

UNIVERSITÄT

PADERBORN

Die Universität der Informationsgesellschaft

FACHBEREICH 6 – PHYSIK

Physikalisches Schwerpunktpraktikum

PE-Optoelektronik

Anleitung zum Versuch:

Laserdioden

Ausgabe: 25. April 2003

©: 2000 H. Suche

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	1
2.1	optische Absorption und Emission in Halbleitern	2
2.1.1	Materialien für Diodenlaser	3
3	Experimente	4
3.1	Fabry-Perot-Laserdiode	4
3.2	DFB-Laserdiode	7
3.3	Charakteristische Temperatur T_0	8
3.4	Relatives Intensitätsrauschen (RIN)	8
3.5	Linienbreite	9
4	Aufgabenstellungen	10

1 Einleitung

Bereits 2 Jahre nach der bahnbrechenden Entdeckung des ersten Lasers, des Rubinlasers, durch Maiman wurde in Halbleitern stimulierte Emission entdeckt [1].

In den darauffolgenden Jahren haben Diodenlaser eine dominierende Rolle auf dem schnell expandierenden Gebiet der Laser eingenommen. Sie sind heute zu nicht mehr wegzudenkenden Schlüsselkomponenten in einer Vielzahl von Anwendungen geworden, wohl am bekanntesten in der optischen Datenspeicherung (CD, CDROM, DVD, MOD) und in der optischen Kommunikation, vor allem über Glasfasernetze.

Dieser bemerkenswerte Erfolg ist sicher darauf zurückzuführen, daß dieser Lasertyp sehr einfach durch Strominjektion direkt elektrisch gepumpt werden kann. Die dabei erforderlichen Spannungsniveaus sind sehr niedrig und deshalb mit integrierten Schaltkreisen völlig kompatibel. Dies eröffnet die Möglichkeit, solche Laser über die Strominjektion direkt bis zu Frequenzen über 20 GHz zu modulieren [2].

Laserdioden können mit denselben mikrolithographischen Verfahren massenproduziert werden wie elektronische Schaltkreise (IC's). Darüberhinaus können sie sogar mit letzteren monolithisch (d. h. auf einem gemeinsamen Substrat) integriert werden. Solche Kombinationen haben das Gebiet der integrierten optoelektronischen Schaltkreise (OEIC's) und der sog. photonisch integrierten Schaltkreise (PIC's) begründet [3] und sind weltweit Gegenstand aktueller Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten.

2 Grundlagen

Bei den photovoltaischen Detektoren haben wir den inneren Photoeffekt als Band-Band-Anregung durch Photoionisation kennengelernt. Auch die direkte Umkehrung dieses Prozesses ist möglich. In das Leitungsband angeregte Elektronen können mit den zurückgelassenen Löchern rekombinieren. Findet dieser Prozess ohne Beteiligung eines Phonons statt, dann wird zur Energieerhaltung ein Photon emittiert (sog. strahlende Rekombination). Aufgrund der erforderlichen Impulserhaltung sind solche strahlenden Rekombinationen nur in Halbleitern mit direkter Bandlücke möglich. Während Photodetektoren sehr wohl in indirekten Halbleitern möglich sind (Beispiel: Elementhalbleiter Si und Ge), kommen diese für Laser nicht in Betracht. Eine umfassende Beschreibung der stimulierten Emission, der Wellenführung, und Ladungsträgeranhäufung in Doppelheterostruktur-PN-Übergängen als Voraussetzung für den Laserbetrieb in Halbleiterresonatoren ist in Referenz [4] zu finden. Hier sollen nur ganz kurz die wichtigsten Aspekte angesprochen werden

2.1 optische Absorption und Emission in Halbleitern

Für einen einfachen parabolischen Bandverlauf erhält man als Absorptions-/Verstärkungs-koeffizienten nach [4]:

$$\alpha(\hbar\omega) = C * \left[\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{m_e(E_g - \hbar\omega)}{(m_e + m_h)kT} - \frac{E_{fv} - E_v}{kT}\right)} - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{m_h(\hbar\omega - E_g)}{(m_e + m_h)kT} - \frac{E_{fc} - E_c}{kT}\right)} \right] \quad (1)$$

