

## 4 Injektions-Laser

Für große Leistungen und hohe Grenzfrequenzen sind Injektions-Laser der einfacheren LED deutlich überlegen. Lange Übertragungsstrecken und große Datenflußraten erfordern die Verwendung von Laserdioden, wengleich die Ansteuerung und das Betriebsverhalten dieser Bauelemente wesentlich komplizierter als bei LEDs sind.

### 4.1 Stimulierte Emission

Während bei der LED nur Absorption und spontane Emission eine Rolle spielen, kommt beim Laser als wichtiger neuer Prozeß (reziprok zur Absorption) die stimulierte Emission hinzu.

Photonen geeigneter Energie treffen dabei auf angeregte Elektronen im Leitungsband und stimulieren diese unmittelbar zur (strahlenden) Rekombination mit Löchern im Valenzband. Die dabei emittierten Photonen besitzen die gleiche Energie wie die anregenden Photonen und sind mit diesen in Phase (während Absorption und stimulierte Emission proportional zur Intensität der einfallenden Strahlung sind, ist die ebenfalls vorhandene spontane Emission davon unabhängig).

Im thermischen Gleichgewicht, wenn das Quasiferminiveau  $W_{Fc}$  des Leitungsbandes auf gleicher Höhe wie das Quasiferminiveau  $W_{Fv}$  des Valenzbandes ist, halten sich die Prozesse der Emission (stimuliert und spontan) und der Absorption ebenfalls im Gleichgewicht.

Wird jedoch das thermische Gleichgewicht gestört, indem der Halbleiter z.B. durch Minoritätsträgerinjektion gepumpt wird, kann die stimulierte Emission die Absorption überwiegen. Dann wirkt der Halbleiter strahlungsverstärkend und erfüllt damit eine wichtige Voraussetzung für das Auftreten des La-

sereffektes. Hierzu muß die sogenannte Bernard-Durafourg Inversionsbedingung erfüllt sein

$$h \cdot f < W_{FC} - W_{FV} \quad (4.1)$$

Darin ist  $h \cdot f$  die Energie der Photonen.

Bei Inversion sind im Halbleiter nur Übergänge vom Leitungsband ins Valenzband (Emission von Photonen der Frequenz  $f$ ) möglich, Absorption tritt (beim absoluten Nullpunkt) nicht auf.

Die Inversionsbedingung wird im einfachsten Fall in einem entarteten, in Durchlaßrichtung gepolten pn-Übergang erreicht (s. Bild 4.1). Entartung setzt z.B. bei n-GaAs ab einer Dotierungskonzentration größer als  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und bei p-GaAs bei mehr als  $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ein.

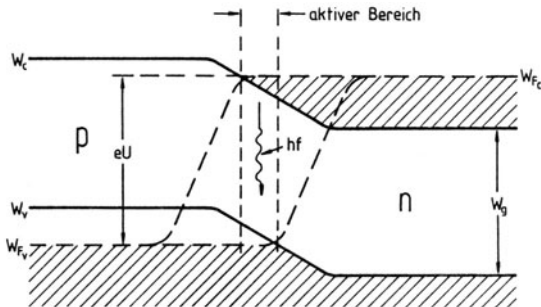


Bild 4.1 Entarteter pn-Übergang in Durchlaßpolung

Bei einer Spannung  $U \approx W_n/e$  ergibt sich am pn-Übergang ein ak-

tiver Bereich, der sowohl Elektronen als auch Löcher enthält. In dieser Zone ist die Inversionsbedingung erfüllt und es tritt Strahlungsverstärkung auf.

Ein ungepumpter und daher absorbierender Halbleiter wird durch den Absorptionskoeffizienten  $\alpha(h \cdot f)$  beschrieben. Wird der Halbleiter gepumpt und setzt allmählich Inversion ein, so nimmt  $\alpha$  ab und wird bei genügend hoher Pumpleistung schließlich negativ. In diesem Zustand wirkt der Halbleiter verstärkend mit dem optischen Gewinn

$$g(h \cdot f) = - \alpha(h \cdot f) . \quad (4.2)$$

Einen typischen Verlauf des optischen Gewinns (bzw. Absorptionskoeffizienten) als Funktion der Strahlungsenergie mit der Inversionsdichte  $n$  als Parameter zeigt Bild 4.2 für GaAs.

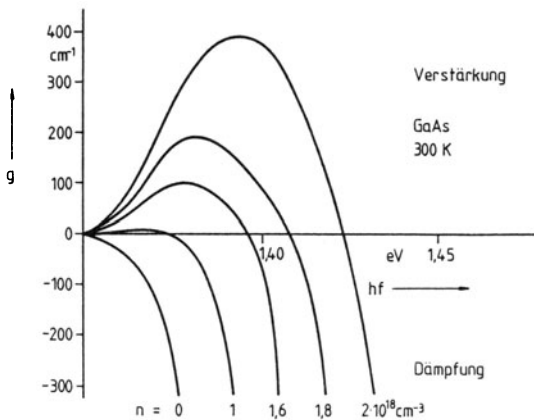


Bild 4.2 Optischer Gewinn als Funktion der Strahlungsenergie  
(Parameter ist die Inversionsdichte  $n$ )

Für  $n \gtrsim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und innerhalb eines Spektralbereichs, der

durch Gl.(4.1) gegeben ist, tritt durch stimulierte Emission optische Verstärkung auf, die beim Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) eine wesentliche Rolle spielt.

Die Abhängigkeit des Gewinns von der Inversionsdichte wird gewöhnlich durch eine Funktion  $g(a \cdot n + b)$  dargestellt. Um die Ableitung der Gleichungen, die das Verhalten des Injektions-Lasers beschreiben, möglichst einfach und leicht verständlich zu halten, wird in diesem Studienskriptum aber stets nur ein direkt proportionaler Zusammenhang  $g \sim n$  verwendet.

#### 4.2 Schwellenbedingung und Bilanzgleichungen

Ein herkömmlicher Laser besteht aus einem optischen Resonator mit zwei ebenen Spiegeln (Fabry-Perot Resonator), der mit einem durch stimulierte Emission verstärkenden Medium angefüllt ist (s.Bild 4.3,  $r_{1,2}$  sind die Reflexionsfaktoren der Spiegel).

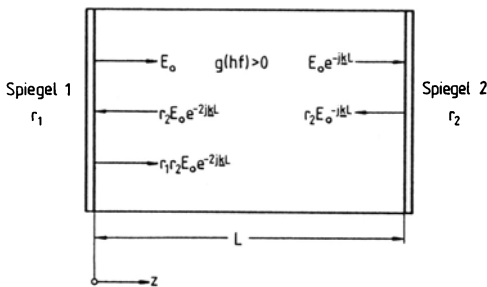


Bild 4.3 Fabry-Perot Laser

Im Resonator entsteht dadurch eine Photonenlawine entsprechend einer räumlich anwachsenden Welle der elektrischen Feldstärke

$$E(z) = E_0 \cdot e^{-jkz} \quad (4.3)$$

mit der komplexen Wellenzahl  $\underline{k}$ . Nach einem vollständigen Umlauf ist eine stationäre stehende Welle nur möglich, wenn

$$E_0 = r_1 \cdot r_2 \cdot E_0 \cdot e^{-2jkL} \quad (4.4)$$

bzw.

$$r_1 \cdot r_2 \cdot e^{-2jkL} = 1 \quad (4.5)$$

gilt (s. Bild 4.3). Dies ist die Schwellenbedingung für den Einsatz von Laser-Oszillationen.

Durch stimulierte Emission wird die Welle mit dem optischen Gewinn  $g$  (s. Bild 4.2) verstärkt. Sind die unvermeidlichen Verluste im Medium (z.B. Streuverluste, Absorption durch freie Ladungsträger) durch die Dämpfung  $\alpha_i$  beschrieben, so ist der optische Nettogewinn  $g - \alpha_i$ , der durch den Imaginärteil der Wellenzahl  $k_i$  ausgedrückt werden kann

$$k_i = (g - \alpha_i)/2 \quad (4.6)$$

Der Realteil  $k_r$  der Wellenzahl ist

$$k_r = k \cdot \bar{n} = 2 \cdot \pi \cdot \bar{n} / \lambda = \omega \cdot \bar{n} / c \quad (4.7)$$

darin ist  $\lambda$  die Wellenlänge, bzw.  $k$  die Wellenzahl im Vakuum,  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$  die optische Kreisfrequenz und  $\bar{n}$  die Brechzahl des Mediums. Mit Gl.(4.6) und Gl.(4.7) wird aus Gl.(4.5)

$$r_1 \cdot r_2 \cdot e^{L(g - \alpha_i)} \cdot e^{-j4\pi L \bar{n} / \lambda} = 1 \quad (4.8)$$

Diese komplexe Gleichung besitzt zwei Lösungen. Zum einen gilt

$$g = \alpha_i + (\ln 1/r_1 \cdot r_2)/L = \alpha_t \quad (4.9)$$

mit dem Gesamtverlust  $\alpha_t$ , der neben den Verlusten im verstärkenden Medium auch die Spiegelverluste  $\{\ln 1/r_1 \cdot r_2\}/L$  entsprechend der austretenden Strahlung enthält.

Die zweite Lösung ist

$$4 \cdot \pi \cdot L \cdot \bar{n} / \lambda_m = 2 \cdot \pi \cdot m, \quad (m = 1, 2, 3 \dots), \quad (4.10)$$

bzw.

$$L = m \cdot \lambda_m / (2 \cdot \bar{n}), \quad (4.11)$$

wobei  $m$  die Anzahl der longitudinalen Resonatormoden ist. Es passen demnach  $m$  halbe Wellenlängen in den (kalten) Resonator der Länge  $L$ . In GaAs ist diese Anzahl bei einer Emissionswellenlänge von  $0,9 \mu\text{m}$  in einem  $500 \mu\text{m}$  langen Resonator beispielsweise etwa  $m=4000$ .

Der Abstand  $\Delta\lambda_{\text{FP}}$  der longitudinalen Fabry-Perot Moden (in z-Richtung) ist die Wellenlängendifferenz beim Übergang von  $m$  auf  $m+1$  (s. Bild 4.4). Differenziert man Gl.(4.11) nach der Wellenlänge und berücksichtigt man, daß der Brechungsindex selbst von der Wellenlänge abhängt (Dispersion), so erhält man (mit  $\Delta m = -1$ )

$$\Delta\lambda_{\text{FP}} = \lambda^2 / (2 \cdot \bar{n}_e \cdot L), \quad (4.12)$$

worin

$$\bar{n}_e = \bar{n} \cdot (1 - \lambda / \bar{n} \cdot d\bar{n}/d\lambda) \quad (4.13)$$

der Gruppen-Brechungsindex ist ( $\bar{n}_e = 4,5$  bei GaAs). Der Modenabstand ist also umgekehrt proportional zur Laserlänge  $L$  (da Halbleiterlaser relativ kurz sind, ist der Modenabstand hier viel größer, als z.B. bei Gaslasern). Bei GaAs beträgt  $\Delta\lambda_{FP}$  typischerweise 0,2 nm bis 0,4 nm (vergl. Abschn. 4.7 bezüglich der Halbwertsbreite der Fabry-Perot Resonanzen).

Die Oszillationswellenlänge des Lasers hängt dabei von der relativen Lage der Fabry-Perot Resonanzen zur spektralen Verteilung des optische Gewinn (s. Bild 4.2) ab. Dazu sind in Bild 4.4 schematisch der Gewinn  $g$  als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  und (übertrieben gedehnt) die Fabry-Perot Moden dargestellt. Nur der longitudinale Modus  $\lambda_m \approx \lambda_{max}$  wird dabei verstärkt (und damit zur Oszillation gebracht), welcher dem Maximum des optischen Gewinns (bei dem die Schwellenbedingung Gl. (4.9) erfüllt ist) am nächsten liegt. Bei allen anderen Moden ( $\lambda_{m-1}, \lambda_{m-2}$  etc.) ist  $g < \alpha_t$ ; sie können deshalb nicht angeregt werden. Diese einfache Darstellungsweise führt dann zu einem Laser, der nur bei einer einzigen Wellenlänge emittiert, dem sogenannten Monomode-Laser.

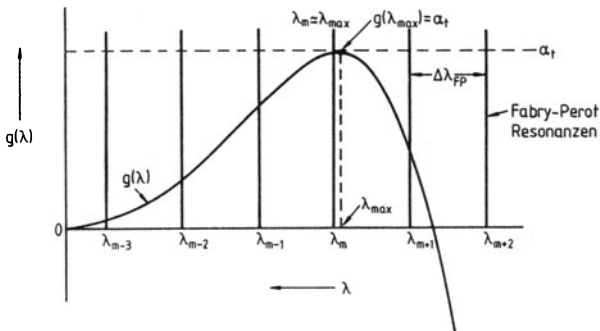


Bild 4.4 Optischer Gewinn als Funktion der Wellenlänge und Fabry-Perot Resonanzen

Zur Beschreibung des stationären und dynamischen Verhaltens des Lasers benötigt man die Bilanzgleichungen für die Photonen- und Elektronendichte. Die Anzahl der Photonen pro Volumeneinheit ist

$$S(z) \sim |E(z)|^2 = E_0^2 \cdot e^{2k_i z} . \quad (4.14)$$

Daraus folgt

$$dS(z)/dz = 2 \cdot k_i \cdot S(z) . \quad (4.15)$$

Die Photonen bewegen sich mit  $dz/dt=c/\bar{n}$  durch das Medium. Setzt man für  $k_i=(g-\alpha_t)/2$  (wobei hier der gesamte Absorptionskoeffizient einschließlich Spiegelverlusten verwendet wird) und mittelt man über die Länge  $L$  des Lasers, so erhält man

$$dS/dt = (dz/dt) \cdot (g - \alpha_t) \cdot S , \quad (4.16)$$

oder

$$dS/dt = c \cdot (g - \alpha_t) \cdot S / \bar{n} , \quad (4.17)$$

wobei der Gewinn  $g$  im spektralen Maximum zu nehmen ist.

