

## 5. MASER KAI LASER

### 5.1 Εισαγωγή

**Ο** δρόμος για την κατασκευή του laser (από τα αρχικά του **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) άνοιξε το 1917 με την περιγραφή του μηχανισμού αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη και την εκπομπή φωτονίων με μηχανισμό διεγερμένης εκπομπής από τον Einstein [11]. Βάσει αυτής της διεργασίας το 1954 λειτούργησε ο πρώτος maser αμμωνίας από τον Αμερικανό Charles Hard Townes με σκοπό την ενίσχυση της H/M ακτινοβολίας στη περιοχή μικροκυμάτων (Microwave Amplification, κλπ). Ο προορισμός του ήταν χρησιμοποιηθεί στις επικοινωνίες και σε συσκευές πλοήγησης μεγάλης ακρίβειας. Η συσκευή λειτούργησε πρώτα στη περιοχή των μικροκυμάτων επειδή η υπεροχή της αυθόρμητης & ασύμφωνης ακτινοβολίας (θόρυβος) ως προς τη χρήσιμη εξαναγκασμένη & σύμφωνη (σήμα) εξαρτάται από τη τρίτη δύναμη της συχνότητας και είναι πολύ μικρότερη στα μικροκύματα από ότι στο ορατό φάσμα. Η θεωρητική περιγραφή της δυνατότητας λειτουργίας της συσκευής σαν ενισχυτής στο ορατό φάσμα (σαν laser) έγινε από τον ίδιο τον Townes μαζί με τον Αμερικανό Arthur Schawlow το 1958 [12] με βάση τις αρχές της λειτουργίας του maser αμμωνίας. Ενώ φαινόταν πιο πιθανό η λειτουργία ενός laser στο ορατό να προέρχεται από αέρια συστήματα, εντούτοις ο πρώτος laser που λειτούργησε ήταν στερεού, ο ruby laser το 1960 από τον Theodore Harold Maiman [13], χρησιμοποιώντας σαν υλικό laser μία ράβδο κρυστάλλου Ρουβιδίου. Η λειτουργία του πρώτου laser ήταν υπό μορφή παλμών σαν μία συνεχή δέσμη. Ένα χρόνο αργότερα λειτούργησε και ο πρώτος laser αερίου, ο He-Ne, με συνεχή λειτουργία δέσμης από τον Αμερικανό Ιρανικής καταγωγής Ali Javan [14]. Το 1966 κατασκευάστηκε και ο laser υγρής κατάστασης από τον Αμερικανό φυσικό

Peter Sorokin. Σήμερα η λειτουργία laser φτάνει ακόμη και σε περιοχές συχνοτήτων ακτίνων-X. Η κατασκευή του πρώτου laser συνάντησε πολύ μεγαλύτερες δυσκολίες από ότι του maser γιατί η κατασκευή μιάς μηχανής συνεκτικής ακτινοβολίας αυξάνει σε δυσκολία όσο μικραίνει το μήκος κύματος λειτουργίας της. Ο laser ακτίνων-X (κατασκευάστηκε το 1984) π.χ., απαιτεί κοιλότητες συντονισμού πολύ μικρότερων διαστάσεων. Πρόσφατα βρέθηκαν αστρικά νέφη που εκπέμπουν δέσμη laser ακτίνων-X, ενώ αστρική εκπομπή maser έχει ήδη διαπιστωθεί εδώ και 25 περίπου χρόνια!

Η δέσμη Laser έχει βρει τόσες εφαρμογές όσες μπορεί να βάλει κανείς με το μυαλό του και αυτό οφείλεται στις εξαιρετικές της ιδιότητες με τις οποίες υπερέχει από άλλες συμβατικές πηγές φωτός. Συνδυάζει μεγάλη ένταση, κατευθυντικότητα, συμφωνία και μονοχρωματικότητα. Οι lasers έχουν αποβεί πολύτιμα εργαλεία στην βιομηχανία, στην επιστημονική έρευνα [10], στις επικοινωνίες, την ιατρική, στρατιωτική τεχνολογία για να ονομάσουμε μόνο μερικές από τις εφαρμογές τους. Ανάλογα με το είδος του υλικού laser που χρησιμοποιείται, διακρίνονται οι εξής κατηγορίες laser: αερίων, στερεάς κατάστασης, υγρής κατάστασης και ημιαγωγών.

Σαν υλικά laser στερεάς κατάστασης χρησιμοποιούνται ράβδοι Ρουβιδίου, αλλά και γυαλιά ή κρυσταλλικά υλικά εμποτισμένα με προσμίξεις Νεοδύμιου (Nd). Λειτουργούν εκπέμποντας παλμούς μεγάλης ισχύος σε περιοχές συχνοτήτων που εκτείνονται από το υπέρυθρο ως το υπεριώδες και στη περιοχή των ακτίνων-X. Στους lasers αερίων το υλικό είναι είτε καθαρό αέριο, είτε μίγμα αερίων ή ακόμη και ατμοί μετάλλων. Ο Από αυτούς ο laser HeNe, διακρίνεται για τη μονοχρωματικότητα & κατευθυντικότητα της δέσμης του, λειτουργεί όμως σε σχετικά χαμηλή ισχύ. Ο Laser CO<sub>2</sub> αντίθετα λειτουργεί σε υψηλή ένταση σε συνεχή λειτουργία δέσμης (~80kW).

Από τους πιο συμπαγείς σε μέγεθος είναι τα laser ημιαγωγών. Αποτελούνται συνήθως από μία επαφή ανάμεσα σε στρώματα ημιαγωγών που καθένα έχει διαφορετικές ιδιότητες ηλεκτρικής αγωγιμότητας. Ο

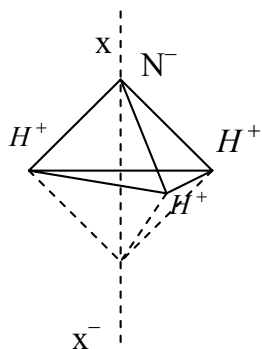
ημιαγωγός που χρησιμοποιείται συνήθως είναι το GaAs. Τα laser ημιαγωγών έχουν μεγάλη απόδοση σε ισχύ και λόγω του μικρού όγκου και της συνεχούς λειτουργίας τους βρίσκουν πολλές εφαρμογές στη καθημερινή ζωή, όπως π.χ. σε συσκευές Compact Disk (CD), εκτυπωτές και δείκτες οθόνης. Οι lasers υγρής φάσης χρησιμοποιούν σαν ενεργό υλικό συνήθως ανόργανες βαφές που περιέχονται μέσα σε δοχεία. Έχουν σαν πλεονέκτημα τη λειτουργία σε μία πολύ μεγάλη περιοχή μηκών κύματος που επιλέγονται εύκολα με στροφή ενός πρίσματος. Τα δοχεία όμως που χρησιμοποιούν για το υγρό ενεργό υλικό κάνουν τα lasers αυτά δύσχρηστα. Τελευταία γίνεται προσπάθεια κατασκευής laser βαφής στερεάς κατάστασης με διαχέυση της βαφής στους πόρους ανόργανου γυαλιού (solgel πυριτίου) [6]. Από το 1977 έχει αναπτυχθεί και μια νέα κατηγορία, αυτή των laser ελεύθερων ηλεκτρονίων. Σε αυτές τις συσκευές μία δέσμη ηλεκτρονίων περιστρέφεται γύρω από δυναμικές μαγνητικές γραμμές εκπέμποντας Η/Μ ακτινοβολία. Οι lasers αυτοί μεταβάλλουν το μήκος κύματος λειτουργίας τους με φάσμα που θεωρητικά φθάνει μέχρι και ακτίνες-Χ.

Από αυτή την τεράστια ποικιλία συσκευών laser εδώ θα αναπτύξουμε για ιστορικούς λόγους τον πρώτο που λειτούργησε στη περιοχή μικροκυμάτων τον maser αμμωνίας. Ο πρώτος laser αερίου που λειτούργησε ο HeNe, θα περιγραφεί στις βασικές αρχές λειτουργίας του ενώ τελικά θα δοθεί μία εισαγωγική περιγραφή του laser ημιαγωγών.

## 5.2 Το maser αμμωνίας

Το ενεργό υλικό στο maser αμμωνίας συνίσταται όπως λέει και η ονομασία του, από μόρια  $NH_3$  των οποίων η δομή παρίσταται γραφικά στο σχήμα 5-1. Το άτομο του αζώτου στο μόριο αμμωνίας βρίσκεται κορυφή της πυραμίδας που σχηματίζει με τα τρία υδρογόνα στη βάση, με διαστάσεις

ύψους  $0.38 \text{ \AA}$  και ακμής  $1.014 \text{ \AA}$ , σχήμα 5-1. Η θέση αυτή με τη χαμηλότερη ενέργεια είναι και η θέση ισορροπίας του N.

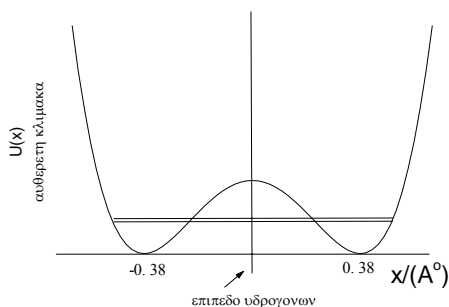


**Σχήμα 5-1** Το μόριο της αμμωνίας. Η ακμή της πυραμίδας έχει μήκος  $1,014 \text{ \AA}$  και το ύψος της  $0,38 \text{ \AA}$ .

Εάν διεγερθεί και απομακρυνθεί από αυτή τη θέση εξασκούνται είτε ελκτικές είτε απωστικές δυνάμεις που το επαναφέρουν στην αρχική του θέση ισορροπίας, ανάλογα με τη κατεύθυνση της μετατόπισης του. Οι δυνάμεις που εξασκούνται στο άτομο του αζώτου από τα υδρογόνα περιγράφονται από ένα δυναμικό της μορφής, σχήμα 5-2

$$U(x) = \hbar\omega \left( \frac{\alpha}{4} x^4 - \frac{1}{4} x^2 + \frac{1}{16\alpha} \right) \quad (5.1)$$

όπου  $\alpha=0.06$ , το  $x$  μετράται σε μονάδες μήκους  $l = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$  και  $\hbar\omega$  η ιδιοτιμή της ενέργειας.



