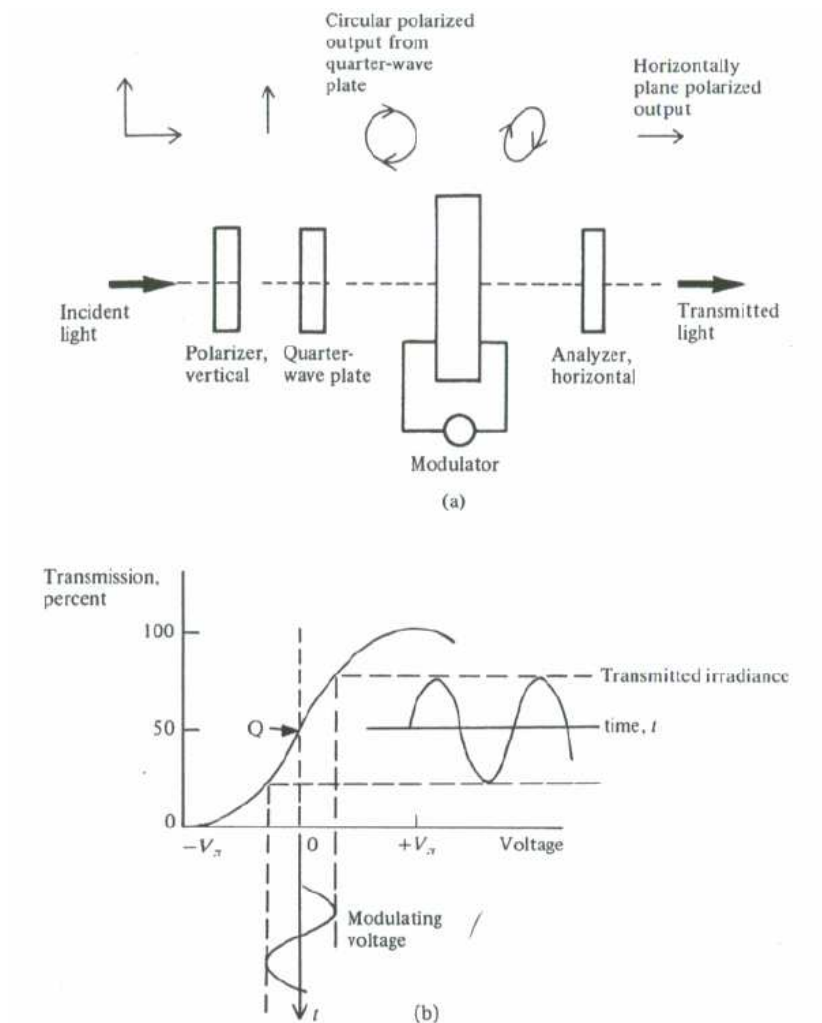
$$V_p = \frac{l}{2rn_o^3} = \frac{1.06 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 10.6 \cdot 10^{-12} \cdot (1.51)^3} = 14.5kV$$

Κάνοντας χρήση ενός πλακιδίου $\lambda/4$ η διαφορά φάσης μεταξύ των συνιστωσών είναι ίση με:

$$F = \frac{p}{2} + 2Df = \frac{p}{2} + p \frac{V}{V_p}$$

και συνεπώς από εξίσωση (2.12) έχουμε:

$$\frac{I}{I_o} = \sin^2 \frac{\zeta p}{4} + \frac{p}{2} \frac{V}{V_p} \frac{\phi}{2} = \frac{1}{2} \left[1 + \sin \frac{pV\phi}{V_p} \right]$$



Σχήμα 2.11: Η διάταξη των στοιχείων ενός ηλεκτρο-οπτικού διαμορφωτή Pockels ο οποίος πολώνεται από ένα πλακίδιο $\lambda/4$ (α) και η προκαλούμενη διαπερατότητα συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης (β). Η πόλωση έχει ως αποτέλεσμα η διαπερατότητα να είναι ίση με 50%.

Στην περιοχή του σημείου λειτουργίας η μεταβολή της διαπερατότητας σε σχέση με την εφαρμοζόμενη τάση είναι σχεδόν γραμμική.

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Για χαμηλές τιμές του V (μέχρι 5% της V_π) η μεταβολή στην ένταση είναι σχεδόν γραμμική ως προς το V . Εάν μια μικρή ημιτονοειδής μεταβαλλόμενη τάση πλάτους m και συχνότητας f εφαρμοστεί στον διαμορφωτή, τότε η ένταση της διερχόμενης από αυτόν δέσμης επίσης θα μεταβάλλεται με την ίδια συχνότητα f , όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.11(b). Έτσι μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{I}{I_0} = 0.5 + \frac{pm}{2} \sin 2\pi ft \quad (2.13)$$

,όπου το γινόμενο $m \sin 2\pi ft = V/V_\pi$ θα πρέπει να είναι πολύ μικρότερο της μονάδος διαφορετικά η μεταβολή της έντασης θα παραμορφωθεί και θα περιέχει ένα σημαντικό ποσό από υψηλότερες περιττού βαθμού αρμονικές.

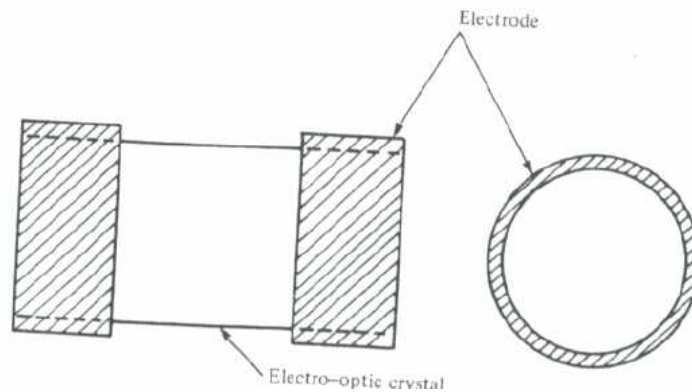
Ο διαμορφωτής που περιγράφηκε παραπάνω είναι γνωστός ως διαμήκης μια και το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο βρίσκεται κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης της δέσμης. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί είτε χρησιμοποιώντας ηλεκτρόδια με μικρά διαφράγματα σε κάθε μεριά του ηλεκτρο-οπτικού κρυστάλλου είτε με την εναπόθεση μιας σχεδόν διάφανης αγωγίμης μεμβράνης στις επιφάνειες του ηλεκτρο-οπτικού κρυστάλλου. Και οι δυο αυτές τεχνικές υποφέρουν από προφανή μειονεκτήματα. Για να αποφύγουμε τα μειονεκτήματα αυτά, χρησιμοποιείται ένας ηλεκτρο-οπτικός κυλινδρικός κρύσταλλος με κυκλικά ηλεκτρόδια. Η συσκευή αυτή, που απεικονίζεται στο σχήμα 2.12, προκαλεί την ομοιόμορφη μετάδοση (ή πόλωση) κατά μήκος της ενεργούς διατομής της συσκευής.

Εναλλακτικά, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον εγκάρσιο τρόπο λειτουργίας στον οποίο το εφαρμοζόμενο πεδίο είναι κάθετο ως προς την διεύθυνση διάδοσης. Στην περίπτωση αυτή τα ηλεκτρόδια του πεδίου δεν αλληλεπιδρούν με την δέσμη και η καθυστέρηση (ή η διαφορά φάσης), η οποία είναι ανάλογη με το γινόμενο του ηλεκτρικού πεδίου με το μήκος του κρυστάλλου, μπορεί να αυξηθεί με την χρήση κρυστάλλων με μεγαλύτερο μήκος. (Στον διαμήκη τρόπο λειτουργίας η καθυστέρηση δεν εξαρτάται από το μήκος του κρυστάλλου). Υποθέστε όπως και νωρίτερα ότι το εφαρμοζόμενο πεδίο βρίσκεται κατά μήκος του άξονα z ενώ η κατεύθυνση διάδοσης βρίσκεται κατά μήκος του επαγόμενου θεμελιώδη άξονα y' , όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.13. Έτσι εάν το προσπίπτων φως είναι πολωμένο στο επίπεδο $x'-z$ το οποίο

σχηματίζει γωνία 45^0 με τον θεμελιώδη άξονα x' , η καθυστέρηση, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (A2.15) και (A2.16) του Παραρτήματος 2, ισούται με:

$$Df = f_{x'} - f_z = \frac{2p}{l} L(n_o - n_e) = \frac{2p}{l} L \left[(n_o - n_e) + \frac{n_o^3}{2} r E_z \right] = \frac{2p}{l} L(n_o - n_e) + \frac{p}{l} r n_o^3 \frac{VL}{D} \quad (2.14)$$

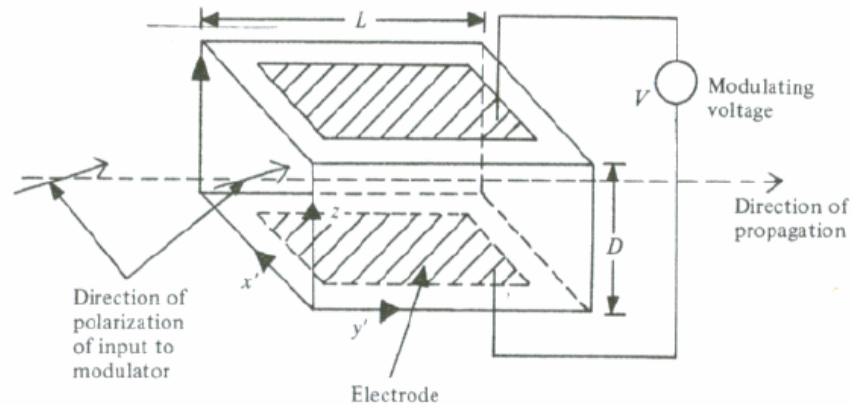
, όπου L είναι το μήκος του κρυστάλλου, D είναι η διάσταση του κρυστάλλου κατά μήκος της εφαρμοζόμενης τάσης V και n_o , n_e είναι οι δείκτες διάθλασης για το φως που είναι πολωμένο παράλληλα με τους θεμελιώδεις άξονες. Ο παράγοντας που είναι ανεξάρτητος από την τάση θα πολώσει την καμπύλη διάδοσης της έντασης. Η τάση του μισού μήκους κύματος μπορεί να ελαττωθεί χρησιμοποιώντας ένα λεπτό μακρύ στοιχείο. Για αυτό το λόγο η φασματική απόκριση των εγκάρσιων στοιχείων είναι καλύτερη από αυτή των διαμηκών στοιχείων καθώς είναι πιο εύκολο να μεταβάλλουμε μικρές τάσεις. Παρόλα αυτά, οι εγκάρσιοι διαμορφωτές έχουν σαν μειονέκτημα τις μικρές εισόδους τους.



Σχήμα 2.12: Ένας κυλινδρικός, με κυκλικά ηλεκτρόδια διαμήκης ηλεκτρο-οπτικός διαμορφωτής. Οι τυπικές διαστάσεις είναι μήκος 25 mm, ακτίνα 6mm, πάχος ηλεκτροδίου 8 mm. ('Optoelectronics An introduction', J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Σε πολλές πρακτικές περιπτώσεις το σήμα διαμόρφωσης είναι πολύ υψηλής συχνότητας και χαρακτηρίζεται από ένα ευρύ φασματικό εύρος και έτσι το μεγάλο φάσμα που παράγουν τα lasers μπορεί πλήρως να αξιοποιηθεί. Η χωρητικότητα ενός

διαμορφωτή και ο πεπερασμένος χρόνος που κάνει το φως να τον διαπεράσει θέτει περιορισμούς στο φασματικό εύρος ζώνης και την μέγιστη συχνότητα διαμόρφωσης.

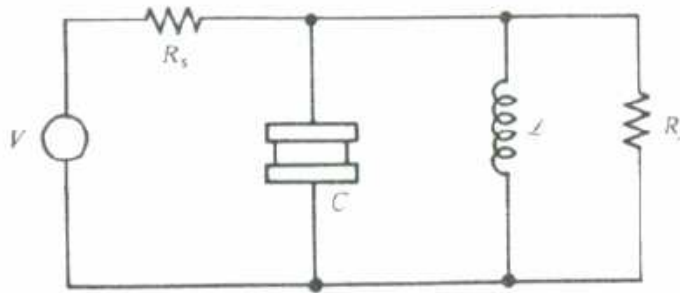


Σχήμα 2.13: Εγκάρσιος ηλεκτρο-οπτικός διαμορφωτής. Το ηλεκτρικό πεδίο εφαρμόζεται κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης.
 (‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Έστω C η χωρητικότητα λόγω του ηλεκτρο-οπτικού κρυστάλλου και των ηλεκτροδίων του και R_s η εσωτερική αντίσταση της πηγής της διαμόρφωσης. Εάν η R_s είναι μεγαλύτερη από $(2p f_0 C)^{-1}$, όπου f_0 είναι η μέση συχνότητα διαμόρφωσης, η περισσότερη από την πτώση τάσης που δημιουργεί το σήμα διαμόρφωσης θα βρίσκεται στα άκρα της αντίστασης R_s με αποτέλεσμα να χάνεται χωρίς να συνεισφέρει στην ηλεκτρο-οπτική υστέρηση. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να παρακαμφθεί τοποθετώντας τον κρύσταλλο μέσα σε ένα κύκλωμα συντονισμού όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.14.

Η τιμή της αυτεπαγωγής L είναι τέτοια ώστε $4\pi^2 f_0^2 = C/L$ έτσι ώστε στον συντονισμό ($f = f_0$) η αυτεπαγωγή του κυκλώματος είναι απλά R_L , η οποία επιλέγεται να είναι μεγαλύτερη από την R_s και έτσι η μεγαλύτερη πτώση τάσης που δημιουργεί το σήμα διαμόρφωσης να εμφανίζεται στα άκρα του κρυστάλλου. Το κύκλωμα συντονισμού έχει πεπερασμένη φασματική ζώνη και για αυτό η αυτεπαγωγή του κυκλώματος είναι μεγάλη μέσα στην φασματική περιοχή $Df = (2p R_L C)^{-1}$ (που έχει κεντρική συχνότητα την f_0). Για αυτό το μέγιστο εύρος διαμόρφωσης θα πρέπει να

είναι μικρότερο από Δf για να αποτελεί το διαμορφωμένο σήμα πιστό αντίγραφο της εφαρμοζόμενης τάσης διαμόρφωσης.



Σχήμα 2.14: Ηλεκτρο-οπτικός κρύσταλλος απεικονίζεται ως ένας επίπεδος πυκνωτής χωρητικότητας C που συνδέεται με ένα κύκλωμα συντονισμού. (‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Στην πραγματικότητα το φασματικό εύρος Δf καθορίζεται από την εκάστοτε εφαρμογή, άλλα μπορούμε να επιτύχουμε φασματικό εύρος της τάξης των 10^8-10^9 Hz. Επιπρόσθετα, εάν απαιτείται μέγιστη διαφορά φάσης ή καθυστέρησης μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ που χρειάζεται να εφαρμοσθεί στα άκρα του κρυστάλλου. Το πλάτος της υστέρησης $\Phi_m = (2\pi/\lambda) r n_0^3 V_m$ ((2.9)) αντιστοιχεί στην μέγιστη τάση διαμόρφωσης $V_m = (E_z)_m L$. Η ισχύς $P = V_m^2/2R_L$ που απαιτείται για να επιτευχθεί η μέγιστη υστέρηση σχετίζεται με το φασματικό εύρος διαμόρφωσης μέσω της σχέσης:

$$P = \frac{F_m^2 l^2 C 2p D f}{2(4p^2 r^2 n_o^6)}$$

ή

$$P = \frac{F_m^2 l^2 A e_r e_o D f}{(4p r^2 n_o^6 L)} \quad (2.15)$$

Η χωρητικότητα C του κρυστάλλου στην συχνότητα διαμόρφωσης f_o είναι ίση με $C = A \epsilon_r \epsilon_o / L$, όπου A είναι η ενεργός διατομή του κρυστάλλου κάθετα ως προς την διεύθυνση διάδοσης, κατά μήκος της οποίας ο κρύσταλλος έχει μήκος L .

Η μέγιστη συχνότητα διαμόρφωσης f_m θα πρέπει να είναι τέτοια ώστε το ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται στον κρύσταλλο να μην μεταβάλλεται πολύ μέσα σε χρονικό

διάστημα t_i που χρειάζεται το οπτικό σήμα για να περάσει μέσα από τον κρύσταλλο και το οποίο μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$t_i = \frac{Ln}{c} \ll \frac{1}{f_m}$$

Παράδειγμα 2.3 Απαιτήσεις ισχύος για διαμόρφωση χρησιμοποιώντας κύτταρο Pockels

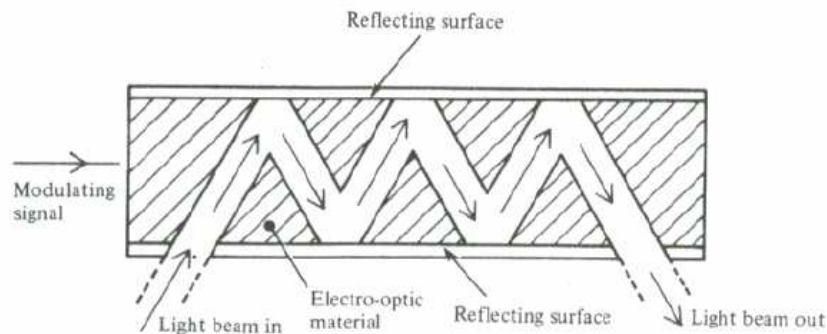
Μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ που απαιτείται για να προκαλέσουμε υστέρηση φάσης ίση με $\pi/30$ σε φασματικό εύρος ίσο με 10^9 Hz χρησιμοποιώντας KD^*P κύτταρο Pockels κυκλικής οπής διαμέτρου 25 mm και μήκους 30 mm. Το μήκος κύματος του οπτικού σήματος είναι 633 nm. Χρησιμοποιώντας την σχέση (2.15) και τις τιμές που αναγράφονται στο πίνακα 3.1 έχουμε:

$$P = \frac{p^2 \cdot (633 \cdot 10^{-9})^2 \cdot p \cdot (12.5 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 50 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^9}{30^2 \cdot 4 \cdot p \cdot (26.4 \cdot 10^{-12})^2 \cdot (1.51)^6 \cdot 30 \cdot 10^{-3}} = 306.4W$$

Μια τυπική τιμή για το μήκος του κρυστάλλου είναι $L = 10\text{mm}$ και επομένως η συχνότητα f_m θα είναι σημαντικά μικρότερη από $2 \cdot 10^{10}$ Hz σε ένα κρύσταλλο KDP όπου ο δείκτης διάθλασης είναι ίσος με $n \approx 1.5$.

Ένας τρόπος να ξεπεράσουμε τον παραπάνω περιορισμό είναι το σήμα διαμόρφωσης να εφαρμοστεί εγκάρσια υπό την μορφή κύματος που διαδίδεται κατά μήκος των ηλεκτροδίων με ταχύτητα ίση με την φασική ταχύτητα του οπτικού σήματος που διαδίδεται μέσα από τον κρύσταλλο διαμόρφωσης. Το οπτικό σήμα τότε συναντά ένα σταθερό δείκτη διάθλασης καθώς διαπερνά μέσα από τον διαμορφωτή και πολύ μεγαλύτερες συχνότητες διαμόρφωσης είναι εφικτές. Παρόλο που θεωρητικά είναι δυνατόν ο συγχρονισμός των ηλεκτρικών και οπτικών κυμάτων, στην πράξη είναι περισσότερο δύσκολο λόγω του περιορισμένου αριθμού των διαθέσιμων κρυστάλλων. Ιδανικά χρειαζόμαστε ένα υλικό με δείκτη διάθλασης $n = \sqrt{\epsilon_r}$, όπου ϵ_r είναι η σχετική επιδεκτικότητα (ή διηλεκτρική σταθερά) του υλικού. Στα περισσότερα υλικά αυτό δεν ισχύει ($n < \epsilon_r$) και ο απαιτούμενος

συγχρονισμός μπορεί να επιτευχθεί ελαττώνοντας το ϵ_r με το να υπάρχουν κενά αέρος μέσα στην ενεργό διατομή του κυματοδηγού. Εναλλακτικά, ο συγχρονισμός μεταξύ ηλεκτρικού και οπτικού σήματος μπορεί να επιτευχθεί με το οπτικό σήμα να διασχίζει τον διαμορφωτή ακολουθώντας τις διαδρομές που απεικονίζονται στο σχήμα 2.15.



Σχήμα 2.15: Το οπτικό σήμα ακολουθεί τις zig-zag διαδρομές που απεικονίζονται με αποτέλεσμα να διαδίδεται μέσα στον διαμορφωτή με την ταχύτητα ίση με αυτή του ηλεκτρικού σήματος διαμόρφωσης και έτσι αλληλεπιδρά με ένα σταθερό πεδίο διαμόρφωσης.
 (“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

2.4.1 Υλικά

Ένας οποιοσδήποτε διαφανής κρύσταλλος που δεν χαρακτηρίζεται από ένα κέντρο συμμετρίας παρουσιάζει ένα ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο πρώτης τάξης. Για να είναι χρήσιμοι αυτού του είδους οι κρύσταλλοι θα πρέπει ο ηλεκτρο-οπτικός συντελεστής τους, r , να είναι αρκετά μεγάλος, να είναι διαθέσιμοι σε λογικά μεγέθη, να είναι καλής ποιότητας και το κόστος τους να βρίσκεται μέσα σε λογικά πλαίσια. Μερικές από τις ιδιότητες των τεχνολογικά χρήσιμων υλικών απεικονίζονται στο πίνακα 2.1.

Οι κρύσταλλοι KDP και ADP είναι διαθέσιμοι σε μεγάλα μεγέθη και σε χαμηλό κόστος αλλά διαλύονται μέσα σε νερό και είναι και πολύ εύθραυστοι. Επίσης παρουσιάζουν μεγάλες τάσεις μισού μήκους κύματος V_{π} , παρόλα αυτά εάν το δευτέριο αντικαταστήσει το υδρογόνο (δηλαδή KD^*P) οι ηλεκτροπτικές ιδιότητες του κρυστάλλου ενισχύονται κατά πολύ. Άλλα υλικά όπως $LiTaO_3$ και $LiNbO_3$ παρουσιάζουν μικρότερες τάσεις μισού μήκους κύματος άλλα είναι αρκετά ακριβή κρύσταλλοι. Το κάδμιο-τελλούριο και το γάλλιο-αρσενικό χρησιμοποιούνται στο υπέρυθρο στις φασματικές περιοχές 1-28 μm και 1-14 μm αντίστοιχα.

2.5 Διαμορφωτές Kerr

Πολλά ισοτροπικά υλικά, στερεά και υγρά, όταν τοποθετηθούν μέσα σε ένα ηλεκτρικό πεδίο συμπεριφέρονται ως μονοαξονικοί κρύσταλλοι με τον οπτικό άξονα να είναι παράλληλος με το πεδίο. Στο ηλεκτρο-οπτικό αυτό φαινόμενο, το οποίο ανακαλύφθηκε στο γυαλί από τον J. Kerr (1875), η μεταβολή στον δείκτη διάθλασης είναι ανάλογη με το τετράγωνο του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Η διαφορά του δείκτη διάθλασης του παράλληλα πολωμένου φωτός από αυτόν του κάθετα πολωμένου φωτός ως προς τον οπτικό άξονα δίνεται από την σχέση:

$$Dn = n_p - n_s = Kl E^2 \quad (2.16)$$

, όπου K είναι η σταθερά Kerr (βλέπε πίνακα 2.2) και λ είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας στο κενό.

Το ηλεκτρικό πεδίο επάγει μια ηλεκτρική ροπή στα μη πολικά μόρια και αλλάζει την ροπή των πολικών μορίων. Υπάρχει τότε ένας νέος προσανατολισμός των μορίων από το πεδίο ο οποίος μετατρέπει το μέσο σε ανισοτροπικό. Αυτό εξηγεί την καθυστέρηση που υπάρχει μεταξύ της εφαρμογής του πεδίου και της εμφάνισης της μέγιστης επίδρασης. Αυτή η χρονική καθυστέρηση μπορεί να είναι της τάξης των μερικών δευτερολέπτων, άλλα για μη πολικά μόρια είναι μικρότερη από 10^{-11} s. Μια διάταξη που θα αποτελείται από ένα κύτταρο Kerr γεμάτο με ένα από αυτά τα υγρά και τοποθετημένο μεταξύ δύο κάθετων τοποθετημένων πολωρίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως οπτικός διακόπτης ή διαμορφωτής αντί των κυττάρων Rockels. Έχουν επιτευχθεί διαμορφώσεις σε συχνότητες μέχρι και 10^{10} Hz.

Το μειονέκτημα των κυττάρων Kerr που περιέχουν nitrobenzene, παρόλο που έχουν χρησιμοποιηθεί ευρύτατα για πολλά χρόνια π.χ. στις μετρήσεις της ταχύτητας του φωτός, είναι η απαίτηση υψηλής ισχύς προκειμένου να λειτουργήσουν. Μια πιο υποσχόμενη διάταξη είναι η χρήση σιδηρο-ηλεκτρικών κρυστάλλων που λειτουργούν σε θερμοκρασίες κοντά στο σημείο Curie όπου παρατηρούνται ισχυρά ηλεκτρο-οπτικά φαινόμενα. Το KTN, το οποίο χρησιμοποιείται σε συσκευές που κάνουν χρήση του φαινομένου Kerr, είναι ένα μίγμα δύο κρυστάλλων με υψηλή και χαμηλή θερμοκρασία Curie δίνοντας έτσι μια καινούργια θερμοκρασία Curie κοντά στην θερμοκρασία δωματίου. Ο κρύσταλλος θα πρέπει να πολωθεί από την εφαρμογή μιας

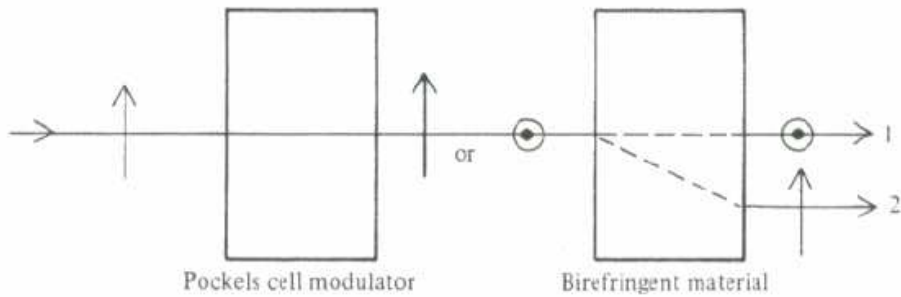
υψηλής τάσης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να προκαλέσει την αύξηση του αριθμού των σιδηρο-ηλεκτρικών περιοχών των οποίων το ηλεκτρικό πεδίο έχει την ίδια κατεύθυνση με αυτή του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου με αποτέλεσμα ο κρύσταλλος να πολωθεί στην κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου πεδίου. Αυτό προκαλεί την μείωση της απαιτούμενης ac τάσης για 100% διαμόρφωση στα περίπου 50 V (πλάτος σήματος) και η τάση μισού μήκους κύματος είναι πολύ μικρότερη από τα άλλα υλικά, περίπου ίση με 250V στο KTN και στο BaTiO₃. Παρόλα αυτά, οι πιο πρακτικοί οπτικοί διαμορφωτές κάνουν χρήση του φαινομένου Pockels.

2.5.1 Φαινόμενο Kerr σε οπτικές συχνότητες

Στην οπτική συχνότητα του φαινομένου Kerr, όπως υποδηλώνει και το όνομα, η μεταβολή του δείκτη διάθλασης προκαλείται από ένα εφαρμοζόμενο πεδίο το οποίο έχει συχνότητα που ανήκει στο οπτικό φάσμα. Το φαινόμενο αυτό προσφέρει την ενδιαφέρουσα περίπτωση όπου μια δέσμη φωτός χρησιμοποιείται για να αλλάξει μια άλλη εάν η μεταβολή του δείκτη διάθλασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εκλείψει η δεύτερη δέσμη. Μια τέτοια οπτική εναλλαγή δεσμών μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας ένα συμβολόμετρο Fabry-Perot το οποίο ανάμεσα στα ανακλαστικά κάτοπτρα του έχει έναν ηλεκτρο-οπτικό κρύσταλλο. Το μέγιστο πλάτος συμβολής παρατηρείται στους κροσσούς συμβολής όταν $p\pi = (2\pi/\lambda)nd \cos\theta$, όπου \mathbf{p} είναι ο βαθμός συμβολής, \mathbf{d} είναι η απόσταση των πλακών του συμβολόμετρου και θ είναι η γωνία πρόσπτωσης μιας δέσμης εσωτερικά του συμβολόμετρου με ένα από τα κάτοπτρα του ως προς την κάθετο. Μια μικρή μεταβολή στον δείκτη διάθλασης του ηλεκτρο-οπτικού κρυστάλλου του συμβολόμετρου η οποία προκαλείται από μια οπτική δέσμη θα αποσυντονίσει το συμβολόμετρο με αποτέλεσμα η δέσμη που αρχικά το διαπερνούσε να μην το διαπερνά πια.

2.6 Ανίχνευση και Μεταγωγή

Είδαμε στην παράγραφο 2.4 ότι η εφαρμογή μιας τάσης V_{π} σε ένα κύτταρο Pockels θα αλλάξει το επίπεδο πόλωσης της δέσμης που το διαπερνά κατά 90⁰. Επομένως εάν ένα κομμάτι διπλοθλαστικού υλικού τοποθετηθεί μετά από το κύτταρο Pockels η δέσμη μπορεί να πάει από την μία θέση στην άλλη όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.16.



Σχήμα 2.16: Μεταγωγή δέσμης χρησιμοποιώντας κύτταρο Pockels. Καθώς η εφαρμοζόμενη τάση αλλάζει από μηδέν σε V_π η δέσμη αλλάζει θέση από το 1 στο 2 (*“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes*)

Μια σειρά από m διατάξεις όμοιες με αυτές του σχήματος 2.16 μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μπορεί η θέση της δέσμης να αλλάξει 2^m θέσεις. Εναλλακτικά η διάταξη που απεικονίζεται στο σχήμα 2.17(α) μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για την μεταγωγή μιας δέσμης. Στην διάταξη αυτή χρησιμοποιούνται δυο όμοια πρίσματα από KDP, για παράδειγμα, αλλά με αντίθετους προσανατολισμούς. Έτσι, εάν ένα ηλεκτρικό πεδίο εφαρμοστεί κατά μήκος του άξονα z και η οπτική δέσμη διαδίδεται κατά μήκος ενός από τους κύριους άξονες με την πόλωση της παράλληλη προς τον άλλο κύριο άξονα, τότε η δέσμη θα συναντήσει διαφορετικούς δείκτες διάθλασης στα δυο πρίσματα. Η διαφορά ανάμεσα στους δυο δείκτες διάθλασης θα είναι ίση με $n_o^3 r E_z$ και έτσι από εξίσωση (2.4) μπορούμε να πούμε ότι μια δέσμη που διαδίδεται εξολοκλήρου στο πάνω πρίσμα διαδίδεται σε ένα υλικό με δείκτη διάθλασης:

$$n_2 = n_o - \frac{n_o^3}{2} r E_z$$

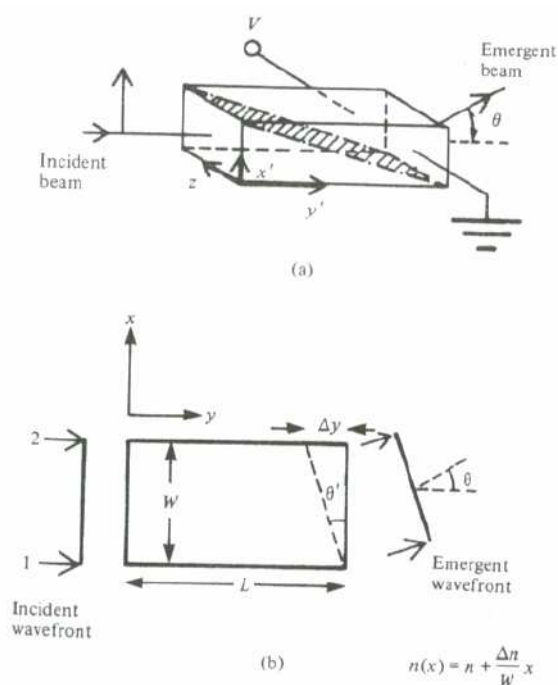
Ενώ μια δέσμη που διαδίδεται εξολοκλήρου στο κάτω πρίσμα διαδίδεται σε ένα υλικό όπου η επίδραση του εφαρμοζόμενου πεδίου αναστρέφεται έτσι ώστε:

$$n_1 = n_o + \frac{n_o^3}{2} r E_z$$

Στο σχήμα 2.17(β) απεικονίζεται η αρχή λειτουργίας της απόκλισης της δέσμης από την διάταξη του σχήματος 2.17(α). Απεικονίζεται ένας κρύσταλλος του οποίου ο

δείκτης διάθλασης και επομένως και το μήκος της οπτικού απόστασης μεταβάλλεται συναρτήσει της εγκάρσιας απόστασης x κατά μήκος του κρυστάλλου. Εάν θεωρήσουμε ότι η μεταβολή του δείκτη διάθλασης n σε σχέση με το x είναι ομοιόμορφη τότε η δέσμη '1' συναντά ένα δείκτη διάθλασης n ενώ η δέσμη '2' συναντά ένα δείκτη διάθλασης $n + \Delta n$. Οι δέσμες 1 και 2 θα διαπεράσουν τον κρύσταλλο σε χρόνους t_1 και t_2 αντίστοιχα, όπου:

$$t_1 = \frac{Ln}{c} \text{ και } t_2 = \frac{L(n + \Delta n)}{c}$$



Σχήμα 2.17: Σχηματική αναπαράσταση μιας πλάκας απόκλισης: (α) η διπλού πρίσματος πλάκα απόκλισης από KDP και (β) η αρχή λειτουργίας της απόκλισης δέσμης σε ένα υλικό όπου ο δείκτης διάθλασης μεταβάλλεται γραμμικά στ διεύθυνση κάθετη ως προς την διεύθυνση διάδοσης

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Η διαφορά των χρόνων προσπέλασης του κρυστάλλου από τις δυο δέσμες έχει ως αποτέλεσμα η δέσμη 2 να υπολείπεται της δέσμης 1 μια απόσταση ίση με $\Delta y = L \Delta n / n$ η οποία ισοδυναμεί με μια απόκλιση του μετώπου κύματος κατά μια γωνία θ' η οποία μετράτε μέσα στον κρύσταλλο πριν η δέσμη εξέλθει από τον

κρύσταλλο. Μπορούμε να παρατηρήσουμε από το σχήμα 2.17(β) ότι $\theta' = \Delta y/W$, όπου W είναι το εύρος του κρυστάλλου.

Χρησιμοποιώντας τον νόμο του Snell, η γωνία απόκλισης θ η οποία μετράται εξωτερικά του κρυστάλλου δίνεται από την σχέση:

$$q = nq' = n \frac{\Delta y}{W} = \frac{LDn}{W}$$

Έτσι, χρησιμοποιώντας την διάταξη του σχήματος 2.17(α), η γωνία απόκλισης δίνεται από την σχέση:

$$q = \left(\frac{L}{W}\right)n_o^3 r E_z \quad (2.17)$$

Δέσμες φωτός μπορούν επίσης να εκτραπούν κάνοντας χρήση φραγμάτων περίθλασης τα οποία έχουν σχηματισθεί ηλεκτρο-οπτικά σε ένα κρύσταλλο με την εναπόθεση ενός ηλεκτρόδιου με περιοδικό μεταλλικό πλέγμα. Η εφαρμογή μιας τάσης σε αυτό το ηλεκτρόδιο προκαλεί μια περιοδική μεταβολή του δείκτη διάθλασης δημιουργώντας έτσι ένα αποτελεσματικό πλέγμα περίθλασης φάσης. Αυτή η τεχνική είναι ιδιαίτερα χρήσιμη στις ολοκληρωμένες οπτικές συσκευές. Συσκευές απόκλισης δέσμης και σαρωτές ειδώλου είναι πολύ χρήσιμοι στους εκτυπωτές, στις συσκευές απεικόνισης με laser, στα συστήματα αποθήκευσης οπτικών δεδομένων και στην οπτική αναγνώριση χαρακτήρων.

2.7 Μαγνητο-οπτικές συσκευές

Η παρουσία μαγνητικών πεδίων μπορεί επίσης να επηρεάσει τις οπτικές ιδιότητες μερικών υλικών δίνοντας έτσι την δυνατότητα κατασκευής χρήσιμων συσκευών. Γενικότερα όμως καθώς τα ηλεκτρικά πεδία είναι ευκολότερο να παραχθούν από ότι τα μαγνητικά, οι ηλεκτρο-οπτικές συσκευές συνήθως προτιμούνται από τις μαγνητο-οπτικές.

2.7.1 Φαινόμενο Faraday

Το φαινόμενο Faraday είναι το πιο απλό από τα μαγνητο-οπτικά φαινόμενα και το μοναδικό με πραγματικό ενδιαφέρον για τους οπτικούς διαμορφωτές. Συνδέεται με

την αλλαγή του δείκτη διάθλασης ενός υλικού το οποίο βρίσκεται εκτεθειμένο μέσα σε σταθερό μαγνητικό πεδίο. Ο Faraday (1845) διαπίστωσε ότι όταν μια δέσμη ενός επίπεδου πολωμένου φωτός διαπεράσει μέσα από ένα υλικό το οποίο βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο, το επίπεδο πόλωσης του παρατηρείται ότι περιστρέφεται κατά ένα ποσό ανάλογο με το μέτρο της παράλληλης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου ως προς την διεύθυνση διάδοσης. Το φαινόμενο αυτό είναι παρόμοιο με το οπτικό φαινόμενο που αναλύθηκε στην παράγραφο 2.3 όπου κάποια υλικά παρουσιάζουν διαφορετικό δείκτη διάθλασης n_r και n_l για το δεξιόστροφο και το αριστερόστροφο πολωμένο φως αντίστοιχα. Υπάρχει μια σημαντική διάφορα στα δυο φαινόμενα. Στο φαινόμενο Faraday η περιστροφή του επιπέδου πόλωσης είναι ανεξάρτητη από την διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με το οπτικό φαινόμενο της παραγράφου 2.3 όπου η περιστροφή σχετίζεται με την διεύθυνση διάδοσης. Έτσι στην περίπτωση του φαινομένου Faraday η περιστροφή του επιπέδου πόλωσης μπορεί να διπλασιαστεί με το να διαπεράσει το φως μια συσκευή που κάνει χρήση του φαινομένου Faraday δυο φορές.

Η περιστροφή του επιπέδου πόλωσης μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση:

$$q = VBL \quad (2.18)$$

, όπου V είναι η σταθερά Verdet (βλέπε πίνακα 2.3 για κάποιες ενδεικτικές τιμές), B είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου η οποία είναι παράλληλη με την διεύθυνση διάδοσης και L είναι το μήκος της απόστασης που διανύει η δέσμη μέσα στο υλικό. Το φαινόμενο Faraday είναι μικρής έντασης και δεν εξαρτάται από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η περιστροφή για το γυαλί είναι $q \approx 1.6^0 \text{ mm}^{-1}\text{T}^{-1}$ για $\lambda=589.3 \text{ nm}$.

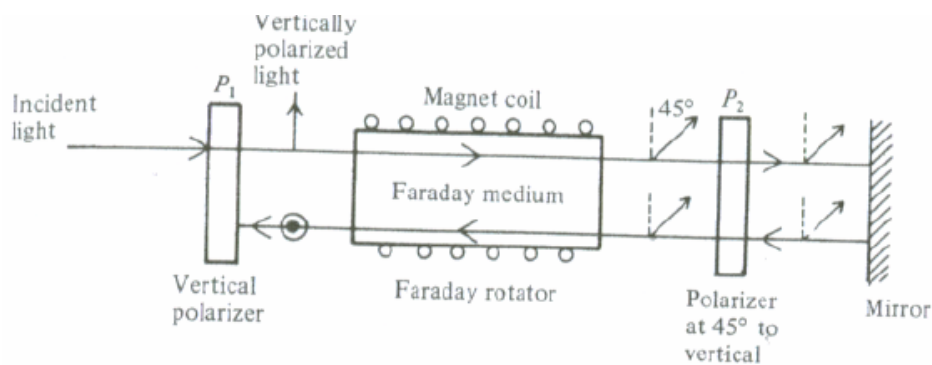
Μπορούμε επίσης να εκφράσουμε την γωνία θ συναρτήσει των δεικτών διάθλασης n_r και n_l δηλαδή:

$$q = \frac{2p}{l}(n_r - n_l)$$

Material	V (rd m ⁻¹ T ⁻¹)
Quartz (SiO ₂)	4.0
Zinc sulfide (ZnS)	82
Crown glass	6.4
Flint glass	23
Sodium chloride (NaCl)	9.6

Πίνακας 2.3: Τυπικές τιμές της σταθεράς Verdet V για $\lambda = 589.3$ nm
 (“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Ένας περιστροφέας Faraday σε συνδυασμό με ένα ζεύγος πολωτών λειτουργεί ως οπτικός απομονωτής ο οποίος επιτρέπει μια δέσμη φωτός να τον διαπεράσει μονάχα από μια κατεύθυνση και όχι από την αντίθετη. Ένας οπτικός απομονωτής χρησιμοποιείται σε διατάξεις ενίσχυσης που χρησιμοποιούν laser εμποδίζοντας τα ανακλώμενα κύματα να επιστρέψουν πίσω στις πηγές τους όπου θα προκαλούσαν ανεπιθύμητα αποτελέσματα. Η κατασκευαστική δομή ενός οπτικού απομονωτή απεικονίζεται στο σχήμα 2.18.



Σχήμα 2.18: Οπτικός απομονωτής βασισμένος στο φαινόμενο Faraday. Η ανακλώμενη δέσμη απεικονίζεται μετατοπισμένη για λόγους ευκολίας.
 (“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Το φως που διαδίδεται από αριστερά προς τα δεξιά διαπερνά τον πολωτή P_1 ο οποίος το πολώνει σε επίπεδο κάθετο προς αυτό της διεύθυνσης διάδοσης. Ο περιστροφέας Faraday είναι ρυθμισμένος να περιστρέφει το επίπεδο πόλωσης κατά 45° κατά την φορά των δεικτών του ρολογιού. Ο δεύτερος πολωτής P_2 τοποθετείται σε γωνία 45° ως προς τον P_1 έτσι ώστε το φως που εξέρχεται από τον περιστροφέα να

τον διαπερνά. Ωστόσο, η δέσμη που εισέρχεται από τα δεξιά θα είναι πολωμένη σε ένα επίπεδο 45° ως προς την διεύθυνση διάδοσης, έτσι το επίπεδο πόλωσης της θα περιστραφεί κατά 45° κατά την φορά των δεικτών του ρολογιού από τον περιστροφέα και θα προσπέσει στον πολωτή P_1 με επίπεδο πόλωσης κάθετο ως προς αυτό που επιτρέπει ο πολωτής να τον διαπεράσει με αποτέλεσμα να εκλείψει. Η συσκευή έτσι απομονώνει τα οπτικά στοιχεία στα αριστερά της από το φως που διαδίδεται από την δεξιά πλευρά της.

Μια πολλά υποσχόμενη πρόσφατη εφαρμογή της μαγνητο-οπτικής εντοπίζεται στις μεγάλης χωρητικότητας οπτικές μνήμες υπολογιστών. Τέτοιες μνήμες θα πρέπει να είναι ικανές να αποθηκεύουν πολύ μεγάλες ποσότητες δεδομένων σε μικρές περιοχές και να επιτρέπουν την γρήγορη πρόσβαση και ανάγνωση τους. Οι συνηθισμένες μαγνητικές μνήμες παρουσιάζουν περιορισμούς στο μέγεθος και στην ταχύτητα ανάγνωσης. Οι οπτικές τεχνικές μπορούν να ξεπεράσουν και τους δυο αυτούς περιορισμούς (**αναφορά 2.4**).

Οι μαγνητο-οπτικές μνήμες που έχουν αναπτυχθεί μέχρι τώρα διαβάζονται μέσω του φαινομένου Faraday ή του μαγνητικού φαινομένου Kerr, το οποίο σχετίζεται με την περιστροφή της δέσμης επίπεδου πολωμένου φωτός το οποίο ανακλάται από την επιφάνεια ενός υλικού το οποίο είναι εκτεθειμένο σε μαγνητικό πεδίο. Και στα δυο φαινόμενα ένα σιδηρο-μαγνητικό υλικό περιστρέφει το επίπεδο πόλωσης της ακτινοβολίας laser που προσπίπτει σε αυτό.

Η εγγραφή μπορεί να επιτευχθεί με την θέρμανση των στοιχείων της μνήμης στο μέσο αποθήκευσης σε θερμοκρασία μεγαλύτερη από το σημείο Curie χρησιμοποιώντας μια δέσμη laser. Το στοιχείο τότε αφήνεται να κρυώσει παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου αποκτώντας έτσι μια μαγνήτιση σε καθορισμένη κατεύθυνση. Η μαγνήτιση των υλικών σε μια κατεύθυνση μπορεί να αντιπροσωπεύει το δυαδικό ένα ενώ η μαγνήτιση στην αντίθετη κατεύθυνση αντιπροσωπεύει το δυαδικό μηδέν. Για την ανάγνωση της πληροφορίας η ένταση της laser ακτινοβολίας ελαττώνεται και κατευθύνεται προς τα στοιχεία μνήμης. Η διεύθυνση μεταβολής της πόλωσης της ακτινοβολίας laser η οποία διαπερνά ή ανακλάται από τα στοιχεία μνήμης εξαρτάται από τις διευθύνσεις της μαγνήτισης. Συνεπώς με αυτό τον τρόπο μπορούμε να αποφανθούμε εάν ένα συγκεκριμένο στοιχείο έχει αποθηκεύσει το δυαδικό ένα ή το δυαδικό μηδέν.

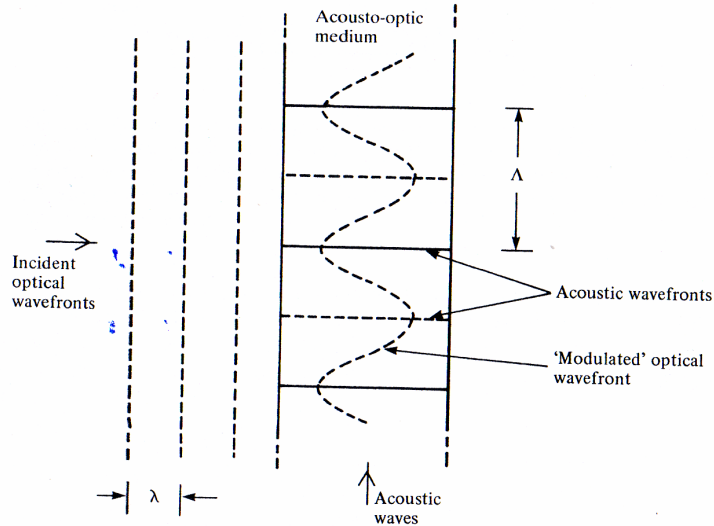
Πρωτότυπα συστήματα, τα οποία χρησιμοποιούν laser He-Ne που εκπέμπει ισχύς 50 mW, διαμορφωτές Pockels και λεπτές μεμβράνες (MnBi) στοιχείων αποθήκευσης

έχουν επιτρέψει την αποθήκευση, την ανάγνωση και την διαγραφή πληροφορίας με ρυθμούς μεγαλύτερους από 1 Mbs^{-1} .

2.8 Ακουστο-οπτικό φαινόμενο

Το ακουστο-οπτικό φαινόμενο περιγράφει την μεταβολή της τιμής του δείκτη διάθλασης ενός υλικού η οποία οφείλεται στις μηχανικές παραμορφώσεις που προκαλεί το πέρασμα ενός ακουστικού κύματος μέσα από αυτό. Η παραμόρφωση (strain) και έως εκ τούτου και ο δείκτης διάθλασης μεταβάλλονται περιοδικά με μήκος κύματος Λ ίσο με αυτό του ακουστικού κύματος. Οι μεταβολές στον δείκτη διάθλασης οφείλονται στο φωτο-ελαστικό φαινόμενο το οποίο συμβαίνει σε όλα τα υλικά στα οποία εφαρμόζεται μηχανική πίεση. Μπορεί να αποδειχθεί ότι η αλλαγή στην τιμή του δείκτη διάθλασης είναι ανάλογη με την τετραγωνική ρίζα της συνολικής ισχύος του ακουστικού κύματος (**αναφορά 2.5**).

Γενικότερα, οι σχέσεις που διέπουν την μεταβολή της τιμής του δείκτη διάθλασης με την μηχανική παραμόρφωση και την παραμόρφωση με την μηχανική πίεση είναι μάλλον πολύπλοκες (**αναφορά 2.6**). Παρόλα αυτά, για απλότητα μπορούμε να μελετήσουμε την περίπτωση ενός μονοχρωματικού κύματος φωτός, με μήκος κύματος λ , το οποίο προσπίπτει πάνω σε ένα μέσο στο οποίο ένα ακουστικό κύμα δημιουργεί περιοδικές μεταβολές με μήκος κύματος Λ στην τιμή του δείκτη διάθλασης. Η περίπτωση αυτή απεικονίζεται στο σχήμα 2.19, όπου οι οριζόντιες συνεχείς γραμμές συμβολίζουν τα μέγιστα των ακουστικών κυμάτων (τα μέγιστα της δημιουργούμενης πίεσης) και οι διακεκομμένες οριζόντιες γραμμές αντιπροσωπεύουν τα ελάχιστα των ακουστικών κυμάτων. Καθώς το φως διέρχεται από το υλικό, τα τμήματα του μετώπου κύματος που βρίσκονται πιο κοντά σε μια περιοχή που η μηχανική πίεση είναι μέγιστη θα συναντά μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης και για αυτό το λόγο θα διαδίδεται με μικρότερη ταχύτητα από την αυτή που διαδίδονται τα τμήματα του μετώπου κύματος που αισθάνονται μικρότερη μηχανική πίεση. Για αυτό το λόγο το μέτωπο κύματος αποκτά την κυματική-ημιτονοειδή μορφή του σχήματος 2.19. Η ταχύτητα του ακουστικού κύματος είναι μικρότερη από αυτή του οπτικού κύματος και για αυτό μπορεί να αγνοηθεί και έτσι να θεωρήσουμε την μεταβολή στον δείκτη διάθλασης ως στατική μέσα στο υλικό.



Σχήμα 2.19: Σχηματική αναπαράσταση της ακουστο-οπτικής διαμόρφωσης. Τα ακουστικά κύματα μεταβάλλουν τον δείκτη διάθλασης του υλικού με περιοδικό τρόπο έτσι ώστε τα επίπεδα οπτικά κύματα να αποκτούν την κυματική μορφή που απεικονίζεται καθώς διαδίδονται μέσα στο υλικό.

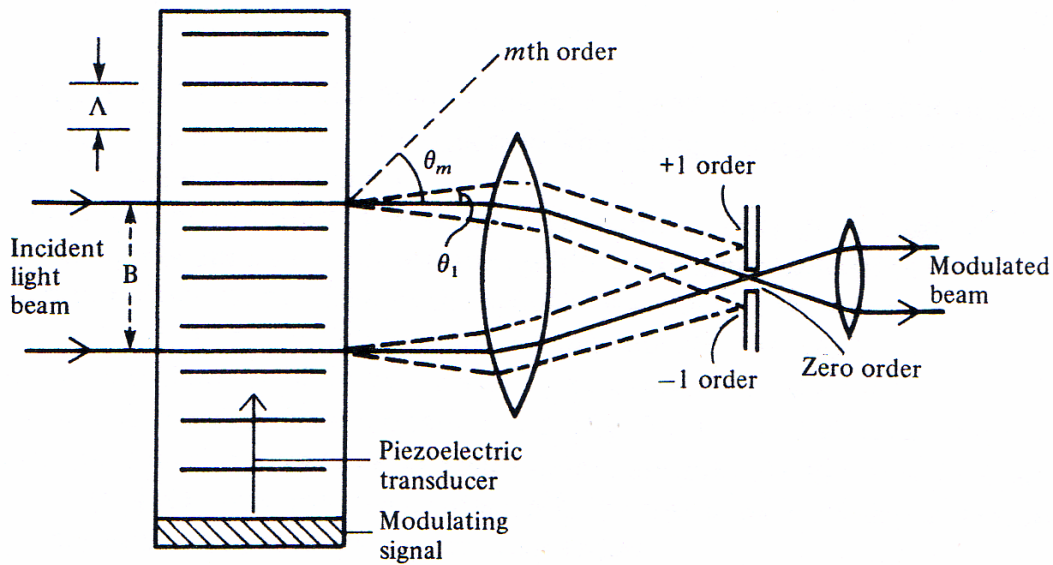
(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Καθώς το μέτωπο του οπτικού κύματος διαδίδεται σε διεύθυνση κάθετη ως προς αυτήν της διάδοσης του ακουστικού, θα προκληθούν αλλαγές στην διεύθυνση του προκαλώντας έτσι ανακατανομή στην ροή της οπτικής ακτινοβολίας η οποία τείνει να συγκεντρωθεί κοντά στις περιοχές της μηχανικής συμπίεσης. Στην πραγματικότητα, το ακουστικό κύμα δημιουργεί ένα φράγμα περίθλασης μέσα στο υλικό έτσι ώστε η οπτική ενέργεια να σκεδάζεται και να ανακατανέμεται σε διάφορες τάξεις περίθλασης. Υπάρχουν δυο περιοχές που παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον γνωστές ως (α) η περιοχή Raman–Nath και (β) η περιοχή Bragg.

Στην περιοχή Raman–Nath, το ακουστικό φράγμα περίθλασης είναι τόσο ‘λεπτό’ που το περιθλώμενο φως δεν υφίσταται περαιτέρω ανακατανομές πριν εξέλθει από τον διαμορφωτή. Το φως περιθλάται όπως και όταν έχουμε ένα απλό επίπεδο διάφραγμα δηλαδή:

$$m\lambda_o = \Lambda \sin \theta_m \quad (2.19)$$

Όπου $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ είναι η τάξη περίθλασης και θ_m είναι η αντίστοιχη γωνία περίθλασης όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.20.



Σχήμα 2.20: Γεωμετρική αναπαράσταση της ακουστο-οπτικής διαμόρφωσης Raman-Nath. Το ποσό του φωτός που περιθλάται σε τάξεις μεγαλύτερες από την πρώτη από την προσπίπτουσα ακτίνα και επομένως η διαμόρφωση της διαδοθείσας δέσμης εξαρτάται από το πλάτος του σήματος διαμόρφωσης.

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Η ένταση I του φωτός στις διάφορες τάξεις περίθλασης εξαρτάται από το βάθος της γραμμής του ακουστικού φράγματος περίθλασης, το οποίο σχετίζεται με το πλάτος του ακουστικού φράγματος. Αυτό με την σειρά του εξαρτάται από το πλάτος του διαμορφωμένου ακουστικού κύματος. Στην περίθλαση μηδενικής τάξης αντιστοιχεί μέρος από την αρχική ένταση ίση με $n = I_0 - I/I_0$, όπου I_0 είναι η ένταση της ακτινοβολίας που διαπερνά το υλικό απουσία ακουστικού κύματος. Έτσι μεταβολές στο πλάτος του ακουστικού κύματος προκαλούν μεταβολές στην ένταση του φωτός που διαπερνά το υλικό.

Στην περιοχή Bragg το φως που περιθλάται από την προσπίπτουσα ακτινοβολία ισχυρά ξανά περιθλάται πριν εγκαταλείψει το ακουστικό πεδίο. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, το ακουστικό πεδίο λειτουργεί ως ‘πυκνό’ φράγμα’ περίθλασης, το οποίο είναι ένα φράγμα περίθλασης φτιαγμένο από επίπεδα παρά από γραμμές. Η αρχή λειτουργίας του είναι παρόμοια με αυτή της περίθλασης (ή της ανάκλασης) των ακτίνων X από τα επίπεδα των ατόμων σε ένα κρύσταλλο. Θεωρήστε το επίπεδο μέτωπο κύματος που προσπίπτει στα επίπεδα του φράγματος με μια γωνία

πρόσπτωσης θ_i όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.21(α). Σημαντικές ποσότητες φωτός θα εξέλθουν από το υλικό σε αυτές μονάχα τις κατευθύνσεις όπου συμβαίνει ενισχυτική συμβολή. Οι συνθήκες που πρέπει να ικανοποιούνται είναι: (α) φως που σκεδάζεται από συγκεκριμένο επίπεδο του φράγματος περίθλασης θα πρέπει να βρίσκεται στην ίδια φάση όταν φθάνει στο καινούργιο μέτωπο κύματος και (β) φως που σκεδάζεται από διαδοχικά επίπεδα του φράγματος θα πρέπει επίσης να βρίσκεται στην ίδια φάση όταν φθάνει στο καινούργιο μέτωπο κύματος, γεγονός που υποδηλώνει ότι η διαφορά οπτικών δρόμων που ακολουθούν οι περιθλώμενες δέσμες είναι ακέραιο πολλαπλάσιο των μηκών κύματος. Η πρώτη από τις δυο συνθήκες ικανοποιείται όταν $\theta_i = \theta_d$, όπου θ_d είναι η γωνία περίθλασης. Η δεύτερη συνθήκη απαιτεί:

$$\sin \theta_i + \sin \theta_d = \frac{m\lambda}{\Lambda}$$

με $m = 0, 1, 2, \dots$. Οι δυο παραπάνω συνθήκες ικανοποιούνται ταυτόχρονα όταν:

$$\sin \theta_i = \sin \theta_d = \frac{m\lambda}{2\Lambda} \quad (2.20)$$

Η περίθλαση είναι όμοια με αυτήν που δημιουργεί ένα επίπεδο φράγμα περίθλασης, αλλά για ειδικές γωνίες πρόσπτωσης, όπου η γωνία πρόσπτωσης είναι ίση με αυτή της περίθλασης.

Παρόλο που η παραπάνω απλοποιημένη θεωρία προβλέπει ότι ισχυρή σκέδαση του φωτός μπορεί να επιτευχθεί μονάχα όταν το m είναι ίσο με ένα οποιοδήποτε ακέραιο αριθμό, μια πιο αυστηρή ανάλυση, η οποία λαμβάνει υπόψη της το γεγονός ότι η σκέδαση δεν προκαλείται από διακριτά επίπεδα αλλά από ένα συνεχές μέσο, δείχνει ότι σκέδαση συμβαίνει μονάχα όταν $m=1$. Αυτό απεικονίζεται στο σχήμα 2.21(b), η εξίσωση για την γνωστή ως γωνία Bragg θ_B γίνεται $\sin \theta_B = \lambda/2\Lambda$. Το βάθος διαμόρφωσης $I - I_0/I_0$ (η απόδοση περίθλασης n) στην περίπτωση αυτή μπορεί να γίνει θεωρητικά ίσο με 100% σε αντίθεση με την απόδοση της περιοχής Raman–Nath που είναι ίση περίπου με 34%. Υπό γωνία Bragg δίνεται από την σχέση $n = \sin^2 \phi/2$,

όπου $\phi = (2\pi/\lambda)(\Delta nL/\cos\theta_B)$, Δn είναι το πλάτος της μεταβολής του δείκτη διάθλασης και L είναι το μήκος του διαμορφωτή (αναφορά 2.7).

Τα ακουστικά κύματα, τα οποία σχηματίζουν το φράγμα περίθλασης, κινούνται φυσικά μέσα στο υλικό και σαν συνέπεια το περιθλώμενο κύμα συμπεριφέρεται σαν να έχει ανακλαστεί από ένα κάτοπτρο το οποίο κινείται με την ίδια ταχύτητα με το φράγμα και για αυτό φαίνεται σαν να προέρχεται από μια πηγή που κινείται με μια ταχύτητα διπλάσια από αυτή του κατόπτρου (ή του φράγματος). Για αυτό το λόγο η συχνότητα της ανακλώμενης δέσμης αλλάζει λόγω του φαινομένου Doppler (βλέπε παράγραφο 3.7) και μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$v' = v_o(1 \pm 2u_a(c/n))$$

, όπου $\pm u_a$ είναι η συνιστώσα της ταχύτητας του ακουστικού κύματος κατά μήκος της διεύθυνσης της αρχικής δέσμης και n είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου. Η μεταβολή στην συχνότητα είναι ίση με:

$$\Delta v = v' - v = \frac{\pm 2v_o u_a n}{c}$$

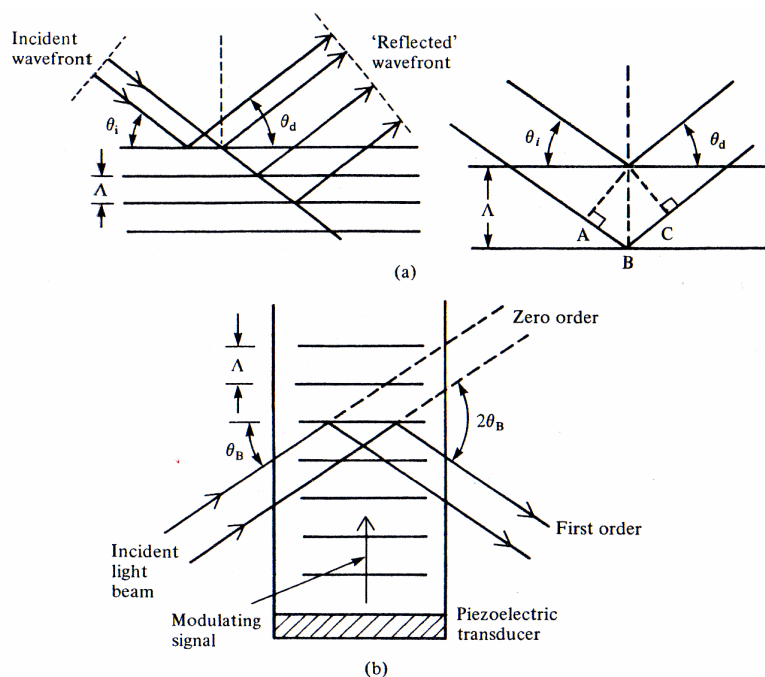
Εάν το φως προσπέσει υπό γωνία $\theta_i = \theta_d$ ως προς το ακουστικό κύμα όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.21(α), τότε $u_x = u_a \sin\theta_d$ όπου u_a είναι η ταχύτητα του ακουστικού κύματος. Η μεταβολή της συχνότητας τότε γράφεται:

$$\Delta v = \frac{\pm 2v_o u_a \sin\theta_d n}{c} \quad (2.21)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (2.20), (2.21) και θεωρώντας ότι $m = 1$ η μεταβολή στην συχνότητα του οπτικού κύματος είναι ίση με $\pm u_a/\Lambda$ ή $\pm f_o$, όπου f_o είναι η συχνότητα του ακουστικού κύματος. Η μεταβολή αυτή στην συχνότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως η αρχή λειτουργίας των διαμορφωτών συχνότητας.

Ο ελάχιστος χρόνος που απαιτείται για να βρεθούμε από την συνθήκη όπου το ακουστικό κύμα αλληλεπιδρά με την δέσμη φωτός και γεννά το περιθλώμενο φως στην συνθήκη που δεν υπάρχει περιθλώμενο φως είναι ο χρόνος μετάβασης του

ακουστικού κύματος μέσα από την δέσμη φωτός. Αυτός είναι ίσος με $t_{\min} = B/u_a$, όπου B είναι το εύρος της οπτικής δέσμης. Επομένως το φασματικό εύρος του διαμορφωτή περιορίζεται στην τιμή u_a/B . Υπάρχουν διαθέσιμοι διαμορφωτές με φασματικό εύρος μέχρι και 50 MHz. Αυτός ο περιορισμός οφείλεται κυρίως στην φασματική εξάρτηση των ακουστικών απωλειών που παρουσιάζουν τα διαθέσιμα ακουστο-οπτικά υλικά. Σήμερα μονάχα τα LiNbO_3 και PnMoO_4 εμφανίζουν χαμηλές απώλειες και ελπίζουμε ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε υψηλές συχνότητες.