Der Vorfaktor C hat folgende Abhängigkeit:

$$C = \frac{q^2 |M_{cv}^2| (2m_r)^{3/2}}{2\pi m_0^2 \hbar^3 n c \epsilon_0 \omega} \sqrt{\hbar\omega - E_g} \quad (2)$$

Wie man leicht erkennen kann, wird α negativ, wenn der 2. Term in obiger Gleichung den 1. übertrifft. Dies ist dann der Fall, wenn mehr Relaxationsvorgänge vom Leitungs- in das Valenzband stattfinden als Anregungsvorgänge in umgekehrter Richtung. Dafür ist eine Besetzungsinversion erforderlich, die durch elektrisches Pumpen der Elektronen in das Leitungsband und der Löcher in das Valenzband erreicht werden kann. Elektronen- und Löcherinjektion erfordern einen pn-Übergang, der nun im Gegensatz zu Photodioden in Durchlaßrichtung vorgespannt wird (siehe Abb. 2.1).

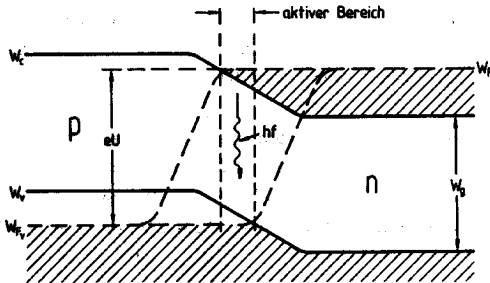


Abb. 2.1: schematische Darstellung eines entarteten (Erklärung siehe Text), in Durchlaßrichtung gepolten pn-Überganges

Sind die p- und n-Zonen des Übergangs hinreichend hoch dotiert, so entarten die Quasiferminiveaus praktisch mit den jeweiligen Bandkanten. Elektrische Neutralität im thermischen Gleichgewicht bedeutet dann, daß die Bandkanten am pn-Übergang um die Differenz der Quasiferminiveaus (siehe auch die Diskussion zur Diffusionsspannung in der Literatur) versetzt sein müssen. Im gepumpten Nichtgleichgewichtszustand sind die Quasi-Ferminiveaus E_{fv} und E_{fc} nicht mehr gleich dem globalen Fermienergie des Halbleiter-pn-Übergangs. Wie in Abb. 2.1 dargestellt, wird der Bandkantenversatz in einem Übergangsbereich durch Vorspannung in Flußrichtung

abgebaut. Dadurch können Elektronen in Richtung p-Zone und Löcher in Richtung n-Zone diffundieren und im Überlappungsgebiet strahlend rekombinieren. Dabei kann die Emission die Absorption überwiegen und durch Stimulation Verstärkung erreicht werden.

Generell muß die sog. Bernard-Durafourg-Inversionsbedingung erfüllt sein [5]:

$$\hbar\omega \leq E_{fc} - E_{fv} \quad (3)$$

Die strahlende Rekombinationsrate und damit der erreichbare Verstärkungsfaktor sind abhängig von der Elektronen- und Lochdichte im i. d. R. undotierten Übergangsgebiet. Mehrere Maßnahmen dienen dazu, diese Ladungsträgerdichten zu erhöhen und die Stimulation durch das Strahlungsfeld möglichst effizient zu machen. Sogenannte Doppelheterostrukturen sorgen zum einen aufgrund materialabhängiger Bandlücken für ein sog. Ladungs-“Confinement“, zum anderen durch materialabhängige Brechungsindizes für optische Wellenführung. Diese verbessert den Überlapp zwischen der Ladungsträgerverteilung und dem Strahlungsfeld und damit die Stimulationsrate (siehe auch Einsteinsche Theorie der stimulierten Emission).