**Σχήμα 5-2.** Το άτομο του αζώτου στο μόριο της αμμωνίας υπόκειται στο δυναμικό  $U(x)$  εξαιτίας της παρουσίας των τριών υδρογόνων. Οι δύο πρώτες ιδιοτιμές ενέργειας βρίσκονται χαμηλότερα από το φράγμα δυναμικού.

---

 Η εξίσωση του Schrödinger

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x) \right] \Phi = E\Phi \quad (5.2)$$

προβλέπει μεγάλο αριθμό ιδιοτιμών ενέργειας και ιδιοκαταστάσεων τις οποίες μπορεί να κατέχει το άζωτο στο περιβάλλον των υδρογόνων. Οι δύο πρώτες ιδιοκαταστάσεις  $\Phi_1$  και  $\Phi_2$ , έχουν αντίστοιχες ενέργειες χαμηλότερες από την τιμή της ενέργειας που έχει το άζωτο όταν βρίσκεται στο επίπεδο των υδρογόνων (γύρω στα 46% και 44% χαμηλότερες) που αποτελεί ένα φραγμό δυναμικού. Οι ενέργειες αυτές διαφέρουν ελάχιστα μεταξύ τους σε σχέση με την ενέργεια του φραγμού και βρίσκονται πολύ κοντά, αφού η διαφορά τους αποτελεί το ~1.9% της ενέργειας φραγμού. Τις ιδιοκαταστάσεις αυτές μπορεί εύκολα να τις πάρει το μόριο της αμμωνίας σε συνήθεις θερμοκρασίες όπου η θερμική ενέργεια  $kT$  είναι της τάξης των 0.025 eV μεγαλύτερη από τις αντίστοιχες ιδιοτιμές  $E_1, E_2 \sim 0.003\text{eV}$ , ενώ η διαφορά τους είναι πάρα πολύ μικρότερη  $E_1 - E_2 \sim 0.0001\text{eV}$ . Από την κατανομή πιθανοτήτων του Boltzmann και επειδή  $E_1 - E_2$  είναι μικρό

$$\frac{P_1}{P_2} = \exp\left[-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right] \quad (5.3)$$

προκύπτει, ότι η πιθανότητα  $P_1$  να βρίσκεται το μόριο της αμμωνίας στη κατάσταση  $\Phi_1$  με ενέργεια  $E_1 = \hbar\omega_1$  είναι σχεδόν ίδια με τη πιθανότητα  $P_2$  να βρίσκεται στη  $\Phi_2$  με ενέργεια  $E_2 = \hbar\omega_2$ . Επομένως οι δύο ενεργειακές καταστάσεις έχουν περίπου τον ίδιο πληθυσμό. Οι επόμενες διεγερμένες καταστάσεις της αμμωνίας έχουν ενέργειες πάνω από το φραγμό δυναμικού.

Στις δύο πρώτες ιδιοκαταστάσεις το άτομο του αζώτου μπορεί να βρίσκεται είτε δεξιά είτε αριστερά του επιπέδου των υδρογόνων, όπως φαίνεται και στα σχήματα 5-1 & 5-2, ξεπερνώντας το φραγμό με φαινόμενο της σήραγγας. Αυτές οι δύο πρώτες ενεργειακές στάθμες χρησιμοποιούνται για τη δράση maser στο μόριο της αμμωνίας. Η χαμηλότερη ενέργεια

αντιστοιχεί σε μία συμμετρική ιδιοκατάσταση, ενώ η μεγαλύτερη σε μία αντισυμμετρική (σχήματα 5-3 & 5-4), δηλαδή

$$\begin{aligned}\Phi_1(x) &= \Phi_1(-x) \\ \Phi_2(x) &= -\Phi_2(-x)\end{aligned}\quad (5.4)$$

Η γενική κυματοσυνάρτηση του μορίου της αμμωνίας θα αποτελεί υπέρθεση των δύο αυτών ιδιοκαταστάσεων [2]

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} \Phi_1(x) + e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t} \Phi_2(x) \right] \quad (5.5)$$

η οποία μπορεί να μετασχηματισθεί στην

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \Phi_1(x) + e^{-i\omega t} \Phi_2(x) \right] \quad (5.6)$$

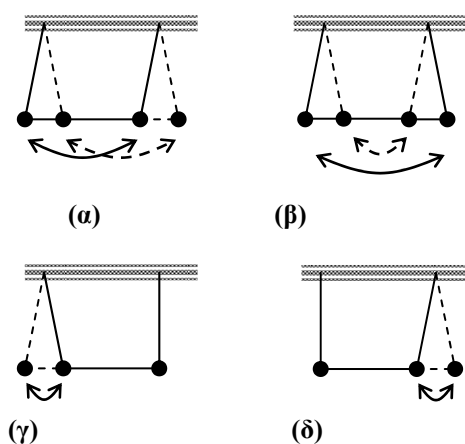
αν γραφτεί  $\hbar(\omega_2 - \omega_1) = \hbar\omega$  και παραληφθεί ο παράγοντας φάσης  $e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t}$  ο

ο οποίος δεν συνεισφέρει στον υπολογισμό της πιθανότητας,  $|\Psi(x, t)|^2$ , να βρεθεί το άτομο του αζώτου κάποια χρονική στιγμή,  $t$ , σε κάποια θέση  $x$ . Η κυματοσυνάρτηση παίρνει τις ακόλουθες ενδιαφέρουσες εκφράσεις σαν συνάρτηση της θέσης στις συγκεκριμένες χρονικές στιγμές,  $t=0$  και  $t=\pi/\omega$

$$\begin{aligned}\Psi(x, 0) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_1(x) + \Phi_2(x)] = \Psi_L(x) \\ \Psi\left(x, \frac{\pi}{\omega}\right) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_1(x) - \Phi_2(x)] = \Psi_R(x)\end{aligned}\quad (5.7)$$

Οι εκφράσεις αυτές είναι χρήσιμες για να κατανοήσει κανείς την κίνηση του μορίου της αμμωνίας είτε αν βρίσκεται κάπου ανάμεσα στις αντίστοιχες δύο ιδιοκαταστάσεις  $\Phi_1$  και  $\Phi_2$  (εξισώσεις 5-5 ή 5-6), ή όταν βρίσκεται συντονισμένο σε μία από αυτές. Η κυματοσυνάρτηση που προκύπτει από

την υπέρθεση τους δίνει τη πιθανότητα το άτομο του αζώτου να βρεθεί είτε αριστερά του φραγμού

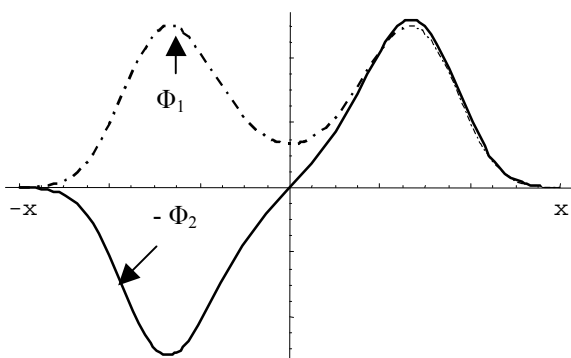


**Σχήμα 5-3.** Κλασικό μοντέλο δύο ασθενώς συνεζευγμένων εκκρεμών για την περιγραφή της συμπεριφοράς του μορίου της αμμωνίας (γ) & (δ) ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα στα εκκρεμή, (α) σύμφωνη ταλάντωση, (β) ασύμφωνη ταλάντωση.

των υδρογόνων  $|\Psi_L|^2$  όπως στο σχήμα 5-3γ είτε δεξιά  $|\Psi_R|^2$ , σχήμα 5-3δ. Θα χρειασθεί να φαντασθεί κανείς το κλασικό μοντέλο δύο ασθενώς συνεζευγμένων εκκρεμών. Τα ασθενώς συνδεδεμένα εκκρεμή κάνουν γενικά μια πολύπλοκη κίνηση. Έστω ότι κάποια χρονική στιγμή το δεξί εκκρεμές είναι ακίνητο ενώ το αριστερό μετατοπίζεται ελαφρά από τη θέση ισορροπίας του (σχ. 5-3γ), τότε θα επακολουθήσει μία κίνηση του συστήματος όπου μέσα σε μισή περίοδο,  $\pi/\omega$ , χαρακτηριστική της σύζευξης του συστήματος, η ταλάντωση θα μεταφέρεται πλήρως από το ένα στο άλλο εκκρεμές. Όταν 'το δεξί εκκρεμές ταλαντεύεται και το αριστερό είναι ακίνητο' αναλογεί στο άζωτο να βρίσκεται δεξιά του φραγμού και περιγράφεται από την  $|\Psi_R(x)|^2$  στην 5-7, ενώ η κατάσταση 'το αριστερό εκκρεμές να ταλαντεύεται και το δεξί να είναι ακίνητο' περιγράφεται από την πιθανότητα  $|\Psi_L(x)|^2$  και αναλογεί στο άζωτο να βρίσκεται αριστερά του

φραγμού. Αυτό φαίνεται και από την γραφική υπέρθεση της συμμετρικής  $\Phi_1$  και αντισυμμετρικής  $\Phi_2$  στο σχήμα 5-5. Αν όμως διεγερθεί ακριβώς η μία από τις δύο ιδιοκαταστάσεις ώστε το μόριο της αμμωνίας συντονισθεί σε μία από αυτές τις δύο, θα παραμείνει σε αυτή επ'αόριστον. Οι αντίστοιχες πιθανότητες θα είναι οι  $|\Phi_1|^2$  ή  $|\Phi_2|^2$  που υπολογίζονται μέσα από τις σχέσεις (5-8) η πρώτη σαν μία σύμφωνη ταλάντωση με τη χαμηλότερη ενέργεια, σχήμα 5-3α και η δεύτερη σαν μία ασύμφωνη ταλάντωση με την υψηλότερη ενέργεια, σχήμα 5-3β.