Σχήμα 2.21: Γεωμετρική διάταξη της ακουστο-οπτικής διαμόρφωσης Bragg: (α) προσπίπτοντα κύματα σκεδάζονται από διαδοχικά επίπεδα – για μη καταστρεπτική συμβολή η διαφορά δρόμου $AB + BC$ θα πρέπει να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο ενός αριθμού μηκών κύματος $m\lambda$ και (β) το ποσό του ανακλώμενου φωτός στην πρώτη τάξη εξαρτάται από το πλάτος του κύματος διαμόρφωσης.

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Οι ακουστο-οπτικοί διαμορφωτές μπορούν γενικότερα να χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές παρόμοιες με αυτές που γίνεται χρήση ηλεκτρο-οπτικών διαμορφωτών, παρόλο που δεν είναι τόσο γρήγοροι όσο οι τελευταίοι. Από την άλλη, εξαιτίας του ότι το ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο απαιτεί τάσεις οι οποίες θα είναι ίσες με kV, το

κύκλωμα οδήγησης των διαμορφωτών αυτής της κατηγορίας είναι πολύ πιο ακριβό από αυτό των ακουστο-οπτικών το οποίο απαιτεί τάσεις μερικών Volts.

Παράδειγμα 3.4: Ακουστο-οπτικός διαμορφωτής

Με τα δεδομένα που δίνονται παρακάτω για έναν $PbMO_4$ ακουστο-οπτικό διαμορφωτή, μπορούμε να υπολογίσουμε την γωνία Bragg, τη μέγιστη μεταβολή στον δείκτη διάθλασης του υλικού και το μέγιστο εύρος της οπτικής δέσμης στα 633 nm που μπορεί να διαμορφωθεί με ένα φασματικό εύρος ίσο με 5 MHz.

Το μήκος του διαμορφωτή είναι ίσο με 50 mm, η απόδοση του φράγματος περίθλασης είναι ίσο με 70% ενώ το μήκος κύματος του ακουστικού κύματος είναι $4.3 \times 10^{-5} m$ και η ταχύτητα του ακουστικού κύματος είναι $3500 m s^{-1}$.

Η γωνία περίθλασης (από εξίσωση 2.20) είναι:

$$\theta_B = \sin^{-1} \left(\frac{633 \times 10^{-9}}{2 \times 4.3 \times 10^{-5}} \right) = 7.4 mrad$$

Η τιμή της γωνίας ϕ δίνεται από:

$$\phi = 2 \sin^{-1} \sqrt{n} = 2 \sin^{-1} \sqrt{0.7} = 113.6^\circ$$

Η μεταβολή Δn στον δείκτη διάθλασης είναι ίση με:

$$\Delta n = \frac{\phi \lambda \cos \theta_B}{2\pi L} = 1.27 \times 10^{-5}$$

Το μέγιστο φασματικό εύρος του διαμορφωτή είναι ίσο με u_a/B δηλαδή το εύρος της οπτικής δέσμης είναι ίσο με 0.7 mm.

2.9 Μη γραμμική οπτική

Οι πρακτικές εφαρμογές της μη γραμμικής οπτικής ήταν άμεση συνέπεια της ανακάλυψης του laser. Οι υψηλές τιμές στην πυκνότητα ενέργειας που προσφέρουν οι συσκευές laser έχουν κάνει εφικτή την πειραματική παρατήρηση και την αξιοποίηση φαινομένων που μέχρι την ανακάλυψη του laser αποτελούσαν απλά θεωρητικές αναζητήσεις.

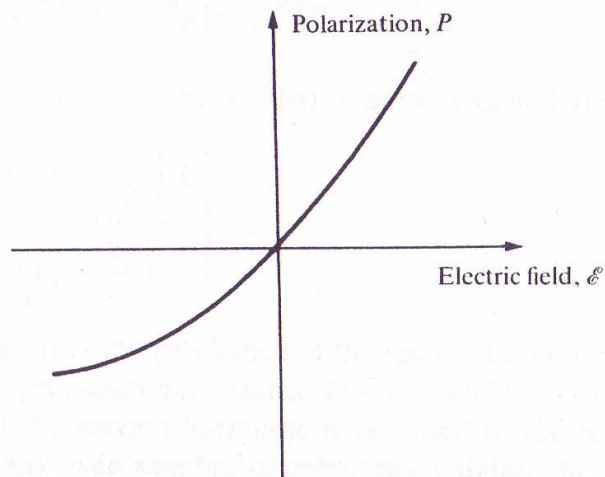
Η εξήγηση των φαινομένων της μη γραμμικής οπτικής έγκειται στον τρόπο με τον οποίο η δέσμη του φωτός διαδίδεται μέσα στο στερεό. Οι πυρήνες και τα ηλεκτρόνια των ατόμων σχηματίζουν ηλεκτρικά δίπολα στα στερεά. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αλληλεπιδρά με τα δίπολα αυτά προκαλώντας την ταλάντωση τους και, βάσει των κλασικών νόμων του ηλεκτρομαγνητισμού, την μετατροπή τους σε πηγές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Εάν το πλάτος της ταλάντωσης είναι μικρό, τα δίπολα εκπέμπουν ακτινοβολία ίδιας συχνότητας με αυτή της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Καθώς η ένταση της ακτινοβολίας αυξάνεται, η σχέση μεταξύ της έντασης και του πλάτους της ταλάντωσης γίνεται μη γραμμική προκαλώντας την παραγωγή αρμονικών της συχνότητας της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από τα ταλαντευόμενα δίπολα. Έτσι ο διπλασιασμός της συχνότητας ή η παραγωγή δεύτερης αρμονικής και στην πραγματικότητα άλλα φαινόμενα υψηλότερων τάξεων συμβαίνουν καθώς η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας αυξάνει. Η ηλεκτρική πόλωση (ή αλλιώς η διπολική ροπή ανά μονάδα όγκου) \mathbf{P} μπορεί να εκφραστεί ως ένα ανάπτυγμα δυνάμεων του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E} :

$$P = \epsilon_0 (\chi E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots) \quad (2.22)$$

,όπου χ είναι η γραμμική ηλεκτρική επιδεκτικότητα και χ_2, χ_3, \dots είναι οι μη γραμμικοί οπτικοί συντελεστές. Η μη γραμμική σχέση που προκύπτει μεταξύ των \mathbf{P} και \mathbf{E} απεικονίζεται στο σχήμα 2.22.

Εάν το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο περιγράφεται από την σχέση $E = E_0 \sin \omega t$, αντικαθιστώντας στην σχέση (2.22) έχουμε:

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 (\chi E_0 \sin \omega t + \chi_2 E_0^2 \sin^2 \omega t + \chi_3 E_0^3 \sin^3 \omega t + \dots) \\ &= \epsilon_0 \left(\chi E_0 \sin \omega t + \frac{1}{2} \chi_2 E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) + \dots \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

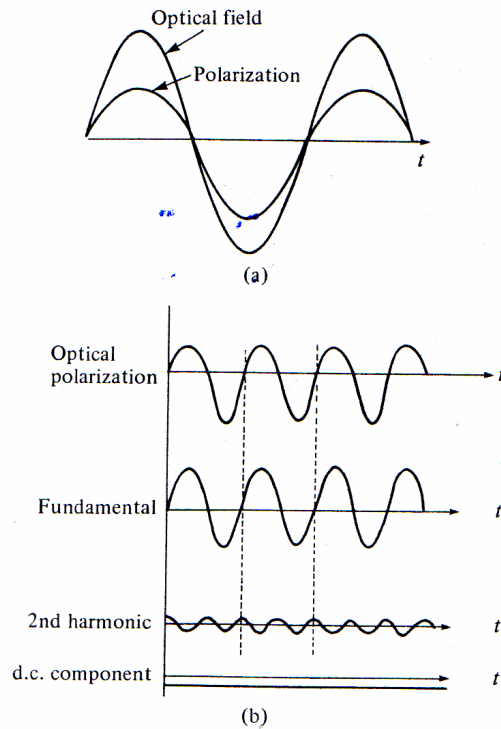


Σχήμα 2.22: Η καμπύλη αυτή απεικονίζει την ηλεκτρική πόλωση ως προς το ηλεκτρικό πεδίο για ένα μη γραμμικό υλικό (υλικό που δεν χαρακτηρίζεται από κέντρο συμμετρίας) θεωρώντας ότι το χ_2 είναι αρνητικός αριθμός.

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Η σχέση (2.23) περιέχει τον φασματικό όρο 2ω ο οποίος αντιπροσωπεύει ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα το οποίο έχει την διπλάσια συχνότητα από αυτή του προσπίπτοντος κύματος. Το πλάτος του όρου 2ω παρόλα αυτά δεν προσεγγίζει αυτό του πρώτου όρου $\epsilon_0 \chi E_0$ μέχρι το ηλεκτρικό πεδίο να γίνει περίπου ίσο με 10^6 V m^{-1} (τιμή που δεν είναι αμελητέα αν αναλογιστούμε ότι τα εσωτερικά ηλεκτρικά πεδία στους κρυστάλλους είναι $E_{\text{int}} \approx 10^{11} \text{ Vm}^{-1}$). Ένα πεδίο της τάξης των 10^6 V m^{-1} αντιστοιχεί, στο οπτικό φάσμα, σε πυκνότητα ισχύος της τάξης των 10^9 W m^{-2} , ενώ το ηλεκτρικό πεδίο και η πυκνότητα ισχύος του ηλιακού φωτός είναι της τάξεως των 100 V m^{-1} και 20 W m^{-2} αντίστοιχα, δεν μας εκπλήσσει λοιπόν ότι τα μη γραμμικά φαινόμενα παρατηρήθηκαν μετά την ανακάλυψη του laser. (Έντονα μη γραμμικά φαινόμενα έχουν παρατηρηθεί σε ημιαγωγά υλικά με πυκνότητες ενέργειας μονάχα ίσες με $5 \times 10^4 \text{ W / m}^{-2}$ λόγω των επιδράσεων των ελεύθερων φορέων). Παραγωγή αρμονικών παρατηρείται μονάχα στα στερεά που δεν παρουσιάζουν κέντρο συμμετρίας. Στα συμμετρικά υλικά, ένα εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο δημιουργεί πολώσεις του ίδιου πλάτους άλλα αντιθέτου πρόσημου ανάλογα με εάν το ηλεκτρικό πεδίο είναι θετικό ή αρνητικό και δεν υπάρχει καμία ολική πόλωση. Έτσι οι συντελεστές των άρτιων δυνάμεων του ηλεκτρικού πεδίου E στην εξίσωση (2.22) είναι μηδέν. Στα ανισοτροπικά υλικά όπως το quartz, το ADP και το KDP παρόλα

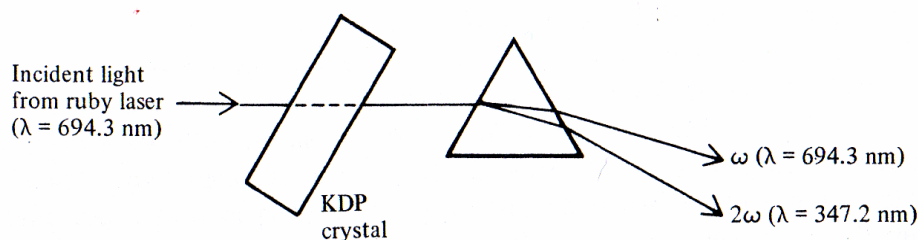
αυτά αρμονικές παράγονται με τον τρόπο που απεικονίζεται στο σχήμα 2.23(α) όπου το συμμετρικό ηλεκτρικό πεδίο E δημιουργεί μη συμμετρική πόλωση του υλικού. Η ανάλυση Fourier της πόλωσης (σχήμα 2.23(β)) δείχνει ότι αποτελείται από παράγοντες που έχουν συχνότητα ω και 2ω όπως επίσης και μια dc συνιστώσα.



Σχήμα 2.23: (α) Εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο ημιτονοειδούς μορφής και η αντίστοιχη επαγόμενη πόλωση για ένα μη γραμμικό υλικό και (β) η ανάλυση Fourier του ασύμμετρου κύματος πόλωσης (i) στο βασικό κύμα που ταλαντώνεται σε μια συχνότητα ω όμοια με αυτή του προσπίπτοντος κύματος και (ii) στο κύμα της 2^{ης} αρμονικής που ταλαντώνεται σε συχνότητα 2ω και (iii) σε μια μέση dc αρνητική συνιστώσα
 (‘Optoelectronics An introduction’, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Η παραγωγή δεύτερης αρμονικής παρατηρήθηκε για πρώτη φορά το 1961 από τον Franken και τους συνεργάτες του (αναφορά 2.8) ο οποίος εστίασε μια δέσμη 694.3 nm από laser ρουβιδίου σε ένα κρύσταλλο quartz όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.24 και παρήγαγαν μια πολύ χαμηλής έντασης δέσμη στα 347.15 nm. Στα πειράματα αυτά η απόδοση μετατροπής από χαμηλότερη συχνότητα σε υψηλότερη ήταν από 10^{-6} % μέχρι 10^{-4} %. Ο λόγος που ο συντελεστής μετατροπής έχει χαμηλή τιμή είναι ότι η διασπορά του μήκους κύματος μέσα στον κρύσταλλο προκαλεί την διάδοση της δέσμης που έχει την διπλάσια συχνότητα με διαφορετική ταχύτητα από αυτή της

βασικής δέσμης. Καθώς η τελευταία παράγει την πρώτη μέσω της διάδοσης της από τον κρύσταλλο, τα δύο κύματα περιοδικά βγαίνουν εκτός φάσης και αναπτύσσεται καταστρεπτική συμβολή ανάμεσα τους. Έτσι η ένταση της Η/Μ ακτινοβολίας με διπλάσια συχνότητα της βασικής παρουσιάζει διακυμάνσεις κατά μήκος του κρυστάλλου με περιοδικότητα L_c , η οποία είναι γνωστή ως μήκος συμφωνίας και είναι της τάξεως των μερικών microns.



Σχήμα 2.24: Απλοποιημένο διάγραμμα που απεικονίζει την διάταξη για οπτικό διπλασιασμό της συχνότητας. Ο κρύσταλλος KDP είναι τοποθετημένος στην σωστή διεύθυνση για ταίριασμα των δεικτών διάθλασης.

(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Μπορούμε να εξαγάγουμε μια μαθηματική έκφραση για το μήκος συμφωνίας L_c ως εξής. Ας θεωρήσουμε ένα επίπεδο κύμα που διαδίδεται μέσα από ένα ανισοτροπικό κρύσταλλο. Το βασικό κύμα χαρακτηρίζεται από μια χωρική-χρονική μεταβολή της μορφής $\exp[i(k_1z - \omega t)]$, ενώ το κύμα της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής παρουσιάζει μια αντίστοιχη χωρική-χρονική μεταβολή της μορφής $\exp[i(k_2z - 2\omega t)]$. Το πλάτος της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής καθώς αυτή εξέρχεται από τον κρύσταλλο μπορεί να βρεθεί από το άθροισμα των συνεισφορών για την μετατροπή η οποία συμβαίνει σε κάθε στοιχείο dz μέσα στον κρύσταλλο, που είναι:

$$E(2\omega, L) \propto \int_0^L E^2(\omega, z) dz \quad (2.24)$$

,όπου L είναι το πάχος του κρυστάλλου. Εάν θεωρήσουμε ότι ο χρόνος που κάνει η οπτική διαταραχή 2ω να ταξιδέψει από κάθε σημείο z στο σημείο L να είναι τ , τότε η εξίσωση (2.24) μπορεί να γραφεί ως:

$$E(2\omega, L) \propto \int_0^L \exp i [k_1 z - \omega(t - \tau)] dz$$

, όπου:

$$\tau = \frac{L - z}{c_{2\omega}} = \frac{(L - z)k_2}{2\omega}$$

, όπου $c_{2\omega}$ είναι η ταχύτητα διάδοσης της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής και k_2 είναι το αντίστοιχο κυματοδιάνυσμα. Αντικαθιστώντας την τιμή του τ έχουμε:

$$E(2\omega, z) \propto \int_0^L \exp 2i \left[\left(k_1 - \frac{k_2}{2} \right) z + \frac{k_2 L}{2} - \omega t \right] dz$$

Ολοκληρώνοντας και υψώνοντας στο τετράγωνο βρίσκουμε ότι η ένταση της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής δίνεται από την σχέση:

$$|E(2\omega, L)|^2 \propto \left[\frac{\sin \left(k_1 - \frac{k_2}{2} \right) L}{\left(k_1 - \frac{k_2}{2} \right)} \right]^2 \quad (2.25)$$

Η εξίσωση (2.25) αποδεικνύει ότι η ένταση της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής αποκτά την μεγαλύτερη τιμή της αφού τα κύματα διανύσουν μια απόσταση $L = l_c = \frac{\pi}{2(k_1 - k_2)}$ μέσα στον κρύσταλλο. Στην συνέχεια, η ενέργεια της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής επιστρέφει στην βασική δέσμη και μετά από δύο, ή στην πραγματικότητα μετά από άρτιο αριθμό μηκών συμφωνίας, η ένταση της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής πέφτει στο μηδέν.

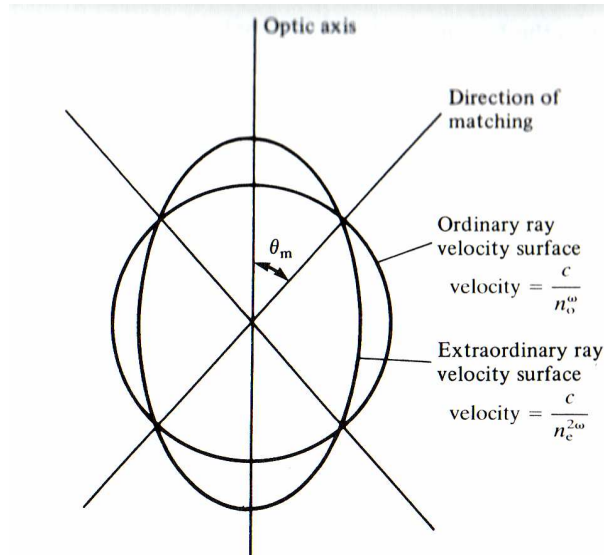
Η δυσκολία αυτή μπορεί να ξεπερασθεί μέσω μιας τεχνικής γνωστής ως ταίριασμα φάσης (phase matching) ή ταίριασμα δείκτη (index matching). Η πιο συνηθισμένη

μέθοδος κάνει χρήση των ιδιοτήτων της διπλοδιαθλαστικότητας του μη γραμμικού μέσου, το οποίο φυσικά πρέπει να είναι ανισοτροπικό, προκειμένου να συμβεί παραγωγή αρμονικών. Όπως μπορούμε να δούμε στο σχήμα 2.25 είναι δυνατόν να επιλεγεί μια διεύθυνση μέσα στον κρύσταλλο έτσι ώστε η ταχύτητα της βασικής δέσμης (αντιστοιχεί στην \mathbf{o} ακτίνα με συχνότητα ω και δείκτη διάθλασης n_o^ω) να είναι ίση με αυτή της 2^{15} αρμονικής (αντιστοιχεί στην δέσμη \mathbf{e} με συχνότητα 2ω και δείκτη διάθλασης $n_e^{2\omega}$), που σημαίνει ότι έχει επιλέγει μια διεύθυνση έτσι ώστε $n_o^\omega = n_e^{2\omega}$. Με την τεχνική αυτή, γνωστή ως ταίριασμα δεικτών, το μήκος συμφωνίας αυξάνει από μερικά μικρόμετρα σε μερικά εκατοστόμετρα. Η απόδοση μετατροπής μπορεί να αυξηθεί κατά τάξεις μεγέθους καθώς τα βασικά και αρμονικά κύματα παραμένουν σε φάση και υπάρχει μια συνεχής αύξηση στην ένταση της 2^{15} αρμονικής. Η απόδοση της μετατροπής μπορεί να αγγίξει μέχρι και την τιμή 20% για μονό πέρασμα μέσα από ένα KDP κρύσταλλο μερικών εκατοστών μακρύ. Παρόλα αυτά, θα πρέπει να προσεχθούν πολλοί παράμετροι για την μεγιστοποίηση της αποδοτικότητας μετατροπής. Για παράδειγμα, καθώς οι δείκτες διάθλασης είναι θερμοκρασιακά εξαρτώμενοι είναι ίσος αναγκαίο να ελέγξουμε την θερμοκρασία του κρυστάλλου. Επιπλέον, καθώς μονάχα σε μια διεύθυνση διάδοσης υπάρχει τέλειο ταίριασμα δεικτη, η απόκλιση της δέσμης laser πρέπει να ελαχιστοποιείται και παρόμοια laser με ευρύ φάσματα εκπομπής μπορεί να παρουσιάζουν χαμηλότερες αποδόσεις μετατροπής.

Η παραγωγή 2^{15} αρμονικής μας επιτρέπει να επεκτείνουμε το εύρος των διαθέσιμων μηκών κύματος laser στο μπλε και στο υπεριώδες φάσμα, περιοχές που δεν καλύπτονται από την απευθείας εκπομπή εξόδου των διαθέσιμων συσκευών laser. Μια πολύ σημαντική εφαρμογή των lasers η οποία εκμεταλλεύεται την παραγωγή της 2^{15} αρμονικής είναι η πυρηνική σύντηξη με laser, η οποία είναι πιο αποδοτική σε υψηλότερες οπτικές συχνότητες (βλέπε **αναφορά 4.8**).

Οι μη γραμμικές διεργασίες μπορούν να περιγραφούν με όρους του φωτονικού μοντέλου, σύμφωνα με το οποίο η 2^{15} αρμονική μπορεί να αντιμετωπισθεί ως ο αφανισμός δυο φωτονίων με κυκλική συχνότητα ω με τον ταυτόχρονο σχηματισμό ενός φωτονίου με συχνότητα 2ω . Έτσι η αρχή διατήρησης της ενέργειας απαιτεί ότι:

$$h\omega + h\omega = h(2\omega) \quad (2.26)$$



**Σχήμα 2.25: Ταίριασμα δείκτη σε ένα αρνητικό μονοαξονικό κρύσταλλο. Η συνθήκη $n_e^{2\omega} = n_o^\omega$ ικανοποιείται για διάδοση σε γωνία θ_m ως προς τον οπτικό άξονα ($\theta_m = 50^\circ$ για το KDP). Οι εκκεντρικότητες και οι διαφορές στην ταχύτητα μεγαλώνουν αρκετά για διευκόλυνση-ομοίως η επιφάνεια της ταχύτητας της δέσμης E σε συχνότητα ω και η επιφάνεια ταχύτητας της δέσμης O σε συχνότητα 2ω έχουν αγνοηθεί.
(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)**

Ενώ η αρχή διατήρησης της ορμής για τα φωτόνια απαιτεί:

$$\begin{aligned}
 \hbar k^\omega + \hbar k^\omega &= \hbar k^{2\omega} \\
 \text{ή} \\
 2k^\omega &= k^{2\omega} \quad (2.27)
 \end{aligned}$$

Αφήνετε στον αναγνώστη να αποδείξει ότι η εξίσωση αυτή είναι ισοδύναμη με το ταίριασμα των δεικτών διάθλασης. Το μοντέλο των φωτονίων αποτελεί την βάση της ανάλυσης ενός σχετιζόμενου μη γραμμικού φαινομένου αυτού της παραμετρικής ενίσχυσης και ταλάντωσης.

2.9.1 Παραμετρική ταλάντωση

Η παραγωγή $2^{\text{ης}}$ αρμονικής μπορεί να θεωρηθεί ως μια ειδική περίπτωση της μίξης συχνοτήτων, όπου η ισχύς από το κύμα «άντλησης» με συχνότητα ω_3 μεταφέρεται στα κύματα με συχνότητες ω_1 και ω_2 έτσι ώστε:

$$\omega_3 \rightarrow \omega_1 + \omega_2 \quad (2.28)$$

Η «αντίδραση» που αντιπροσωπεύει η (2.28) κινείται προς τα αριστερά όταν οι δέσμες έχουν διανύσει μονό αριθμό μηκών συμφωνίας και προς τα δεξιά όταν έχουν διανύσει άρτιο αριθμό μηκών συμφωνίας. Εάν η συχνότητα ω_3 εφαρμοστεί μόνη της σε ένα κατάλληλο μη γραμμικό υλικό όπως το lithium niobate τότε παράγονται δυο μικρότερες συχνότητες, αρχικά από τον θόρυβο, η ω_1 και η ω_2 γνωστές ως ‘signal’ και ‘idler’ συχνότητες αντίστοιχα. Η συγκεκριμένη υποδιαίρεση στις ω_1 και ω_2 καθορίζεται από το κριτήριο του ταιριάσματος φάσης όπου η διατήρηση της ορμής δίνει:

$$hk_1 + hk_2 = hk_3 \quad (2.29)$$

Παράδειγμα 3.5: Μήκος συμφωνίας στην παραγωγή 2^{ης} αρμονικής

Δεδομένου ότι το n^ω στα $0.8 \mu\text{m}$ είναι 1.5019 και το $n^{2\omega}$ στα $0.4 \mu\text{m}$ είναι 1.4802 στο KDP μπορούμε να υπολογίσουμε το μήκος συμφωνίας ως ακολούθως. Το μήκος συμφωνίας δίνεται από $l_c = \frac{\pi}{2k_1 - k_2}$, έκφραση που μπορεί να γραφεί ως:

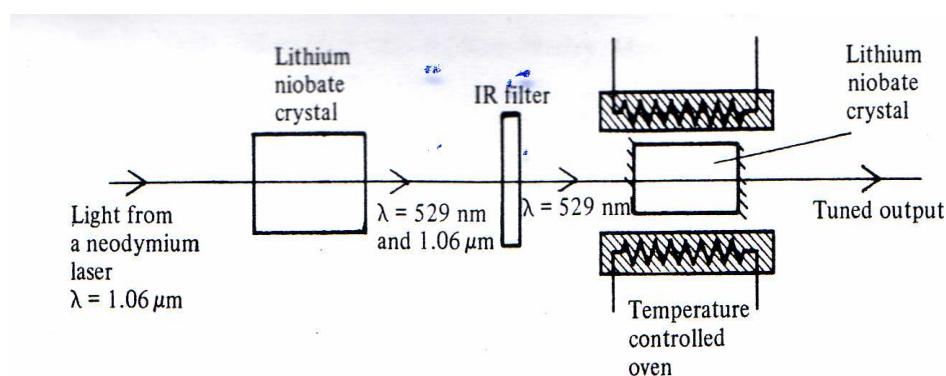
$$l_c = \frac{\lambda_o}{4(n^\omega - n^{2\omega})}$$

, όπου λ_o είναι το μήκος κύματος της βασικής συχνότητας. Έτσι χρησιμοποιώντας τα δοθέντα δεδομένα έχουμε:

$$l_c = \frac{0.8 \times 10^{-6}}{4 \times 0.0217} = 10^{-5} \text{ m}$$

Μπορεί να αποδειχθεί από την εξίσωση (2.28) ότι εάν οι συχνότητες ω_3 και ω_1 αναμιχθούν, τότε και η ω_2 επίσης αναμιγνύεται ($\omega_2 = |\omega_3 - \omega_1|$). Παρόλα αυτά, εάν μονάχα η συχνότητα ω_3 αναμιχθεί, τότε οι άλλες δύο είναι ελεύθερες να επιλέξουν

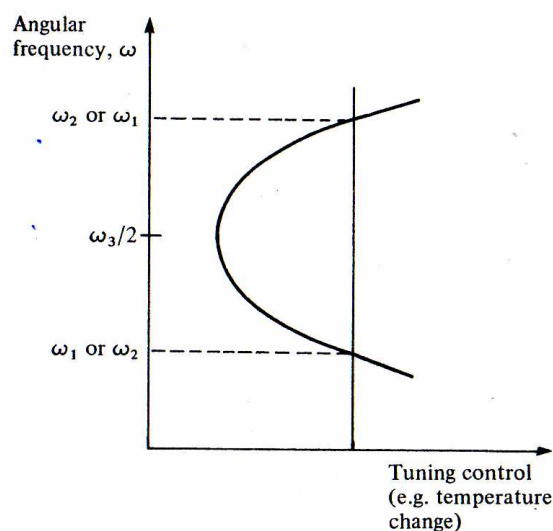
οποιοσδήποτε τιμές αρκεί να ικανοποιείται η εξίσωση (2.28). Το φαινόμενο αυτό καλείται παραμετρική ενίσχυση. Η εξίσωση (2.29) είναι πολύ απαιτητική και η όλη διαδικασία της παραμετρικής ενίσχυσης παίρνει μέρος μέσα σε οπτική κοιλότητα η οποία αποτελείται από κάτοπτρα υψηλής ανακλαστικότητας στις συχνότητες ω_1 ή ω_2 αλλά όχι στην ω_3 σχηματίζοντας έτσι την διάταξη του οπτικού ταλαντωτή. Αλλαγή στη συχνότητα εκπομπής ενός οπτικού ταλαντωτή προκύπτει μέσω αλλαγής των συνθηκών ταιριάσματος του δείκτη διάθλασης η οποία επιτυγχάνεται από το μηχανικό ή θερμοκρασιακό έλεγχο του μήκους της κοιλότητας. Ένα σχηματικό διάγραμμα του συστήματος που χρησιμοποίησαν οι Giordmaine και Miller, οι οποίοι ήταν οι πρώτοι που πέτυχαν παραμετρική ταλάντωση το 1965, απεικονίζεται στο σχήμα 2.26. Στην περίπτωση αυτή, η συχνότητα εξόδου μεταβαλλόταν μέσω αλλαγής της θερμοκρασίας του κρυστάλλου του lithium niobate. Στην περίπτωση αυτή, η συχνότητα εξόδου μεταβαλλόταν μέσω της αλλαγής της θερμοκρασίας του κρυστάλλου του lithium niobate.



Σχήμα 2.26: Η πειραματική διάταξη του πρώτου παραμετρικού ταλαντωτή από τους Giordmaine και Miller (με κρύσταλλο lithium niobate)
 (“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Μια τυπική καμπύλη μεταβολής της συχνότητας εξόδου σε σχέση με την θερμοκρασία απεικονίζεται στο σχήμα 2.27, όπου μια μεταβολή της θερμοκρασίας ίση με 11°C προκάλεσε μεταβολή στην συχνότητα εξόδου από $3.1 \times 10^{14} \text{ Hz}$ σε $2.6 \times 10^{14} \text{ Hz}$ (αντιστοιχεί σε μεταβολή του μήκους κύματος από 968 σε 1154 nm). Εάν η απόδοση της μετατροπής στα πειράματα αυτά ήταν μονάχα 1%, αποδόσεις της τάξης

50% έχουν επιτευχθεί με ταυτόχρονη παραγωγή μηκών κύματος που κυμαίνονται από το υπεριώδες έως το υπέρυθρο.



Σχήμα 2.27: Σχηματική αναπαράσταση της καμπύλης της συχνότητας εξόδου ως προς την θερμοκρασία
(“Optoelectronics An introduction”, J. Wilson, J.F.B. Hawkes)

Όπως τονίσαμε προηγουμένως, η παραγωγή σύμφωνης ακτινοβολίας σε συχνότητες στο υπεριώδες αποτελούν το απαραίτητο συστατικό της πυρηνικής σύντηξης με laser. Τα επιπλέον μήκη κύματος που παράγονται από την παραγωγή αρμονικών, την παραμετρική ταλάντωση και από άλλες μη γραμμικές οπτικές τεχνικές (βλέπε παράγραφος 4.5.1.6) βρίσκουν εφαρμογές στην φωτοχημεία, στην φασματοσκοπία υψηλής ανάλυσης και στην ανίχνευση και αναγνώριση των ρύπων με οπτικό radar ή L.i.d.a.r. (βλέπε παράγραφο 4.6.3). Ένα παράδειγμα φωτοχημείας το οποίο μπορεί να γίνει πολύ χρήσιμο είναι ο διαχωρισμός ισοτόπων (**αναφορά 4.8**). Άλλα παραδείγματα περιλαμβάνουν την επιλεκτική διέγερση αντιδράσεων και τεχνικές για την μελέτη της κινητικότητας πολύ γρήγορων αντιδράσεων (βλέπε αναφορές στις σελίδες 511-3 της **αναφοράς 4.4d**).

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- 2.1** (α) G.R. Fowles, Introduction to Modern Optics (2nd edn) Holt, Rinehart & Winston, New York, 1975, Chapter 6.
(β) E. Hecht, Optics (2nd edn) Addison-Wesley, Mass., 1987, Chapter 8.
- 2.2** (α) See ref. 2.1α, Chapter 9.
(β) A. Yariv, Optical Electronics (3rd edn) Holt-Saunders, Japan, 1985.
- 2.3** (α) J.F. Nye, Physical Properties of Crystals, Oxford University Press, Oxford, 1957, Chapter 13.
(β) I.P. Kaminow, An Introduction to Electro-optic Devices, Academic Press, New York, 1974.
- 2.4** (α) D. Chen, 'Magnetic materials for optical recording', Appl. Opt., 13, 1974, 767.
(β) D. Chen and J.D. Zook, 'An overview of optical data storage technology', Proc. IEEE, 63, 1975, 1207.
- 2.5** D. A. Pinnow, IEE J. Quant. Electronics, QE. 6, 1970, 223.
- 2.6** (α) A. Yariv, Quantum Electronics, Wiley, New York, 1975, sections 14.8-14.11.
(β) See ref. 2.2β, Chapter 12
- 2.7** L. Levi, Applied Optics, Vol.II, Wiley, New York, 1980, Chapter 14.
- 2.8** P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters and G. Weinreich, 'Generation of optical harmonics', Phys. Rev. Letters, 7, 1961, 118.
- 2.9** J.A. Giordmaine and R.C. Miller, 'Tunable optical parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies', Phys. Rev. Letters, 14, 1965, 973.

Κεφάλαιο 3

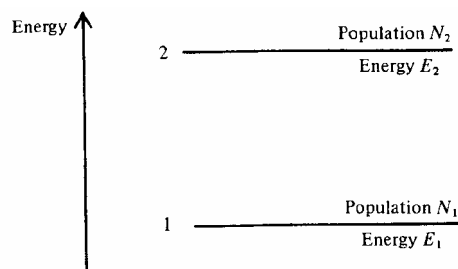
Lasers 1

Η λέξη L.A.S.E.R. είναι ακρωνύμιο των λέξεων ‘Light Amplification of Stimulated Emission of Radiation’. Ο Albert Einstein το 1917 περιέγραψε την διαδικασία της εξαναγκασμένης εκπομπής και το 1960 ο Maiman (**αναφορά 3.1**) κατάφερε να δημιουργήσει ακτινοβολία laser στο οπτικό φάσμα χρησιμοποιώντας ως ενεργό υλικό το ρουβίδιο. Παρόλο που τα βασικά λειτουργικά και κατασκευαστικά χαρακτηριστικά ενός laser μπορούν να περιγραφούν πολύ εύκολα, η ανακάλυψη του laser καθυστέρησε αρκετά. Η πλήρης εξήγηση της φυσικής που διέπει το laser είναι αρκετά δύσκολη, στο παρών όμως κεφάλαιο παρουσιάζεται αρκετά απλουστευμένη. Η τεχνολογία του laser από το 1960 παρουσίασε σημαντική πρόοδο και παρόλο που ο αριθμός των εφαρμογών του την πρώτη δεκαετία μετά την ανακάλυψη του ήταν πολύ μικρός, σήμερα νέες εφαρμογές του εισάγονται σχεδόν καθημερινά σε διάφορους επιστημονικούς τομείς άλλα και στην καθημερινή μας ζωή. Λόγω της αυξημένης καθημερινής χρήσης συσκευών laser και λόγω του ότι η ακτινοβολία laser είναι επιβλαβής μερικά σχόλια για την ασφαλή χρήση των laser περιέχονται στο Παράρτημα 7.

3.1 Εκπομπή και απορρόφηση της ακτινοβολίας

Όπως γνωρίζουμε εάν ένα ηλεκτρόνιο μεταβεί από μια ενεργειακή στάθμη σε μια άλλη τότε είτε εκπέμπεται είτε απορροφάτε ένα φωτόνιο, το οποίο μπορεί να περιγραφεί από την συχνότητα του ν ($n = DE/h$ όπου ΔE είναι η ενεργειακή διαφορά μεταξύ των ενεργειακών επιπέδων που έγινε η μετάβαση). Ας θεωρήσουμε τις μεταβάσεις ενός ηλεκτρονίου ανάμεσα σε δύο ενεργειακά επίπεδα του ενεργειακού συστήματος του σχήματος 3.1. Εάν το ηλεκτρόνιο βρίσκεται στο χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο E_1 τότε η παρουσία φωτονίων ενέργειας ίσης με $(E_2 - E_1)$ μπορεί να το εξαναγκάσει να διεγερθεί στην ανώτερη στάθμη E_2 απορροφώντας ένα φωτόνιο. Εάν όμως το ηλεκτρόνιο βρίσκεται στην στάθμη E_2 τότε η παρουσία

φωτονίων ενέργειας $(E_2 - E_1)$ μπορεί να εξαναγκάσει το ηλεκτρόνιο να επιστρέψει στην θεμελιώδη στάθμη E_1 με την ταυτόχρονη εκπομπή ενός φωτονίου.

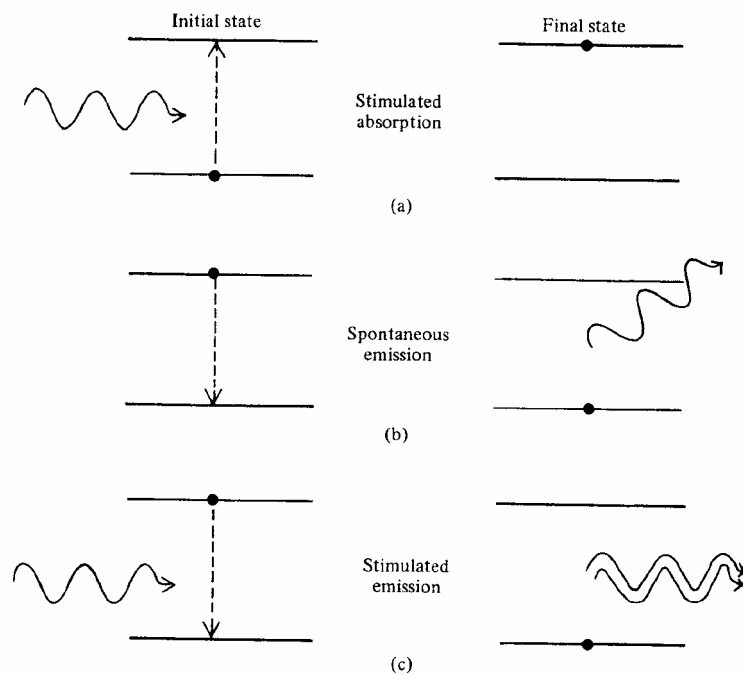


Σχήμα 3.1: Ένα ενεργειακό σύστημα δυο επίπεδων.
(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η εκπομπή φωτονίου μπορεί να συμβεί με δυο διαφορετικούς τρόπους. Αυτοί είναι: (α) η αυθόρμητη εκπομπή φωτονίου κατά την οποία ένα ηλεκτρόνιο μεταπίπτει στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη με τυχαίο τρόπο και (β) η εξαναγκασμένη εκπομπή κατά την οποία το ηλεκτρόνιο εξαναγκάζεται να μεταπέσει στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη λόγω της παρουσίας φωτονίων ενέργειας $(E_2 - E_1)$. Δεν υπάρχει τίποτα ανεξήγητο στα παραπάνω εφόσον το ηλεκτρόνιο θα ακολουθήσει αυθόρμητα αυτήν την διαδικασία αργά ή γρήγορα. Απλώς η εξαναγκασμένη εκπομπή προκαλείται από την παρουσία φωτονίου κατάλληλης συχνότητας.

Οι διαδικασίες της απορρόφησης, της αυθόρμητης και της εξαναγκασμένης εκπομπής απεικονίζονται στα σχήματα 3.2 (α), (β) και (γ). Υπό κανονικές συνθήκες η εξαναγκασμένη εκπομπή δεν μπορεί να παρατηρηθεί γιατί η πιθανότητα να συμβεί αυθόρμητη εκπομπή είναι πολύ πιο μεγαλύτερη. Ο μέσος χρόνος παραμονής του ηλεκτρονίου στην διεγερμένη στάθμη πριν αποδιεγερθεί αυθόρμητα καλείται χρόνος ζωής τ_{21} της διεγερμένης στάθμης. Ο δείκτης ‘21’ υποδηλώνει τα ενεργειακά επίπεδα ανάμεσα στα οποία συμβαίνει η μετάβαση. Η πιθανότητα ένα άτομο να υποστεί αυθόρμητη εκπομπή μέσα σε χρονικό διάστημα dt δίνεται από την σχέση $A_{21}dt = dt/t_{21}$, όπου A_{21} είναι ο ρυθμός της αυθόρμητης μετάβασης. Λόγω του ότι η αυθόρμητη εκπομπή οποιοδήποτε ατόμου συμβαίνει σε τυχαίους χρόνους και προς όλες τις κατευθύνσεις, η ακτινοβολία που θα προκύψει από ένα μεγάλο αριθμό αυθόρμητα αποδιεγερμένων ατόμων θα είναι μη σύμφωνη. Αντιθέτως, η

εξαναγκασμένη εκπομπή δημιουργεί σύμφωνη ακτινοβολία αφού τα κύματα, τα οποία σχετίζονται με τα φωτόνια που προκαλούν απορρόφηση και εκπομπή (σε ένα σύστημα δυο ενεργειακών επιπέδων), έχουν την ίδια συχνότητα (βλέπε παράγραφο 3.7), είναι σε φάση, έχουν την ίδια πόλωση και έχουν επίσης την ίδια διεύθυνση διάδοσης. Αυτό σημαίνει ότι η εξαναγκασμένη εκπομπή προκαλεί την ενίσχυση του αρχικά προσπίπτοντος κύματος καθώς αυτό διαπερνά μια ομάδα διεγερμένων ατόμων. Όπως η εξαναγκασμένη εκπομπή έτσι και η απορρόφηση μπορεί να συμβεί μονάχα παρουσία φωτονίων κατάλληλης ενέργειας. Για αυτό το λόγο η απορρόφηση είναι γνωστή και ως εξαναγκασμένη απορρόφηση. Η απορρόφηση και η εξαναγκασμένη εκπομπή μπορούν να θεωρηθούν δυο αντίστροφες διαδικασίες.



Σχήμα 3.2: Σύστημα ενεργειακών επιπέδων που παρουσιάζει (α) την απορρόφηση, (β) την αυθόρμητη εκπομπή και (γ) την εξαναγκασμένη εκπομπή
 (‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

3.2 Σχέσεις Einstein

Ο Einstein (**αναφορά 3.2**) απέδειξε ότι οι παράμετροι που περιγράφουν τις τρεις παραπάνω διαδικασίες σχετίζονται μεταξύ τους μέσω της απαίτησης ότι εάν ένα σύστημα βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία ο ρυθμός της διέγερσης (από το

ενεργειακό επίπεδο E_1 στο E_2) πρέπει να ισούται με το ρυθμό αποδιέγερσης (από το ενεργειακό επίπεδο E_2 στο E_1).

Εάν υπάρχουν N_1 άτομα ανά μονάδα όγκου με ενέργεια E_1 , τότε ο ρυθμός διέγερσης ή αποδιέγερσης θα είναι ανάλογος προς τον αριθμό N_1 και τον αριθμό των φωτονίων που υπάρχουν στην κατάλληλη συχνότητα. Η πυκνότητα ενέργειας ρ_ν στην συχνότητα ν δίνεται από την σχέση $r_n = N h \nu$, όπου N είναι ο αριθμός των φωτονίων ανά μονάδα όγκου με συχνότητα ν . Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να γράψουμε ότι ο ρυθμός διέγερσης είναι ίσος με $N_1 r_n B_{12}$, όπου B_{12} είναι μια σταθερά. Ομοίως εάν υπάρχουν N_2 άτομα ανά μονάδα όγκου με ενέργεια E_2 τότε ο ρυθμός εξαναγκασμένης εκπομπής από το ενεργειακό επίπεδο E_2 στο ενεργειακό επίπεδο E_1 είναι $N_2 r_n B_{21}$, όπου B_{21} είναι σταθερά. Ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής από το ενεργειακό επίπεδο E_2 στο ενεργειακό επίπεδο E_1 είναι $N_2 A_{21}$. Ο συνολικός ρυθμός αποδιέγερσης είναι το άθροισμα της συνεισφοράς της εξαναγκασμένης και της αυθόρμητης εκπομπής και δίνεται από:

$$N_2 r_n B_{21} + N_2 A_{21}$$

, όπου A_{21} , B_{21} και B_{12} καλούνται συντελεστές Einstein και η μεταξύ τους σχέση μπορεί να εξαχθεί ως ακολούθως.

Για ένα σύστημα σε ισορροπία, οι ρυθμοί διέγερσης και αποδιέγερσης πρέπει να είναι ίσοι, επομένως:

$$N_1 r_n B_{12} = N_2 r_n B_{21} + N_2 A_{21} \quad (3.1)$$

, όπου:

$$r_n = \frac{N_2 A_{21}}{N_1 B_{12} - N_2 B_{21}}$$

ή

$$r_n = \frac{A_{21} / B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{N_1}{N_2} - 1} \quad (3.2)$$

Οι πληθυσμοί των διαφόρων ενεργειακών στάθμεων σε ένα σύστημα που βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία υπολογίζονται από την κατανομή Boltzmann βάσει του ακόλουθου τύπου:

$$N_j = \frac{g_j N_o \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right)}{\sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)} \quad (3.3)$$

, όπου N_j είναι η πυκνότητα πληθυσμού της ενεργειακής στάθμης E_j , N_o είναι η συνολική πυκνότητα πληθυσμού και g_j είναι ο εκφυλισμός του j -οστού ενεργειακού επιπέδου. Έτσι στη περίπτωση δυο ενεργειακών επιπέδων έχουμε:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.4)$$

Αντικαθιστώντας την (3.4) στην (3.2) προκύπτει ότι:

$$r_n = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3.5)$$

Εφόσον τα άτομα του συστήματος είναι σε θερμοδυναμική ισορροπία θα πρέπει να εκπέμπουν ακτινοβολία παρόμοια με αυτή του μέλαν σώματος, η πυκνότητα της οποίας δίνεται από την σχέση (αναφορά 1.1c):

$$r_n = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3.7)$$

Εξισώνοντας τις εξισώσεις (3.5), (3.6) προκύπτει ότι:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (3.7)$$

και

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\rho h\nu^3}{c^3} \quad (3.8)$$

Οι εξισώσεις (3.7), (3.8) είναι γνωστές ως οι σχέσεις των συντελεστών Einstein. Η εξίσωση (3.8) μας επιτρέπει να υπολογίσουμε τον λόγο του ρυθμού της αυθόρμητης εκπομπής προς τον ρυθμό της εξαναγκασμένης εκπομπής για ένα ζεύγος ενεργειακών επιπέδων. Ο ρυθμός αυτός δίνεται από την σχέση:

$$R = \frac{A_{21}}{r_n B_{21}} \quad (3.9)$$

Αφήνετε στον αναγνώστη να αποδείξει ότι η εξίσωση (5.9) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$R = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \quad (3.10)$$

Παράδειγμα 3.1 Ο λόγος της αυθόρμητης προς την εξαναγκασμένη εκπομπή

Ας υπολογίσουμε τον λόγο (3.10) για μια λάμπα βολφραμίου που λειτουργεί σε θερμοκρασία 2000 K. Παίρνοντας ως μέση συχνότητα εκπομπής την $5 \cdot 10^{14}$ Hz βλέπουμε ότι ο λόγος (3.10) είναι ίσος με:

$$R = \exp\left[\frac{6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 5 \cdot 10^{14}}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 2000}\right] - 1 = e^{12} - 1; \quad 1.5 \cdot 10^5$$

Αυτό επιβεβαιώνει ότι κάτω από συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας η εξαναγκασμένη εκπομπή δεν είναι σημαντική διεργασία. Για πηγές που λειτουργούν σε χαμηλότερες θερμοκρασίες και υψηλότερες συχνότητες, η εξαναγκασμένη εκπομπή συμβαίνει πιο σπάνια.

Η παραπάνω ανάλυση μας δείχνει ότι η διαδικασία της εξαναγκασμένης εκπομπής είναι μια ανταγωνιστική διαδικασία με αυτές της αυθόρμητης εκπομπής και της απορρόφησης. Είναι φανερό πως αν θέλουμε να ενισχύσουμε μια δέσμη φωτός μέσω

της διαδικασίας της εξαναγκασμένης εκπομπής θα πρέπει να αυξήσουμε τον ρυθμό παραγωγής της σε σύγκριση με τους ρυθμούς των άλλων δύο διαδικασιών. Λαμβάνοντας υπ' όψιν την εξίσωση (3.1) διαπιστώνουμε ότι για να επιτύχουμε την παραπάνω αύξηση για ένα δοσμένο ζεύγος ενεργειακών επιπέδων θα πρέπει να αυξήσουμε την φασματική πυκνότητα ενέργειας ρ_ν και την πυκνότητα πληθυσμού N_2 της άνω στάθμης σε σύγκριση με την πυκνότητα του πληθυσμού N_1 της κάτω στάθμης. Θα αποδειχθεί σε άλλο σημείο του κεφαλαίου αυτού ότι για να δημιουργηθεί ακτινοβολία laser θα πρέπει να ισχύει ότι $N_2 > \frac{\zeta g_2}{g_1} N_1$ παρόλο που $E_2 > E_1$, θα πρέπει δηλαδή να δημιουργήσουμε αναστροφή πληθυσμών. Πριν όμως περιγράψουμε την συνθήκη αυτή θα πρέπει να εξετάσουμε πιο προσεκτικά την διαδικασία της απορρόφησης.

3.3 Απορρόφηση ακτινοβολίας

Ας θεωρήσουμε μια τέλεια ευθυγραμμισμένη, μονοχρωματική δέσμη με μοναδιαία διατομή που διαπερνά ένα μέσο απορρόφησης. Υποθέτουμε, για διευκόλυνση μας, ότι υπάρχει μια μόνο μετάβαση ηλεκτρονίου η οποία συμβαίνει μεταξύ των ενεργειακών στάθμεων E_1 και E_2 . Η μεταβολή έντασης της δέσμης συναρτήσει της απόστασης δίνεται από την σχέση:

$$DI(x) = I(x+Dx) - I(x) \quad (3.11)$$

Για ένα ομογενές μέσο η ποσότητα $DI(x)$ είναι ανάλογη της απόστασης Dx που διένυσε η ακτίνα μέσα στο υλικό και της έντασης της ακτινοβολίας $I(x)$. Ισχύει λοιπόν ότι $DI(x) = -aI(x)Dx$, όπου η σταθερά αναλογίας a καλείται συντελεστής απορρόφησης. Το αρνητικό πρόσημο υποδηλώνει την εξασθένηση της έντασης της δέσμης λόγω της απορρόφησης, αφού το a είναι θετική ποσότητα. Η τελευταία σχέση μπορεί να γραφεί σε διαφορική μορφή ως εξής:

$$\frac{dI(x)}{dx} = -aI(x) \quad (3.12)$$

Ολοκληρώνοντας την εξίσωση (3.12) προκύπτει ότι:

$$I = I_0 \exp(-ax) \quad (3.13)$$

, όπου I_0 είναι η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Ας μελετήσουμε τον συντελεστή απορρόφησης πιο λεπτομερώς. Ο βαθμός απορρόφησης της προσπίπτουσας δέσμης είναι φανερό ότι εξαρτάται από τον αριθμό των ατόμων N_1 που έχουν ηλεκτρόνια στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη E_1 και στον αριθμό των ατόμων N_2 που έχουν ηλεκτρόνια στην υψηλότερη ενεργειακή στάθμη E_2 . Εάν ο αριθμός N_2 τείνει στο μηδέν τότε η απορρόφηση γίνεται μέγιστη ενώ εάν όλα τα άτομα βρίσκονται στην διεγερμένη στάθμη η απορρόφηση γίνεται πάρα πολύ μικρή και η πιθανότητα να συμβεί εξαναγκασμένη εκπομπή γίνεται πολύ μεγάλη.

Βάσει των όσων αναλύσαμε στην παράγραφο 3.2 σχετικά με τις εξαναγκασμένες μεταβάσεις, μπορούμε να γράψουμε μια έκφραση για τον ολικό ρυθμό απώλειας των φωτονίων της δέσμης ανά μονάδα όγκου, $-dN/dt$, καθώς αυτή διαδίδεται μέσα από ένα μέσο πάχους Δx και μοναδιαίας διατομής (βλέπε σχήμα 3.3) δηλαδή:

$$-\frac{dN}{dt} = N_1 r_n B_{12} - N_2 r_n B_{21} \quad (3.14)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (3.7) στην (3.14) έχουμε:

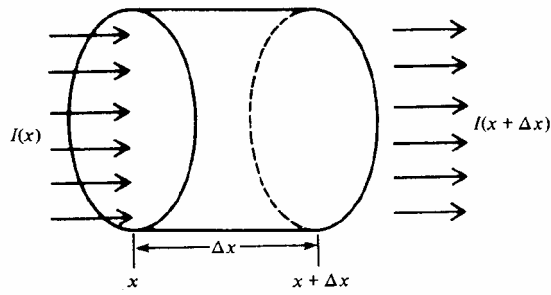
$$-\frac{dN}{dt} = \frac{\zeta g_2}{g_1} N_1 - N_2 \frac{g_2}{g_1} r_n B_{21} \quad (3.15)$$

Στην παραπάνω ανάλυση (βλέπε εξίσωση (3.14)) έχουν αγνοηθεί εσκεμμένα τα φωτόνια που παράγονται μέσω της αυθόρμητης εκπομπής καθώς τα τελευταία εκπέμπονται σε τυχαίους χρόνους και προς όλες τις κατευθύνσεις με αποτέλεσμα να μην συνεισφέρουν στην ευθυγραμμισμένη δέσμη. Επίσης έχουν αγνοηθεί απώλειες λόγω σκέδασης της δέσμης.

Μπορούμε να συνδέσουμε την εξίσωση (3.15), η οποία περιέχει την διαφορά πληθυσμών μεταξύ των δύο ενεργειακών στάθμεων, με τον συντελεστή απορρόφησης α . Θυμίζουμε ότι η ένταση της δέσμης είναι η ενέργεια ανά μονάδα επιφανείας ανά μονάδα χρόνου και για αυτό δίνεται από το γινόμενο της ενεργειακής

πυκνότητας επί την ταχύτητα του φωτός στο μέσο διάδοσης, δηλαδή $I = r \frac{c}{n}$, ή για φωτόνια συχνότητας ν από την σχέση $I_n = r_n \frac{c}{n} = Nhn \frac{c}{n}$, όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό και n είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου. Επομένως η μεταβολή στην πυκνότητα των φωτονίων της δέσμης ανάμεσα στα όρια x και $x + \Delta x$ του μέσου, μπορεί να γραφεί ως:

$$- dN(x) = [I(x) - I(x + \Delta x)] \frac{n}{hn_{21}c} \quad (3.16)$$



Σχήμα 3.3: Ακτινοβολία που διαπερνά τον όγκο ενός ενεργού μέσου μήκους Δx και μοναδιαία διατομής.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Εάν τώρα το πάχος Δx του ενεργού μέσου είναι αρκετά μικρό δηλαδή τείνει στο μηδέν τότε η εξίσωση (3.16) μπορεί να γραφεί ως:

$$- dN(x) = - \frac{dI(x)}{dx} \frac{\Delta x n}{hn_{21}c} \quad (3.17)$$

Ο ρυθμός απώλειας της πυκνότητας των φωτονίων μέσα στο χρονικό διάστημα dt ($= \Delta x / (c/n)$) δίνεται από:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dI(x)}{dx} \frac{1}{hn_{21}} \quad (3.18)$$

Αντικαθιστώντας το $dI(x)/dx$ από την (3.12) έχουμε ότι:

$$\frac{dN}{dt} = - aI(x) \frac{1}{hn_{21}} = - ar_n \frac{c}{n} \frac{1}{hn_{21}} \quad (3.19)$$

Εξισώνοντας τα δεξιά μέλη των εξισώσεων (3.15) και (3.19) προκύπτει:

$$ar_n \frac{c}{n} \frac{1}{hn_{21}} = \frac{\zeta g_2}{g_1} N_1 - N_2 \frac{\Phi}{r_n} B_{21} \quad (3.20)$$

Επομένως ο συντελεστής απορρόφησης α του υλικού μπορεί να γραφεί ως:

$$a = \frac{\zeta g_2}{g_1} N_1 - N_2 \frac{\Phi B_{21} hn_{21} n}{c} \quad (3.21)$$

Από την εξίσωση (3.21) επιβεβαιώνεται ότι ο συντελεστής απορρόφησης α εξαρτάται από την διαφορά πληθυσμού των δύο ενεργειακών στάθμεων E_1 και E_2 . Για άτομα που βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία και $E_2 > E_1$, ο όρος $g_2/g_1 N_1$ θα είναι πάντα μεγαλύτερος από το N_2 (βλέπε εξίσωση (3.4)), με αποτέλεσμα ο συντελεστής απορρόφησης α να είναι θετικός αριθμός. Εάν δημιουργήσουμε αναστροφή πληθυσμού δηλαδή η πυκνότητα των ηλεκτρονίων N_2 στην άνω ενεργειακή στάθμη E_2 γίνει μεγαλύτερη από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων $\frac{g_2}{g_1} N_1$ στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη E_1 τότε ο συντελεστής απορρόφησης α είναι αρνητικός αριθμός και η ποσότητα $(-ax)$ στο εκθετικό μέρος της εξίσωσης (3.13) γίνεται θετική. Για αυτό το λόγο η ένταση της ακτινοβολίας αυξάνει καθώς η δέσμη διαπερνά το μέσο σύμφωνα με την εξίσωση:

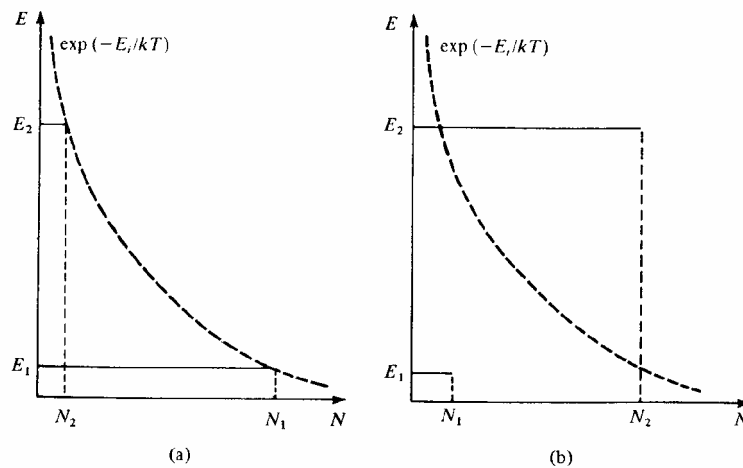
$$I = I_0 \exp(kx) \quad (3.22)$$

, όπου το k καλείται συντελεστής κέρδους μικρού σήματος και δίνεται από την σχέση:

$$k = \frac{\zeta}{\Omega} N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \frac{\Phi}{\Omega} B_{21} \frac{hm_{21}n}{c} \quad (3.23)$$

3.4 Αναστροφή πληθυσμού

Η αναστροφή πληθυσμού η οποία απαιτείται για ενίσχυση της ακτινοβολίας είναι μια κατάσταση κατά την οποία τα άτομα κατανέμονται στις διάφορες ενεργειακές στάθμες υπό συνθήκες μη θερμοδυναμικής ισορροπίας. Η κατανομή Boltzmann η οποία ισχύει για συστήματα που βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία και περιγράφεται από την εξίσωση (3.3), απεικονίζεται στο σχήμα 3.4(α).



Σχήμα 3.4: Πληθυσμοί σε συστήματα δύο ενεργειακών επιπέδων: (α) σε θερμοδυναμική ισορροπία και (β) αφού έχει επιτευχθεί αναστροφή πληθυσμού.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Στην εξίσωση (3.3) το N_j είναι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στο j -οστό ενεργειακό επίπεδο και είναι φανερό από την εξίσωση αυτή ότι καθώς το E_j αυξάνει το N_j μειώνεται υπό σταθερή θερμοκρασία. Να σημειωθεί ότι εάν η ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στις ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 είναι περίπου ίση με kT (; $0.025eV$ σε θερμοκρασία δωματίου) τότε η πυκνότητα πληθυσμού της ανώτερης στάθμης E_2 θα είναι το $1/e$ ή το 0.37 της πυκνότητας πληθυσμού της κατώτερης στάθμης. Για αρκετά μεγάλες ενεργειακές διαφορές ικανές να δώσουν ορατή ακτινοβολία (; $2.0eV$), ο πληθυσμός της άνω στάθμης είναι σχεδόν αμελητέος όπως παρουσιάζεται στο παράδειγμα 3.2.

Είναι φανερό ότι εάν δημιουργήσουμε αναστροφή πληθυσμού, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.4 (b), θα πρέπει να τροφοδοτήσουμε με ένα μεγάλο ποσό ενέργειας τα άτομα ώστε να διεγερθούν στην στάθμη E_2 . Αυτή η διαδικασία διέγερσης καλείται άντληση και ένα μεγάλο μέρος της έρευνας γύρω από την τεχνολογία laser ασχολείται με το πώς η ενέργεια αυτή μπορεί να τροφοδοτηθεί σε ένα συγκεκριμένο σύστημα laser. Η άντληση δημιουργεί μια κατάσταση μη θερμοδυναμικής ισορροπίας και σε αυτό το σημείο θα ασχοληθούμε με το πώς η άντληση επιτυγχάνει αναστροφή πληθυσμού.

Παράδειγμα 3.2: Πληθυσμοί ενεργειακών σταθμών

Μπορούμε να υπολογίσουμε τους σχετικούς πληθυσμούς δύο ενεργειακών στάθμεων έτσι ώστε μια μετάβαση από την ανώτερη προς την κατώτερη ενεργειακή στάθμη να δώσει ορατή ακτινοβολία. Το μέσο μήκος κύματος της ορατής ακτινοβολίας είναι 550

nm, οπότε $E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda} = 3.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Θεωρώντας ότι βρισκόμαστε σε θερμοκρασία δωματίου ($T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$) και ότι οι εκφυλισμοί των δύο ενεργειακών καταστάσεων είναι ίσοι ($g_1 = g_2$) έχουμε από την εξίσωση (3.4):

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \frac{- 3.6 \cdot 10^{-19}}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}; \quad e^{-87}; \quad 10^{-37}$$

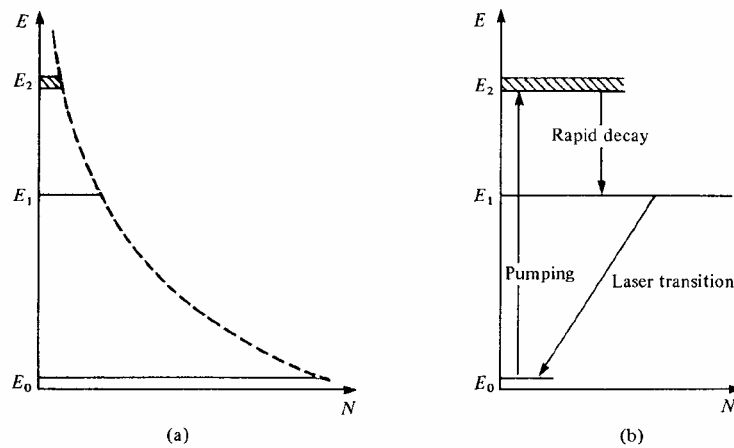
3.4.1 Επίτευξη αναστροφής πληθυσμού

Μια από τις μεθόδους που χρησιμοποιούμε για άντληση είναι η εξαναγκασμένη απορρόφηση, δηλαδή τα ενεργειακά επίπεδα που θέλουμε να χρησιμοποιήσουμε για παραγωγή ακτινοβολίας laser αντλούνται με ισχυρή H/M ακτινοβολία (οπτική άντληση). Καθώς τα B_{12} και B_{21} είναι ίσα (και θεωρώντας ότι $g_1 = g_2$), μόλις τα άτομα διεγερθούν στην άνω ενεργειακή στάθμη οι πιθανότητες για περαιτέρω εξαναγκασμένη απορρόφηση ή εκπομπή είναι ίσες και έτσι ακόμα και εάν η ένταση της ακτινοβολίας άντλησης είναι πολύ ισχυρή οι πληθυσμοί των δύο στάθμεων στην

καλύτερη των περιπτώσεων θα γίνουν ίσοι. Επομένως αναστροφή πληθυσμού δεν μπορεί να επιτευχθεί σε ένα σύστημα δυο ενεργειακών επιπέδων.