2.1.1 Materialien für Diodenlaser

Wie bereits oben erläutert, kommen für Laserdioden nur direkte Halbleiter in Frage. Dabei bestimmt die effektive Bandlückenenergie die Emissionswellenlänge wenn die Rückkopplung im Laserresonator spektral breitbandig ist. In Abb. 2.1.1 ist für eine Vielzahl von binären III-V-Verbindungshalbleitern und zum Vergleich auch für die Elementhalbleiter Si und Ge die Gitterkonstante gegen die Bandlückenenergie bzw. -wellenlänge aufgetragen.

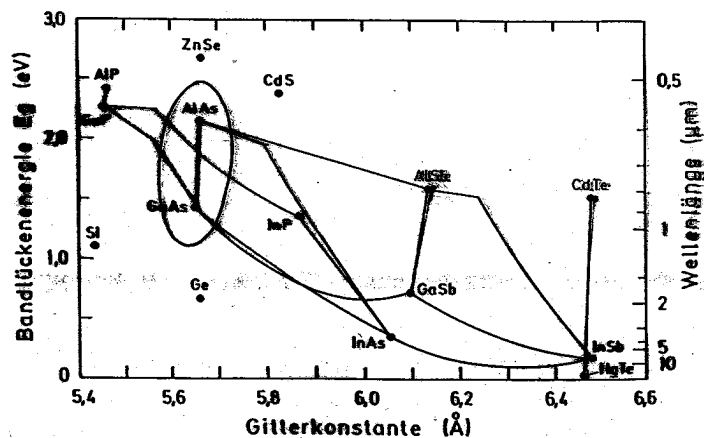


Abb. 2.1.1: Darstellung der Bandlückenenergie und der zugehörigen Wellenlänge über der Gitterkonstanten verschiedener Halbleiter (Elementhalbleiter Si und Ge, binäre Verbindungshalbleiter und deren Mischkristallverbindungen)

Angedeutet sind die ternären Verbindungen durch Verbindungslinien zwischen den Binären. Wichtig für ein epitaktisches Wachstum von Schichtstrukturen, wie sie in Diodenlasern benötigt werden, ist eine Gitteranpassung. Sie kann durch quaternäre Mischkristalle mit einer Zusammensetzung entsprechend der vertikalen Verbindung zwischen zwei Binären erreicht werden. So lassen sich z. B. gitterangepaßte Schichten von $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ auf InP wachsen. Aufgrund der zwei einstellbaren Parameter ist Gitteranpassung und Wahl der Bandlückenenergie gleichzeitig möglich. Dies wird in sogenannten Heterostrukturübergängen ausgenutzt (s. o.).

Die für Laserdioden wichtigsten III-V-Verbindungshalbleiter haben Bandlücken im sichtbaren (sogar UV) bis nahen infraroten Spektralbereich.

- InGaAlN-Dioden: UV bis grün [7]
- GaAlAsP-Dioden: rot
- GaAlAs-Dioden: 750-900nm. Diese ternäre Verbindung ist ein Sonderfall, da hier zufällig ternäre $GaAs_{1-x}As_x$ -Mischungen mit beliebigem x auf GaAs gitterangepaßt sind. GaAlAs-Dioden findet man heute massenweise in CD-/CDROM-Laufwerken. Aufgrund der höheren Speicherdichte wird jedoch angestrebt, in Zukunft auf kürzere Wellenlängen (blau) umzusteigen.
- InGaAsP: Emission in den wichtigen Bereichen der optischen Telekommunikation um $1,3\ \mu\text{m}$ und zunehmend um $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge.

GaAlAsP- und InGaAsP-Dioden werden in diesem Experiment untersucht.