Gleichung (4.17) ist die Bilanz- oder Ratengleichung für die Photonendichte eines Monomode-Lasers (der Einfluß der spontanen Emission wird hier vernachlässigt). Mit Einführung der Photonen-Lebensdauer

$$1/\tau_{ph} = \alpha_i \cdot c \cdot \{1 + (\ln 1/r_1 \cdot r_2) / (\alpha_i \cdot L)\} / \bar{n} \quad (4.18)$$

im optischen Resonator und mit



$$g/\alpha_t = n/n_s \quad , \quad (4.19)$$

da der optische Gewinn im einfachsten Fall proportional der injizierten Elektronendichte  $n$  ist ( $n_s$  ist die Schwellendichte), folgt schließlich

$$dS/dt = S \cdot (n/n_s - 1) / \tau_{ph} \quad . \quad (4.20)$$

Die Bilanzgleichung für die Elektronendichte geht aus der erweiterten Diffusionsgleichung

$$\begin{aligned} \partial n(x)/\partial t = & - n(x)/\tau - S \cdot n(x) / (n_s \cdot \tau_{ph}) + \\ & + D \cdot \partial^2 n(x) / \partial x^2 \end{aligned} \quad (4.21)$$

hervor. Dabei beinhaltet der erste Term auf der rechten Seite von Gl.(4.21) die Abnahme der Elektronendichte durch spontane und der zweite Term die Abnahme der Elektronendichte durch stimulierte Emission. Auf die DH-Laserstruktur (s. Bild 4.5) mit den bekannten Randbedingungen (vergl. Abschn. 3.1)

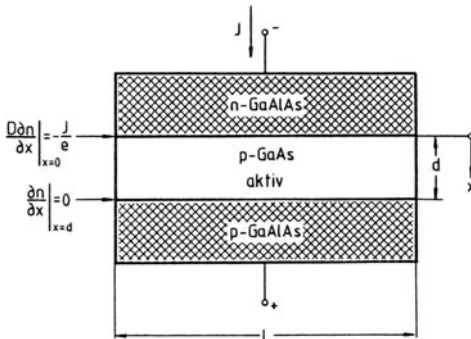


Bild 4.5 DH-Laser mit Randbedingungen

angewendet folgt

$$\frac{dn}{dt} = J/(e \cdot d) - n/\tau - S \cdot n / (n_s \cdot \tau_{ph}) , \quad (4.22)$$

wobei die Elektronendichte  $n$  über die Weite  $d$  der aktiven Schicht gemittelt ist (vergl. auch S. 41 unten)

$$n = 1/d \cdot \int_0^d n(x) \cdot dx . \quad (4.23)$$

Der Pumpterm  $J/(e \cdot d)$  gibt die Zunahme der Elektronendichte durch Injektion an.

Für den stationären Zustand ( $d/dt=0$ ,  $n=n_0$ ,  $S=S_0$ ,  $J=J_0$ ) folgt aus Gl.(4.20) zunächst

$$n_0 = n_s , \quad (4.24)$$

da  $S_0 \neq 0$  ist. Aus (4.22) erhält man dann

$$S_0 = n_s \cdot (J_0/J_s - 1) \cdot \tau_{ph} / \tau = n_s \cdot (I - 1) \cdot \tau_{ph} / \tau \quad (4.25)$$

mit

$$I = J_0 / J_s \quad (4.26)$$

und mit der Schwellenstromdichte

$$J_s = e \cdot n_s \cdot d / \tau . \quad (4.27)$$

Wird der Anteil der spontanen Emission (vergl. LED, Abschn. 3) vernachlässigt, dann tritt unterhalb der Laserschwelle keine Photonendichte auf, die Elektronendichte ist in diesem Bereich proportional zur Stromdichte

$$n_0 = J_0 \cdot \tau / (e \cdot d) , \quad (J_0 \leq J_s) . \quad (4.28)$$

Oberhalb der Schwelle wächst die Photonendichte proportional zur Stromdichte an, während die Elektronendichte konstant bleibt (s. Bild 4.6).

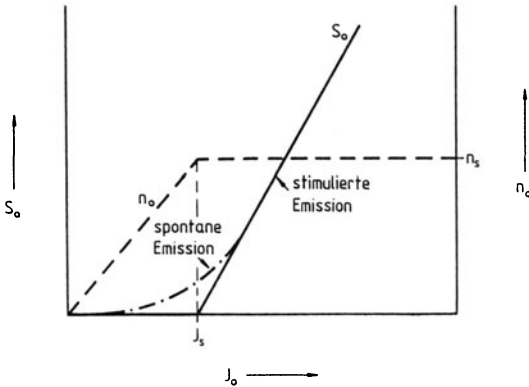


Bild 4.6 Stationäre Photonen- und Elektronendichte als Funktion des Pumpstroms

Unter Berücksichtigung der spontanen Emission erfährt die  $S_0$ - $J_0$ -Kennlinie in der Umgebung der Schwelle eine Abrundung (strichpunktierte Linie in Bild 4.6).

Die durch beide Spiegel nach außen abgegebene Leistung ist

$$P_o = S_o \cdot W \cdot A \cdot d / \tau_{ph}^s, \quad (4.29)$$

worin  $A$  die Fläche des pn-Übergangs ist ( $A \cdot d$  ist das Resonatorvolumen).  $W$  ist die mittlere Photonenergie und

$$\tau_{ph}^s = \bar{n} \cdot L / \{c \cdot \ln(1/r_1 \cdot r_2)\} \quad (4.30)$$

ist die Photonenlebensdauer, die der Spiegeltransmission entspricht (vergl. Gl.(4.18)). Mit Gl.(4.25) und Gl.(4.27) erhält man (unter Vernachlässigung der spontanen Emission) für

die Leistung

$$P_o = W \cdot (I_o - I_s) / \{e \cdot \{1 + \alpha_i \cdot L / \ln(1/r_1 \cdot r_2)\}\} \quad (4.31)$$

mit  $J_o \cdot A = I_o$  und  $J_s \cdot A = I_s$ .

Neben der Schwellenstromdichte ist zur Charakterisierung von Laserdioden auch der differentielle Quantenwirkungsgrad

$$\begin{aligned} \eta_d &= (e/W) \cdot dP_o / dI_o = \tau_{ph} / \tau_{ph}^s = \\ &= 1 / \{1 + \alpha_i \cdot L / \ln(1/r_1 \cdot r_2)\} \end{aligned} \quad (4.32)$$

von Bedeutung, der aus der Steigung der Laserkennlinie (s. Gl. (4.31)) bestimmt wird. Gewöhnlich liegt der differentielle Quantenwirkungsgrad zwischen 60% und 90%.

Trägt man  $1/\eta_d$  über verschiedenen Laserlängen  $L$  auf, so kann aus der Steigung der Geraden der Verlustfaktor  $\alpha_i / \ln(1/r_1 \cdot r_2)$  bestimmt werden. Mit  $r_1^2 = r_2^2 = R = 32\%$  (GaAs) ermittelt man daraus typischerweise  $\alpha_i = 8-15/\text{cm}$ .

Die Schwellenstromdichte eines Halbleiterlasers beeinflusst auch die Verzögerungszeit  $t_d$ , die zwischen dem Anlegen eines Strompulses ( $I > I_s$ ) und dem Einsatz der stimulierten Emission vergeht. Mit  $S=0$  (unterhalb der Schwelle) wird aus Gl.(4.22)

$$dn/dt = J/(e \cdot d) - n/\tau \quad (4.33)$$

Als Lösung ergibt sich

$$n(t) = J \cdot \tau \cdot (1 - e^{-t/\tau}) / (e \cdot d) \quad , \quad (n(0) = 0) \quad (4.34)$$

oder

$$t = \tau \cdot \ln\{J / (J - n(t) \cdot e \cdot d / \tau)\} \quad (4.35)$$

Wenn  $n(t)$  die Schwellendichte  $n_s$  erreicht, wird  $t=t_d$

$$t_d = \tau \cdot \ln\{J/(J - J_s)\} \quad . \quad (4.36)$$

Mit bekanntem  $J$ ,  $J_s$  und  $t_d$  kann daraus die Elektronenlebensdauer  $\tau$  ermittelt werden. Bei GaAs ergeben sich Werte zwischen 1 ns und 5 ns (Abhängigkeit von der Dotierung, vergl. Bild 3.3).

Bei bekannter Elektronenlebensdauer kann ferner die Schwellendichte  $n_s$  ermittelt werden

$$n_s = J_s \cdot \tau / (e \cdot d) \quad . \quad (4.37)$$

Die Werte für GaAs liegen zwischen  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Damit wiederum kann die Schwellenstromdichte als Funktion der Weite  $d$  der aktiven Zone angegeben werden

$$J_s = e \cdot n_s \cdot d / \tau \quad . \quad (4.38)$$

Für  $d=0,1 \mu\text{m}$ ,  $n_s=2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und  $\tau=3 \text{ ns}$  erhält man z.B. einen Wert von  $J_s \approx 1 \text{ kA/cm}^2$ , der klein genug ist, um Dauerstrichbetrieb bei Zimmertemperatur zu ermöglichen. Voraussetzung hierfür ist die Verwendung einer Doppelheterostruktur, da nur auf diese Weise die technologische Realisierung so dünner aktiver Zonen durch Eingrenzung mit Heterobarrieren möglich ist (s. Bild 4.5). Zu Beginn der Entwicklung des Injektionslasers konnten nur Homostrukturen, also gewöhnliche pn-Übergänge, verwendet werden. Die Weite der aktiven Zone ist dabei durch die Diffusionslänge gegeben, die in GaAs etwa  $5 \mu\text{m}$  beträgt. Entsprechend hoch ist in solchen Lasern die Schwellenstromdichte, die bis zu  $50 \text{ kA/cm}^2$  betragen kann. Dauerstrichbetrieb bei Zimmertemperatur ist unter diesen Umständen nicht möglich. Der Grund hierfür liegt in der exponentiellen Zunahme der Schwellenstromdichte mit der Temperatur  $T$  der aktiven

Zone

$$J_s \sim e^{T/T_0}, \quad (4.39)$$

worin  $T_0$  eine für den Laser charakteristische Temperatur ist.

Bei hohen Stromdichten steigt die Temperatur der Laserdiode und damit auch exponentiell die Schwellenstromdichte an. Um stimulierte Emission zu erreichen, muß die Stromdichte also noch weiter erhöht werden, was wiederum einen weiteren Temperaturanstieg zur Folge hat. In diesem eskalierenden Kreislauf wird die Laserdiode rasch zerstört.

Ursache für die starke Zunahme der Schwellenstromdichte von DH-Lasern mit der Temperatur sind Leckströme über die Potentialwälle der Heterobarrieren und die Temperaturabhängigkeit des Gewinns. Während bei GaAs-Lasern  $T_0$  zwischen 120 K und 230 K liegt, ist bei InGaAsP-Dioden wegen ausgeprägterer nichtstrahlender Auger-Prozesse  $T_0$  entsprechend geringer, nämlich 60 K bis 80 K.

#### 4.3 Optische Wellenführung

Durch die Energiebarrieren bei der DH-Struktur werden nicht nur die Ladungsträger auf die Weite  $d$  des Potentialtopfs begrenzt (carrier confinement, vergl. Abschn. 2.2.1), sondern es wird dadurch auch eine praktisch verlustlose Wellenführung der Strahlungsintensität erreicht (mode confinement). Da die beiden GaAlAs-Schichten (wegen des größeren Bandabstandes) einen kleineren Brechungsindex haben als die aktive Zone (s. auch Abschn. 2.2.2.1), wird die Strahlung darin durch fortwährende Totalreflektion geführt (s. Bild 4.7, vergl. Abschn. 2.1). Die emittierten Photonen werden so am Eindringen in die ungepumpten GaAlAs-Schichten gehindert. Sie verbleiben in der aktiven Zone und tragen dort zur stimulierten Emission bei.

Die Schwellenstromdichte in der Laserdiode wird dadurch erheblich reduziert.

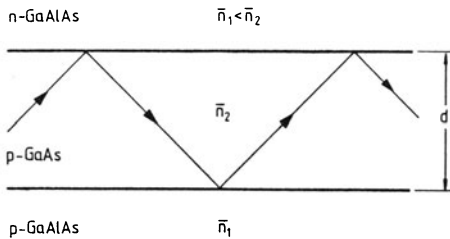


Bild 4.7 Optische Wellenführung in der DH-Struktur

Diese transversale optische Wellenführung (senkrecht zum pn-Übergang) in der DH-Struktur läßt sich am einfachsten mittels einer symmetrischen Dreischicht-Struktur beschreiben (s. Bild 4.8).

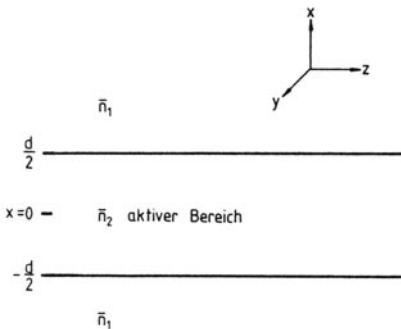


Bild 4.8 Dreischicht-Wellenleiter einer DH-Struktur

Die Mitte der aktiven Zone liegt bei  $x=0$ , und der Wellenleiter ist in  $y$ -Richtung unendlich ausgedehnt ( $d/dy=0$ ). Für die TE-Wellen folgt somit, daß keine Komponenten in  $x$ - und  $z$ -Richtung auftreten ( $E_x=E_z=0$ ).