Σαν συνέπεια του παραπάνω θα πρέπει να ψάξουμε για υλικά με τρία ή τέσσερα ενεργειακά επίπεδα. Αυτό στην πραγματικότητα δεν αποτελεί μειονέκτημα καθώς τα ατομικά συστήματα γενικά χαρακτηρίζονται από μεγάλο αριθμό ενεργειακών επιπέδων.

Το σύστημα τριών ενεργειακών επιπέδων προτάθηκε πρώτα από τον Bloembergen, (αναφορά 3.3), και απεικονίζεται στο σχήμα 3.5.



Σχήμα 3.5: Πληθυσμοί των ενεργειακών καταστάσεων μετά από άντληση ενός συστήματος τριών επιπέδων: (α) Κατανομή Boltzmann πριν την άντληση και (β) κατανομή μετά την άντληση και μεταβάσεις που λαμβάνουν μέρος.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Αρχικά όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5(α) οι πληθυσμοί στις στάθμες E_1 και E_2 ικανοποιούν την κατανομή Boltzmann. Εάν τώρα το ενεργό μέσο ακτινοβοληθεί έντονα τα ηλεκτρόνια της θεμελιώδους ενεργειακής στάθμης E_0 θα διεγερθούν (δηλαδή θα αντληθούν) προς την στάθμη E_2 . Από την E_2 τα ηλεκτρόνια θα αποδιεγερθούν μέσω μη ακτινοβολούντων διαδικασιών στο ενεργειακό επίπεδο E_1 και με αυτό τον τρόπο θα δημιουργηθεί αναστροφή πληθυσμού ανάμεσα στα ενεργειακά επίπεδα E_1 και E_0 . Στην ιδανική περίπτωση η αποδιέγερση από την ενεργειακή στάθμη E_2 προς την E_1 θα πρέπει να είναι πολύ γρήγορη ($< 10^{-7}$ sec) εξασφαλίζοντας έτσι την ύπαρξη διαθέσιμων ενεργειακών καταστάσεων στην E_2 .

Ενώ η μετάβαση από την E_1 προς την E_0 θα πρέπει να είναι 'αργή' δηλαδή η E_1 θα πρέπει να είναι μια μετασταθής κατάσταση με μεγάλο χρόνο ζωής. Αυτό επιτρέπει την αύξηση του αριθμού των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στην στάθμη E_1 καθώς η πιθανότητα να συμβεί αυθόρμητη εκπομπή, λόγω του μεγάλου χρόνου ζωής της ενεργειακής αυτής στάθμης, είναι πολύ μικρή. Τελικά ο πληθυσμός N_1 θα γίνει μεγαλύτερος από αυτόν της θεμελιώδους στάθμης N_0 και έτσι θα επιτευχθεί η αναστροφή πληθυσμού.

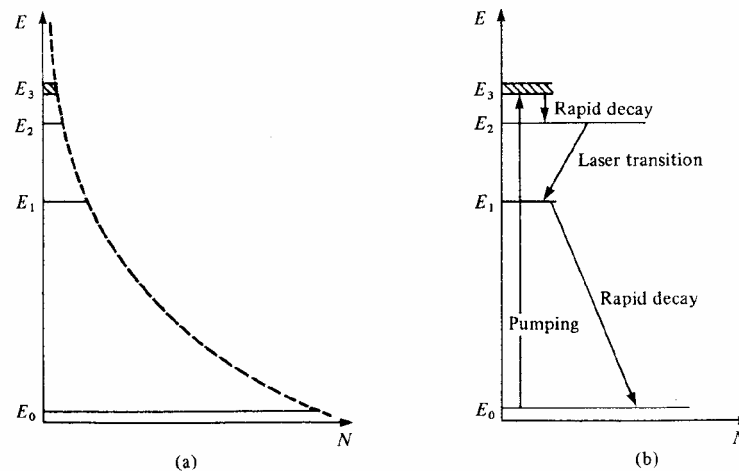
Η στάθμη E_2 είναι προτιμότερο να αποτελείται από πολλά κοντινά μεταξύ τους ενεργειακά επίπεδα έτσι ώστε η άντληση να χρησιμοποιεί όσο το δυνατόν πιο μεγάλη φασματική περιοχή της ακτινοβολίας άντλησης που έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της απόδοσης της άντλησης. Τα laser τριών ενεργειακών επιπέδων, π.χ. το laser ρουβιδίου, απαιτούν υψηλή ισχύς άντλησης αφού το τελικό στάδιο μετάβασης για την παραγωγή ακτινοβολίας laser είναι η θεμελιώδης κατάσταση (βλέπε σχήμα 3.5). Αυτό σημαίνει ότι παραπάνω από τα μισά άτομα τα οποία βρίσκονται στην θεμελιώδη στάθμη (ο αριθμός των ατόμων που βρίσκονται αρχικά στην στάθμη αυτή προσεγγίζει τον συνολικό αριθμό των ατόμων του ενεργού μέσου) πρέπει να αντληθούν στην άνω ενεργειακή στάθμη για να δημιουργηθεί η αναστροφή πληθυσμού.

Ένα σύστημα τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων που απεικονίζεται στο σχήμα 3.6 έχει πολύ μικρότερες απαιτήσεις άντλησης από αυτό των τριών ενεργειακών επιπέδων. Εάν η ενεργειακή διαφορά ($E_1 - E_0$) είναι μεγάλη συγκριτικά με το kT (εκφράζει την θερμική ενέργεια στην θερμοκρασία λειτουργίας) τότε οι πληθυσμοί των ενεργειακών στάθμεων E_1 , E_2 και E_3 είναι πολύ μικροί σε συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας. Για αυτό το λόγο εάν αντλούνται άτομα από την θεμελιώδη στάθμη στην στάθμη E_3 , από την οποία αποδιεγείρονται πολύ γρήγορα στην μετασταθή στάθμη E_2 , θα δημιουργηθεί αναστροφή πληθυσμού πολύ γρήγορα ανάμεσα στις στάθμες E_2 και E_1 .

Η άνω στάθμη E_3 είναι προτιμότερο να αποτελείται από μεγάλο αριθμό ενεργειακών επιπέδων για να επιτευχθεί η μέγιστη απόδοση άντλησης. Εάν οι χρόνοι ζωής των μεταβάσεων $E_3 \rightarrow E_2$ και $E_1 \rightarrow E_0$ έχουν μικρή χρονική διάρκεια, η αναστροφή πληθυσμού ανάμεσα στις στάθμες E_2 και E_1 μπορεί να διατηρηθεί χρησιμοποιώντας άντληση μέσης ισχύος και η συνεχής δράση laser μπορεί να επιτευχθεί πιο άμεσα. Στο laser Nd:YAG, για παράδειγμα, οι χρόνοι ζωής των μεταβάσεων από τις στάθμες $E_2 \rightarrow E_1$ και $E_1 \rightarrow E_0$ είναι αντίστοιχα τ_{21} ; 0.5 ms και

τ_{10} ; 30ns και παρόλο που υπάρχουν πολλές ανώτερες ενεργειακές στάθμες που χρησιμοποιούνται για άντληση, η καθεμία από αυτές έχει χρόνο ζωής ίσο με περίπου με 10^{-8} sec (δηλαδή τ_{32} ; 10^{-8} sec).

Οι λεπτομέρειες των μηχανισμών άντλησης ενός laser μπορεί να είναι αρκετά περίπλοκες και εκτός από την οπτική άντληση, υπάρχουν και άλλοι μέθοδοι άντλησης όπως η άντληση μέσω ηλεκτρικής εκκένωσης ή μέσω απελευθέρωσης χημικής ενέργειας ή την διέλευση ηλεκτρικού ρεύματος μέσω του ενεργού μέσου κ.ο.κ. Τα ενεργειακά επίπεδα των ενεργών μέσων σε ένα σύστημα laser είναι πολλές φορές πολύπλοκα άλλα τις περισσότερες φορές μπορούν να προσομοιωθούν από συστήματα τριών ή τεσσάρων επιπέδων.



Σχήμα 3.6: Πληθυσμοί ενεργειακών καταστάσεων σε ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων (α) πριν την άντληση και (β) μετά την άντληση.

(‘Optoelectronics: An introduction’, by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

3.5 Οπτική Ανατροφοδότηση

Ένα σύστημα laser πλησιάζει περισσότερο την αρχή λειτουργίας ενός ταλαντωτή παρά εκείνη του οπτικού ενισχυτή. Σε ένα ηλεκτρονικό ταλαντωτή, παρέχεται ένας ενισχυτής θετικής ανάδρασης συντονισμένος σε μια συγκεκριμένη συχνότητα και όταν εισαχθεί οποιοσδήποτε ‘θόρυβος’ κατάλληλης συχνότητας στην είσοδο του ταλαντωτή τότε αυτός θα ενισχυθεί. Η ενισχυμένη έξοδος ανατροφοδοτείται στην είσοδο και ξανά ενισχύεται κ.ο.κ.. Σταθερή έξοδος επιτυγχάνεται γρήγορα ωστόσο,

αφού ο ενισχυτής επέρχεται σε κορεσμό σε υψηλές τάσης εισόδου, γιατί δεν μπορεί να παράγει τάση εξόδου μεγαλύτερη από την τάση τροφοδοσίας.

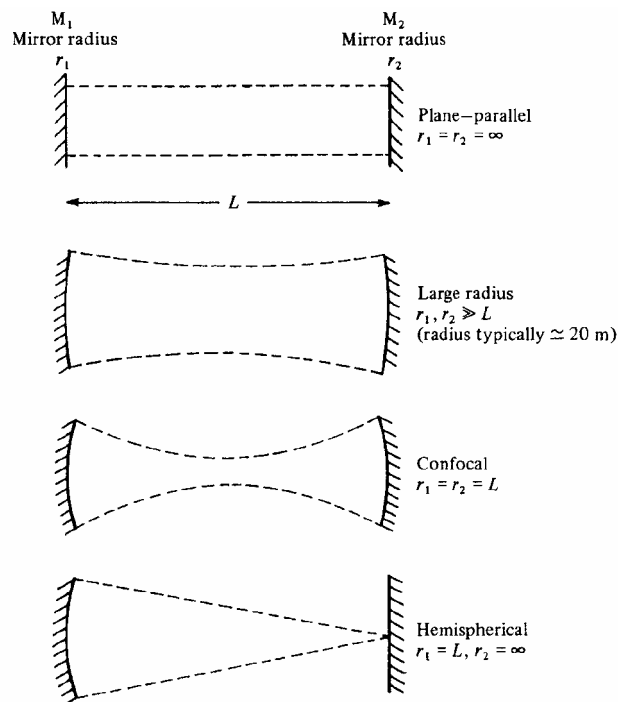
Σε ένα laser, μπορεί να επιτευχθεί θετική ανατροφοδότηση τοποθετώντας το ενεργό μέσο ανάμεσα σε ένα ζεύγος κατόπτρων τα οποία στην πραγματικότητα σχηματίζουν ένα οπτικό αντηχείο (ένα ταλαντωτή Fabry Perot). Η εκκίνηση της λειτουργίας παρέχεται από οποιεσδήποτε αυθόρμητες μεταβάσεις, ανάμεσα στα κατάλληλα ενεργειακά επίπεδα, κατά την διάρκεια των οποίων το εκπεμπόμενο φωτόνιο ταλαντώνεται κατά μήκος του άξονα της κοιλότητας. Το οπτικό σήμα ενισχύεται κάθε φορά που περνά μέσα από το ενεργό μέσο (μέσω της εξαναγκασμένης εκπομπής που προκαλεί) και ανατροφοδοτείται πίσω σε αυτό από τα κάτοπτρα. Κορεσμός επιτυγχάνεται όταν το κέρδος που παρέχεται από το ενεργό μέσο ισούται με τις απώλειες που εισέρχονται κατά την διάρκεια ενός πλήρη κύκλου ταλάντωσης.

Το κέρδος ανά μονάδα μήκους των περισσότερων ενεργών μέσων είναι τόσο μικρό που προκαλεί πολύ μικρή ενίσχυση στην δέσμη φωτός όταν η δέσμη διαπεράσει το μέσο μία φορά. Αν η δέσμη διαπεράσει το ενεργό μέσο πολλές φορές, διαδικασία που εξασφαλίζεται με την τοποθέτηση του ενεργού μέσου μέσα στην οπτική κοιλότητα, η ενίσχυση της οπτικής δέσμης είναι πολύ μεγάλη.

Μέχρι αυτό το σημείο έχει θεωρηθεί ότι η ακτινοβολία μέσα σε μια οπτική κοιλότητα διαδίδεται ανάμεσα σε δύο παράλληλα τοποθετημένα επίπεδα κάτοπτρα με την μορφή μιας καλά ευθυγραμμισμένης δέσμης. Λόγω περίθλασης ωστόσο, το προαναφερθέν δεν ισχύει καθώς μια τέλεια ευθυγραμμισμένη ακτίνα δεν μπορεί να διατηρηθεί μέσα στα κάτοπτρα και μέρος της θα διαφύγει έξω από τα όρια του οπτικού ταλαντωτή. Οι απώλειες λόγω περίθλασης μπορούν να μειωθούν χρησιμοποιώντας κοίλα κάτοπτρα. Στην πραγματικότητα χρησιμοποιείται ένας αριθμός κατόπτρων, διαφόρων ακτίνων καμπυλότητας και διάταξης, ανάλογα με την εφαρμογή και τον τύπο του laser.

Για να κάνουμε μια πιο λεπτομερή ανάλυση των επιπτώσεων της χρήσης διαφορετικών συστημάτων από κάτοπτρα απαιτείται να χρησιμοποιήσουμε την θεωρία της περίθλασης αλλά μια περίπλοκη ανάλυση αυτού του είδους δεν αποτελεί σκοπό αυτής της εργασίας. Χρησιμοποιώντας απλές τεχνικές μπορούμε να εντοπίσουμε την πορεία της δέσμης μέσα σε μια οπτική κοιλότητα στο εσωτερικό της οποίας η δέσμη εγκλωβίζεται και αρχικά σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα της κοιλότητας. Τα αποτελέσματα της παραπάνω διαδικασίας είναι εύκολο να προβλεφθούν. Τέτοιες κοιλότητες είναι γνωστές ως ευσταθείς κοιλότητες.

Οι πιο γνωστές διατάξεις οπτικών κοιλοτήτων οι οποίες απεικονίζονται στο σχήμα 3.7 έχουν διάφορα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Για παράδειγμα η διάταξη με τα παράλληλα επίπεδα κάτοπτρα είναι πολύ δύσκολο να ευθυγραμμιστεί, αφού εάν τα κάτοπτρα δεν είναι απολύτως ευθυγραμμισμένα (με ακρίβεια της τάξης του ενός sec του arc) η δέσμη θα διαφύγει από την κοιλότητα μετά από μερικές διελεύσεις. Από την άλλη στην διάταξη αυτή ο όγκος της δέσμης ακτινοβολεί τον μεγαλύτερο δυνατό όγκο του ενεργού μέσου καθώς δεν γίνεται εστίαση της δέσμης πουθενά μέσα στην κοιλότητα. Επιπλέον στην διάταξη αυτή θα πρέπει τα κάτοπτρα να είναι επίπεδα με ακρίβεια της τάξης του $l/100$.



Σχήμα 3.7: Μερικές από τις πιο συχνά χρησιμοποιούμενες διατάξεις οπτικών κοιλοτήτων (οι διακεκομμένες γραμμές απεικονίζουν τις διαστάσεις του ρυθμού για κάθε περίπτωση) ('Optoelectronics: An introduction', by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Σε αντίθεση με την διάταξη των παράλληλα τοποθετημένων κατόπτρων, η οπτική κοιλότητα από κοίλα κάτοπτρα είναι σχετικά εύκολο να ευθυγραμμιστεί (η ακρίβεια που απαιτείται είναι της τάξης των 1.5 minutes του arc) άλλα ο ακτινοβολούμενος όγκος του ενεργού μέσου είναι πολύ μικρότερος αφού και οι διαστάσεις του ρυθμού ταλάντωσης είναι μικρότερες στην διάταξη αυτή σε σύγκριση με αυτές που έχουν

στην κοιλότητα των επίπεδων κατόπτρων. Στα laser αερίων, εάν απαιτείται η μέγιστη δυνατή τιμή παραγόμενης ισχύς εξόδου χρησιμοποιούμε κάτοπτρα μεγάλης ακτίνας καμπυλότητας, ενώ εάν απαιτείται μέγιστη συμφωνία χρησιμοποιούμε ημισφαιρικά κάτοπτρα.

Μερικές φορές χρησιμοποιούμε οπτικές κοιλότητες οι οποίες είναι ασταθείς. Σε μια τέτοια κοιλότητα η δέσμη που αρχικά σχηματίζει μικρή γωνία θ με τον οπτικό άξονα θα αποκλίνει όλο και περισσότερο από αυτόν μετά από μερικές ταλαντώσεις μέσα στον ταλαντωτή. Τέτοιου είδους ταλαντωτές χαρακτηρίζονται από υψηλές απώλειες αλλά έχουν μερικές χρήσιμες ιδιότητες. Μια ασταθής οπτική κοιλότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί μονάχα σε συνδυασμό με ενεργά μέσα υψηλού κέρδους, όπως για παράδειγμα το διοξείδιο του άνθρακα. Όπως αναφέραμε νωρίτερα το κέρδος των διαφόρων ενεργών μέσων είναι μικρό και για αυτό είναι σημαντικό να περιορίσουμε τις απώλειες της οπτικής κοιλότητας του laser (βλέπε παράγραφο 3.6). Μια πηγή απώλειας είναι η απορρόφηση στα κάτοπτρα. Για να μειώσουμε την απώλεια αυτή χρησιμοποιούμε κάτοπτρα με επικάλυψη ενός διηλεκτρικού υλικού πολλαπλών στρωμάτων υψηλής ανακλαστικότητας αντί για μεταλλική επικάλυψη. Το πλήθος αυτό των πολλαπλών στρωμάτων αποτελείται από διαδοχικά επίπεδα (εύρους $l/4$) υψηλού με μικρότερο δείκτη διάθλασης διηλεκτρικών που βρίσκονται πάνω σε γυαλί. Λόγω της αλλαγής φάσης που υφίσταται η δέσμη από τα διαδοχικά στρώματα διηλεκτρικού, όλα τα ανακλώμενα κύματα είναι σε φάση και συμβάλουν ενισχυτικά. Περισσότερα από είκοσι τέτοια στρώματα μπορεί να χρειαστούν για να έχουμε κάτοπτρα με ανακλαστικότητα μεγαλύτερη από 99.9% (να σημειωθεί ότι μικρότερες ανακλαστικότητες απαιτούν μικρότερο αριθμό στρωμάτων διηλεκτρικού). Είναι φανερό ότι τα κάτοπτρα θα είναι αποτελεσματικά σε μια μικρή φασματική περιοχή.

Μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε την ελάχιστη ισχύ άντλησης που απαιτείται (γνωστή ως συνθήκη κατωφλίου) συναρτήσει των παραμέτρων του συστήματος για να έχουμε παραγωγή ακτινοβολίας laser.

3.6 Συνθήκες κατωφλίου – απώλειες

Εξηγήθηκε παραπάνω ότι ταλάντωση σταθερής κατάστασης επιτυγχάνεται όταν ο ρυθμός ενίσχυσης της δέσμης εξισώνεται με αυτό των απωλειών. Η συνθήκη σταθερής κατάστασης που ισχύει στα laser συνεχούς παλμού, ενώ στα παλμικά συστήματα αυτή τα πράγματα είναι λίγο διαφορετικά. Για αυτό το λόγο ενώ η

αναστροφή πληθυσμού είναι αναγκαία συνθήκη για την παραγωγή ακτινοβολίας laser, δεν είναι και ικανή μια και ο ελάχιστος συντελεστής κέρδους πρέπει να έχει αρκετά υψηλή τιμή έτσι ώστε να ξεπερνάει τις απώλειες και να συντηρεί τις οπτικές ταλαντώσεις. Το κέρδος κατωφλίου καθορίζει, μέσω της εξίσωσης (5.23) την ελάχιστη αναστροφή πληθυσμού που απαιτείται για την παραγωγή ακτινοβολίας laser.

Η συνολική απώλεια του συστήματος οφείλεται σε ένα αριθμό διαφορετικών διαδικασιών, οι πιο σπουδαίες από τις οποίες είναι:

1. Διαπερατότητα στα κάτοπτρα - η διαπερατότητα ενός κάτοπτρου παρέχει την έξοδο της ακτινοβολίας του laser. Ενώ το άλλο κάτοπτρο επιλέγεται τόσο ανακλαστικό ώστε να ελαχιστοποιούνται οι απώλειες της κοιλότητας.
2. Απορρόφηση και σκέδαση στα κάτοπτρα.
3. Απορρόφηση στο ενεργό μέσο λόγω μη επιθυμητών ενεργειακών μεταβάσεων (όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως τα περισσότερα ενεργά μέσα έχουν πολλά ενεργειακά επίπεδα, και δεν μετέχουν όλα αυτά στην παραγωγή της ακτινοβολίας laser).
4. Σκέδαση σε οπτικές ανομοιογένειες του ενεργού μέσου – κύρια πηγή απωλειών στα laser στερεάς κατάστασης
5. Απώλειες περίθλασης στα κάτοπτρα.

Για να απλουστεύσουμε τα πράγματα, ας συμπεριλάβουμε όλες τις απώλειες, εκτός αυτών που οφείλονται στην διαπερατότητα των κατόπτρων, σε ένα ενεργό συντελεστή απωλειών γ ο οποίος ελαττώνει τον ενεργό συντελεστή κέρδους στην τιμή $(k - g)$. Μπορούμε να υπολογίσουμε το κέρδος κατωφλίου θεωρώντας την αλλαγή στην ένταση της δέσμης κατά την διάρκεια μιας πλήρους ταλάντωσης μέσα στην οπτική κοιλότητα. Υποθέτουμε ότι το ενεργό μέσο καλύπτει τον χώρο ανάμεσα στα δύο κάτοπτρα \mathbf{M}_1 και \mathbf{M}_2 τα οποία έχουν ανακλαστικότητες \mathbf{R}_1 και \mathbf{R}_2 αντίστοιχα και η απόσταση μεταξύ τους είναι \mathbf{L} . Καθώς η δέσμη διαδίδεται από το κάτοπτρο \mathbf{M}_1 προς το \mathbf{M}_2 αυξάνει η ένταση της από I_0 σε I , όπου από την εξίσωση (5.22) έχουμε:

$$I = I_0 \exp(k - g)L \quad (3.24)$$

Μετά την ανάκλαση στο κάτωπτρο M_2 , η ένταση της δέσμης θα γίνει $R_2 I_o \exp(k - g)L$ και μετά από ένα πλήρη κύκλο ταλάντωσης η τελική τιμή της έντασης θα είναι τέτοια ώστε το κέρδος G ενός πλήρη κύκλου θα είναι:

$$G = \frac{\text{Tel ikή ένταση}}{\text{Arc ikή ένταση}} = R_1 R_2 \exp \{2(k - g)L\} \quad (3.25)$$

Εάν το G είναι μεγαλύτερο της μονάδας, τότε μια διαταραχή συχνότητας ίσης με αυτή της ταλάντωσης του laser θα υποστεί ενίσχυση και το πλάτος των ταλαντώσεων θα αυξηθεί. Εάν το G είναι μικρότερο από την μονάδα οι ταλαντώσεις θα αποσβέσουν. Επομένως η συνθήκη κατωφλίου μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$G = R_1 R_2 \exp \{2(k_{th} - g)L\} = 1 \quad (3.26)$$

, όπου k_{th} είναι το κέρδος κατωφλίου. Είναι σημαντικό να κατανοήσουμε ότι το κέρδος κατωφλίου είναι ίσο με το κέρδος σταθεράς κατάστασης στα laser συνεχούς παλμού δηλαδή $k_{th} = k_{ss}$. Αυτή η ισότητα οφείλεται σε ένα φαινόμενο γνωστό ως κορεσμός κέρδους το οποίο εξηγείται στην συνέχεια. Αρχικά όταν το κέρδος μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερο από την τιμή κατωφλίου. Ο πληθυσμός της άνω ενεργειακής στάθμης του laser θα ελαττωθεί λόγω της εξαναγκασμένης εκπομπής με αποτέλεσμα να αρχίζει να μειώνεται ο βαθμός αναστροφής πληθυσμού και ως συνέπεια και το κέρδος. Για αυτό το λόγο το καθαρό κέρδος μιας πλήρους ταλάντωσης μπορεί να μεταβάλλεται και να παίρνει τιμές μεγαλύτερες ή μικρότερες της μονάδας με αποτέλεσμα η ενεργειακή πυκνότητα της κοιλότητας να αυξάνει ή να μειώνεται αντίστοιχα. Ενώ όταν το κέρδος G γίνει ίσο με την μονάδα για μια χρονική περίοδο, η ενέργεια στην κοιλότητα (και η ισχύς εξόδου του laser) κατασταλάζει στην τιμή σταθερής κατάστασης, όπου τότε το κέρδος ισορροπεί με τις απώλειες στο μέσο.

Η τιμή της αναστροφής πληθυσμού στο κατώφλι είναι ίση με $N_{th} = \frac{l}{\kappa} N_2 - \frac{\zeta g_2}{\theta} \frac{\phi}{g_1 \psi} N_1 \frac{\omega}{\nu}$ η οποία αντιστοιχεί στο κέρδος κατωφλίου k_{th} . Σε περιπτώσεις σταθερής κατάστασης η αναστροφή πληθυσμού είναι ίση με $\frac{l}{\kappa} N_2 - \frac{\zeta g_2}{\theta} \frac{\phi}{g_1 \psi} N_1 \frac{\omega}{\nu}$ και παραμένει σταθερή στην

τιμή κατωφλίου N_{th} ανεξάρτητα από το πόσο έχει ξεπερασθεί ο ρυθμός άντλησης στο σημείο κατωφλίου (βλέπε παράγραφο 3.8). Το κέρδος μικρού σήματος που απαιτείται για λειτουργία σταθερής κατάστασης εξαρτάται από το ενεργό μέσο, μέσω των τιμών των \mathbf{k} και γ , και στα τεχνικά χαρακτηριστικά της οπτικής κοιλότητας του laser, μέσω των τιμών \mathbf{R}_1 , \mathbf{R}_2 και \mathbf{L} . Από την εξίσωση (3.26) μπορούμε να εξάγουμε το εξής αποτέλεσμα:

$$k_{th} = g + \frac{1}{2L} \ln \frac{\zeta}{\theta R_1 R_2} \frac{1}{\frac{\phi}{\kappa}} \quad (3.27)$$

, όπου ο πρώτος όρος αντιπροσωπεύει τις εσωτερικές απώλειες του ενεργού μέσου και ο δεύτερος εκφράζει τις απώλειες που οφείλονται στην έξοδο του laser. Από την εξίσωση (3.23) παρατηρούμε ότι το \mathbf{k} μπορεί να έχει ένα μεγάλο εύρος τιμών που

εξαρτάται όχι μόνο από την αναστροφή πληθυσμού $\frac{1}{\kappa} N_2 - \frac{\zeta g_2 / \theta}{g_1 \kappa} N_1$ αλλά και από

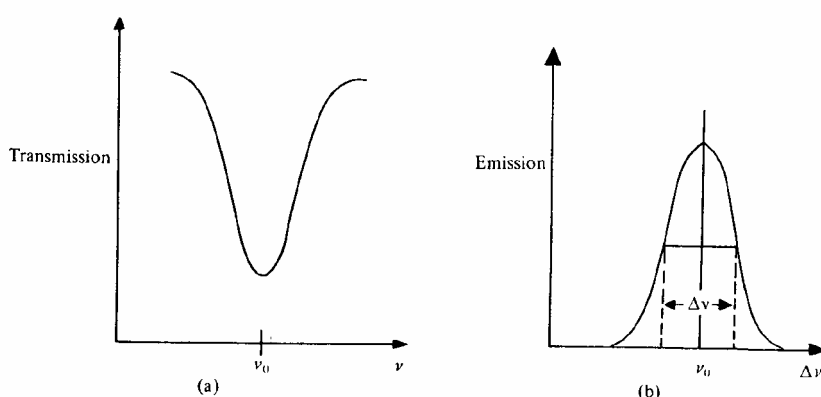
τις φυσικές ιδιότητες του ενεργού μέσου. Εάν το \mathbf{k} έχει υψηλή τιμή τότε είναι σχετικά εύκολο να επιτευχθεί δράση laser και παράγοντες απωλειών όπως η κακή ευθυγράμμιση και η μη καθαρότητα των κατόπτρων (σκόνη) δεν είναι σημαντικοί. Σε ενεργά μέσα που παρουσιάζουν χαμηλό κέρδος, τέτοιες είδους απώλειες είναι μη αποδεκτές και τα κάτοπτρα πρέπει να έχουν υψηλές ανακλαστικότητες, να είναι καθαρά και πολύ καλά ευθυγραμμισμένα.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ένα laser με ενεργό μέσο υψηλού κέρδους δεν θα έχει απαραίτητα υψηλή απόδοση. Η απόδοση ενός συστήματος ορίζεται ως ο λόγος της ισχύς εξόδου προς την ισχύ άντλησης. Επομένως η απόδοση εξαρτάται: (α) από το πόσο αποδοτικά η ισχύς άντλησης δημιουργεί αναστροφή πληθυσμού, (β) από τις πιθανότητες των διαφόρων μεταβάσεων από την άνω στάθμη, και (γ) από τις απώλειες του συστήματος. Έχοντας ως αναφορά το σχήμα 3.6(b) και επικεντρώνοντας την προσοχή μας στην μέθοδο της οπτικής άντλησης, μπορούμε εύκολα να δούμε ότι η απόδοση ενός laser τεσσάρων επιπέδων δεν μπορεί να ξεπεράσει την τιμή $(E_2 - E_1)/(E_3 - E_0) = n_{21}/n_{30}$. Να τονιστεί ότι η απόδοση ενός laser τριών επιπέδων, όπου τουλάχιστον τα μισά άτομα της θεμελιώδους στάθμης θα πρέπει να αντληθούν στην άνω στάθμη πριν δημιουργηθεί αναστροφή πληθυσμού, είναι πολύ μικρότερη από αυτή ενός συστήματος τεσσάρων επιπέδων. Οι

πραγματικές τιμές της απόδοσης ενός laser, είναι πολύ μικρότερες από τις θεωρητικές τιμές λόγω του ότι υπάρχει απώλεια ενέργειας που προκύπτει από την μετατροπή της ηλεκτρικής ενέργειας σε οπτική στην συχνότητα άντλησης και λόγω του ότι δεν θα μεταβούν όλα τα άτομα που αντλούνται στο ενεργειακό επίπεδο E_3 στο ενεργειακό επίπεδο E_2 (βλέπε σχήμα 3.6). Συγκεκριμένα συστήματα laser (για παράδειγμα το CO_2) χαρακτηρίζονται από υψηλή απόδοση και υψηλό κέρδος ασθενούς σήματος. Άλλα συστήματα laser όπως αυτό του Αργού παρόλο που έχουν υψηλό κέρδος χαρακτηρίζονται από πολύ χαμηλή απόδοση.

3.7 Συνάρτηση φασματικής καμπύλης (*lineshape function*)

Η μαθηματική έκφραση που μας δίνει το κέρδος μικρού σήματος προέκυψε κάνοντας την υπόθεση ότι όλα τα άτομα είτε βρίσκονται στην άνω στάθμη είτε στην κάτω στάθμη θα αλληλεπιδρούν με μια (τέλεια) μονοχρωματική δέσμη. Αυτό δεν ισχύει στην πραγματικότητα γιατί οι γραμμές εκπομπής/ απορρόφησης έχουν ένα πεπερασμένο φασματικό εύρος. Αυτό μπορεί να παρατηρηθεί και στην εκπομπή και στην απορρόφηση και εάν για παράδειγμα μετρήσουμε την απορρόφηση συναρτήσει της συχνότητας για μια μετάβαση μεταξύ δυο ενεργειακών επιπέδων E_1 και E_2 θα σχηματισθεί μια καμπύλη με μορφή καμπάνας όπως αυτή που απεικονίζεται στο σχήμα 3.8(α).



Σχήμα 3.8: (α) Η καμπύλη απορρόφησης για μεταβάσεις ανάμεσα στις ενεργειακές καταστάσεις E_1 και E_2 και (β) η καμπύλη εκπομπής για την μετάβαση από την ενεργειακή κατάσταση E_2 και E_1 . Η ακριβής μορφή των καμπύλων αυτών εξαρτάται από τον μηχανισμό φασματικής διαπλάτυνσης.

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η καμπύλη εκπομπής θα είναι αντίστροφη αυτής της απορρόφησης (βλέπε σχήμα 3.8(b)). Η μορφή των καμπύλων εκπομπής και απορρόφησης περιγράφεται από την συνάρτηση της φασματικής καμπύλης $g(\nu)$ η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί επίσης για να περιγράψουμε την καμπύλη πιθανότητας να έχουμε εκπομπή ή απορρόφηση σε οποιαδήποτε συχνότητα. Για αυτό το λόγο μπορούμε να ορίσουμε την ποσότητα $g(n)dn$ ως την πιθανότητα μια συγκεκριμένη μετάβαση ανάμεσα σε δύο ενεργειακές στάθμες να προκαλέσει την εκπομπή ή την απορρόφηση ενός φωτονίου του οποίου η συχνότητα θα βρίσκεται μεταξύ των τιμών ν και $\nu + d\nu$. Η συνάρτηση $g(\nu)$ είναι

κανονικοποιημένη έτσι ώστε $\int_{-\infty}^{+\infty} g(n)dn = 1$. Βλέπουμε λοιπόν ότι ένα φωτόνιο

ενέργειας $h\nu$ δεν είναι απαραίτητο να προκαλέσει την εξαναγκασμένη εκπομπή ενός άλλου φωτονίου με την ίδια ενέργεια. Για αυτό το λόγο παίρνουμε την ποσότητα $g(n)dn$ ως την πιθανότητα το διεγερμένο φωτόνιο να έχει ενέργεια μεταξύ των τιμών $h\nu$ και $h(\nu + d\nu)$.

Στο Παράρτημα 4 βλέπουμε ότι όταν μια μονοχρωματική ακτινοβολία συχνότητας ν_s αλληλεπιδρά με μια ομάδα ατόμων με συνάρτηση φασματικής καμπύλης $g(\nu)$ ο συντελεστής κέρδους μικρού σήματος γράφεται ως:

$$k(n_s) = \frac{\zeta}{d} N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \frac{\phi B_{21} h \nu_s n g(n_s)}{c} \quad (3.28)$$

Παράδειγμα 3.3 Συντελεστής κέρδους μικρού σήματος

Είναι χρήσιμο να υπολογίσουμε την τιμή της αναστροφής πληθυσμού που απαιτείται για να έχει ένα σύστημα laser συντελεστή κέρδους ίσο με $1m^{-1}$. Έχοντας το laser Nd:YAG ως αναφορά έχουμε τα παρακάτω τεχνικά χαρακτηριστικά: χρόνος αυθόρμητης εκπομπής $\tau_{21} = 230 \mu s$, μήκος κύματος $\lambda = 1.06 \mu m$, δείκτη διάθλασης $n = 1.82$ και φασματικό εύρος $\Delta\nu = 3 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$.

Από την εξίσωση (3.8) έχουμε ότι $B_{21} = \frac{l^3}{8\pi h \tau_{21}} = 3.1 \cdot 10^{17} \text{ m}^3 W^{-1} s^{-3}$. Για αυτό από την εξίσωση (3.28) θεωρώντας ότι $k = 1$ έχουμε:

$$\frac{\zeta}{d} N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \frac{\phi}{\phi} = \frac{kl}{B_{21} h \nu} ; 8 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$$

Η μορφή της συνάρτησης της φασματικής καμπύλης $g(\nu)$ εξαρτάται από τον συγκεκριμένο μηχανισμό που ευθύνεται για την φασματική διεύρυνση μιας συγκεκριμένης μετάβασης. Οι τρεις πιο σημαντικοί μηχανισμοί είναι α) η διεύρυνση λόγω του φαινομένου Doppler, β) η διεύρυνση λόγω κρούσεων (ή πίεσης) και γ) η ομογενής διεύρυνση η οποία και περιγράφεται εν συντομία στην συνέχεια.

Διεύρυνση Doppler: Θεωρούμε ότι ο αναγνώστης αυτής της εργασίας είναι εξοικειωμένος με το φαινόμενο Doppler το οποίο οφείλεται στην σχετική κίνηση της πηγής και του παρατηρητή. Η συχνότητα, όπως μετρείται από τον παρατηρητή, αυξάνεται καθώς η απόσταση μεταξύ αυτού και της πηγής μειώνεται ενώ εάν η μεταξύ τους απόσταση αυξηθεί η συχνότητα μειώνεται. Το φαινόμενο αυτό βρίσκει εφαρμογή σε μια ομάδα ατόμων που εκπέμπει σε μια ορατή συχνότητα ν_{12} , έτσι ώστε η παρατηρούμενη συχνότητα να δίνεται από την σχέση:

$$\nu'_{12} = \nu_{12} \left(1 \pm \frac{u_x}{c} \right) \quad (3.29)$$

, όπου u_x είναι η συνιστώσα ταχύτητας του ατόμου πάνω στον άξονα παρατήρησης (υποθέτουμε ότι $u_x \ll c$). Καθώς τα άτομα κινούνται σε τυχαίες διευθύνσεις, ένας παρατηρητής θα μετρούσε ένα εύρος συχνοτήτων οι οποίες εξαρτώνται από το μέτρο και την διεύθυνση της ταχύτητας u_x . Όσον αφορά τον παρατηρητή η συλλογή των ατόμων θα εκπέμπει σε ένα εύρος διαφορετικών συχνοτήτων συντονισμού προκαλώντας έτσι την διεύρυνση της καμπύλης εκπομπής. Η κάθε μια από τις μετατοπισμένες κατά Doppler συχνότητες συντονισμού συμβάλει στην διεύρυνση της καμπύλης εκπομπής.

Η μέση τετραγωνική τιμή της ταχύτητας u_x εξαρτάται από την θερμοκρασία σύμφωνα με την σχέση $\frac{1}{2} M u_x^2 = \frac{1}{2} kT$, όπου M είναι η ατομική μάζα, έτσι ώστε το εύρος της καμπύλης (το εύρος μετρείται στο σημείο όπου η ένταση της εκπομπής/ απορρόφησης γίνεται ίση με το μισό της μέγιστης τιμής της) να είναι ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας της θερμοκρασίας T . Η διεύρυνση Doppler είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός στα περισσότερα laser αερίου που εκπέμπουν στο ορατό φάσμα. Για παράδειγμα το φασματικό εύρος της μετάβασης 632.8 nm στο laser HeNe είναι περίπου ίσο με $2 \cdot 10^3$ nm θεωρώντας ότι η θερμοκρασία λειτουργίας είναι ίση με 400 K.

Το εύρος της φασματικής εκπομπής/ απορρόφησης εκφράζεται συνήθως σε μονάδες συχνότητας και για αυτό ένα εύρος της τάξης των $2 \cdot 10^{-3}$ nm σε μονάδες συχνότητας ισοδυναμεί σε ένα εύρος της τάξης των 1500 MHz (Καθώς ισχύει ότι $c = nl$ μπορούμε να γράψουμε ότι $dn = - (c/l^2)dl$ και αντικαθιστώντας $dn = (3 \cdot 10^8 \cdot 2 \cdot 10^{-12}) / (632.8 \cdot 10^{-9})^2 = 1500 \text{MHz}$).

Διεύρυνση λόγω κρούσεων: Η διεύρυνση λόγω Doppler σε μοριακά lasers όπως το laser CO₂ είναι σχετικά μικρή εξαιτίας της εκπομπής των laser αυτών στο υπέρυθρο και των συγκριτικά μεγάλων μοριακών μαζών. Σε αυτά τα lasers η διεύρυνση λόγω κρούσεων γίνεται σημαντική. Διεύρυνση λόγω κρούσεων έχουμε επίσης και στα laser εμπλουτισμένων μονωτών. Σε αυτά τα lasers τα ιόντα του ενεργού μέσου μπορεί να υποστούν κρούσεις με φωνόνια, δηλαδή τις κβαντικές ταλαντώσεις του πλέγματος.

Εάν ένα άτομο το οποίο εκπέμπει ένα φωτόνιο υποστεί κρούση, τότε η φάση του κυματοπακέτου που σχετίζεται με το φωτόνιο θα μεταβληθεί ξαφνικά. Η μεταβολή αυτή έχει σαν αποτέλεσμα την μείωση του κυματοπακέτου, η οποία χρησιμοποιώντας τεχνικές Fourier, (**αναφορά 3.6**) αποδεικνύεται ότι ισοδυναμεί με την φασματική διαπλάτυνση του φάσματος εκπομπής. Είναι φανερό ότι όσο πιο υψηλή είναι η πίεση (και η θερμοκρασία) του αερίου τόσο πιο μεγάλος θα είναι ο ρυθμός με το οποίο τα άτομα θα συγκρούονται μεταξύ τους, οπότε η φασματική διεύρυνση θα είναι πιο μεγάλη.

Φυσική Απόσβεση: Μπορεί να αποδειχθεί ότι ο τρόπος δράσης ενός ατομικού ηλεκτρονίου το οποίο εκπέμπει ενέργεια με την μορφή ενός φωτονίου οδηγεί στην εκθετική απόσβεση του πλάτους του κυματοπακέτου. Η επίδραση της απόσβεσης είναι παρόμοια με αυτή της διεύρυνσης λόγω κρούσεων, η οποία μειώνει αποτελεσματικά τα κυματοπακέτα και δημιουργεί φασματική διεύρυνση.

Οι μηχανισμοί διεύρυνσης μπορούν να διαχωριστούν σε ομογενείς και σε μη ομογενείς. Εάν όλα τα άτομα έχουν την ίδια κεντρική συχνότητα μετάβασης και την ίδια καμπύλη εκπομπής/ απορρόφησης τότε η διεύρυνση καλείται ομογενής. Στην κατηγορία αυτή ανήκει ο μηχανισμός διεύρυνσης λόγω κρούσεων. Σε μερικές περιπτώσεις όμως κάθε άτομο έχει διαφορετική συχνότητα συντονισμού για την ίδια μετάβαση. Η παρατηρούμενη καμπύλη εκπομπής/ απορρόφησης σε αυτή την περίπτωση είναι ο μέσος όρος των καμπύλων κάθε ατόμου χωριστά, όπως συμβαίνει και στην διεύρυνση Doppler, και ο μηχανισμός αυτός καλείται μη ομογενής. Οι τοπικές μεταβολές της θερμοκρασίας, της πίεσης, και του εφαρμοζόμενου

μαγνητικού πεδίου όπως επίσης και οι τοπικές μεταβολές λόγω κρυσταλλικών ατελειών οδηγούν σε μη ομογενή διεύρυνση της καμπύλης εκπομπής/ απορρόφησης. Η φύση της διεύρυνσης είναι πολύ σημαντική σε πολλούς τομείς της θεωρίας lasers όπως για παράδειγμα στον καθορισμό του κορεσμού κέρδους που αναφέρθηκε προηγουμένως.

Οι ομογενείς μηχανισμοί διεύρυνσης οδηγούν σε καμπύλες εκπομπής/ απορρόφησης που έχουν την μορφή της καμπύλης Lorentzian και η οποία περιγράφεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$g(n)_L = \frac{Dn}{2p} \frac{1}{(n - n_o)^2 + \left(\frac{\zeta Dn}{2p}\right)^2} \quad (3.30)$$

, όπου Δn είναι το εύρος της καμπύλης και δηλώνει την απόσταση ανάμεσα στα δύο σημεία της καμπύλης όπου η τιμή της συνάρτησης πέφτει στο μισό της μέγιστης τιμής της και που αντιστοιχεί στην συχνότητα ν_o . Θέτοντας $n = n_o$ στην εξίσωση (3.30) προκύπτει ότι:

$$g(n_o)_L = \frac{2}{pDn} \quad (3.31)$$

Οι μηχανισμοί μη ομογενούς διεύρυνσης όταν εφαρμοστούν σε ένα αέριο οδηγούν σε μια φασματική καμπύλη που έχει την μορφή της κατανομής Gauss η οποία περιγράφεται από την συνάρτηση:

$$g(n)_G = \frac{2}{Dn} \frac{\zeta \ln 2}{p} \exp\left(-\frac{\zeta}{Dn/2} \left|n - n_o\right|\right) \quad (3.32)$$

Αντικαθιστώντας όπου ν το ν_o τότε από την (3.32) προκύπτει ότι:

$$g(n_o)_G = \frac{2}{Dn} \frac{\zeta \ln 2}{p} \quad (3.33)$$

Οι εξισώσεις (3.31), (3.33) μπορούν να προσεγγιστούν από την εξίσωση:

$$g(n_o); \frac{1}{Dn} \quad (3.34)$$

Λόγω αυτών των διαφορετικών μηχανισμών διεύρυνσης δεν μπορούμε πλέον να αναμένουμε ότι σε μια ομάδα ατόμων θα εκπέμπουν όλα στην ίδια συχνότητα. Αντιθέτως θα πρέπει να θεωρήσουμε ότι υπάρχει μια διεύρυνση των συχνοτήτων γύρω από μια κεντρική τιμή. Αυτό που θα αναμέναμε ίσως θα ήταν η έξοδος του laser φασματικά να περιέχει μια κατανομή συχνοτήτων όμοια με αυτή των διαπλατυσμένων ατομικών μεταβάσεων στο υλικό. Στην πραγματικότητα αυτό δεν ισχύει διότι τα φασματικά χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας εξόδου του laser είναι διαφορετικά από αυτά της αυθόρμητης εκπομπής στο ίδιο υλικό. Δύο είναι οι παράγοντες που δημιουργούν την διαφορά αυτή: (α) η επίδραση του οπτικού ταλαντωτή (που αναλύθηκε προηγουμένως) και (β) η επίδραση της διαδικασίας ενίσχυσης της έντασης. Καθώς η ακτινοβολία διαδίδεται μέσω ενός ενεργού μέσου η ένταση της μεταβάλλεται ως εξής:

$$I_n(n, x) = I(n, 0) \exp \{k(n)x\} \quad (3.35)$$

Η εξίσωση (3.28) αποδεικνύει ότι το $k(v)$ εξαρτάται από την εξίσωση $g(v)$ και για αυτό το λόγο η ένταση $I_n(v, x)$ εξαρτάται εκθετικά από την $g(v)$. Συμπερασματικά η συνάρτηση $I_n(v, x)$ είναι πολύ μεγαλύτερη στο κέντρο και μικρότερη στα άκρα από την ατομική καμπύλη εκπομπής/ απορρόφησης. Επομένως η ένταση $I_n(v, x)$ είναι πιο στενή φασματικά από ότι η ατομική καμπύλη απορρόφησης/ εκπομπής. Το φαινόμενο αυτό καλείται φασματικός περιορισμός. Στην πραγματικότητα όπως θα δούμε παρακάτω η ακτινοβολία laser έχει ακόμα πιο στενό φασματικό εύρος.

3.8 Συνθήκες αναστροφής πληθυσμού και άντλησης κατωφλίου.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση (3.28) για να υπολογίσουμε την αναστροφή πληθυσμού που απαιτείται για να προσεγγίσουμε τις συνθήκες κατωφλίου. Από εξίσωση (3.28) έχουμε:

$$\zeta N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 = \frac{k(n_s)c}{B_{21}h\nu_s n g(n_s)} \quad (3.36)$$

Στο σημείο κατωφλίου ο συντελεστής κέρδους μικρού σήματος δίνεται από την εξίσωση (3.27) δηλαδή:

$$k(n_s) = k_{th} = g + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3.37)$$

Αντικαθιστώντας την (3.37) στην (3.36) η τελευταία γράφεται ως εξής:

$$\zeta N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 = \frac{k_{th}c}{B_{21}h\nu_s n g(n_s)} \quad (3.38)$$

Από την εξίσωση (3.8) έχουμε ότι $B_{21} = c^3 A_{21} / (8p h n^3 n^3)$. Η ποσότητα A_{21} μπορεί να καθοριστεί πειραματικά αφού είναι το αντίστροφο του χρόνου ζωής της αυθόρμητης εκπομπής τ_{21} από την στάθμη 2 στην στάθμη 1. Συνδυάζοντας τις παραπάνω εξισώσεις μπορούμε να γράψουμε την αναστροφή πληθυσμού στο κατώφλι ως εξής:

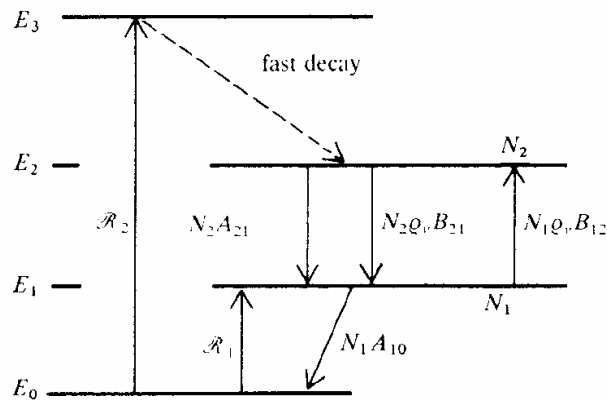
$$N_{th} = \zeta N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 = \frac{8p n_s^2 k_{th} \tau_{21} n^2}{c^2 g(n_s)} \quad (3.39)$$

Από την εξίσωση (3.39) παρατηρούμε ότι το σημείο κατωφλίου παίρνει την ελάχιστη τιμή του εκεί όπου η συνάρτηση $g(\nu_s)$ πάρει την μέγιστη τιμή της όταν δηλαδή η συχνότητα ν_s πάρει την τιμή της κεντρικής συχνότητας μετάβασης ν_0 . Αντικαθιστώντας την $g(\nu_s)$ από την (3.34) έχουμε:

$$N_{th} = \frac{8p n_s^2 k_{th} \tau_{21} D n n^2}{c^2} \quad (3.40)$$

Στο σημείο αυτό θα υπολογίσουμε την ισχύ άντλησης που απαιτείται για να επιτύχουμε συνθήκες κατωφλίου. Για να το επιτύχουμε αυτό θα πρέπει να επιλύουμε

τις εξισώσεις πληθυσμού του εκάστοτε συστήματος. Οι εξισώσεις αυτές περιγράφουν τον ρυθμό μεταβολής των πληθυσμών των ενεργειακών στάθμων του ενεργού μέσου συναρτήσει των διαδικασιών εκπομπής, απορρόφησης και του ρυθμού άντλησης. Θεωρούμε ότι έχουμε ένα ιδανικό σύστημα τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων όμοιο με αυτό που απεικονίζεται στο σχήμα 3.9. Υποθέτουμε ότι $E_1 \gg kT$ έτσι ώστε ο πληθυσμός λόγω θερμικής ενέργειας στην στάθμη E_1 να είναι ασήμαντος. Επίσης υποθέτουμε ότι η πυκνότητα του πληθυσμού κατωφλίου N_{th} είναι πολύ μικρή σε σύγκριση με αυτή του πληθυσμού της θεμελιώδους στάθμης έτσι ώστε κατά την διάρκεια του *lasing* ο πληθυσμός της θεμελιώδους στάθμης να μένει ανεπηρέαστος.



Σχήμα 3.9: Μεταβάσεις σε ένα ιδεατό σύστημα τεσσάρων επιπέδων.
(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Εάν R_1 και R_2 είναι οι ρυθμοί άντλησης των ατόμων στις ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 αντίστοιχα, οι εξισώσεις πληθυσμού για αυτά τα επίπεδα (και θεωρώντας $g_1=g_2$ άρα $B_{21}=B_{12}$) είναι:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - N_2 A_{21} - \rho_v B_{21} (N_2 - N_1)$$

και

(3.41)

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1 + \rho_v B_{21} (N_2 - N_1) + N_2 A_{21} - N_1 A_{10}$$

Ο ρυθμός άντλησης R_1 , μέσω του οποίου αρχίζει η κατάληψη της κάτω ενεργειακής στάθμης του laser, δεν βοηθά στην παραγωγή ακτινοβολίας laser γιατί μειώνει την αναστροφή πληθυσμού. Παρόλο που μια τέτοια διαδικασία είναι αναπόφευκτη σε

πολλά lasers, όπως για παράδειγμα στα lasers αερίου τα οποία αντλούνται μέσω ηλεκτρικής εκκένωσης η διαδικασία R_1 αγνοείται. Αν θεωρήσουμε ότι το σύστημα αντλείται με σταθερό ρυθμό τότε ισχύει $dN_2/dt = dN_1/dt$. Λύνοντας τις εξισώσεις της (3.41) μπορούμε να βρούμε τις τιμές των N_1 και N_2 σε σταθερή κατάσταση. Αφήνεται στον αναγνώστη να αποδείξει ότι:

$$N_1 = \frac{R_2}{A_{10}} \quad (3.42)$$

$$N_2 = R_2 \frac{1}{\lambda} + \frac{r_n B_{21}}{A_{10}} (A_{21} + r_n B_{21})^{-1}$$

Επομένως από τις (3.42) μπορεί να υπολογιστεί η αναστροφή πληθυσμού:

$$N_2 - N_1 = R_2 \frac{1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}}{A_{21} + r_n B_{21}} \quad (3.43)$$

Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι αν δεν ισχύει $A_{21} < A_{10}$ ο αριθμητής είναι αρνητικός και δεν επιτυγχάνεται αναστροφή πληθυσμού. Καθώς οι συντελεστές Einstein A είναι αντίστροφοι των χρόνων ζωής, η συνθήκη $A_{21} < A_{10}$ είναι ισοδύναμη της συνθήκης $t_{10} < t_{21}$ δηλαδή η πάνω ενεργειακή στάθμη έχει μεγαλύτερο χρόνο ζωής από την κάτω ενεργειακή στάθμη. Στα περισσότερα laser ισχύει ότι $t_{10} \ll t_{21}$

και $\frac{A_{21}}{A_{10}} \ll 1$.

Κάτω από το σημείο κατωφλίου μπορούμε να αγνοήσουμε τον όρο r_n αφού δεν έχουμε lasing και η περισσότερη ισχύς άντλησης εμφανίζεται ως αυθόρμητη εκπομπή και για αυτό η εξίσωση (3.43) μπορεί να γραφεί ως:

$$N_2 - N_1 = R_2 \frac{1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}}{A_{21}} \quad (3.44)$$

Βλέποντας την (3.44) παρατηρούμε ότι υπάρχει μια γραμμική αύξηση της αναστροφής πληθυσμού με τον ρυθμό άντλησης R_2 άλλα η αναστροφή αυτή δεν είναι επαρκής για την διατήρηση της ενίσχυσης του σήματος.

Στο σημείο κατωφλίου, η ρ_v είναι ακόμα αρκετά μικρή και θεωρώντας ότι $g_1 = g_2$, μπορούμε να εκφράσουμε την αναστροφή πληθυσμού στο κατώφλι συναρτήσει του ρυθμού άντλησης δηλαδή:

$$(N_2 - N_1)_{th} = N_{th} = R_{th} \frac{\zeta_1 - \frac{A_{21}}{A_{10}} \frac{\varphi}{\psi}}{A_{21}} \quad (3.45)$$

ή αντικαθιστώντας την προσέγγιση $\frac{\zeta_1 - \frac{A_{21}}{A_{10}} \frac{\varphi}{\psi}}{A_{21}} \approx 1$ η (3.45) γίνεται:

$$R_{th} = N_{th} A_{21} \quad \ddot{Y} \quad R_{th} = \frac{N_{th}}{t_{21}} \quad (3.46)$$

Κάθε άτομο για την μετάβαση του στο ενεργειακό επίπεδο E_2 απαιτεί ένα ποσό ενέργειας E_3 έτσι ώστε η συνολική ισχύς άντλησης ανά μονάδα όγκου, P_{th} , που απαιτείται στο σημείο κατωφλίου να μπορεί να γραφεί ως:

$$P_{th} = \frac{E_3 N_{th}}{t_{21}} \quad (3.47)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (3.40) στην (3.47) έχουμε:

$$P_{th} = \frac{E_3 8\rho n_o^2 k_{th} D n n^2}{c^2} \quad (3.48)$$

Αυτό είναι το σημείο στο οποίο το κέρδος λόγω αναστροφής πληθυσμού είναι ίσο με τις απώλειες της κοιλότητας. Περαιτέρω αύξηση της αναστροφής πληθυσμού μέσω της άντλησης είναι αδύνατη σε σταθερή κατάσταση αφού αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα ο ρυθμός εξαναγκασμένης εκπομπής να ξεπεράσει τις απώλειες. Έτσι η

συνολική αποθηκευμένη ενέργεια στην κοιλότητα θα αυξηθεί με το χρόνο γεγονός που αντιτίθεται με την υπόθεση της σταθεράς κατάστασης.

Η υπόθεση αυτή προτείνει ότι η αναστροφή πληθυσμού $[N_2 - (g_2/g_1)N_1]$ θα πρέπει να παραμένει σταθερή στην τιμή κατωφλίου N_{th} ανεξαρτήτως από το πόσο ο ρυθμός άντλησης ξεπερνά αυτόν του κατωφλίου. Η εξίσωση (3.43) μας δείχνει ότι αυτό είναι εφικτό εφόσον ο όρος $r_n B_{21}$ μπορεί να αυξηθεί έτσι ώστε να ικανοποιείται η εξίσωση:

$$N_{th} = R_2 \frac{A_{21}}{A_{21} + r_n B_{21}} \quad (3.49)$$

Συνδυάζοντας την εξίσωση (3.45) με την (3.49) έχουμε:

$$\frac{R_{th}}{A_{21}} = \frac{R_2}{A_{21} + r_n B_{21}} \quad (3.50)$$

και επομένως:

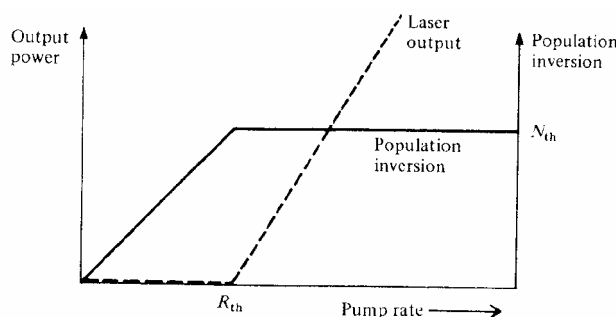
$$r_n = \frac{A_{21} R_2}{B_{21} R_{th}} - 1 \quad (3.51)$$

Καθώς η ισχύς εξόδου του laser θα είναι ευθέως ανάλογη με την πυκνότητα της οπτικής ενέργειας μέσα στην κοιλότητα και ο ρυθμός άντλησης R_2 στο άνω ενεργειακό επίπεδο E_2 θα είναι ανάλογος της ισχύος άντλησης P που αντλείται το laser, η εξίσωση (3.51) μπορεί να ξαναγραφεί ως εξής:

$$W = W_0 \frac{P}{P_{th}} - 1 \quad (3.52)$$

, όπου W_0 είναι μια σταθερά.

Έτσι εάν ο ρυθμός άντλησης αυξηθεί πάνω από την τιμή κατωφλίου P_{th} η ένταση της δέσμης αναμένεται να αυξηθεί γραμμικά σε σχέση με τον ρυθμό άντλησης. Αυτό συμβαίνει στην πράξη και διαγράμματα της αναστροφής πληθυσμού και της ενέργειας εξόδου του laser συναρτήσει του ρυθμού άντλησης απεικονίζονται στο σχήμα 3.10. Η πρόσθετη ισχύς πάνω από το σημείο κατωφλίου μεταφέρεται σε ένα (ή πολλούς) ρυθμό ταλάντωσης της κοιλότητας. Αυθόρμητη εκπομπή υπάρχει και πάνω από το σημείο κατωφλίου αλλά είναι πολύ αδύναμη σε σύγκριση με την έξοδο του laser καθώς εκπέμπεται προς όλες τις διευθύνσεις και έχει πολύ μεγαλύτερο φασματικό εύρος.



Σχήμα 3.10: Αναστροφή πληθυσμού και η έξοδος laser ως προς τον ρυθμό άντλησης.
(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

3.9 Ροθμοί Laser

Η εξέταση της ακτινοβολίας εξόδου του laser με ένα φασματόμετρο μεγάλης διακριτικής ικανότητας, όπως είναι ένα φασματόμετρο Fabry Perot, αποκαλύπτει ότι αποτελείται από διακριτούς φασματικούς όρους (ή πολύ στενές φασματικά γραμμές). Για να εκτιμήσουμε πως αυτές οι διακριτές φασματικές γραμμές προκύπτουν και πως σχετίζονται με την καμπύλη εκπομπής/ απορρόφησης χρειάζεται να εξετάσουμε την επίδραση των κατόπτρων στην ακτινοβολία της κοιλότητας (**αναφορά 3.7**).

3.9.1 Διαμήκεις ρυθμοί ταλάντωσης

Τα δύο κάτοπτρα του laser σχηματίζουν μια κοιλότητα συντονισμού μέσα στην οποία θα δημιουργηθούν στάσιμα κύματα με το ίδιο τρόπο που δημιουργούνται πάνω σε μια χορδή. Τα στάσιμα κύματα ικανοποιούν την συνθήκη:

$$p \frac{l}{2} = L \quad (3.53)$$

ή

$$n = \frac{pc}{2L} \quad (3.54)$$

, όπου L είναι το μήκος του οπτικού δρόμου ανάμεσα στα κάτοπτρα, λ είναι το μήκος κύματος στο κενό και p είναι ένας ακέραιος αριθμός ο οποίος μπορεί να είναι πολύ μεγάλος (για παράδειγμα εάν $L = 0.5 \text{ m}$ και $\lambda = 500 \text{ nm}$ τότε $p = 2 \times 10^6$). Καθώς ο αριθμός p έχει τόσο μεγάλη τιμή, είναι πιθανόν να έχουμε πολλές διαφορετικές τιμές του p για μια μικρή μεταβολή του μήκους κύματος. Κάθε τιμή του p που ικανοποιεί την εξίσωση (3.54) καθορίζει ένα διαμήκη ρυθμό της κοιλότητας.

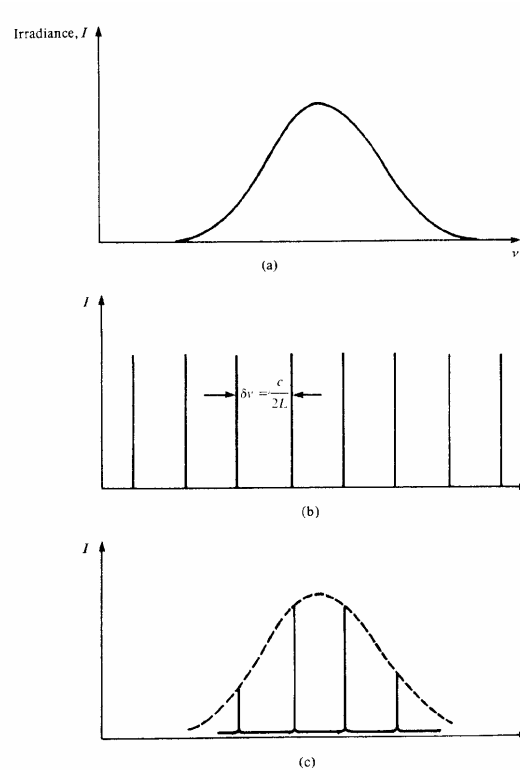
Από την εξίσωση (3.54) η φασματική απόσταση, $\delta\nu$, μεταξύ δύο διαδοχικών διαμήκη ρυθμών ($dp = 1$) δίνεται από την σχέση:

$$dn = \frac{c}{2L} \quad (3.55)$$

Για παράδειγμα εάν $L=0.5 \text{ m}$ από (3.55) προκύπτει ότι η φασματική απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών διαμήκη ρυθμών είναι $\delta\nu=300 \text{ MHz}$. Καθώς η εξίσωση (3.55) είναι ανεξάρτητη του p , η φασματική απόσταση δυο διαδοχικών διαμήκη ρυθμών είναι η ίδια άσχετα από τις τιμές των συχνοτήτων τους. Οι ρυθμοί ταλάντωσης της κοιλότητας laser θα αποτελούνται επομένως από ένα μεγάλο αριθμό συχνοτήτων, κάθε μια από τις οποίες θα δίνεται από την εξίσωση (3.54) και θα απέχουν μεταξύ τους κατά $c/2L$, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.11(b).