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_L(x) + \Psi_R(x)] \\ \Phi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_L(x) - \Psi_R(x)]\end{aligned}\tag{5.8}$$

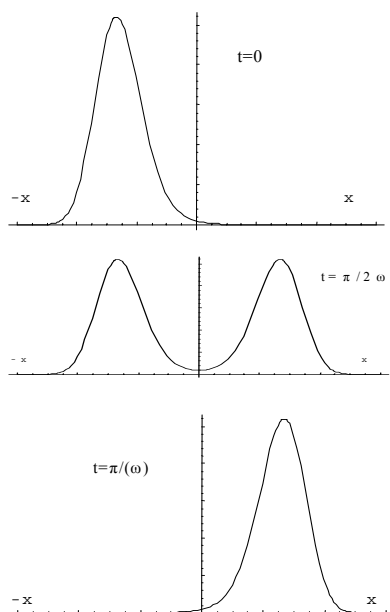


**Σχήμα 5-4. Η γραφική παράσταση της συμμετρικής ιδιοκατάστασης  $\Phi_1$  (διακεκομμένη) και της αντισυμμετρικής  $\Phi_2$ .**

Σε αναλογία με το κλασικό παράδειγμα αν τη χρονική στιγμή  $t=0$  το άζωτο βρίσκεται αριστερά του φραγμού δυναμικού των υδρογόνων μέσα σε χρόνο  $t=\pi/\omega$  θα μεταναστεύσει δεξιά του φραγμού, σχήμα 5-5. Σε μισό από αυτό



το χρόνο,  $t=\pi/2\omega$ , θα έχει κάποια (μικρότερη πιθανότητα) να βρίσκεται συγχρόνως και δεξιά και αριστερά του φραγμού [8].



**Σχήμα 5-5.** Υπέρθωση των  $\Phi_1$  &  $\Phi_2$  του σχ. 5-4. Αν τη χρονική στιγμή  $t=0$  από την υπέρθεση των  $\Phi_1$  και  $\Phi_2$  προκύπτει η  $\Phi_L$ , αριστερά του φραγμού μετά από χρόνο  $\pi/\omega$  η υπέρθεση τους θα αντιστοιχεί στην  $\Phi_R$  το άζωτο να έχει μεταπηδήσει δεξιά του φραγμού, ενώ σε χρόνο  $\pi/2\omega$  το άζωτο θα έχει κάποια πιθανότητα να βρίσκεται και δεξιά και αριστερά του φραγμού σχέσεις (5-7). Τα μέγιστα ή ελάχιστα βρίσκονται στις αντίστοιχες θέσεις του σχήματος 5-2.

### 5.3 Η λειτουργία του maser

Από το φούρνο, που λειτουργεί στους 300-400 K, ευθυγραμμίζονται & διοχετεύονται προς τον στον εστιαστή ίσες ποσότητες μορίων αμμωνίας στις δύο χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις. Στον εστιαστή διαχωρίζονται τα μόρια αμμωνίας στην  $|\uparrow\rangle$  κατάσταση από την  $|\downarrow\rangle$  κατάσταση με τη βοήθεια ενός μικρού συνεχούς πεδίου κυλινδρικής συμμετρίας, σχήμα 5-6. Ο εστιαστής ονομάζεται επίσης και επιλογέας επειδή επιλέγει τα διεγερμένα

από τα αδιέγερτα άτομα. Μετά από την επιλογή τους τα 'χρήσιμα' μόρια εισέρχονται στον συντονιστή και αποδίδουν την ενέργεια τους κατά τη διάρκεια της πτήσης τους μέσα στη κοιλότητα. Εάν διέρχεται στον συντονιστή δέσμη σύμφωνων φωτονίων της ίδιας συχνότητας  $\omega$  αυτή συνέχεια θα ενισχύεται. Ας δούμε τώρα πώς λειτουργεί ο επιλογέας.

Αν  $\rho$  είναι η απόσταση από τον άξονα του πεδίου, η ένταση του πεδίου θα έχει τη μορφή

$$E_{\rho}(\rho) = 2\zeta\rho \quad (5.9)$$

Η Χαμιλτονιανή του μορίου μέσα στο ηλεκτρικό πεδίο θα γράφεται<sup>9</sup>

$$H = H_0 + qE_{\rho}\rho \quad (5.10)$$

ή σε μορφή πίνακα για το δισταθμικό άτομο

$$H = \begin{pmatrix} E_1 & PE_{\rho} \\ PE_{\rho} & E_2 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

όπου  $P$  η πόλωση  $P_{12} = q\langle\Phi_1|\rho|\Phi_2\rangle = P_{21} = P$  ανάμεσα στις δύο ιδιοκαταστάσεις  $\Phi_1$  και  $\Phi_2$  με ενέργειες  $E_1, E_2$  ( $E_1 < E_2$ ), αντίστοιχα. Η οριζούσα των ιδιοτιμών της ενέργειας θα είναι

$$\begin{vmatrix} E_1 - \lambda & PE_{\rho} \\ PE_{\rho} & E_2 - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (5.12)$$

Οι λύσεις της 5-12 είναι οι ακόλουθες

$$\begin{aligned} E'_2 = \lambda_2 &\cong E_2 + \frac{4P^2\zeta^2}{E_2 - E_1}\rho^2 \\ E'_1 = \lambda_1 &\cong E_1 - \frac{4P^2\zeta^2}{E_2 - E_1}\rho^2 \end{aligned} \quad (5.13)$$

<sup>9</sup>  $-e=q$  & η μερική λύση είναι:  $e^{-i\lambda' t}$  όπου  $\lambda = \hbar\lambda'$

Όπως δείχνουν οι 5-13, η επίδραση του πεδίου μετατοπίζει τις δύο

στάθμες κατά τη ποσότητα  $\frac{P^2 E_\rho^2}{E_2 - E_1}$ , την μεν πάνω στάθμη προς τα πάνω

τη δε κάτω στάθμη προς τα κάτω. Τα μόρια της κάτω στάθμης

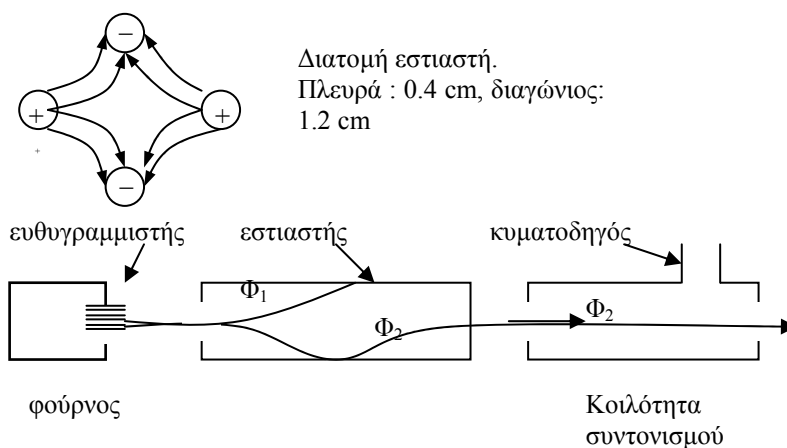
‘αισθάνονται’ μία απωστική δύναμη  $F = -\frac{\partial E}{\partial \rho}$  και απομακρύνονται από τον

άξονα του εστιαστή, ενώ τα μόρια της πάνω στάθμης ‘αισθάνονται’ μία ελκτική δύναμη και εκτελούν αρμονική ταλάντωση γύρω από τον άξονα του

$$-\frac{\partial \lambda_1}{\partial \rho} = \kappa \rho > 0$$

$$-\frac{\partial \lambda_2}{\partial \rho} = -\kappa \rho < 0$$

(5.14)



Σχήμα 5-6. Σχηματικό διάγραμμα συσκευής maser αμμωνίας

εστιαστή σύμφωνα με τις 5-14. Ακολουθώντας τον άξονα του εστιαστή τα άτομα της πάνω στάθμης κατευθύνονται στην έξοδο του και εισέρχονται στη κοιλότητα συντονισμού. Η διαδρομή τους μέσα στη κοιλότητα συντονισμού διαρκεί ακριβώς τόσο χρόνο όσο χρειάζονται να αποδιεγερθούν στη κάτω στάθμη. Κατά την αποδιέγερση τους τα μόρια αμμωνίας αποδίδουν την ενέργεια τους στο πεδίο το οποίο συνεχώς και ενισχύεται. Ο χρόνος αποδιέγερσης  $\pi/2\Omega_{n+1}$  υπολογίστηκε στην (4-64) και εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του συντονιστή, τη διπολική ροπή, τη διαφορά ενέργειας των δύο σταθμών και τον αριθμό φωτονίων στη κοιλότητα. Αν η ταχύτητα των μορίων είναι μικρότερη από την κρίσιμη, τα άτομα θα αποδιεγερθούν και διεγερθούν ξανά πριν βγουν από την κοιλότητα απορροφώντας ενέργεια αντί να την αποδίδουν. Στην περίπτωση αυτή το πεδίο στη κοιλότητα θα μειώνεται αντί να ενισχύεται. Η ταχύτητα των μορίων ρυθμίζεται κατάλληλα για ενίσχυση του πεδίου, αλλά οι απώλειες δεν αποφεύγονται, όπως από τη πρόσκρουση των μορίων με τα τοιχώματα της κοιλότητας και θέρμανση τους.