Der Ansatz für die Feldkomponente

$$E_y(x, z, t) = E_y(x) \cdot e^{j \cdot (\omega \cdot t - \beta \cdot z)} \quad (4.40)$$

( $\beta$  ist die Phasenkonstante) in der Wellengleichung

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 + \partial^2 E_y / \partial z^2 = \mu_0 \cdot \epsilon \cdot \partial^2 E_y / \partial t^2 \quad (4.41)$$

führt zu

$$d^2 E_y / dx^2 + (\bar{n}^2 \cdot k^2 - \beta^2) \cdot E_y = 0 \quad (4.42)$$

mit

$$\bar{n}^2 \cdot k^2 = \omega^2 \cdot \mu_0 \cdot \epsilon \quad (4.43)$$

und

$$k = 2 \cdot \pi / \lambda \quad (4.44)$$

Für die symmetrischen TE-Moden erhält man daraus die Lösung

$$E_y = A \cdot \cos(\kappa \cdot x), \quad \{|x| < d/2\} \quad (4.45)$$

mit

$$\kappa^2 = \bar{n}_2^2 \cdot k^2 - \beta^2 \quad (4.46)$$

und

$$E_y = A \cdot \cos(\kappa \cdot d/2) \cdot e^{-\gamma \cdot (|x| - d/2)}, \quad \{|x| > d/2\} \quad (4.47)$$



mit

$$\gamma^2 = \beta^2 - \bar{n}_1^2 \cdot k^2 . \quad (4.48)$$

Voraussetzung für die Wellenführung ist somit

$$\bar{n}_2^2 \cdot k^2 > \beta^2 \quad (4.49)$$

und

$$\beta^2 > \bar{n}_1^2 \cdot k^2 , \quad (4.50)$$

also

$$\bar{n}_2 > \bar{n}_1 . \quad (4.51)$$

Die Eigenwertgleichung für die unbekannte Phasenkonstante  $\beta$  folgt aus der Randbedingung für die magnetische Feldkomponente

$$H_z = (j \cdot \partial E_y / \partial x) / (\omega \cdot \mu_0) , \quad (4.52)$$

die am Rand der aktiven Zone ( $|x|=d/2$ ) kontinuierlich in die Heteroschichten übergeht:

$$\tan(\kappa \cdot d/2) = \gamma / \kappa = \sqrt{(\beta^2 - \bar{n}_1^2 \cdot k^2) / (\bar{n}_2^2 \cdot k^2 - \beta^2)} . \quad (4.53)$$

Durch Elimination von  $\beta$  in Gl.(4.46) und Gl.(4.48) folgt ferner

$$(\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2) \cdot (k \cdot d/2)^2 = (\kappa \cdot d/2)^2 + (\gamma \cdot d/2)^2 . \quad (4.54)$$

Diese Gleichung beschreibt einen Kreis mit dem Radius

$$r = k \cdot d \cdot \sqrt{(\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2)} / 2 \quad (4.55)$$

in der  $\kappa \cdot d/2$ - und der  $\gamma \cdot d/2$ -Ebene /1/ (s. Bild 4.9).

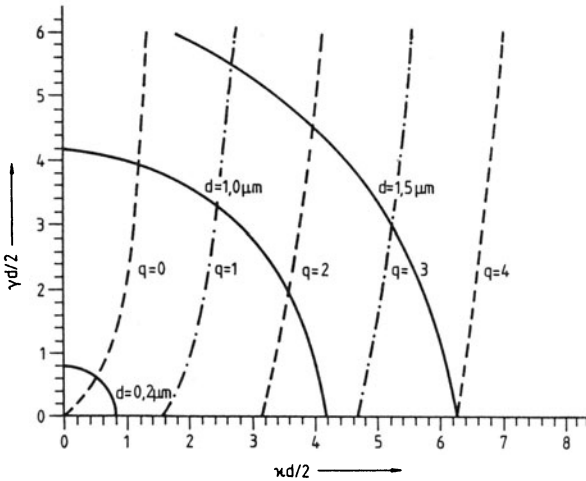


Bild 4.9 Graphische Lösung der Eigenwertgleichung

Jeder Schnittpunkt eines Kreises  $r = \text{const.}$  mit

$$\tan(\kappa \cdot d/2) = \gamma/\kappa \quad (4.56)$$

(für geradzahlige Moden) bzw.

$$\cot(\gamma \cdot d/2) = -\gamma/\kappa \quad (4.57)$$

(für ungeradzahlige Moden) ergibt einen geführten transversalen Modus. Die Moden werden in aufsteigender Reihenfolge durchnummeriert, beginnend mit  $q=0$  für den transversalen Grundmodus. Die Feldstärkeverteilung der ersten drei Moden zeigt Bild 4.10.

Sind  $\kappa$  und  $\gamma$  aus Bild 4.9 bekannt, so ist damit auch  $\beta$  bestimmt. Aus Bild 4.9 folgt ferner, daß für  $r < \pi/2$  nur der transversale Grundmodus ( $q=0$ ) angeregt wird. In GaAs tritt

dieser Fall (für  $\bar{n}_2 = 3,59$ ;  $\bar{n}_1 = 3,38$  (30 % Al-Anteil)) bei

$$d \leq \lambda / (2 \cdot \sqrt{\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2}) = 0,37 \mu\text{m} \quad (4.58)$$

ein. Die dann auftretende Intensitätsverteilung  $|E_y|^2$  als Funktion von  $x$  ist in Bild 4.11 dargestellt.

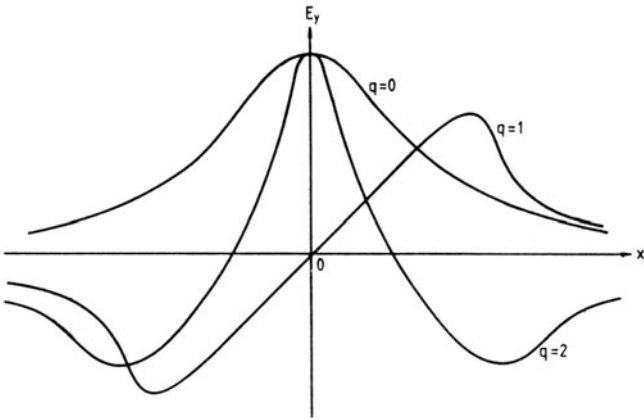


Bild 4.10 Modenverteilung ( $q$  entspricht der Anzahl der Nullstellen)

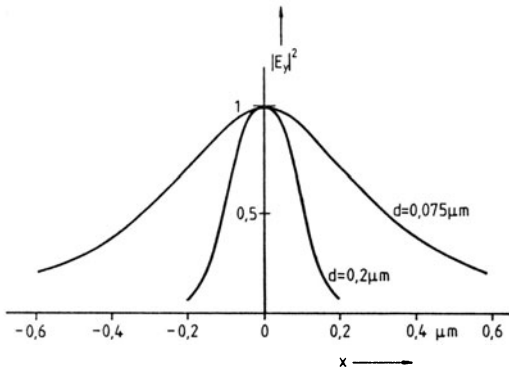


Bild 4.11 Intensitätsverteilung des transversalen Grundmodus ( $q=0$ )

Mit abnehmender Dicke  $d$  zeigt diese Verteilung in zunehmendem Maße den Charakter einer Leckwelle. Die Strahlung breitet sich dabei immer mehr in den GaAlAs-Schichten aus, der in der aktiven Zone verbleibende Anteil nimmt entsprechend ab. Der Füllfaktor

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E_y^2 \cdot dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_y^2 \cdot dx} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} S(x) \cdot dx}{\int_{-\infty}^{\infty} S(x) \cdot dx} \quad (4.59)$$

gibt den Bruchteil der in der aktiven Zone geführten Intensität an. Bild 4.12 zeigt diesen Füllfaktor in Abhängigkeit von der Dicke  $d$ .

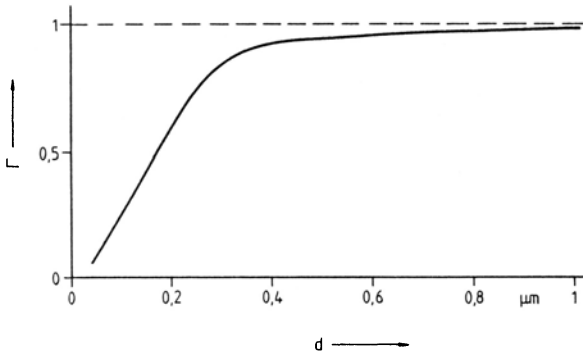


Bild 4.12 Füllfaktor als Funktion der Dicke der aktiven Zone

Ein kleiner Füllfaktor bedeutet eine geringere Anzahl von stimulierenden Photonen innerhalb der aktiven Zone und daher einen größeren Schwellenstrom. Für  $d=0,3 \mu\text{m}$  beträgt der Füllfaktor bereits etwa 0,9. Im GaAs-Wellenleiter wird dann nur der transversale Grundmodus angeregt (s. Gl.(4.58)).

Für  $\Gamma < 1$  müssen die Bilanzgleichungen modifiziert werden. Da

die Elektronendichte  $n$  in der aktiven Zone konstant und außerhalb derselben Null ist, folgt bei Mittelung über die ortsabhängige Bilanzgleichung für die Photonendichte

$$\int_{-\infty}^{\infty} dS(x)/dt = \int_{-d/2}^{d/2} S(x) \cdot n \cdot dx / (\tau_{ph} \cdot n_s) - \int_{-\infty}^{\infty} S(x) \cdot dx / \tau_{ph}$$

(4.60)

und mit

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} S(x) \cdot dx / d ,$$

(4.61)

sowie mit Gl.(4.59)

$$dS/dt = S \cdot (\Gamma \cdot n / n_s - 1) / \tau_{ph} .$$

(4.62)

Die Bilanzgleichung (4.22) für die Elektronendichte bleibt erhalten. Im stationären Fall folgt aus Gl.(4.22) und Gl.(4.62)

$$n_o = n_s / \Gamma \geq n_s$$

(4.63)

und

$$J_s = e \cdot n_s \cdot d / \{\tau \cdot \Gamma(d)\} .$$

(4.64)

Den Einfluß des Füllfaktors auf die Schwellenstromdichte zeigt Bild 4.13 /2/. Für sehr dünne aktive Zonen steigt die Schwellenstromdichte wegen des abnehmenden Füllfaktors stark an. Bei einer Dicke der aktiven Zone von etwa 0,1  $\mu\text{m}$  durchläuft die Schwellenstromdichte ein Minimum und nimmt dann bei  $\Gamma \approx 1$  linear mit  $d$  zu.

Transversale Moden höherer Ordnung sind im Halbleiterlaser zu vermeiden, da deren Intensitätsverteilung sich noch weiter in die Heteroschichten verschiebt und damit eine Erhöhung der Schwellenstromdichte nach sich zieht.

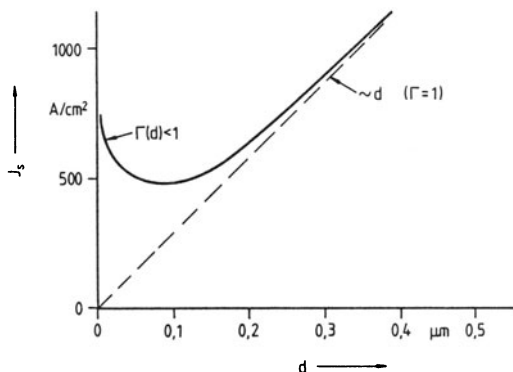


Bild 4.13 Schwellenstromdichte als Funktion der Weite der aktiven Zone

#### 4.4 Laserstrukturen

In den vorhergehenden Abschnitten wurde der Laser nur eindimensional und zwar senkrecht (transversal) zum pn-Übergang beschrieben. Die aktive Zone mit der Dicke  $d$  besteht jedoch im allgemeinen aus einem Streifen mit der Länge  $L$  und der Weite  $w$ . Die Streifenweite  $w$  parallel (lateral) zum pn-Übergang beeinflusst stark die Anzahl der möglichen lateralen Moden und damit das Betriebsverhalten des Lasers. Ebenso wie in transversaler wird auch in lateraler Richtung nur der Grundmodus angestrebt. Eine ideale Lösung zur seitlichen (an den Streifenrändern) Begrenzung der Ladungsträger und des optischen Feldes sind wieder Heteroübergänge. Da dann die aktive Zone von GaAlAs-Schichten umgeben (darin vergraben) ist, bezeichnet man diese Struktur als BH- (buried heterostructure) Laser (s. Bild 4.14 /3/).

Die Herstellung dieser Struktur ist technologisch relativ aufwendig, weil dazu zwei Epitaxieprozesse notwendig sind.

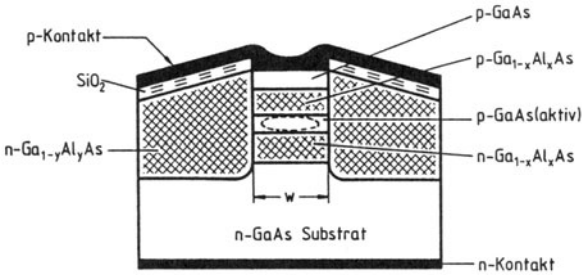


Bild 4.14 BH-Laser

Zunächst werden auf einem n-GaAs Substrat alle Schichten bis zur p-GaAs Kontaktschicht aufgewachsen. Anschließend werden diese Schichten bis auf den Laserstreifen der Weite  $w$  abgeätzt. In einem zweiten Epitaxieschritt werden die Bereiche seitlich des aktiven Streifens mit n-GaAlAs aufgefüllt. Der Al-Anteil  $y$  dieser lateral begrenzenden Schichten ist kleiner als der Al-Anteil  $x$  der transversalen Heteroschichten. Nur dann wird bei Streifenweiten unterhalb ca.  $4\ \mu\text{m}$  nur der fundamentale laterale Modus angeregt.

Da die Wellenführung im BH-Laser entlang der Streifenseiten durch den Sprung im Brechungsindex zustandekommt, gehört dieser Laser zur Klasse der Injektionslaser mit Index-Führung (passiv geführt). Im allgemeinen weisen passiv geführte Laser ein sehr günstiges Betriebsverhalten auf. Im Emissionsspektrum tritt bei genügend kleiner Weite des aktiven Streifens normalerweise nur ein einziger lateraler, transversaler und longitudinaler Modus auf. Die Modulationsgrenzfrequenzen er-

strecken sich bis zu einigen GHz. Insbesondere aber zeigen Laser mit Index-Führung sehr kleine Schwellenströme.

Auch der CSP- (channeled substrate planar) Laser ist ein Injektionslaser mit Index-Führung (s. Bild 4.15 /4/).