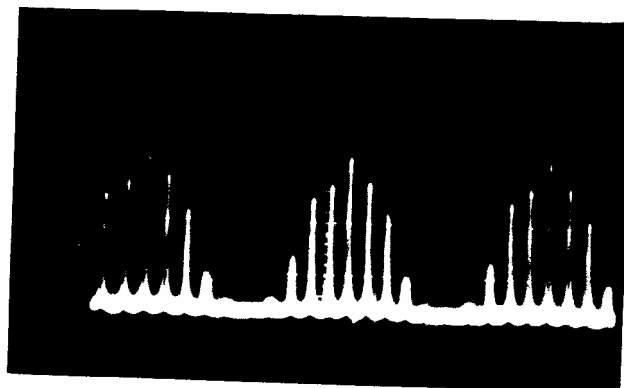
Θα πρέπει να τονιστεί σε αυτό το σημείο ότι ενώ όλες οι τιμές του p δίνουν εφικτούς διαμήκεις ρυθμούς ταλάντωσης μονάχα εκείνοι που βρίσκονται μέσα στην καμπύλη κέρδους ή στην καμπύλη εκπομπής θα ταλαντωθούν μέσα στην κοιλότητα laser. Για αυτό το λόγο θα περιμέναμε η διαπλατυσμένη καμπύλη εκπομπής του σχήματος 3.11(α), για την μετάβαση 632.8 nm από το Νέον και με φασματικό εύρος ίσο με $1.5 \cdot 10^9 \text{ GHz}$, να αποτελείται από τέσσερις ή πέντε ρυθμούς στην περίπτωση που θα χρησιμοποιηθεί η κοιλότητα μήκους $L = 0.5 \text{ m}$, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.11(c). Το σχήμα 3.12 αναπαριστά τους διαμήκεις ρυθμούς ενός laser He-Ne

μήκους 1m όπως αυτοί απεικονίζονται με την βοήθεια ενός φασματογράφου και μιας δίοδου πυριτίου.



Σχήμα 3.11: (α) Διαπλατυσμένη καμπύλη εκπομπής (β) ρυθμοί κοιλότητας (γ) διαμήκεις ρυθμοί κοιλότητας στην έξοδο του laser.

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)



Σχήμα 3.12: Διαμήκεις ρυθμοί που ταλαντώνονται στο laser He-Ne.

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Όλοι οι διαμήκεις ρυθμοί συνεισφέρουν σε ένα μόνο σημείο του φωτός στη έξοδο του laser, ενώ οι εγκάρσιοι ρυθμοί, που αναλύονται παρακάτω, συνεισφέρουν σε πολλά σημεία της εξόδου. Εάν το φασματικό εύρος των διαμήκη ρυθμών μετρηθεί, θα βρεθεί πολύ πιο στενό από το εύρος που αναμένουμε να έχουμε εάν θεωρήσουμε απλά ότι η κοιλότητα του laser είναι ένα Fabry-Perot συμβολόμετρο (**αναφορά 3.8**). Ο λόγος που συμβαίνει αυτό βρίσκεται αν λάβουμε υπόψη μας τον παράγοντα ποιότητας Q του ταλαντωτή. Ο παράγοντας ποιότητας Q ενός οπτικού ταλαντωτή μπορεί γενικά να οριστεί ως:

$$Q = \frac{2p' \text{ Αποθηκευμένη Ενέργεια στον ταλαντωτή}}{\text{Ενέργεια που χάνεται ανα κύκλο}}$$

ή

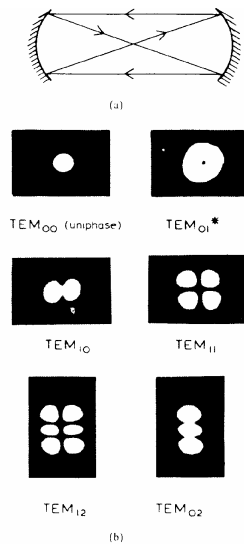
$$Q = \frac{\text{Συνόλιτα Συντονισμού}}{\text{Φασματικό Εύρο} \cdot \text{Γραμμική Έκρηξη}} = \frac{n}{Dn} \quad (3.56)$$

Σε ένα ηλεκτρικό ταλαντωτή το Q είναι κατά προσέγγιση ίσο με 100. Ωστόσο σε ένα laser το Q είναι της τάξης του 10^8 και επομένως $Dn \gg 1 \text{ MHz}$. Στην περίπτωση αυτή το εύρος των συχνοτήτων ταλάντωσης είναι πολύ πιο στενό από το εύρος των συχνοτήτων συντονισμού ενός Fabry-Perot συμβολόμετρου το οποίο είναι της τάξεως των 10^9 Hz. Πράγματι στα lasers το ενεργό μέσο παρέχει ενέργεια στους ρυθμούς ταλάντωσης έτσι ώστε θεωρητικά η απώλεια ενέργειας να είναι ίση με μηδέν και ο παράγοντας Q να τείνει στο άπειρο. Στην πράξη πάντα υπάρχουν απώλειες που δεν επιτρέπουν στον παράγοντα Q να πάρει την μέγιστη θεωρητική τιμή του. Παρόλα αυτά έχουμε πετύχει φασματικό εύρος γραμμής ίσο με 1 Hz.

3.9.2 Εγκάρσιοι Ρυθμοί

Οι διαμήκεις ρυθμοί σχηματίζονται από επίπεδα κύματα που διαδίδονται στην κοιλότητα laser κατά μήκος της ευθείας που συνδέει τα κέντρα των κατόπτρων του οπτικού αντηχείου. Σε μια οποιοδήποτε πραγματική κοιλότητα laser θα υπάρχουν κύματα που διαδίδονται εκτός του άξονα της κοιλότητας που μπορεί να αναπαράγονται μετά από κάθε πλήρη κύκλο ταλάντωσης όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.13(α).

Τα κύματα αυτά αποτελούν, όπως και οι διαμήκεις ρυθμοί, τους ρυθμούς συντονισμού της οπτικής κοιλότητας αλλά λόγω του ότι ταλαντώνονται κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης ονομάζονται εγκάρσιοι ηλεκτρομαγνητικοί ρυθμοί (ή TEM). Μια πλήρης ανάλυση των εγκάρσιων ρυθμών αποτελεί ένα περίπλοκο ζήτημα και δεν θα επιχειρηθεί σε αυτή την εργασία. Χαρακτηρίζονται από δύο ακέραιους αριθμούς q και r , όπου το q αντιπροσωπεύει τον αριθμό των κόμβων (δηλαδή των σημείων που το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδέν) καθώς η δέσμη εξετάζεται οριζόντια και το r είναι ο αριθμός των κόμβων καθώς εξετάζεται κατακόρυφα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.13(b). Στο σχήμα 3.13(b) απεικονίζονται οι εγκάρσιοι ρυθμοί TEM₀₀, TEM₀₁, TEM₁₁.



Σχήμα 3.13: (α) Παράδειγμα μιας μη αξονικής από επαναλαμβανόμενης δέσμης η οποία είναι η αιτία της δημιουργίας εγκάρσιων ρυθμών (β) Μερικά παραδείγματα εγκάρσιων ρυθμών ενός laser. Οι ρυθμοί αυτοί συμβολίζονται με TEM_{q,r}, όπου q,r είναι ακέραιοι αριθμοί και αναφέρονται στον αριθμό των ελάχιστων καθώς η δέσμη εξετάζεται κάθετα και παράλληλα. ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Σε ένα ρυθμό TEM₀₀ η κατανομή της έντασης κατά μήκος της δέσμης είναι γκαουσιανή και η μεταβολή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να γραφεί ως:

$$E(x, y) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right] \quad (3.57)$$

, όπου τα x και y μετρούνται σε διευθύνσεις κάθετες προς την διεύθυνση του άξονα του laser η οποία θεωρείται αυτή του άξονα z .

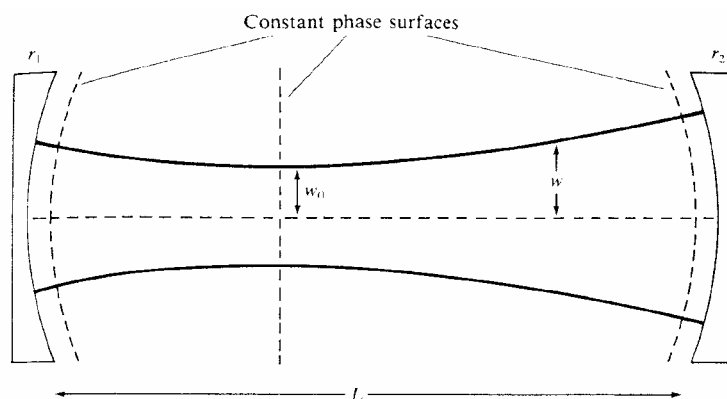
Οι διαστάσεις της δέσμης γύρω από την διεύθυνσης διάδοσης εκφράζονται από την τιμή του παράγοντα w , ο οποίος είναι συνάρτηση του z . Όταν $x^2 + y^2 > w^2$ το πεδίο ελαττώνεται πολύ γρήγορα καθώς απομακρυνόμαστε από τον άξονα διάδοσης του laser. Η τιμή του w καθορίζεται από την απόσταση των δύο σημείων που το μέτρο του πεδίου έχει πέσει στο $1/e$ της μέγιστης τιμής του (που αντιστοιχεί στο σημείο όπου $x^2 + y^2 = w^2$). Το σχήμα 3.14 απεικονίζει την τυπική μεταβολή του w σε σχέση με την θέση, μέσα σε μια κοιλότητα που σχηματίζεται από δύο κοίλα κάτοπτρα με ακτίνες καμπυλότητας r_1 και r_2 αντίστοιχα που απέχουν μεταξύ τους κατά L . Μια τέτοια κοιλότητα μπορεί να αποδειχθεί ότι είναι σταθερή όταν $L \leq r_1 + r_2$. Οι επιφάνειες σταθερής φάσης δεν είναι γενικά επίπεδες αλλά είναι κάθετες στο περίγραμμα των σημείων που είναι σταθερό το μέτρο του πεδίου. Μπορεί να αποδειχθεί ότι τα κάτοπτρα είναι επιφάνειες σταθερής φάσης. Αυτό δεν είναι τυχαίο, αλλά μια άμεση συνέπεια της απαίτησης ο ρυθμός να αυτό επαναλαμβάνεται καθώς η οπτική ενέργεια κινείται μπρος πίσω ανάμεσα στα κάτοπτρα. Σε ένα σημείο μέσα στην κοιλότητα, τα μέτωπα κύματος γίνονται επίπεδα και στην πραγματικότητα ένα επίπεδο κάτοπτρο τοποθετημένο σε αυτό το σημείο θα δημιουργήσει μια ημισφαιρική κοιλότητα. Στο σημείο αυτό επίσης ο παράγοντας w έχει την μικρότερη τιμή του, w_0 . Η μεταβολή του w σε σχέση με το z δίνεται από την σχέση (αναφορά 3.9):

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{p^2}} \quad (3.58)$$

, όπου το z μετρείται από την θέση όπου η δέσμη έχει την ελάχιστη διάμετρο.

Η ακριβής τιμή του w_0 εξαρτάται από το είδος της κοιλότητας. Στην περίπτωση της ομοεστιακής κοιλότητας όπου $r_1 = r_2 = r > L$ μπορεί να αποδειχθεί ότι (αναφορά 3.5):

$$w_0^2 = \frac{l}{2p} (L(2r - L))^{1/2} \quad \text{or} \quad w_0^2 = \frac{l r}{2p} \quad (3.59)$$



Σχήμα 3.14: Ο ρυθμός TEM₀₀ μέσα σε μια κοιλότητα laser. Ο ρυθμός προκειμένου να αυτό-επαναλαμβάνεται μετά από μια πλήρη ταλάντωση αποκτά μια ακτίνα καμπυλότητας ίση με αυτή των κατόπτρων. Έτσι η επιφάνεια του κατόπτρου είναι μια επιφάνεια σταθερής φάσης. Η τιμή του w καθορίζεται από το σύνολο των σημείων όπου το πλάτος του πεδίου έχει πέσει στο 1/e της μέγιστης τιμής του.

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.58), (3.59) προκύπτει:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{R^2}}$$

Η εξίσωση (3.60) εφαρμόζεται μέσα και έξω από την κοιλότητα, και σε μεγάλες αποστάσεις από το laser όπου $z \gg r$ η (3.60) μπορεί να γραφεί ως:

$$w(z) = \frac{z}{R} w_0 \quad (3.61)$$

Καθώς ο ρυθμός TEM₀₁ και οι υψηλότερου βαθμού ρυθμοί εκτείνονται πιο μακριά από τον άξονα του laser από ότι ο ρυθμός TEM₀₀, θα μπορούν να ταλαντωθούν μονάχα εάν η διάμετρος της κοιλότητας είναι αρκετά μεγάλη. Οι υψηλού βαθμού εγκάρσιοι ρυθμοί μπορούν λοιπόν να εξουδετερωθούν με το ‘στένεμα’ της κοιλότητας του laser αφήνοντας μονάχα τον ρυθμό TEM₀₀ να ταλαντώνεται. Ο ρυθμός TEM₀₀ συχνά καλείται ομοφασικός ρυθμός μια και όλα τα μέρη του διαδιδόμενου κύματος βρίσκονται στην ίδια φάση. Αυτό δεν ισχύει στους υψηλότερου βαθμού ρυθμούς όπου ο βαθμός της συμφωνία είναι αντιστρόφως

ανάλογος με το βαθμό του ρυθμού. Συμπερασματικά λοιπόν ένα laser που λειτουργεί μονάχα σε ρυθμό TEM₀₀ έχει την μεγαλύτερη φασματική καθαρότητα και βαθμό συμφωνίας, ενώ η λειτουργία σε ρυθμό ταλάντωσης υψηλότερου βαθμού παρέχει αρκετά μεγαλύτερη ισχύς.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι κάθε εγκάρσιος ρυθμός θα έχει διαμήκεις ρυθμούς που σχετίζονται με αυτόν, έτσι το συνολικό εύρος του φάσματος του laser μπορεί να είναι μεγάλο.

3.10 Κατηγορίες Laser

Τριάντα χρόνια αφότου ο Maiman ανέφερε την πρώτη επιτυχημένη λειτουργία laser ρουβιδίου, η αύξηση του αριθμού των τύπων laser άλλα και των ενεργών μέσων στα οποία μπορεί να επιτευχθεί παραγωγή ακτινοβολίας laser υπήρξε εκπληκτικά μεγάλη. Δεν είναι δυνατόν να περιγραφούν όλες αυτές οι εξελίξεις, και για αυτό το λόγο στην ενότητα αυτή έχουμε επικεντρωθεί στην περιγραφή της κατασκευής και στον τρόπο λειτουργίας μερικών από τα πιο ευρέως χρησιμοποιούμενα και σημαντικά συστήματα lasers. Ανάλογα με το είδος του ενεργού υλικού κατηγοριοποιούνται σε τέσσερις ομάδες: α) lasers μονωτών με προσμίξεις, β) ημιαγωγά lasers, γ) lasers αερίων και δ) lasers χρωστικών ουσιών.

Πριν αναλύσουμε αυτές τις κατηγορίες laser ίσως είναι χρήσιμο να υπενθυμίσουμε τις βασικές απαιτήσεις που πρέπει να ικανοποιούνται προκειμένου να έχουμε δράση laser.

Πρώτον θα πρέπει να υπάρχει ένα ενεργό μέσο το οποίο θα εκπέμπει ακτινοβολία στην επιθυμητή φασματική περιοχή.

Δεύτερον, θα πρέπει να δημιουργηθεί αναστροφή πληθυσμού μέσα στο ενεργό μέσο η οποία απαιτεί την ύπαρξη κατάλληλων ενεργειακών επιπέδων που θα σχετίζονται με το μήκος κύματος της άντλησης προκειμένου μετέπειτα να έχουμε δράση laser.

Τρίτον, για πραγματική δράση laser θα πρέπει να υπάρξει οπτική ανάδραση στα άκρα του μέσου για τον σχηματισμό μιας κοιλότητας συντονισμού (η ικανοποίηση των δυο πρώτων συνθηκών μπορεί να παρέχει ενίσχυση του φωτός αλλά όχι μια υψηλά κατευθυντική, μονοχρωματική ακτίνα φωτός η οποία κάνει τα lasers τόσο χρήσιμα).

3.10.1 Lasers Μονωτών με πρόσμιξεις

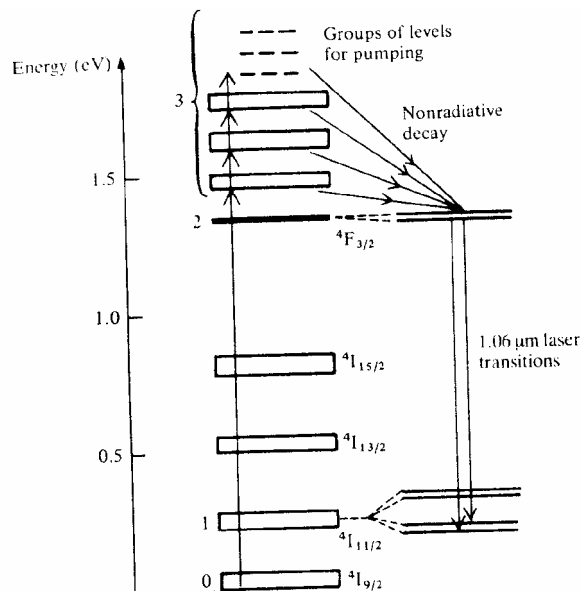
Ο όρος laser μονωτή με πρόσμιξη χρησιμοποιείται για να περιγράψει ένα σύστημα laser του οποίου το ενεργό μέσο αποτελείται από μια σειρά ατόμων, συνήθως σε κρυσταλλική μορφή, όπου τα άτομα της πρόσμιξης έχουν εσκεμμένα εισαχθεί στην κρυσταλλική δομή κατά την διάρκεια του σχηματισμού της. Τέτοιου είδους laser είναι ανθεκτικά, εύκολα στην συντήρηση και ικανά να παράγουν ακτινοβολία υψηλής ισχύος. Τυπικά παραδείγματα είναι το laser ρουβιδίου και το laser Nd:YAG. Παρόλο που το laser ρουβιδίου είναι ενδιαφέρον γιατί ήταν το πρώτο laser που τέθηκε σε λειτουργία επιτυχώς, το laser Nd:YAG είναι αυτό που χρησιμοποιείται ευρύτερα και το οποίο θα περιγράψουμε με λεπτομέρεια ενώ μια σύντομη περιγραφή θα γίνει για το laser ρουβιδίου.

Nd:YAG laser: Το ενεργό μέσο αυτού του laser είναι μια πρόσμιξη του yttrium aluminium garnet ($Y_3Al_5O_{12}$) με το σπάνιας γαίας μεταλλικό ιόν του νεοδυμίου Nd^{3+} . Τα ιόντα νεοδυμίου Nd^{3+} τα οποία είναι τυχαία κατανεμημένα ως εναλλακτικές πρόσμιξεις στις θέσεις του πλέγματος που συνήθως καταλαμβάνονται από ιόντα yttrium, παρέχουν τα ενεργειακά επίπεδα για την παραγωγή ακτινοβολίας laser και για την άντληση. Παρόλο που το YAG ως υποδοχέας κρύσταλλος δεν συμμετέχει απευθείας στην παραγωγή ακτινοβολίας laser έχει δύο σημαντικούς ρόλους.

Όταν ένα ιόν Nd^{3+} τοποθετηθεί στο κρυσταλλικό πλέγμα του υποδοχέα εκτίθεται στο ηλεκτροστατικό πεδίο των γειτονικών ιόντων, γνωστό και ως κρυσταλλικό πεδίο. Η αλληλεπίδραση του κρυσταλλικού πεδίου του υποδοχέα με τα ενεργειακά επίπεδα της πρόσμιξης μπορεί να γίνει με ποικίλους τρόπους οι οποίοι εξαρτώνται από παράγοντες όπως η ένταση και η συμμετρία του κρυσταλλικού πεδίου και από την κατανομή των ηλεκτρονίων της πρόσμιξης.

Πολλές από τις ενεργειακές στάθμες ενός ιόντος Nd^{3+} , το οποίο είναι ελεύθερο να κινείται για παράδειγμα μέσα σε μια εκκένωση αέριου, έχουν την ίδια ενέργεια και καλούνται εκφυλισμένες. Όταν το ιόν τοποθετηθεί μέσα στον υποδοχέα το ηλεκτρικό πεδίο του κρυστάλλου διαχωρίζει μερικές από τις ενεργειακές στάθμες, περιορίζοντας έτσι μερικώς τον εκφυλισμό. Ένα πιο σημαντικό φαινόμενο στην περίπτωση του laser Nd:YAG είναι ότι το πεδίο του κρυστάλλου μεταβάλλει τις πιθανότητες μετάβασης ανάμεσα στα διάφορα ενεργειακά επίπεδα του ιόντος Nd^{3+} έτσι ώστε κάποιες από τις μεταβάσεις οι οποίες είναι απαγορευμένες στο ελεύθερο ιόν να είναι επιτρεπτές στον κρύσταλλο του Nd:YAG.

Το τελικό αποτέλεσμα είναι ότι η θεμελιώδης και η πρώτη διεγερμένη κατάσταση του ιόντος Nd^{3+} διαχωρίζονται σε ομάδες ενεργειακών στάθμεων, όπως μπορούμε να δούμε στο σχήμα 3.15. Τα σύμβολα που χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν τις ενεργειακές στάθμες στο σχήμα 3.15 και σε μετέπειτα σχήματα εξαρτώνται από την φύση των ιόντων και των ατόμων που εμπλέκονται. Στην περίπτωση αυτή, τα σύμβολα προκύπτουν από την σύζευξη Russel–Saunders ή **LS (αναφορά 3.10)**. Ένα ενεργειακό επίπεδο συμβολίζεται ως εξής: $^{2S+1}X_J$. Το **S** είναι το διανυσματικό άθροισμα των ιδιοπεριστροφών των ηλεκτρονίων του ιόντος. Το **X** είναι το διανυσματικό άθροισμα των κβαντικών αριθμών της στροφορμής **L** όπου ο τελευταίος παίρνει ακέραιες τιμές (δηλαδή $L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$). Για $L=0$ έχουμε το ενεργειακό επίπεδο **S** ενώ για $L=1$ έχουμε το ενεργειακό επίπεδο **P** κτλ. Τέλος το **J** είναι το διανυσματικό άθροισμα των **S** και **L** (**αναφορά 3.10**). Για αυτό το λόγο στο επίπεδο $^4F_{3/2}$ το **S** είναι ίσο με $3/2$, το **L** είναι ίσο με 3 και το **J** είναι ίσο με $3/2$. Να σημειωθεί ότι η εξοικείωση με τον συμβολισμό αυτό ή με παρόμοιους συμβολισμούς των ενεργειακών σταθμών των ηλεκτρονίων δεν είναι όμως σημαντική για την κατανόηση των βασικών αρχών ενός laser, είναι βασική για την λεπτομερή κατανόηση των μηχανισμών μεταβάσεων που εμπλέκονται.



Σχήμα 3.15: Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του ιόντος Nd^{3+} στον κρύσταλλο YAG που δείχνει τις βασικές μεταβάσεις laser. Εκπομπή laser προκύπτει από τις μεταβάσεις ανάμεσα στα

$$\text{επίπεδα } ^4F_{3/2} \text{ και } ^4I_{13/2}, ^4I_{15/2}.$$

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

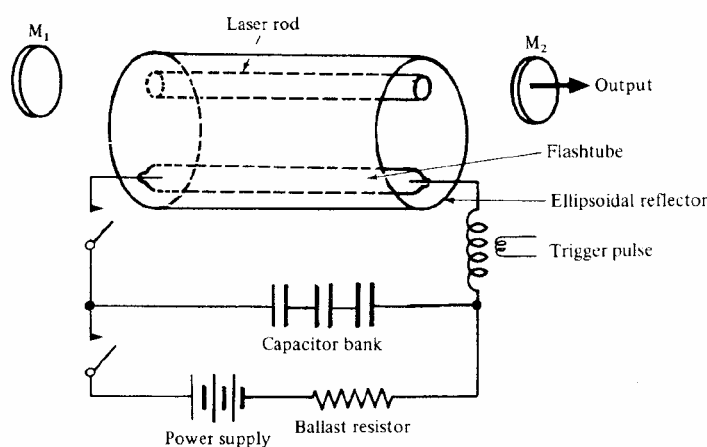
Όπως μπορούμε να δούμε από το σχήμα 3.15 το laser Nd:YAG είναι βασικά ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων, δηλαδή το τελικό επίπεδο ${}^4I_{11/2}$ είναι επαρκώς απομακρυσμένο από την θεμελιώδη κατάσταση ${}^4I_{9/2}$ και ο πληθυσμός του σε θερμοκρασία δωματίου είναι πολύ μικρός. Ενώ ένας αριθμός μεταβάσεων laser μπορεί να συμβεί μεταξύ μερικών ζευγών των επιπέδων που απεικονίζονται στην δεξιά πλευρά του σχήματος, η πιο έντονη γραμμή παράγεται στα 1.064mm .

Η άντληση συνήθως επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας μια λάμπα του αλογόνου ξένου. Με αυτό τον τρόπο διεγείρονται τα ιόντα Nd^{3+} από την θεμελιώδη κατάσταση στις διάφορες ενεργειακές καταστάσεις που βρίσκονται πάνω από την ${}^4F_{3/2}$ κατάσταση. Στην πραγματικότητα υπάρχουν πολλές περισσότερες καταστάσεις σε υψηλότερες ενέργειες από αυτές που απεικονίζονται στο σχήμα 3.15. Η παρουσία αρκετών πιθανών μεταβάσεων άντλησης συμβάλλει στην αποδοτικότητα του laser όταν χρησιμοποιείται πηγή άντλησης με ευρύ φάσμα εξόδου. Για να εξασφαλίσουμε την μεγαλύτερη δυνατή απορρόφηση ακτινοβολίας, που προέρχεται από την λυχνία, από το ενεργό μέσο του laser απαιτείται στενή οπτική σύζευξη. Η διάταξη άντλησης που χρησιμοποιείται συνήθως απεικονίζεται στο σχήμα 3.16, όπου μια λυχνία που εκπέμπει φως και το ενεργό μέσο, το οποίο εγκλείεται μέσα σε μια ράβδο, τοποθετούνται μέσα σε μια ελλειπτική κοιλότητα υψηλής ανακλαστικότητας. Εάν η λυχνία βρίσκεται στην μία εστία της έλλειψης και η ράβδος του laser βρίσκεται στην άλλη, τότε οι ιδιότητες της έλλειψης εξασφαλίζουν ότι η περισσότερη από την ακτινοβολία της λυχνίας περνά μέσα από το ενεργό μέσο. Η παραγωγή ακτινοβολίας της λάμπας εκκινεί με την εκφόρτιση ενός πυκνωτή μέσα στον σωλήνα, η οποία προκαλείται από ένα δευτερεύον ηλεκτρικό παλμό υψηλής τάσης ($\gg 20\text{ kV}$).

Εφόσον ο παλμός της οπτικής άντλησης διαρκεί μικρό χρονικό διάστημα ($\gg 1\text{ ms}$) η έξοδος του laser έχει την μορφή παλμού ο οποίος ξεκινά περίπου 0.5 ms μετά την εκπομπή του παλμού άντλησης. Αυτό το χρονικό διάστημα αντιστοιχεί στον χρόνο δημιουργίας της αναστροφής πληθυσμού. Μόλις ξεκινήσει (ο παλμός), δημιουργείται αρκετά γρήγορα εξαναγκασμένη εκπομπή και έτσι ελαττώνεται ο πληθυσμός της άνω στάθμης του laser – πολύ γρηγορότερα από τον ρυθμό με τον οποίο η άντληση αντικαθιστά τα διεγερμένα άτομα έτσι ώστε η δράση laser στιγμιαία σταματά μέχρι να επιτευχθεί και πάλι αναστροφή πληθυσμού. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται έτσι ώστε η έξοδος να αποτελείται από ένα μεγάλο αριθμό εκπομπών χρονικής διάρκειας $1\mu\text{s}$ και με χρονική διαφορά $1\mu\text{s}$. Καθώς οι εκπομπές αυτές δεν σχετίζονται

μεταξύ τους, η συμφωνία του παλμού laser (ο οποίος διαρκεί περίπου 0.5 ms) ενώ είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτήν των κλασικών φωτεινών πηγών, δεν είναι τόσο μεγάλη όσο θα αναμέναμε. Η οπτική κοιλότητα ενός laser Nd:YAG μπορεί να σχηματισθεί ανάμεσα στα άκρα του κρυστάλλου του τα οποία επιστρώνονται για αυτό το λόγο με ασήμι προκειμένου να αυξηθεί η ανακλαστικότητα τους στην ακτινοβολία των 1064 nm.

Η οπτική κοιλότητα ενός laser Nd:YAG μπορεί να σχηματισθεί ανάμεσα στα άκρα του κρυστάλλου του τα οποία επιστρώνονται για αυτό το λόγο με ασήμι προκειμένου να αυξηθεί η ανακλαστικότητα τους στην ακτινοβολία των 1064 nm. Συνήθως όμως χρησιμοποιούμε εξωτερικά κάτοπτρα όπως απεικονίζεται και στο σχήμα 3.16 για τον σχηματισμό της οπτικής κοιλότητας. Το ένα κάτοπτρο κατασκευάζεται πλήρως ανακλαστικό ενώ το άλλο είναι περίπου 10% διαπερατό ώστε να δώσει έξοδο στην παραγόμενη ακτινοβολία laser.



Σχήμα 3.16: Διάταξη ενός laser μονωτή με προσμίξεις
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

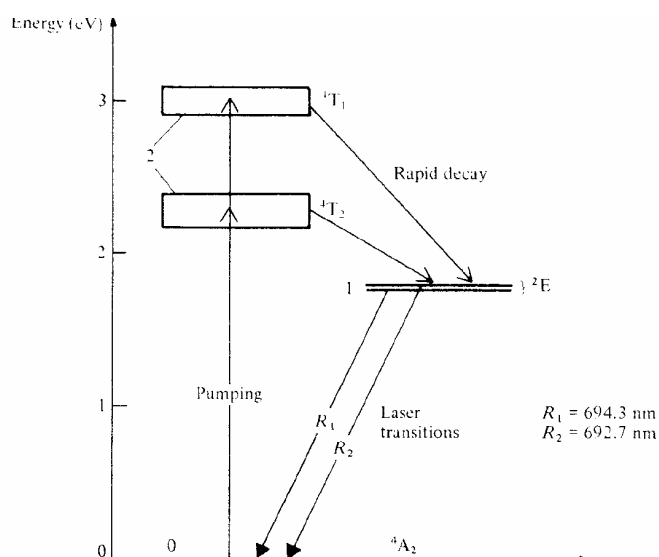
Ένα μεγάλο ποσό θερμότητας διαφεύγει από την λάμπα άντλησης και συνεπώς το ενεργό μέσο του laser γρήγορα θερμαίνεται πάρα πολύ. Για να αποφύγουμε βλάβες που προκύπτουν από την υπερθέρμανση άλλα και για να επιτρέψουμε ένα ρεαλιστικό ρυθμό επανάληψης παλμού, θα πρέπει να παρέχεται ψύξη στον κρύσταλλο του laser στέλνοντας ένα ρεύμα αέρα. Για lasers υψηλότερης ισχύος είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί σύστημα ψύξης με νερό. Θεωρώντας ότι υπάρχει στην διάθεση μας επαρκή ψύξη είναι δυνατόν να αντικαταστήσουμε την λάμπα άντλησης ξένου με λάμπες αλογόνου χαλαζία και να λειτουργούμε το laser συνεχώς.

Παρατηρώντας το διάγραμμα των ενεργειακών επιπέδων του σχήματος 3.15 μπορούμε να δούμε ότι η μέγιστη δυνατή απόδοση ισχύος του laser Nd:YAG, n_{21}/n_{03} , είναι περίπου 80%. Στην πράξη, λόγω των απωλειών του συστήματος (στις οποίες συμπεριλαμβάνονται η απώλεια από την μετατροπή της ηλεκτρικής ενέργειας σε οπτική στην πηγή άντλησης, η χαμηλή απόδοση της πηγής άντλησης και η χαμηλή οπτική σύζευξη της εξόδου της πηγής άντλησης με το ενεργό μέσο.), η πραγματική απόδοση ισχύος είναι τυπικά ίση με 0.1%. Για αυτό το λόγο ένα laser το οποίο αντλείτε από μια παλμική λάμπα, ο φωτεινός παλμός της οποίας παράγεται με την εκφόρτιση ενός πυκνωτή 1000 μF στου οποίου τα άκρα εφαρμόζεται τάση ίση με 4-5 kV (που ισοδυναμεί με ενέργεια εισόδου περίπου ίση με 10 kJ), μπορεί να παράγει ένα παλμό εξόδου ενέργειας 10 J. Καθώς ο παλμός διαρκεί για μόνο 0.5 ms, η μέση ισχύς, ωστόσο, είναι περίπου ίση με $2 \cdot 10^4$ W. Η μέση ισχύς εξόδου μπορεί να αυξηθεί χρησιμοποιώντας μια τεχνική γνωστή ως Q-Switching (μεταβολή του παράγοντα Q της οπτικής κοιλότητας) και η οποία περιγράφεται στο κεφάλαιο 4.

Laser Nd:glass: Το γυαλί λόγω της υψηλής οπτικής ομογένειας του, αποτελεί εξαίρετο υλικό αποδοχέα για το νεοδύμιο. Τοπικά ηλεκτρικά πεδία μέσα στο γυαλί τροποποιούν τα ενεργειακά επίπεδα του ιόντος Nd^{3+} όπως περίπου συμβαίνει και με το κρυσταλλικό πεδίο του YAG. Τα ιόντα Nd^{3+} , ωστόσο, μπορούν να βρίσκονται σε μια ποικιλία ελαφρώς διαφορετικών περιβαλλόντων, προκαλώντας έτσι μεγαλύτερη διεύρυνση στο φασματικό εύρος από ότι στο YAG και επομένως αυξάνει την ισχύ άντλησης κατωφλίου που απαιτείται για δράση laser (η εξίσωση (3.48) αποδεικνύει ότι η ισχύς άντλησης κατωφλίου είναι ανάλογη με το φασματικό εύρος εκπομπής $\Delta\nu$). Συνεπώς, τα laser Nd:glass λειτουργούν παλμικά και το φασματικό εύρος της εξόδου είναι μεγαλύτερο από αυτό του Nd:YAG. Όμως το γυαλί μπορεί να εμπλουτισθεί περισσότερο από το YAG (6% σε αντίθεση με το 1.5%) επομένως τα laser Nd:glass μπορούν να παράγουν τρεις φορές περισσότερη ενέργεια. Επίσης είναι ευκολότερο και φθηνότερο να κατασκευάσουμε ράβδους γυαλιού παρά να παράγουμε κρυστάλλους YAG.

Laser Ρουβιδίου: Η βασική αρχή λειτουργίας του laser ρουβιδίου είναι η ίδια με αυτή του laser Nd:YAG. Το ενεργό μέσο είναι ένας συνθετικός κρύσταλλος ρουβιδίου δηλαδή οξείδιο αλουμινίου, με 0.05% του βάρους του χρωμίου ως

πρόσμιξη. Τα ιόντα χρωμίου, Cr^{3+} , αντικαθιστούν τα ιόντα αλουμινίου στο πλέγμα και το κρυσταλλικό πεδίο απομακρύνει εν μέρει τον εκφυλισμό των απομονωμένων ιόντων προκειμένου να παρέχει ενεργειακά επίπεδα για άντληση και για μεταβάσεις ακτινοβολίας laser. Σε αυτή την περίπτωση, μερικά από τα ενεργειακά επίπεδα των ιόντων Cr^{3+} είναι σχεδόν ανεξάρτητα του κρυσταλλικού πεδίου και παραμένουν ενεργά. Άλλα ενεργειακά επίπεδα ωστόσο εξαρτώνται πολύ από το κρυσταλλικό πεδίο έτσι ώστε οι ταλαντώσεις του πλέγματος, οι οποίες προκαλούν διακυμάνσεις στο κρυσταλλικό πεδίο να διευρύνουν αυτά τα επίπεδα αρκετά. Τα ενεργειακά επίπεδα ${}^2\text{E}$ και ${}^4\text{A}_2$ παραμένουν ενεργά ενώ τα επίπεδα ${}^4\text{T}_1$ και ${}^4\text{T}_2$ διευρύνονται όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.17 (αναφορά 3.11). Για αυτό το λόγο οι μεταβάσεις άντλησης είναι φασματικά πλατιές ενώ οι μεταβάσεις R_1 και R_2 είναι φασματικά στενές.



Σχήμα 3.17: Τριών επιπέδων laser ρουβιδίου. Η άντληση συμβαίνει μέσω της απορρόφησης ακτινοβολίας στα 400 nm περίπου (διέγερση στα επίπεδα ${}^4\text{T}_1$) και πράσινης ακτινοβολίας (~514 nm) (διέγερση στα επίπεδα ${}^4\text{T}_2$) από τα ιόντα Cr^{3+} . Τα μήκη κύματος των μεταβάσεων R_1 και R_2 εξαρτώνται από την θερμοκρασία και οι τιμές που δίνονται είναι ενδεικτικές.

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Στο παραπάνω ενεργειακό διάγραμμα μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι το ρουβίδιο είναι βασικά ένα σύστημα τριών επιπέδων. Όπως εξηγήθηκε προηγουμένως, για να δημιουργηθεί αναστροφή πληθυσμού θα πρέπει περισσότερα από τα μισά ιόντα να αντληθούν στο επίπεδο δύο μέσω του επιπέδου τρία (βλέπε σχήμα 3.5). Επομένως το

laser έχει πολύ μικρή απόδοση σε σύγκριση με ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων όπως αυτό του Nd:YAG. Η άντληση επιτυγχάνεται μέσω της απορρόφησης των πράσινων και μπλε φασματικών περιοχών οι οποίες παράγονται από την ηλεκτρική εκκένωση μιας λευκής πηγής φωτός.

Διοδικά αντλούμενα συστήματα laser: Το πιο πρόσφατο παράδειγμα laser αντλούμενο από ημιαγωγό είναι το laser Nd:YAG. Στην περίπτωση αυτή ως πηγή άντλησης χρησιμοποιείται ένα ημιαγωγό laser αντί μιας συμβατής λάμπας ηλεκτρικής εκκένωσης. Παρόλο που δεν έχουμε ακόμα αναλύσει τα laser ημιαγωγών, προς χάρη της παρούσας ανάλυσης θα τα θεωρήσουμε ως πηγές μονοχρωματικής ακτινοβολίας των οποίων το μήκος κύματος μπορεί να ρυθμιστεί (για παράδειγμα αλλάζοντας την θερμοκρασία της διόδου) έτσι ώστε να συμπίπτει με την κορυφή της μέγιστης απορρόφησης του κρυστάλλου του Nd:YAG δηλαδή περίπου στα 807 nm. Με αυτόν τον τρόπο, η ακτινοβολία της διόδου αξιοποιείται πολύ αποτελεσματικά (στην πραγματικότητα γύρω στο 25% της ακτινοβολίας της διόδου μπορεί να μετατραπεί σε έξοδο του laser). Επειδή η δίοδος είναι ένας πολύ αποδοτικός μετατροπέας ηλεκτρικής ενέργειας σε οπτική ακτινοβολία, η ολική απόδοση μπορεί να είναι τόσο υψηλή έως και 5%. Άλλα πλεονεκτήματα της διάταξης αυτής είναι ο μικρός όγκος που καταλαμβάνει, η υψηλής ποιότητα δέσμη που παράγει και η φασματική σταθερότητα που παρουσιάζει (βλέπε παράγραφο 4.1).

Η άντληση είναι συνήθως διαμήκης, π.χ. η ακτινοβολία άντλησης εισέρχεται από το ένα άκρο της ράβδου του ενεργού μέσου. Το άκρο αυτό επιστρώνεται με ένα διηλεκτρικό υλικό έτσι ώστε να ανακλά την 1.06 μm ακτινοβολία (και έτσι να λειτουργεί ως ένα από τα κάτοπτρα της οπτικής της κοιλότητας) ενώ είναι διαπερατό στο μήκος κύματος άντλησης. Το κάτοπτρο εξόδου της κοιλότητας τοποθετείται σε μια απόσταση από το άλλο άκρο της ράβδου του ενεργού μέσου. Τέτοια lasers λειτουργούν συνήθως σε συνεχή ρυθμό με ισχύς εξόδου μερικών δεκάδων mWs, με την τελευταία να περιορίζεται από την μέγιστη ισχύ που μπορούν να παράγουν οι δίοδοι.

Glass fiber laser: Μια ενδιαφέρουσα επέκταση των lasers στερεάς κατάστασης στα οποία η άντληση γίνεται με διαμήκη τρόπο είναι τα fiber laser (laser ινών) (**αναφορά 3.12**). Τα laser αυτά χρησιμοποιούν οπτικές ίνες αντί για ράβδους στερεάς κατάστασης. Τις οπτικές ίνες σε αυτό το σημείο μπορούμε απλά να τις θεωρήσουμε

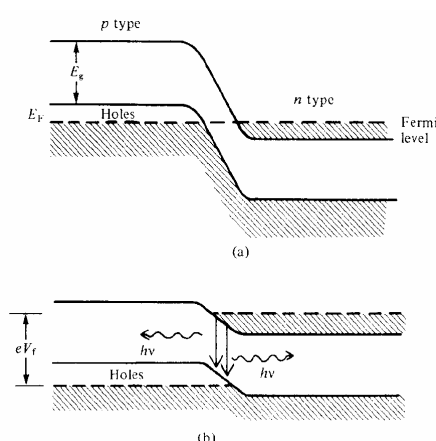
ως ελαστικές ράβδους μικρής διαμέτρου των οποίων ο πυρήνας είναι επίσης στενής διαμέτρου και ο οποίος περιβάλλεται από μια περιοχή επένδυσης μεγαλύτερης διαμέτρου. Η οπτική ακτινοβολία μπορεί να διαδοθεί αρκετά γρήγορα μέσα στην περιοχή του πυρήνα με ελάχιστες πλευρικές απώλειες στην περιοχή επένδυσης ακόμα και όταν η ίνα κάμπτεται. Οι οπτικές ίνες κατασκευάζονται συνήθως από διοξείδιο του πυριτίου SiO_2 το οποίο μπορεί να εμπλουτισθεί με άτομα νεοδυμίου Nd προκειμένου να δημιουργηθεί το ενεργό μέσο. Η κοιλότητα του laser μπορεί να δημιουργηθεί από διηλεκτρικές επιφάνειες που τοποθετούνται στα άκρα των οπτικών ινών. Η άντληση μπορεί να επιτευχθεί με διαμήκη τρόπο χρησιμοποιώντας laser δίοδου. Άλλες προσμίξεις όπως το έρβιο (Er) έχουν επίσης χρησιμοποιηθεί για να παραχθούν διαφορετικά μήκη κύματος ακτινοβολίας laser. Παρόλο που η ισχύς των εξόδων είναι σχετικά μικρές (~1mW), laser αυτού του τύπου παρουσιάζουν ενδιαφέρον για χρήση σε συστήματα επικοινωνιών και ανίχνευσης που βασίζονται σε οπτικές ίνες.

3.10.2 Laser Ημιαγωγού

Η αρχή λειτουργίας του laser ημιαγωγού δεν διαφέρει πολύ από αυτή των L.E.D.. Μια επαφή p-n αποτελεί το ενεργό μέσο ($1^{\text{η}}$ συνθήκη) και προκειμένου να έχουμε παραγωγή ακτινοβολίας laser πρέπει να ικανοποιηθούν και οι άλλες δύο απαραίτητες συνθήκες οι οποίες είναι α) η αναστροφή πληθυσμού και β) η οπτική ανατροφοδότηση. Για να επιτευχθεί εξαναγκασμένη εκπομπή, θα πρέπει να υπάρχει μια περιοχή της συσκευής όπου υπάρχει μεγάλος αριθμός διεγερμένων ηλεκτρονίων και οπών. Αυτό επιτυγχάνεται με την ορθή πόλωση μιας επαφής p-n η οποία σχηματίζεται από έντονα εμπλουτισμένα p και n υλικά. Σε ένα τέτοιο υλικό τύπου- n^+ το ενεργειακό επίπεδο Fermi βρίσκεται μέσα στην ζώνη αγωγιμότητας. Ομοίως για ένα υλικό τύπου- p^+ η ενεργειακή στάθμη Fermi βρίσκεται μέσα στην ζώνη σθένους. Τα διαγράμματα των ενεργειακών στάθμων μιας επαφής που σχηματίζεται από εκφυλισμένα υλικά, σε κατάσταση ισορροπίας και ορθής πόλωσης, απεικονίζονται στο σχήμα 3.18.

Όταν η επαφή πολώνεται ορθά με τάση περίπου ίση με την τάση του ενεργειακού χάσματος E_g/e εγχέονται σε επαρκείς αριθμούς ηλεκτρόνια και οπές κατά μήκος της επαφής προκειμένου να δημιουργηθεί αναστροφή πληθυσμού μέσα σε μια στενή ζώνη η οποία καλείται ενεργός περιοχή (βλέπε σχήμα 3.19).

Το πάχος, t , της ενεργού περιοχής μπορεί να προσεγγιστεί από το μήκος διάχυσης L_e των ηλεκτρονίων που εγχέονται μέσα στην περιοχή p θεωρώντας ότι το επίπεδο εμπλουτισμού της περιοχής p είναι πιο μικρό από αυτό της περιοχής n έτσι ώστε το ρεύμα της επαφής να μεταφέρεται κυρίως από τα ηλεκτρόνια. Για έντονα εμπλουτισμένο Γάλλιο - Αρσενικό (GaAs) σε θερμοκρασία δωματίου το μήκος διάχυσης κυμαίνεται μεταξύ 1 και 3 μm .



Σχήμα 3.18: Βαρεία εμπλουτισμένη επαφή p – n (a) σε ισορροπία και (b) ορθά πολωμένη (οι διακεκομμένες γραμμές συμβολίζουν τα ενεργειακά επίπεδα Fermi στην ισορροπία και όταν η επαφή p – n είναι ορθά πολωμένη)

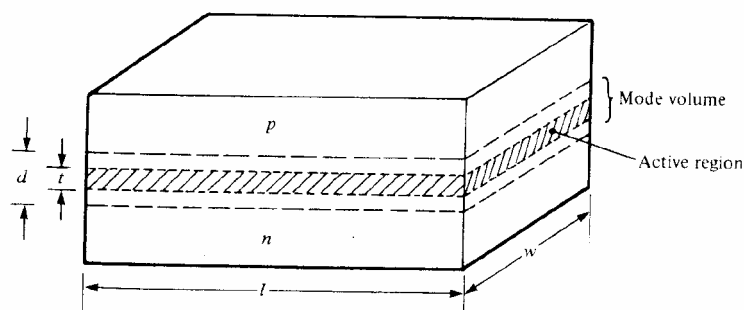
(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Στην περίπτωση που έχουμε υλικά σαν το GaAs τα οποία έχουν ευθύ ενεργειακό χάσμα (παράγραφος 2.4) τα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν πολύ μεγάλη πιθανότητα επανασύνδεσης με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας. Η παραγόμενη ακτινοβολία επανασύνδεσης μπορεί να αλληλεπιδράσει είτε με τα ηλεκτρόνια σθένους και να απορροφηθεί από αυτά είτε με τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας προκαλώντας έτσι την περαιτέρω παραγωγή φωτονίων της ίδιας συχνότητας ($\nu = E_g/h$). Εάν η συγκέντρωση των εγχόμενων φορέων γίνει αρκετά μεγάλη, η εξαναγκασμένη εκπομπή μπορεί να ξεπεράσει την απορρόφηση και έτσι να δημιουργηθεί οπτικό κέρδος στην ενεργό περιοχή. Ταλαντώσεις laser συμβαίνουν, συνήθως, όταν το κέρδος ενός πλήρη κύκλου ξεπερνά τις συνολικές απώλειες για την ίδια απόσταση. Στους ημιαγωγούς οι κύριες απώλειες οφείλονται στις σκεδάσεις από οπτικές ανομοιογένειες στο υλικό του ημιαγωγού και στην απορρόφηση των ελεύθερων

φορέων. Η τελευταία προκαλείται όταν τα ηλεκτρόνια και οι οπές απορροφούν ένα φωτόνιο και μεταβαίνουν σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες στις ζώνες αγωγιμότητας ή σθένους αντίστοιχα. Οι φορείς τότε επιστρέφουν σε χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες μέσω διαδικασιών, κατά την διάρκεια των οποίων δεν παράγεται ακτινοβολία.

Στην περίπτωση των lasers ημιαγωγού, δεν είναι αναγκαίο να χρησιμοποιηθούν εξωτερικά κάτοπτρα για να παραχθεί οπτική ανατροφοδότηση. Ο υψηλός δείκτης διάθλασης του ημιαγωγού εξασφαλίζει αρκετά μεγάλη ανακλαστικότητα μεταξύ ημιαγωγού / αέρα παρόλο που είναι μόνο 0.32.

Η δίοδος κόβεται κατά μήκος φυσικών κρυσταλλικών επιπέδων τα οποία είναι κάθετα στο επίπεδο της επαφής έτσι ώστε να είναι παράλληλα μεταξύ τους. Περαιτέρω επεξεργασία των άκρων του κρυστάλλου δεν είναι απαραίτητη, ωστόσο σε μερικές περιπτώσεις τα άκρα αυτά επιστρώνονται με διηλεκτρικά υλικά για διάφορους σκοπούς. Για το GaAs το επίπεδο της επαφής είναι το (100) και τα άκρα είναι τα (110) επίπεδα.



Σχήμα 3.19: Σχηματικό διάγραμμα της ενεργής περιοχής και της περιοχής του όγκου (mode volume) του ρυθμού του laser ημιαγωγού (‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η ακτινοβολία που παράγεται μέσα στην ενεργό περιοχή εξαπλώνεται στην χαμηλού κέρδους περιβάλλουσα περιοχή του GaAs ωστόσο, στην πραγματικότητα η ακτινοβολία περιορίζεται εν μέρει μέσα σε μια περιοχή που είναι γνωστή ως *όγκος ρυθμού* (βλέπε σχήμα 3.19).

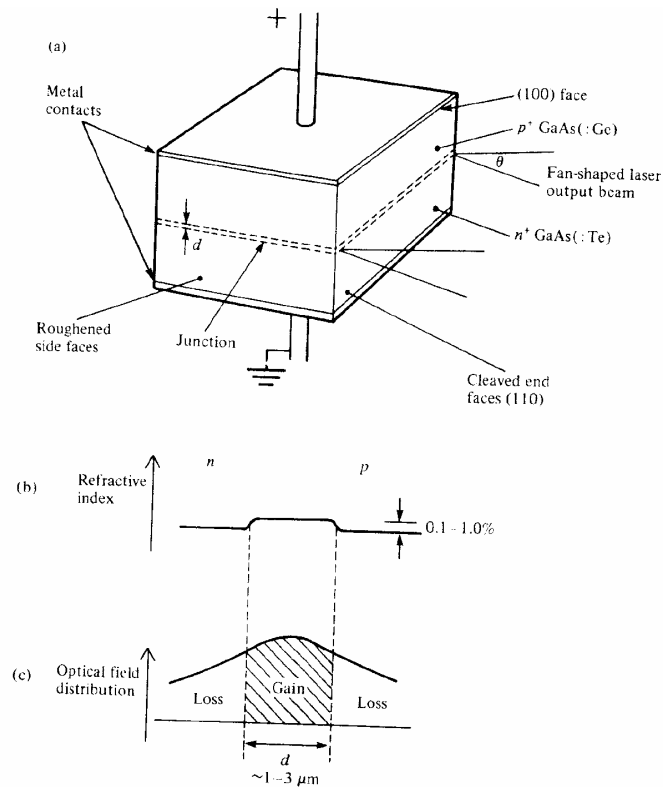
Παράδειγμα 3.4 Ανακλαστικότητα της επιφάνειας συνεπαφής GaAs/ αέρα

Μπορούμε να επιβεβαιώσουμε ότι η ανακλαστικότητα στην επιφάνεια του ημιαγωγού GaAs με τον αέρα είναι αρκετά υψηλή λόγω του υψηλού δείκτη διάθλασης ($=3.6$) του GaAs. Από τις εξισώσεις Fresnel (παράγραφος 8.1) έχουμε

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 = \left(\frac{3.6 - 1}{3.6 + 1} \right)^2 = 0.32$$

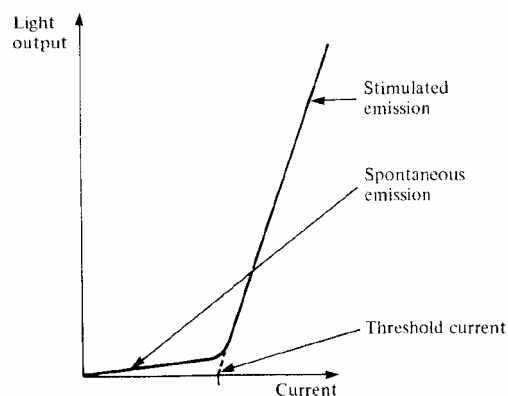
Οι πρόσθετοι φορείς που βρίσκονται στην ενεργό περιοχή αυξάνουν τον δείκτη διάθλασης της ο οποίος γίνεται μεγαλύτερος από αυτόν του περιβάλλοντος υλικού σχηματίζοντας έτσι ένα διηλεκτρικό κυματοδηγό. Καθώς η διαφορά των τιμών των δεικτών διάθλασης ανάμεσα στο κεντρικό επίπεδο κυματοδηγού και των γειτονικών περιοχών είναι ίση με 0.02, ο περιορισμός της παραγόμενης ακτινοβολίας στην ενεργό περιοχή είναι μη επαρκής και η ακτινοβολία εκτείνεται πέρα από την ενεργό περιοχή, σχηματίζοντας έτσι την περιοχή ρυθμού. Ο περιορισμός που επιτυγχάνεται στην ενεργό περιοχή ενός laser ημιαγωγού ομοιοεπαφής ο οποίος απεικονίζεται στο σχήμα 3.20 μπορεί να λειτουργήσει αρκετά αποτελεσματικά ώστε να επιτρέψει παραγωγή ακτινοβολίας laser μόνο εφόσον το ενεργό μέσο έχει αντληθεί ισχυρά. Στην πραγματικότητα τα laser ημιαγωγού ομοιοεπαφής μπορούν, σε θερμοκρασία δωματίου, να λειτουργήσουν μονάχα παλμικά γιατί η πυκνότητα άντλησης του ρεύματος κατωφλίου που απαιτείται είναι πολύ μεγάλη της τάξης των 400 A mm^{-2} .

Η έναρξη της παραγωγής ακτινοβολίας laser στο σημείο κατωφλίου ανιχνεύεται από την απότομη αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας από την περιοχή εκπομπής όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.21. Η ενέργεια εξόδου στο σημείο κατωφλίου μοιράζεται στους ρυθμούς ταλάντωσης που απεικονίζονται στο σχήμα 3.22(b) έτσι ώστε να παρατηρείται μια αξιοσημείωτη φασματική συμπίεση της εξόδου πάνω από το σημείο κατωφλίου (σχήμα 3.22(c)).

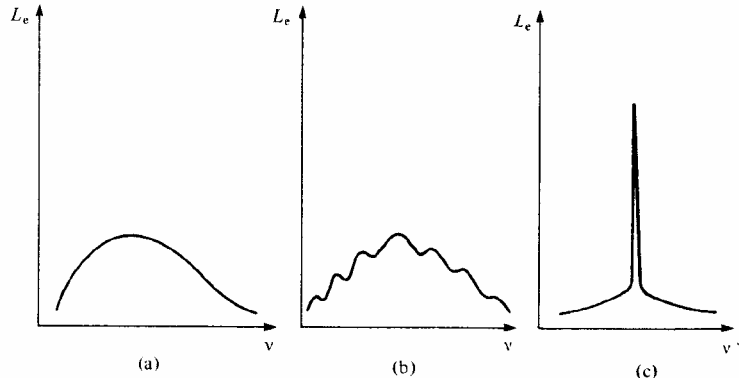


Σχήμα 3.20: Σχηματική αναπαράσταση της κατασκευής ενός laser ημιαγωγού GaAs ομοιοεπαφής με πλευρικές διαστάσεις 200 – 400 μm. (a) Η παραγόμενη ακτινοβολία είναι εγκλωβισμένη στην περιοχή της επαφής. Το στενό εύρος d της περιοχής αυτής προκαλεί μεγάλη απόκλιση στην δέσμη. Η πολύ μικρή αλλαγή στον δείκτη διάθλασης στην περιοχή της επαφής φαίνεται στο σχήμα (b) και το σχήμα (c) παρουσιάζει τον ασθενή περιορισμό της παραγόμενης ακτινοβολίας μέσα στην περιοχή κέρδους.

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)



Σχήμα 3.21: Η χαρακτηριστική εξόδου ενός ιδανικού laser ημιαγωγού
(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)



Σχήμα 3.22: Η απόκριση εξόδου ενός laser ημιαγωγού (α) κάτω από το σημείο κατωφλίου (αυθόρμητη εκπομπή) (b) στο σημείο κατωφλίου και (c) πάνω από το σημείο κατωφλίου ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

3.10.3 Ποικνότητα ρεύματος κατωφλίου για ημιαγωγό laser

Ένας ακριβής υπολογισμός του ρεύματος κατωφλίου ενός laser ημιαγωγού περιπλέκεται λόγω της δυσκολίας να ορίσουμε τι σημαίνει αναστροφή πληθυσμού ανάμεσα σε δύο ζώνες ενεργειακών στάθμεων. Για να απλοποιήσουμε αυτό το πρόβλημα, ωστόσο, και για να έχουμε καλύτερη εικόνα των σημαντικών παραγόντων χρησιμοποιούμε την ιδανική δομή που απεικονίζεται στο σχήμα 3.19. Θεωρούμε ότι ο όγκος της ενεργής περιοχής, μέσα στην οποία διατηρείται η αναστροφή πληθυσμού, έχει πάχος t και ο όγκος του ρυθμού, μέσα στον οποίο η ακτινοβολία laser είναι εγκλωβισμένη, έχει πάχος d ($d > t$). Σε άλλου τύπου laser ο όγκος ρυθμού είναι συνήθως μικρότερος από τον όγκο μέσα στον οποίο διατηρείται η αναστροφή πληθυσμού.

Μια συνέπεια της παραπάνω κατάστασης είναι ότι απορροφούνται τα μέρη του ρυθμού της παραγόμενης ακτινοβολίας που διαδίδονται έξω από την ενεργό περιοχή. Αυτή η απορρόφηση αντισταθμίζει μερικώς το κέρδος που προκύπτει από τα μέρη του ρυθμού που διαδίδονται μέσα στην ενεργό περιοχή. Λόγω του παραπάνω θεωρούμε ότι η ενεργός αναστροφή πληθυσμού μέσα στον όγκο του ρυθμού ($d' l' w$) ελαττώνεται κατά ένα παράγοντα t/d .

Αναφερόμενοι στην εξίσωση (3.40), η συνθήκη κατωφλίου ικανοποιείται όταν:

$$N_{th} = \frac{\zeta}{t} N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \frac{\Phi}{\Phi_{th}} = \frac{d \zeta}{t} \frac{8 \pi n_o^2 k_{th} t_{21} D n n^2 \Phi}{c^2} \quad (3.62)$$

Στην συνέχεια υποθέτουμε ότι μέσα στην ενεργό περιοχή μπορούμε να αγνοήσουμε τον αριθμό των ηλεκτρονίων N_1 δηλαδή θα υπάρχει μεγάλος αριθμός οπών στην ζώνη σθένους. Επομένως η εξίσωση (3.62) γράφεται ως εξής:

$$(N_2)_{th} = \frac{d \zeta 8pn_o^2 k_{th} t_{21} Dnn^2 \varphi}{t c^2} \quad (3.63)$$

Εάν η πυκνότητα του ρεύματος που διαρρέει ένα laser ημιαγωγού είναι $J \text{ Am}^{-2}$, τότε ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά μονάδα χρόνου που εγχέεται μέσα σε ένα όγκο t (δηλαδή μια περιοχή πάχους t και μοναδιαίας ενεργής επιφάνειας) της ενεργής περιοχής είναι ίσος με J/e . Επομένως η πυκνότητα των ηλεκτρονίων που εγχέονται είναι J/et ηλεκτρόνια ανά δευτερόλεπτο ανά κυβικό μέτρο. Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας που απαιτείται για να δώσει ρυθμό επανασύνδεσης ίσο με τον παραπάνω ρυθμό έγχυσης (κατάσταση ισορροπίας) είναι ίση με N_2/τ_e , όπου τ_e είναι ο χρόνος ζωής του ηλεκτρονίου (το τ_e δεν είναι απαραίτητα ίσο με τον τ_{21} , τον χρόνο αυθόρμητης εκπομπής, αφού είναι πιθανόν να συμβούν διεργασίες επανασύνδεσης μη εκπομπής ακτινοβολίας). Η πυκνότητα ρεύματος κατωφλίου δίνεται από την σχέση:

$$\frac{(J)_{th}}{et} = \frac{(N_2)_{th}}{t_e} \quad (3.64)$$

Αντικαθιστώντας στην (3.64) την σχέση (3.63) προκύπτει ότι

$$(J)_{th} = \frac{etd (8pn_o^2 k_{th} t_{21} Dnn^2)}{t_e c^2} \quad (3.65)$$

Αντικαθιστώντας την έκφραση του k_{th} από την εξίσωση (3.27) στην εξίσωση (3.65) προκύπτει ότι:

$$(J)_{th} = \frac{8pn_o^2 edt_{21} Dnn^2}{t_e c^2} + \frac{1}{2l} \frac{\zeta}{R_1 R_2} \quad (3.66)$$

Ο λόγος τ_e/τ_{21} σε αυτή την εξίσωση συχνά γράφεται ως n_i , και συμβολίζει την εσωτερική κβαντική απόδοση, η οποία είναι ο λόγος των εγχεόμενων ηλεκτρονίων (ή οπών) προς τα ηλεκτρόνια που επανασυνδέονται εκπέμποντας ακτινοβολία.

Παράδειγμα 3.5 Υπολογισμός κέρδους και πυκνότητας ρεύματος στο σημείο κατωφλίου

Χρησιμοποιώντας τα παρακάτω δεδομένα μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα ρεύματος κατωφλίου ενός laser GaAs: μήκος κύματος $\lambda = 0.84\text{mm}$, φασματικό εύρος μετάβασης $Dn = 1.45 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$, συντελεστής απωλειών $g = 3.5 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$, δείκτης διάθλασης $n = 3.6$, γεωμετρικές διαστάσεις $l = 300\text{mm}$, $d = 2\text{mm}$, και εσωτερική απόδοση $n_i = 1$. Ο δείκτης διάθλασης $n = 3.6$ δίνει $R = 0.32$.

