

**Heinrich-Hertz-Institut
für Nachrichtentechnik
Berlin GmbH**

Technischer Bericht Nr. 202
Studie über die Einsatzmöglich-
keiten von Epitaxieverfahren für
die Integrierte Optik bei

$$\lambda = 1.3 \text{ } \mu\text{m}$$

Dr.-Ing. H.-P. Nolting

Studie über die Einsatzmöglichkeiten von Epitaxieverfahren

für die Integrierte Optik bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

Zusammenfassung

Es wird ein Katalog von Forderungen der Integrierten Optik an ein Epitaxieverfahren aufgestellt, die zum Teil aus Eigenschaften von Bauelementen hergeleitet werden. Die Vor- und Nachteile der LPE-, CVD- und MBE-Verfahren werden für die Materialsysteme Ga Al As/Ga As und In Ga As P/In P diskutiert. Mit Hilfe von Modellvorstellungen über die Epitaxieverfahren wird eine Extrapolation vom besser bekannten System Ga Al As auf In Ga As P versucht, um die Zukunftsaussichten abzuschätzen. Die Studie kommt zu dem Schluß, daß wahrscheinlich alle drei Verfahren laseraktive Schichten aus In Ga As P/In P liefern und daher für diskrete Bauelemente geeignet sind. Für die Integrierte Optik ist vermutlich das LPE-Verfahren ungeeignet, da ohne großen technischen Aufwand die Herstellung von dämpfungsarmen, dünnen Wellenleitern nicht möglich ist. Nur CVD- und MBE-Verfahren mit ihrer monomolekularen Schichtenkontrolle erlauben die Realisierung von Schichten mit definierter Zusammensetzung, Dicke und ungestörter, planer Oberfläche über große Substratbereiche und damit von Wellenleitern mit geringen Streuverlusten.

Bearbeiter:

Hans-Peter Nolting

(Dr.-Ing. H.-P. Nolting)

H. Ohnsorge

WISS. TECHN. GESCHÄFTSFÜHRER

(Dr. Horst Ohnsorge)

M. Herold

ABTEILUNGSLEITER

(Dr. Wolf Herold)

Studie über die Einsatzmöglichkeiten von Epitaxieverfahren
für die Integrierte Optik bei $\lambda = 1,3, \mu\text{m}$

I. Einleitung

Wird Integrierte Optik bei einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 1,3, \mu\text{m}$ betrieben mit dem Ziel, sowohl passive Wellenleiter als auch aktive Bauelemente - DH-Laserdioden, Detektoren etc. - auf einem Substrat zu vereinigen, so kommen als Materialien nur Mischkristalle der III-V-Verbindungen in Frage. Am aussichtsreichsten erscheinen aus heutiger Sicht Epitaxieschichten aus $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ auf InP-Substrat, die bei geeigneter Mischung die beiden Bedingungen

- a) gleiche Gitterkonstante von Substrat und Epitaxieschicht
- b) geeigneter Bandabstand für ein Bauelement bei $\lambda = 1,3, \mu\text{m}$

erfüllen. Es sind sowohl Laserdioden /11, 18/ als auch Avalanche Dioden /17 - 20/ aus diesem Material im Wellenlängenbereich von $\lambda = 0,9, \mu\text{m} \dots 1,7, \mu\text{m}$ /43/ hergestellt worden.

Die zur Verfügung stehenden Epitaxieverfahren sind

I	Flüssigphasenepitaxie	LPE
II	Molekularstrahlepitaxie	MBE
III	Gasphasenepitaxie	CVD

die besonders an seit längerer Zeit untersuchten $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -Schichten auf GaAs-Substraten optimiert worden sind. Da der Stand der GaAlAs-Technologie weiter fortgeschritten ist als die InGaAsP-Technologie, sollen in diesem Vergleich Ergebnisse und Erkenntnisse beider Materialien zur Beurteilung der Technologien herangezogen werden.

Ausgehend von einem Katalog von Forderungen der Integrierten Optik an ein Epitaxieverfahren (Abschnitt II und Tabelle 1), die zum Teil aus Eigenschaften von Bauelementen in Abschnitt III hergeleitet werden, und einer Diskussion der einzelnen Epitaxieverfahren (Abschnitt IV) wird im Abschnitt V ein Resümee gezogen. Dazu wurde eine Tabelle aufgestellt, die Forderungen und Kriterien zu ihrer Überprüfung enthält. Für jede der drei Technologien wurde für beide Materialsysteme GaAlAs/GaAs und InGaAsP/InP der Stand der Technik mit Quellenangabe in der Tabelle eingetragen. Zum leichteren Zuordnen der einzelnen Punkte der Tabelle zu den Textstellen, an denen sie behandelt werden, wurden die Forderungen (F1, ..., F 10) und die Kriterien (K 1, ..., K 37) durchnumeriert und die Nummern am Rande des Textes bei ihrer Behandlung vermerkt. Mit Hilfe der in Abschnitt IV dargestellten Modellvorstellungen über die Epitaxieverfahren wird eine Extrapolation vom System GaAlAs auf InGaAsP versucht, um die Zukunftsaussichten abzuschätzen.