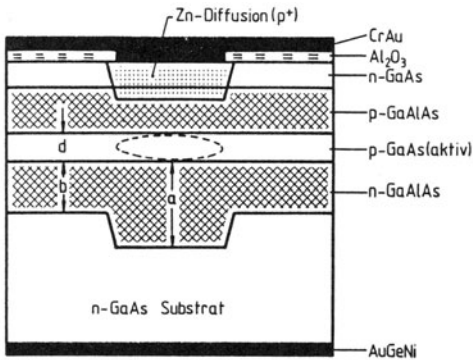


Bild 4.15 CSP-Laser

Bei dieser Struktur wird vor dem Aufwachsen der vier Epitaxie-Schichten ein Kanal in das n-GaAs Substrat geätzt, dessen Breite etwa  $5\ \mu\text{m}$  bis  $10\ \mu\text{m}$  beträgt. Die Dicke der n-GaAlAs Schicht ist dann über dem Kanal größer ( $a=1,5\ \mu\text{m}$ ) als seitlich davon ( $b=0,3\ \mu\text{m}$ ). Dadurch wird in lateraler Richtung das optische Feld im Substrat seitlich des Kanals stark gedämpft, während direkt über dem Kanal praktisch keine Dämpfung auftritt. Die laterale Strombegrenzung wird durch eine starke p-Diffusion (Zn) durch die n-GaAs Deckschicht bewirkt. Mit CSP-Lasern wird Monomode-Betrieb mit Schwellenströmen zwischen  $40\ \text{mA}$  und  $80\ \text{mA}$  erreicht.

Index-Führung wird ebenfalls beim MCRW- (metal cladded ridge



waveguide) Laser erzielt (s. Bild 4.16 /5/), der, ebenso wie der CSP-Laser, technologisch einfacher zu realisieren ist als der BH-Laser.

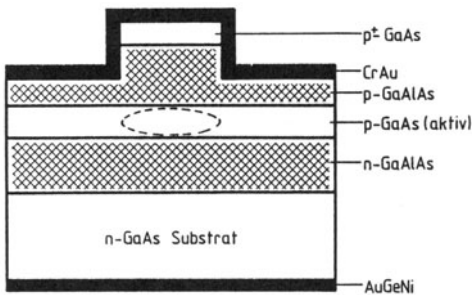


Bild 4.16 MCRW-Laser

Nach dem Aufwachsen der vier Epitaxie-Schichten wird seitlich eines schmalen Streifens ( $3\ \mu\text{m}$  bis  $7\ \mu\text{m}$ ) in lateraler Richtung die  $p$ -GaAs Deckschicht vollständig und die darunterliegende  $p$ -GaAlAs Schicht nur teilweise abgeätzt. Da der CrAu-Kontakt nur auf der hoch dotierten  $p$ -GaAs Deckschicht einen guten ohmschen Kontakt erzeugt, hingegen auf der niedrig dotierten  $p$ -GaAlAs Schicht sperrend wirkt, wird der Stromfluß in der aktiven Schicht durch die Weite des herausgeätzten Streifens begrenzt. Ferner erfolgt seitlich der aktiven Zone durch den geringen Abstand zum Kontakt eine Beeinflussung des optischen Feldes. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strahlung ist in diesem Bereich größer als in der aktiven Zone. Entsprechend ist der effektive Brechungsindex innerhalb der aktiven Zone etwas größer als in den daneben liegenden Bereichen. Neben einer seitlichen Begrenzung der Ladungsträger

wird deshalb mit dieser Struktur durch den Sprung im effektiven Brechungsindex zugleich auch laterale Index-Führung des optischen Feldes erreicht. Im Monomode-Betrieb sind beim MCRW-Laser Schwellenströme unter 20 mA erzielbar.

Eine technologisch noch einfacher zu realisierende Struktur bietet der sogenannte Streifengeometrie-Laser /6/ (s. Bild 4.17).

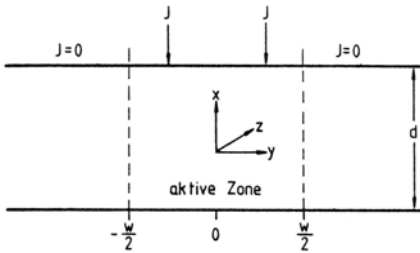


Bild 4.17 Schema eines Streifengeometrie-Lasers

Die Strominjektion erfolgt hier innerhalb der Streifenbreite  $w$ . Die laterale ( $y$ -Richtung) Ladungsträgerdiffusion ergibt eine inhomogene Elektronendichteverteilung  $n(y)$ , die im Zentrum des Streifens einen etwa parabolischen Verlauf hat. Auch in dieser Struktur ist eine Wellenführung möglich, die durch den Imaginärteil  $\bar{n}_i$  der Brechzahl zustande kommt, weil  $\bar{n}_i$  von der Elektronendichte abhängt und deshalb zum Rand des Streifens hin abnimmt. Der Streifengeometrie-Laser gehört zur Klasse der Laser mit Gewinn-Führung (aktiv geführt).

Die Wellengleichung (4.41) lautet jetzt für die Feldverteilung

$E_x(y)$  in lateraler Richtung ( $E_x(y,z) = E_x(y) \cdot e^{-j \cdot \beta \cdot z}$ ) entsprechend

$$d^2 E_x / dy^2 + (\bar{n}^2 \cdot k^2 - \beta^2) \cdot E_x = 0 . \quad (4.65)$$

Gesucht wird nun der Zusammenhang zwischen dem Imaginärteil  $\bar{n}_i$  des komplexen Brechungsindex  $\bar{n} = \bar{n} + j \cdot \bar{n}_i$  und der Ladungsträgerverteilung. Es gilt

$$\underline{k} = k_r + j \cdot k_i = \omega \cdot \bar{n} / c = \omega \cdot (\bar{n} + j \cdot \bar{n}_i) / c , \quad (4.66)$$

also

$$k_r = \omega \cdot \bar{n} / c = k \cdot \bar{n} \quad (4.67)$$

und (vergl. Abschn. 4.1)

$$k_i = \omega \cdot \bar{n}_i / c = k \cdot \bar{n}_i = (g - \alpha_t) / 2 . \quad (4.68)$$

Somit ist

$$\bar{n}_i = (g(n) - \alpha_t) / (2 \cdot k) . \quad (4.69)$$

Mit der durch Diffusion bedingten parabolischen Näherung für die Elektronendichteverteilung

$$n(y) \approx n_0 - a \cdot y^2 \quad \text{für } |y| \leq w/2 \quad (4.70)$$

wird der Gewinn (wegen  $g(n) \sim n$ )

$$g(y) = g_0 - \Delta g \cdot (2 \cdot y / w)^2 \quad \text{für } |y| \leq w/2 , \quad (4.71)$$

d.h. an der Stelle  $|y| = w/2$  ist der Gewinn durch Diffusion der Ladungsträger um  $\Delta g$  abgesunken. Für den komplexen Brechungsindex in der Wellengleichung folgt deshalb

$$\begin{aligned}\bar{n}^2 &= \bar{n}^2 + 2 \cdot j \cdot \bar{n} \cdot \bar{n}_i = \\ &= \bar{n}^2 + j \cdot \bar{n} \cdot \{g_o - \alpha_t - \Delta g \cdot (2 \cdot y/w)^2\}\end{aligned}\quad (4.72)$$

und die Wellengleichung lautet

$$\begin{aligned}d^2 E_x / dy^2 + \{\bar{n}^2 \cdot k^2 + j \cdot \bar{n} \cdot k \cdot (g_o - \\ - \alpha_t - \Delta g \cdot (2 \cdot y/w)^2) - \beta^2\} \cdot E_x = 0\end{aligned}\quad (4.73)$$

Die Gesamtlösung für den lateralen Grundmodus ist //

$$E_x(y, z) \sim e^{-j \cdot (\beta_r \cdot z + a \cdot y^2/2)} \cdot e^{\beta_i \cdot z - a \cdot y^2/2} \quad (4.74)$$

mit

$$a \approx \sqrt{2 \cdot \bar{n} \cdot k \cdot \Delta g} / w \quad (4.75)$$

und

$$\begin{aligned}\beta_r &\approx \bar{n} \cdot k - a / (\bar{n} \cdot k \cdot 2) \\ \beta_i &\approx (g_o - \alpha_t) / 2.\end{aligned}\quad (4.76)$$

Für die Intensitätsverteilung im Streifen folgt

$$|E_x(y)|^2 \sim e^{-y^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \bar{n} \cdot k \cdot \Delta g} / w} \quad (4.77)$$

Damit ist gezeigt, daß die Intensitätsverteilung entlang des pn-Übergangs wesentlich durch den Imaginärteil der Brechzahl, und damit durch die Verteilung des optischen Gewinns und der Ladungsträgerdichte bestimmt wird. Man spricht daher von einem Laser mit Gewinn-Führung (jeder Laser mit Index-Führung hat natürlich ebenfalls eine - wenn auch viel schwächere - Gewinn-Führung).

Die Halbwertsbreite  $\bar{y}$  des optischen Strahles (s. Bild 4.18) ist

$$\bar{y}^2 = 4 \cdot w \cdot \ln 2 / \sqrt{2 \cdot \bar{n} \cdot k \cdot \Delta g} \quad (4.78)$$

Mit  $w=12 \mu\text{m}$ ,  $\bar{n}=3,6$ ,  $\Delta g=300 \text{ cm}^{-1}$  und  $k=2 \cdot \pi / \lambda$  ( $\lambda=0,9 \mu\text{m}$  bei Ga-As) folgt für  $\bar{y} \approx 5 \mu\text{m}$  (also weniger als die Streifenbreite).

Die Flächen konstanter Phase sind durch den Imaginärteil im Exponenten der Gesamtlösung Gl. (4.74) für  $E_x(y,z)$  bestimmt

$$\beta_r \cdot z + a \cdot y^2 / 2 = \text{const.} \quad (4.79)$$

Sie sind demnach in Ausbreitungsrichtung zylindrisch vorgewölbt und für das typische Emissionsverhalten von Lasern mit Gewinn-Führung verantwortlich (vergl. Abschn. 4.6).

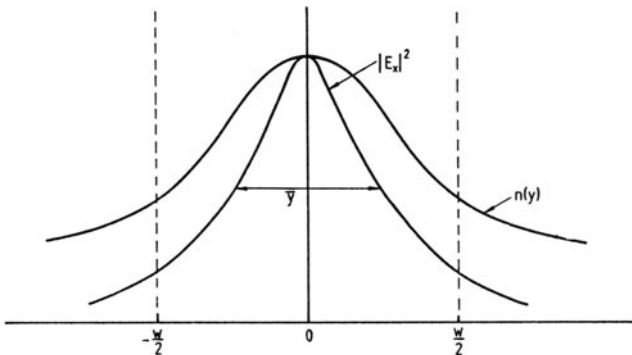


Bild 4.18 Elektronendichte- und Intensitätsverteilung

Nur bei Streifenweiten  $w \leq 10 \mu\text{m}$  ist die Leistungs-Strom Charakteristik von Streifengeometrie-Lasern (bei kleinen Ausgangsleistungen) linear (s. Bild 4.19). Bei Streifen mit einer Weite  $w > 10 \mu\text{m}$  treten bei größeren Strömen Knicke in der Kenn-

linie auf, die meist auf das Einsetzen höherer lateraler Moden zurückzuführen sind.

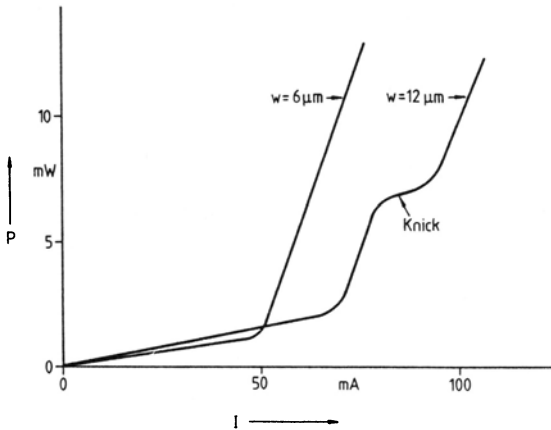


Bild 4.19 Leistungs-Strom Kennlinien eines Streifengeometrie-Lasers mit Gewinn-Führung

Einen typischen Streifengeometrie-Laser, bei dem der Streifen durch eine Oxid-Maske definiert wird /6/, zeigt Bild 4.20.

Eine weitere Form ist der protonenisolierte Streifengeometrie-Laser (Bild 4.21). Die Isolierung des leitfähigen Streifens erfolgt durch Bestrahlung der Laseroberfläche mit hochenergetischen Protonen ( $\approx 300$  keV) unter Verwendung einer Wolframdraht-Maske. Außerhalb der Maske dringen die Protonen etwa  $3 \mu\text{m}$  tief in das Halbleitermaterial ein und erzeugen eine große Dichte von Gitterdefekten in diesem Bereich, der dann wie ein Isolator wirkt. Stromführung im Laser ist daher nur innerhalb des durch die Drahtdicke definierten Streifens möglich.

Neben den hier aufgeführten Laserstrukturen wurden im Laufe

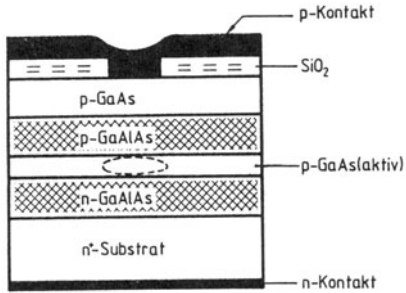


Bild 4.20 Oxid-Striefengeometrie-Laser

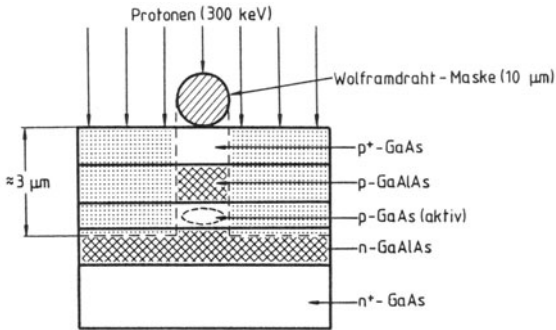


Bild 4.21 Protonenisolierter Striefengeometrie-Laser

der Entwicklung des Halbleiterlasers noch eine Vielzahl weiterer mit mehr oder minder komplizierten Technologien realisiert, die sich jedoch alle in eine der beiden nach Gewinn- und Index-Führung unterschiedenen Klassen einordnen und mit den entsprechenden Gleichungen beschreiben lassen.