Οι απώλειες μέσα στη κοιλότητα εκφράζονται με το συντελεστή ποιότητας της κοιλότητας συντονισμού,  $Q$ ,

$$Q = \Omega \frac{\text{ενέργεια αποθηκευμένη στο πεδίο}}{\text{ρυθμός απωλειών ενέργειας}} \quad (5.15)$$

όπου  $\Omega$  η χαρακτηριστική συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας. Η ποιότητα του συντονιστή καθορίζεται από το πόσο μεγάλες τιμές παίρνει το  $Q$ . Μία τυπική τιμή είναι  $Q \sim 10^3$ . Στους καλύτερους σύγχρονους συντονιστές των οποίων τα τοιχώματα διατηρούνται σε χαμηλή θερμοκρασία το  $Q$  φθάνει το  $10^8$ . Η μέση ενέργεια που αποθηκεύεται στη κοιλότητα σε μια περίοδο υπολογίζεται με ολοκλήρωση στον όγκο του συντονιστή για μία περίοδο σε<sup>10</sup>

<sup>10</sup>  $\underline{E}(z, t) = \underline{E}_0 \sin \omega t \sin kz$ , με χαρακτηριστική πόλωση

$$\text{Αποθηκευμένη ενέργεια} = \frac{1}{T} \int_0^T \int_V (\epsilon_0 E^2) dV dt = \frac{1}{4} \epsilon_0 E_0^2 V \quad (5.16)$$

και ο ρυθμός απωλειών ανά δευτερόλεπτο θα είναι από τις 5-15 & 5-16,

$$\text{Ρυθμός απωλειών} = \frac{1}{4} \frac{\Omega}{Q} \epsilon_0 E_0^2 V \quad (5.17)$$

Αν  $r$  είναι ο ρυθμός εισόδου  $N$  διεγερμένων μορίων αμμωνίας,  $u$  η ταχύτητα τους στον άξονα του συντονιστή και  $L$  το μήκος του, στη κατάσταση ισορροπίας ανάμεσα στην ενίσχυση και τις απώλειες, θα ισχύει

$$r = \frac{Nu}{L} = \frac{N}{t_{εξόδου}} \quad (5.18)$$

όπου  $t = t_{εξόδου} = \frac{\pi}{2\Omega_{n+1}}$  ο χρόνος πτήσης των μορίων μέσα στο συντονιστή. Οι απώλειες στον συντονιστή αυξάνονται με την αύξηση του πεδίου (ανάλογα με το σχήμα 5-10). Όταν η παραγωγή ενέργειας ισορροπήσει τις απώλειες η ενίσχυση στη κοιλότητα θα εκφράζεται από την εξίσωση

$$\text{Ρυθμός παραγωγής ενέργειας} = \frac{Nu}{L} |C_1|_{εξόδου}^2 \hbar \omega \quad (5.19)$$

όπου το  $|C_1|_{εξόδου}^2$  (βλέπε σχέση 4-63) είναι η πιθανότητα το διεγερμένο μόριο της αμμωνίας να βγει από τον εστιαστή στη θεμελιώδη κατάσταση, δηλαδή η πιθανότητα να αποδιεγερθεί σε χρόνο  $t = t_{εξόδου}$ , προσφέροντας ενέργεια  $\hbar \omega$ . Η συχνότητα  $\omega$  του πεδίου βρίσκεται κοντά στη συχνότητα της κοιλότητας συντονισμού,  $\omega \sim \Omega$ , και επομένως θεωρείται ότι  $\omega = \Omega$  ώστε η εξίσωση ισορροπίας να γραφτεί

$$\frac{1}{4Q} \epsilon_0 E_0^2 V = \frac{Nu}{L} |C_1|_{εξόδου}^2 \hbar \quad (5.20)$$

Ακτινοβολία μικροκυμάτων κατάλληλης συχνότητας που διέρχεται από την κοιλότητα συντονισμού στην οποία διοχετεύονται τα διεγερμένα μόρια αμμωνίας θα βγεί από αυτήν ενισχυμένη. Εφόσον η ενίσχυση στη κοιλότητα έχει αυξηθεί στο ύψος των απωλειών από εκεί και πέρα ο maser λειτουργεί σαν ταλαντωτής. Ο maser αμμωνίας χρησιμοποιείται σαν ενισχυτής ακτινοβολίας (σε τηλεπικοινωνίες ) όταν η λειτουργία του είναι κάτω από το κατώφλι ισορροπίας μεταξύ απολαβής και απωλειών, ή σαν ταλαντωτής όταν βρίσκεται στη κατάσταση ισορροπίας.

#### **5.4 To laser αερίου HeNe**

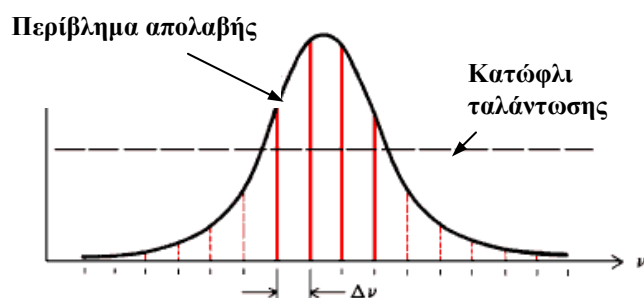
Το πρώτο laser αερίου που λειτούργησε συνεχούς δέσμης είναι το laser HeNe. Η χαρακτηριστική κόκκινη γραμμή στα 632.8 nm χρησιμοποιούταν αρχικά για ανάγνωση των barcodes πριν αντικατασταθεί από τα laser ημιαγωγών, και τώρα βρίσκει εκτεταμένη χρήση στα εργαστήρια οπτικής. Το υλικό laser είναι ένα μίγμα αερίων He & Ne σε (ιδανική) αναλογία 9:1 αντίστοιχα. Η άντληση επιτυγχάνεται συγχρόνως με ηλεκτρική εκκένωση και με ανταλλαγή ενέργειας από τα άτομα του He στα άτομα του Ne. Τα άτομα του He και του Ne συγκρούονται με τα ηλεκτρόνια της εκκένωσης και διεγείρονται σε διάφορα ενεργειακά επίπεδα στα οποία παραμένουν για μικρό χρόνο. Κατά την αποδιέγερση τους τα άτομα του He συγκεντρώνονται στις στάθμες  $2^1S$  &  $2^3S$  και τα άτομα του Ne  $3s$  &  $2s$  που η κάθε μία τους έχει σχεδόν την ίδια ενέργεια με τις αντίστοιχες δύο του He, σχήμα 5-7 [3]. Οι στάθμες αυτές του He είναι μετασταθείς, δηλαδή χαρακτηρίζονται από συγκριτικά μεγάλο χρόνο ζωής (της τάξεως των  $10^{-6}$  s) και δεν μπορούν να αποδιεγερθούν με σύγχρονη εκπομπή φωτονίου. Αποδιεγείρονται όμως με κρούση συγκρουόμενα με αδιέγερτα άτομα Ne στα οποία μεταφέρουν την ενέργεια τους διεγείροντας τα στις στάθμες  $3s$  &

2s που έχουν χρόνους ζωής  $10^{-7} s$  &  $10^{-8} s$ , αντίστοιχα. Με κύριο μηχανισμό άντλησης των ατόμων του Ne την ανταλλαγή αυτή ενέργειας (εκτός από την ηλεκτρική εκκένωση) επιτυγχάνεται αναστροφή πληθυσμού ανάμεσα στις στάθμες 3s, 2s και τις 3p, 2p. Η μετάπτωση από τη στάθμη 3s στην 2p δίνει ακτινοβολία ερυθρού χρώματος στο μήκος κύματος 632.8 nm, η γνωστή δέσμη laser HeNe, ενώ οι άλλες μεταπτώσεις δίνουν ακτινοβολία στο υπέρυθρο (1.15 μm, 3.39 μm). Τα χαμηλής ισχύος laser HeNe, (μερικά mW), βρίσκουν πολλές εφαρμογές κυρίως σαν εκπαιδευτικά εργαλεία.

Διαλέγοντας κάτοπτρα που ανακλούν στη μία (την κόκκινη) από αυτές τις γραμμές επιτυγχάνεται εκπομπή σε μία μόνο γραμμή. Η γραμμή αυτή του ατόμου Ne έχει κάποιο εύρος που οφείλεται κυρίως στο μηχανισμό διεύρυνσης Doppler με Γκαουσιανή κατανομή. Το εύρος της κόκκινης γραμμής είναι γύρω στα 1.7 GHz. Μέσα σε αυτό το εύρος γραμμής συμπίπτουν αρκετές διαμήκεις, σχέση 5-21, καθώς και εγκάρσιες συχνότητες συντονισμού της κοιλότητας (βλέπε εδάφιο 7-3 & άσκηση 5-2). Κάθε μία από τις συχνότητες συντονισμού έχει εύρος πολύ μικρότερο από το εύρος της γραμμής. Το εύρος της συχνότητας συντονισμού καθορίζεται από το ρυθμό απωλειών της κοιλότητας<sup>11</sup> σύμφωνα με τη σχέση  $\Delta\nu_{\sigma} = \frac{1}{2\pi\tau_0}$  και είναι της τάξης 1-10 MHz. Οι διαμήκεις συχνότητες συντονισμού απέχουν μεταξύ τους απόσταση  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$  της τάξης του 375 MHz για μήκος κοιλότητας  $L = 0.4$  m. Ποιές από αυτές θα επιζήσουν τελικά στην κοιλότητα εξαρτάται από τις απώλειες που υφίστανται. Θα πρέπει η ενίσχυση του H/M πεδίου του αντίστοιχου συντονισμού να εξισορροπεί τις απώλειες σε δεδομένο ρυθμό άντλησης, γ, πάνω από την κρίσιμη τιμή  $\tau_{2c}$ , σχέση 5-37. Στο σχήμα 5-8 ο ρυθμός άντλησης ενισχύει το H/M πεδίο στην

<sup>11</sup>  $E(z,t) = E(z)\exp(i\omega t)\exp(-t/2\tau_0)$ , όσο μικρότερη η ανακλαστικότητα των κατόπτρων της κοιλότητας συντονισμού τόσο μεγαλύτερος ο χρόνος  $\tau_0$ .