3 Experimente

Für experimentelle Untersuchungen stehen zwei verschiedene Typen von Diodenlasern zur Verfügung:

- GaAlAsP-Laserdiode mit Fabry-Perot-Resonator
- InGaAsP-Laserdiode mit DFB-Resonator

3.1 Fabry-Perot-Laserdiode

Bereits die unbehandelten Endflächenfacetten des Laserchips wirken als Spiegel (siehe Abb. 3.1.1) aufgrund des hohen Brechungsindexsprunges (das Halbleitermaterial hat einen Brechungsindex von ca. 3.5; vgl. Fresnel Formel für Reflexion an einem Brechzahlprung). Eine zusätzliche Verspiegelung ist nicht erforderlich, um die erforderliche Rückkopplung für den Laserbetrieb zu erzeugen. Da der Brechzahlprung

über einen weiten Wellenlängenbereich nahezu konstant ist, sind solche Resonatoren extrem breitbandig. Deshalb ist es schwierig, einen Fabry-Perot Laser mit sehr schmalbandiger oder sogar longitudinal einmodiger Emission zu realisieren. In dieser Hinsicht sind indexgeführte (“index-guided“) Laser sog. gewinngeführten (“gain-guided“) Lasern überlegen [4]. Bekannte indexgeführte Diodenstrukturen sind z. B. in Abb. 3.1.2 gezeigt.

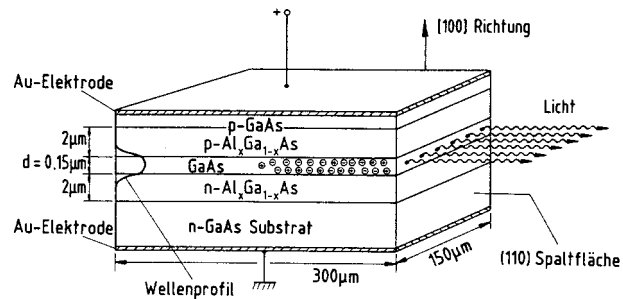


Abb. 3.1.1: schematische Darstellung der Struktur und Funktion einer Fabry-Perot Laserdiode.

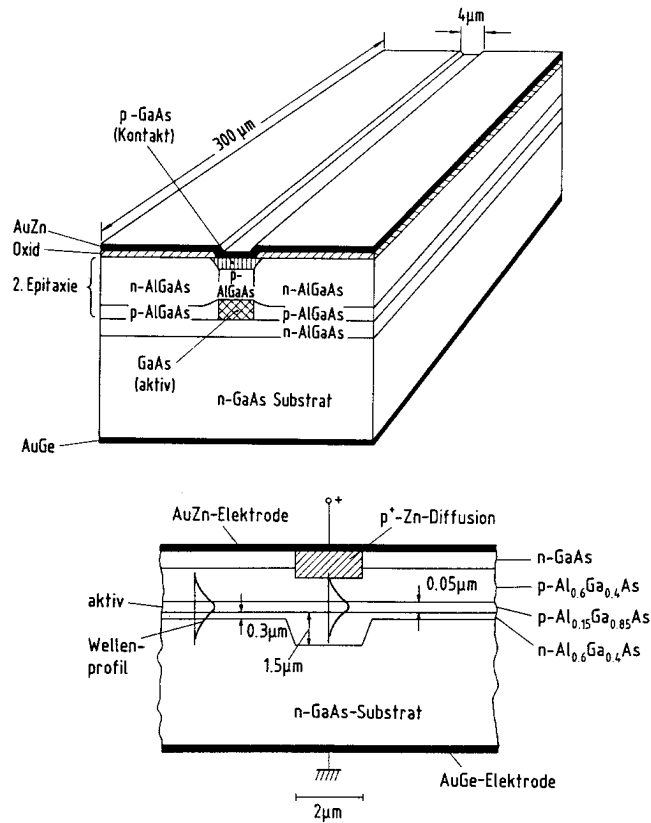


Abb. 3.1.2: Querschnitt durch zwei indexgeführte Diodenlaserstrukturen: oben: vergrabene Heterostruktur (BH); unten: CSP (channeled substrate planar structure) Struktur.