Außer im GaAs/GaAlAs-System werden heute vor allem Laserdioden aus InGaAsP/InP für die Wellenlängenbereiche  $1,3 \mu\text{m}$  und  $1,5 \mu\text{m}$  hergestellt, in denen das Dispersions-, bzw. das Dämpfungsminimum von Quarzglasfasern liegt (s. Abschn. 2.1). Im Prinzip sind dabei alle GaAs/GaAlAs Laserstrukturen direkt übertragbar. Bild 4.22 zeigt den Aufbau eines InGaAsP/InP BH-Lasers für  $1,3 \mu\text{m}$  Wellenlänge /8/.

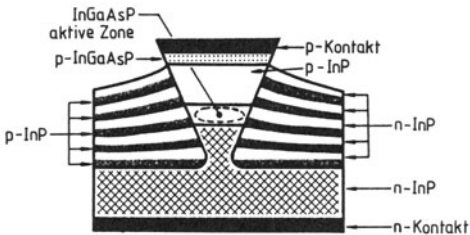


Bild 4.22 InGaAsP/InP BH-Laser

Die Herstellung erfolgt auch hier mit einem Doppelepitaixieprozeß. Die seitliche Auffüllung der abgeätzten Bereiche wird wegen der relativ niedrigen Barrierenhöhe von InP mit dünnen, abwechselnd p- und n-dotierten Schichten vorgenommen. Dadurch entsteht eine Reihe aufeinanderfolgender in Sperrichtung gepolter pn-Übergänge, die einen Stromfluß außerhalb der aktiven Zone verhindern. Die oberste p-InGaAsP Schicht erleichtert die Herstellung guter ohmscher Kontakte. Der Schwellenstrom dieser BH-Laser liegt typischerweise zwischen 30 mA und 50 mA, die Temperaturabhängigkeit des Schwellenstromes ist aber stärker als bei GaAs Lasern (vergl. Abschn. 4.2).



## 4.5 Modulationsverhalten

Die Bilanzgleichungen (4.17) und (4.22), die das zeitliche Verhalten der Photonen- und Elektronendichten im Laser beschreiben, sind wegen des Terms  $S \cdot n$  der stimulierten Emission nichtlinear. Einen Einblick in das Zeitverhalten dieser Größen bei Intensitätsmodulation gestattet in relativ einfacher Weise die Anwendung einer Kleinsignaltheorie.

Für nur eine angeregte Eigenschwingung (Monomode-Laser) gelten die Ansätze

$$J = J_0 + J_1 \cdot e^{j \cdot \omega_m \cdot t}, \quad \{|J_1| \ll J_0\}, \quad (4.80)$$

$$S = S_0 + S_1 \cdot e^{j \cdot \omega_m \cdot t}, \quad \{|S_1| \ll S_0\}, \quad (4.81)$$

$$n = n_0 + n_1 \cdot e^{j \cdot \omega_m \cdot t}, \quad \{|n_1| \ll n_0\}, \quad (4.82)$$

worin  $\omega_m$  die Modulationskreisfrequenz ist. Aus den Bilanzgleichungen folgt dann

$$j \cdot \omega_m \cdot S_1 = S_0 \cdot n_1 / (\tau_{ph} \cdot n_s) = n_1 \cdot (I - 1) / \tau \quad (4.83)$$

mit

$$S_0 = \tau_{ph} \cdot n_s \cdot (I - 1) / \tau \quad (4.84)$$

und

$$I = J_0 / J_s, \quad (4.85)$$

sowie

$$j \cdot \omega_m \cdot n_1 = J_1 / (e \cdot d) - n_1 \cdot \{1/\tau + S_0 / (\tau_{ph} \cdot n_s)\} - S_1 / \tau_{ph} =$$

$$= J_1 / (e \cdot d) - n_1 \cdot I / \tau - S_1 / \tau_{ph} \quad . \quad (4.86)$$

Daraus erhält man

$$S_1 = J_1 \cdot \omega_r^2 \cdot \tau_{ph} / \{e \cdot d \cdot (\omega_r^2 - \omega_m^2 + j \cdot \omega_m \cdot \gamma)\} \quad (4.87)$$

und

$$n_1 = J_1 \cdot j \cdot \omega_m / \{e \cdot d \cdot (\omega_r^2 - \omega_m^2 + j \cdot \omega_m \cdot \gamma)\} \quad (4.88)$$

mit der Dämpfungskonstante

$$\gamma = I / \tau \quad (4.89)$$

und der Resonanz-Kreisfrequenz des Lasers

$$\omega_r^2 = (I - 1) / (\tau \cdot \tau_{ph}) \quad . \quad (4.90)$$

Erfolgen (wie z.B. bei der Pulsmodulation) abrupte Stromänderungen, so können bei den Frequenzen Eigenschwingungen angeregt werden, bei denen der Nenner in Gl.(4.87) und Gl.(4.88) verschwindet

$$j \cdot \omega_{1,2} = -\gamma/2 \pm \sqrt{\gamma^2/4 - \omega_r^2} \quad . \quad (4.91)$$

Insbesondere ergeben sich für die Photonendichte  $S_1$  und Elektronendichte  $n_1$  ( $\sim e^{j\omega_{1,2} t}$ ) bei  $\gamma/(2 \cdot \omega_r) < 1$

$$j \cdot \omega_{1,2} = -\gamma/2 \pm j \cdot \sqrt{\omega_r^2 - \gamma^2/4} \quad (4.92)$$

gedämpfte Schwingungen, bei  $\gamma/(2 \cdot \omega_r) = 1$

$$j \cdot \omega_{1,2} = -\gamma/2 \quad (4.93)$$

tritt der aperiodische Grenzfall auf und bei  $\gamma/(2 \cdot \omega_r) > 1$

$$j \cdot \omega_{1,2} = -\gamma/2 \pm \sqrt{\gamma^2/4 - \omega_r^2} \quad (4.94)$$

ergibt sich aperiodisches Verhalten.

Mit typischen Werten für  $I=1,3$ ;  $\tau=1$  ns und  $\tau_{ph}=1$  ps wird die Dämpfungskonstante  $\gamma=1,3 \cdot 10^9$  s<sup>-1</sup> und die Resonanz-Kreisfrequenz  $\omega_r \approx 1,7 \cdot 10^{10}$  s<sup>-1</sup> ( $f_r = \omega_r / 2 \cdot \pi \approx 2,8$  GHz). Somit liegt gewöhnlich der Fall der gedämpften Schwingung vor ( $\gamma/2 \cdot \omega_r \approx 0,04$ ). Solche Relaxationsschwingungen sind bei der Modulation eines Lasers unerwünscht. Sie können unter anderem bei möglichst großer Dämpfungskonstante  $\gamma=I/\tau$  wirkungsvoll unterdrückt werden, wenn man dem Laser einen möglichst großen Vorstrom  $I$  ( $I=J/J_s \geq 1$ ) oberhalb der Schwelle einprägt.

Bei kräftigen Stromänderungen genügt zur Beschreibung der Relaxationsschwingungen die Kleinsignalnäherung nicht mehr. Dann müssen die nichtlinearen Bilanzgleichungen numerisch gelöst werden. In Bild 4.23 sind typische Relaxationsschwingungen dargestellt, wenn zur Zeit  $t=0$  der Laserstrom von Null auf den 1,4-fachen Schwellenstrom geschaltet wird. Daraus ist ersichtlich, daß erst nach der Verzögerungszeit  $t_d$  (s. Gl.(4.36)), wenn also  $n(t)$  die Schwelle  $n_s$  erreicht hat, die Photonendichte rasch ansteigt. Dadurch wird die Elektronendichte abgebaut und bei  $n(t)=n_s$  durchläuft die Photonendichte ein Maximum. Danach nimmt die Photonendichte wieder rasch ab, da nun  $n(t) < n_s$  ist. Dieser Prozeß wiederholt sich unter entsprechender Dämpfung der Amplitude in jedem weiteren Zyklus. Die Wiederholfrequenz dieser Relaxationsschwingung ist (im Kleinsignalbereich) durch

$$f_R = \sqrt{\omega_r^2 - \gamma^2/4} / (2 \cdot \pi) \quad (4.95)$$

gegeben. Man beachte ferner, daß kleine Änderungen der Elektronendichte sehr große Änderungen der Photonendichte zur Folge haben.

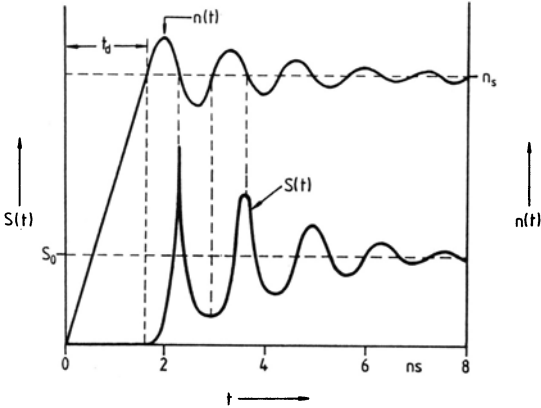


Bild 4.23 Relaxationsschwingungen beim Einschalten eines Stromimpulses

Die Verzögerungszeit  $t_d$  kann zwar durch einen entsprechenden Laservorstrom reduziert werden, durch den auch die Dämpfung der Relaxationsschwingungen erhöht wird (vergl. Gl.(4.89) im Kleinsignalbereich), jedoch kann dann bei Pulsmodulation ein sogenannter Bitmustereffekt (pattern effect) auftreten, bei dem die Strahlungsleistung im einzelnen Bit von der Form des davor abgestrahlten Bitmusters abhängt /9/. Bei sorgfältiger Dimensionierung der Modulationsschaltungen sind jedoch Bitraten bis zu einigen Gbit/s verzerrungsfrei erreichbar.

Es sei aber darauf hingewiesen, daß unter Umständen auch unerwünschte stationäre Schwingungen (von einigen hundert MHz bis zu einigen GHz) auftreten können. Bei den einfachen Bilanzgleichungen (4.17) und (4.22) treten diese Schwingungen stets gedämpft auf. Berücksichtigt man jedoch sättigbare Ab-

sorptionsbereiche und Ladungsträger-Diffusion im Laser, so können nicht gedämpfte Selbst-Pulsationen entstehen /10,11/.

Zur Beschreibung der Analogmodulationseigenschaften des Lasers benützt man (wie bei der LED, vergl. Abschn. 3.3) die Modulationssteilheit

$$M(\omega_m) = |S_1(\omega_m)/S_1(0)| \quad . \quad (4.96)$$

Sie folgt aus Gl.(4.87) zu

$$M(\omega_m) = \omega_r^2 / \sqrt{(\omega_r^2 - \omega_m^2)^2 + \omega_m^2 \cdot \gamma^2} \quad . \quad (4.97)$$

Der Verlauf der Modulationssteilheit  $M(\omega_m)$  ist in Bild 4.24 dargestellt.

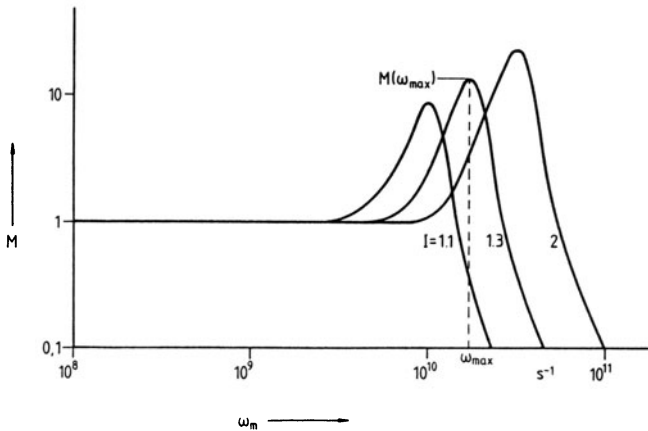


Bild 4.24 Modulationssteilheit als Funktion der Modulations-Kreisfrequenz ( $I$  ist der normierte Laservorstrom)

Bei der Kreisfrequenz

$$\omega_{\max} = \sqrt{\omega_r^2 - \gamma^2/2} \quad (4.98)$$

tritt eine Resonanzüberhöhung auf mit dem Maximum der Modulationssteilheit

$$M(\omega_{\max}) = \omega_r^2 / \{\gamma \cdot \sqrt{\omega_r^2 - \gamma^2/4}\} . \quad (4.99)$$

Da oberhalb der Schwelle ( $I > 1$ ) gewöhnlich  $\gamma \ll \omega_r$  ist, genügt als nützliche Näherung

$$\omega_{\max} \approx \omega_r = \sqrt{(I - 1) / (\tau_{\text{ph}} \cdot \tau)} \quad (4.100)$$

und

$$M(\omega_r) = \sqrt{\tau \cdot (I - 1) / (\tau_{\text{ph}} \cdot I^2)} . \quad (4.101)$$

Mit  $\tau = 1$  ns und  $\tau_{\text{ph}} = 1$  ps liegt die Modulationsresonanz  $M(\omega_r)$  bei  $I = 1,3$  typischerweise um den Faktor 13 höher als die Modulationssteilheit bei tiefen Frequenzen ( $M(\omega_m \rightarrow 0) = 1$ ). Für  $\omega_m > \omega_r$  nimmt  $M$  mit 6 dB/Oktave ab.

Das Plateau im Bereich  $0 \leq \omega_m < \omega_r$  kann für verzerrungsfreie Analogmodulation ausgenutzt werden. Dieser Frequenzbereich entspricht daher der zulässigen Bandbreite  $B$  für Analogmodulation

$$B \approx f_r = \omega_r / (2 \cdot \pi) , \quad (4.102)$$

die im Vergleich zur Grenzfrequenz von LEDs wesentlich größer sein kann ( $f_{\text{cLED}} \sim 1/\tau < f_r \sim \sqrt{(I-1)/(\tau \cdot \tau_{\text{ph}})}$ ). Experimentell wird der Verlauf von  $f_r \sim \sqrt{I-1}$  bestätigt und man mißt für die verschiedenen Laserstrukturen Werte von  $f_r$  zwischen 1 GHz und 10 GHz /12/ (die große Streuung beruht im wesentlichen auf unterschiedlichen Photonenlebensdauern bei verschiedenen Resonatorlängen (vergl. Gl.(4.18)).

Der Einfluß der Modulation auf das Emissionsspektrum wird im nächsten Abschnitt behandelt.