κοιλότητα και το επίπεδο ισορροπίας επιτυγχάνεται στο κατώφλι ταλάντωσης.



**Σχήμα 5-7.** Η απολαβή σε ένα laser HeNe είναι μία Γκαουσιανή. Ανάλογα με το ύψος του ρυθμού άντλησης επιστούν ωρισμένες μόνο συχνότητες, που εδώ είναι μόνο 4.

Μόνο όσοι συντονισμοί της κοιλότητας έχουν ισχύ πάνω από το κατώφλι μπορούν να επιζήσουν. Όλοι οι άλλοι δυνατοί συντονισμοί δεν μπορούν να ξεπεράσουν τις απώλειες στην κοιλότητα και είναι καταδικασμένοι. Στην κοιλότητα του σχήματος 5-7 μπορούν να ταλαντεύονται μόνο 4 συντονισμοί.

### 5.5 Κοιλότητα συντονισμού

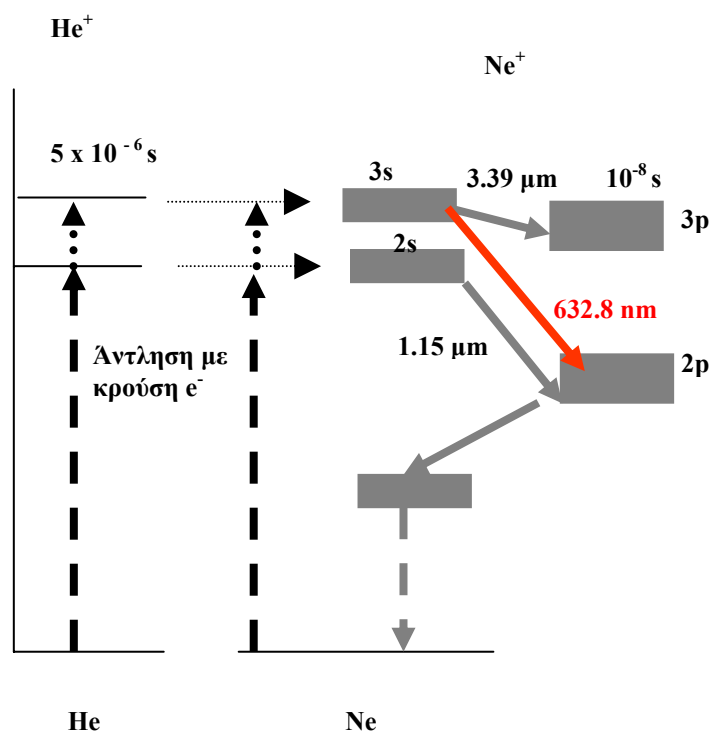
Αναστροφή πληθυσμού σε ένα ατομικό σύστημα που λειτουργεί σαν ενεργό υλικό laser επιτυγχάνεται με κατάλληλο μηχανισμό άντλησης (ώστε ο πληθυσμός της διεγερμένης στάθμης να είναι μεγαλύτερος του πληθυσμού της αδιέγερτης) ανάμεσα σε δύο παράλληλες υψηλής ανακλαστικότητας κατοπτρικές επιφάνειες που βρίσκονται σε απόσταση  $L$  μεταξύ τους, την ονομαζόμενη κοιλότητα συντονισμού, σχήμα 5-9. Η κοιλότητα επιτρέπει



τον συντονισμό της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (μήκους κύματος  $\lambda$ ) σε μία από τις ιδιοσυχνότητες της που επαληθεύουν τη σχέση:

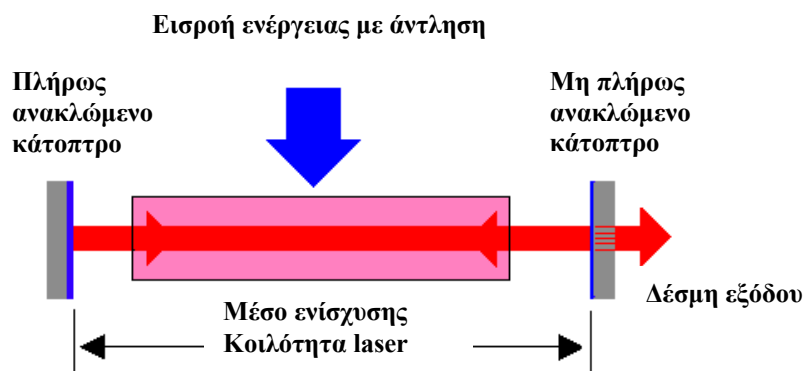
$$L = n \frac{\lambda}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5.21)$$

Ένα φωτόνιο που θα εκπεμφθεί αυθόρμητα μέσα στο ενεργό υλικό laser δυνατόν να εξαναγκάσει διεγερμένα άτομα σε αποδιέγερση σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση με σύγχρονη εκπομπή ενός φωτονίου ίδιου μήκους κύματος, φάσης και ορμής. Εφόσον η ορμή του φωτονίου είναι περίπου κάθετη στα κάτοπτρα, τα φωτόνια να κάνουν επανειλημμένες διαδρομές ανάμεσα στα κάτοπτρα μετά από πολλαπλές ανακλάσεις, ενώ θα εξαναγκάζουν συνεχώς σε αποδιέγερση κατά τη διαδρομή τους όλο και περισσότερα φωτόνια σε ένα φαινόμενο χιονοστιβάδας. Έτσι δημιουργούνται σύμφωνα στάσιμα κύματα στην κοιλότητα σε μήκη κύματος που επαληθεύουν την (5.21), των οποίων ο αριθμός των φωτονίων θα αυξάνεται όλο και περισσότερο και θα συναγωνίζεται να υπερβεί τον αριθμό των φωτονίων που χάνονται από την κοιλότητα συντονισμού λόγω απωλειών. Οι κυριότερες απώλειες οφείλονται στη μερική διαπερατότητα των κατόπτρων (~1%), ή συνήθως ενός μόνο από τα δύο από όπου και εξέρχεται η δέσμη, καθώς και σε απώλειες στα χείλη των κατόπτρων. Όταν η ενέργεια που παράγεται, κυρίως με εξαναγκασμένη εκπομπή, ισορροπεί το σύνολο όλων των άλλων απωλειών δημιουργείται μία στάσιμη κατάσταση στη Η/Μ ακτινοβολία της κοιλότητας και εξέρχεται συνεχής δέσμη laser από το/τα κάτοπτρο/α, όπως υποδεικνύει και το παράδειγμα στο μηχανικό ανάλογο του σχ. 5-10. Αυτή η εξισορρόπηση δεν γίνεται ακαριαία αλλά παίρνει κάποιο μικρό χρόνο για να επιτευχθεί.



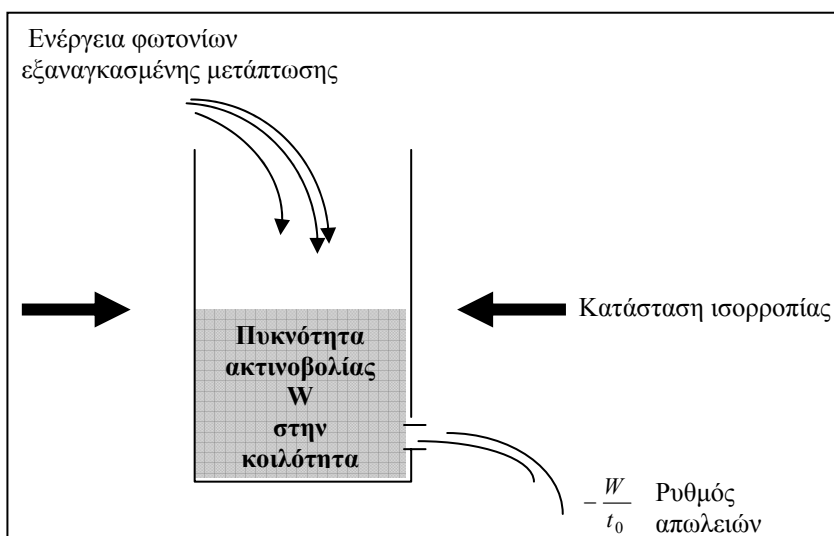
**Σχήμα 5-8.** Ενεργειακές στάθμες και διεργασία άντλησης σε laser HeNe

Στο σχήμα 5-9 περιγράφεται η απλή διάταξη laser αποτελούμενη από το ενεργό υλικό laser το οποίο ενισχύει την σύμφωνη δέσμη με κατάλληλη άντληση και αναστροφή πληθυσμού με πολλαπλές ανακλάσεις ανάμεσα στα δύο κάτοπτρα. Το ένα κάτοπτρο ανακλά τη δέσμη κατά 100% ενώ το άλλο δεν την ανακλά πλήρως (99% περίπου). Όταν επιτευχθεί συνθήκη ισορροπίας η δέσμη laser εξέρχεται από το μη πλήρως ανακλώμενο κάτοπτρο. Στην κατάσταση ισορροπίας οι απώλειες από το μερικώς ανακλώμενο κάτοπτρο αναπληρώνονται από την παραγωγή σύμφωνης ακτινοβολίας μέσα στη κοιλότητα με το μηχανισμό εξαναγκασμένης εκπομπής φωτονίων.