Die Dicke der aktiven (Rekombinations-)Zone ist i. d. R. sehr viel geringer als die laterale Breite des optischen Wellenleiters. Deshalb ist der Beugungsöffnungswinkel des Fernfeldes (siehe Abb. 3.1.3) von transversal einmodigen Laserdioden senkrecht zum pn-Übergang sehr viel größer als parallel dazu.

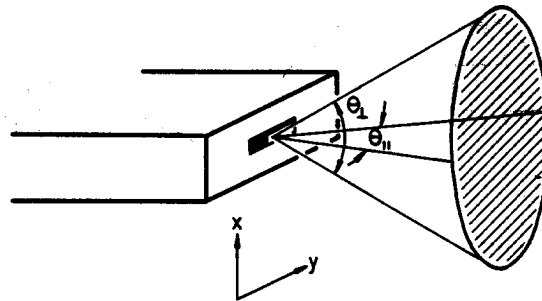


Abb. 3.1.3: schematische Darstellung der Abstrahlcharakteristik einer Fabry Perot Laserdiode.

Die zu untersuchende Laserdiode HL6312G von Hitachi ist eine indexgeführte CSP-Diode mit Fabry-Perot-Resonator.

Die Treiberplatine für die Laserdiode ist bereits in den Laserkopf (rundes, drehbar gelagertes Gehäuse) integriert. Sie wird von einem kleinen Steckernetzteil mit der erforderlichen DC-Spannung versorgt. Der Injektionsstrom ist voreingestellt.

Um die winkelabhängige Fernfeldintensitätsverteilung ausmessen zu können, ist eine Schwenkeinrichtung mit Detektorhalterung und Lochblende vorhanden. Durch Drehen des Laserkopfes kann die Verteilung parallel und senkrecht zum pn-Übergang ausgemessen werden.

3.2 DFB-Laserdiode

Longitudinal einmodiger Laserbetrieb kann dann sicher erzwungen werden, wenn die Reflexionsbandbreite der Rückkopplung extrem gering ist. Solche wellenlängenselektiven Spiegel kann man durch sogenannte verteilte Rückkopplung in einer Brechzahlgitterstruktur realisieren. Eine periodische Modulation des effektiven Brechungsindex koppelt vorwärts- und rückwärtslaufende optische Moden durch den optischen Bragg-Effekt. Die Braggwellenlänge λ_B , bei der die maximale Reflexion auftritt, ist durch die Beziehung gegeben:

$$\Lambda = m(\lambda_B/2n_{eff}) \quad (4)$$

Dabei ist Λ die Gitterperiode, m die Ordnung der Bragg-Reflektion und n_{eff} der effektive Brechungsindex der optischen Mode im Wellenleiterresonator. Zwei verschiedene Möglichkeiten für Laser mit verteilter Rückkopplung sind zu unterscheiden (siehe Abb. 3.2):

1. aktive (verstärkende) Zone und Rückkopplungszone fallen zusammen. Solche Laser nennt man DFB-(Distributed-FeedBack-) Laser.
2. aktive (verstärkende) Zone und Rückkopplungszone sind räumlich getrennt. Für diese Laser hat sich die Bezeichnung DBR-(DistributedBraggReflector-) Laser eingebürgert.

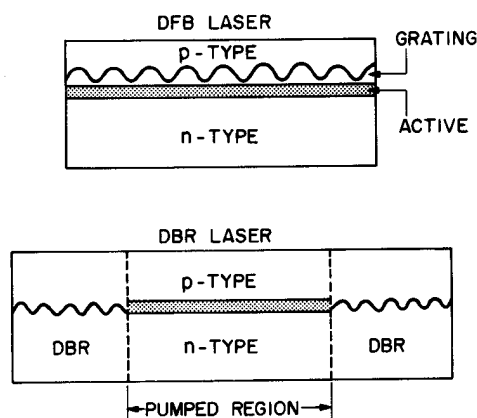


Abb. 3.2: schematische Darstellung des Aufbaus von DFB- und DBR-Laserdioden.