#### 4.6 Emissionseigenschaften

Bild 4.25 zeigt schematisch das longitudinale Modenspektrum für Laser mit Index- und Gewinn-Führung ( $\delta\lambda$  ist der Abstand der Moden vom Hauptmodus).

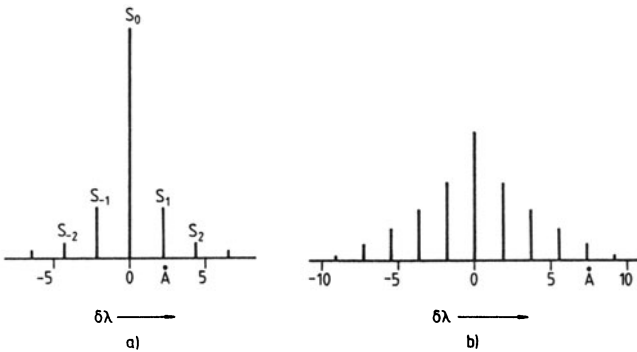


Bild 4.25 Longitudinales Modenspektrum von Lasern mit

- a) Index-Führung
- b) Gewinn-Führung

Während beim Laser mit Index-Führung (Bild 4.25 a) der Hauptmodus  $S_0$  nahezu die gesamte Strahlungsleistung enthält (die Leistung im nächsten Nebenmodus kann etwa hundertfach geringer sein), ist der Laser mit Gewinn-Führung selbst bei großen Strömen wesentlich vielmodiger (Bild 4.25 b). Da die spektrale Verteilung des Gewinns  $g(h \cdot f)$  (vergl. Bild 4.2) für beide Lasertypen praktisch gleich ist, kommt das unterschiedliche Spektrum durch verschiedene Anteile der spontanen Emission,

die in einem Modus verstärkt wird, zustande. Beim Laser mit Gewinn-Führung kann dieser Anteil der spontanen Emission ein bis zwei Größenordnungen höher sein, als beim Laser mit Index-Führung (vergl. auch Abschn. 4.7). Entsprechend ist auch die Kennlinie (s. Bild 4.6) in der Umgebung des Schwellenstromes stärker verrundet. Wegen dieses relativ starken Beitrages der spontanen Emission können auch longitudinale Moden anschwingen, die außerhalb des Gewinnmaximums (vergl. Bild 4.4) liegen. Die Folge davon ist ein relativ breites longitudinales Modenspektrum (s. Bild 4.25 b).

Die Emissionswellenlänge  $\lambda$  beim Monomode-Laser (bzw. das kammartige Spektrum beim vielmodigen Laser) ist temperaturabhängig. Bei relativ kleinen Temperaturänderungen (etwa  $10^\circ\text{C}$ ) wird der Temperaturgang der Wellenlänge durch die Änderung der Fabry-Perot Resonanzen (des kalten Resonators) mit der Temperatur beschrieben. Mit  $m=\text{const.}$ ,  $L=\text{const.}$  und  $\bar{n}(\lambda, T)$  \*) folgt aus Gl.(4.11)

$$d\lambda/dT_{FP} = (\lambda/\bar{n}_e) \cdot d\bar{n}/dT . \quad (4.103)$$

Bei Temperaturänderungen über einen größeren Bereich wird jedoch der Temperaturgang der Wellenlänge durch die Verschiebung der Gewinnkurve  $g(\lambda_{\max})$  (vergl. Bild 4.4) mit der Temperatur bestimmt. Dieser Temperaturgang ist näherungsweise unmittelbar durch die Temperaturabhängigkeit des Bandabstandes  $W_g(T)$  gegeben (vergl. Gl.(2.5))

$$d\lambda/dT_g \approx d\lambda/dW_g \cdot dW_g/dT = -h \cdot c/W_g^2 \cdot dW_g/dT . \quad (4.104)$$

Gewöhnlich ist dieser Beitrag so groß, daß bei einer Tempe-

-----

\*) Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex kommt indirekt durch den Temperaturgang des Bandabstandes  $W_g$  zustande.



raturänderung die Emissionslinie nacheinander auf die Resonanzen mit den nächstniedrigeren  $m$ -Werten springt (mode hopping, s. Bild 4.26 a). In Bild 4.26 b ist schematisch die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge als Funktion der Temperatur dargestellt (der mittlere, strichpunktierte Verlauf von  $\lambda(T)$  in Bild 4.26 b wird gemessen, wenn die Temperatur rasch über einen relativ weiten Bereich geändert wird).

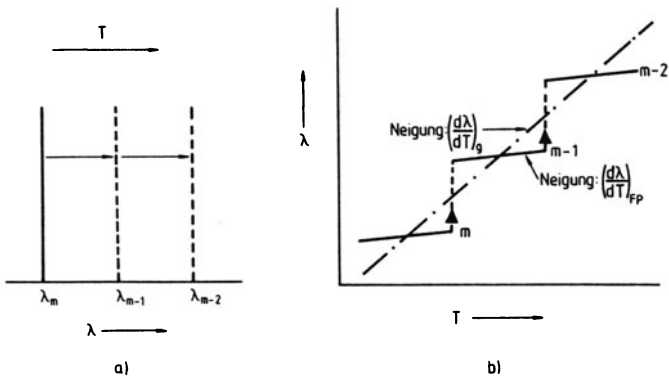


Bild 4.26 Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge eines einmodigen Lasers

- a) Schema des Modenspringens
- b) Schema des Temperaturverlaufs von  $\lambda$

Für GaAs ( $\lambda=0,85 \mu\text{m}$ ) ist  $\bar{n}_e=4,5$  und  $dn/dT=4,9 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$  und somit nach Gl.(4.103)  $d\lambda/dT_{FP}=0,1 \text{ nm/K}$ . Die mittlere Wellenlängenänderung aufgrund der Temperaturempfindlichkeit des Bandabstandes beträgt nach Gl.(4.104)  $d\lambda/dT_g=0,27 \text{ nm/K}$  (sie hängt sowohl von der Dotierung als auch vom Al-Gehalt in der aktiven Schicht ab /13/). Bei InGaAsP ( $\lambda=1,5 \mu\text{m}$ ) nimmt die Wellenlänge mit etwa  $0,5 \text{ nm/K}$  zu /14/ (vergl. hierzu auch die geringere Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge beim DFB- und DBR-Laser, Abschn. 5.1).

Wird ein einmodiger Fabry-Perot Laser mit Index-Führung über den Strom moduliert, so können bei großen Stromamplituden und hohen Modulationsfrequenzen temporär mehrere longitudinale Moden auftreten /15/. Bild 4.27 zeigt schematisch das Spektrum eines BH-Lasers, der ohne Modulation praktisch monomodig emittiert (Bild 4.27 a), jedoch bei einem Modulationshub  $m$  von 100% und bei einer Modulationsfrequenz in der Umgebung der Laserresonanzfrequenz (vergl. Gl.(4.90)) relativ viele longitudinale Moden aufweist (das Spektrum in Bild 4.27 b ist zeitlich gemittelt).

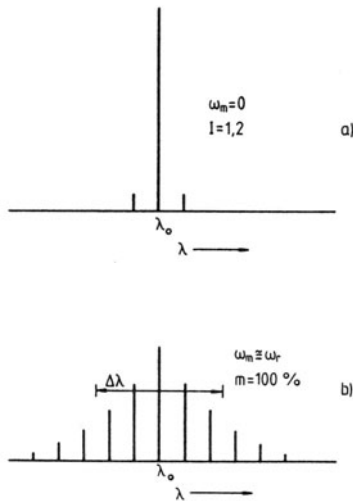


Bild 4.27 Spektrum eines BH-Lasers

- a) ohne Modulation
- b) mit Modulation

Dies führt zu einer dynamischen Verbreiterung des Spektrums mit der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda$ . Der Grund dafür ist, daß die Gewinnkurve  $g(h \cdot f)$  bei Intensitätsmodulation über die Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration ebenfalls moduliert wird. Dadurch können temporär auch benachbarte Moden von  $\lambda_0$

die Schwelle erreichen (vergl. Bild 4.4) und zur Emission beitragen, wobei sich die Gesamtleistung auf alle angeregten Moden verteilt.

Für den Gewinn schreibt man

$$g(n, \lambda) \sim n \cdot \{1 - 4 \cdot (\lambda - \lambda_0)^2 / \Lambda^2\} \quad , \quad (4.105)$$

wobei für die Wellenlängenabhängigkeit in der Umgebung des Hauptmodus  $\lambda = \lambda_0$  eine parabolische Näherung angesetzt wird ( $\Lambda$  ist die Linienbreite beim Nulldurchgang des Gewinns).

Ist die Stromdichte moduliert

$$J(t) = J_0 + J_1 \cdot \sin(\omega_m \cdot t) \quad , \quad (4.106)$$

dann wird in der Kleinsignaldarstellung (s. Gl.(4.88)) die Elektronendichte ebenfalls moduliert

$$\begin{aligned} n(t) &= n_s + n_1 \cdot \sin(\omega_m \cdot t + \phi) = \\ &= n_s \cdot \{1 + a \cdot \sin(\omega_m \cdot t + \phi)\} \quad , \quad (4.107) \end{aligned}$$

wobei  $\phi$  der Phase (relativ zum Modulationsstrom) und  $a$  dem Betrag von Gl.(4.88) entsprechen

$$a = m \cdot (I - 1) \cdot \omega_m \cdot \gamma / \{I \cdot \sqrt{(\omega_r^2 - \omega_m^2)^2 + \omega_m^2 \cdot \gamma^2}\} \quad , \quad (4.108)$$

Darin ist

$$m = J_1 / (J_0 - J_s) \quad (4.109)$$

der Modulationshub.

Die Schwellenbedingung Gl.(4.9) lautet dann mit Gl.(4.19) und Gl.(4.108)

$$\{1 + a \cdot \sin(\omega_m \cdot t + \phi)\} \cdot \{1 - 4 \cdot (\lambda - \lambda_0)^2 / \Lambda^2\} = 1. \quad (4.110)$$

Daraus folgt durch Auflösung nach  $\lambda(t)$

$$\lambda(t) - \lambda_0 = \pm \Lambda/2 \cdot \sqrt{1 - 1/\{1 + a \cdot \sin(\omega_m \cdot t + \phi)\}}. \quad (4.111)$$

Der zeitliche Verlauf von Elektronendichte und Wellenlänge ist in Bild 4.28 für den Fall  $m=30\%$  und  $\omega_m = \omega_r$ , sowie für  $I=1,5$  und  $\Lambda=12 \text{ nm}$  (GaAs) dargestellt ( $a=0,17$ ;  $\phi=0$ ).

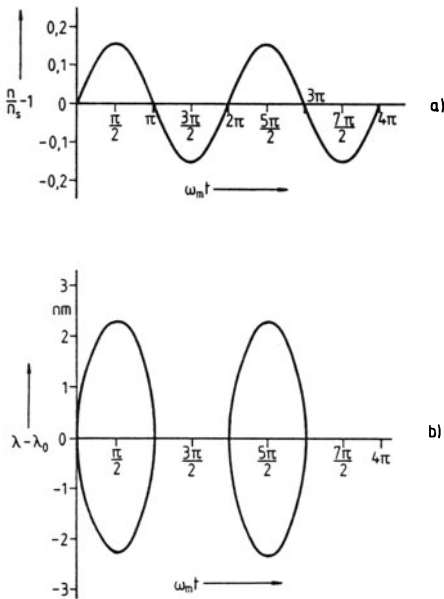


Bild 4.28 a) Zeitlicher Verlauf der modulierten Elektronendichte und  
 b) des Wellenlängenbereichs, für den bei Intensitätsmodulation die Schwellenbedingung erfüllt ist

Nur während der positiven Halbphase gibt es durch Modulation einen Bereich für  $\lambda(t) - \lambda_0$ , in dem stets die Schwellenbedingung erfüllt ist (für  $\omega_m = 0$  ist  $a = 0$  und somit die Wellenlänge konstant). Damit ist in nachteiliger Weise eine dynamische Verbreiterung des Emissionsspektrums verbunden. Ist der Abstand der Fabry-Perot Moden  $\Delta\lambda_{FP} = 0,3 \text{ nm}$ , so können nach Bild 4.28 b im zeitlichen Mittel 15 Moden angeregt werden. Experimentell wurde bei InGaAsP Fabry-Perot Lasern (mit  $m = 100\%$  und  $f_m = 1 \text{ GHz}$ ) eine dynamische Aufweitung des Spektrums bis zu einer dynamischen Halbwertsbreite  $\Delta\lambda = 8 \text{ nm}$  beobachtet /15/ (vergl. Bild 4.27). Während der negativen Halbphase kann wegen  $n(t) \leq n_s$  die Schwellenbedingung zu keinem Zeitpunkt erfüllt werden. In diesem Zeitbereich können Moden nur verstärkt, jedoch nicht zur Oszillation angeregt werden.

Ein weiterer ungünstiger Effekt bei Intensitätsmodulation ist die damit unvermeidlich verbundene Frequenzmodulation. Weil der Brechungsindex (außer von der Wellenlänge und der Temperatur) auch von der Elektronendichte  $n$  abhängt /15/, wird über die Strommodulation und die entsprechende Modulation der Elektronendichte auch der Brechungsindex und damit die Emissionswellenlänge (bzw. Frequenz) gemäß den Fabry-Perot Resonanzbedingungen Gl.(4.10) moduliert. Für die Wellenlängenänderung  $\delta\lambda_m$  (für  $m = \text{const.}$ ) folgt damit aus Gl.(4.107) und Gl.(4.108)

$$\delta\lambda_m = \lambda / \bar{n}_e \cdot d\bar{n}/dn \cdot n_1(t) = \lambda / \bar{n}_e \cdot d\bar{n}/dn \cdot n_s \cdot a \cdot \sin(\omega_m \cdot t + \phi) \quad (4.112)$$

Darin ist  $d\bar{n}/dn$  die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Elektronendichtekonzentration im Arbeitspunkt des Lasers und  $\bar{n}_e$  der Gruppenbrechungsindex (vergl. Gl.(4.13)). Für den Fall  $m = 30\%$ ,  $\omega_m = \omega_r$  und  $I = 1,5$  ( $a = 0,17$ ;  $\phi = 0$ ) folgt daraus mit  $d\bar{n}/dn = -4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$  (GaAs) und  $n_s = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , sowie  $\bar{n}_e = 4,5$  für den maximalen Hub der Wellenlänge  $\delta\lambda_{mSS} = 0,25 \text{ nm}$  (s. Bild 4.29). Experimentelle Werte liegen für InGaAsP Laser zwischen

0,2 nm und 0,5 nm /15/.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Ableitungen für die Gln. (4.111) und (4.112) einfache, isotherme Kleinsignal-Näherungen sind, die nur beim BH-Laser angewendet werden können. Beim CSP-Laser hingegen spielt beispielsweise die hier nicht berücksichtigte laterale Ladungsträgerdiffusion bei der Bestimmung von  $n_1$  (Gl. (4.107)) eine wesentliche Rolle.