Από την εξίσωση (3.27) ο συντελεστής κέρδους στο σημείο κατωφλίου ισούται αριθμητικά με:

$$(k)_{th} = 3500 + \frac{1}{8 \cdot 10^{-4}} \ln \left(\frac{1}{0.32} \right) \frac{1}{0.32} \quad \ddot{Y} \quad (k)_{th} = 7298 \text{ m}^{-1}$$

Από εξίσωση (3.66):

$$(J)_{th} = 15.5 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2} = 15.5 \text{ A/mm}^2$$

Αυτή η τιμή βρίσκεται σε συμφωνία με τις τιμές που έχουν μετρηθεί σε χαμηλές θερμοκρασίες στα laser GaAs.

3.10.4 Ισχύς εξόδου των laser ημιαγωγού

Η ανάλυση της ισχύς εξόδου και του φαινομένου του κορεσμού στα lasers ημιαγωγού είναι παρόμοια με αυτή που συζητήθηκε στην παράγραφο 3.8. για άλλα συστήματα lasers. Καθώς το ρεύμα έκχυσης ξεπερνά το επίπεδο κατωφλίου, αρχίζουν

να δημιουργούνται ταλαντώσεις laser και η παραγόμενη εξαναγκασμένη εκπομπή μειώνει την αναστροφή πληθυσμού ωστόσο φθάσει στην τιμή που έχει στο σημείο κατοφλίου. Η ισχύς της παραγόμενης ακτινοβολίας laser εκφράζεται από την παρακάτω σχέση:

$$P = A \left[J - (J)_{th} \right] \frac{n_i h \nu}{e} \quad (3.67)$$

, όπου A είναι η επιφάνεια της επαφής.

Μέρος της ισχύος αυτής καταναλώνεται μέσα στην κοιλότητα του laser ενώ το υπόλοιπο μέρος της παραγόμενης ισχύος εμφανίζεται στην έξοδο του laser μέσω των εξωτερικών άκρων του κρυστάλλου. Επομένως η ισχύς εξόδου του laser μπορεί να γραφεί ως:

$$P_o = \frac{A \left[J - (J)_{th} \right] \frac{n_i h \nu}{e}}{\frac{l}{\kappa} + \frac{1}{2l} \ln \left[\frac{1}{R_1 R_2} \right]} \quad (3.68)$$

Η εξωτερική διαφορική κβαντική απόδοση n_{ex} ορίζεται ως ο λόγος της αύξησης του ρυθμού της εξόδου που προκαλείται από την αύξηση στο ρυθμό της έκχυσης φορέων, που είναι:

$$n_{ex} = \frac{d \left[\frac{P_o}{h \nu} \right]}{d \left[\frac{A}{e} \left[J - (J)_{th} \right] \right]} \quad (3.69)$$

Χρησιμοποιώντας την σχέση (3.68) στην εξίσωση (3.69) και θεωρώντας $R_1=R_2$ έχουμε ότι:

$$n_{ex} = n_i \frac{\frac{l}{\kappa} \ln \left[\frac{1}{R_1} \right]}{\frac{l}{\kappa} + \frac{1}{2l} \ln \left[\frac{1}{R_1} \right]} \quad (3.70)$$

Η εξίσωση (3.70) μας επιτρέπει να καθορίσουμε την εσωτερική κβαντική απόδοση από την πειραματικά μετρούμενη εξάρτηση της εξωτερική κβαντική απόδοση n_{ex} από το μήκος l της ενεργούς περιοχής. Η εσωτερική κβαντική απόδοση του ημιαγωγού GaAs κυμαίνεται από 0.7 έως 1.0.

Εάν η ορθή πόλωση που εφαρμόζεται στο laser είναι V_f τότε η ισχύς εισόδου είναι $V_f AJ$ και η απόδοση του laser κατά την μετατροπή της ηλεκτρικής ενέργειας εισόδου σε οπτική ισχύ εξόδου είναι:

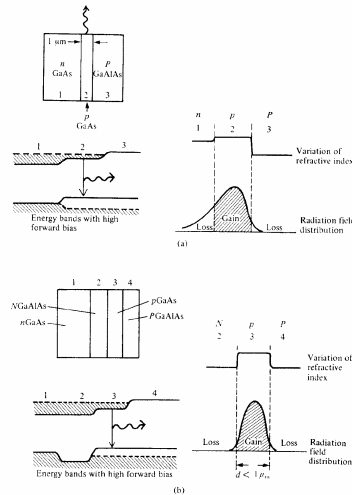
$$n = \frac{P_o}{V_f AJ} = n_i \frac{J - J_{th}}{J} \frac{eV_f}{eV_f} \frac{1}{gl + \ln \frac{1}{R_1}} \frac{\ln \frac{1}{R_1}}{\ln \frac{1}{R_1}} \quad (3.71)$$

Από το σχήμα 3.18, έχουμε ότι $eV_f = hn$, και για αυτό πολύ πάνω από το σημείο κατωφλίου ($J \gg (J)_{th}$) όπου η μέγιστη σύζευξη εξασφαλίζει ότι $(1/l) \ln(1/R_1) \gg \gamma$, ο εξωτερικός συντελεστής απόδοσης n_{ext} προσεγγίζει τον συντελεστή εσωτερικής απόδοσης n_i . Όπως σημειώθηκε προηγουμένως η εσωτερική κβαντική απόδοση n_i είναι υψηλή (της τάξεως του 0.7) και επομένως τα laser ημιαγωγού έχουν πολύ υψηλή απόδοση ισχύος.

3.10.5 Laser ημιαγωγού ετεροεπαφής

Όπως αποδείχθηκε παραπάνω η πυκνότητα του ρεύματος κατωφλίου στα laser ομοιοεπαφής έχει πολύ μεγάλη τιμή λόγω του ασθενούς εγκλωβισμού του οπτικού σήματος και των φορέων, με συνέπεια οι παράμετροι d και γ στην εξίσωση (3.66) να έχουν πολύ μεγάλη τιμή. Δραματική μείωση στην πυκνότητα του ρεύματος κατωφλίου στα laser ημιαγωγού (σε τιμές της τάξης των 10 A mm^{-2} σε θερμοκρασία δωματίου) η οποία προκαλεί αύξηση της απόδοσης, μπορεί να επιτευχθεί με την χρήση lasers ετεροεπαφής (αναφορά 3.13). Οι ιδιότητες των lasers ετεροεπαφής, που επιτρέπουν μικρή πυκνότητα ρεύματος κατωφλίου και συνεχή λειτουργία σε θερμοκρασία δωματίου, μπορούν να επεξηγηθούν με το διπλής ετεροεπαφής laser που απεικονίζεται στο σχήμα 3.23 (b). Στην κατασκευή αυτή, ένα στρώμα GaAs, για παράδειγμα, είναι τοποθετημένο ανάμεσα σε δυο στρώματα του τριατομικού υλικού $Ga_{1-x}Al_xAs$ το οποίο έχει μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα από το GaAs και επίσης

μικρότερο δείκτη διάθλασης. Οι N-n-P και N-p-P κατασκευές παρουσιάζουν την ίδια συμπεριφορά (όπου **N** και **P** αντιπροσωπεύουν τον ημιαγωγό που έχει υψηλότερο ενεργειακό χάσμα, με βάση τον τύπο του φορέα).

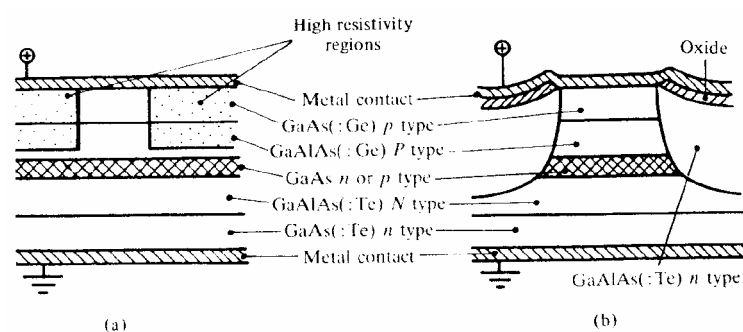


Σχήμα 3.23: Σχηματικό διάγραμμα που απεικονίζει την δράση μονής (α) και διπλής (β) ετεροεπαφής στον εγκλωβισμό των φορέων και της ακτινοβολίας στην περιοχή κέρδους ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Στο σχήμα 3.23(b) επίσης μπορούμε να δούμε ότι ο εγκλωβισμός των φορέων και της οπτικής ακτινοβολίας μπορεί να επιτευχθεί ταυτόχρονα. Οι διαφορές στο ενεργειακό χάσμα δημιουργούν φράγματα δυναμικού στις ζώνες αγωγιμότητας και στις ζώνες σθένους τα οποία εμποδίζουν την διάχυση των ηλεκτρονίων και των οπών που εγχέονται στο στρώμα του GaAs. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το στρώμα του GaAs να γίνει η ενεργός περιοχή του laser και μπορεί να κατασκευαστεί πολύ στενή έτσι ώστε το d να είναι πολύ μικρό (της τάξεως των 0.2 μm). Ομοίως, η βηματική αλλαγή στο δείκτη διάθλασης παρέχει ένα πολύ πιο αποτελεσματικό κυματοδηγό από αυτόν των lasers ομοιοεπαφής. Επομένως η ακτινοβολία εγκλωβίζεται κυρίως μέσα στην ενεργό περιοχή. Επιπρόσθετα το μέρος της ακτινοβολίας που διαδίδεται έξω από την ενεργό περιοχή βρίσκεται σε ένα ημιαγωγό μεγαλύτερου ενεργειακού χάσματος από αυτόν της ενεργού περιοχής με αποτέλεσμα να μην μπορεί να απορροφηθεί και έτσι ο παράγοντας γ να είναι πολύ μικρότερος από την τιμή που έχει στα laser ομοιοεπαφής.

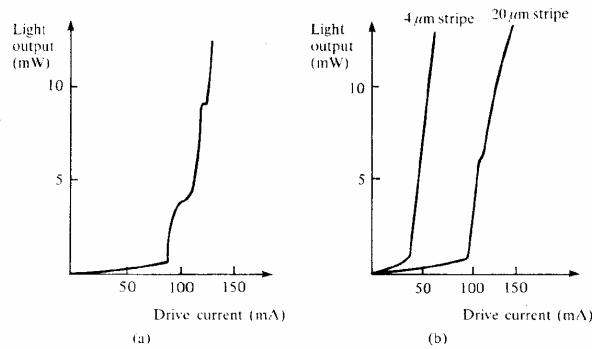
Περαιτέρω μειώσεις στο ρεύμα κατωφλίου μπορούν να επιτευχθούν με τον περιορισμό του ρεύματος κατά μήκος του επίπεδου της επαφής μέσα σε μια στενή

ζώνη η οποία μπορεί να είναι μονάχα μερικά microns πλατιά. Lasers αυτού του είδους κατασκευάζονται με διάφορους τρόπους και μερικές χαρακτηριστικές κατασκευές απεικονίζονται στο σχήμα 3.24. Στο σχήμα 3.24(α), η ζώνη έχει σχηματισθεί μέσω βομβαρδισμού των γειτονικών περιοχών από πρωτόνια έτσι ώστε να δημιουργηθούν περιοχές υψηλής αντίστασης ενώ στο σχήμα 3.22(b) η ενεργός περιοχή έχει δημιουργηθεί με εγχάραξη. Σε κατασκευές που διέπονται από την γεωμετρία της ‘στενής ζώνης’, ρεύματα άντλησης μικρότερα της τάξης των 50 mA μπορούν να παράγουν ισχύ εξόδου ίση περίπου με 10 mW.



Σχήμα 3.24: Σχηματική αναπαράσταση (πλαγίως) της κατασκευής των δυο ειδών γεωμετρίας laser στενής ζώνης όπου (α) η ενεργός περιοχή καθορίζεται με βομβαρδισμό πρωτονίων καθορισμένων περιοχών για την δημιουργία μιας περιοχής υψηλής αντίστασης και (β) η ζώνη δημιουργείται μέσω εγχάραξης
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Οι συσκευές με γεωμετρία στενής ζώνης παρουσιάζουν περαιτέρω πλεονεκτήματα συμπεριλαμβανομένων και των γεγονότων ότι (α) η ακτινοβολία εκπέμπεται από μια μικρή περιοχή η οποία διευκολύνει την σύζευξη της ακτινοβολίας με τις οπτικές ίνες και (β) η έξοδος είναι πιο σταθερή από ότι σε άλλα lasers. Μια λεπτομερής εξέταση των τυπικών χαρακτηριστικών της εξόδου του laser ημιαγωγού ως προς το ρεύμα άντλησης αποκαλύπτει την ύπαρξη κόμπων, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.25(α). Η ύπαρξη των κόμπων οφείλεται σε πλευρικές μετατοπίσεις του νήματος εκπομπής μέσα στην ενεργό περιοχή (η ακτινοβολία συνήθως παράγεται από στενά νήματα μέσα στην ενεργό περιοχή παρά από ομοιόμορφη εκπομπή από όλη την επιφάνεια της).

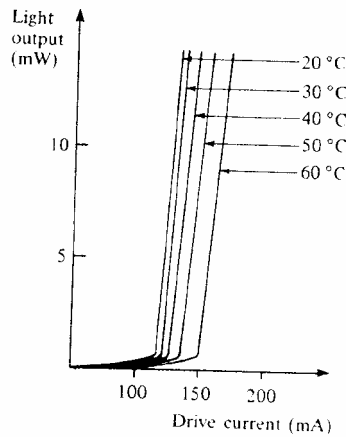


Σχήμα 3.25: Η χαρακτηριστική της ισχύς εξόδου ως προς το ρεύμα άντλησης ενός (α) laser που παρουσιάζει κόμπους και (β) laser ζώνης στο οποίο η παρουσία των κόμπων έχει περιορισθεί.
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η αστάθεια στην έξοδο του laser προκαλείται από την αλληλεπίδραση μεταξύ των οπτικών κατανομών και των κατανομών των φορέων η οποία προκύπτει διότι ο δείκτης διάθλασης, και επομένως τα χαρακτηριστικά του κυματοδηγού, καθορίζεται μέχρι ενός σημείου από την κατανομή φορέων μέσα στην ενεργό περιοχή. Η χρήση πολύ στενών ζωνών περιορίζει τις πιθανές μετακινήσεις των νημάτων που εκπέμπουν ακτινοβολία και εξουδετερώνει τους κόμπους στην χαρακτηριστική της ισχύς εξόδου ως προς το ρεύμα άντλησης όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.25(β). Σε αυτό το σημείο θα αναφέρουμε μερικά τεχνικά χαρακτηριστικά των διοδικών lasers. Σε αυτά τα χαρακτηριστικά συμπεριλαμβάνονται η θερμοκρασιακή εξάρτηση της τιμής του ρεύματος κατωφλίου, η γωνιακή διεύρυνση της δέσμης εξόδου, η χρήση άλλων ενεργών μέσων πέρα του GaAlAs και η σταδιακή αλλοίωση των τεχνικών χαρακτηριστικών της συσκευής.

Η πυκνότητα του ρεύματος κατωφλίου J_{th} αυξάνει με την θερμοκρασία σε όλους τους τύπους των διοδικών lasers άλλα, καθώς πολλοί παράγοντες συνεισφέρουν στην μεταβολή της θερμοκρασίας, δεν υπάρχει μια μαθηματική έκφραση που να ισχύει για όλες τις συσκευές και όλες τις θερμοκρασιακές περιοχές. Πάνω από την θερμοκρασία δωματίου, που είναι και η περιοχή με το μεγαλύτερο πρακτικό ενδιαφέρον, έχει βρεθεί ότι ο λόγος της πυκνότητας ρεύματος κατωφλίου J_{th} στους 70° C προς την τιμή που έχει στους 22° C για το GaAlAs laser κυμαίνεται από 1.3 έως 1.5, με την χαμηλότερη θερμοκρασιακή εξάρτηση να παρατηρείται για συγκεντρώσεις αλουμινίου τέτοιες που το ενεργειακό χάσμα να είναι της τάξης των 0.4 eV. Οι

τυπικές χαρακτηριστικές λειτουργίας για ένα διπλής ετεροεπαφής GaAlAs laser απεικονίζονται στο σχήμα 3.26.



Σχήμα 3.26: Η χαρακτηριστική της ισχύς εξόδου ενός διοδικού laser με ενεργό περιοχή πλάτους ίσο με 20 μm ως προς την θερμοκρασία
 (‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η γωνιακή απόκλιση της δέσμης εξόδου εξαρτάται από τις διαστάσεις της ενεργής περιοχής και τον αριθμό των ρυθμών ταλάντωσης (ο αριθμός αυτός με την σειρά του εξαρτάται από τις διαστάσεις της ενεργού περιοχής, τον δείκτη διάθλασης και την ισχύ άντλησης). Για ενεργές περιοχές μεγάλου πλάτους, ισχύει ότι η απόκλιση της δέσμης είτε παράλληλα (q_{\parallel}) είτε κάθετα (q_{\perp}) στο επίπεδο της επαφής μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την θεωρία της περίθλασης. Για αυτό κάθετα στο επίπεδο της επαφής έχουμε $\theta_{\perp} \approx 1.22 \lambda/d$. Για διπλής ετεροεπαφής laser, όπου η ενεργός περιοχή είναι πιο στενή, η γωνία απόκλισης κάθετα στο επίπεδο της επαφής q_{\perp} δίνεται προσεγγιστικά από την σχέση $\theta_{\perp} \approx 1.1 \times 10^3 x(d/\lambda)$, όπου x είναι ο αριθμός των mole του αλουμινίου. Έτσι για τα διπλής ετεροεπαφής laser με $d = 0.1 \mu\text{m}$, $x = 0.3$ και $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$, βρίσκουμε ότι $q_{\perp} = 37^\circ$ (που βρίσκεται σε συμφωνία με πειραματικές παρατηρήσεις).

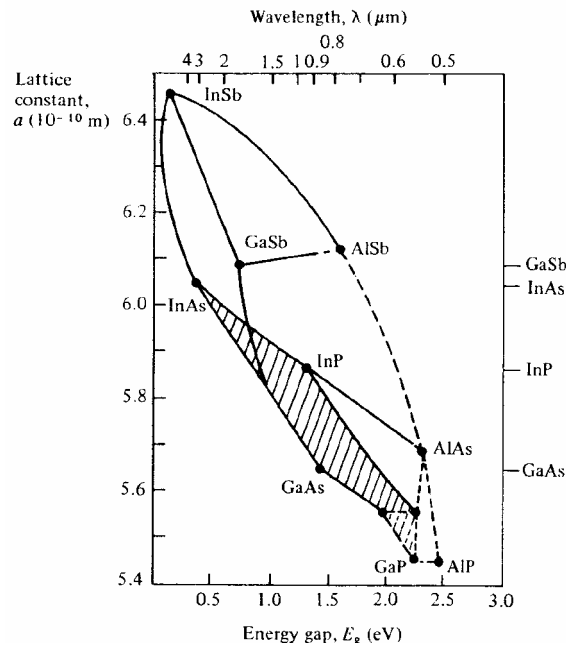
Μέχρι πρόσφατα, το σύστημα $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ ήταν το πιο ευρέως μελετημένο και χρησιμοποιούμενο σύστημα για την παραγωγή laser διπλής ετεροεπαφής. Αυτό δικαιολογείται από πολλούς παράγοντες συμπεριλαμβανομένων ότι (α) το GaAs είναι ημιαγωγός ευθέους χάσματος ο οποίος μπορεί εύκολα να μετατραπεί σε **n** ή **p** τύπου

υλικό, (β) η τριατομική ένωση $Ga_{1-x}Al_xAs$ μπορεί να πάρει την μορφή της μέσα από ένα μεγάλο αριθμό στοιχειοθεσιών, διαφορετικού τύπου, της οποίας το πλέγμα να ταιριάζει σε μεγάλο ποσοστό με αυτό του GaAs ($\pm 0.1\%$) για όλες τις τιμές του x και (γ) οι σχετικοί δείκτες διάθλασης και τα ενεργειακά χάσματα των GaAs και $Ga_{1-x}Al_xAs$ προσφέρονται για εγκλωβισμό της οπτικής ακτινοβολίας και των φορέων ρεύματος (ηλεκτρόνια και οπές) μέσα στην ενεργό περιοχή.

Στις επικοινωνίες οπτικών ινών, ωστόσο, είναι επιθυμητό να έχουμε lasers που να εκπέμπουν στην περιοχή από 1.1 μέχρι 1.6 μm όπου οι παρούσες οπτικές ίνες παρουσιάζουν ελάχιστες απώλειες και μικρή διασπορά. Αυτά τα μήκη κύματος μπορούν να παραχθούν από laser που κατασκευάζονται από τετρατομικές ενώσεις όπως π.χ. το $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ λόγω του μεγάλου αριθμού διαφορετικών ενεργειακών χασμάτων και σταθερών πλέγματος που έχει αυτό το κράμα. Στο σχήμα 3.27 απεικονίζεται η μεταβολή της σταθεράς του πλέγματος συναρτήσει του ενεργειακού χάσματος (και το εκπεμπόμενο μήκος κύματος) γι' αυτό το κράμα. Με σωστή επιλογή των x και y μπορεί να επιτευχθεί ακριβές κρυσταλλικό ταίριασμα με τον κρύσταλλο της ένωσης InP και έτσι να κατασκευάσουμε διπλής ετεροεπαφής διατάξεις. Τα στρώματα του GaInAsP μπορούν να αναπτυχθούν πάνω στο υλικό του InP χρησιμοποιώντας διάφορες μεθόδους όπως για παράδειγμα MBE (molecular beam epitaxial) (**αναφορά 3.14**). Ένα τυπικό διπλής ετεροεπαφής laser ημιαγωγού GaInAsP/InP που εκπέμπει από 1.1 έως 1.3 μm απεικονίζεται στο σχήμα 3.28.

Η αξιοπιστία ενός laser είναι πολύ σημαντική όσον αφορά διάφορες εφαρμογές όπως αυτή των οπτικών τηλεπικοινωνιών. Ο χρόνος ζωής ενός laser μπορεί να περιοριστεί από 'καταστροφική' ή σταδιακή υποβάθμιση. Η υποβάθμιση των χαρακτηριστικών σε ένα laser μπορεί να προκληθεί από μηχανική βλάβη στα κάτοπτρα της κοιλότητας λόγω της πολύ υψηλής πυκνότητας της οπτικής ενέργειας σε αυτά. Το κατώφλι μηχανικής βλάβης στα κάτοπτρα ελαττώνεται με την παρουσία ραγισμάτων σε αυτά, ωστόσο μπορεί να αυξηθεί εάν επιστρώσουμε τα κάτοπτρα π.χ. με Al_2O_3 πάχους μισού μήκους κύματος. Ενώ η καταστροφή των κατόπτρων είναι πιο πιθανόν να συμβεί στα lasers που λειτουργούν παλμικά μπορεί επίσης να συμβεί και στα συνεχής λειτουργία lasers. Αυτό συμβαίνει ειδικά στο κεντρικό τμήμα της ενεργής περιοχής των lasers ετεροεπαφής όπου η πυκνότητα οπτικής ενέργειας είναι μεγαλύτερη. Τα μη επικαλυμμένα laser ετεροεπαφής των οποίων η ενεργός περιοχή

έχει πλάτος 20 μm τείνουν να υποβαθμίζονται καταστροφικά όταν η πυκνότητα οπτικής ενέργειας ξεπεράσει τα 10^9 Wm^{-2} .



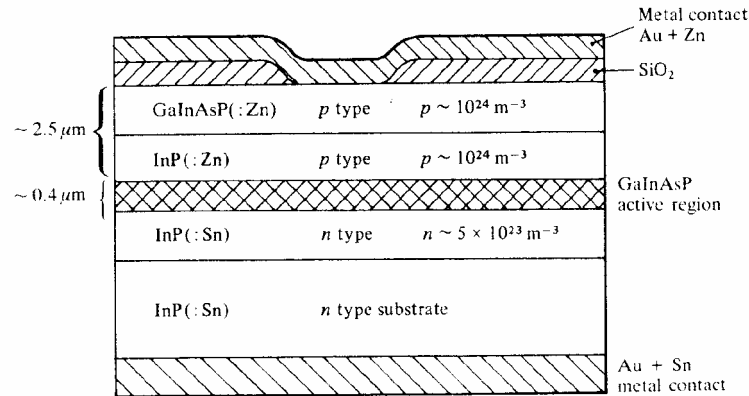
Σχήμα 3.27: Σταθερά πλέγματος ως προς το ενεργειακό χάσμα για διάφορα υλικά της ομάδας III-V. Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί σε υλικά με ευθύ ενεργειακό χάσμα, η διακεκομμένη γραμμή σε υλικά μη ευθέους χάσματος. Τα διατομικά υλικά που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για πρόσμιξη απεικονίζονται στο δεξί μέρος της 5.25. Η σκιασμένη περιοχή δείχνει την τετρατομική ένωση του $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$, με την κατάλληλη επιλογή των x και y , πλεγματικό ταίριασμα για τα πλέγματα των GaAs και InP είναι πιθανόν. Το προαναφερθέν ταίριασμα μπορεί να επιτευχθεί για $x = 0.8, y = 0.35$

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η σταδιακή υποβάθμιση εξαρτάται κυρίως από την πυκνότητα ρεύματος άλλα και από τον τρόπο κατασκευής του laser και του κύκλου λειτουργίας. Έχει παρατηρηθεί ότι με την πάροδο του χρόνου η πυκνότητα του ρεύματος κατωφλίου αυξάνει, εμφανίζονται σκοτεινές γραμμές στην δέσμη εξόδου και η CW ισχύς εξόδου ελαττώνεται δραστικά.

Η δημιουργία σκοτεινών γραμμών, γύρω από την ενεργό περιοχή, προφανώς σχετίζεται με τον σχηματισμό των αποκαλούμενων ατελειών σκοτεινής γραμμής οι οποίες λειτουργούν ως κέντρα επανασύνδεσης και που δεν εκπέμπουν ακτινοβολία. Οι ατέλειες σκοτεινής γραμμής αποδίδονται σε φαινόμενα όπως είναι οι μετατοπίσεις

και τα οποία μπορεί να οφείλονται σε πολλούς λόγους. Μερικοί από αυτά είναι: (α) η μετατόπιση των άκρων προκειμένου να εκτονωθεί η πίεση που προκαλείται από το μη καλό ταίριασμα των κρυστάλλων που αποτελούν την ετεροεπαφή, (β) η σύνδεση του laser με την δεξαμενή θερμότητας και (γ) οι προσμίξεις που εισήχθησαν στον ημιαγωγό κατά την διάρκεια της κατασκευής του.



Σχήμα 3.28: Σχηματικό διάγραμμα ενός διοδικού laser διπλής ετεροεπαφής του τετρατομικού υλικού $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ πάνω στο υλικό InP με κατεύθυνση (100) ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η ενέργεια που απελευθερώνεται από μια επανασύνδεση ηλεκτρονίου – οπής χωρίς να έχουμε εκπομπή ακτινοβολίας μπορεί να προκαλέσει την δημιουργία και την μετατόπιση των ατελειών του κρυστάλλου. Οι ατέλειες είναι πιθανόν να δημιουργηθούν στην ενεργό περιοχή είτε κατά την διάρκεια κατασκευής της συσκευής είτε κατά την διάρκεια λειτουργίας της. Οι ατέλειες που μπορεί να εμφανισθούν στην δέσμη εξόδου του laser υπό μορφή σκοτεινών γραμμών οφείλονται σε μια διαδικασία γνωστή ως μετατόπιση ατελειών. Η μετατόπιση ατελειών μπορεί να προκληθεί από την έκχυση και την επανασύνδεση φορέων. Τα laser GaAs που περιέχουν εξ' αρχής μετατοπίσεις ατελειών έχει βρεθεί πως υποβαθμίζονται λειτουργικά με μεγαλύτερο ρυθμό σε σχέση με τα laser που δεν περιέχουν μετατοπίσεις ατελειών. Επιπλέον, συσκευές με εκτεθειμένα άκρα τα οποία έχουν ατέλειες επίσης υποβαθμίζονται λειτουργικά πολύ πιο γρήγορα σε σχέση με τις συσκευές στις οποίες η επανασύνδεση περιορίζεται σε εσωτερικές περιοχές του κρυστάλλου.

Για αυτό προκειμένου να κατασκευάσουμε lasers με μεγάλο χρόνο ζωής θα πρέπει να προσεχθεί ιδιαίτερα η επιλογή των υλικών και η κατασκευή και ανάπτυξη του κρυστάλλου θα πρέπει να γίνει σε απόλυτα καθαρό περιβάλλον προκειμένου να κατασκευαστεί ένα laser χωρίς ατέλειες. Παρά τα προβλήματα αυτά lasers με χρόνο ζωής που υπερβαίνουν τις 40.000 ώρες (αντιστοιχούν σε συνεχή λειτουργία για περίοδο μεγαλύτερης των 5 ετών) είναι εμπορικά διαθέσιμα και μπορούν να λειτουργούν συνεχώς για περισσότερα από πέντε χρόνια.

3.10.6 Lasers κβαντικών πηγαδιών

Στα συνηθισμένα διπλής ετεροεπαφής ημιαγωγά lasers, η τιμή του πάχους της ενεργής περιοχής κυμαίνεται από 0.1 έως 0.3 μm . Πρόσφατα ωστόσο έχει παρουσιαστεί ιδιαίτερο ενδιαφέρον σε κατασκευές όπου το πάχος της ενεργής περιοχής είναι πολύ πιο μικρό ($\leq 10 \text{ nm}$) (αναφορά 3.15). Το ενδιαφέρον για αυτές τις συσκευές πηγάζει κυρίως από το γεγονός ότι χαρακτηρίζονται από πολύ μικρά ρεύματα κατωφλίου. Προκειμένου να κατανοήσουμε το λόγο που συμβαίνει αυτό θα πρέπει να εξετάσουμε τα ενεργειακά επίπεδα των ηλεκτρονίων. Υποθέτουμε ότι το πάχος της ενεργής περιοχής είναι L_z με μήκος και πλάτος L_x και L_y αντίστοιχα, τα οποία είναι πολύ μεγαλύτερα από το L_z . Τώρα σύμφωνα με την θεωρία που εξάγει την εξίσωση $n^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$ μπορούμε να γράψουμε την συνολική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου σε σχέση με τους τρεις κβαντικούς αριθμούς $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3$ ως εξής:

$$E(n_1, n_2, n_3) = \frac{h^2}{8m_e} \frac{n_1^2}{L_x^2} + \frac{h^2}{8m_e} \frac{n_2^2}{L_y^2} + \frac{h^2}{8m_e} \frac{n_3^2}{L_z^2} \quad (3.72)$$

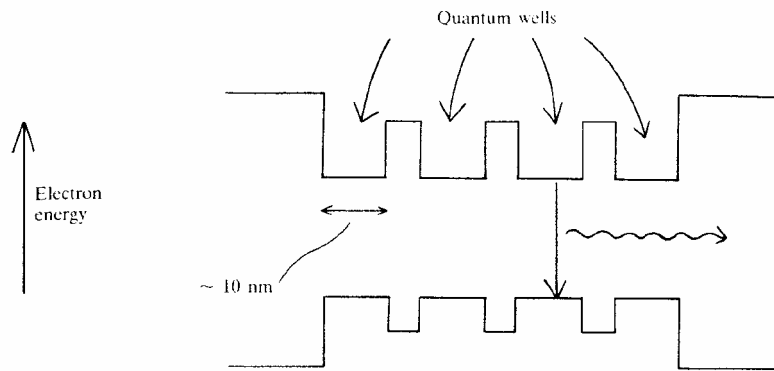
Λόγω των σχετικών τιμών των L_x, L_y, L_z , οι χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις θα έχουν όλες $n_3 = 1$ και θα συγκροτούν αποτελεσματικά ένα δισδιάστατο σύστημα ενεργειακών καταστάσεων με τις τιμές των \mathbf{n}_1 και \mathbf{n}_2 να μεταβάλλονται. Ακολουθώντας αυτόν τον συλλογισμό ο αριθμός των ενεργειακών καταστάσεων ανά μονάδα ενέργειας δίνεται από την σχέση $Z(E) = 4m_e/h^2$, η οποία είναι ανεξάρτητη της ενέργειας E . Την σχέση αυτή μπορούμε να την αντιπαραβάλουμε με την αντίστοιχη τρισδιάστατη έκφραση όπου η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων μεταβάλλεται ανάλογα με το $E^{1/2}$. Αυτές οι εκφράσεις για τις πυκνότητες των ενεργειακών καταστάσεων εφαρμόζονται στα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας

(επίσης και στις οπές στην ζώνη σθένους με κατάλληλες μετατροπές) δεδομένου ότι η ενέργεια των ηλεκτρονίων (ή των οπών) έχει ως αναφορά τον πυθμένα της ζώνης αγωγιμότητας (ή την κορυφή της ζώνης σθένους) και ότι η μάζα του ηλεκτρονίου (ή της οπής) αντικαθιστάται από την κατάλληλη ενεργό μάζα. Η πιθανότητα κατάληψης αυτών των ενεργειακών στάθμεων δίνεται από την κατανομή Fermi–Dirac η οποία μειώνεται δραστικά καθώς το E αυξάνει. Και για αυτό το λόγο στην χαμηλότερη ενέργεια της ζώνης αγωγιμότητας τα ηλεκτρόνια εξαπλώνονται σε ένα σχετικά ευρύ φάσμα ενεργειακών καταστάσεων με αρκετά μικρές πυκνότητες στα άκρα της ζώνης. Σε αντίθεση στα lasers κβαντικών πηγαδιών όπου έχουμε μια δισδιάστατη πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων τα ηλεκτρόνια εξαπλώνονται σε μια μικρότερη ενεργειακή περιοχή με υψηλές πυκνότητες στα άκρα της ζώνης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μπορεί να επιτευχθεί πιο εύκολα αναστροφή πληθυσμού στα laser ημιαγωγού κβαντικών πηγαδιών από ότι στα συμβατικά laser ημιαγωγών.

Ένα από τα προβλήματα με τα lasers μονού κβαντικού πηγαδιού που αναλύθηκαν προηγουμένως είναι ο πολύ ασθενής οπτικός εγκλωβισμός λόγω του στενού εύρους της ενεργής περιοχής. Αυτό το πρόβλημα προκαλεί υψηλές απώλειες και τείνει να αναιρέσει το πλεονέκτημα τους που είναι τα χαμηλά ρεύματα κατωφλίου. Ένας τρόπος αντιμετώπισης του προβλήματος αυτού είναι να έχουμε μια διάταξη πολλαπλών κβαντικών πηγαδιών (σχήμα 3.29) η οποία επιτρέπει υψηλότερο οπτικό εγκλωβισμό. Έχουν κατασκευασθεί lasers κβαντικών πηγαδιών με ρεύμα κατωφλίου περίπου ίσο με μερικά milliamps.

3.10.7 Laser αερίου

Τα laser αερίου είναι τα laser που χρησιμοποιούνται περισσότερο. Ανάλογα με την ισχύ εξόδου τους τα συστήματα laser αερίου ποικίλουν από συστήματα χαμηλής ισχύος όπως είναι το laser He-Ne, το οποίο συναντάται σε εκπαιδευτικά εργαστήρια, μέχρι συστήματα υψηλής ισχύος, όπως αυτό του διοξειδίου του άνθρακα που έχει πολλές βιομηχανικές εφαρμογές.



Σχήμα 3.29: Πολλαπλών κβαντικών πηγαδιών laser ημιαγωγού
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

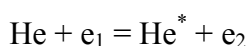
Υπάρχουν τρεις τύποι συστημάτων laser αερίου ανάλογα με το αν οι μεταβάσεις είναι μεταξύ των ηλεκτρονικών καταστάσεων των ατόμων ή των ιόντων ή μεταξύ των περιστροφικών/ δονητικών καταστάσεων των μορίων. Γενικά οι ενεργειακές καταστάσεις που περιλαμβάνονται στις μεταβάσεις laser είναι καλά καθορισμένες και η απουσία διευρυνμένων ενεργειακών ζωνών αποκλείει την οπτική άντληση των συστημάτων αυτών. Παρόλο που μπορούν να χρησιμοποιηθούν άλλες μέθοδοι άντλησης, τα περισσότερα laser αερίου διεγείρονται μέσω κρούσεων των ατόμων ή των μορίων του ενεργού μέσου με τα ηλεκτρόνια της ηλεκτρικής εκκένωσης. Στην συνέχεια θα αναλύσουμε κάθε κατηγορία laser αερίου που προαναφέραμε μέσω παραδειγμάτων.

Ατομικά laser – Το laser He-Ne

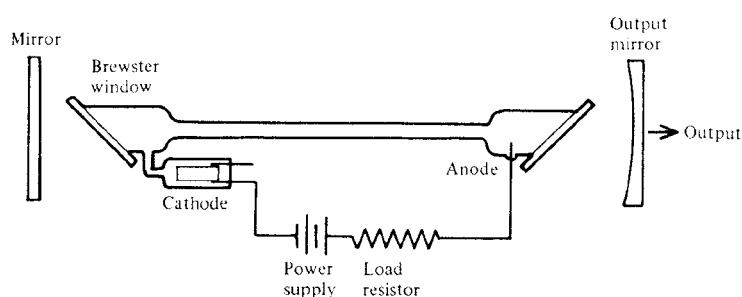
Στο laser He-Ne το ενεργό μέσο είναι ένα μίγμα δέκα μερών He με ένα μέρος Ne. Το Ne παρέχει τις ενεργειακές στάθμες για τις μεταβάσεις laser (περίπου 150 διαφορετικές laser μεταβάσεις έχουν παρατηρηθεί, ωστόσο στο σχήμα 3.31 απεικονίζονται μόνο οι τέσσερις πιο δυνατές), ενώ τα άτομα του He παρόλο που δεν συμμετέχουν ενεργά στις μεταβάσεις laser έχουν ένα σημαντικό ρόλο στην αποτελεσματική διέγερση των ατόμων του Ne.

Η διέγερση συνήθως προκαλείται από μια dc εκκένωση, η οποία δημιουργείται με την εφαρμογή μιας υψηλής τάσης (≈ 2 με 4 V) στα άκρα ενός μικρής διαμέτρου σωλήνα στο εσωτερικό του οποίου βρίσκεται ένα αέριο υπό πίεση (περίπου 10 torr) όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.30. Καθώς ο σωλήνας ηλεκτρικής εκκένωσης παρουσιάζει μια αρνητική δυναμική αντίσταση όταν μία ηλεκτρική εκκένωση

ξεκινήσει, είναι αναγκαίο να συμπεριληφθεί μια αντίσταση φόρτου για να περιορίσει το ρεύμα και να προστατεύσει την πηγή τροφοδοσίας. Η διαδικασία άντλησης μπορεί να περιγραφεί ως ακολούθως. Αρχικά έχουμε την διέγερση των ατόμων του He μέσω κρούσης σε μια από τις μετασταθείς καταστάσεις 2^1S και 2^3S . Η διαδικασία αυτή περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

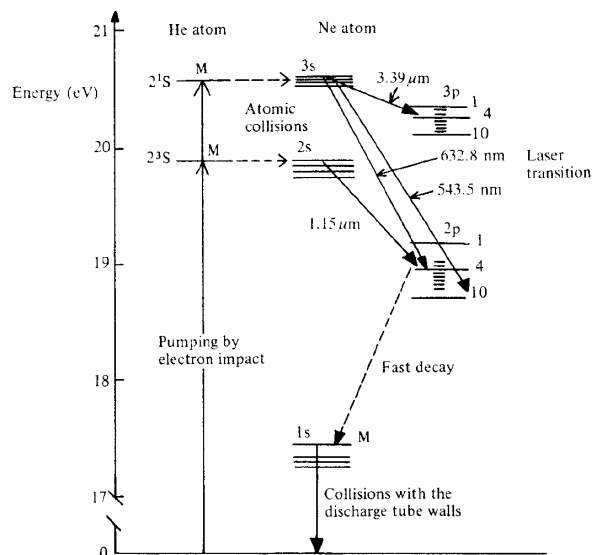


, όπου e_1 και e_2 είναι οι ενέργειες των ηλεκτρονίων πριν και μετά την κρούση.



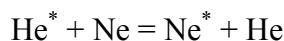
Σχήμα 3.30: Κατασκευή ενός τυπικά χαμηλής ισχύος laser όπως το He-Ne. Η αντίσταση φόρτου περιορίζει το ρεύμα όταν η ηλεκτρική εκκένωση έχει αρχίσει.
(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Ενώ τα άτομα He βρίσκονται σε μια από τις διεγερμένες καταστάσεις τους, μπορούν να μεταφέρουν την ενέργεια τους στα άτομα του Ne, μέσω κρούσεων. Η πιθανότητα για αυτή την συντονισμένη μεταφορά ενέργειας είναι ανάλογη με $\exp(-\Delta E/kT)$, όπου ΔE είναι η ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στις διεγερμένες καταστάσεις των δυο ατόμων που εμπλέκονται.



Σχήμα 3.31: Ενεργειακές καταστάσεις που περιλαμβάνονται στις μεταβάσεις του laser του He-Ne. Το M συμβολίζει μετασταθείς καταστάσεις
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Το ενεργειακό διάγραμμα για το He και το Ne απεικονίζεται στο σχήμα 3.31. Στο σχήμα αυτό τα ενεργειακά επίπεδα του Ne περιγράφονται με τον συμβολισμό Paschen (οι αριθμητικοί δείκτες δεν έχουν κανένα φασματικό νόημα και χρησιμοποιούνται μόνο συμβολικά) ενώ οι καταστάσεις του He περιγράφονται με τον συμβολισμό LS ο οποίος αναλύθηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Στο σχήμα 3.31 μπορεί να παρατηρηθεί ότι υπάρχει μια ομάδα τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων του ατόμου του Ne με την ίδια σχεδόν ενέργεια που έχει μία από τις δύο μετασταθείς ενεργειακές καταστάσεις του He με αποτέλεσμα η συντονισμένη ενεργειακή μεταφορά να συμβεί αρκετά γρήγορα. Η ενεργειακή αυτή μεταφορά περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:



Για αυτό η αναστροφή πληθυσμού δημιουργείται ανάμεσα στην ομάδα των ενεργειακών επιπέδων 3s και (3p,2p) και ανάμεσα στα 2s και 2p επίπεδα. Οι μεταβάσεις ανάμεσα στα 3s και 2s και ανάμεσα στα 3p και 2p επίπεδα απαγορεύονται λόγω κανόνων της κβαντομηχανικής.

Το laser He-Ne είναι ένα ακόμα παράδειγμα συστήματος τεσσάρων επιπέδων και για αυτό το λόγο απαιτούμε ο πληθυσμός της χαμηλότερης ενεργειακής στάθμης να

παραμένει όσο πιο μικρός γίνεται. Αυτό προϋποθέτει ότι τα ηλεκτρόνια στην τελική ενεργειακή στάθμη θα πρέπει να αποδιεγείρονται όσο πιο γρήγορα γίνεται πίσω στην θεμελιώδη στάθμη. Στο Ne η διαδικασία αυτή αποτελείται από δυο βήματα: α) την γρήγορη μετάβαση από το ενεργειακό επίπεδο 2p στο 1s και β) την όχι και τόσο γρήγορη μετάβαση από το 1s ενεργειακό επίπεδο στην θεμελιώδη στάθμη. Ο ρυθμός της τελευταίας μετάβασης μεγαλώνει από τις κρούσεις των ατόμων του Ne με τα τοιχώματα του σωλήνα εκκένωσης και έτσι το κέρδος του laser είναι αντιστρόφως ανάλογο με την ακτίνα του σωλήνα. Για αυτό το λόγο η διάμετρος του σωλήνα εκκένωσης πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη.

Η μετάβαση από την ενεργειακή στάθμη 2p στην 1s παρουσιάζει επίσης μεγάλο ενδιαφέρον και παρέχει το γνωστό χρώμα που χαρακτηρίζει την ακτινοβολία που εκπέμπουν οι λάμπες Ne. Το ενεργειακό επίπεδο 2p πρέπει να κατοικείται από πληθυσμό που μεταφέρεται μέσω της ηλεκτρικής εκκένωσης. Αυτό δεν είναι επιθυμητό εφόσον μια αύξηση στον πληθυσμό του επιπέδου 2p σημαίνει μείωση της αναστροφής πληθυσμού (τουλάχιστον όσον αφορά τα μήκη κύματος 1.15 μm, 632.8 nm, και 543.5 nm), και στην πραγματικότητα το γεγονός αυτό είναι υπεύθυνο για την παύση του laser σε υψηλά ρεύματα. Δεν μπορούμε επομένως να αυξάνουμε την ισχύ εξόδου με το να μεγαλώνουμε απλώς το ρεύμα της ηλεκτρικής εκκένωσης. Για αυτό το laser He-Ne είναι 'καταδικασμένο' να παραμείνει μια συσκευή laser χαμηλής ισχύος.

Παράδειγμα 3.6 Απόδοση ενός laser HeNe

Μπορούμε να υπολογίσουμε την απόδοση ενός χαμηλής ισχύος laser He-Ne ως ακολούθως. Ένα τυπικό laser He-Ne λειτουργεί με ρεύμα 10 mA με μια dc τάση στα άκρα του σωλήνα ίση με 2500 V και δίνει οπτική έξοδο ίση με 5 mW. Η ολική απόδοση είναι ίση με:

$$\frac{5 \cdot 10^{-3}}{2500 \cdot 1 \cdot 10^{-2}} = 0.02\%$$

Κάθε μια από τις τέσσερις βασικές μεταβάσεις laser (στα 3.39 μm, 1.15 μm, 632.8 nm, και 543.5 nm) μοιράζεται με τις άλλες είτε το αρχικό στάδιο είτε το τελικό στάδιο της μετάβασης. Για αυτό το λόγο οι μεταβάσεις ανταγωνίζονται η μια την

άλλη και θα πρέπει να ληφθούν μέτρα ώστε να εμποδιστούν τα δύο μη επιθυμητά μήκη κύματος από την διαδικασία lasing. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί αρκετά εύκολα με την χρήση πολυστρωματικών κατόπτρων που αναλύθηκαν στην παράγραφο 3.5 και των οποίων η ανακλαστικότητα είναι φασματικά εξαρτώμενη. Η πολύ μικρή απορροφητικότητα των κατόπτρων είναι απαραίτητη αφού το κέρδος που παρέχει το He-Ne ως ενεργό μέσο είναι μικρό. Αυτού του είδους τα κάτοπτρα χρησιμοποιούνται αρκετά συχνά στα lasers αερίου.

Η βασική δομή του laser He-Ne είναι σχετικά απλή. Τα βασικά δομικά στοιχεία απεικονίζονται στο σχήμα 3.30. Η ηλεκτρική εκκένωση συνήθως ξεκινά από ένα υψηλό παλμό τάσης και στην συνέχεια διατηρείται σε ρεύμα μεταξύ 10 και 20 mA. Τα κάτοπτρα που αποτελούν την κοιλότητα συντονισμού μερικές φορές συγκολλούνται στα άκρα του σωλήνα της ηλεκτρικής εκκένωσης δημιουργώντας έτσι αεροστεγείς συνθήκες. Εναλλακτικά, τα κάτοπτρα μπορεί να είναι εξωτερικά του σωλήνα ο οποίος τότε ασφαλίζεται αεροστεγώς από γυάλινα κάτοπτρα τα οποία τοποθετούνται σε γωνία Brewster ως προς τον άξονα του σωλήνα. Η διάταξη αυτή επιτρέπει 100% διαπερατότητα για την ακτινοβολία της οποίας το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου ταλαντώνεται παράλληλα με το επίπεδο πρόσπτωσης, εξασφαλίζοντας έτσι το μέγιστο δυνατό κέρδος (ελάχιστες απώλειες) σε κάθε πλήρη κύκλο ταλάντωσης μέσα στην κοιλότητα του laser. Τα κάτοπτρα υπό γωνία Brewster επίσης προκαλούν πολωμένη έξοδο. Παρόλο που αυτή η διάταξη είναι λίγο πιο περίπλοκη, από την προηγούμενη, μας δίνει την δυνατότητα να τοποθετήσουμε συσκευές φασματικής σταθεροποίησης, επιλογής ρυθμού ταλάντωσης και άλλες μέσα στην κοιλότητα του laser. Τα κάτοπτρα υπό γωνία Brewster μπορούν επίσης να αλλαχθούν και να επιτρέπουν λειτουργία με διαφορετικά χαρακτηριστικά εξόδου και διαφορετικά μήκη κύματος.

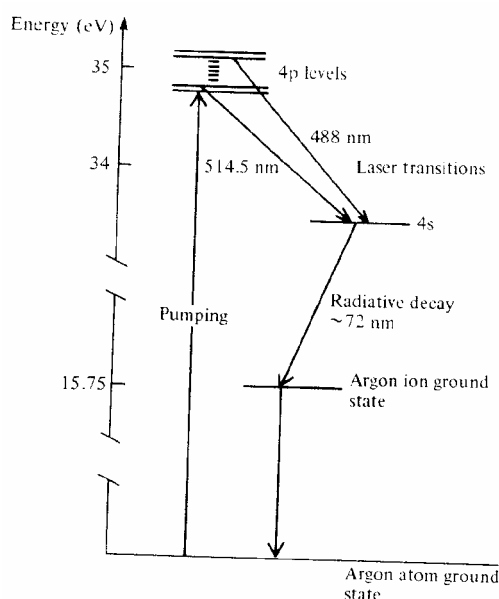
Η ισχύς εξόδου των lasers He-Ne είναι σχετικά μικρή (μέχρι 100 mW) ωστόσο η ακτινοβολία τους είναι πολύ χρήσιμη σε ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών γιατί χαρακτηρίζεται από μεγάλη κατευθυντικότητα, συμφωνία και πολύ στενό φασματικό εύρος.

Ιοντικά lasers – Το laser Αργού

Τα πιο ισχυρά laser συνεχούς λειτουργίας στο οπτικό φάσμα είναι αυτά που έχουν ως ενεργό μέσο ένα αδρανές αέριο ιόντος όπως αυτά του laser αργού και κρυπτού. Στην CW λειτουργία μπορούμε να επιτύχουμε ισχύ εξόδου αρκετών watt, ενώ στην

παλμική λειτουργία μπορούμε να επιτύχουμε ισχύς μέχρι και 1 kW υπό μορφή παλμών χρονικής διάρκειας 1 μ s.

Τα άτομα του αερίου ιονίζονται μέσω κρούσεων με τα ηλεκτρόνια μέσα σε μια ηλεκτρική εκκένωση υψηλού ρεύματος (\gg 15 μέχρι 50 A). Τα ιόντα διεγείρονται από περαιτέρω κρούσεις με τα ηλεκτρόνια της εκκένωσης σε μια ομάδα ενεργειακών επιπέδων (4p) περίπου 35 eV πάνω από την θεμελιώδη στάθμη. Καθώς οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων είναι μερικά eV πάνω από την θεμελιώδη στάθμη, η διέγερση θα πρέπει να είναι το αποτέλεσμα πολλαπλών κρούσεων. Η αναστροφή πληθυσμού δημιουργείται ανάμεσα στα ενεργειακά επίπεδα 4p και 4s τα οποία βρίσκονται περίπου 33.5 eV (βλέπε σχήμα 3.32) πάνω από την θεμελιώδη στάθμη έτσι ώστε να παρατηρείται μια σειρά από εξαναγκασμένες εκπομπές. Το φάσμα των εξαναγκασμένων εκπομπών κυμαίνεται από 351 έως 520 nm, παρόλο που η περισσότερη ενέργεια περικλείεται στα μήκη κύματος 488 nm και 514.5 nm.

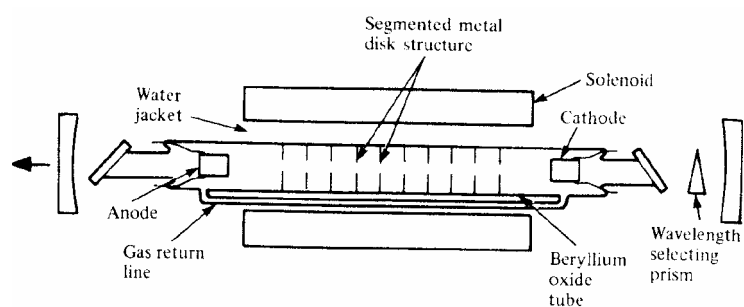


Σχήμα 3.32: "Ένα απλουστευμένο ενεργειακό διάγραμμα για το laser ιόντων αργού. Δέκα ή περισσότερες φασματικές γραμμές εξαναγκασμένης εκπομπής παράγονται αλλά απεικονίζονται οι δυο πιο ισχυρές

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η σχεδίαση του σωλήνα του laser ιόντων αργού είναι πιο περίπλοκη σε σχέση με αυτή του He-Ne κυρίως λόγω της υψηλότερης ενέργειας άντλησης που απαιτείται για

να αντλήσουμε τα ιόντα και της ανάγκης να διασκορπιστεί η θερμική ενέργεια που παράγεται έξω από τον σωλήνα του laser. Η πυκνότητα ρεύματος μπορεί να αυξηθεί μέσω του χωρικού περιορισμού της ηλεκτρικής εκκένωσης από ένα μαγνητικό πεδίο που εφαρμόζεται κατά μήκος του άξονα του σωλήνα εκκένωσης. Ο περιορισμός αυτός έχει σαν πρόσθετο πλεονέκτημα την μείωση του αριθμού των ιόντων που συγκρούονται με τα τοιχώματα του σωλήνα προκαλώντας έτσι την φθορά τους. Ο σωλήνας ηλεκτρικής εκκένωσης κατασκευάζεται από ένα δύστηκτο υλικό όπως οξειδία γραφίτη ή βηρυλλίου. Για να διασκορπίσουμε την θερμική ενέργεια που παράγεται, οι περισσότεροι σωλήνες ηλεκτρικής εκκένωσης των laser ιόντων είναι υγρό-ψυκτοι και συχνά περιέχουν μια σειρά από μεταλλικούς δίσκους που λειτουργούν ως θερμικές αποθήκες, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.33.



Σχήμα 3.33: Η δομή ενός τυπικού laser αργού
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η παρουσία οπών στο κέντρο αυτών των μεταλλικών δίσκων θα καθορίσει την ενεργό περιοχή του laser. Λόγω του υψηλού ρεύματος η κάθοδος θα πρέπει να είναι ένας εξαιρετος εκπομπός ηλεκτρονίων και συχνά ενσωματώνεται ένας δεσμευτής προκειμένου να κατακρατεί τις προσμίξεις οι οποίες μπορεί να φθάσουν στην κάθοδο.

Και πάλι η ηλεκτρική εκκένωση προκαλείται με την εφαρμογή ενός παλμού υψηλής τάσης και διατηρείται από μια dc τάση ίση περίπου με 200 V. Κατά την διάρκεια της λειτουργίας, τα θετικά ιόντα τείνουν να συγκεντρώνονται στην κάθοδο και ίσως να προκαλέσουν το τέλος της εκκένωσης. Για να το εμποδίσουμε, δημιουργούμε μια ανατροφοδότηση αερίου ανάμεσα στην άνοδο και την κάθοδο για να εξισώσουμε την πίεση. Τα παλμικά laser ιόντων είναι πιο απλά, και λόγω του μικρού κύκλου

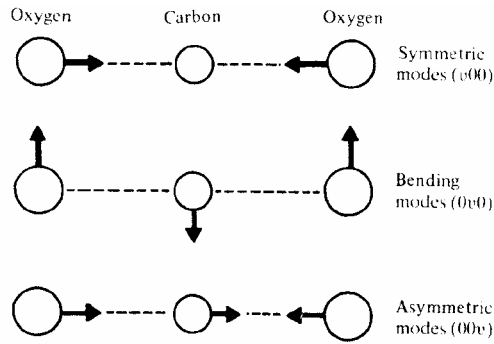
λειτουργίας η θερμική ενέργεια που παράγεται είναι αρκετά μικρή ώστε να μπορεί να εξουδετερωθεί από ένα σύστημα ψύξης.

Για να επιλέξουμε το μήκος κύματος που επιθυμούμε κάθε φορά, εισάγουμε ένα μικρό πρίσμα μέσα στην κοιλότητα και η θέση του τελικού κατόπτρου αλλάζει περιστρέφοντας το έτσι ώστε να είναι κάθετο στην διεύθυνση της ακτινοβολίας του επιθυμητού μήκους κύματος. Η παραπάνω διαδικασία εξασφαλίζει ότι η ακτινοβολία του συγκεκριμένου μήκους κύματος θα ανακλαστεί μπρος πίσω, ενώ η ακτινοβολία άλλων μηκών κύματος θα χαθεί από την κοιλότητα μετά από μερικές ταλαντώσεις. Έτσι το επιθυμητό μήκος κύματος θα ταλαντωθεί μέσα στην κοιλότητα ενώ τα άλλα μήκη κύματος θα εξαφανιστούν μετά από μερικές ταλαντώσεις.

Η χρήση των lasers ιόντων Κρυπτού ως πηγές άντλησης για lasers χρωστικών και στην μελέτη χημικών και φυσικών διεργασιών αυξάνει συνεχώς. Παράγουν μια σειρά από φασματικές γραμμές που εκτείνονται σε όλο το οπτικό φάσμα από περίπου 300 ως 800 nm, με την πιο ισχυρή να είναι στα 647 nm.

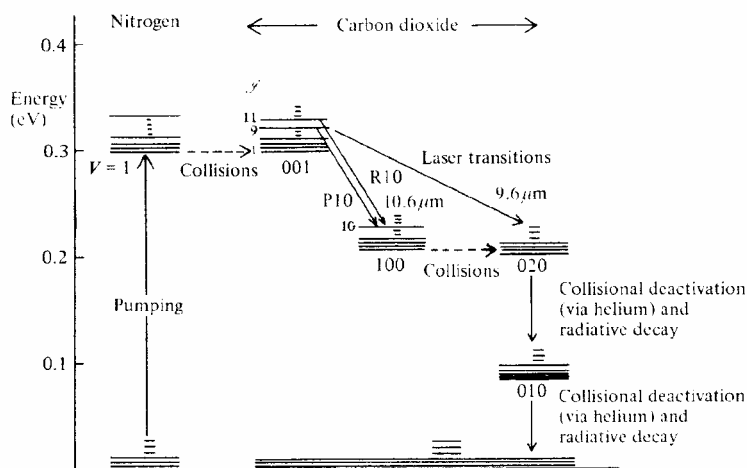
Μοριακά Lasers – Το laser διοξειδίου του άνθρακα

Το laser διοξειδίου του άνθρακα είναι το βασικότερο από τα μοριακά lasers και όσον αφορά τις τεχνολογικές εφαρμογές του είναι χωρίς αμφιβολία το πιο σημαντικό. Στα μοριακά lasers, τα ενεργειακά επίπεδα προέρχονται από την κβάντωση της περιστροφικής και δονητικής ενέργειας των μορίων του εκάστοτε αερίου. Το μόριο του διοξειδίου του άνθρακα CO_2 αποτελείται βασικά από δύο άτομα οξυγόνου και ένα άτομο άνθρακα γεωμετρικά τοποθετημένα πάνω στον ίδιο άξονα, τα οποία υφίστανται τρεις θεμελιώδεις τρόπους ταλάντωσης όπως απεικονίζονται στο σχήμα 3.34. Οποιαδήποτε χρονική στιγμή το μόριο του CO_2 μπορεί να ταλαντωθεί με οποιοδήποτε γραμμικό συνδυασμό των τριών βασικών τρόπων ταλάντωσης. Οι τελευταίοι συμβολίζονται από μια ομάδα τριών κβαντικών αριθμών (u_1, u_2, u_3) οι οποίοι αντιπροσωπεύουν το ποσό της ενέργειας ή τον αριθμό των ενεργειακών κβάντα που σχετίζονται με τον κάθε ρυθμό. Η ομάδα των κβαντικών αριθμών (100) π.χ. μας πληροφορεί ότι το μόριο ταλαντώνεται με συμμετρικό τρόπο με ένα κβάντα ενέργειας ταλάντωσης και δεν έχει καθόλου ενέργεια που να σχετίζεται με τους ασύμμετρους τρόπους ή τους τρόπους κάμψης.



Σχήμα 3.34: Τρόποι ταλάντωσης του μορίου του CO₂
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Επιπρόσθετα σε αυτούς τους τρεις τρόπους δόνησης, το μόριο μπορεί επίσης να περιστραφεί και για αυτό έχει περιστροφικά ενεργειακά επίπεδα, των οποίων η μεταξύ τους ενεργειακή απόσταση είναι πολύ μικρή, τα οποία σχετίζονται με κάθε ενεργειακό επίπεδο ταλάντωσης. Τα περιστροφικά ενεργειακά επίπεδα συμβολίζονται με ένα ακέραιο f . Η ενεργειακή απόσταση μεταξύ αυτών των μοριακών επιπέδων είναι μικρή και έτσι η έξοδος του laser βρίσκεται στο υπέρυθρο. Τα σημαντικά ενεργειακά επίπεδα του CO₂ απεικονίζονται στο σχήμα 3.35 όπου επίσης απεικονίζεται η θεμελιώδης και η πρώτη διεγερμένη κατάσταση των ρυθμών ταλάντωσης του αζώτου.



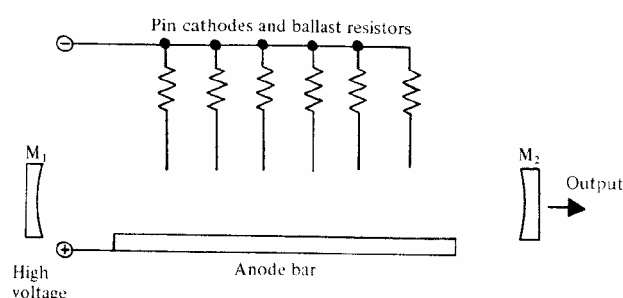
Σχήμα 3.35: Ενεργειακό διάγραμμα του μορίου του CO₂
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Αρκετά lasers CO₂ περιέχουν ένα μίγμα από CO₂, άζωτο και ήλιο σε αναλογία 1:4:5. Το άζωτο έχει τον ίδιο ρόλο που έχει το He στο laser He-Ne. Διεγερμένα μόρια αζώτου μεταφέρουν ενέργεια στα μόρια του CO₂ μέσω κρούσεων, διεγείροντας τα στα δονητικά επίπεδα (001). Τα δονητικά επίπεδα (100) του CO₂ έχουν χαμηλότερη ενέργεια και δεν μπορούν να κατοικηθούν με αυτό τον τρόπο και έτσι η αναστροφή πληθυσμού δημιουργείται ανάμεσα στα επίπεδα (001) και (100) και παράγεται ακτινοβολία laser στα 10.6 μm. Το ήλιο (He) έχει διπλό ρόλο γιατί πρώτον, αυξάνει την θερμική αγωγιμότητα στα τοιχώματα του σωλήνα, μειώνοντας έτσι την θερμοκρασία και την διαπλάτυνση Doppler, που με την σειρά της αυξάνει το κέρδος του ενεργού μέσου και δεύτερον, αυξάνει την απόδοση του laser μέσω της έμμεσης καταστροφής του πληθυσμού στο ενεργειακό επίπεδο (100), το οποίο συνδέεται μέσω κρούσεων συντονισμού με τα δονητικά ενεργειακά επίπεδα (020) και (010) με το τελευταίο να εκκενώνεται μέσω κρούσεων με τα άτομα του He.