Die zu untersuchende DFB-Laserdiode FLD150F3CJ/353 von Fujitsu emittiert um 1550nm (die genaue Wellenlänge sollen Sie temperaturabhängig bestimmen (s. u.)). Die Temperatur des Lasers wird mittels Thermistor (NTC-Widerstand) und thermoelektrischem Kühler/Heizer (TEC) vom Dioden-Kontroller überwacht und geregelt. Der Diodenkontroller erlaubt die Einstellung des Soll-Thermistorwiderstandes und die Auslesung des Ist-Thermistorwiderstandes. Daneben können der aktuelle Injektionsstrom und der TEC-Strom abgelesen werden.

3.3 Charakteristische Temperatur T_0

Die Leistungscharakteristik von Laserdioden wird mit zunehmender Temperatur schlechter. Unter anderem nimmt die Phononendichte mit der Temperatur zu und strahlungslose phononinduzierte Rekombinationsprozesse nehmen zu. Dies zeigt sich in einem Anstieg des Schwellstroms und einer Abnahme der Leistungskonversion ("slope efficiency"). Empirisch ist ein exponentieller Anstieg des Schwellstroms gefunden worden [9]:

$$I_{th}(T) = I_0 * exp(T/T_0) \quad (5)$$

3.4 Relatives Intensitätsrauschen (RIN)

Die Ausgangsleistung jedes Diodenlasers schwankt zeitlich, weil sich der kohärenten Emission stets spontane Emission überlagert. Solche Intensitätsfluktuationen werden charakterisiert durch das relative Intensitätsrauschen (Relative Intensitäts Noise: RIN). Eine ausführliche Beschreibung dieses Rauschphänomens sowie die Definition des RIN und Methoden zu seiner Messung sind in [8] beschrieben. Wird die optische Rauschleistungsdichte p_ω mit einer Auflösungsbandbreite (resolution bandwidth) $\Delta\nu$ gemessen und ist $\langle P \rangle$ die mittlere optische Leistung, die die Laserdiode emittiert, so gilt für das RIN :

$$RIN = \frac{2\Delta\nu\langle |p_\omega|^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad (6)$$

Für ideale Detektion ist der Detektorstrom direkt proportional zur optischen Leistung und der Quantenwirkungsgrad 1. In diesem Fall kann das RIN direkt durch die spektrale Detektorstromrauschdichte i_ω und den mittleren Detektorstrom I ausgedrückt werden:

$$RIN = \frac{2\Delta\nu\langle |i_\omega|^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} \quad (7)$$

Wichtig ist, daß das detektierte Intensitätsrauschen über der quantenmechanischen unteren Rauschgrenze des Detektors liegt. Diese ist gegeben durch:

$$RIN = \frac{2\Delta\nu e}{\langle I \rangle^2} \quad (8)$$

3.5 Linienbreite

Laserdioden sind transvers einmodig, wenn sie indexgeführt sind und die aktive Zone nur hinreichend schmal ist. Was das longitudinale Modenspektrum anbetrifft, so findet man oberhalb der Laserschwelle ein Ausgangsspektrum, daß typischerweise so aussieht wie im Einschub in Abb. 3.5 dargestellt. Hier sind Spektren eines Lasers mit Pilzstruktur [10] für verschiedene hohe Ausgangsleistungen gezeigt.

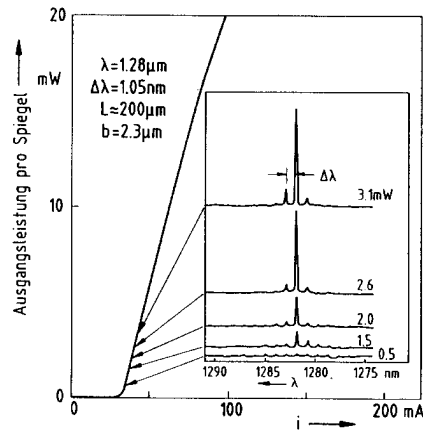


Abb. 3.5: Leistungscharakteristik und Spektren für verschiedene Ausgangsleistungen (Einschub) einer Laserdiode mit Pilzstruktur [10].