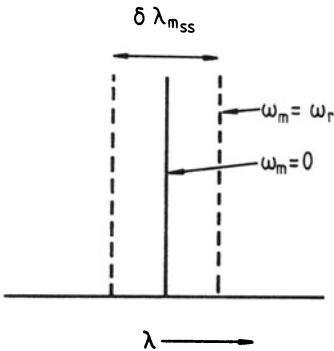


Bild 4.29 Zur Definition des Wellenlängenhubes  $\delta \lambda_{mss}$  bei Intensitätsmodulation mit der Modulationskreisfrequenz  $\omega_m = \omega_r$

Die dynamische Verbreiterung des Emissionsspektrums  $\Delta \lambda$  (s. Bild 4.27) und des einzelnen Schwingungsmodus um  $\delta \lambda_{mss}$ , sowie der Temperaturgang der Wellenlänge sind bei der Übertragung optischer Signale mit Monomode-Lasern im Dämpfungsminimum der Quarzglasfaser bei  $1,55 \mu\text{m}$  wegen der Materialdispersion (vergl. Abschn. 2.1) von großem Nachteil und müssen möglichst vermieden werden /16/. Es ist daher vorteilhaft, andere Strahlungsquellen (z.B. DFB-Laser, s. Abschn. 5.1) in diesem Wellenlängenbereich einzusetzen, bei denen die obengenannten Erscheinungen überhaupt nicht oder nur in wesentlich geringem Maße auftreten.

Information über das Abstrahlverhalten der verschiedenen Laser gibt die Beobachtung des Nahfeldes (Intensitätsverteilung am Laserspiegel) und des Fernfeldes (Divergenz der emittierten Strahlung). Zur Definition der Strahlaufweitung beim Fernfeld werden jeweils die vollen Winkel  $\Theta_{\perp}$  (transversal) und  $\Theta_{\parallel}$  (lateral) beim Abfall der Strahlungsleistung auf den halben Wert gemessen (s. Bild 4.30 und Bild 4.32).

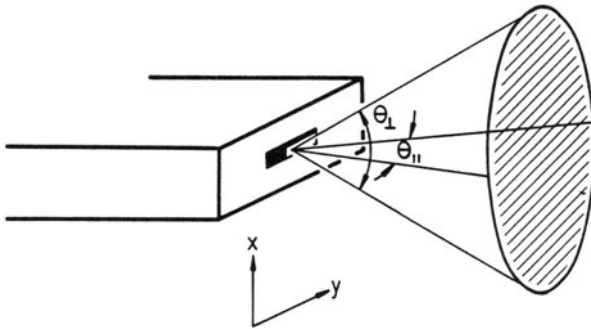


Bild 4.30 Zur Definition der Winkel  $\Theta_{\perp}$  und  $\Theta_{\parallel}$  beim Fernfeld

Einen schematischen Vergleich zwischen den verschiedenen Emissionsverhalten von Lasern mit Index- und Gewinn-Führung zeigt Bild 4.31. Das Nahfeld (in lateraler Richtung) des Lasers mit Index-Führung wird durch Lösung der Wellengleichung mit reellem Brechungsindex beschrieben (ähnlich wie Gl.(4.42) in transversaler Richtung; vergl. Bild 4.11). Das Nahfeld des Lasers mit Gewinn-Führung entsteht durch einen komplexen Brechungsindex in der Wellengleichung (4.73) und führt zu der Gaußverteilung im Streifen gemäß Gl. (4.77) (vergl. Bild 4.18).

Die wesentlichen Unterschiede im Emissionsverhalten liegen im Spektrum (wie bereits besprochen; vergl. Bild 4.25) und im

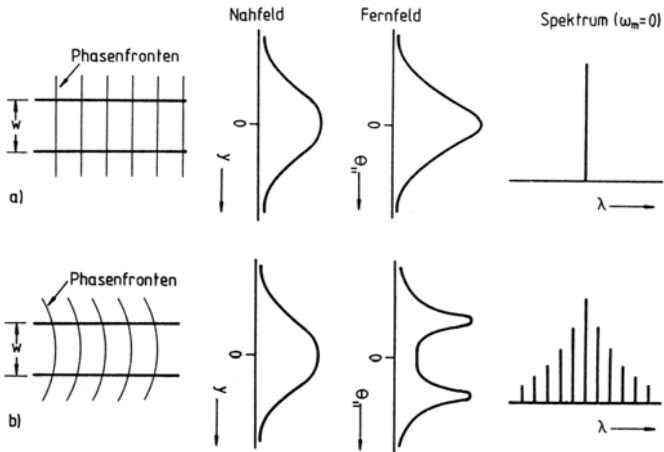


Bild 4.31 Phasenfronten, Nahfeld, Fernfeld und Spektrum von  
 a) Lasern mit Index-Führung und  
 b) Lasern mit Gewinn-Führung

Fernfeld, das beim Laser mit Gewinn-Führung zum Auftreten der typischen "Ohren" in lateraler Richtung führt (vergl. Bild 4.31 b). Die Ursache für diese Unterschiede liegt in den verschiedenen Formen der Phasenfronten. Während die Phasenfronten beim Laser mit Index-Führung eben sind ( $\bar{n}$  ist reel; die Eigenfunktionen sind orthogonal; s. Gl.(4.42)), sind die Phasenfronten beim Laser mit Gewinn-Führung in Laufrichtung des Feldes zylindrisch vorgewölbt (s. Gl.(4.79);  $\bar{n}$  ist komplex, s. Gl.(4.72); die Eigenfunktionen sind nicht orthogonal). Der emittierte Strahl besitzt dann einen Astigmatismus, da sein Bildpunkt in transversaler Richtung zwar in der Spiegelebene liegt, in lateraler Richtung jedoch virtuell dahinter.

Für einen Laser mit Index-Führung erhält man näherungsweise für die vollen Halbwertswinkel  $/17/$



$$\Theta_{\perp} = 8 \cdot \bar{n} \cdot \Delta \bar{n}_{\perp} \cdot d / \lambda \quad (4.113)$$

und

$$\Theta_{\parallel} = 8 \cdot \bar{n} \cdot \Delta \bar{n}_{\parallel} \cdot w / \lambda \quad , \quad (4.114)$$

worin  $\Delta \bar{n}_{\perp}$  und  $\Delta \bar{n}_{\parallel}$  die Brechungsindex-Differenzen in transversaler und lateraler Richtung sind. Einen typischen Verlauf der Fernfeldintensität für beide Richtungen eines Lasers mit Index-Führung zeigt Bild 4.32 /18/. Gewöhnlich liegt  $\Theta_{\parallel}$  zwischen  $10^{\circ}$  und  $40^{\circ}$  und  $\Theta_{\perp}$  zwischen  $40^{\circ}$  und  $70^{\circ}$ .

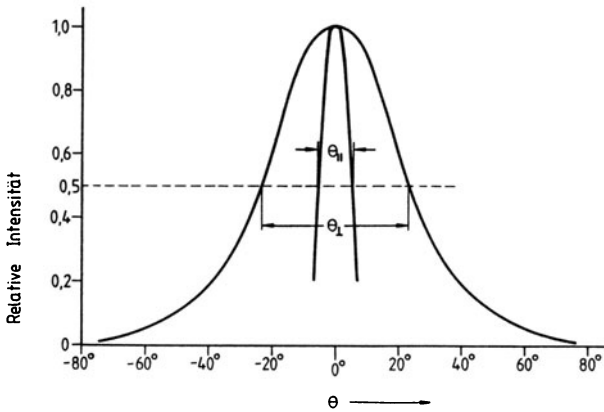


Bild 4.32 Normierte Fernfeldintensitätsverteilung eines Lasers mit Index-Führung

Je geringer die Strahlaufweitung ist, desto wirksamer ist die Leistungseinkopplung in die Glasfaser (bis zu 30% Einkoppelwirkungsgrad sind bei direkt aufgesetzter Glasfaser erreichbar). Zur Verbesserung der Einkopplung werden z. B. Zylinderlinsen verwendet. Damit kann der Einkoppelwirkungsgrad auf bis zu 80% gesteigert werden.

#### 4.7 Intensitäts- und Frequenzrauschen von Monomode-Lasern

Wie bei jedem Oszillator so spielt auch das Rauschverhalten von Lasern eine wichtige Rolle bei dessen verschiedenen Anwendungen. Durch unterschiedliche Rauschquellen ändern sich dabei stochastisch die Intensität und die Phase der Emissionslinie eines Monomode-Lasers. Das entsprechende Intensitätsrauschen (IM-Rauschen) begrenzt dann beispielsweise das Signal-zu-Rauschverhältnis bei der Analogübertragung und das Phasen- bzw. Frequenzrauschen (FM-Rauschen) beeinträchtigt optische Überlagerungs-Empfangssysteme (Heterodyn-Empfang), besonders bei Verwendung von Monomode-Glasfasern bei 1,5  $\mu\text{m}$  Wellenlänge und hohen Bitraten.

Da die Rauschstörungen als sehr klein betrachtet werden können, genügen zur Bestimmung der Rauschgrößen eines Monomode-Lasers die Kleinsignalnäherungen der Bilanzgleichungen (4.83) und (4.86). Diese ergeben entsprechend modifiziert

$$j \cdot \omega \cdot S_1 = n_1 \cdot (I - 1) / \tau + F_s(\omega_m) \quad (4.115)$$

und

$$(j \cdot \omega_m + I / \tau) \cdot n_1 = S_1 / \tau_{ph} + F_n(\omega_m) \quad (4.116)$$

Dabei wurde die Amplitude  $J_1$  der Modulationsstromdichte Null gesetzt.  $F_s(\omega_m)$  und  $F_n(\omega_m)$  sind Langevin-Rauscheinströmungen für die Photonen- bzw. Elektronendichte. Aufgelöst nach  $S_1$  und  $n_1$  erhält man

$$S_1 = \{ F_s \cdot (j \cdot \omega_m + \gamma) + F_n \cdot \omega_r^2 \cdot \tau_{ph} \} / (\omega_r^2 - \omega_m^2 + j \cdot \omega_m \cdot \gamma) \quad (4.117)$$

und

$$n_1 = (F_n \cdot j \cdot \omega_m \cdot \tau_{ph} - F_s) / \{ \tau_{ph} \cdot (\omega_r^2 - \omega_m^2 + j \cdot \omega_m \cdot \gamma) \}, \quad (4.118)$$

Da im allgemeinen  $|F_n|^2$  und  $|F_n \cdot F_s^*|^2$  gegenüber  $|F_s|^2$  vernachlässigbar sind, folgt damit in einfacher Weise für das relative Schwankungsquadrat der Photonendichte (Intensitätsrauschen)

$$|S_1|^2 / S_0^2 = |F_s|^2 \cdot (\omega_m^2 + \gamma^2) / \{ S_0^2 \cdot ((\omega_r^2 - \omega_m^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega_m^2) \}, \quad (4.119)$$

worin  $|F_s|^2$  durch

$$|F_s|^2 = 2 \cdot \alpha \cdot n_0 \cdot S_0 \cdot B / \tau \quad (4.120)$$

gegeben ist /19/. Dabei bedeuten B die Meßbandbreite und  $\alpha$  den Bruchteil der spontanen Emission (welche die Rauschursache ist), der in die Emissionslinie fällt (vergl. Abschn. 4.6). Für  $\alpha$  gibt es in der Literatur den Ausdruck /20/

$$\alpha = K \cdot \Gamma \cdot \lambda^4 / (4 \cdot \pi^2 \cdot \bar{n}^3 \cdot V \cdot \Delta \lambda_{sp}) , \quad (4.121)$$

worin  $\Gamma$  der Füllfaktor (s. Gl.(4.59)),  $\bar{n}$  der Brechungsindex in der aktiven Zone,  $V = d \cdot w \cdot L$  das Resonatorvolumen,  $\Delta \lambda_{sp}$  die spektrale Breite der spontanen Emission (30 nm bis 40 nm bei GaAs) und K der Astigmatismusfaktor sind. Es ist also  $\alpha$  umgekehrt proportional dem Volumen der aktiven Zone. Der Bruchteil der spontanen Emission liegt bei Lasern mit Index-Führung etwa bei  $10^{-5}$  ( $K=1$ ) und bei Lasern mit Gewinn-Führung bei  $10^{-4}$  ( $K>1$ ).

Mit der Definition von  $|F_s|^2$  (s. Gl.(4.120)) lautet schließlich der Ausdruck für das relative Intensitätsrauschen

$$|S_1|^2 / S_0^2 = 2 \cdot \alpha \cdot (\omega_m^2 + \gamma^2) \cdot B / \{ \tau_{ph} \cdot (I - 1) \cdot ((\omega_r^2 - \omega_m^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega_m^2) \}, \quad (4.122)$$

mit

$$n_o = n_s \quad (4.123)$$

und

$$S_o = n_s \cdot \tau_{ph} \cdot (I - 1) / \tau \quad (4.124)$$

Ähnlich wie bei der Modulation (s. Bild 4.24) tritt auch im Spektrum des Intensitätsrauschens ein Maximum in der Umgebung der Laserresonanzfrequenz  $\omega_r$  auf. Bei tiefen Ablagefrequenzen ( $\omega_m \rightarrow 0$ ) ergibt sich ein Plateau von der Größe

$$|S_1(0)|^2 / S_o^2 = 2 \cdot \alpha \cdot \tau_{ph} \cdot I^2 \cdot B / (I - 1)^3 \quad (4.125)$$

Diesem Ausdruck zufolge fällt das relative Intensitätsrauschen bei tiefen Frequenzen unmittelbar über der Schwelle mit  $(I-1)^{-3}$  ab und geht für Pumpzustände  $I \gg 1$  asymptotisch in  $I^{-1}$  über.