Ενώ άλλα συστήματα lasers αερίου έχουν απόδοση ίση με 0.1% ή και μικρότερη, το laser CO₂ μπορεί να έχει απόδοση ίση με 30%. Αυτό κυρίως οφείλεται στην ευκολία με την οποία τα ηλεκτρόνια στην εκκένωση μπορούν να προκαλέσουν διέγερση και στην ισχυρή σύζευξη που υπάρχει μεταξύ των διαφόρων ενεργειακών επιπέδων που εμπλέκονται. Λόγω αυτής της υψηλής απόδοσης είναι σχετικά εύκολο να παράγουμε CW εξόδους της τάξης των 100 W για ένα laser μήκους 1m. Όταν έχουμε ισχύς εξόδου αυτής της τάξης ή και μεγαλύτερης σημαίνει ότι τα κάτοπτρα της κοιλότητας του laser παρουσιάζουν πολύ μικρή απορροφητικότητα και ότι κατά την λειτουργία στο υπέρυθρο θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε ειδικά υλικά για την κατασκευή των κατόπτρων και των άλλων οπτικών εξαρτημάτων που θα χρησιμοποιηθούν. Στα υλικά, τα οποία έχουν χρησιμοποιηθεί επιτυχώς, συμπεριλαμβάνονται το γερμάνιο, το γάλλιο αρσενικό, το σουλφίδιο ψευδαργύρου, το σουλφίδιο selenide και άλλα αλκαλικά αλογόνα, παρόλο που μερικά από αυτά είναι σχετικά μαλακά και υγροσκοπικά. Σε μερικές περιπτώσεις, στην θέση του υψηλής ανακλαστικότητας κατόπτρου χρησιμοποιείται ένα φράγμα περίθλασης που τοποθετείται πάνω σε ένα πιεζοηλεκτρικό στοιχείο. Το φράγμα επιτρέπει την φασματική ρύθμιση της εξόδου του laser σε όλο το εύρος του φάσματος εκπομπής, το οποίο απεικονίζεται στο σχήμα 3.35. Στην μετάβαση από τα ενεργειακά επίπεδα (001) στα (100) ισχύει ότι $\Delta f = \pm 1$. Έτσι για παράδειγμα εάν $f=10$ στο άνω ενεργειακό επίπεδο στο κάτω ενεργειακό επίπεδο το f μπορεί να ισούται με 9 ή 11. Οι αντίστοιχες μεταβάσεις

αντιπροσωπεύονται από τις P10 ($\Delta f = +1$) και R10 ($\Delta f = -1$). Οι πιο ισχυρές μεταβάσεις είναι οι P18, P20 και P22.

Η ισχύς εξόδου του laser CO₂ είναι περίπου ανάλογη με το μήκος του σωλήνα του και, προκειμένου να παραχθεί υψηλή ισχύς, έχουν κατασκευασθεί lasers με μήκους 10 m τα οποία παράγουν ισχύ εξόδου μερικών δεκάδων kW. Δυο άλλες τεχνικές έχουν χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή πολύ υψηλής ισχύος ακτινοβολία laser. Η πρώτη είναι το εγκάρσια διεγερμένο ατμοσφαιρικό laser (ή TEA). Στο CO₂ laser η ισχύς εξόδου μπορεί να μεγαλώσει αυξάνοντας την πίεση του αερίου. Το πρόβλημα σε αυτή την περίπτωση είναι η μεγάλη δυσκολία να επιτευχθεί εκκένωση. Σε ατμοσφαιρική πίεση, για παράδειγμα, η τάση διάσπασης είναι 1.2 kV mm⁻¹ και έτσι ακόμα και για laser μήκους 1m θα χρειαστούμε μια μη αποδεκτή υψηλή τάση. Για να το ξεπεράσουμε αυτό, η εκκένωση εφαρμόζεται εγκάρσια του σωλήνα του laser με αποτέλεσμα το μήκος της εκκένωσης να είναι περίπου 1 cm. Η υψηλή τάση εφαρμόζεται σε ένα αριθμό ηλεκτροδίων όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.36. Με αυτή την διάταξη έχει επιτευχθεί, ισχύς της τάξεως των μερικών gigawatt μέσω της παραγωγής σύντομων χρονικά παλμών laser, με ρυθμό 20 παλμών ανά δευτερόλεπτο. Αέριο ψύξης ρέει μέσα από την ενεργό περιοχή αυξάνοντας την αναστροφή πληθυσμού και έτσι την ισχύ εξόδου.



Σχήμα 3.36: Σχηματικό διάγραμμα του TEA CO₂ laser. Η εκκένωση είναι κάθετη στον άξονα της κοιλότητας laser

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η δεύτερη τεχνική για την παραγωγή υψηλής ισχύος ακτινοβολία laser είναι η δημιουργία αναστροφής πληθυσμού μέσω της εφαρμογής θερμοδυναμικών διεργασιών παρά μέσω εκκένωσης – και έτσι προκύπτει το laser δυναμικού αερίου. Ένα μίγμα αζώτου και διοξειδίου του άνθρακα θερμαίνεται, συμπιέζεται και

αργότερα αφήνετε να διασταλεί σε μια περιοχή χαμηλής πίεσης. Κατά την διάρκεια της θέρμανσης και της συμπίεσης ο πληθυσμός των ενεργειακών καταστάσεων προσεγγίζει την κατανομή Boltzmann η οποία είναι κατάλληλη για υψηλές θερμοκρασίες. Σε υψηλές θερμοκρασίες το μεγαλύτερο ποσοστό της ενέργειας αποθηκεύεται στους ρυθμούς ταλάντωσης των μορίων αζώτου. Σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, μετά την διαστολή σε μια περιοχή χαμηλών πιέσεων, συντονισμένες κρούσεις των μορίων αζώτου με τα μόρια του διοξειδίου του άνθρακα προκαλούν την κατάληψη των ενεργειακών καταστάσεων (001) του μορίου του CO₂ και δημιουργούν αναστροφή πληθυσμού. Χρησιμοποιώντας αυτό τον τρόπο άντλησης μπορούν να επιτευχθούν CW έξοδοι ισχύος μεγαλύτερης από 100 kW. Τα laser δυναμικού αερίου παρουσιάζουν τα εξής μειονεκτήματα α) υποφέρουν από το μεγάλο μέγεθος και β) έχουν θορυβώδη λειτουργία καθώς το αέριο διαστέλλεται.

Άλλα μοριακά lasers: Καθώς ο αριθμός των μοριακών συστημάτων με ενεργειακά επίπεδα κατάλληλα για την παραγωγή ακτινοβολίας laser είναι μεγάλος, δεν μας εκπλήσσει το γεγονός ότι υπάρχουν πολλά μοριακά συστήματα lasers και είναι πολύ πιθανόν να ανακαλυφθούν και άλλα. Δυο τέτοια μοριακά lasers που εκπέμπουν στο υπεριώδες – ορατό φάσμα έχουν κατασκευαστεί και είναι γνωστά ως laser αζώτου και laser διεγερμένων διμερών.

Το laser αζώτου διαφέρει αρκετά από αυτό του CO₂. Στο τελευταίο οι μεταβάσεις γίνονται μεταξύ μοριακών περιστροφικών/ ταλαντωτικών ενεργειακών καταστάσεων, ενώ στο laser αζώτου οι μεταβάσεις συμβαίνουν μεταξύ ηλεκτρονικών ενεργειακών καταστάσεων. Μια απαίτηση για CW λειτουργία είναι η άνω ενεργειακή στάθμη της μετάβασης laser να έχει μεγάλο χρόνο ζωής ενώ η χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη θα πρέπει να εκκενώνεται αρκετά γρήγορα. Στο laser αζώτου ωστόσο ισχύει το αντίστροφο, ο χρόνος ζωής της άνω ενεργειακής στάθμης είναι πολύ μικρός (της τάξεως των nsec) ενώ ο χρόνος ζωής της κάτω ενεργειακής στάθμης είναι μεγάλος (της τάξεως των microseconds). Έτσι η αναστροφή πληθυσμού μπορεί να διατηρηθεί μονάχα για μερικά nanoseconds. Θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν πολύ γρήγοροι μηχανισμοί άντλησης παρόμοιοι με αυτούς που χρησιμοποιούνται στα TEA lasers.

Το κέρδος του αζώτου είναι τόσο μεγάλο που μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σαν απλός ενισχυτής δηλαδή σε πολλές εφαρμογές δεν είναι απαραίτητο να παρέχουμε οπτική ανατροφοδότηση (τόσο υψηλό κέρδος χαρακτηρίζεται ως super – radiant). Εμπορικά συστήματα lasers αζώτου είναι ικανά να παράγουν παλμούς ισχύος 100

kW. Χρησιμοποιούνται συνήθως σε φωτοχημικές εφαρμογές και για άντληση άλλων συστημάτων lasers, όπως για παράδειγμα των lasers χρωστικών (παράγραφος 3.10.4).

Σε αντίθεση με το laser αζώτου, τα διμερή (excimers) παρέχουν μια μετασταθή διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση. Ένα διμερές (ή διεγερμένο διμερές) αναφέρεται σε ένα μόριο που δημιουργείται από την σύνδεση ενός διεγερμένου ατόμου (ή μορίου) με ένα άλλο άτομο (ή μόριο) που βρίσκεται στην θεμελιώδη στάθμη. Εάν και τα δυο συστατικά του διμερούς βρίσκονται στην θεμελιώδη στάθμη τους, τότε σε ενδοατομικές αποστάσεις, χαρακτηριστικές για κάθε μόριο, τα άτομα απωθούνται μεταξύ τους. Συμπερασματικά το διμερές αποσυντίθεται αρκετά γρήγορα μειώνοντας δραστικά τον πληθυσμό της χαμηλότερης στάθμης laser διευκολύνοντας έτσι την δημιουργία αναστροφής πληθυσμού. Εάν ένα ή και τα δύο από τα συστατικά του διμερούς είναι άτομα ευγενούς αερίου, η ενέργεια διέγερσης είναι εντυπωσιακά μεγάλη και η μετασταθής ενεργειακή στάθμη του διμερούς είναι πολύ σημαντική για την αποθήκευση ενέργειας.

Από το 1972, έχει κατασκευαστεί ένας μεγάλος αριθμός lasers διμερών τα οποία καλύπτουν την φασματική περιοχή που εκτείνεται από τα 120 nm μέχρι τα 500 nm. Τα διμερή laser ευγενούς αερίου αλογόνου είναι πολύ αποδοτικά, με αυτά των XeF (φθοριούχο ξένο) και KrF (φθοριούχο κρυπτό) να παρουσιάζουν την μεγαλύτερη απόδοση (κοντά στο 10–15%).

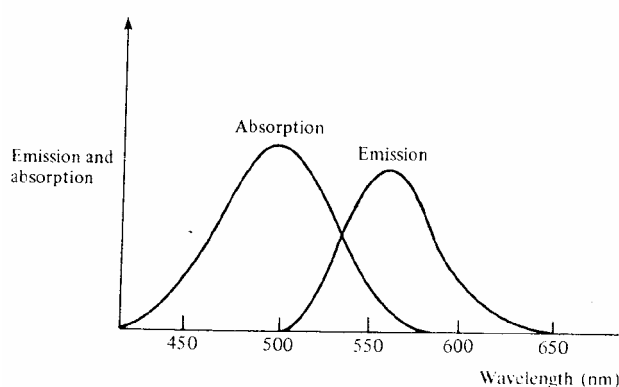
Τα lasers διεγερμένων διμερών συνήθως αντλούνται από μια πηγή ισχυρής δέσμης ηλεκτρονίων ή από γρήγορη εκκένωση. Τα ηλεκτρόνια της δέσμης επιταχύνονται ωσότου η ενέργεια τους να φθάσει το 1 MeV και τότε μεταδίδονται στον θάλαμο του laser με την μορφή παλμών παράγοντας ρεύματα της τάξεως των 100 kA. Οι γεννήτριες δέσμης ηλεκτρονίων με τέτοιες δυνατότητες είναι σχετικά μεγάλες και ερευνώνται εναλλακτικοί μηχανισμοί άντλησης.

3.10.8 Lasers Χρωστικών

Τα υγρά παρουσιάζουν χρήσιμα πλεονεκτήματα συγκριτικά με τα στερεά και τα αέρια ενεργά μέσα laser. Τα στερεά είναι δύσκολό να παρασκευαστούν με τον απαιτούμενο βαθμό οπτικής ομοιογένειας και μπορεί να υποστούν μόνιμη βλάβη εφόσον υπερθερμανθούν. Τα αέρια δεν αντιμετωπίζουν αυτές τις δυσκολίες αλλά έχουν πολύ μικρότερη πυκνότητα ενεργών ατόμων. Έχουν αναπτυχθεί πολλά διαφορετικά είδη lasers υγρού, άλλα το πιο σημαντικό είναι αυτό των lasers χρωστικών (dye). Τα lasers χρωστικών έχουν το πλεονέκτημα να μπορούν να

λειτουργήσουν σε οποιοδήποτε μήκος κύματος εντός μιας μεγάλης φασματικής περιοχής. Αυτό είναι εξαιρετικά χρήσιμο για πολλές εφαρμογές όπως στη φασματοσκοπία και στη μελέτη των χημικών αντιδράσεων.

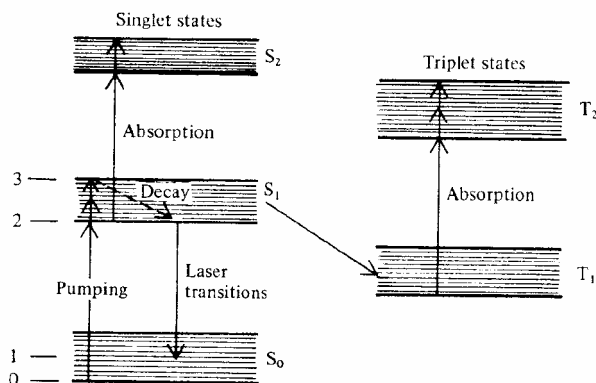
Το ενεργό μέσο είναι μια οργανική χρωστική η οποία διαλύεται μέσα σε ένα διαλύτη. Όταν η οργανική διεγερθεί από ένα μικρό μήκος κύματος εκπέμπει ακτινοβολία σε μεγαλύτερο μήκος κύματος δηλαδή φθορίζει. Η ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στα απορροφημένα και εκπεμπόμενα φωτόνια εμφανίζεται με την μορφή θερμότητας. Τυπικά φάσματα απορρόφησης και εκπομπής μιας οργανικής χρωστικής απεικονίζονται στο σχήμα 3.37.



Σχήμα 3.37: Φάσμα απορρόφησης και εκπομπής ενός τυπικού laser οργανικής χρωστικής ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Το ευρύ φασματικό εύρος της καμπύλης φθορισμού μπορεί να εξηγηθεί μέσω του ενεργειακού διαγράμματος ενός τυπικού μορίου οργανικής χρωστικής. Στο σχήμα 3.38 παρουσιάζετε ότι το μόριο έχει δυο ομάδες ηλεκτρονικών ενεργειακών επιπέδων τα οποία απέχουν πολύ λίγο μεταξύ τους. Αυτές οι ομάδες καλούνται singlet (S_0 , S_1 , S_2) και triplet καταστάσεις (T_1 , T_2).

Οι singlet καταστάσεις συμβαίνουν όταν το ολικό spin των διεγερμένων ηλεκτρονίων σε κάθε μόριο είναι μηδέν (η τιμή του $2S + 1$ είναι επομένως μονάδα). Οι triplet καταστάσεις συμβαίνουν όταν το ολικό spin είναι ένα ($2S + 1$ είναι ίσο με τρία).



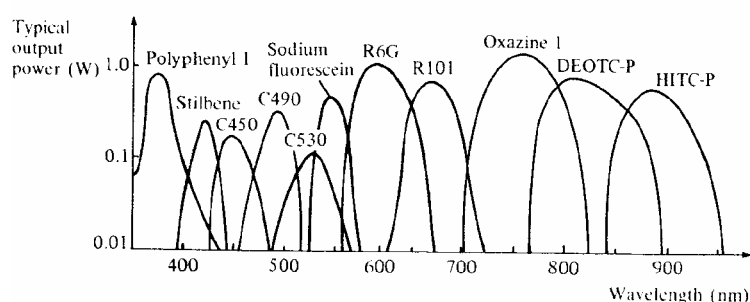
Σχήμα 3.38: Singlet (S) και Triplet (T) ενεργειακές καταστάσεις σε ένα μόριο οργανικής χρωστικής
 ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Κάθε ηλεκτρονικό ενεργειακό επίπεδο διευρύνεται σε μια σχεδόν συνεχή ζώνη από κοντινά ενεργειακά επίπεδα λόγω των επιδράσεων της δόνησης και της περιστροφής του μορίου της οργανικής και επίσης λόγω της επίδρασης των μορίων του διαλύτη. Η άντληση προκαλεί την διέγερση του μορίου από την θεμελιώδη στάθμη S_0 στην πρώτη διεγερμένη στάθμη S_1 . Ακολουθεί μια πολύ γρήγορη διεργασία αποδιέγερσης στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη της S_1 χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας. Η μετάβαση laser τότε συμβαίνει ανάμεσα σε αυτές τις ενεργειακές στάθμες και μιας ενεργειακής στάθμης της S_0 . Αφού υπάρχουν πολλά ενεργειακά επίπεδα δόνησης/περιστροφής μέσα στις S_0 και S_1 , υπάρχουν πολλές μεταβάσεις με αποτέλεσμα η 'γραμμή' εκπομπής να είναι πολύ πλατιά. Καθώς το τελικό ενεργειακό επίπεδο της μετάβασης laser στην S_0 έχει ενέργεια μεγαλύτερη από την θεμελιώδη στάθμη της κατά kT , το laser οργανικής είναι ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων και το κατώφλι μπορεί να επιτευχθεί με πολύ μικρή αναστροφή πληθυσμού.

Παρόλο που οι ενεργειακές καταστάσεις triplet δεν εμπλέκονται άμεσα στην δράση laser, έχουν μια προφανή επίδραση καθώς υπάρχει μια μικρή πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η μετάβαση $S_1 \rightarrow T_1$ παρόλο που αυτό απαγορεύεται από τους κανόνες επιλογής της κβαντομηχανικής. Αφού η μετάβαση $T_1 \rightarrow S_0$ επίσης απαγορεύεται από τους κανόνες της κβαντομηχανικής, τα μόρια συγκεντρώνονται στην T_1 . Η μετάβαση $T_1 \rightarrow T_2$ ωστόσο επιτρέπεται και δυστυχώς το εύρος των συχνοτήτων που απαιτείται για αυτή την μετάβαση είναι σχεδόν το ίδιο με αυτό των

μεταβάσεων laser. Έτσι αφού ένας σημαντικός αριθμός μορίων έχει πραγματοποιήσει την μετάβαση $S_1 \rightarrow T_1$, η μετάβαση απορρόφησης $T_1 \rightarrow T_2$ ελαττώνει το κέρδος και μπορεί να προκαλέσει την διακοπή της παραγωγής ακτινοβολίας laser. Για αυτό το λόγο τα περισσότερα lasers οργανικών παράγουν στενούς χρονικά παλμούς, των οποίων η χρονική διάρκεια είναι μικρότερη από τον χρόνο που απαιτείται για τις στάθμες της T_1 να αποκτήσουν μεγάλο πληθυσμό, και είναι της τάξεως του 1 ms. Για μεγάλο χρονικά παλμό ή CW λειτουργία, ο πληθυσμός της T_1 θα δημιουργείται μέχρι το σημείο ισορροπίας στο οποίο η απορρόφηση είναι υψηλή και γίνεται ο μέγιστος περιορισμός της απόδοσης του laser.

Πολλές χρωστικές έχουν χρησιμοποιηθεί ως ενεργά μέσα laser και στο σχήμα 3.39 απεικονίζονται τα φάσματα εκπομπής των διαφόρων lasers χρωστικών που έχουν χρησιμοποιηθεί μέχρι σήμερα.



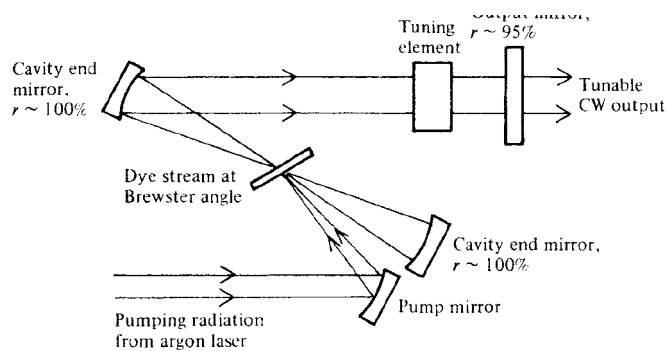
Σχήμα 3.39: Εκπομπή από laser χρωστικών τα οποία αντλούνται από laser ιόντων. Η χρωστική Rhodamine 6G για παράδειγμα αντλείται από laser ιόντων αργού με ισχύ 5W. ('Optoelectronics: An introduction' by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Η χρωστική γνωστή ως Rhodamine 6G αν διαλυθεί μέσα σε μεθανόλη είναι μια από τις πιο επιτυχημένες χρωστικές ουσίες και το σύστημα laser που την χρησιμοποιεί ως ενεργό μέσο έχει απόδοση της τάξης του 20% και φασματικό εύρος λειτουργίας από τα 570 έως 660 nm.

Όλα τα lasers χρωστικής αντλούνται οπτικά και η πηγή άντλησης έχει ένα μήκος κύματος λίγο μικρότερο από αυτό της εξόδου του laser χρωστικής. Εμπορικές μέθοδοι άντλησης εμπεριέχουν flashtubes, lasers αζώτου, lasers στερεάς κατάστασης και lasers (A^+ ή Kr^+) ιόντων. Καθώς η ακτινοβολία άντλησης βρίσκεται στο ορατό ή το υπεριώδες, θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τις αρμονικές εξόδου των laser νεοδυμίου. Η επιλογή της πηγής άντλησης εξαρτάται από το φάσμα απορρόφησης της

χρωστικής που χρησιμοποιείται άλλα και από τον τύπο εξόδου που προτιμούμε. Για CW λειτουργία η πιο συνηθισμένη πηγή άντλησης που χρησιμοποιούμε είναι ένα laser ιόντων. Όλες οι άλλες πηγές άντλησης λειτουργούν παλμικά και προκαλούν την παλμική λειτουργία του laser χρωστικής. Καθώς ο πληθυσμός της T_1 δημιουργείται σε 1 μ s, τα flashtubes θα πρέπει να αποφορτίζονται σε περίπου 1 μ s (σε αντίθεση με τα flashtubes του 1 ms που χρησιμοποιούνται για την άντληση των lasers στερεάς κατάστασης). Για αυτό το λόγο θα πρέπει να χρησιμοποιούνται flashtubes τα οποία είναι ιδιαίτερος ανθεκτικά. Για να αποφύγουμε απώλειες απορρόφησης λόγω της δημιουργίας του πληθυσμού στις triplet καταστάσεις, η χρωστική περνάει μέσα από ένα πίδακα υγρού μέσω της ακτινοβολίας άντλησης. Η χρωστική εγχέεται από ένα ειδικά σχεδιασμένο στόμιο σωλήνα, το ελάχιστο κέρδος σήματος είναι τόσο υψηλό που το μικρού πάχους ενεργό μέσο είναι επαρκές να δώσει δράση laser.

Η έξοδος του laser χρωστικής μπορεί να ρυθμιστεί χρησιμοποιώντας, για παράδειγμα, ένα πρίσμα ή ένα φράγμα περίθλασης όπου το καθένα μπορεί να λειτουργήσει ως κάτοπτρο άλλα και ως μέσο διασποράς. Μια τυπική διάταξη laser χρωστικής απεικονίζεται στο σχήμα 3.40.



Σχήμα 3.40: Διάταξη laser χρωστικής

(‘Optoelectronics: An introduction’ by J. Wilson and J.F.B. Hawkes)

Τελειώνοντας το κεφάλαιο αυτό να τονίσουμε ότι δεν έχουμε καλύψει όλο το εύρος των lasers ούτε αναλύθηκαν πλήρως οι διάφορες μετατροπές και βελτιώσεις που μπορούν να υποστούν τα συστήματα lasers που μελετήθηκαν. Ελπίζουμε παρόλα αυτά ότι καλύφθηκε η βασική φυσική των lasers μαζί με την βασική περιγραφή ορισμένων από αυτά. Αυτό θα βοηθήσει τον αναγνώστη να κατανοήσει την

λειτουργία άλλων τύπων lasers τα οποία είτε βρίσκονται σε παραγωγή είτε σε πειραματικό στάδιο.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- 3.1** T.H. Maiman, ‘Stimulated optical radiation in ruby masers’, *Nature*, 187, 1960, 493.
- 3.2** A. Einstein, ‘Zur Quantentheorie de Strahlung’, *Phy. Z.*, 18, 1917, 121.
- 3.3** N. Bloembergen, ‘Proposal for a new type of solid state maser’, *Phys. Rev.*, 105, 1957, 762.
- 3.4** (α) A.E. Siegman, *Introduction to Masers and Lasers*, McGraw-Hill, New York, 1971, Chapter 8.
(β) T. Li and H. Kogelnik, ‘Resonator stability curves’, *Appl. Opt.*, 5, 1966, 1550.
- 3.5** (α) A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt Rinehart & Winston, New York, 1971, Chapter 5.
(β) R.W. Ditchburn, *Light* (2nd edn), Blackie, Glasgow, 1962, pp. 91-7.
- 3.6** *Ibid*, Chapter 4, pp. 85-91 and 106-17.
- 3.7** (α) A.E. Siegman, *Introduction to Masers and Lasers*, McGraw-Hill, New York, 1971.
(β) ‘Resonant modes in a maser interferometer’, *Bell System Tech. J.*, 40, 1961, 453.
- 3.8** G.R. Fowles, *Introduction to Modern Optics* (2nd edn), Holt Rinehart & Winston, New York, 1975, Chapter 4.
- 3.9** J.T. Verdeyen, *Laser Electronics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1981, section 5.1.

- 3.10** (α) H. Semat and J.R. Albright, Introduction to Atomic and Nuclear Physics (5th edn), Holt Rinehart & Winston, New York, 1972, pp 259-64.
(β) D. Eastham, Atomic Physics of Lasers, Taylor & Francis, London & Philadelphia, 1986.
- 3.11** J.S. Griffith, The Theory of Transition-metal Ions, Cambridge University Press, Cambridge, 1964, Chapter 9.
- 3.12** R.J. Mears and L. Reekie, 'Neodymium-doped Silica Single-Mode Fibre Laser', Electron Letters, 21, 1985, 738.
- 3.13** (α) H.C. Casey and M.B. Panish, Heterojunction Lasers, Academic Press, New York, 1978.
(β) H. Kressel and J.K. Butler, Semiconductors Lasers and Heterojunction LEDs, Academic Press, New York, 1977.
- 3.14** (α) H.C. Casey and M.B. Panish, op. cit., Part B, Chapters 5-7.
(β) H. Kressel and J.K. Butler, op. cit., Chapter 9.
- 3.15** .E Basch (ed.), Optical-fiber Transmission, Howard W. Sams, Indianapolis, 1987, Chapter 9, section 4.

Κεφάλαιο 4

Lasers II

Στο προηγούμενο κεφάλαιο, είδαμε ότι η έξοδος των lasers δεν είναι πάντα μια δέσμη υψηλής φασματικής συμφωνίας και μονοχρωματικότητας. Η έξοδος, για παράδειγμα, μπορεί να είναι συνεχής ή να έχει παλμική μορφή και να αποτελείται από πολλούς διαμήκεις και εγκάρσιους ρυθμούς με ελαφρώς διαφορετικό μήκος κύματος. Σκεπτόμενοι τις εφαρμογές των lasers πολλές φορές βρίσκουμε ότι τα παραπάνω χαρακτηριστικά είναι αποδεκτά, άλλα συχνά είναι επιθυμητό να τροποποιήσουμε την έξοδο του laser ώστε να ταιριάζει στην εκάστοτε εφαρμογή. Κάποιες τροποποιήσεις στην έξοδο είναι εύκολο να επιτευχθούν, για παράδειγμα μπορούμε να επιλέξουμε ένα από τα πολλά μήκη κύματος που παράγονται από το laser ιόντων αργού τοποθετώντας ένα πρίσμα ή ένα διάφραγμα μέσα στην οπτική κοιλότητα. Το πρίσμα ή το διάφραγμα σκορπίζει το φως έτσι ώστε μετά την μετάδοση του μονάχα ένα μήκος κύματος να προσπίπτει κάθετα πάνω στο τελικό κάτοπτρο και να ανακλάται πίσω στην κοιλότητα. Άλλες τροποποιήσεις στην έξοδο, παρόλο που πρακτικά επιτυγχάνονται σχεδόν αυτόματα, απαιτούν την πλήρη κατανόηση του ορισμού των ρυθμών, της αναστροφής πληθυσμού, του κέρδους κατωφλίου και των σχετικών με αυτά εννοιών. Πριν την παρουσίαση των εφαρμογών των lasers, μελετάμε κάποιους από τους τρόπους με τους οποίους η έξοδος του laser μπορεί να τροποποιηθεί.

4.1 Λειτουργία μονού ρυθμού

Σε πολλές εφαρμογές συμπεριλαμβανομένων χημικών και φυσικών ερευνών είναι επιθυμητό να έχουμε όσο το δυνατό μεγαλύτερη φασματική καθαρότητα γίνεται. Μπορούμε να το επιτύχουμε αυτό λειτουργώντας ένα laser συνεχής λειτουργίας (CW laser) σε μονό διαμήκη και μονό εγκάρσιο ρυθμό. Εφόσον ένα laser μη ομογενούς διαπλάτυνσης (βλέπε παράγραφο 3.9) μπορεί να στηρίξει πολλούς διαμήκεις και εγκάρσιους ρυθμούς ταυτόχρονα, η λειτουργία σε μονό ρυθμό μπορεί να επιτευχθεί

μονάχα εφόσον ρυθμιστεί ένας ρυθμός να έχει μεγαλύτερο κέρδος από όλους τους άλλους. Μπορούμε να διασφαλίσουμε ότι η κοιλότητα θα υποστηρίξει μονάχα ένα εγκάρσιο ρυθμό, τον TEM_{00} , τοποθετώντας μια οπή μέσα στην κοιλότητα. Καθώς οι TEM ρυθμοί υψηλότερης τάξης εξαπλώνονται γεωμετρικά περισσότερο από τον TEM_{00} , μια οπή κατάλληλης διαμέτρου θα επιτρέψει την μετάδοση του TEM_{00} ενώ θα εξαλείφει τους άλλους εγκάρσιους ρυθμούς. Όλοι οι διαμήκεις ρυθμοί πλην ενός μπορούν τότε να απορριφθούν με την μείωση του μήκους L της κοιλότητας laser μέχρι η φασματική απόσταση μεταξύ των διαδοχικών ρυθμών, που είναι ίση με $\delta\nu = c/2L$ (βλέπε παράγραφο 3.9), να είναι μεγαλύτερη από το φασματικό εύρος της μετάβασης laser. Το σχήμα 3.11 απεικονίζει το μοναδικό διαμήκη ρυθμό ο οποίος βρίσκεται μέσα στο φασματικό εύρος της μετάβασης και είναι ο μοναδικός που μπορεί να ταλαντωθεί.

Το μειονέκτημα του συστήματος αυτού είναι ότι το ενεργό μήκος της κοιλότητας laser μπορεί να γίνει τόσο μικρό που να μειώσει επικίνδυνα την ισχύ εξόδου. Αυτό μπορεί να αποφευχθεί χρησιμοποιώντας τεχνικές που περιλαμβάνουν, για παράδειγμα, ένα ταλαντωτή Fabry–Perot εντός ή εκτός της κοιλότητας laser, την τεχνική τρίτου κατόπτρου ή απορροφητές μέσα στην κοιλότητα (αναφορά 4.1). Θα πρέπει να τονιστεί ότι για να διατηρηθεί το μήκος κύματος του μονού ρυθμού εξόδου σταθερό, θα πρέπει να σταθεροποιήσουμε τις διαστάσεις της κοιλότητας μέσω στερεων κατασκευών και θερμοκρασιακού ελέγχου ή εισάγοντας συστήματα αντιστάθμισης. Εάν αυτό δεν επιτευχθεί, το L θα αλλάζει με αποτέλεσμα η συχνότητα και η ισχύς του laser να αλλάζουν επίσης. Τέλος, σημειώνουμε ότι είναι δυνατόν να σταθεροποιήσουμε την συχνότητα λειτουργίας του laser με μεγαλύτερη ακρίβεια από 1 MHz. Οι τρόποι με τους οποίους μπορούμε να το επιτύχουμε περιγράφονται στην επόμενη ενότητα.

4.2 Σταθεροποίηση συχνότητας

Στα laser με ομογενείς διαπλατυσμένες μεταβάσεις, μια αύξηση στην άντληση δεν μπορεί να μεγαλώσει την αναστροφή πληθυσμού παραπάνω από την τιμή κατωφλίου όπου το κέρδος ανά πέρασμα ισούται με τις απώλειες. Και αυτό συμβαίνει γιατί η φασματική καμπύλη (the spectral lineshape function) $g(\nu)$ περιγράφει την απόκριση κάθε διαφορετικού ατόμου, για τα οποία θεωρούμε ότι όλα έχουν όμοια συμπεριφορά. Έτσι, καθώς η άντληση αυξάνει κάτω από το κατώφλι, το laser θα

αρχίσει να ταλαντώνει στην κεντρική συχνότητα ν_0 . Το κέρδος στις άλλες συχνότητες θα παραμείνει κάτω από το σημείο κατωφλίου, έτσι ώστε ένα ιδανικά ομογενές διαπλατυσμένο laser να ταλαντώνεται σε μια μόνο συχνότητα.

Στα μη ομογενή διαπλατυσμένα lasers, από την άλλη, όπου το κάθε άτομο θεωρείται ότι συμπεριφέρεται διαφορετικά από το άλλο, η αναστροφή πληθυσμού και το φασματικό κέρδος μπορούν να αυξηθούν πέρα από τις τιμές κατωφλίου σε συχνότητες διαφορετικές από την ν_0 . Το κέρδος στην συχνότητα ν_0 παρόλα αυτά παραμένει σταθερό στην τιμή κατωφλίου λόγω του κορεσμού στο κέρδος (παράγραφος 3.6). Περαιτέρω άντληση μπορεί να αυξήσει το κέρδος σε άλλες συχνότητες μέχρι που να ξεκινήσουν οι ταλαντώσεις στις συχνότητες αυτές. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την μείωση της αναστροφής πληθυσμού και του κέρδους στις τιμές κατωφλίου τους. Η καμπύλη κέρδους επομένως αποκτά συμπίεσεις ή ‘οπές’ στις συχνότητες ταλάντωσης– και αυτό είναι γνωστό ως το ‘κάψιμο οπής’ (hole burning). Οι καμπύλες κέρδους για ομογενή και μη ομογενή ατομικά συστήματα απεικονίζονται στο σχήμα 4.1, όπου οι καμπύλες A, B και C αντιστοιχούν σε επίπεδα άντλησης κάτω από το σημείο κατωφλίου, στο σημείο κατωφλίου και πάνω από το σημείο κατωφλίου.

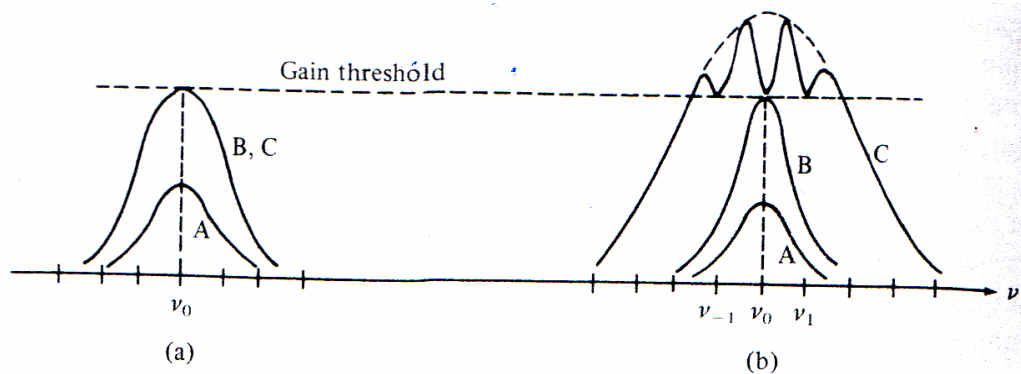
Ας θεωρήσουμε τώρα τα lasers αερίων, τα οποία είναι συνήθως μη ομογενή διαπλατυσμένα κυρίως λόγω του φαινομένου Doppler όπως εξηγείται στην παράγραφο 3.7. Υποθέτουμε ότι ένας μονός ρυθμός ταλαντώνεται σε συχνότητα ν_m η οποία είναι μεγαλύτερη από την φυσική συχνότητα εκπομπής των ατόμων, ν_0 . Η ταλάντωση, η οποία είναι ένα στάσιμο κύμα μέσα στην κοιλότητα, αποτελείται από δυο κύματα που διαδίδονται σε αντίθετες κατευθύνσεις, την θετική και την αρνητική κατεύθυνση x αντίστοιχα. Και τα δυο αυτά κύματα έχουν συχνότητα ν_m .

Η αλληλεπίδραση των κυμάτων που διαδίδονται κατά μήκος της θετικής κατεύθυνσης x με τα άτομα του ενεργού μέσου θα είναι μεγαλύτερη για αυτά τα άτομα που έχουν μια συνιστώσα ταχύτητας $+v_x$ στην διεύθυνση x τέτοια ώστε:

$$\nu_m = \nu_0 \left(1 + \frac{v_x}{c} \right) \quad (4.1)$$

Για αυτό το σύνολο ατόμων, η φαινομενική συχνότητα των κυμάτων είναι ν_m και τα άτομα διεγείρονται για να εκπέμψουν. Η επιχειρηματολογία αυτή επίσης ισχύει για μια δεύτερη ομάδα ατόμων και κυμάτων που κινούνται κατά μήκος της αρνητικής

διεύθυνσης x . Υπάρχουν συνεπώς δυο ομάδες ατόμων των οποίων η εξαναγκασμένη εκπομπή συνεισφέρει στην ένταση εξόδου του laser. Η αναστροφή πληθυσμού ελαττώνεται για τα άτομα αυτά και συμβαίνει κορεσμός κέρδους.



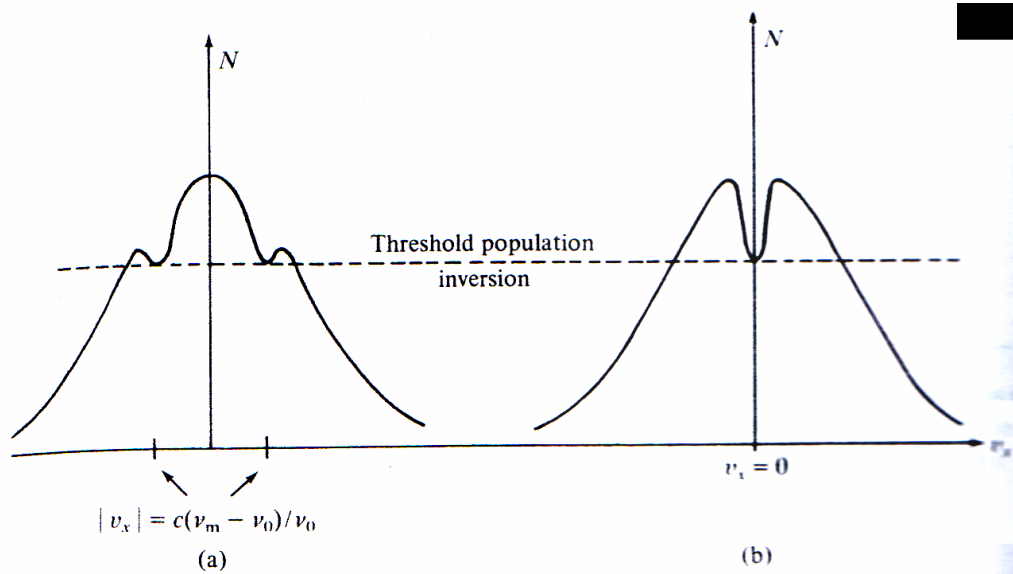
Σχήμα 6.1: Καμπύλες κέρδους για (α) ένα ομογενές διαπλατυσμένο ατομικό σύστημα και (β) για ένα μη ομογενές διαπλατυσμένο ατομικό σύστημα (A – κάτω από το κατώφλι, B στο κατώφλι και C πάνω από το κατώφλι). Στο (β), διαφορετικές ομάδες ατόμων ανταποκρίνονται διαφορετικά στην εξαναγκασμένη ακτινοβολία σε διαφορετικές συχνότητες. Το κέρδος υφίσταται κορεσμό σε κάθε μια από τις συχνότητες εκείνες που δημιουργούν οπές στην καμπύλη κέρδους.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Έχουμε σχεδιάσει την αναστροφή πληθυσμού N ως συνάρτηση της x συνιστώσας της ταχύτητας στο σχήμα 6.2(α) όπου παρατηρούμε ότι η εξαναγκασμένη εκπομπή προκαλεί κορεσμό στην κατανομή των ατομικών ταχυτήτων στην διεγερμένη στάθμη όμοιο με αυτό του hole burning στην καμπύλη κέρδους. Δύο οπές καίγονται και είναι συμμετρικά τοποθετημένες γύρω από το σημείο $v_x=0$ και αντιστοιχούν σε άτομα με ταχύτητες $-v_x$ και $+v_x$.

Ας υποθέσουμε ότι η συχνότητα του ρυθμού ταλάντωσης αλλάζει έως ότου γίνει ίση με την κεντρική συχνότητα μετάβασης laser δηλαδή $\nu_m = \nu_o$. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί, για παράδειγμα, μεταβάλλοντας την θερμοκρασία για να αλλάξει ελάχιστα το μήκος της κοιλότητας. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, μονάχα μια ομάδα ατόμων μπορεί να συνεισφέρει στην εκπομπή ακτινοβολίας laser, της οποίας τα άτομα κινούνται στην διεύθυνση x με μια ταχύτητα ίση με το μηδέν, και σχηματίζεται μια ‘οπή’ στην καμπύλη της αναστροφής πληθυσμού συναρτήσει της ταχύτητας που απεικονίζεται στο σχήμα 4.2(β). Όταν αυτό συμβαίνει, η ισχύς εξόδου του laser

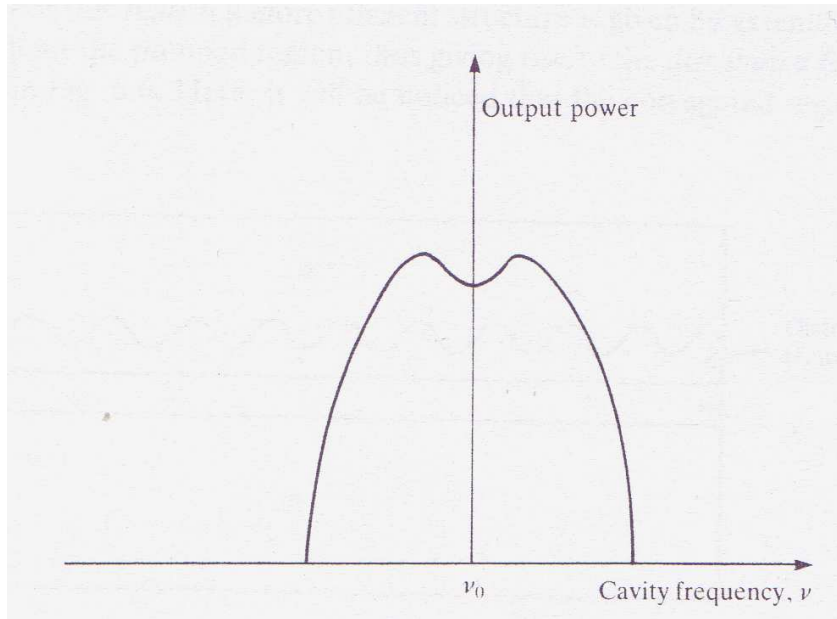
μειώνεται καθώς η διαθέσιμη αναστροφή πληθυσμού είναι μικρότερη από πριν. Σε ένα διάγραμμα της ισχύος εξόδου συναρτήσει της συχνότητας ν_m , όπως αυτό που απεικονίζεται στο σχήμα 4.3, παρατηρείται η δημιουργία μιας βύθισης, γνωστή ως βύθιση Lamp, στην κεντρική συχνότητα μετάβασης $\nu_m = \nu_o$.



Σχήμα 4.2: Κατανομή της αναστροφής πληθυσμού N ως συνάρτηση της συνιστώσας x της ταχύτητας των ατόμων v_x . Στην (α) συχνότητα ν_m η κατανομή είναι διαφορετική από την φυσική συχνότητα εκπομπής των ατόμων ν_o και δύο οπές σχηματίζονται στην κατανομή. Στο (β) η συχνότητα εκπομπής ταυτίζεται με την συχνότητα ν_o και μονάχα μια οπή σχηματίζεται που αντιστοιχεί στην ταχύτητα $v_x = 0$.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Η αύξηση της ισχύος που προκαλείται από οποιαδήποτε μικρή απόκλιση από την κεντρική συχνότητα μετάβασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί, ως η αρχή λειτουργίας ενός συστήματος ανάδρασης, για την σταθεροποίηση της συχνότητας του laser στην κεντρική συχνότητα ελαχιστοποιώντας την έξοδο. Τέτοιου είδους τεχνικές επιτρέπουν την σταθεροποίηση της συχνότητας με μεγαλύτερη ακρίβεια από ένα στα 10^9 . Το μεγάλο μήκος συμφωνίας καθιστά την έξοδο του laser που έχει σταθεροποιηθεί με αυτό τον τρόπο πολύ χρήσιμη σε εφαρμογές όπως αυτή της μέτρησης συμβολής που προκαλείται από οπτικά κύματα που διανύουν πολύ διαφορετικές αποστάσεις (παράγραφος 4.6.1).



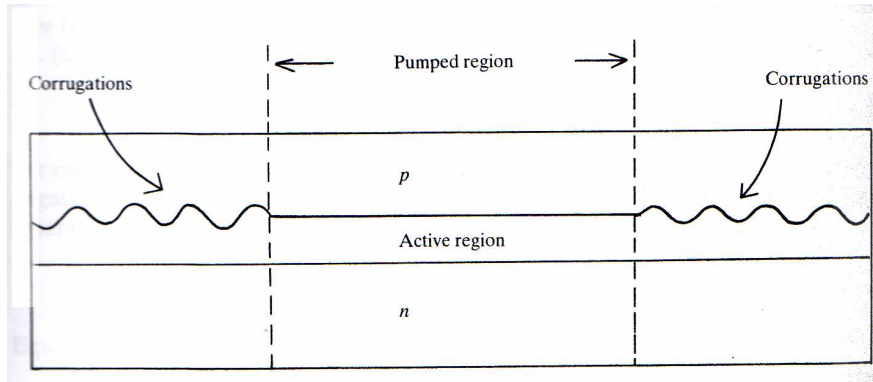
Σχήμα 4.3: Ισχύς εξόδου συναρτήσει της συχνότητας του μονού ρυθμού ταλάντωσης του laser. Η βύθιση στο κέντρο της καμπύλης είναι γνωστή ως βύθιση Lamp. ('Optoelectronics An introduction' by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Μια άλλη τεχνική που χρησιμοποιείται για σταθεροποίηση των lasers αερίων στηρίζεται στο ότι η καμπύλη κέρδους είναι συμμετρική ως προς την κεντρική της συχνότητα. Θεωρείστε την περίπτωση που μόνο δύο ίσης έντασης ρυθμοί ταλαντώνονται. Θα πρέπει να βρίσκονται σε συμμετρικές θέσεις πάνω στον άξονα της συχνότητας ως προς το μέγιστο της καμπύλης κέρδους. Οποιαδήποτε μετατόπιση στην συχνότητα ρυθμού θα προκαλέσει την αύξηση της έντασης ενός ρυθμού και την μείωση του άλλου. Έτσι εάν είμαστε σε θέση να παρακολουθήσουμε τις εντάσεις των δύο ρυθμών και μετά να χρησιμοποιήσουμε την διαφορά τους για να λειτουργήσουμε ένα δίκτυο ανάδρασης το οποίο ελέγχει το μήκος της κοιλότητας, θα είμαστε ικανοί να σταθεροποιήσουμε την συχνότητα λειτουργίας. Με μια πρώτη ματιά, η μέτρηση των εντάσεων των ρυθμών μπορεί να φαίνεται δύσκολη. Ευτυχώς συνήθως βρίσκεται ότι οι γειτονικοί ρυθμοί μιας κοιλότητας είναι επίπεδα πολωμένοι με τα επίπεδα πόλωσης τους κάθετα μεταξύ τους. Έτσι χρειαζόμαστε μόνο να χωρίσουμε την δέσμη εξόδου σε δύο μέρη, να τοποθετήσουμε μπροστά στις δυο δέσμες κατάλληλα τοποθετημένα πολαρόιντ και να τις επιτρέψουμε να προσπέσουν πάνω στους δυο φωτο-ανιχνευτές. Η έξοδος των φωτο-ανιχνευτών είναι τότε ανάλογη με τις εντάσεις των ρυθμών. Ένας απλός τρόπος να εφαρμόσουμε ανάδραση είναι να επιτρέψουμε οποιαδήποτε διαφορά στην έξοδο των φωτο-ανιχνευτών να διαμορφώνει το ρεύμα

που διαπερνά ένα θερμαινόμενο πηνίο το οποίο είναι τυλιγμένο γύρω από τον σωλήνα του laser. Οποιοσδήποτε αλλαγές στην σχετική ένταση των ρυθμών θα μεταβάλει την θερμοκρασία του σωλήνα και επομένως και το μήκος της κοιλότητας. Αυτό με την σειρά του θα μεταβάλει τις συχνότητες των ρυθμών.

Όπως ίσως αναμένεται, οι τεχνικές που χρησιμοποιούνται για να σταθεροποιήσουν την συχνότητα των ημιαγωγών lasers είναι κάπως διαφορετικές από αυτές που χρησιμοποιούνται στα lasers αερίων. Είναι φανερό ότι αυτό που θα πρέπει πρώτα να εξασφαλιστεί είναι η ταλάντωση μονάχα σε ένα ρυθμό. Η επίτευξη ενός εγκάρσιου ρυθμού είναι εύκολη, η περιοχή κέρδους μπορεί να γίνει στενή χρησιμοποιώντας τις τεχνικές που αναλύθηκαν στην παράγραφο 3.10.5. Η καμπύλη κέρδους είναι σχετικά πλατιά και πολλοί διαμήκεις ρυθμοί είναι συνήθως παρόντες. Ακόμα και εάν διασφαλίσουμε ότι μονάχα ένας από αυτούς τους ρυθμούς μπορεί να ταλαντωθεί, υπάρχουν προβλήματα με την σταθερότητα της θερμοκρασίας. Αυτά προκύπτουν διότι η θέση της καμπύλης κέρδους εξαρτάται από το ενεργειακό χάσμα και αυτό με την σειρά του εξαρτάται από την θερμοκρασία. Έτσι μια μεταβολή στην θερμοκρασία μπορεί να προκαλέσει αλλαγή στην θέση της καμπύλης κέρδους που θα προκαλέσει με την σειρά της την μεταβολή του διαμήκη ρυθμού ταλάντωσης του laser σε άλλο διαμήκη ρυθμό (mode-hop) ο οποίος βρίσκεται σε πιο πλεονεκτική θέση μέσα στην καμπύλη κέρδους.

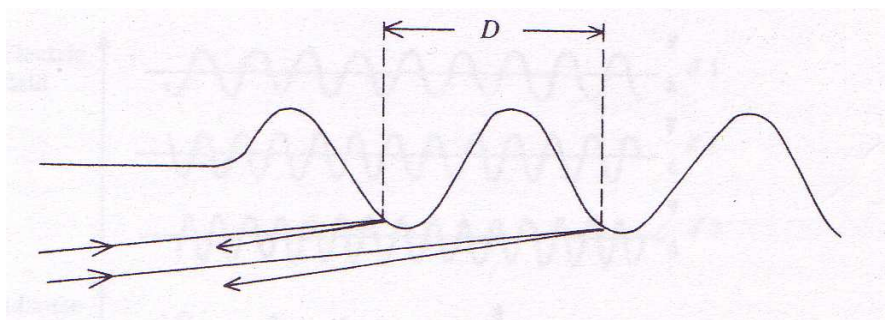
Ένας τρόπος να βελτιώσουμε την κατάσταση αυτή είναι η παροχή κάποιας ευαίσθητης ως προς το μήκος κύματος ανάδρασης η οποία είναι θερμοκρασιακά ανεξάρτητη. Ένας πολύ αποτελεσματικός τρόπος να το επιτύχουμε αυτό είναι η χρήση μιας δομής κατανεμημένης ανάδρασης (distributed feedback) (αναφορά 4.2). Ο τρόπος λειτουργίας της δομής αυτής απεικονίζεται στο σχήμα 4.4. Στο σχήμα αυτό απεικονίζεται μια δομή ημιαγωγού laser με μια περιοχή που στο κάθε άκρο της υπάρχουν αυλακώσεις. Αυτές ενεργούν ως επιλεκτικά φασματικά κάτοπτρα. Για να το καταλάβουμε, μπορούμε να θεωρήσουμε δύο δέσμες οι οποίες εξέρχονται από την περιοχή άντλησης σχηματίζοντας μικρές γωνίες ως προς τον άξονα και οι οποίες ανακλώνται από διαφορετικά μέρη των αυλακώσεων όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.5.



Σχήμα 4.4: Σχηματική αναπαράσταση ενός laser έτερο-επαφής που χρησιμοποιεί περιοχές, αριστερά και δεξιά της ενεργού περιοχής, με αυλακώσεις. Τέτοιες περιοχές λειτουργούν ως φασματικά επιλεκτικά κάτοπτρα.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

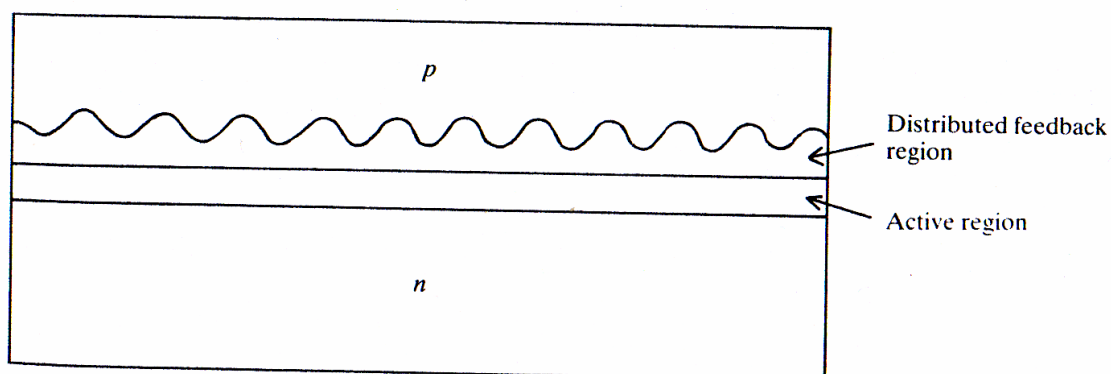
Θα υπάρξει ενισχυτική συμβολή ανάμεσα στις δυο δέσμες όταν $2D = m \lambda_0 / n$ όπου D είναι ‘το μήκος κύματος’ των αυλακώσεων, λ_0 είναι το μήκος κύματος του φωτός στο κενό, n είναι ο δείκτης διάθλασης του ενεργού μέσου του laser, και m είναι ακέραιος αριθμός. Η δομή των αυλακώσεων θα λειτουργήσει ως κάτοπτρο για ένα συγκεκριμένο ρυθμό εάν το μήκος κύματος του ρυθμού ικανοποιεί την παραπάνω μαθηματική έκφραση. Έτσι, με την κατάλληλη επιλογή του D μπορούμε να διασφαλίσουμε ότι μονάχα ένας συγκεκριμένος διαμήκης ρυθμός μπορεί να ταλαντωθεί.



Σχήμα 4.5: Δύο δέσμες φωτός ανακλώνται από γειτονικές περιοχές της αυλακώσης η οποία απεικονίζεται στο σχήμα 6.4. Οι δυο ανακλώμενες δέσμες θα παραμείνουν σε φάση αρκεί η διαφορά δρόμου που ακολουθούν να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος. Θεωρώντας ότι οι δέσμες σχηματίζουν μικρές γωνίες με τον άξονα, η διαφορά δρόμου των δυο δεσμών είναι σχεδόν ίση με $2D$.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Παρόλο που η διάταξη του σχήματος 4.4 χωρίς αμφιβολία λειτουργεί, έχει το μειονέκτημα ότι φως εισέρχεται στις μη αντλούμενες ακριανές περιοχές, οι οποίες μπορεί να υποστούν μεγάλες απώλειες λόγω απορρόφησης. Για αυτό το λόγο δίνεται μια πιο αποδοτική διάταξη όπου έχουμε επέκταση των αυλακώσεων σε όλη την περιοχή άντλησης, δημιουργώντας έτσι το laser κατανεμημένης ανάδρασης (distributed feedback – DFB) που απεικονίζεται στο σχήμα 4.6. Σε αυτό, θα παρατηρήσουμε ότι η περιοχή των αυλακώσεων βρίσκεται σε ένα στρώμα γειτονικό με την ενεργό περιοχή και θα πρέπει να υπάρχει ικανοποιητική σύζευξη ανάμεσα τους για να είναι η κατοπτρική λειτουργία των αυλακώσεων αποτελεσματική. Και αυτό συμβαίνει γιατί είναι δύσκολο να δημιουργήσουμε τις αυλακώσεις απευθείας μέσα στην ενεργό περιοχή χωρίς να εισάγουμε σε αυτήν ατέλειες που θα υποβαθμίζουν την λειτουργία του laser.



Σχήμα 4.6: Δομική κατασκευή laser κατανεμημένης ανάδρασης .
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

4.3 Κλείδωμα ρυθμού (mode-locking)

Το κλείδωμα ρυθμού είναι μια τεχνική παραγωγής περιοδικών, υψηλής ισχύος και μικρής χρονικής διάρκειας παλμών laser. Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, μια τυπική μη ομογενής διαπλατυσμένη κοιλότητα laser μπορεί να επιτρέψει την ταυτόχρονη ταλάντωση πολλών ρυθμών. Η έξοδος ενός τέτοιου laser συναρτήσεται του χρόνου εξαρτάται από την σχετικές φάσεις, συχνότητες και πλάτη των ρυθμών. Το ολικό ηλεκτρικό πεδίο ως συνάρτηση του χρόνου μπορεί να γραφεί ως:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} (E_o)_n \exp\{i(\omega t + \delta_n)\} \quad (4.2)$$

, όπου $(E_o)_n$, ω_n και δ_n είναι το πλάτος, η κυκλική συχνότητα και η φάση του n-οστού ρυθμού αντίστοιχα. Συνήθως οι παράμετροι αυτοί είναι όλοι χρονικά μεταβαλλόμενοι, έτσι ώστε οι ρυθμοί να μην είναι σύμφωνοι και η συνολική ένταση είναι απλά το άθροισμα των εντάσεων κάθε ρυθμού όπως είδαμε στην ενότητα 1.2.2. Έτσι, για αυτή την κατάσταση, η οποία απεικονίζεται στο σχήμα 4.7(α), έχουμε:

$$I = NE_o^2$$

, όπου για απλούστευση έχουμε θεωρήσει ότι όλοι οι N ρυθμοί έχουν το ίδιο πλάτος E_o . Η ένταση μπορεί να παρουσιάζει μικρές διακυμάνσεις εάν δύο ή τρεις από τους ρυθμούς τυγχάνει να βρίσκονται σε φάση σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή.

Υποθέτουμε τώρα ότι αναγκάζουμε τους διαφόρους ρυθμούς να διατηρήσουν την ίδια σχετική φάση δ μεταξύ τους δηλαδή κλειδώνουμε τους ρυθμούς του laser έτσι ώστε $\delta_n = \delta$. Η συνολική ένταση μπορεί τώρα να βρεθεί προσθέτοντας τα ξεχωριστά ηλεκτρικά πεδία παρά της εντάσεις. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.2), το συνιστάμενο ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να γραφεί ως:

$$E(t) = E_o \exp(i\delta) \sum_{n=0}^{N-1} \exp(i\omega_n t) \quad (4.3)$$

Για ευκολία, ας γράψουμε ότι η κυκλική συχνότητα ω_n ισούται με $\omega_n = \omega - n\delta\omega$, όπου ω είναι η γωνιακή συχνότητα του ρυθμού με την υψηλότερη γραμμική συχνότητα και $\delta\omega$ είναι ο διαχωρισμός της γωνιακής συχνότητας των ρυθμών, ο οποίος από την εξίσωση (3.32) μπορεί να γραφεί ως:

$$\delta\omega = \pi \frac{c}{L}$$

Η εξίσωση (4.3) για το E(t) μπορεί να ξαναγραφεί ως:

$$\begin{aligned}
E(t) &= E_o \exp(i\delta) \sum_{n=0}^{N-1} \exp\{i(\omega - n\delta\omega)t\} \\
&= E_o \exp\{i(\omega t + \delta)\} \sum_{n=0}^{N-1} \exp\left(-i\pi nct/L\right)
\end{aligned}$$

ή

$$E(t) = E_o \exp\{i(\omega t + \delta)\} (1 + \exp(-i\phi) + \exp(-2i\phi) + \dots + \exp\{-(N-1)i\phi\}) \quad (4.4)$$

, όπου $\phi = \pi ct/L$. Ο όρος μέσα στις αγκύλες στην εξίσωση (4.4) είναι μια γεωμετρική πρόοδος και μπορούμε να την γράψουμε ως εξής:

$$E(t) = E_o \exp\{i(\omega t + \delta)\} \frac{\sin\left(N\phi/2\right)}{\sin\left(\phi/2\right)}$$

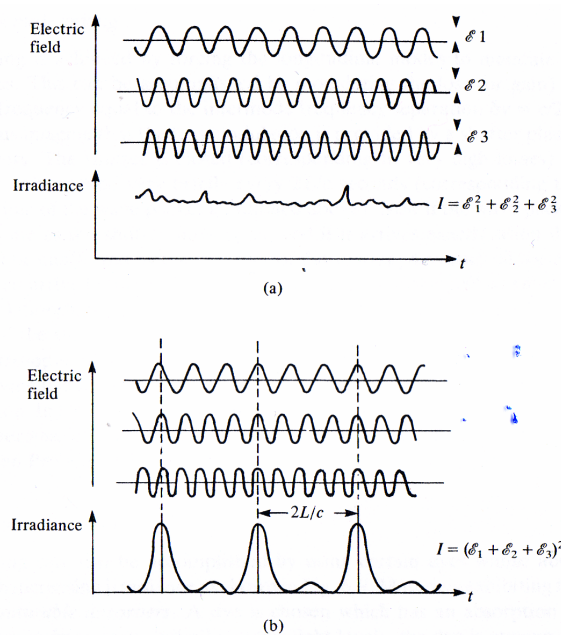
Η ένταση **I** δίνεται τότε από την σχέση $I = E(t) \cdot E^*(t)$ ή :

$$I(t) = E_o^2 \frac{\sin^2\left(N\phi/2\right)}{\sin^2\left(\phi/2\right)} \quad (4.5)$$

Η μορφή αυτής της εξίσωσης (για N=3) απεικονίζεται στο σχήμα 4.7(β).

Είδαμε ότι η ένταση I(t) είναι περιοδική ($\Delta\phi = 2\pi$) στο χρονικό διάστημα $t = 2L/c$, το οποίο ισούται με το χρονικό διάστημα ενός πλήρη κύκλου του παλμού μέσα στην κοιλότητα. Η μέγιστη τιμή της έντασης είναι $N^2 E_o^2$. Την τιμή αυτή την λαμβάνει για $\phi = 0$ ή $p\pi$, **p** είναι ένας ακέραιος, όπου η τιμή της εξίσωσης $\sin^2(N\phi/2)/\sin^2(\phi/2)$ ισούται με N^2 . Παρομοίως, η ένταση λαμβάνει την τιμή μηδέν όταν $N\phi/2 = p\pi$, όπου **p** είναι ένας ακέραιος ο οποίος δεν είναι μηδέν δηλαδή όταν $\phi = 2p\pi/N$ ή $t = (1/N)(2L/c)p$. Επομένως η χρονική διάρκεια των μέγιστων τιμών της έντασης που είναι το χρονικό διάστημα που χρειάζεται η ένταση για να μεταβεί από την μέγιστη τιμή της στην τιμή μηδέν (**p**=1) είναι ίσο με $(1/N)(2L/c)$. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι η έξοδος ενός laser με κλειδωμένους ρυθμούς αποτελείται από

μια σειρά στενών παλμών οι οποίοι έχουν, χρονική απόσταση ίση με $2L/c$, μέγιστη ισχύ ίση με N φορές την μέση ισχύ (ή N φορές την ισχύ του ίδιου του laser με τους ρυθμούς μη κλειδωμένους). Ο λόγος της χρονικής απόστασης μεταξύ των παλμών προς το χρονικό εύρος του κάθε παλμού είναι περίπου ίσος με τον αριθμό των ρυθμών δηλαδή $(2L/c)/[(2L/c)(1/N)] = N$. Έτσι για να παράγουμε παλμούς μεγάλης ισχύος και μικρής διάρκειας θα πρέπει να υπάρχει μεγάλος αριθμός ρυθμών, που απαιτεί μια ευρεία φασματικά μετάβαση και μεγάλο μήκος κοιλότητας.