**Σχήμα 5-9** Διάταξη λειτουργίας συσκευής laser

Στο σχήμα 5-10 συμβολίζεται, με ένα μηχανικό ανάλογο, η συνθήκη ισορροπίας ανάμεσα στις απώλειες και στην δημιουργία σύμφωνων φωτονίων μέσα στο ενεργό υλικό laser στη κοιλότητα συντονισμού. Ένα δοχείο γεμίζει με νερό, με σταθερό ρυθμό εισόδου στη μονάδα του χρόνου (αντίστοιχο του ρυθμού άντλησης, ενώ ένα μέρος αυτού χάνεται από μικρή οπή στη βάση του δοχείου, αντίστοιχο με τις απώλειες στα κάτοπτρα. Ο ρυθμός απωλειών εξαρτάται από τη ποσότητα νερού στο δοχείο και την υδροστατική πίεση που εξασκεί. Ανάλογα, ο ρυθμός απωλειών στα κάτοπτρα εξαρτάται από τη ποσότητα αποθηκευμένης ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στην κοιλότητα συντονισμού,  $W$ , σχ. 5.10. Όταν ο ρυθμός απωλειών αυξηθεί αρκετά ώστε να εξισορροπήσει τη σταθερό ρυθμό της παροχής νερού του παραδείγματος, τότε η στάθμη του νερού παραμένει σταθερή. Έχει επιτευχθεί κατάσταση ισορροπίας. Ανάλογα και στο laser στην κοιλότητα συντονισμού, ο ρυθμός απωλειών εξαρτάται από την πυκνότητα ενέργειας σύμφωνων φωτονίων και αυξάνεται με αυτή, βλέπε άσκηση 5-1. Υλικό laser μπορεί να είναι είτε σε αέρια, υγρή ή στερεά φάση.



Σχήμα 5-10. Σχηματική παράσταση κατάστασης ισορροπίας μέσα στην κοιλότητα του laser

### 5.6. Εξισώσεις ρυθμών σε laser με δισταθμικά άτομα

Έστω υλικό laser σε συμβολόμετρο Fabry-Perot του οποίου τα άτομα θεωρούνται δισταθμικά, ξεχωρίζουμε δηλαδή δύο από όλα τα άλλα ενεργειακά επίπεδα, τα  $E_1$  &  $E_2$  χαρακτηριστικά μιάς μετάπτωσης. Η μέση πυκνότητα των ατόμων (πληθυσμός) στις στάθμες (1) & (2) είναι  $N_1$  &  $N_2$ , ο οποίος παραμένει σταθερός:  $N = N_1 + N_2 = \text{σταθερό}$ . Οι εξισώσεις που καθορίζουν την μεταβολή των πληθυσμών (του μέσου αριθμού ατόμων ανά μονάδα όγκου) των δύο σταθμών,  $\frac{dN_1}{dt}$  &  $\frac{dN_2}{dt}$  θα είναι

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_1}{dt} = AN_2 + WB(N_2 - N_1) - \frac{N_1}{t_1} \quad (5.22) \\ \frac{dN_2}{dt} = r_2 - AN_2 - WB(N_2 - N_1) \quad (5.23) \end{array} \right.$$

όπου  $W$  η πυκνότητα Η/Μ ακτινοβολίας ανά μονάδα συχνότητας.

Ο πρώτος προσθετός στο δεξί μέλος της (5-22) αφορά την αύξηση του πληθυσμού της στάθμης (1) λόγω αυθόρμητης μετάπτωσης. Ο δεύτερος και τρίτος προσθετός αφορούν την αύξηση και μείωση του πληθυσμού λόγω εξαναγκασμένης εκπομπής και απορρόφησης ακτινοβολίας αντίστοιχα. Ο τελευταίος προσθετός αφορά τον ρυθμό απωλειών λόγω μεταπτώσεων προς άλλες στάθμες χαμηλότερα από την (1). Εάν δεν υπήρχε ο μηχανισμός της αυθόρμητης και εξαναγκασμένης εκπομπής και η στάθμη (1) βρισκόταν με πληθυσμό  $N_1$  αυτός θα μειωνόταν εκθετικά με σταθερά χρόνου  $t_1$  σύμφωνα με την

$$N_1(t) = N_1(0)e^{-t/t_1} \quad (5.24)$$

εξαιτίας αυτών των απωλειών. Η παράμετρος  $t_2$  παριστά τον ρυθμό άντλησης στην στάθμη (2), ενώ ο δεύτερος και τρίτος προσθετός έχουν παρόμοια ερμηνεία όπως και στη σχέση (5-22). Οι εξισώσεις (5-22) & (5-23) περιγράφουν τα ατομικά χαρακτηριστικά και ονομάζονται 'εξισώσεις της ύλης'. Η εξίσωση που περιγράφει πως αναπτύσσεται η πυκνότητα ακτινοβολίας,  $W$ , μέσα στο συμβολόμετρο Fabry-Perot, η 'εξίσωση του πεδίου', θα είναι

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{W}{t_o} + [A'N_2 + WB(N_2 - N_1)] \hbar\omega F(\omega) \quad (5.25)$$

Η συνάρτηση  $F(\omega)$  λέγεται συνάρτηση φασματικής γραμμής με διαστάσεις αντιστρόφου συχνότητας ( $\text{Hz}^{-1}$ ). Η μορφή της γραμμής φασματικής

μετάπτωσης μπορεί να είναι μία Lorentzian<sup>12</sup> (όπως όταν η διεύρυνση οφείλεται σε συγκρούσεις ανάμεσα σε άτομα) ή Gaussian<sup>13</sup> ανάλογα με τους μηχανισμούς που είναι κυρίως υπεύθυνοι για την διεύρυνση της αρχικής και τελικής ενεργειακής κατάστασης σε μία μετάπτωση στη συχνότητα  $\omega$ . Οι μηχανισμοί διεύρυνσης μπορούν να χωριστούν γενικά σε (α) φυσική διεύρυνση, λόγω αυθόρμητης μετάπτωσης, (β) λόγω συγκρούσεων, (γ) λόγω εξαναγκασμένης μετάπτωσης και (δ) διεύρυνση Doppler σε άτομα αερίων. Η φυσική, συγκρούσεων και εξαναγκασμένης μετάπτωσης διεύρυνση δίνει Lorentzian φασματική γραμμή. Η διεύρυνση Doppler δίνει Gaussian φασματική γραμμή που είναι συγκριτικά ‘οξύτερη’ από την Lorentzian. Οι διάφοροι μηχανισμοί διεύρυνσης μικραίνουν τον χρόνο ζωής της διεγερμένης κατάστασης και μεγαλώνουν το εύρος γραμμής της φασματικής μετάπτωσης. Το εύρος της φασματικής γραμμής εξαρτάται τόσο από το χρόνο ζωής της διεγερμένης όσο και από της θεμελιώδους κατάστασης, αλλά ο τελευταίος θεωρείται συγκριτικά άπειρος, και έτσι το εύρος της γραμμής μετάπτωσης θα εξαρτάται κυρίως από το χρόνο ζωής της διεγερμένης κατάστασης και τους μηχανισμούς διεύρυνσης της. Στο laser HeNe ο κύριος μηχανισμός διεύρυνσης είναι ο Doppler. Γενικά όταν υπάρχουν πολλοί μηχανισμοί η τελική διεύρυνση προκύπτει από το συνδυασμό τους, αλλά αυτό το πρόβλημα δεν θα μας απασχολήσει εδώ.

Ο συντελεστής  $A'$  στην 5-25 αντιπροσωπεύει το ρυθμό πιθανότητας αυθόρμητο φωτόνιο να εκπεμφθεί στην διεύθυνση διάδοσης του H/M κύματος. Τα αυθόρμητα φωτόνια εκπέμπονται από το ενεργό υλικό όμως

$$^{12} F(\omega) = \frac{T_2}{\pi} \left[ \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \right]$$

όπου  $T_2 =$  χρόνος μεταξύ δύο συγκρούσεων

$$^{13} F(\omega) = \frac{c}{\omega_0} \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{Mc^2}{2kT} (\omega - \omega_0)^2 / \omega_0^2 \right],$$

όπου  $M =$  μάζα ατόμου αερίου

προς όλες τις κατευθύνσεις. Αν τα κάτοπτρα ήταν σφαιρικά και κάλυπταν όλο το ενεργό υλικό όλη η παραγόμενη αυθόρμητη ακτινοβολία θα παρέμενε μέσα στην κοιλότητα. Επειδή ενεργός διατομή της δέσμης στην κοιλότητα έχει μικρή έκταση, το ποσοστό της αυθόρμητης ακτινοβολίας που διαδίδεται στη διεύθυνση του άξονα της κοιλότητας laser είναι ένα ελάχιστο κλάσμα όλης της αυθόρμητα παραγόμενης ώστε να ισχύει η σχέση ανάμεσα στους συντελεστές:  $A' = 10^{-9}A$ . Παρόλο που ενισχύεται η H/M ακτινοβολία από διεγερμένες μεταπτώσεις μέσα από πολλαπλές διαδρομές ανάμεσα στα κάτοπτρα καθώς και από την αξονικά διαδιδόμενη αυθόρμητη ακτινοβολία, υπάρχουν και απώλειες όπως αναπτύχθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, κυρίως εξαιτίας της μερικής διαπερατότητας των κατόπτρων και απώλειες στα χείλη των κατόπτρων δεδομένου ότι η δέσμη επεκτείνεται γύρω από τον άξονα της κοιλότητας (δες παράγραφο 7-3). Ο μηχανισμός αυτός απωλειών περιγράφεται με τον πρώτο προσθετό στο δεξί μέλος της (5-25). Για να εξέλθει συνεχής δέσμη laser από τα κάτοπτρα θα πρέπει η ενίσχυση να εξισορροπήσει τις απώλειες. Για να επιτευχθεί αυτό θα πρέπει ο ρυθμός άντλησης να αυξηθεί μέχρι μία χαρακτηριστική τιμή  $r_{2c}$  που λέγεται άντληση κατωφλίου. Η επιλογή του υλικού συστήματος σαν επίδοχο για υλικό laser γίνεται με ορισμένους κανόνες επιλογής:

- (α) Ο χρόνος ζωής στη στάθμη (2) να είναι σχετικά μεγάλος, μεγαλύτερος της στάθμης (1)  $t_2 > t_1$ , ή  $1/A > t_1$
- (β) Ο χρόνος ζωής της στάθμης (1) να είναι σχετικά μικρός.
- (γ) Να είναι δυνατόν να μεταπέσει το άτομο από την (2) στην (1) με εκπομπή φωτονίου. Κάτι τέτοιο ελέγχεται από την τιμή της διπολικής ροπής της αντίστοιχης μετάπτωσης, η οποία πρέπει να είναι  $\neq 0$ , (βλέπε άσκηση 3-2).