Mit zunehmendem Injektionsstrom wird die zentrale Lasermode immer dominanter, so daß das Laserspektrum bei hohen Ausgangsleistungen praktisch einmodig ist. Unterhalb der Laserschwelle dominiert die spontane Emission und das Spektrum wird multimodig mit einer sehr geringen spektralen Leistungsdichte in den einzelnen longitudinalen Moden.

4 Aufgabenstellungen

1. Messen Sie die Intensitätsverteilung eines im sichtbaren Spektralbereich emittierenden Fabry-Perot-Typ Diodenlasers winkelabhängig aus und bestimmen Sie durch Anwenden Gauß'scher Optik die Nahfeldverteilung. Diskutieren Sie das Ergebnis.
2. Vermessen Sie das longitudinale Modenspektrum derselben Laserdiode und bestimmen Sie aus der spektralen Breite die zeitliche Kohärenz des Lasers. Ist dieser Laser für den Einsatz in Interferometern geeignet?
3. Messen Sie die Leistungscharakteristik eines DFB-Diodenlasers für Chip-Temperaturen im Bereich 0 bis 40 °C aus. Bestimmen Sie aus der Änderung des Schwellstroms die charakteristische Temperatur T_0 dieses Lasers. Wie ändert sich die Quantenausbeute des Lasers? Wie verschiebt sich die Emissionswellenlänge mit der Temperatur? Vergleichen Sie die beobachtete Temperaturempfindlichkeit mit der Änderung der DFB-Gitterkonstantenen für InP.
4. Messen Sie die Linienbreite des DFB-Lasers. Wie groß ist seine Kohärenzlänge mindestens (warum die Einschränkung: mindestens)? Sollten Sie zu dem Schluß kommen, daß die Auflösung des Fabry-Perot-Spektrumanalysators nicht ausreicht, überlegen Sie, mit welcher Methode eine genauere Bestimmung der spektralen Breite des Lasers möglich sein sollte.

Literatur

- [1] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent Light Emission from GaAs Junctions“, Phys. Rev. Lett., **9**, 366 (1962)
- [2] K. Y. Lau, and A. Yariv, “Ultra-High-Speed Semiconductor Lasers“, IEEE J. Quantum Electron. **QE-21**, 125 (1985)
- [3] A. Yariv, “The Beginning of Integrated Optoelectronic Circuits“, IEEE Trans. Electron. Devices **ED-31**, 1656 (1984)
- [4] K. J. Ebeling, “Integrierte Optoelektronik (Wellenleiteroptik, Photonik, Halbleiter)“, 2. Auflage, ISBN 3-540-54655-3, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1992,
- [5] W. Harth und H. Grothe, “Sende- und Empfangsdioden für die Optische Nachrichtentechnik“, Teubner Studienskripten, 1984, ISBN 3-519-00102-0
- [6] A. Yariv, “Quantum Electronics, Third Edition“, John Wiley & Sohns, New York, ISBN 0-471-60997-8, 1989
- [7] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Hiyoku, Appl. Phys. Lett., **70**, 1417 (1997)
- [8] K. Petermann, “Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, ISBN 90-277-2672-8 (HB) Dordrecht, Boston, London (1991)
- [9] G. P. Agrawal and N. K. Dutta: “Long-Wavelength Semiconductor Laser Devices“, Van Nostrand Reinhard, New York (1986)
- [10] H. Burkhard, E. Kuphal, “Three- and four-layer LPE InGaAs(P) mushroom stripe lasers for $\lambda=1.30, 1.64, \text{ and } 1.66\mu\text{m}$ “, IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 650 (1985)