Σχήμα 4.7: Σύγκριση της εξόδου ενός μη κλειδωμένου (α) και ενός κλειδωμένου laser. Στο (α) η ένταση εμφανίζει τυχαίες διακυμάνσεις ενώ στο (β) οι σχετικές φάσεις των ρυθμών κρατούνται σταθερές και οι έξοδοι αποτελούνται από σειρά από στενούς υψηλής έντασης παλμούς με χρονική

απόσταση μεταξύ τους ίση με $2L/c$ και χρονικής διάρκειας $(1/N)(2L/c)$.

('Optoelectronics An introduction' by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

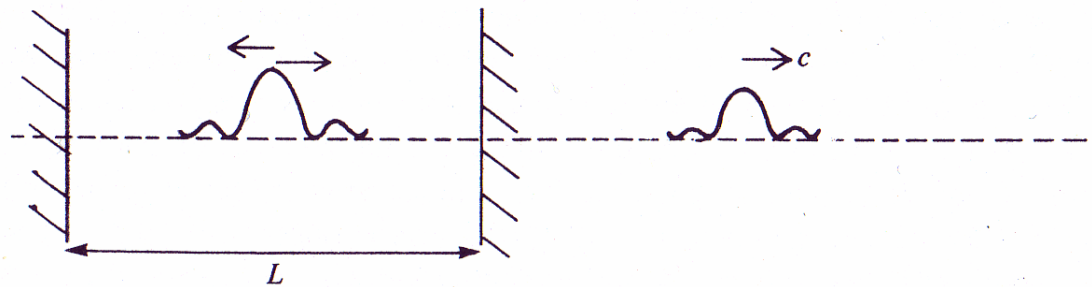
Η κατάσταση μπορεί να απεικονισθεί θεωρώντας ένα στενό κυματοπακέτο το οποίο ταλαντώνεται μπρος-πίσω ανάμεσα στα κάτοπτρα της κοιλότητας. Οι παλμοί που εκπέμπονται από το laser εμφανίζονται κάθε φορά που το κυματοπακέτο διαπερνά το μερικώς διαπερατό κάτοπτρο όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.8. Η εικόνα αυτή είναι

ιδιαίτερως χρήσιμη όταν περιγράφουμε τον ενεργό μηχανισμό κλειδώματος ρυθμών που χρησιμοποιείται στα laser ιόντων αργού και Nd:glass lasers.

Παράδειγμα 4.1: Κλειδωμένοι ρυθμοί

Ας συγκρίνουμε την χρονική απόσταση των παλμών και την χρονική τους διάρκεια σε ένα κλειδωμένων ρυθμών laser Nd:YAG, του οποίου το φασματικό εύρος φθορισμού του είναι ίσο με 1.1×10^{11} Hz και το μήκος της ράβδου είναι 0.1 m.

Η απόσταση των παλμών είναι $c/2L = 1.5 \times 10^9$ Hz, επομένως ο αριθμός των ρυθμών που ταλαντώνονται είναι $(1.1 \times 10^{11}) / (1.5 \times 10^9) \gg 73$. Η χρονική απόσταση των παλμών είναι $2L/c = 0.7$ ns και η χρονική διάρκεια του κάθε παλμού είναι $(1/N)(2L/c) = 10$ ps.



Σχήμα 4.8: Πακέτα ενέργειας που προκύπτουν από το κλειδώμα N ρυθμών που ταλαντώνονται μπρος-πίσω ανάμεσα στα κάτοπτρα του laser. Κάθε φορά που το κυματοπακέτο προσπίπτει στο κάτοπτρο εξόδου ένας κλειδωμένος ρυθμός εκπέμπεται.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

4.3.1 Ενεργό κλειδώμα ρυθμών (active mode-locking)

Το κλειδώμα των ρυθμών επιτυγχάνεται υποχρεώνοντας τους διαμήκεις ρυθμούς να διατηρούν σταθερή φάση μεταξύ τους. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με την διαμόρφωση της απώλειας (ή του κέρδους) της κοιλότητας του laser σε μια συχνότητα ίση με την φασματική τους απόσταση $\delta\nu = c/2L$ (ή $\delta\omega = \pi c/L$). Ας υποθέσουμε ότι η διαμόρφωση της απώλειας εισάγεται από ένα διάφραγμα που

τοποθετείται κοντά σε ένα από τα κάτοπτρα. Το διάφραγμα είναι κλειστό (η λειτουργία αυτή αντιστοιχεί σε υψηλές απώλειες) την περισσότερη ώρα και ανοίγει μόνο για ένα μικρό χρονικό διάστημα κάθε $2L/c$ δευτερόλεπτα (χρονικό διάστημα που αντιστοιχεί στο χρόνο που χρειάζεται το κυματοπακέτο να κάνει ένα πλήρη κύκλο μέσα στην κοιλότητα). Εάν τώρα το κυματοπακέτο είναι τόσο χρονικά ευρύ όσο το διάφραγμα παραμένει ανοικτό και εάν φθάσει την ώρα που το διάφραγμα ανοίγει, δεν θα επηρεαστεί από την παρουσία του διαφράγματος. Οποιαδήποτε μέρη του κυματοπακέτου φθάσουν στο διάφραγμα πριν αυτό ανοίξει ή όταν αυτό έχει κλείσει θα εκλείψουν. Έτσι, οι σχέσεις της φάσης των ταλαντευμένων ρυθμών συνεχώς αποκαθίστανται από την περιοδική λειτουργία του διαφράγματος.

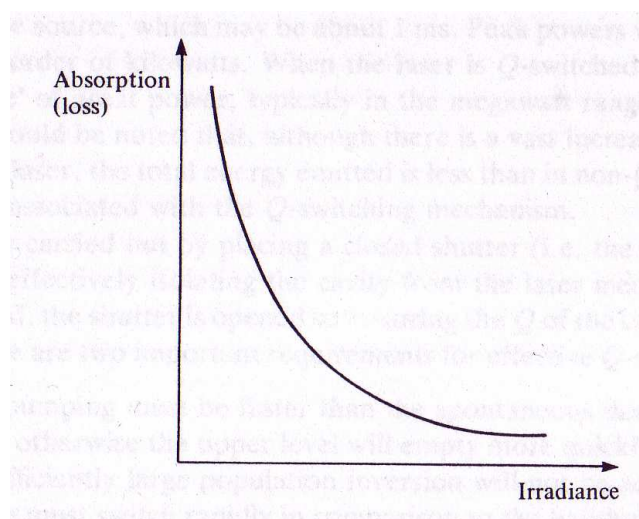
Οι ηλεκτρο-οπτικοί ή οι οπτικο-ακουστικοί διαμορφωτές που αναλύθηκαν στο κεφάλαιο 3 μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως διαφράγματα, τα οποία συνεισφέρουν στην παραγωγή κλειδωμένων παλμών από ένα Nd:YAG laser, για παράδειγμα, χρονικής διάρκειας 50ps. Στα lasers Nd:glass, από την άλλη, τα οποία παράγουν ένα μεγάλο αριθμό ρυθμών εξαιτίας της ευρείας φασματικής μετάβασης, οι παλμοί μπορεί να έχουν χρονική διάρκεια μικρότερη από 1ps.

4.3.2 Παθητικό κλείδωμα παλμών (*passive mode – locking*)

Το κλείδωμα των ρυθμών μπορεί να επιτευχθεί επίσης χρησιμοποιώντας συγκεκριμένες χρωστικές ουσίες των οποίων η ικανότητα να απορροφούν μειώνεται καθώς η ένταση αυξάνει, όπως μπορούμε να δούμε και στο σχήμα 4.9. Τα υλικά που παρουσιάζουν την συμπεριφορά αυτή καλούνται κορεσμένοι απορροφητές. Η χρωστική που επιλέγεται απορροφά στην συχνότητα της μετάβασης του laser. Αρχικά, σε χαμηλές οπτικές εντάσεις, η χρωστική είναι αδιαφανής λόγω της ύπαρξης μεγάλου αριθμού μη διεγερμένων μορίων τα οποία μπορούν να απορροφήσουν την ακτινοβολία laser. Καθώς η ένταση αυξάνει, παρόλα αυτά, όλο και περισσότερες διεγερμένες στάθμες καταλαμβάνονται μέχρι τελικά να καταληφθούν όλες έτσι ώστε η χρωστική να γίνει διαφανής. Η χρωστική σε αυτή την περίπτωση λέγεται ότι έχει λευκανθεί.

Η ανάπτυξη των κλειδωμένων παλμών μπορεί να περιγραφεί ως εξής. Αρχικά, το ενεργό μέσο εκπέμπει αυθόρμητη ακτινοβολία η οποία παράγει μη σύμφωνες διακυμάνσεις στην πυκνότητα ενέργειας μέσα στην κοιλότητα. Μερικές από αυτές τις διακυμάνσεις, οι οποίες μπορεί να έχουν μικρή χρονική διάρκεια, μπορεί να

ενισχυθούν από το ενεργό μέσο και να αυξηθεί σε τέτοιο βαθμό η ένταση τους που η περιοχή με την μεγαλύτερη ένταση μεταδίδεται από τον κορεσμένο απορροφητή με μικρή εξασθένηση. Οι περιοχές της διακύμανσης με την μικρότερη ισχύ, ωστόσο, εξασθενούν πολύ περισσότερο και για αυτό ένας παλμός υψηλής ισχύος μπορεί να παραχθεί μέσα στην κοιλότητα αρκεί η χρωστική να μπορεί να επανέλθει μέσα σε ένα μικρό χρονικό διάστημα συγκριτικά με την διάρκεια του παλμού. Λόγω της μη γραμμικής συμπεριφοράς της χρωστικής, οι μικρότερες χρονικά και με την μεγαλύτερη ισχύ διακυμάνσεις αναπτύσσονται εις βάρος των πιο ασθενών. Με μια προσεκτική ρύθμιση της συγκέντρωσης της χρωστικής μέσα στην κοιλότητα, μια αρχική διακύμανση μπορεί να μετατραπεί σε ένα στενό χρονικά παλμό ο οποίος ταλαντώνεται μπρος πίσω μέσα στην κοιλότητα παράγοντας μια περιοδική σειρά από κλειδωμένους παλμούς.



Σχήμα 4.9: Απορρόφηση ως συνάρτηση της προσπίπτουσας οπτικής έντασης για ένα κορεσμένο απορροφητή.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Οι κορεσμένοι απορροφητές παρέχουν μια απλή, φθηνή και ανθεκτική μέθοδο για την δημιουργία μεγάλης ισχύος lasers κλειδωμένων παλμών, όπως το Nd:glass και το laser ρουβιδίου όπου χρησιμοποιούνται οι χρωστικές 9740 ή 9860 και cryptocyamine ως κορεσμένοι απορροφητές αντίστοιχα. Όταν ένας κορεσμένος απορροφητής χρησιμοποιείται για να κλειδωθούν οι ρυθμοί ενός laser, το τελευταίο την ίδια χρονική στιγμή αλλάζει την παράμετρο του Q (ενότητα 4.4). Το αποτέλεσμα είναι η παραγωγή μιας σειράς από στενούς χρονικά ($\approx 10\text{ps}$), κλειδωμένους παλμούς που

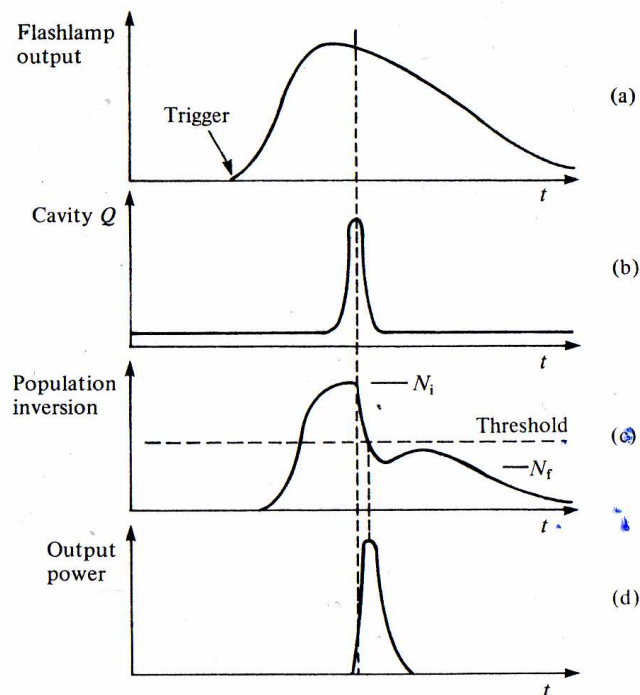
βρίσκονται μέσα σε μια καμπύλη η οποία έχει εύρος μερικές εκατοντάδες ns. Η μέγιστη ισχύς σε κάθε παλμό μπορεί να είναι πολύ μεγάλη λόγω της μικρής χρονικής τους διάρκειας.

4.4 Εναλλαγή του παράγοντα Q (Q-switching)

Η εναλλαγή του παράγοντα Q (Q-switching) είναι μια άλλη τεχνική για να λαμβάνουμε στενές χρονικά και μεγάλης έντασης ταλαντώσεις από ένα laser. Υψηλής ισχύος παλμοί μπορούν να παραχθούν με την εισαγωγή απωλειών μέσα στην κοιλότητα οι οποίες θα εξαρτώνται είτε από τον χρόνο είτε από την ένταση. Τα αποτελέσματα τέτοιων απωλειών μπορούν να εξηγηθούν βάση των παλμικών ταλαντώσεων που αναλύθηκαν στην παράγραφο 3.10.1. Εάν αρχικά υπάρχει μια υψηλή απώλεια στην κοιλότητα του laser, το κέρδος λόγω της αναστροφής πληθυσμού μπορεί να αποκτήσει μια πολύ υψηλή τιμή χωρίς να συμβούν ταλαντώσεις. Η υψηλή απώλεια εμποδίζει την δράση του laser ενώ αντλείται ενέργεια στην διεγερμένη στάθμη του υλικού. Εάν, όταν μια μεγάλη αναστροφή πληθυσμού έχει επιτευχθεί, η απώλεια της κοιλότητας ξαφνικά μειώνεται (δηλαδή ο παράγοντας Q της κοιλότητας αλλάζει και παίρνει μια μεγάλη τιμή) και θα ξεκινήσουν ξαφνικά ταλαντώσεις laser. Στο Q-switching, το κέρδος στο σημείο κατωφλίου μειώνεται αμέσως (στην κανονική του τιμή που σχετίζεται με μια κοιλότητα με υψηλό Q) ενώ το ενεργό κέρδος παραμένει υψηλό λόγω της μεγάλης αναστροφής πληθυσμού. Λόγω της μεγάλης διαφοράς μεταξύ του ενεργού κέρδους και του κέρδους στο σημείο κατωφλίου, ταλαντώσεις laser αναπτύσσονται μέσα στην κοιλότητα πολύ γρήγορα και όλη η διαθέσιμη ενέργεια εκπέμπεται με ένα μεγάλο παλμό. Ο οποίος γρήγορα αδειάζει την άνω ενεργειακή στάθμη σε τέτοιο βαθμό που το κέρδος μειώνεται κάτω από το σημείο κατωφλίου και η δράση του laser σταματά. Η χρονική μεταβολή μερικών παραμέτρων του laser κατά το Q-switching απεικονίζονται στο σχήμα 4.10. Το Q-switching αυξάνει δραματικά την μέγιστη ισχύ που μπορεί να παράγουν τα lasers.

Σε ένα κοινό παλμικό ρυθμό, η έξοδος ενός laser μονωμένου κρυστάλλου όπως αυτό του Nd:YAG, αποτελείται από πολλούς τυχαίους παλμούς χρονικής διάρκειας 1μs και οι οποίοι απέχουν χρονικά μεταξύ τους 1ms. Το μήκος της σειράς των παλμών αυτών εξαρτάται κυρίως από την διάρκεια της διέγερσης της παλμικής λάμπας, η οποία μπορεί να είναι ίση με 1ms. Η μέγιστη ισχύς των παλμών είναι της τάξης των

μερικών kW. Σε ένα Q-switched laser, η έξοδος αποτελείται από ένα παλμό μεγάλης ισχύος, της τάξης των megawatt και με χρονική διάρκεια 10–100 ns. Θα πρέπει να σημειωθεί, ότι παρόλο που υπάρχει μια μεγάλη αύξηση στην ένταση εξόδου ενός Q-switched laser, η συνολική ισχύς που εκπέμπεται είναι μικρότερη από αυτή ενός μη Q-switched laser και οφείλεται στις απώλειες που σχετίζονται με την μέθοδο αυτή.



Σχήμα 4.10: Σχηματική αναπαράσταση της μεταβολής των παραμέτρων – (α) της εξόδου της πηγής άντλησης, (β) της παραμέτρου Q, (γ) της αναστροφής πληθυσμού και (δ) της ισχύς εξόδου – ως συνάρτηση του χρόνου κατά την διάρκεια της γέννησης του Q-switched παλμού.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Το Q-switching πραγματοποιείται με την τοποθέτηση μιας κλειστής οπής (δηλαδή το κλείσιμο του παράγοντα Q) μέσα στην κοιλότητα και με αυτό τον τρόπο απομονώνεται αποτελεσματικά η κοιλότητα από το ενεργό μέσο. Αφού το ενεργό μέσο έχει αντληθεί, η οπή ανοίγει και ο παράγοντας Q της κοιλότητας αποκαθίσταται. Υπάρχουν δυο βασικές προϋποθέσεις για αποτελεσματικό Q-switching. Αυτές είναι:

(α) ο ρυθμός άντλησης θα πρέπει να είναι πιο γρήγορος από την αυθόρμητη αποδιέγερση της άνω στάθμης, διαφορετικά η άνω στάθμη θα αδειάσει πολύ πιο

γρήγορα από ότι μπορεί να γεμίσει και έτσι δεν θα επιτευχθεί επαρκής αναστροφή πληθυσμού και

(β) το Q-switching θα πρέπει να πραγματοποιείται πολύ γρήγορα σε σχέση με τις παραγόμενες ταλαντώσεις laser, διαφορετικά οι τελευταίες θα παράγονται σταδιακά και θα παραχθεί ένας πιο ευρύς παλμός με αποτέλεσμα την μείωση της μέγιστης ισχύος. Στην πραγματικότητα, το Q-switching θα πρέπει να πραγματοποιείται μέσα σε χρονικό διάστημα μικρότερο του 1 ms.

4.4.1 Τεχνικές Q-switching

4.4.1.1. Η τεχνική του περιστρεφόμενου κατόπτρου

Η τεχνική αυτή, η οποία είναι η πρώτη που αναπτύχθηκε, περιλαμβάνει την περιστροφή ενός από τα κάτοπτρα με μεγάλη γωνιακή ταχύτητα έτσι ώστε οι οπτικές απώλειες να είναι μεγάλες εκτός από το σύντομο χρονικό διάστημα σε κάθε κύκλο όπου τα κάτοπτρα είναι σχεδόν παράλληλα. Πριν φθάσουμε το σημείο αυτό, μια λάμπα ηλεκτρικής εκκένωσης προκαλεί την άντληση του ενεργού μέσου (υποθέτουμε ότι είναι ένας μονωμένος κρύσταλλος). Καθώς τα κάτοπτρα δεν είναι ακόμα παράλληλα, η αναστροφή πληθυσμού αυξάνει πριν παραχθεί ακτινοβολία laser. Όταν τα κάτοπτρα γίνουν παράλληλα, ξεκινά το Q-switching επιτρέποντας στον Q-switched παλμό να παραχθεί όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.10.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο ρυθμός επανάληψης των παλμών του laser καθορίζεται από τον έλεγχο της λάμπας ηλεκτρικής εκκένωσης και όχι από την ταχύτητα περιστροφής του κατόπτρου, η οποία μπορεί να είναι της τάξης των 60000 rev min⁻¹. Εάν είχαμε εκπομπή ακτινοβολίας laser σε κάθε περιστροφή του κατόπτρου, τότε ο ρυθμός επανάληψης των παλμών θα ήταν 1000 παλμοί ανά δευτερόλεπτο, ένας ρυθμός που είναι απαγορευτικός σε μονωμένους κρυστάλλους λόγω της μεγάλης θερμότητας που θα μπορούσε να αναπτυχθεί σε αυτούς. Παρόλο, που η μέθοδος αυτή είναι φθηνή, αξιόπιστη και ανθεκτική, το βασικό της μειονέκτημα είναι ότι είναι αργή. Σε αυτό οφείλεται η μη αποτελεσματική παραγωγή Q-switched παλμών με χαμηλότερη ισχύ από αυτούς που μπορούν να παραχθούν με άλλες μεθόδους.

Παράδειγμα 4.2: Ενέργεια Q switched παλμών

Μπορούμε να υπολογίσουμε την ενέργεια των παλμών από ένα Q-switched laser ως ακολούθως. Θεωρούμε ότι η αναστροφή πληθυσμού είναι N_i πριν αλλάξει ο παράγοντας Q και ότι η αναστροφή πληθυσμού ελαττώνεται στην τιμή N_f στο τέλος του παλμού (βλέπε σχήμα 4.10 (c)).

Η συνολική ενέργεια που εκπέμπεται από τον παλμό είναι $E = \frac{1}{2} h\nu_{21} (N_i - N_f) V$

όπου V είναι ο όγκος του ενεργού μέσου. Ο παράγοντας $\frac{1}{2}$ εμφανίζεται γιατί η αναστροφή πληθυσμού αλλάζει κατά δυο μονάδες κάθε φορά που ένα φωτόνιο εκπέμπεται (δηλαδή ο πληθυσμός της πάνω στάθμης μειώνεται κατά ένα ενώ αυτός της κάτω αυξάνει κατά ένα).

Σε ένα τυπικό laser, το N_i μπορεί να είναι περίπου ίσο με 10^{24} ηλεκτρόνια ανά m^3 και θεωρώντας ότι $N_f \ll N_i$, η συχνότητα του laser είναι 5×10^{14} Hz και ο όγκος του ενεργού μέσου είναι $10^{-5} m^3$ έχουμε ότι η ενέργεια των παλμών είναι

$$E = \frac{1}{2} (6.63 \times 10^{-34}) \times (5 \times 10^{14}) \times 10^{24} \times 10^{-5} = 1.7 J$$

Μπορεί να δειχθεί (αναφορά 4.3) ότι η μέγιστη ισχύς, δηλαδή ο μεγαλύτερος ρυθμός μεταβολής της αναστροφής πληθυσμού και επομένως της εκπομπής φωτονίων, συμβαίνει όταν η αναστροφή πληθυσμού παίρνει την τιμή κατωφλίου N_{th} . Για να υπολογίσουμε την μέση ισχύ του παλμού, χρειάζεται να υπολογίσουμε την διάρκεια του. Υποθέτουμε ότι ο Q-switched παλμός ταλαντώνεται προς πίσω ανάμεσα στα κάτοπτρα και κάθε φορά που προσπίπτει σε ένα από αυτά ένα μέρος της ενέργειας του, $(1-R)$, χάνεται λόγω διαπερατότητας. Ο παλμός θα κάνει $1/(1-R)$ περάσματα κατά μήκος της κοιλότητας, τα οποία επιτυγχάνονται μέσα σε χρόνο $(1/(1-R))(L/c)$. Αυτό το χρονικό διάστημα καλείται χρόνος ζωής της κοιλότητας t_c και μπορεί να θεωρηθεί πως είναι η χρονική διάρκεια του παλμού. Η ισχύς του παλμού είναι περίπου $P = E/t_c$, και αφού $E = \frac{1}{2} h\nu_{21} (N_i - N_f) V$ (βλέπε παράδειγμα 4.2), μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$P = \frac{(N_i - N_f) h\nu_{21} V_c (1-R)}{2L} \quad (4.6)$$

Παράδειγμα 4.3: Ισχύς των Q-switched παλμών

Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα του παραδείγματος 4.2 μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ των Q-switched παλμών από ένα laser με κοιλότητας μήκους 0.1m και με ανακλαστικότητα κατόπτρων ίση με 0.8. Ο χρόνος ζωής της κοιλότητας είναι $t_c = L/(1-R)c = 1.7ns$. Η ενέργεια του παλμού δίνεται από την σχέση $E/t_c = 1.7/1.7 \times 10^{-9} = 10^9 W$. Στην πραγματικότητα, λόγω των απωλειών που σχετίζονται με το Q-switching, η πραγματική ισχύς του παλμού θα είναι περίπου ίση με $10^8 W$.

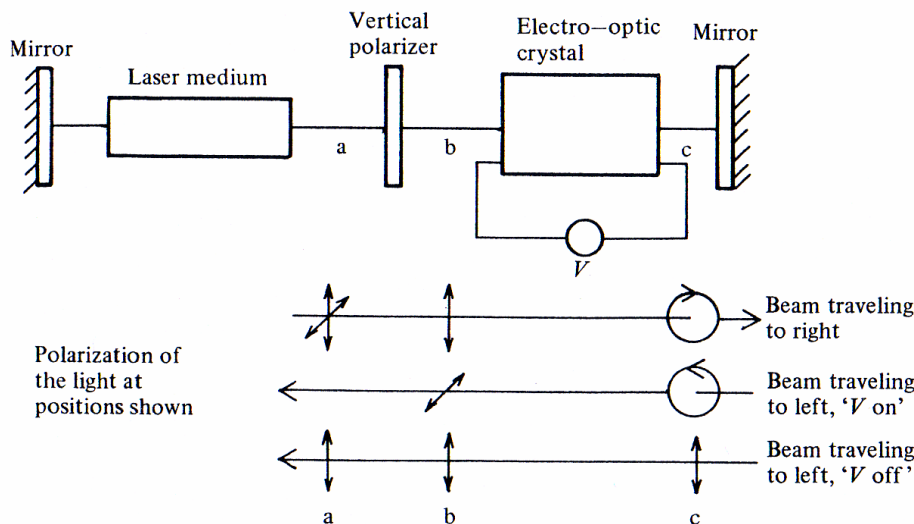
4.4.1.2. Ηλεκτρο-οπτικό Q-switching

Οι ηλεκτρο-οπτικοί, μαγνητο-οπτικοί και οι ακουστο-οπτικοί διαμορφωτές που αναλύθηκαν στο κεφάλαιο 2 μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως γρήγοροι διακόπτες Q-switching. Εάν για παράδειγμα ένα κύτταρο Rockels χρησιμοποιηθεί και η έξοδος του laser δεν είναι φυσικά πολωμένη, τότε ένας πολωτής πρέπει να τοποθετηθεί στην κοιλότητα μαζί με το ηλεκτρο-οπτικό κύτταρο όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.11.

Μια τάση V εφαρμόζεται στα άκρα του κυττάρου για να το μετατρέψει σε πλακίδιο $l/4$ το οποίο μετατρέπει το γραμμικά πολωμένο φως που προσπίπτει σε αυτό σε κυκλικά πολωμένο. Το κάτοπτρο της κοιλότητας ανακλά το φως αυτό και αντιστρέφει την φορά περιστροφής του έτσι ώστε να εξέλθει από τον ηλεκτρο-οπτικό κρύσταλλο ως επίπεδα πολωμένο φως με το επίπεδο πόλωσης του κάθετο ως προς το αρχικό. Το φως αυτό επομένως δεν μεταδίδεται από τον πολωτή και η κοιλότητα είναι εκτός λειτουργίας. Όταν η τάση 'μηδενιστεί', δεν υπάρχει περιστροφή του επιπέδου πόλωσης και συμβαίνει Q-switching. Η αλλαγή της τάσης, η οποία συγχρονίζεται με τον μηχανισμό άντλησης, μπορεί να επιτευχθεί σε λιγότερο από 10 ns και να έχουμε έτσι ένα πολύ αποτελεσματικό Q-switching.

Εναλλακτικές διατάξεις που χρησιμοποιούν κύτταρα Kerr και ακουστο-οπτικούς διαμορφωτές είναι διαθέσιμες. Στην περίπτωση του ακουστο-οπτικού διαμορφωτή, η εφαρμογή ενός ακουστικού σήματος στον διαμορφωτή εκτρέπει ένα μέρος της δέσμης έξω από την κοιλότητα (βλέπε σχήμα 2.21) και εξαιτίας αυτού δημιουργούνται υψηλές απώλειες. Όταν το ακουστικό κύμα σταματήσει, το Q-switching συμβαίνει όπως προηγουμένως. Ακουστο-οπτικές συσκευές συχνά

χρησιμοποιούνται όταν το ενεργό μέσο αντλείται συνεχώς και ο παράγοντας Q αλλάζει επαναλαμβανόμενα, όπως συχνά συμβαίνει στα lasers Nd:YAG και CO₂.



Σχήμα 4.11: Ήλεκτρο – οπτικός κρύσταλλος που χρησιμοποιείται ως διακόπτης του παράγοντα

Q . Με την τάση σε λειτουργία στα άκρα του ήλεκτρο – οπτικού κρυστάλλου ο τελευταίος λειτουργεί ως πιάτο ενός τετάρτου κύματος και μετατρέπει το κάθετα πολωμένο φως στο σημείο b σε κυκλικά πολωμένο φως στο σημείο c. Το ανακλώμενο φως μετατρέπεται σε οριζόντια πολωμένο φως το οποίο αποσβένει από τον πολωτή έτσι ώστε ο παράγοντας Q της κοιλότητας να έχει χαμηλή τιμή. Με την τάση V εκτός λειτουργίας, ο κρύσταλλος δεν είναι ενεργός και ο παράγοντας Q έχει υψηλή τιμή.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

4.4.1.3. Παθητικό Q-switching

Παθητικό Q-switching μπορεί να επιτευχθεί με την τοποθέτηση ενός κορεσμένου απορροφητή του τύπου που αναφέρθηκε στην παράγραφο 4.3.2 στην κοιλότητα. Αρχικά, στην διαδικασία της άντλησης η χρωστική είναι αδιαφανής και με αυτό τον τρόπο εμποδίζεται η δράση του laser και επιτρέπεται η δημιουργία μεγαλύτερης αναστροφής πληθυσμού από αυτήν που θα σχηματιζόταν σε άλλη περίπτωση. Καθώς η ένταση του φωτός μέσα στην κοιλότητα αυξάνει, η χρωστική δεν μπορεί να απορροφήσει άλλο δηλαδή υφίσταται λεύκανση και συμβαίνει Q-switching. Η πραγματοποίηση του παθητικού Q-switching είναι πολύ εύκολη αφού το μόνο που χρειαζόμαστε είναι μια χρωστική διαλυμένη μέσα σε ένα καταλύτη τα οποία βρίσκονται τοποθετημένα σε ένα διαπερατό κελί. Κατάλληλες χρωστικές

περιλαμβάνουν την cryptocyamine για τα lasers ρουβιδίου και την sulfur hexafluoride για το laser CO₂.

Όπως τονίστηκε στην παράγραφο 4.3.2 τα lasers που κάνουν χρήση ενός κορεσμένου απορροφητή στο Q-switching μπορούν να κλειδώσουν επίσης τους ρυθμούς ταλάντωσης τους εάν η χρωστική, όταν υποστεί λεύκανση, επαναφέρεται σε σύντομο χρονικό διάστημα συγκριτικά με την διάρκεια των κλειδωμένων ρυθμών.

4.5 Εφαρμογές των Lasers

Στο χρονικό διάστημα που μεσολάβησε από την στιγμή που ο Maiman παρουσίασε την δράση του laser στον κρύσταλλο ρουβιδίου το 1960, οι εφαρμογές των lasers έχουν πολλαπλασιαστεί σε τέτοιο βαθμό που τις συναντούμε έμμεσα ή άμεσα σε όλες τις μορφές της καθημερινής μας ζωής. Χρησιμοποιούνται σε πολλούς τύπους βιομηχανικής επεξεργασίας, στην μηχανολογία, στην μετρολογία, στην έρευνα, στις τηλεπικοινωνίες, στην ολογραφία, στην ιατρική και για στρατιωτικούς σκοπούς. Είναι αδύνατον να παρουσιάσουμε μια σύντομη περίληψη όλων αυτών των εφαρμογών και ο αναγνώστης θα πρέπει να ανατρέξει στα κείμενα και στις δημοσιεύσεις της **αναφοράς 4.4**. Στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις ιδιότητες της ακτινοβολίας laser οι οποίες την κάνουν τόσο χρήσιμη και θα παρουσιαστούν επίσης διάφορες εφαρμογές. Επιπροσθέτως, μια πιο λεπτομερής παρουσίαση επιλεγμένων εφαρμογών θα γίνει στις παραγράφους 4.6 και 4.7.

4.5.1. Ιδιότητες της ακτινοβολίας laser

Μελετώντας τις διάφορες ιδιότητες της ακτινοβολίας laser θα πρέπει να θυμόμαστε ότι τα διάφορα συστήματα laser δεν τις παρουσιάζουν στον ίδιο βαθμό. Γεγονός που μπορεί να περιορίσει την επιλογή ενός laser για μια συγκεκριμένη εφαρμογή.

4.5.1.1. Κατευθυντικότητα

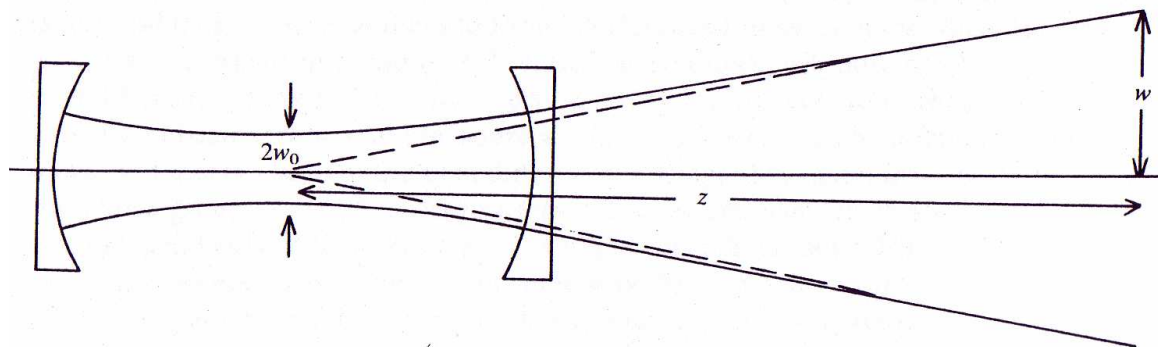
Ίσως η πιο εντυπωσιακή ιδιότητα της ακτινοβολίας laser είναι η κατευθυντικότητα της. Εκτός από τα ημιαγωγά laser επαφής, τα laser εκπέμπουν μια πολύ κατευθυντική, παράλληλη δέσμη η οποία χαρακτηρίζεται από μικρή γωνία απόκλισης. Αυτό είναι σημαντικό διότι η ενέργεια που μεταφέρεται από την δέσμη

laser μπορεί εύκολα να συγκεντρωθεί και να εστιαστεί σε μια μικρή περιοχή. Για τις συμβατικές πηγές, όπου η δέσμη απλώνεται σε μια γωνία 4π sr, η αποτελεσματική συγκέντρωση της είναι σχεδόν απίθανη, ενώ για τα lasers όπου η γωνία απόκλισης της δέσμης είναι τόσο μικρή η αποτελεσματική συγκέντρωση της μπορεί να επιτευχθεί και σε μεγάλες αποστάσεις από το laser.

Πόσο αποκλίνει η δέσμη καθορίζεται από την περίθλαση (παράγραφος 1.2.4). Αυτό είναι ένα βασικό φυσικό φαινόμενο, παρά ένας τεχνικός περιορισμός που μπορεί να βελτιωθεί με καλύτερο οπτικό σχεδιασμό. Η γωνία απόκλισης σε radians στο όριο της περίθλασης δίνεται από την γωνία θ , όπου:

$$\theta = k \frac{\lambda}{D} \quad (4.7)$$

, όπου D είναι η διάμετρος της εξόδου του laser, k είναι ένας αριθμητικός παράγοντας της τάξης της μονάδας. Η ακριβής τιμή του k εξαρτάται από την φύση της δέσμης. Για παράδειγμα, μια δέσμη TEM_{00} έχει γκαουσιανή μορφή (παράγραφος 3.9.2), και το σχήμα 4.12 απεικονίζει πως η δέσμη αποκλίνει έξω από την κοιλότητα του laser.



Σχήμα 4.12: Απόκλιση δέσμης laser έξω από την κοιλότητα
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Βλέπουμε ότι η γωνία απόκλισης θ τείνει ασυμπτωτικά στην τιμή $\theta = \sin^{-1}(w/z)$. Αφού από την εξίσωση (3.37) έχουμε επίσης $w = z\lambda/\pi w_0$, συνεπάγεται ότι σε σχετικά μεγάλες αποστάσεις από την κοιλότητα του laser $\theta = \sin^{-1}(\lambda/\pi w_0)$. Η τιμή

του παράγοντα $\lambda/\pi w_0$ είναι συνήθως πολύ μικρότερη από την μονάδα, έτσι ώστε τελικά παίρνουμε $\theta \approx \lambda/\pi w_0$. Θεωρώντας ότι μπορούμε να εξισώσουμε την ελάχιστη διάμετρο της δέσμης $2w_0$ με την διάμετρο **D** της εξόδου του laser, παρατηρούμε ότι το αποτέλεσμα αυτό συμφωνεί με την γενική εξίσωση της απόκλισης (4.7) με την παράμετρο **K** να παίρνει την τιμή $2/\pi$. Η απόκλιση της δέσμης τείνει να αυξηθεί καθώς η ισχύς εξόδου μεγαλώνει και με τον τύπο του ρυθμού. Ο πίνακας 4.1 παρέχει μερικές τυπικές τιμές γωνιών απόκλισης.

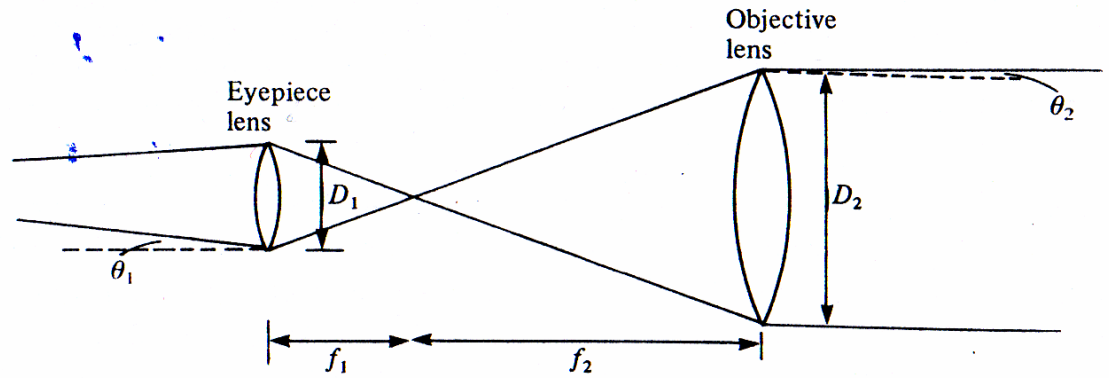
Laser	He-Ne	Ar	CO ₂	Ruby	Nd:glass	Dye	GaAs
Beam divergence (mrad)	0.5	0.8	2	5	5	2	20 × 200

Πίνακας 4.1: Γωνίες απόκλισης δέσμης laser
 ('Optoelectronics An introduction' by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Η δέσμη μπορεί να παραλληλιστεί περαιτέρω κάνοντας χρήση της μεθόδου του τηλεσκοπίου όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.13. Η δέσμη μεγεθύνεται κατά ένα παράγοντα f_2/f_1 και επομένως η απόκλιση, η οποία είναι αντιστρόφως ανάλογη της διαμέτρου της δέσμης, μειώνεται κατά ένα παράγοντα f_1/f_2 . Ο λόγος των διαμέτρων της δέσμης πριν και μετά τον ευθυγραμμιστή δίνεται από την σχέση:

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{\theta_2}{\theta_1}$$

Η κατευθυντική φύση, ειδικά, των δεσμών laser αερίων επιτρέπει την χρήση τους σε εφαρμογές που περιλαμβάνουν ευθυγραμμίσεις μεγάλης ακρίβειας (βλέπε αναφορές 4.4ε).



Σχήμα 4.13: Σχηματικό διάγραμμα που απεικονίζει την ευθυγράμμιση μιας δέσμης laser χρησιμοποιώντας την μέθοδο τηλεσκοπίου. Η δέσμη μεγεθύνεται κατά ένα παράγοντα

$$D_2/D_1 = f_2/f_1 \text{ και η γωνία απόκλισης μειώνεται κατά ένα παράγοντα } f_1/f_2$$

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Παράδειγμα 4.4: Ευθυγράμμιση δέσμης

Μπορούμε να υπολογίσουμε την μείωση της απόκλισης της δέσμης του laser η οποία ευθυγραμμίζεται κάνοντας χρήση της μεθόδου τηλεσκοπίου που χρησιμοποιεί δυο φακούς με λόγο εστιακών αποστάσεων 30:1. Ας θεωρήσουμε ότι το laser He-Ne έχει διάμετρο εξόδου ίση με 3mm.

Η γωνία απόκλισης θ της δέσμης του laser είναι περίπου ίση με λ/D . Επομένως η γωνία απόκλισης είναι ίση με $2.1 \times 10^{-4} \text{ rad}$.

Αρα μετά την ευθυγράμμιση η γωνία απόκλισης θα μειωθεί κατά ένα παράγοντα της τάξης του 30 στην γωνία $\theta_2 = 7 \times 10^{-6} \text{ rad}$.

4.5.1.2. Φασματικό εύρος

Θεωρητικά η ακτινοβολία laser είναι σχεδόν μονοχρωματική, άλλα όπως είδαμε και στο κεφάλαιο 3, το φασματικό περιεχόμενο της ακτινοβολίας αυτής μπορεί να επεκταθεί και να γίνει σχεδόν ίσο με όλο το φάσμα φθορισμού του ενεργού μέσου. Με άλλα λόγια, παρόλο που το φασματικό εύρος του κάθε ρυθμού της κοιλότητας είναι εξαιρετικά στενό μπορεί να υπάρχουν πολλοί ρυθμοί παρόντες στην έξοδο του laser. Στην παράγραφο 4.1 είδαμε πως μπορεί να επιτευχθεί λειτουργία μονού ρυθμού και σταθεροποίηση της συχνότητας. Στην φασματική καθαρότητα της ακτινοβολίας

laser οφείλονται οι διάφορες εφαρμογές της στην βασική επιστημονική έρευνα που πραγματοποιείται στην φωτοχημεία, στην φασματοσκοπία, στην απορρόφηση Raman και επίσης στις τηλεπικοινωνίες. Πολλές άλλες εφαρμογές επίσης εξαρτώνται εν μέρει από αυτή την ιδιότητα (**αναφορά 4.4ε**).

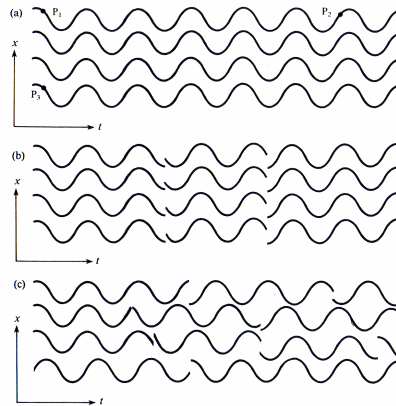
4.5.1.3. Συμφωνία δέσμης

Ένα από τα χαρακτηριστικά της εξαναγκασμένης εκπομπής είναι ότι το εξαναγκασμένο κύμα είναι σε φάση με το κύμα που προκάλεσε την διέγερση, δηλαδή η χωρική και η χρονική μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου των δυο κυμάτων είναι ίδιες. Έτσι σε ένα τέλειο laser θα περιμέναμε το ηλεκτρικό πεδίο να μεταβάλλεται με τον χρόνο με τον ίδιο τρόπο σε οποιοδήποτε σημείο της ενεργού διατομής της δέσμης του. Μια τέτοια δέσμη θα έχει τέλεια χωρική συμφωνία. Μια άλλη σχετική ιδιότητα είναι η χρονική συμφωνία, η οποία αναφέρεται στην σχέση της φάσης του ηλεκτρικού πεδίου στο ίδιο σημείο ως συνάρτηση του χρόνου. Εάν η φάση μεταβάλλεται ομοιόμορφα ως προς τον χρόνο, τότε λέγεται ότι η δέσμη επιδεικνύει τέλεια χρονική συμφωνία. Αυτές οι ιδέες απεικονίζονται στο σχήμα 4.14.

Η συμφωνία συχνά καθορίζεται μέσω της κοινής συνάρτησης συμφωνίας $\gamma_{12}(\tau)$ (βλέπε **αναφορά 4.5**). Η ποσότητα αυτή, που στην πραγματικότητα είναι ένας μιγαδικός αριθμός, είναι μια μέτρηση του συσχετισμού του οπτικού κύματος ανάμεσα στα σημεία P_1 και P_2 κατά μήκος του άξονα διάδοσης σε διαφορετικές χρονικές στιγμές t και $t + \tau$ (χρονική συμφωνία), και στα σημεία P_1 και P_3 σε ένα επίπεδο κάθετο ως προς τον άξονα διάδοσης την ίδια χρονική στιγμή (χωρική συμφωνία) (βλέπε αντιπροσωπευτικά σημεία στο σχήμα 4.14(α)). Έχει μια απόλυτη τιμή μεταξύ 0 και 1. Όταν έχει την τιμή μηδέν το φως είναι τελείως ασύμφωνο, ενώ η τιμή ένα υπονοεί πλήρη συμφωνία. Παρόλο που αυτές οι ακραίες τιμές ποτέ δεν λαμβάνονται στην πραγματικότητα, το φως από ένα laser αερίου που λειτουργεί σε μονό εγκάρσιο ρυθμό έχει μια τιμή κοντά στην μονάδα.

Δυο χρήσιμες ποσότητες οι οποίες σχετίζονται με την χρονική συμφωνία είναι ο χρόνος και το μήκος συμφωνίας. Για να κατανοήσουμε τις έννοιες αυτές θεωρούμε μια δέσμη, την οποία διαχωρίζουμε σε δυο ίσα μέρη τα οποία διανύουν διαφορετικές αποστάσεις και στην συνέχεια ανασυντίθενται προκειμένου να δημιουργήσουν κροσσούς συμβολής σε ένα συμβολόμετρο Michelson το οποίο περιγράφηκε στην παράγραφο 4.6.1. Φαινόμενα συμβολής θα παρατηρηθούν μονάχα εάν η διαφορά διαδρομής που ακολουθούν οι δυο δέσμες είναι τέτοια που οι τελευταίες είναι ακόμα

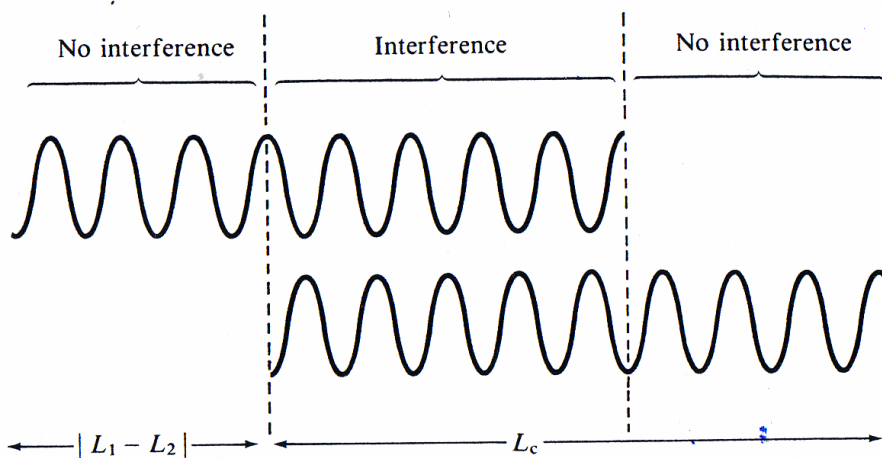
σύμφωνες όταν επανασυνδεθούν. Οι δέσμες φωτός από πραγματικές πηγές δεν μπορούν να αναπαρασταθούν από κυματοπακέτα απείρου μήκους, έτσι υπάρχει ένα όριο στην διαφορά διαδρομής. Αγνοώντας προς στιγμής τα lasers, ας θεωρήσουμε μια ομάδα ατόμων που υφίστανται αυθόρμητη εκπομπή. Κάθε άτομο εκπέμπει ακτινοβολία ανεξάρτητα από το άλλο και το κάνει για πεπερασμένο χρονικό διάστημα. Αυτό συμβαίνει συχνά διότι η διαδικασία εκπομπής διαταράσσεται κατά κάποιο τρόπο, για παράδειγμα κατά την διάρκεια μιας κρούσης με το γειτονικό άτομο. Με αυτό τον τρόπο το κάθε άτομο παράγει ένα κυματοπακέτο πεπερασμένου μήκους και για απλότητα θεωρούμε ότι τα κυματοπακέτα όλων των ατόμων έχουν το ίδιο μήκος L_c .



Σχήμα 4.14: Απεικόνιση της συμφωνίας σε (α) μια τέλεια σύμφωνη δέσμη. Όλα τα συνιστάμενα κύματα είναι σε φάση όλες τις χρονικές στιγμές. (β) Η δέσμη η οποία είναι χωρικά σύμφωνη άλλα παρουσιάζει μερική χρονική συμφωνία. Αυτό γιατί τα κύματα αλλάζουν ταυτόχρονα την φάση τους κατά το ίδιο ποσό μετά από μερικές ταλαντώσεις. Στην (c) μια σχεδόν μη σύμφωνη δέσμη όπου οι φάσεις του κάθε κύματος αλλάζει τυχαία σε τυχαίους χρόνους. Να σημειωθεί ότι ακόμα και σε αυτή την περίπτωση κάποιος μικρός βαθμός χρονικής συμφωνίας παραμένει μια και για μικρά χρονικά διαστήματα οι φάσεις είναι κατά κάποια έννοια προβλεπόμενη.
 ('Optoelectronics An introduction' by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Αφού τα άτομα εκπέμπουν αυθόρμητα, τα κυματοπακέτα δεν είναι σε φάση μεταξύ τους. Εάν τώρα εισάγουμε μια τέτοια δέσμη σε ένα συμβολόμετρο Michelson, το κάθε κυματοπακέτο θα διαχωριστεί σε δύο και τα δυο ξεχωριστά κυματοπακέτα θα μπορούν να συμβάλλουν αρκεί η διαφορά διαδρομής να μην ξεπερνά το μήκος συμφωνίας, L_c . Εάν η διαφορά διαδρομής ξεπερνά το μήκος συμφωνίας τότε τα δυο

μισά κάθε κυματοπακέτου δεν θα μπορέσουν να επικαλυφθούν χρονικά όταν επανασυνδεθούν και επομένως δεν θα μπορέσουν να συμβάλουν. Επιπρόσθετα, όταν η διαφορά διαδρομής είναι ανάμεσα σε μηδέν και L_c , τότε μονάχα ένα μέρος από κάθε κυματοπακέτο θα συμβάλει (σχήμα 4.15). Αυτό συνεπάγεται ότι καθώς αυξάνουμε την διαφορά διαδρομής από μηδέν σε L_c οι διακυμάνσεις της έντασης που αντιστοιχούν στην ενισχυτική και καταστρεπτική συμβολή θα ελαττωθούν βαθμιαία και θα εκλείψουν πλήρως στο L_c .



Σχήμα 4.15: Όταν δυο παρόμοια κυματοπακέτα μήκους L_c , τα οποία έχουν διανύσει διαφορετικές αποστάσεις (L_1 και L_2) επανασυνδέονται, μπορούν να συμβάλλουν μονάχα κατά μήκος της

$$\text{απόστασης } L_c - |L_1 - L_2|.$$

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Στην πραγματικότητα φυσικά, τα κυματοπακέτα δεν έχουν όλα το ίδιο μήκος άλλα κατανέμονται κατά κάποιο τρόπο γύρω από μια μέση τιμή. Το συμπέρασμα ότι οι διακυμάνσεις της έντασης θα μειωθούν βαθμιαία, παρόλα αυτά, ισχύει ακόμα. Ομοίως ο ακριβής ορισμός του μήκους συμφωνίας είναι πιο περίπλοκος, άλλα μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ισούται με την απόσταση κατά μήκος της οποίας οι διακυμάνσεις της έντασης σβήνουν σιγά-σιγά.

Ο χρόνος συμφωνίας t_c , μπορεί να οριστεί ως ο χρόνος που χρειάζεται η πηγή να εκπέμψει ένα κυματοπακέτο μήκους L_c . Έτσι:

$$t_c = L_c / c \quad (4.8)$$

, όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός. Στην πραγματικότητα μπορεί να αποδειχθεί (αναφορά 2.2b) ότι ο χρόνος συμφωνίας σχετίζεται με το φασματικό εύρος της εκπομπής ($\Delta\nu$) μέσω της σχέσης:

$$t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (4.9)$$

Παρόλο που ξεκινήσαμε αυτή την ανάλυση της συμφωνίας σκεπτόμενοι την αυθόρμητη εκπομπή, οι ιδέες του μήκους και του χρόνου συμφωνίας εφαρμόζονται επίσης και στην ακτινοβολία laser. Έτσι για να υπάρχει συμφωνία στα σημεία P_1 και P_2 στην κατεύθυνση διάδοσης, η απόσταση των P_1 και P_2 θα πρέπει να είναι μικρότερη από L_c .

Παράδειγμα 4.5 Μήκη συμφωνίας για συμβατικές και laser πηγές

Θα μελετήσουμε πρώτα το φως που εκπέμπεται από μια χαμηλής πίεσης λάμπα νατρίου. Μια τυπική τιμή του φασματικού εύρους των D γραμμών του νατρίου (και οι δυο γραμμές μαζί) στα 589 nm είναι 5.1×10^{11} Hz. Από εξίσωση (4.9) ο χρόνος συμφωνίας της ακτινοβολίας αυτής είναι 2×10^{-12} sec και από την εξίσωση (4.8) το μήκος συμφωνίας είναι ίσο με 0.6 mm. Μπορούμε να συγκρίνουμε τις τιμές αυτές με τις αντίστοιχες ενός laser HeNe. Εάν η έξοδος αποτελείται από πολλούς ρυθμούς το φασματικό εύρος της είναι ίσο με 1500 MHz η οποία δίνει μήκος συμφωνίας ίσο με 0.2 m. Παρόλα αυτά, εάν η έξοδος ενός σταθεροποιημένου φασματικά laser είναι μονού ρυθμού τότε το φασματικό εύρος είναι ίσο με 1 MHz και το μήκος συμφωνίας είναι περίπου 1500 φορές μεγαλύτερο, δηλαδή ίσο με 300 m.

Θεωρήστε μια τέλεια ευθυγραμμισμένη δέσμη μονοχρωματικού φωτός, όπου η φάση είναι η ίδια σε οποιοδήποτε σημείο σε επιφάνεια κάθετη στην δέσμη και τα σημεία P_1 και P_3 μπορεί να απέχουν μεγάλη απόσταση μεταξύ τους. Από την άλλη, για μια μονοχρωματική, μη τέλεια ευθυγραμμισμένη δέσμη τα σημεία P_1 και P_3 μπορούν να απέχουν μεταξύ τους μόνο μερικά χιλιοστά για να υπάρχει συμφωνία.

Μερικές φορές ορίζουμε ένα εγκάρσιο μήκος συμφωνίας, L_t , το οποίο αντιπροσωπεύει μια απόσταση κάθετη ως προς την διεύθυνση διάδοσης κατά μήκος της οποίας η φάση σε δυο σημεία παραμένει συσχετιζόμενη. Εάν υπάρχει συμφωνία μεταξύ των σημείων P_1 και P_3 τότε θα προκύψουν φαινόμενα συμβολής εάν το φως από αυτά τα σημεία μπορέσει να περάσει από το ίδιο σημείο. Θεωρητικά, αυτό μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας το πείραμα Young το οποίο αναφέρθηκε στην παράγραφο 1.2.3.

Στο παράδειγμα 4.5 μπορούμε να δούμε πως η παρουσία πολλών ρυθμών μπορεί να μειώσει δραματικά την χρονική συμφωνία ενός laser, όπως επίσης και την χωρική συμφωνία. Ένα καλά σταθεροποιημένο laser που εκπέμπει σε μονό εγκάρσιο ρυθμό παρουσιάζει σχεδόν μια τέλεια χωρική συμφωνία κατά μήκος όλης της ενεργής διατομής της δέσμης. Είναι δυνατόν να διασταλεί ο ρυθμός TEM₀₀ των lasers αερίων για να προκύψουν εγκάρσια μήκη συμφωνίας μερικών δεκάδων μέτρων για εφαρμογές στην ολογραφία. Από την άλλη, εάν ένας αριθμός εγκάρσιων ρυθμών είναι παρών στην έξοδο του laser το μήκος συμφωνίας του μειώνεται αισθητά.

Ενώ η συμφωνία της εξόδου από laser αερίου συνεχούς ρυθμού (CW) μπορεί να είναι πολύ υψηλή, αυτή των παλμικών lasers είναι μικρότερη. Αυτό γιατί η χρονική συμφωνία μπορεί να περιορίζεται από την διάρκεια του παλμού ή από μεταβολές στην συχνότητα κατά την διάρκεια της εκπομπής. Έτσι, τα laser ρουβιδίου εκπέμπουν παλμούς χρονικής διάρκειας 0.6 μs και παρουσιάζουν χρόνους συμφωνίας της τάξης των 0.1 μs. Τα μήκη συμφωνίας μερικών δημοφιλών συστημάτων lasers απεικονίζονται στο πίνακα 4.2.

Laser	Typical coherence length
He-Ne single transverse, single longitudinal mode	up to 1000 m
He-Ne multimode	0.1 to 0.2 m
Argon multimode	0.02 m
Nd:YAG	10^{-2} m
Nd:glass	2×10^{-4} m
GaAs	1×10^{-3} m
Ruby:	10^{-2} m
for whole output pulse	$\leq c$ times spike length, i.e. ≤ 30 m
within a spike forming part of the pulse	

Πίνακας 4.2: Μερικά από τα μήκη συμφωνίας των πιο κοινά χρησιμοποιούμενων lasers
 ('Optoelectronics An introduction' by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Η συμφωνία είναι σημαντική σε κάθε εφαρμογή όπου η δέσμη του laser πρόκειται να χωριστεί στα δύο. Στις εφαρμογές αυτές περιλαμβάνονται οι συμβολομετρικές μετρήσεις απόστασης (παράγραφο 4.6) και παραμόρφωσης, όπου το φως χωρίζεται σε διάφορα μέρη που διανύουν διαφορετικές αποστάσεις, και η ολογραφία (παράγραφο 4.7), όπου το φως ακολουθεί διαφορετικές διαδρομές οι οποίες μπορεί να είναι σχεδόν ίσες αλλά έχουν διαφορετικές χωρικές κατανομές.

Ένα από τα πιο εντυπωσιακά χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας του laser που αντανakλάται από μη λείες επιφάνειες είναι η διάστικτη ή κοκκώδης (speckled or granular) εμφάνιση της. Αυτό είναι αποτέλεσμα των τυχαίων κροσσών συμβολής που σχηματίζονται από το φως που αντανakλάται από γειτονικά σημεία της επιφάνειας. Σε μερικές περιοχές, αυτές οι συνεισφορές θα συμβάλλουν ενισχυτικά, ενώ σε άλλες θα συμβάλλουν καταστρεπτικά. Αυτή η συμπεριφορά είναι άμεσο αποτέλεσμα της υψηλής συμφωνίας της ακτινοβολίας του laser.

Σε πολλές εφαρμογές, για παράδειγμα στην ολογραφία, η διάστικτη εμφάνιση (the speckle pattern) θεωρείται μειονέκτημα, παρόλα αυτά το φαινόμενο αυτό βρίσκεται εφαρμογή σε πολλούς τομείς όπως μετρολογία και ανάλυση των δονήσεων (**αναφορά 4.6**).

4.5.1.4. Φωτεινότητα

Το κύριο χαρακτηριστικό της ακτινοβολίας laser είναι ότι έχει μεγαλύτερη λαμπρότητα από την ακτινοβολία οποιαδήποτε άλλης φωτεινής πηγής. Ορίζουμε ως φωτεινότητα την ισχύ που εκπέμπεται ανά μονάδα επιφανείας ανά στερεά γωνία (μερικές φορές χρησιμοποιείται ο όρος της ειδικής φωτεινότητας που είναι η φωτεινότητα ανά μήκος κύματος, $W m^{-2}sr^{-1}\Delta\lambda^{-1}$). (Στην ραδιομετρία η φωτεινότητα καλείται radiance, βλέπε ενότητα 1.4, αλλά στον χώρο των lasers χρησιμοποιείται ο όρος φωτεινότητας όπως ορίζεται στο βιβλίο αυτό) Η σχετική στερεά γωνία είναι αυτή που καθορίζεται από τον κώνο μέσα στον οποίο διασπείρεται η δέσμη. Έτσι, καθώς τα lasers μπορούν να παράγουν υψηλές ισχύς με την μορφή καλά ευθυγραμμισμένων δεσμών, αντιπροσωπεύουν πηγές με μεγάλη φωτεινότητα.

Η φωτεινότητα επίσης επηρεάζεται από την παρουσία επιπρόσθετων ρυθμών, όσο συχνά η ισχύς εξόδου μεγαλώνει όσο αυξάνει ο αριθμός των ρυθμών αλλά η φωτεινότητα παραμένει σχεδόν σταθερή. Τυπικές τιμές της φωτεινότητας είναι: για το laser HeNe, $10^{10} Wm^{-2}sr^{-1}$, για ένα Q-switched laser ρουβιδίου $10^{16} Wm^{-2}sr^{-1}$ και

για ένα laser Nd:glass που χρησιμοποιεί ενισχυτές έχει επιτευχθεί φωτεινότητα $10^{21} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Για σύγκριση, η φωτεινότητα του Ήλιου είναι $1.3 \times 10^6 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$!

Η υψηλή φωτεινότητα είναι σημαντική για την μεταφορά υψηλής ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας σε ένα στόχο. Το πόσο υψηλή θα είναι η ισχύς εξαρτάται από το μέγεθος του σημείου στο οποίο η δέσμη μπορεί να εστιαστεί.

4.5.1.5. Ιδιότητες εστίασης της ακτινοβολίας laser

Το ελάχιστο μέγεθος του σημείου στο οποίο μπορεί να εστιαστεί μια δέσμη laser καθορίζεται από την περίθλαση. Μια δέσμη μονού ρυθμού μπορεί να εστιαστεί σε ένα σημείο το οποίο έχει διαστάσεις της τάξης του μήκους κύματος του φωτός, παρόλο που στην πράξη οι ατέλειες του οπτικού συστήματος μπορεί να μην κάνουν δυνατή την εστίαση σε τόσο μικρές διαστάσεις. Ένας χρήσιμος εμπειρικός κανόνας υπολογισμού του μεγέθους της ελάχιστης εστίασης είναι ότι η ακτίνα r_s , στο επίπεδο εστίασης ενός φακού με εστιακή απόσταση f δίνεται από:

$$r_s = f\theta$$

, όπου θ είναι η γωνία απόκλισης της δέσμης σε ακτίνια. Αφού η γωνία θ δίνεται προσεγγιστικά από λ/D , όπου D είναι η διάμετρος του φακού, έχουμε (θεωρώντας ότι η δέσμη γεμίζει τον φακό):

$$r_s \approx f \frac{\lambda}{D} \approx \lambda F$$

, όπου F είναι ο F αριθμός του φακού. Είναι μη πρακτικό να δουλεύουμε με F αριθμούς πολύ μικρότερους από την μονάδα, έτσι ώστε η r_s να είναι της τάξης του λ .

Έτσι για παράδειγμα, εάν έχουμε ένα laser HeNe εξόδου 10 mW με γωνία απόκλισης της τάξης των 10^{-4} rad, τότε ένα φακός F:1 θα δημιουργήσει ένα σημείο εστίασης με επιφάνεια ίση με 10^{-12} m^2 και η επιφανειακή πυκνότητα ισχύος κοντά στο κέντρο της εστιασμένης δέσμης θα είναι γύρω στο 10^{10} Wm^{-2} .