Η παράμετρος  $t_0$  χαρακτηρίζει τον χρόνο που χρειάζεται για να αδειάσει λόγω απωλειών στα κάτοπτρα η κοιλότητα συντονισμού από την υπάρχουσα αποθηκευμένη ακτινοβολία,  $W$ , αν δεν υπάρχει ενεργό υλικό laser, δες υποσημείωση 11. Πιο κάτω θα αποδειχθεί η σχέση 5-37 για την κρίσιμη τιμή

άντλησης πάνω από την οποία επέρχεται ταλάντωση του πεδίου στη κοιλότητα. Η συνθήκη (α) προκύπτει και από την 5-37 σαν προϋπόθεση να παίρνει θετικές τιμές η κρίσιμη άντληση.

### 5.7. Υπολογισμός κατωφλίου δράσης laser- Εξισώσεις στάσιμης κατάστασης

Ο ρυθμός άντλησης καθορίζει το αν η αναπτυσσόμενη σύμφωνη Η/Μ ακτινοβολία ανάμεσα στα κάτοπτρα ξεπεράσει τις απώλειες. Η κρίσιμη τιμή του ρυθμού άντλησης,  $r_c$ , για την οποία εξέρχεται δέσμη laser από τα κάτοπτρα φέρνει το ατομικό σύστημα και την δημιουργούμενη ακτινοβολία σε κατάσταση ισορροπίας. Για τιμές, επομένως

$$\begin{aligned} r_2 < r_c, \quad W &= 0 \\ r_2 \geq r_c, \quad W &\neq 0 \end{aligned} \tag{5.26}$$

Στην κατάσταση αυτή τόσο οι πληθυσμοί των δύο σταθμών όσο και η πυκνότητα ακτινοβολίας διατηρούνται σταθερά. Όση καθαρή ακτινοβολία παράγεται στη μονάδα του χρόνου τόση εξέρχεται από το κάτοπτρο σαν δέσμη laser. Στη συνέχεια θα υπολογισθεί η κρίσιμη τιμή του ρυθμού άντλησης που φέρει το ατομικό σύστημα και την Η/Μ ακτινοβολία σε στάσιμη κατάσταση, όπου ισχύει

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= 0 \\ \frac{dN_2}{dt} &= 0 \\ \frac{dW}{dt} &= 0 \end{aligned} \right. \tag{5.27}$$



Μεταπτώσεις γίνονται φυσικά συνέχεια ανάμεσα στις στάθμες είτε προς τα πάνω ή κάτω ώστε οι πληθυσμοί τους να παραμένουν σταθεροί στη κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Από τις 5-22, 5-23, 5-25 & 5-27 προκύπτουν οι εξισώσεις στάσιμης κατάστασης για τους πληθυσμούς και την πυκνότητα ενέργειας, 5-28, 5-29, & 5-30. Ο προσθετός  $A' \ll A$  είναι ένας πάρα πολύ μικρός αριθμός και μπορεί να παραληφθεί από την εξίσωση 5-25 χωρίς να επηρεάσει σημαντικά το αποτέλεσμα, ώστε τελικά [4]

$$AN_2 + WB(N_2 - N_1) - \frac{N_1}{t_1} = 0 \quad (5.28)$$

$$r_2 - AN_2 - WB(N_2 - N_1) = 0 \quad (5.29)$$

$$-\frac{W}{t_o} + WB(N_2 - N_1)\hbar\omega F(\omega) = 0 \quad (5.30)$$

Η λύση των εξισώσεων 5-28 έως 5-30 καταλήγει στον υπολογισμό των πληθυσμών και πυκνότητας ενέργειας σαν συνάρτηση του ρυθμού άντλησης για την στάσιμη κατάσταση,  $N_1(r_2)$ ,  $N_2(r_2)$ ,  $W(r_2)$ . Αυτές θα είναι

$$N_1 = t_1 r_2 \quad \text{για όλες τις τιμές του } r_2 \quad (5.31)$$

$$N_2 = \frac{r_2}{A} \quad \text{για } r_2 < r_c, \text{ \& } W = 0 \quad (5.32)$$

$$N_2 = \frac{r_c}{A} + (r_2 - r_c) t_1 \quad \text{για } r_2 > r_c, \text{ \& } W \neq 0 \quad (5.33)$$

$$W = \frac{A}{B r_c} r_2 - \frac{A}{B} \quad \text{για } r_2 > r_c \quad (5.34)$$

Οι εκφράσεις 5-31 έως και 5-34 παρίστανται γραφικά στο σχήμα 5-11 (α) & (β). Η κλίση της ευθείας 5-31, είναι μικρότερη της κλίσης της ευθείας 5-32,  $t_1 < 1/A$ . Το  $1/A$  όμως συμβολίζει τον χρόνο ζωής της στάθμης (2), έτσι ώστε

ο χρόνος ζωής της στάθμης (1) να είναι μικρότερος του χρόνου ζωής της στάθμης (2). Αυτό όμως εκφράζει η περιοριστική συνθήκη (α) της προηγούμενης παραγράφου για τα χαρακτηριστικά των επίδοξων σταθμών laser.

Η αναστροφή πληθυσμού  $\Delta N = N_2 - N_1$  υπολογίζεται μέσα από την λύση των εξισώσεων της στάσιμης κατάστασης ως

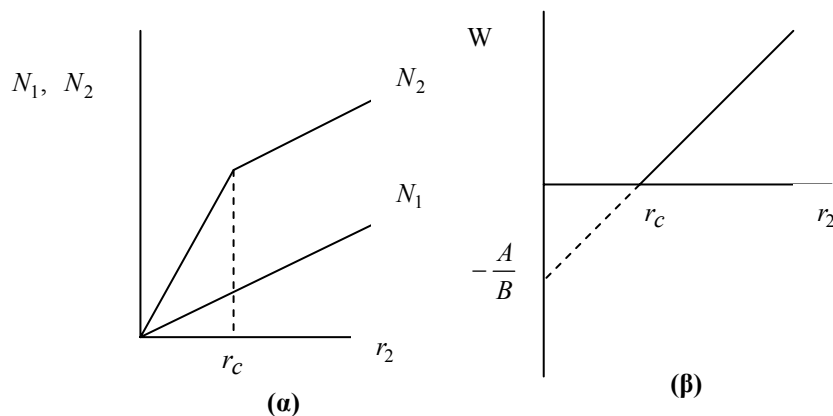
$$\left[ \begin{array}{l} \Delta N = \frac{1}{t_0 \hbar \omega B F(\omega)} \quad \text{για } W \neq 0 \\ \Delta N = r_2 \left( \frac{1}{A} - t_1 \right) \quad \text{για } W = 0 \end{array} \right. \quad (5.35)$$

$$\left[ \begin{array}{l} \Delta N = \frac{1}{t_0 \hbar \omega B F(\omega)} \quad \text{για } W \neq 0 \\ \Delta N = r_2 \left( \frac{1}{A} - t_1 \right) \quad \text{για } W = 0 \end{array} \right. \quad (5.36)$$

από τις οποίες υπολογίζεται η κρίσιμη τιμή άντλησης

$$r_c = \frac{A}{(1 - A t_1) t_0 B F(\omega) \hbar \omega} \quad (5.37)$$

Η κρίσιμη τιμή του ρυθμού άντλησης είναι μικρή εφόσον ο χρόνος  $t_0$  είναι μεγάλος (μικρές απώλειες) και ο χρόνος ζωής της στάθμης 2 είναι πολύ μεγαλύτερος από αυτόν της στάθμης 1, ( $A t_1 \ll 1$ ). Για όσες συχνότητες του σχήματος 5-7 η  $F(\omega)$  εξασφαλίζει  $r_c$  μικρότερο από το εφαρμοζόμενο ρυθμό άντλησης η συχνότητα αυτή θα επιζήσει στη κοιλότητα. Δεδομένου ότι ο λόγος  $A/B$  είναι ανάλογος της τρίτης δύναμης της συχνότητας, η τιμή της  $r_c$  έχει μικρότερες τιμές σε χαμηλές συχνότητες (π.χ. στα μικροκύματα), έναντι των συχνοτήτων στο ορατό φάσμα.

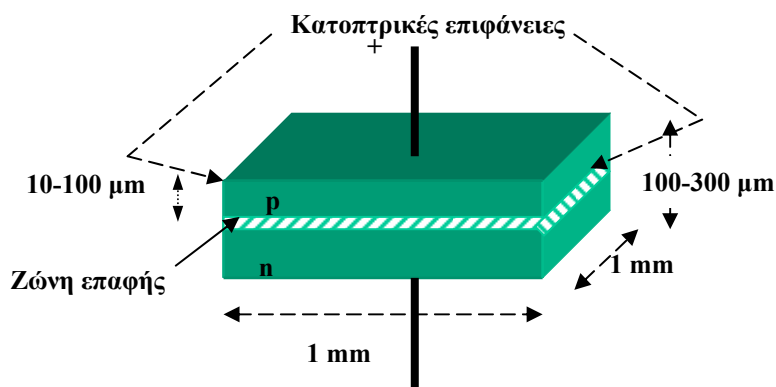


Σχήμα 5-11. (α) Η μεταβολή των ατομικών πληθυσμών και (β) της πυκνότητας δέσμης laser συναρτήσει του το ρυθμού άντλησης.