Mit  $\alpha \approx 10^{-5}$  und  $\tau_{ph} = 1$  ps ergibt sich mit  $B = 1$  Hz und  $I = 2$  beispielsweise für  $|S_1(0)|^2 / S_o^2$  der Wert  $8 \cdot 10^{-17}$ . Das relative Intensitätsrauschen kann unmittelbar mit rauscharmen Photodioden (vergl. Abschn. 6) gemessen werden und wird dann als RIN (relative intensity noise) angegeben [21], das dem Verhältnis vom Photostrom-Schwankungsquadrat  $\overline{\Delta I^2}(\omega)$  zum Quadrat des Photo-Gleichstroms  $I_o^2$  entspricht

$$RIN = \overline{\Delta I^2}(\omega_m) / I_o^2 = |S_1(\omega_m)|^2 / S_o^2 \quad (4.126)$$

Bei der Berechnung des Phasen- bzw. Frequenzrauschens geht man von der Feldstärke

$$E(t) \sim e^{j \cdot (\omega \cdot t + \phi(t))} \quad (4.127)$$

aus, worin  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$  die konstante Kreisfrequenz der optischen

Linie ist;  $\phi(t)$  ist die Phase, die sich während einer Periodendauer ( $=2\cdot\pi/\omega$ ) nicht wesentlich ändern soll.

Die Phasenschwankungen auf Grund des Eigenrauschens durch spontane Emission sind dann (wie bei allen Oszillatoren) durch

$$d\phi/dt = F_{\phi}(t) \quad (4.128)$$

gegeben, worin  $F_{\phi}$  die FM-Rauschquelle ist. Neben dem Eigenrauschen (Gl.(4.128)) erfährt die Phase auch Störungen durch das Modulationsrauschen, weil sich der Brechungsindex des Lasermediums mit den Schwankungen der Elektronendichte  $n_1$  ändert (vergl. Gl.(4.112)). Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, ist die Kreisfrequenz  $\omega$  der Laserschwingung an eine der Resonanzlinien des kalten Laserresonators angebunden (s. Gl. (4.11))

$$\omega \cdot \bar{n} \cdot L / (\pi \cdot c) = m \quad (4.129)$$

mit

$$\lambda \cdot \omega = 2 \cdot \pi \cdot c \quad (4.130)$$

Dementsprechend ergeben sich Frequenzschwankungen ( $m=\text{const.}$ )

$$\Delta\omega = -\omega \cdot \Delta\bar{n} / \bar{n}_e = -(\omega / \bar{n}_e) \cdot d\bar{n} / n \cdot \Delta n \quad (4.131)$$

Darin ist  $d\bar{n}/dn|_{n=n_0}$  die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Elektronendichte im Arbeitspunkt des Lasers und  $\bar{n}_e$  ist der Gruppen-Brechungsindex (vergl. Gl.(4.13)).

Die gesamte zeitliche Änderung der Phase  $\Delta\phi$  ergibt sich dann mit  $\Delta n = n_1(t) / 22/$

$$d\Delta\phi/dt = -(\omega / \bar{n}_e) \cdot d\bar{n} / dn \cdot n_1(t) + F_{\phi}(t) \quad (4.132)$$

Unter der Annahme, daß Eigen- und Modulationsrauschen des Lasers nicht korreliert sind, erhält man nach Anwendung der Fouriertransformation für das mittlere Schwankungsquadrat der Frequenz

$$\delta f_{rms}^2 = \{ (\omega/\bar{n}_e \cdot \partial\bar{n}/\partial n)^2 \cdot |n_1(\omega)|^2 + |F_\phi|^2 \} / (2\pi)^2 . \quad (4.133)$$

Mit der spektralen Dichte der Eigenrausch-Quelle /23/

$$|F_\phi|^2 = \alpha \cdot n_o \cdot B / (2 \cdot \tau \cdot S_o) \quad (4.134)$$

und durch Einsetzen von  $|n_1|^2$  aus Gl.(4.118) (bei Vernachlässigung des Beitrags durch  $F_n$ ) ergibt sich schließlich

$$\delta f_{rms}^2 = \alpha \cdot B \cdot \{ 1 + \beta^2 / ((1 - \omega_m^2/\omega_r^2)^2 + (\gamma \cdot \omega_m/\omega_r)^2) \} / \{ 8 \cdot \pi^2 \cdot \tau_{ph} \cdot (I - 1) \} \quad (4.135)$$

mit

$$\beta = 2 \cdot \omega \cdot \tau_{ph} \cdot n_o / \bar{n}_e \cdot d\bar{n}/dn . \quad (4.136)$$

Dem weißen Eigenrauschen des ersten Terms in Gl.(4.135) überlagert sich das Spektrum des Modulationsrauschens, dessen Frequenzverlauf dem der Modulationssteilheit (s. Bild 4.24) entspricht, wodurch im Abstand  $\omega_m \approx \omega_r$  von der Emissionslinie je nach Größe von  $\beta$  eine Resonanzüberhöhung des Frequenzrauschens auftreten kann (vergl. Bild 4.33).

Für Ablagefrequenzen  $\omega_m \ll \omega_r$  ergibt sich ein weißes Rauschen mit dem Plateau

$$\delta f_{rms}^2 = \alpha \cdot (1 + \beta^2) \cdot B / \{ 8 \cdot \pi^2 \cdot \tau_{ph} \cdot (I - 1) \} , \quad (4.137)$$

das umgekehrt proportional mit  $I-1$  (bzw. mit der Strahlungs-

leistung) abnimmt.

Mit  $\tau_{\text{ph}} = 1 \text{ ps}$ ,  $f (= \omega / 2 \cdot \pi) = 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ ,  $n_o = n_s = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\bar{n}_e = 4,5$  sowie  $dn/dn \approx -4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$  (GaAs) wird  $|\beta| \approx 3$  (je nach Lasertyp kann  $|\beta|$  zwischen 1 und 6 liegen). Somit überwiegt beim Frequenzrauschen meist der Beitrag durch das Modulationsrauschen. Bei einer Meßbandbreite  $B = 1 \text{ Hz}$ , für  $I = 1,2$  und mit  $\alpha = 10^{-5}$  wird der mittlere Frequenzhub  $\delta f_{\text{rms}} \approx 2,5 \text{ kHz}$ . Nahe beim Träger kann aus dem Wert von  $\delta f_{\text{rms}}^2$  auch die häufig benutzte Linienbreite

$$\delta f_{\text{FM}} = 2 \cdot \pi \cdot \Delta f_{\text{rms}}^2 / B \quad (4.138)$$

berechnet werden, die in diesem Beispiel bei etwa 40 MHz liegt.

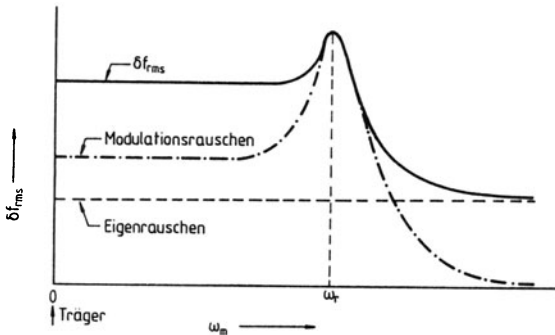


Bild 4.33 Spektrum von  $\delta f_{\text{rms}}$  (Eigen- und Modulationsrauschen)

Je nach Lasertyp und Betriebsstrom beträgt die Linienbreite typischerweise zwischen 10 MHz und 50 MHz.

Die Halbwertsbreite der Fabry-Perot Eigenschwingungsresonanzen (s. Gl.(4.11)) im passiven Resonator ist durch

$$\delta f_{FP} = 1/(2 \cdot \pi \cdot \tau_{ph}) \quad (4.139)$$

gegeben. Mit  $\tau_{ph} = 1$  ps liegt  $\delta f_{FP}$  bei 160 GHz. Setzt man Gl. (4.139) in Gl.(4.137) ein, so bekommt man für die Linienbreite (im Plateau) den Ausdruck

$$\delta f_{FM} = \delta f_{FP} \cdot \alpha \cdot (1 + \beta^2) / \{2 \cdot (I - 1)\} . \quad (4.140)$$

Durch induzierte Emission wird der Resonator entdämpft und die Halbwertsbreite der Eigenschwingungsresonanz auf den Wert  $\delta f_{FM} \ll \delta f_{FP}$  verkleinert, der durch die spontane Emission ( $\alpha$ ) bestimmt ist.

Zur Messung des Frequenzrauschens wird im einfachsten Fall ein Michelson-Interferometer angewendet. Durch den optischen Gangunterschied  $\Delta L$  zwischen den beiden Spiegeln entsteht in der Ebene der Photodiode eine Amplitudenverteilung der Strahlungsintensität durch Interferenz entsprechend  $\cos^2(\pi \cdot \Delta L / \lambda)$ . Ist das Intensitätsrauschen (s. Gl.(4.126)) gegenüber dem Frequenzrauschen klein (was im allgemeinen der Fall ist) und stellt man durch Änderung des Spiegelabstands das Interferometer auf maximale Empfindlichkeit bezüglich der Frequenz (bzw. der Wellenlänge bei  $\Delta L = \lambda \cdot (1 + 2 \cdot m) / 4$ ) ein, so wird an der Flanke dieses Diskriminators das Frequenzrauschen unmittelbar in Intensitätsrauschen konvertiert.

Es sei darauf hingewiesen, daß mit der gleichen Anordnung auch das Intensitätsrauschen gemessen werden kann, wenn nur in der Ebene der Photodiode die maximale Amplitude der Strahlungsintensität (für  $\Delta L = \lambda \cdot m$ ) eingestellt wird, weil dann keine Umwandlung von Frequenzänderungen in Intensitätsänderungen mehr auftritt.



Literatur

- /1/ Lotspeich, J. F.: Explicit general eigenvalue solutions for dielectric slab waveguides. *Appl. Optics* 14 (1975) 327-335
- /2/ Casey, H. C., Jr.: Room temperature threshold-current dependence of GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double heterostructure lasers on x and active layer thickness. *J. Appl. Phys.* 49 (1978) 3684-3692
- /3/ Tsukada, T.: GaAs-AlGaAs buried-heterostructure injection lasers. *J. Appl. Phys.* 45 (1974) 4899-4906
- /4/ Aiki, K.; Nakamura, M.; Kuroda, T.; Umeda, J.: Channeled-substrate planar structure AlGaAs injection laser. *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977) 649-651
- /5/ Amann, M. C.: New stripe-geometry laser with simplified fabrication process. *Electron. Lett.* 15 (1979) 441-442
- /6/ D'Asaro, L.A.: Advances in GaAs junction lasers with stripe geometry. *J. Lumin.* 7 (1973) 310-337
- /7/ Cook, D.D.; Nash, F.R.: Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAlAs lasers. *J. Appl. Phys.* 46 (1975) 1660-1672
- /8/ Plastow, R.; Carter, A. C.: 1.3  $\mu\text{m}$  monomode laser modules for 565 Mb/s and higher rate optical data transmission. 9th European Conference on Optical Communication, Genf, Schweiz, 23.-26. Okt. 1983, 99-102
- /9/ Baack, C.; Elze, G.; Enning, B.; Walf, G.: Modulation behaviour in the Gbit/s range of several GaAlAs lasers. *Frequenz* 32 (1978) 346-350
- /10/ Basov, N. G.: 0-1-dynamics of injection lasers. *IEEE J. Quant. Electron.* QE-4 (1968) 855-864
- /11/ Grothe, H.; Harth, W.: Selfpulsing conditions for semiconductor laserdiodes with saturable absorber. *AEÜ* 37 (1983) 56-59
- /12/ Lau, K. Y.; Bar-Chaim, N.; Ury, I.: Direct amplitude modulation of short-cavity GaAs lasers up to X-band frequencies. *Appl. Phys. Lett.* 43 (1983) 1-3
- /13/ Dymont, J. C.; Cheng, Y. C.; Springthorpe, A.J.: Temperature dependence of spontaneous peak wavelength in GaAs and GaAlAs electroluminescent layers. *J. Appl. Phys.* 46 (1975) 1739-1749

- /14/ Arai, S.; Suematsu, Y.; Itaya, Y.: 1.11-1.67  $\mu\text{m}$  (100) GaInAsP/InP injection lasers prepared by liquid phase epitaxy. IEEE J. Quant. Electron. QE-16 (1980) 197-205
- /15/ Kishino, K.; Aoki, S.; Suematsu, Y.: Wavelength variation of 1.6  $\mu\text{m}$  wavelength buried heterostructure GaInAsP/InP lasers due to direct modulation. IEEE J. Quant. Electron. QE-18 (1982) 343-351
- /16/ Suematsu, Y.: Long wavelength optical fiber communication. Proc. IEEE 71 (1983) 692-721
- /17/ Dumke, W. P.: The angular beam divergence in double-heterojunction lasers with very thin active regions. IEEE J. Quant. Electron. QE-11 (1975) 400-402
- /18/ Casey, H. C., Jr.; Panish, M. B.; Merz, J.L.: Beam divergence of the emission from double heterostructure injection lasers. J. Appl. Phys. 44 (1973) 5470-5475
- /19/ Morgan, D. J.; Adams, M. J.: Quantum noise in semiconductor lasers. Phys. stat. sol. (a) 11 (1972) 243-253
- /20/ Petermann, K.: Calculated spontaneous emission factor for double heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding. IEEE J. Quant. Electron. QE-15 (1979) 566-570
- /21/ Jäckel, H.: Lichtemissionsrauschen und dynamisches Verhalten von GaAlAs-Heterostruktur-Diodenlasern im Frequenzbereich von 10 MHz bis 8 GHz. Dissertation, ETH Zürich (1980)
- /22/ Schimpe, R.; Harth, W.: Theory of FM noise of single-mode injection lasers. Electron. Lett. 19 (1983) 136-137
- /23/ Henry, C. H.: Theory of the linewidth of semiconductor lasers. IEEE J. Quant. Electron. QE-18 (1982) 259-264