Για άλλη μια φορά, η παρουσία μιας πολύπλοκης δομής ρυθμών στην δέσμη είναι επιβλαβής διότι το μέγεθος του σημείου εστίασης είναι πού μεγαλύτερο και η πυκνότητα ισχύος (ένταση) είναι αντίστοιχα πολύ μικρότερη για μια δοσμένη ισχύ.

Πάλι, εάν η απόκλιση της δέσμης είναι μεγάλη η πυκνότητα ισχύος μικραίνει. Παρόλα αυτά, lasers μονωτικών προσμίξεων, λόγω των υψηλών μέγιστων ισχύων που παράγουν, μπορούν εύκολα να δώσουν υψηλές εντάσεις. Μια περιοχή εστίασης ίση με 10^{-7} m^{-2} είναι μια τυπική τιμή για τέτοια lasers, τα οποία μπορούν να δώσουν μέσες εντάσεις της τάξης των 10^5 Wm^{-2} και μέγιστες εντάσεις των 10^8 Wm^{-2} .

Τέτοιες υψηλές εντάσεις οδηγούν στην χρήση των lasers στην διαμόρφωση, στην κοπή, στην συγκόλληση και στην θερμική επεξεργασία μεγάλου αριθμού διαφορετικών υλικών (**αναφορά 4.7**). Σε συγκεκριμένες εφαρμογές όπως στο ταίριασμα μικρών ηλεκτρονικών εξαρτημάτων, απαιτείται καλή εστίαση και για αυτό επιθυμούμε την χρήση φακών μικρής εστιακής απόστασης. Αυτό, ωστόσο, μπορεί να μην είναι πρακτικό σε μια γραμμή παραγωγής λόγω του περιορισμένου βάθους του πεδίου. Θα πρέπει να παρέχουμε επαρκές βάθος πεδίου για να αντισταθμιστούν οι δονήσεις και η μη ακριβή τοποθέτηση στον κάθετο άξονα. Το βάθος πεδίου δίνεται από την σχέση:

$$Z = \frac{4\lambda f^2}{D^2} \approx \frac{r_s^2}{\lambda}$$

Επομένως αυξάνεται με το τετράγωνο της ακτίνας του σημείου εστίασης. Θα πρέπει να επιτύχουμε ένα αποδεκτό συμβιβασμό μεταξύ ενός επαρκώς μεγάλου βάθους πεδίου και μιας μικρής περιοχής εστίασης.

Η επιλογή ενός laser για μια δοσμένη εφαρμογή που εμπεριέχει θέρμανση μέσω laser εξαρτάται πολύ από την φύση της εφαρμογής. Για πολλές εφαρμογές κοπής είναι πλεονέκτημα η χρήση ενός CW laser. Για συνεχή έξοδο, οι υψηλότερες ισχύς που έχουν παραχθεί από lasers CO₂ είναι μέχρι και 100 kW. Για εφαρμογές συγκόλλησης μετάλλων προτιμώνται παλμικά lasers. Στην περίπτωση αυτή, λόγω των πολύ στενών παλμών που μπορούν να παραχθούν, βρίσκουμε ότι Q-switched Nd:glass lasers που παράγουν παλμούς με μέγιστες ισχύς της τάξης των 10^{11} W είναι εμπορικά διαθέσιμα.

Οι ιδιότητες εστίασης της ακτινοβολίας laser είναι επίσης σημαντικές στις εφαρμογές χαμηλότερης ισχύος, δυο από τις οποίες αντιπροσωπεύουν τις πρώτες συσκευές laser που χρησιμοποιήθηκαν ευρέως. Η πρώτη από αυτές είναι η συσκευή που χρησιμοποιείται στα supermarkets για την καταγραφή των τιμών και την ανανέωση της πληροφορίας για τα αποθέματα των διαφόρων προϊόντων. Τα προϊόντα

έχουν μια κωδικοποιημένη ετικέτα, η οποία αποτελείται από μια σειρά από παράλληλες γραμμές διαφορετικού εύρους η κάθε μια. Αυτή η ετικέτα σαρώνεται από το laser. Το φως που ανακλάται από τις γραμμές ανιχνεύεται, και έτσι αναγνωρίζεται και καθορίζεται η τιμή του προϊόντος η οποία προστίθεται στον λογαριασμό του πελάτη.

Η δεύτερη εφαρμογή είναι η προετοιμασία και η ανάγνωση μερικών δίσκων καταγραφής δεδομένων. Η πληροφορία καταγράφεται στο δίσκο αποθήκευσης σε ψηφιακή μορφή μέσω του σχηματισμού μικρών αυλακώσεων στην επιφάνεια του δίσκου από ένα laser. Τα αυλάκια αυτά στην συνέχεια διαβάζονται από ένα laser χαμηλής ισχύος όπου παράγεται ένα σήμα video για αναπαραγωγή στην τηλεόραση. Το σύστημα αυτό έχει πολλά πλεονεκτήματα συγκρινόμενο με τα συστήματα αποθήκευσης που κάνουν χρήση κασέτας ή με τα pick up. Μερικά από αυτά είναι η απουσία φθοράς, η μεγάλη πυκνότητα πληροφορίας η οποία εξασφαλίζεται από την καλά εστιασμένη δέσμη laser και από το γεγονός ότι και οι φθαρμένοι δίσκοι παίζουν το ίδιο καλά. Επίσης επιτρέπουν την επιλογή 'παγωμένων' σκηνών υψηλής ποιότητας οποτεδήποτε θελήσουμε και για όσο χρονικό διάστημα θελήσουμε. Παρόμοιες διατάξεις χρησιμοποιούνται στα συστήματα ήχου CD, και είναι πολλοί δημοφιλείς στην αποθήκευση δεδομένων (**αναφορά 4.6**).

4.5.1.6. Συντονισμός

Είδαμε στο κεφάλαιο 3 και στην αρχή του κεφαλαίου αυτού ότι μερικά lasers μπορούν να συντονιστούν και να εκπέμπουν ακτινοβολία σε ένα εύρος μηκών κύματος. Στα lasers χρωστικών, για παράδειγμα, το εύρος συντονισμού μπορεί να είναι μεγάλο. Πράγματι τα lasers χρωστικών μπορούν να συντονιστούν σχεδόν σε οποιαδήποτε συχνότητα στο ορατό φάσμα, και μέσω της γέννησης αρμονικών αυτό το εύρος μπορεί να επεκταθεί και στο υπεριώδες. Από την άλλη, οπτικοί παραμετρικοί ενισχυτές που χρησιμοποιούνται σε συνδυασμό με μια κύρια πηγή laser μπορούν να παράγουν ακτινοβολία από 1 έως 25 μm (παράγραφος 2.9.1).

Η ικανότητα του laser να συντονίζεται σε διάφορες συχνότητες βρίσκει εφαρμογές στην φωτο – χημεία, στην φασματοσκοπία υψηλής ανάλυσης και Raman και στον διαχωρισμό ισοτόπων (**αναφορά 4.8**).

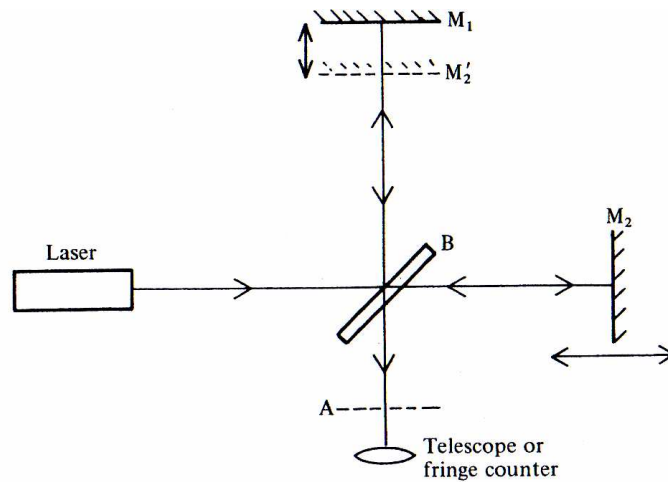
4.6. Μέτρηση απόστασης

Οι κύριοι μέθοδοι μέτρησης της απόστασης χρησιμοποιώντας laser είναι (i) η συμβολομετρία, (ii) η τηλεμετρία διαμόρφωσης δέσμης και (iii) ο χρόνος πτήσης του παλμού (αναφορές 4.9α).

4.6.1. Μέθοδοι συμβολομετρίας

Είδαμε στο κεφάλαιο 1 ότι εάν το μήκος κύματος μιας πηγής φωτός χωριστεί σε δυο μέρη τα οποία διανύουν διαφορετικές αποστάσεις πριν επανασυνδεθούν, τότε παράγεται κροσσός συμβολής. Η κατανομή της έντασης στον κροσσό εξαρτάται από την διαφορά των αποστάσεων από σημείο σε σημείο ανάμεσα στα δυο μέρη της δέσμης. Έτσι, εάν ένα από τα δυο μήκη αλλάξει ο κροσσός θα μετακινηθεί κατά μήκος του επιπέδου παρατήρησης και η αλλαγή στο μήκος μπορεί να μετρηθεί συναρτήσει της μετακίνησης του κροσσού.

Η κλασική μέθοδος για την μέτρηση της απόστασης (ή μεταβολές της απόστασης) με αυτό τον τρόπο είναι το συμβολόμετρο Michelson και σχεδόν όλες οι άλλες μέθοδοι είναι διαφορετικές εκδόσεις αυτού του οργάνου. Το συμβολόμετρο Michelson το οποίο απεικονίζεται στο σχήμα 4.16, αποτελείται από ένα διαχωριστή δέσμης, δυο επίπεδα κάτοπτρα και ένα τηλεσκόπιο παρατήρησης. Το μέτωπο κύματος από την πηγή laser διαχωρίζεται από τον διαχωριστή **B**, τα δυο μέρη τότε προχωρούν προς τα επίπεδα κάτοπτρα **M₁** και **M₂** και ανακλώνται πίσω στον **B**. Μέρος του φωτός ανακλάται από τον διαχωριστή δέσμης και το υπόλοιπο μεταδίδεται όπως απεικονίζεται έτσι ώστε ο διαχωριστής δέσμης να προκαλεί την επανασύνδεση των δεσμών και να παρατηρηθούν κροσσοί συμβολής μέσω του τηλεσκοπίου. Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι κροσσοί συμβολής σχηματίζονται στο λεπτό στρώμα που δημιουργείται μεταξύ του κατόπτρου **M₁** και **M₂'** το οποίο είναι η προβολή του κατόπτρου **M₂** στο **B**. Έτσι εάν τα κάτοπτρα **M₁** και **M₂'** είναι ακριβώς παράλληλα, που σημαίνει ότι τα **M₁** και **M₂** είναι κάθετα μεταξύ τους, ένα σύστημα από κυκλικούς κροσσούς θα παρατηρηθεί όπως εξηγήθηκε στο κεφάλαιο 1. Από την άλλη, εάν κάποιο από τα κάτοπτρα σχηματίζει μικρή γωνία, τότε σχηματίζεται ένα σύστημα από κροσσούς ευθείων γραμμών.



Σχήμα 4.16: Το συμβολόμετρο Michelson: M_1 είναι ένα σταθερό κάτοπτρο, M_2 είναι ένα μεταφερόμενο κάτοπτρο και M_2' είναι το είδωλο του στο B. Κροσσοί συμβολής μπορούν να παρατηρηθούν μέσω του τηλεσκοπίου ή εναλλακτικά ο αριθμός των κροσσών που τέμνουν μια οπή που τοποθετείται στην θέση A μπορούν να ανιχνευθούν χρησιμοποιώντας μια φωτο-δίοδο και μετρούνται ηλεκτρονικά.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

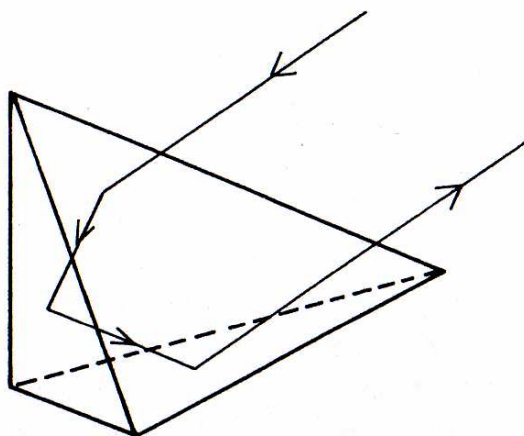
Είδαμε στο κεφάλαιο 1 (εξίσωση 1.23) ότι στην συμβολή λεπτού στρώματος ένας λαμπρός κροσσός σχηματίζεται όταν:

$$p\lambda = 2D \cos \theta \approx 2D \quad (\text{εάν το } \theta \text{ είναι μικρό})$$

, όπου D είναι το οπτικό πάχος του στρώματος. Έτσι εάν ένα από τα κάτοπτρα, έστω το M_2 , μετακινηθεί το D θα αλλάξει και ο κροσσός συμβολής θα μετακινηθεί. Ειδικότερα, εάν το D αλλάξει κατά $\lambda/2$ ένας ολόκληρος κροσσός θα περάσει από το σημείο αναφοράς στο επίπεδο παρατήρησης. Επομένως μπορούμε να μετρήσουμε την απόσταση που διένυσε το M_2 συναρτήσει των μετακινήσεων του κροσσού, δηλαδή συναρτήσει του μήκους κύματος λ του φωτός που χρησιμοποιείται. Για την μέτρηση μιας άγνωστης απόστασης χρειάζεται απλά να ευθυγραμμιστεί το κάτοπτρο M_2 στο ένα άκρο και να μετρηθεί η μετακίνηση του κροσσού καθώς αυτός κινείται μέχρι να συμπέσει στο άλλο άκρο της μετρούμενης απόστασης.

Η οπτική συμβολομετρία προηγήθηκε της ανακάλυψης του laser, άλλα πάντα περιοριζόταν από το μήκος συμφωνίας των διαθέσιμων φωτεινών πηγών. Μπορούσαν να μετρηθούν αποστάσεις το πολύ μερικών εκατοστών. Με ένα laser He-Ne, παρόλα αυτά μπορούμε να επιτύχουμε μήκη συμφωνίας μερικών μέτρων, έτσι ώστε

θεωρητικά να μπορούμε να μετρήσουμε μεγάλες αποστάσεις με ακρίβεια μέρους του μήκους κύματος. Μετακινήσεις κροσσών της τάξης του 0.01 ενός κροσσού, οι οποίες ισοδυναμούν με $\frac{\lambda}{200}$, μπορούν να ανιχνευθούν. Θα πρέπει να θυμόμαστε, παρόλα αυτά, ότι οι μετρούμενες αποστάσεις είναι οπτικά μήκη τα οποία συμπεριλαμβάνουν τον δείκτη διάθλασης του αέρα. Αλλαγές στον δείκτη διάθλασης, λόγω μεταβολών στην πίεση και στην θερμοκρασία και της ατμοσφαιρικής αναταραχής, προκαλούν τυχαίες μετακινήσεις του κροσσού και έτσι περιορίζουν την απόσταση που μπορεί να μετρηθεί και την ακρίβεια της μέτρησης. Ακρίβειες της τάξης του ενός εκατομμυριοστού μπορούν να επιτευχθούν άμεσα. Στην πραγματικότητα τα επίπεδα κάτοπτρα αντικαθίστανται από ανακλαστήρες της μορφής του σχήματος 4.17.



Σχήμα 4.17: Σχηματική περιγραφή ενός ανακλαστήρα. Το προσπίπτον φως ανακλάται από κάθε πλευρά και εξέρχεται ακολουθώντας μια διαδρομή παράλληλη με αυτήν που ακολούθησε η προσπίπτουσα.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Αυτού του τύπου οι ανακλαστήρες έχουν την ιδιότητα να ανακλούν την προσπίπτουσα δέσμη κατά μήκος μιας διαδρομής που είναι παράλληλη με αυτή που ακολούθησε η προσπίπτουσα και με αυτό τον τρόπο διευκολύνεται η ευθυγράμμιση του οργάνου. Η πλευρική μετακίνηση που υπάρχει εμποδίζει το επιστρέφον φως να εισέλθει στην κοιλότητα του laser και με αυτό τον τρόπο να προκαλέσει μια μη επιθυμητή διαμόρφωση στην έξοδο του laser. Ο μεγάλος αριθμός των κροσσών που

βρίσκονται στο επίπεδο παρατήρησης μετρούνται ηλεκτρονικά χρησιμοποιώντας για παράδειγμα, μια φωτοδίοδο πυριτίου ως ανιχνευτή.

Η τεχνική αυτή χρησιμοποιείται ευρέως στην βαθμονόμηση αποστάσεων, και για σεισμικούς και γεωδαιτικούς σκοπούς.

4.6.2 Τηλεμετρία διαμόρφωσης δέσμης

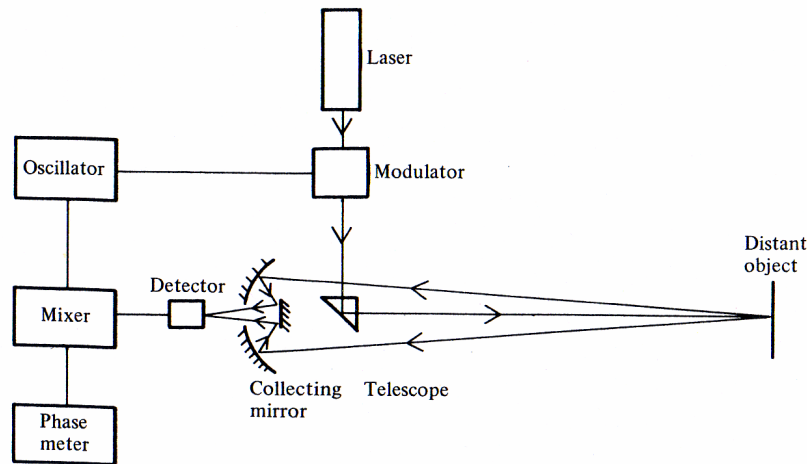
Όπως τονίστηκε παραπάνω, λόγω των διαταράξεων της ατμοσφαιρικής πυκνότητας, οι μέθοδοι συμβολομετρίας μέτρησης της απόστασης περιορίζεται σε αποστάσεις που δεν ξεπερνούν τα 100 m. Για μεγαλύτερες αποστάσεις, τεχνικές που περικλείουν την διαμόρφωση του πλάτους της δέσμης του laser είναι χρήσιμες. Η δέσμη από ένα laser HeNe ή από ένα GaAs laser διαμορφώνεται κατά πλάτος και κατευθύνεται στο αντικείμενο του οποίου η απόσταση πρόκειται να μετρηθεί. Το φως που ανακλάται από το αντικείμενο συλλέγεται από ένα φακό και στέλνεται σε ένα ανιχνευτή. Η φάση της διαμόρφωσης της ανακλώμενης δέσμης είναι διαφορετική από αυτή της εκπεμπόμενης λόγω του χρονικού διαστήματος που έκανε το φως να ταξιδεύσει προς τον στόχο και να επιστρέψει στον φακό. Η μεταβολή της φάσης ϕ δίνεται από την σχέση:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(2n_g L) \quad (4.10)$$

, όπου L είναι η απόσταση του στόχου και n_g είναι ο ομαδικός δείκτης διάθλασης της ατμόσφαιρας. Η τιμή του n_g για την ακτινοβολία $\lambda=632.8$ του HeNe είναι $n_g=1.00028$ για ξερό αέρα σε θερμοκρασία 15°C, πίεση 760 torr και συγκέντρωση διοξειδίου του άνθρακα 0.03%. Διορθώσεις λόγω μεταβαλλόμενης ατμοσφαιρικής θερμοκρασίας και πίεσης είναι διαθέσιμες. Οι διορθώσεις αυτές είναι δύσκολο να εφαρμοστούν για μετρήσεις 'in the field', παρόλα αυτά, και κάποιος πρέπει να προσπαθήσει να πάρει το μέσο όρο του n_g κατά μήκος όλης της διαδρομής που διένυσε το φως.

Το σχήμα 4.18 απεικονίζει την διάταξη του συστήματος διαμόρφωσης της δέσμης. Το φως διαμορφώνεται κατά πλάτος σε μια συγκεκριμένη συχνότητα f , παραλληλίζεται και κατευθύνεται προς τον στόχο. Η ανακλώμενη δέσμη συλλέγεται από τον φακό και εστιάζεται στον ανιχνευτή (η παρουσία του ανακλαστήρα στον

στόχο βοηθά πολύ). Ένας ανιχνευτής φάσης συγκρίνει την σχετική φάση της ανακλώμενης δέσμης με αυτή της αρχικής.



Σχήμα 4.18: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος μέτρησης της απόστασης το οποίο βασίζεται στην διαμόρφωση της δέσμης του laser.
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Η διαφορά φάσης μπορεί να γραφεί ως:

$$\phi = (p + q)2\pi$$

, όπου p είναι ένας άγνωστος ακέραιος και το q είναι λίγο μικρότερο από την μονάδα. Η σύγκριση της φάσης δίνει το q αλλά όχι το p . Για να βρούμε το p , η μέτρηση πρέπει να επαναληφθεί κάνοντας χρήση διαφορετικών συχνοτήτων διαμόρφωσης. Έχοντας βρει το ϕ το L μπορεί να καθοριστεί από την εξίσωση (4.10). Το στενό φασματικό εύρος της ακτινοβολίας laser επιτρέπει την υψηλή διακριτικότητα από τυχαίο φως και έτσι το σύστημα μπορεί να χρησιμοποιηθεί και κατά την διάρκεια της ημέρας με υψηλό λόγο σήματος θορύβου, ενώ η μικρή απόκλιση της δέσμης επιτρέπει την υψηλού βαθμού επιλεκτικότητα του στόχου που εξετάζεται.

Η τηλεμετρία που βασίζεται στην διαμόρφωση της δέσμης παρέχει ακρίβεια μετρήσεων της τάξης του mm για μετρούμενες αποστάσεις μέχρι και 1000 m και 1 μέρους στα 10^6 για μεγαλύτερες αποστάσεις. Τέτοιες συσκευές έχουν χρησιμοποιηθεί για την μέτρηση μεγάλων κατασκευών για παράδειγμα γεφυρών, όπως και ως

συσκευές ναυτιλίας για την καταγραφή του γήινου ανάγλυφου κατά την διάρκεια χαμηλού ύψους πτήσεων.

4.6.3. Τεχνικές μέτρησης του χρόνου πτήσης ενός παλμού

Μπορούμε να μετρήσουμε μεγάλες αποστάσεις χρονομετρώντας τον χρόνο που κάνει ένας laser παλμός να πάει και να επιστρέψει από ένα απομακρυσμένο στόχο. Το σύστημα αποτελείται από ένα παλμικό laser, κατά προτίμηση Q-switched, ένα φακό που συλλέγει το ανακλώμενο φως, μια φωτο-δίοδος και ένα χρονόμετρο ακριβείας. Η στενά παραλληλισμένη δέσμη του laser κάνει εφικτό την μέτρηση αποστάσεων συγκεκριμένων στόχων και η τεχνική αυτή βρίσκει στρατιωτικές εφαρμογές ως αποστασιόμετρο. Ακρίβεια της τάξης των ± 5 m στα 10 km έχει επιτευχθεί.

Μια πρωτότυπη εφαρμογή είναι η μέτρηση της απόστασης του φεγγαριού από την γη. Κάνοντας χρήση ανακλαστήρων που αφέθηκαν στην επιφάνεια του φεγγαριού κατά την διάρκεια των διαστημικών αποστολών Apollo 11, 14 και 15, η απόσταση του φεγγαριού μετρήθηκε με ακρίβεια ± 15 cm. Η τεχνική αυτή η οποία είναι γνωστή ως οπτικό ραντάρ ή li.d.a.r. (light detection and ranging) χρησιμοποιείται και για ατμοσφαιρικές μελέτες. Μετρώντας την ποσότητα του σκεδαζόμενου φωτός, η παρουσία αναταραχών στην ατμόσφαιρα μπορεί να ανιχνευθεί όπως και οι συγκεντρώσεις διαφόρων ρύπων όπως CO₂ και SO₂ μπορούν να υπολογιστούν (**αναφορά 4.9b**).

4.7. Ολογραφία

Παρόλο που η ολογραφία αναπτύχθηκε πριν το laser (το πρώτο ολόγραμμα αναφέρθηκε από τον Gabor το 1948, **αναφορά 4.10**), η απαίτηση της ολογραφίας για φως με μεγάλο βαθμό χωρικής και χρονικής συμφωνίας σύνδεσε την εξέλιξη της με τα lasers. Η ολογραφία είναι μια μέθοδος καταγραφής της πληροφορίας από ένα τρισδιάστατο αντικείμενο με ένα τέτοιο τρόπο που είναι δυνατή η επαναδημιουργία του τρισδιάστατου ειδώλου του. Το φαινόμενο αυτό είναι συχνά γνωστό ως ανακατασκευή του μετώπου κύματος. Η ολογραφία έχει γίνει πολύ δημοφιλής μέθοδος και έχει βρει πολλές εφαρμογές. Μια συλλογή από κείμενα με θέμα την ολογραφία και τις εφαρμογές της δίνονται στην **αναφορά 4.11**.

Τα σχήματα 4.19(a) και (b) απεικονίζουν τις βασικές αρχές λειτουργίας της ολογραφίας. Μια φωτογραφική πλάκα εκτίθεται ταυτόχρονα σε κύματα φωτός που

σκεδάζονται από το αντικείμενο και στα κύματα από μια οπτική πηγή αναφοράς. Η δέσμη αναφοράς, που απεικονίζετε στο σχήμα 4.19(α) ως επίπεδη παράλληλη δέσμη, μπορεί να έχει οποιαδήποτε αναπαραγωγίσιμη μορφή και προέρχεται από την ίδια πηγή laser που φωτίζει το αντικείμενο. Λόγω του μεγάλου βαθμού αμοιβαίας συμφωνίας τα δυο κύματα σχηματίζουν κροσσούς συμβολής πάνω στην πλάκα, οι οποίοι καταγράφονται σε φωτογραφικό γαλάκτωμα και σχηματίζουν ένα ολόγραμμα.

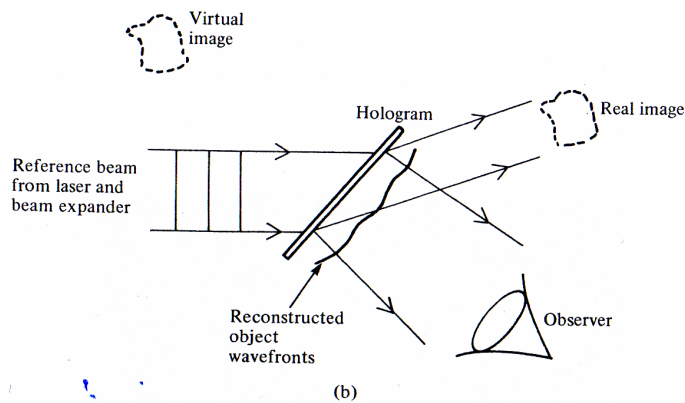
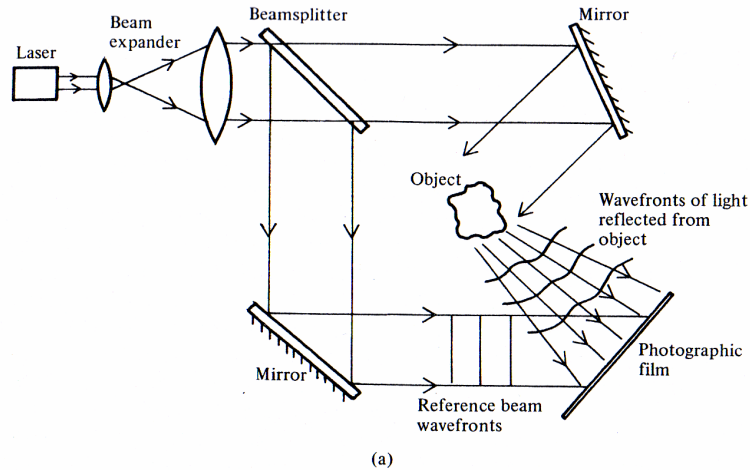
Η φωτογραφική πλάκα επεξεργάζεται και ακτινοβολείται μόνο με την δέσμη αναφοράς παρούσα όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.19(b). Το περισσότερο φως από την δέσμη αναφοράς διαπερνά το ολόγραμμα. Ένα άλλο μέρος του διαθλάται από τους κροσσούς συμβολής στο φωτογραφικό γαλάκτωμα. Από την συνήθη εξίσωση που διέπει τα φράγματα συμβολής (εξίσωση 1.28), η ακτινοβολία μήκους κύματος λ θα υποστεί ενισχυτική συμβολή σε γωνίες τέτοιες που $\lambda = d \sin \theta$, όπου d είναι η απόσταση μεταξύ των κροσσών συμβολής των οποίων το σχήμα και η κατανομή εξαρτώνται από το σχήμα του αντικειμένου και από τα μέτωπα κύματος που ανακλώνται από αυτό. Έτσι η ενισχυτική συμβολή των περιθλόμενων αυτών κυμάτων επανακατασκευάζει τα αρχικά μέτωπα κύματος από το αντικείμενο και στον παρατηρητή φαίνονται ότι προέρχονται από το αντικείμενο αυτό. Αυτά τα μέτωπα κύματος συνιστούν αυτό που καλείται φανταστικό είδωλο. Παρόλα αυτά, όπως το φράγμα περίθλασης παρέχει τάξεις περίθλασης και από τις δυο μεριές της κατακόρυφης πρόσπτωσης, το ολόγραμμα παράγει και ένα δεύτερο είδωλο το οποίο έχει χαμηλότερη ποιότητα από αυτή του φανταστικού ειδώλου, και καλείται πραγματικό είδωλο.

Το ολόγραμμα λειτουργεί ως παράθυρο στην θέση του αντικειμένου, το οποίο έχει ακτινοβοληθεί από δέσμη laser, μέσω του οποίου το αντικείμενο μπορεί να παρατηρηθεί από διαφορετικές γωνίες. Ο αριθμός των διαφορετικών γωνιών που μπορεί να παρατηρηθεί το αντικείμενο περιορίζεται μονάχα από το μέγεθος και την θέση του ολογράμματος και ένα πραγματικά τρισδιάστατο φαινόμενο μπορεί να δημιουργηθεί.

Η μαθηματική ανάλυση της ολογραφίας είναι αρκετά περίπλοκη, αλλά η απλουστευμένη ανάλυση που ακολουθείται παρουσιάζει τις βασικές αρχές της ολογραφίας αρκετά ικανοποιητικά. Θεωρούμε ότι η φωτογραφική πλάκα είναι στο επίπεδο (x, y) και μπορούμε να παρουσιάσουμε το ηλεκτρικό πεδίο του μετώπου κύματος που ανακλάται από το αντικείμενο στο επίπεδο (x, y) την χρονική στιγμή t ως:

$$E_{ob} = U_o(x, y) \exp(-i\omega t)$$

, όπου $U_o(x, y)$ είναι το πλάτος, το οποίο γενικότερα είναι μιγαδικός αριθμός.



Σχήμα 4.19: Σχηματικό διάγραμμα που απεικονίζει την βασική γεωμετρία για (α) την κατασκευή ολογράμματος μέσω της καταγραφής των κροσσών συμβολής που παράγονται από την συμβολή του φωτός που ανακλάται από το αντικείμενο και των μετώπων κύματος αναφοράς και (β) από την ανακατασκευή των μετώπων κύματος του αντικειμένου. Για τον παρατηρητή τα ανακατασκευασμένα μέτωπα κύματος φαίνεται ότι προέρχονται από το αντικείμενο και παρατηρείται ένα φανταστικό είδωλο.

(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Ομοίως, το μιγαδικό πλάτος της δέσμης αναφοράς στο επίπεδο (x, y) την ίδια χρονική στιγμή είναι $U_r(x, y)$. Καθώς οι δέσμες που προέρχονται από το αντικείμενο και οι δέσμες αναφοράς είναι σύμφωνες, η ένταση που καταγράφεται

στην φωτογραφική πλάκα δίνεται από την πρόσθεση των πλατών και τον πολλαπλασιασμό με τον μιγαδικό συζυγή. Έτσι η ένταση είναι:

$$I(x, y) = |U_o + U_r|^2 = (U_o + U_r)(U_o^* + U_r^*)$$

Και κατά συνέπεια:

$$I(x, y) = (U_o U_o^* + U_r U_r^*) + (U_o U_r^* + U_o^* U_r) \quad (4.11)$$

Ο πρώτος όρος της (4.11) είναι το άθροισμα των συνισταμένων εντάσεων, ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει την συμβολή που συμβαίνει και περιέχει την πληροφορία υπό την μορφή διαμόρφωσης πλάτους και φάσης της δέσμης αναφοράς.

Η φωτογραφική πλάκα τώρα επεξεργάζεται για να σχηματιστεί ένα διαπερατό ολόγραμμα. Με κατάλληλη επεξεργασία, η διαπερατότητα του ολογράμματος είναι μια σταθερά (ας πούμε T) πολλαπλασιασμένη με την συνάρτηση της έντασης $I(x, y)$ που δίνεται από την εξίσωση (4.11). Εάν η πλάκα ακτινοβοληθεί τώρα από την αρχική δέσμη μονάχα, το φως που θα την διαπεράσει θα έχει ένα μιγαδικό πλάτος U_T το οποίο είναι ανάλογο με το U_r πολλαπλασιασμένο με την διαπερατότητα του ολογράμματος $TI(x, y)$. Επομένως μπορούμε να γράψουμε:

$$U_T(x, y) = U_r TI(x, y) = T [U_r (U_o U_o^* + U_r U_r^*) + U_r^2 U_o^* + U_r U_r^* U_o] \quad (4.12)$$

Όπως τονίστηκε και προηγουμένως, το ολόγραμμα συμπεριφέρεται ως ένα φράγμα περίθλασης και παράγει μια ευθύγραμμη δέσμη και μια πρώτου βαθμού περιθλώμενη δέσμη σε κάθε μεριά της ευθύγραμμης. Ο τελευταίος όρος είναι αυτός με την μεγαλύτερη σημασία. Ο $U_r U_r^*$ είναι μια σταθερά έτσι ο τελευταίος όρος είναι ίσος με U_o , δηλαδή με το πλάτος του αντικειμένου. Επομένως αυτή η περιθλώμενη δέσμη αντιπροσωπεύει μια ανακατασκευή του μετώπου κύματος από το αρχικό αντικείμενο και σχηματίζει το φανταστικό είδωλο.

Η περιγραφή μπορεί να επιβεβαιωθεί θεωρώντας την απλή περίπτωση ενός αντικειμένου που περιέχει μια μονή λευκή γραμμή μέσα σε σκοτεινό φόντο. Το ολόγραμμα στην περίπτωση αυτή καταλήγει να είναι ένα απλό περιοδικό φράγμα. Η

μηδενικής τάξεως δέσμη διάθλασης είναι η ευθύγραμμη δέσμη ενώ οι πρώτης τάξεως από τις δυο μεριές της ευθύγραμμης δέσμης αποτελούν το φανταστικό και το πραγματικό είδωλο.

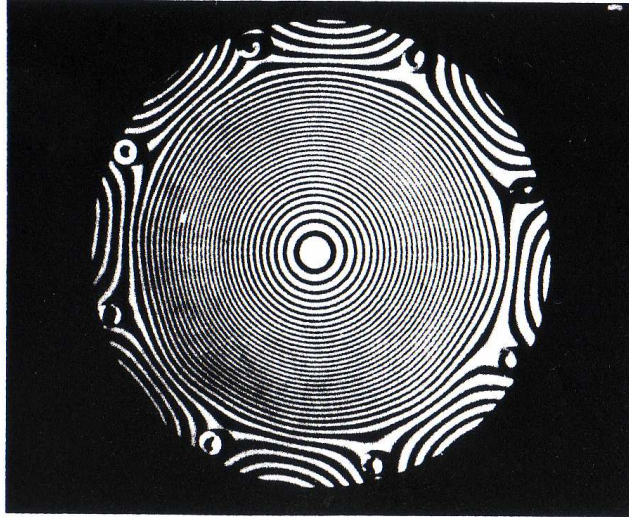
4.7.1. Εφαρμογές της Ολογραφίας

Αναμφισβήτητα, δεν έχουμε εκμεταλλευτεί πλήρως το δυναμικό της ολογραφίας παρόλο που ένας μεγάλος αριθμός εφαρμογών της έχει πραγματοποιηθεί (αναφορά 4.10). Θα περιγράψουμε μια υπάρχουσα εφαρμογή και μια πολλά υποσχόμενη, γνωστές ως ολογραφική συμβολομετρία και μνήμες υπολογιστών αντίστοιχα.

4.7.1.1. Ολογραφική συμβολομετρία

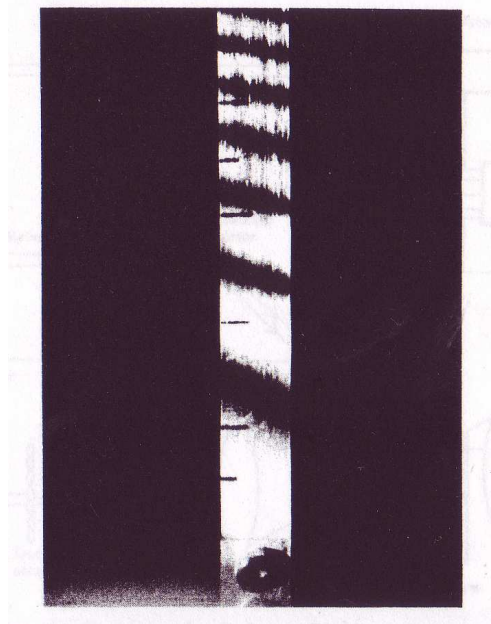
Ο καθορισμός του ανάγλυφου μιας επιφάνειας μέσω της συμβατής συμβολομετρίας έχει περιοριστεί στην μελέτη ανακλαστικών επιφανειών απλού σχήματος. Ο περιορισμός αυτός αποφεύγεται με την χρήση της ολογραφικής συμβολομετρίας, η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για επιφάνειες με περίπλοκο σχήμα και με διάχυτη ανακλαστικότητα. Υπάρχει ένας αριθμός διαφορετικών τύπου ολογραφικής συμβολομετρίας τους οποίους θα περιγράψουμε εν συντομία παρακάτω.

Διπλής έκθεσης ολογραφική συμβολομετρία: είναι μια σημαντική βιομηχανική διεργασία η οποία μπορεί να υπολογίσει, μέσω της μέτρησης των κροσσών συμβολής, πολύ μικρές μετακινήσεις ή ανωμαλίες ενός αντικειμένου. Το αντικείμενο υπό εξέταση αποθηκεύεται ως ολόγραμμα και πριν η πλάκα επεξεργαστεί το αντικείμενο μετακινείται, παραμορφώνεται λόγω πίεσης ή λόγω οποιοδήποτε άλλου αίτιου και ένα δεύτερο ολόγραμμα καταγράφεται. Μετά από την διεργασία, το κάθε είδωλο μπορεί να ανακατασκευαστεί με τον γνωστό τρόπο. Τα δυο μέτωπα κύματος για τα ανακατασκευασμένα είδωλα συμβάλλουν και δημιουργούν κροσσούς συμβολής πάνω σε όλη την έκταση της όψης του αντικειμένου που είναι καταγραμμένο στο ολόγραμμα. Ένα τυπικό παράδειγμα της τεχνικής αυτής δίνεται στο σχήμα 4.20 το οποίο απεικονίζει μια κυκλική μεμβράνη η οποία έχει παραμορφωθεί από μια ομοιόμορφη πίεση. Η χρονική διαφορά μεταξύ των δυο καταγραφών μπορεί να είναι οτιδήποτε από κλάσμα του microsecond και πάνω, άλλα η πλάκα και το αντικείμενο πρέπει να διατηρούν τις ίδιες σχετικές θέσεις εκτός από την υπό εξέταση μετακίνηση.



Σχήμα 4.20: Διπλής έκθεσης ολογραφικό διάγραμμα που απεικονίζει την παραμόρφωση μιας κυκλικής μεμβράνης η οποία προκαλείται από μια ομοιόμορφη πίεση.
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

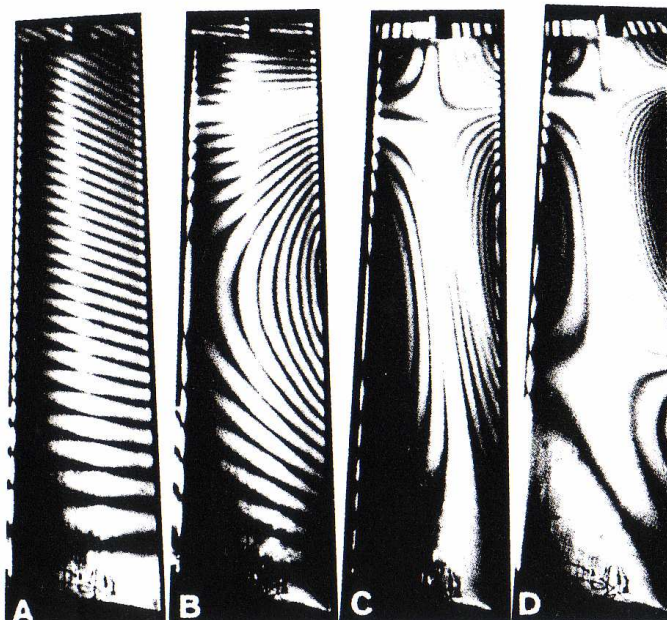
Μια παραλλαγή της τεχνικής αυτής είναι η πραγματικού χρόνου ολογραφική συμβολομετρία, στην οποία οι κροσσοί συμβολής παρατηρούνται σε πραγματικό χρόνο. Ένα ολόγραμμα του αντικειμένου αποθηκεύεται όπως παραπάνω άλλα στην περίπτωση αυτή η πλάκα επεξεργάζεται και αντικαθίσταται στην αρχική της θέση. Το αντικείμενο τώρα παραμορφώνεται και κροσσοί συμβολής μπορούν να παρατηρηθούν μέσω της ολογραφικής πλάκας, οι αλλαγές των οποίων οφείλονται στην παραμόρφωση που υφίσταται το αντικείμενο. Παρόλο που η πραγματικού χρόνου ολογραφία είναι ένα χρήσιμο εργαλείο για την μέτρηση της διαστολής των αντικειμένων καθώς αυτά παραμορφώνονται, χαρακτηρίζεται από κάποια μειονεκτήματα. Αυτά περιλαμβάνουν την δυσκολία της επανατοποθέτησης της πλάκας ακριβώς στην ίδια θέση και την παραμόρφωση του φωτογραφικού γαλακτώματος κατά την διάρκεια της επεξεργασίας. Το σχήμα 4.21 απεικονίζει τον κροσσό στην πραγματικό χρόνο ολογραφική συμβολομετρία καθώς το αντικείμενο, μια μεταλλική ράβδος που είναι στερεωμένη από το ένα άκρο, λυγίζει.



Σχήμα 4.21: Απεικόνιση του πραγματικού χρόνου ή μονής έκθεσης ολογραφικής συμβολομετρίας. Η συμβολή του κύματος του πραγματικού αντικειμένου με το ανακατασκευασμένο κύμα του αντικειμένου δείχνει την παραμόρφωση της ράβδου. Το γεγονός ότι οι κροσσοί δεν είναι οριζόντιοι αποδεικνύει ότι η ράβδος έχει υποστεί ένα στρίψιμο επιπροσθέτως του λυγίσματος
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

Η τρίτη τεχνική, η μέσου χρόνου ολογραφική συμβολομετρία, είναι εξαιρετικά χρήσιμη για την εξέταση των χωρικών χαρακτηριστικών των μικρού πλάτους δονήσεων του αντικειμένου. Στις περισσότερες ολογραφικές καταστάσεις, ένας γενικότερος κανόνας είναι ότι το αντικείμενο πρέπει να παραμένει ακίνητο κατά την διάρκεια της έκθεσης. Στην παρούσα περίπτωση ο κανόνας αυτός παραβιάζεται δραματικά, μια και κατά την διάρκεια της έκθεσης το αντικείμενο κινείται συνεχώς. Το παραγόμενο ολόγραμμα μπορεί να θεωρηθεί ως η ακραία περίπτωση μεγάλου αριθμού εκθέσεων για μεγάλο αριθμού διαφορετικών θέσεων της επιφάνειας. Οι κροσσοί συμβολής που παράγονται αντιπροσωπεύουν ισοϋψείς γραμμές του ίδιου πλάτους δόνησης της επιφάνειας. Η πιο φωτεινοί κροσσοί συμβαίνουν στους κόμβους όπου η επιφάνεια παραμένει ακίνητη. Οπουδήποτε αλλού, αρκεί η περίοδος της έκθεσης να καλύπτει πολλές δονήσεις της επιφάνειας, υπάρχει μια αυξομείωση στην ένταση λόγω της κίνησης της επιφάνειας, με σχεδόν μηδενική ένταση στους antinodes. Ένα παράδειγμα εφαρμογής της μέσου χρόνου ολογραφικής

συμβολομετρίας στην ανάλυση των δονήσεων μιας turbine blade απεικονίζεται στο σχήμα 4.22.



Σχήμα 4.22: Ολογραφικές ανακατασκευές από ολογράμματα που επιδεικνύουν πολύκαμπτους συντονισμούς (A και B) και συντονισμούς στρέψης (C και D) μιας turbine λεπίδας.
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)

4.7.2. Ολογραφικές μνήμες υπολογιστή

Πρόσφατα αναπτύσσονται οι ολογραφικές μνήμες υπολογιστών λόγω της πολύ μεγάλης χωρητικότητας αποθήκευσης που έχουν –θεωρητικά μέχρι και 10^{10} bits mm^{-3} – και της ταχείας πρόσβασης τους. Μια ολογραφική μνήμη αντιγράφει και διαβάζει ένα μεγάλο αριθμό bits ταυτόχρονα όπως μπορούμε να κατανοήσουμε μελετώντας το σχήμα 4.23. Η πληροφορία που πρόκειται να αποθηκευτεί παίρνει την μορφή μιας δισδιάστατης διάταξης bits από μια συσκευή που καλείται συνθέτης σελίδας. Ο συνθέτης σελίδας μπορεί να θεωρηθεί ως μια διάταξη οπτικών βαλβίδων οι οποίες μπορεί να είναι ανοικτές ή κλειστές αντιστοιχώντας στο ένα και στο μηδέν αντίστοιχα. Η διάταξη αυτή ίσως μέχρι και 10^4 bits αποθηκεύεται ,σε ένα χρόνο, σε μια συγκεκριμένη θέση της ολογραφικής μνήμης. Κατά την διάρκεια της αντιγραφής, οι διαμορφωτές του φωτός επιτρέπουν την μέγιστη ένταση στις δέσμες του σήματος και της αναφοράς. Για την αποθήκευση μιας άλλης διάταξης δεδομένων ως ένα άλλο

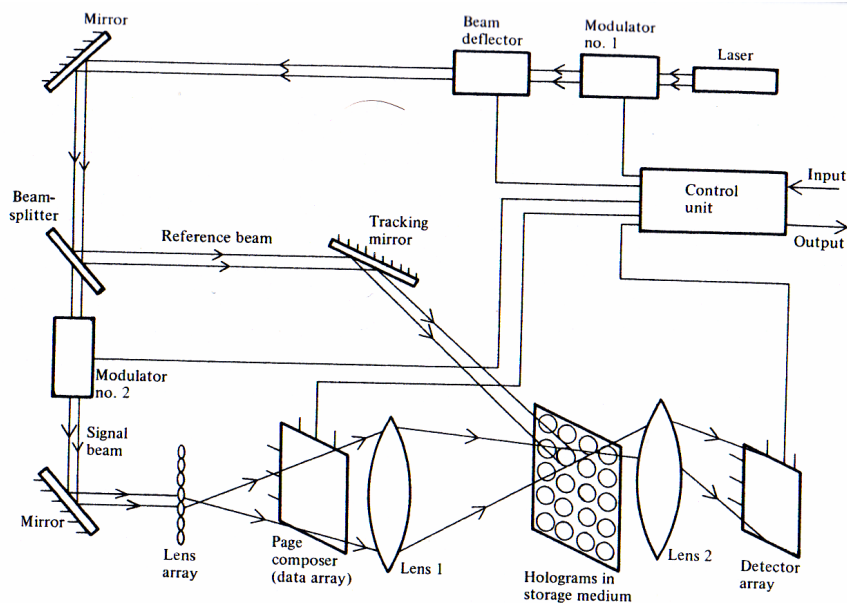
ολόγραμμα στο μέσο αποθήκευσης ο εκτροπέας δέσμης μετακινεί την δέσμη στην κατάλληλη θέση.

Η ανάγνωση των δεδομένων συμβαίνει όταν το ολόγραμμα προσεγγιστεί μονάχα από την δέσμη αναφοράς. Ο πρώτος διαμορφωτής είναι σχεδόν κλειστός για να ελαττώσει την ένταση του φωτός που προσεγγίζει το ολογραφικό μέσο αποθήκευσης, ενώ ο άλλος διαμορφωτής είναι κλειστός για να εκλείψει η δέσμη του σήματος. Ο εκτροπέας κατευθύνει την δέσμη στο ολόγραμμα για να διαβαστεί μέσω του κατόπτρου παρακολούθησης και ένα είδωλο που αντιπροσωπεύει τις διατάξεις των μηδέν και ένα παράγεται. Το είδωλο αυτό εστιάζεται από ένα φακό και προβάλετε σε μια διάταξη ανιχνευτή. Κάθε bit που αρχικά έχει αποθηκευτεί στον συνθέτη σελίδας προσπίπτει σε μια φωτοδίοδο της διάταξης. Η αποθηκευμένη πληροφορία λοιπόν μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα.

Η αποθήκευση δεδομένων με αυτό τον τρόπο προσφέρει πολλά πλεονεκτήματα συγκρινόμενος με μια bit μνήμη. Η πληροφορία μιας συγκεκριμένης διάταξης κατανέμεται σε ένα ολογραφικό κροσσό συμβολής κατά μήκος όλου του ολογράμματος. Επομένως το ολόγραμμα δεν είναι ευαίσθητο σε μικρές εκδορές ή σωμάτια σκόνης τα οποία ίσως προκαλέσουν την απώλεια δεδομένων σε μια bit μνήμη.

Δεύτερον η πληροφορία ανακτάται ουσιαστικά παράλληλα. Ένας μεγάλος αριθμός bits διαβάζονται ταυτόχρονα επιτρέποντας έτσι ένα πολύ γρήγορο ρυθμό ανάγνωσης. Οι απαιτήσεις στην εκτροπή του φωτός επίσης ελαττώνονται. Κάθε θέση στην οποία η δέσμη εκτρέπεται αντιστοιχεί σε 10^4 bits δεδομένων, επομένως μια 10^8 μνήμη απαιτεί μόνο 10^4 διαφορετικές θέσεις. Αυτό βρίσκεται μέσα στις δυνατότητες των σημερινών εκτροπέων δέσμης. Η πρόσβαση μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας ηλεκτρο-οπτικούς εκτροπέις οι οποίοι έχουν χρόνους πρόσβασης της τάξης των microseconds.

Ένα τρίτο πλεονέκτημα είναι ότι η ολογραφική καταγραφή και δημιουργία δεν είναι ευαίσθητη στην ακριβή θέση της δέσμης αναφοράς ή ανάγνωσης στο ολόγραμμα. Το ολόγραμμα μπορεί να μετακινείται άλλα τα εστιασμένα σημεία παραμένουν ακίνητα. Αυτό σημαίνει ότι τα ολογραφικά συστήματα μνήμης είναι ευκολότερο να ευθυγραμμιστούν και είναι λιγότερο ευαίσθητα σε προβλήματα δόνησης από ότι είναι άλλες οπτικές μνήμες.



**Σχήμα 4.23: Σχηματικό διάγραμμα ενός συστήματος ολογραφικής μνήμης
(‘Optoelectronics An introduction’ by J.Wilson & J.F.B. Hawkes)**

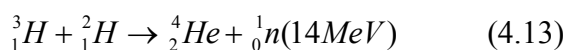
Τέλος, είναι δυνατόν η καταγραφή πολλών ολογραμμάτων σε διαφορετικά επίπεδα ενός παχύ ευαίσθητου υλικού αρκεί να χρησιμοποιούνται διαφορετικές διαδρομές από την δέσμη αναφοράς για την καταγραφή του κάθε ολογράμματος. Το κατάλληλο ολόγραμμα διαβάζεται με μια δέσμη ανάγνωσης η οποία ευθυγραμμίζεται στην ακριβώς ίδια γωνία με αυτήν που είχε η αρχική δέσμη αναφοράς κατά την διάρκεια της διαδικασίας αντιγραφής.

Παρά τα πλεονεκτήματα, η διαθεσιμότητα κατάλληλων μέσων αποθήκευσης έχει περιορίσει την σημερινή εξέλιξη των ολογραφικών μνημών. Παρόλο που το ολογραφικό γαλάκτωμα είναι ικανοποιητικό, παρέχει μονάχα μια μόνιμη αποθήκευση, η οποία δεν μπορεί εύκολα να ανανεωθεί. Ιδανικά, το μέσο αποθήκευσης θα πρέπει να είναι σταθερό και να επιδέχεται εύκολα μεταβολές στην αποθηκευμένη πληροφορία, να έχει μικρή κατανάλωση ενέργειας στην καταγραφή πληροφορίας και μεγάλη απόδοση στην ανάγνωση. Πολλά υποσχόμενα οπτικά ευαίσθητα υλικά ανάγνωσης/ καταγραφής/ διόρθωσης περιλαμβάνουν θερμοπλαστικά- φωτοαγωγάμα στρώματα, μαγνητο-οπτικό MnBi και ηλεκτρο-φωτο-χρωμικό KCl.

4.8. Προκαλούμενη από laser πυρηνική σύντηξη

Για πολλά χρόνια, η έρευνα έχει κατευθυνθεί προς ένα σύστημα που προκαλεί ελεγχόμενες θερμοπυρηνικές αντιδράσεις για την παραγωγή ενέργειας. Η πυρηνική σύντηξη ελαφρών στοιχείων συμβαίνει μέσα σε ένα υψηλής θερμοκρασίας πλάσμα σαν και αυτό που υπάρχει στον Ήλιο. Μέχρι προσφάτως εργαστηριακά πειράματα που είχαν σαν σκοπό να παράγουν τέτοιες συνθήκες βασίζονταν εξ ολοκλήρου στην μαγνητική κράτηση του πλάσματος τα οποία έχουν αναπτυχθεί αισθητά τα τελευταία χρόνια κάνοντας χρήση της έννοιας του Tokamak. Από τις αρχές του 1970, παρόλα αυτά, με την ανακάλυψη των πολύ ισχυρών lasers ένας εναλλακτικός τρόπος παραγωγής κατάλληλων συνθηκών είναι υπό έρευνα.

Η βασική αρχή απλώς περιλαμβάνει την εστίαση μεγάλης ισχύος ακτινοβολίας laser πάνω στον στόχο. Ο στόχος μπορεί να αποτελείται από σφαιρίδια γυαλιού διαμέτρου 50μm περίπου τα οποία περιέχουν ένα μίγμα αερίων δευτέρου και τρίτιου υπό υψηλή πίεση ή σφαιρίδια παγωμένου βαρύ ύδωρ (D₂O) και extra βαρύ ύδωρ (T₂O). Ένας αριθμός από δέσμες laser κατευθύνονται πάνω στο σφαιρίδιο ταυτόχρονα από συμμετρικές κατευθύνσεις. Απορρόφηση της ακτινοβολίας laser στην επιφάνεια του σφαιριδίου προκαλεί απόσπαση (κάψιμο) της εξωτερικής ύλης και την έκρηξη των συστατικών. Η έκρηξη προκαλείται από ένα κύμα συμπίεσης που οδηγείται ακτινικά μέσα στο υλικό από την περιφέρεια συμπιέζοντας έτσι το σφαιρίδιο σε ένα πολύ πυκνή περιοχή. Πολύ υψηλές θερμοκρασίες, πέραν των 10⁸ K, παράγονται μέσα σε αυτή την περιοχή και σε αυτές τις θερμοκρασίες οι ταχύτητες των ατόμων του δευτέρου και του τρίτιου είναι τόσο μεγάλες που η ηλεκτροστατική άπωση του θετικά φορτισμένου πυρήνα ξεπερνιούνται και τα άτομα υπόκεινται σύντηξη. Μια τυπική αντίδραση σύντηξης είναι:



Η αντίδραση γεννά ένα άτομο Ηλίου και ένα νετρόνιο υψηλής ενέργειας. Για να συμβούν πολλές από αυτές τις αντιδράσεις μέσα στο συμπιεσμένο σφαιρίδιο, η υψηλή θερμοκρασία πρέπει να διατηρείται για περίπου 1ps και η συμπίεση θα πρέπει να διατηρείται στην περιοχή 10⁴:1. Αυτές οι συνθήκες απαιτούν παλμούς laser μεγάλης ενέργειας.

Αριθμός νετρονίων μεγαλύτερου των 10^9 ανά παλμό έχουν παρατηρηθεί άλλα αυτός είναι μικρότερος από αυτόν που απαιτείται για να φθάσουμε το όριο που απαιτείται το οποίο ορίζεται ως αυτό που η παραγόμενη θερμοπυρηνική ενέργεια είναι ίση με την προσπίπτουσα ενέργεια laser. Οι υπολογισμοί καταδεικνύουν ότι η προσπίπτουσα ενέργεια του laser παλμού, χρονικής διάρκειας sub second, ίση περίπου με 10^{14} W είναι ίσως αυτή που απαιτείται για να φθάσουμε το όριο και επίσης ότι τα μήκη κύματος laser τα οποία παρουσιάζουν την μεγαλύτερη απόδοση πυρηνικής σύντηξης βρίσκονται στην περιοχή των 300 – 600 nm. Μια σειρά από lasers με αυξανόμενης ισχύος εξόδου έχουν κατασκευαστεί τα τελευταία χρόνια για ερευνητικούς σκοπούς. Σε αυτά τα συστήματα περιλαμβάνονται το Shiva Nd:glass laser στο εργαστήριο Lawrence Livermore στην Καλιφόρνια, το οποίο έχει 20 σειρές από ενισχυτές καθεμία από τις οποίες παράγει 1 TW παλμούς χρονικής διάρκειας 100 ps για την συμπίεση των σφαιριδίων. Η κάθε σειρά ενισχυτών μπορεί να έχει αρκετά ελεγχόμενες γεωμετρίες που εξισώνουν τα μήκη τους για να εξασφαλιστεί ότι όλες οι σειρές αποδίδουν την ενέργεια τους στον στόχο την ίδια χρονική στιγμή. Η ενέργεια που τροφοδοτεί τις σειρές των ενισχυτών αποτελείται από ένα Nd:glass master laser. Ένα σύστημα που καλείται Nova, το οποίο είναι είκοσι φορές πιο ισχυρό από το Shiva Nd:glass laser ολοκληρώθηκε το 1985. Το Nova μπορεί να παράγει παλμούς ενέργειας 10^5 J με χρονική διάρκεια 300 ps (δηλαδή ισχύος 3×10^{14} W). Ελπίζετε ότι το Nova θα επιτρέψει να προσεγγιστεί το απαιτούμενο όριο και να επιδειχθεί ότι η παραγωγή ενέργειας μέσω πυρηνικής σύντηξης από laser είναι δυνατή.

Παρόλο που τα laser βασισμένα στο νεοδύμιο είναι ελκυστικά για την θεωρητική μελέτη της προκαλούμενης από laser πυρηνικής σύντηξης, αποτελούν μη πρακτικά συστήματα για την πρακτική παραγωγή ισχύος. Ο κύριος λόγος είναι το μη ταχύ κρύωμα τους για να επιτρέψουν γέννηση παλμών με ρυθμό ίσο με 100 παλμούς ανά δευτερόλεπτο που μπορεί να απαιτείται. Τα laser αερίου μπορούν να κρυώσουν γρήγορα μέσω χρήσης ψυχρού αέρα και η χρήση των lasers CO₂ μελετάται στο εργαστήριο του Los Alamos. Παρόλα αυτά, το μήκος κύματος του laser CO₂ είναι λιγότερο αποδοτικά από τα μικρότερα μήκη κύματος. Επομένως τα laser excimer που συζητούνται στην ενότητα 3.10.3. τα οποία παράγουν μήκη κύματος στην φασματική περιοχή 300 – 600 nm αποτελούν πολλά υποσχόμενους μελλοντικών συστημάτων laser για την πρόκληση πυρηνικής σύντηξης.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- 4.1** (α) G. M. S. Joynes and R. B. Wiseman, 'Techniques for single mode selection and stabilization in helium-neon lasers', in H. G. Jerrard (Ed.), Electro-optics/Laser International '80 UK (Conference Proceedings) IPC Science & Technology Press, 1980, p. 163.
(b) G. E. Moss, 'High power single-mode HeNe laser', Appl. Opt., 10, 1971, 2565.
- 4.2** E. E. Basch (ed.), Optical Fiber Transmission, Howard W. Sams., Indianapolis, 1987, Chapter 9, section 4.
- 4.3** A. Yariv, Introduction to Optical Electronics, Holt, Rinehart & Winston, New York, 1971, pp. 120-5.
- 4.4** (α) J. Wilson and J. F. D. Hawkes, Lasers: Principles and Applications, Prentice Hall, New York, 1987.
(b) M. Ross (ed.), Laser Applications Vol. 1, Academic Press, New York, 1972.
(c) S.S. Charschan (ed.), Lasers in Industry, Van Nostrand-Reinhold, New York, 1972.
(d) J. E. Harry, Industrial Lasers and their Applications, McGraw-Hill, Maidenhead, 1974.
(e) J.F. Ready, Industrial Applications of Lasers, Academic Press, New York, 1978.
(f) Laser Focus, Advanced Technology Publications, Newton, Mass., (a controlled circulation publication available to those working in laser-related fields).
(g) Electro-Optical Systems Design, Kiver Publications, Chicago (a controlled circulation publication).
- 4.5** M.V. Klein and T. E. Furtak, Optics (2nd edn), Wiley, New York, 1986, Chapter 8.

- 4.6** M. Anson, 'Laser speckle vibrometry: a technique for analysis of small vibrations', *Proc. Physiol. Soc. (Lond.)*, 300, 1980, 8P.
- 4.7** (α) A. Yariv, *op. cit.*, Chapter 5.
(β) J. E. Harry, *Industrial Lasers and their Applications*, McGraw-Hill, Maidenhead, 1974, pp. 111-40.
(γ) J.F. Ready, *op. cit.*, Chapters 13-16.
- 4.8** R.N. Zare, 'Laser separation of isotopes', *Scientific American*, Feb. 1977.
- 4.9** (α) A. Yariv, *op. cit.*, Chapter 4.
(β) J.F. Ready, *op. cit.*, Chapter 11.
- 4.10** D. Gabor, 'A new microscopic principle', *Nature*, 4098, 1948, 777.
- 4.11** (α) G. W. Stroke, *An Introduction to Coherent Optics and Holography* (2nd edn), Academic Press, New York, 1969.
(b) R. H. Collier, C. B. Burkhardt and L. H. Lin, *Optical Holography*, Academic Press, New York, 1972.
(c) H. M. Smith, *Principles of Holography*, Wiley-Interscience, New York, 1975.
(d) Yu I. Ostrovsky, *Holography and its Applications*, Mir Publications, Moscow, 1977.
(e) M. Wenyon, *Understanding Holography*, Acro Publishing Company, New York, 1978.
- 4.12** (α) R. O. Goodwin, W.F. Hagen, J.F. Holzricher, W. W. Simmons and J. B. Trenholme, 'Livermore builds the Nova laser', *Laser Focus*, 17(5), 1981, 58-64.
(b) J. L. Emmett, J. Nuckolls and L. Wood, "Fusion power by laser implosion", *Scientific American*, 230, 1974, 24-37.
(c) R. O. Goodwin & W. W. Simmons "How Industry helped build Nova, the world's largest high precision optical project", *Laser Focus*, 21, 1985, pp. 78-88.