### 5.8. Laser ημιαγωγών

Τα laser ημιαγωγών, ή διαφορετικά laser επαφής p-n (συνήθως GaAs) έχουν πολύ μικρές διαστάσεις, της τάξης του mm, όπως φαίνεται στο σχήμα (5-12), ενώ το όλο σύστημα με τη μεταλλική θήκη του δεν ξεπερνά τα 5- 10 mm. Τα laser αυτά είναι μικροσκοπικές ηλεκτρονικές συσκευές που δεν διαφέρουν από τα γνωστά LED (Light Emitting Diodes), τις μικρές ενδεικτικές λυχνίες λειτουργίας ηλεκτρικών και ηλεκτρονικών συσκευών. Ο αριθμός των 'κατάλληλων' προσμίξεων είναι στο καθένα από τους δύο ημιαγωγούς της επαφής τόσο μεγάλος ( $\sim 10^{18}$  άτομα/cm<sup>3</sup>) ώστε στον ημιαγωγό τύπου-p η στάθμη Fermi  $F_p$  να πέφτει στη ζώνη σθένους, ενώ η στάθμη Fermi  $F_n$  να πέφτει στη ζώνη αγωγιμότητας στον ημιαγωγό-n. Σε συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας όταν ένας ημιαγωγός τύπου-p έλθει

σε επαφή με ημιαγωγό τύπου-n οι δύο στάθμες Fermi,  $F_p$ ,  $F_n$ , θα βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο, σχήμα (5-13α). Η υψηλή συγκέντρωση οπών από την πλευρά του ημιαγωγού-p και η υψηλή συγκέντρωση ηλεκτρονίων από τη πλευρά του ημιαγωγού-n κάνει τα φορτία αυτά να διαχέονται στην αντίθετη πλευρά της επαφής. Τα ηλεκτρόνια που κινούνται προς τον ημιαγωγό-p επανασυνδέονται με τη περίσσεια οπών του, ενώ οι οπές που κινούνται προς τον ημιαγωγό-n επανασυνδέονται με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του. Έτσι εμφανίζεται αρνητικό φορτίο από τη πλευρά-p και θετικό φορτίο από τη πλευρά του ημιαγωγού-n της ζώνης επαφής που αντιτίθενται στη διάχυση περισσότερων φορέων φορτίου.



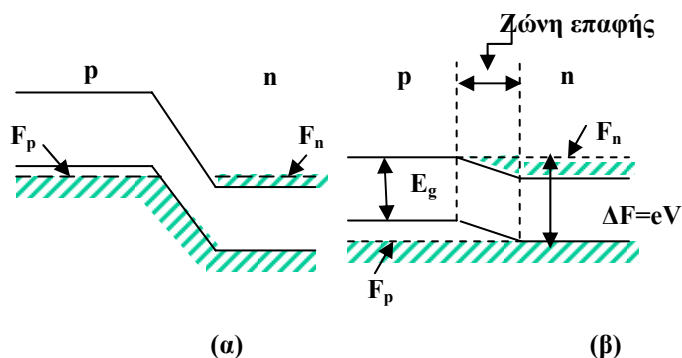
**Σχήμα 5-12. Χαρακτηριστικά επαφής p-n laser ημιαγωγού**

Η δημιουργούμενη διαφορά δυναμικού της τάξης  $\sim 10^{-1}$  V, προκαλεί φραγμό στη περαιτέρω διάχυση φορέων η οποία και σταματά. Εάν εφαρμοσθεί ορθή πόλωση V, όπως στο σχήμα (5-13β), οι δύο στάθμες Fermi θα διαχωριστούν κατά ένα ποσό

$$\Delta F = F_n - F_p = eV \quad (5.38)$$

Έτσι επιτυγχάνεται αναστροφή πληθυσμού στη πολύ μικρών διαστάσεων ζώνη επαφής ( $\sim 1\mu\text{m}$ ), διότι η επανασύνδεση φορέων μέσα στη ζώνη αγωγιμότητας τώρα είναι συνεχής. Η επανασύνδεση οπών και ηλεκτρονίων στη ζώνη επαφής έχει σαν αποτέλεσμα την αυθόρμητη εκπομπή φωτονίων. Τα φωτόνια που εκπέμπονται από την αυθόρμητη αυτή εκπομπή είναι ασύμφωνα, εξαναγκάζουν όμως σε μετάπτωση άλλα ηλεκτρόνια από τη ζώνη αγωγιμότητας προς τη ζώνη σθένους, όπου επανασυνδέονται με οπές. Ένα από τα αυθόρμητα φωτόνια είναι δυνατόν να διεγείρει την επανασύνδεση φορέων και την εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίου της ίδιας συχνότητας, φάσης, ορμής αλλά και πόλωσης. Το δημιουργούμενο Η/Μ πεδίο ταλαντεύεται ανάμεσα στις κατοπτρικές επιφάνειες του συντονιστή και ενισχύεται σε δέσμη laser. Επειδή οι φορείς φορτίων κατανέμονται μέσα στις ευρείς ζώνες σθένους και αγωγιμότητας των ημιαγωγών και όχι σε λεπτές στάθμες όπως στα αέρια, η ακτινοβολία έχει μεγάλο εύρος, 100 με 1000 φορές μεγαλύτερο από ότι στον laser HeNe. Μία λυχία LED μπορεί επομένως να εκπέμψει δέσμη laser εάν διαθέτει κοιλότητα συντονισμού.

Η τάση λειτουργίας  $V$  του laser διόδου είναι πολύ μικρή ( $\sim \text{Volt}$ ) εφόσον το  $\Delta F$  είναι της τάξης του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού,  $E_g$ . Η ισχύς των laser ημιαγωγών που συναντά κανείς σε δείκτες οθόνης και CD players βρίσκεται στα 3-5 mW. Στα CD players και CDROM drives το μήκος κύματος είναι στο εγγύς υπέρυθρο (780nm) και σαν αόρατη η ακτινοβολία των συσκευών αυτών αποτελεί κίνδυνο για την όραση παρόλο το μικρό τους μέγεθος. Οι laser διόδου χαρακτηρίζονται από μεγάλη απόδοση που μπορεί να φθάσει και τα 70%. Εκπέμπουν σε μήκη κύματος από το ορατό μέχρι και το υπέρυθρο.



**Σχήμα 5-13.** Η επαφή p-n (α) χωρίς πόλωση και (β) με ορθή πόλωση. Αναστροφή πληθυσμού δημιουργείται μέσα στη ζώνη επαφής ( $\sim 10^{-3}$  mm), ανάμεσα στη γραμμοσκιασμένη ενεργειακή περιοχή της ζώνης αγωγιμότητας και την κενή περιοχή της ζώνης σθένους.

## 5.9. Ασκήσεις

### Άσκηση 5-1.

Οι εξισώσεις ρυθμών για την ατομική ύλη και πυκνότητα ακτινοβολίας ανά μονάδα συχνότητας για ένα laser με δισταθμικά ενεργά άτομα δίνονται από τις εκφράσεις 5-22, 5-23, 5-25. Λύστε τις εξισώσεις αυτές για τη στάσιμη κατάσταση και εκφράστε τα  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $W$ , συναρτήσει του ρυθμού άντλησης  $r_2$ . Δείξτε ότι το σύστημα υπόκειται σε μεταβολή φάσεως (μετάβαση από αεργία laser,  $W=0$ , σε έναρξη δραστηριότητας,  $W \neq 0$ ) όταν  $r_2$  γίνει  $r_c$ . Συζητήστε τις συνθήκες για να γίνει αυτό και δώστε τις συναφείς γραφικές παραστάσεις.

### Άσκηση 5-2

Στο σχήμα (5-9) εικονίζεται η συσκευή και στο σχήμα (5-7) το ενεργειακό διάγραμμα των σταθμών ενός laser He-Ne σχετικές με τη λειτουργία του.

Αν η απόσταση μεταξύ των κατόπτρων (ρυθμιζόμενη μικρομετρικά) είναι 0.4 m, βρείτε τον πλησιέστερο ακέραιο που εκφράζει τη τάξη του στάσιμου κύματος που μπορεί να υποστηριχθεί στη συχνότητα  $\omega$  που αντιστοιχεί στο μήκος κύματος  $\lambda=632.8$  nm.

Βρείτε τη μικρομετρική ρύθμιση,  $\xi$ , που πρέπει να γίνει στην απόσταση των κατόπτρων ώστε να έχουμε συντονισμό στο πιο πάνω μήκος κύματος.

Αν στη κοιλότητα υπάρχουν  $n$  φωτόνια συχνότητας  $\omega$  σε δεδομένη πόλωση, υπολογίστε το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου (V/m) που προκαλούν τα φωτόνια αυτά, δεδομένου ότι ο συντονιστής είναι κυλινδρικός ακτίνας 2 mm.

### Άσκηση 5-3

Ναδειχθεί ότι το εύρος της γραμμής (στο μισό ύψος της μέγιστης ισχύος) της προηγούμενης άσκησης, που οφείλεται στη διεύρυνση Doppler εξαρτάται από τη θερμοκρασία και τη συχνότητα σύμφωνα με τη σχέση

$$\Delta\omega_D = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2} \ln 2}$$

όπου  $M$  η μάζα του ατόμου Ne και να υπολογισθεί η τιμή της για θερμοκρασία δωματίου (Δες υποσημείωση στη σελίδα 81).

Πόσες διαμήκεις συχνότητες συντονισμού θα μπορούσαν να υποστηριχθούν στη κοιλότητα μέσα στο εύρος γραμμής;

### Άσκηση 5-4

Στον εστιαστή maser αμμωνίας τα ενεργά δισταθμικά άτομα υποβάλλονται σε μικρό συνεχές ηλεκτρικό πεδίο κυλινδρικής συμμετρίας  $E_\rho(\rho) = 2\zeta\rho$ . Αν  $p_1$  είναι η πόλωση μεταξύ των σταθμών  $E_1, E_2$  υπολογίστε

σε προσέγγιση πρώτης τάξης τις νέες ενέργειες που αποκτούν τα άτομα που βρίσκονται αρχικά στη στάθμη  $E_1$  και τα άτομα αρχικά στη στάθμη  $E_2$ . Δείξτε ότι το συνεχές ακτινικό πεδίο απομακρύνει από τον άξονα του εστιαστή τα άτομα στη χαμηλή στάθμη και σπρώχνει στον άξονα τα διεγερμένα άτομα.