II. Forderungen der Integrierten Optik an ein Epitaxieverfahren

Für die Realisierung von Bauelementen der Integrierten Optik wird ein Epitaxieverfahren benötigt, das

- F1 1. Quaternäre III-V-Mischkristall-Schichten hoher Qualität mit unterschiedlichen elektrischen und optischen Eigenschaften herzustellen und
- F8 2. Mustererzeugung dieser Schichten in spezifischen Formen und Zuordnungen im Mikronbereich durchzuführen erlaubt.

Aus dem Punkt 1 ergeben sich folgende Forderungen:

- F1 Es soll jede beliebige Mischung der quaternären III-V-Verbindung $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ im interessierenden Wellenlängenbereich $\lambda = 0,92 \dots 1,65 \mu\text{m}$, d.h. $0 \leq x \leq 0,47$ und $0 \leq y \leq 1,0$ /51/ als gitterangepaßte Epitaxie-Schicht ($y \cong 2,14 x$) mit großer Homogenität und Reinheit herstell-
- F2 bar sein. Die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit, mit der das Mischungsverhältnis eingestellt werden kann, ist wichtig für den Grad der erreichbaren Gitteranpassung. Fehlerangepaßte Epitaxie-Schichten zeigen schlechtes Kristallwachstum. So geben G.E. Stillman et.al./50/ z. B. eine Grenze von $\frac{\Delta a}{a} = 0,03 \%$ für $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ an. Aus Vegards' Gesetz über die Gitterkonstante eines Mischkristalls kann man die Fehlanpassung zu 0,1 % für Fehler von $\pm 0,01$ in x und y abschätzen (siehe auch /52/). Die Materialzusammensetzung muß also genauer als auf $\pm 1 \%$ sein. Darüber hinaus
- F3 soll die Epitaxieschicht fehlerfrei über einen großen, zusammenhängenden Bereich der Substratfläche sein, weil für die Integration mehrerer Bauelemente auf einem Substrat eine entsprechend große Fläche benötigt wird.
- F5 Die Reinheitsforderung ergibt sich z.B. aus der optischen Absorption freier Ladungsträger (s. Dämpfung von Wellenleitern (Abschnitt III)) und der Vermeidung tiefer Störstellen, die als Rekombinationszentrum für nichtstrahlende

Übergänge wirken können. Die nichtstrahlende Rekombination tritt dann als Konkurrenzprozeß zur stimulierten Emission der Laserdiode auf und erhöht die Schwellstromdichte. Die Herstellung von unkompenziertem Halbleitermaterial mit Ladungsträgerdichten kleiner als 10^{16} cm^{-3} (s. Abschnitt III) und Beweglichkeiten bei Raumtemperatur von einigen $10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ stellt sicher eine Minimalforderung dar.

F6 Um die elektrischen und optischen Eigenschaften gezielt einstellen zu können, sollte eine Dotierung sowohl n- als auch p-leitend bis in den Bereich 10^{19} cm^{-3} möglich sein. Für einige Anwendungen ist die willkürliche Einstellung eines Schichtprofils wünschenswert (z.B. Multilayer für Quanteneffekte).

F2 Zur Herstellung von Wellenleitern - speziell auch bei Laserdioden - sollte die Schichtdicke reproduzierbar einstellbar sein. Verlangt wird konstante Schichtdicke auf einem Substrat und von Substrat zu Substrat bei verschiedenen Durchgängen.

F4 Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung von Epitaxieschichten stellt die Ebenheit und Störungsfreiheit von Oberflächen dar. Wie im Abschnitt III gezeigt wird, sollte die RMS-Amplitude von Oberflächenunebenheiten kleiner als $0,01 \mu\text{m}$ sein.

F8 Die Mustererzeugung erfolgt im allgemeinen in einem separaten Prozeßschritt im Anschluß an die Schichtherstellung (subtraktive Maskentechnik) durch Entfernung nichtbenötigter Teile der Schicht. Dazu muß es möglich sein, die Epitaxie zu unterbrechen und anschließend wieder fortzusetzen. Chemisch sehr aktive Atome an der Oberfläche, wie z. B. Al können Verbindungen mit der Luft oder dem Wasserdampf eingehen, die so stabil sind, daß sie das Aufbringen einer weiteren Epitaxieschicht verhindern (z.B. bei LPE).

- F5 Für die Wahl einer bestimmten Technologie spricht die erfolgreiche Realisierung von diskreten Bauelementen der Integrierten Optik. Da entsprechende Erfolge für das Materialsystem InGaAsP nicht für alle Verfahren bekannt sind, wurden einzelne Bauelemente-Parameter, die signifikant für die Epitaxie sind, von ähnlichen Materialsystemen in der Tabelle aufgenommen. Dies soll eine Extrapolation erleichtern. Als letzter Punkt des Forderungskatalogs wurde die Eignung für eine Großserienfertigung aufgenommen. Dieser Punkt wird nur qualitativ behandelt.
- F10

III. Eigenschaften von Bauelementen der Integrierten Optik und daraus abgeleitete Forderungen an die Technologie

Eigenschaften eines Wellenleiters

Der Wellenleiter hat die Aufgabe, Licht möglichst störungsfrei von einem Bauelement zu einem anderen Bauelement der Integrierten Schaltung zu führen. Es wird dabei die Führung der Lichtwelle in einer 3-Schichtenstruktur ausgenutzt, wobei die mittlere Schicht - der Kern - einen höheren Brechungsindex hat als die beiden äußeren Schichten - der Mantel. Für die Integrierte Optik wird im allgemeinen ein Streifenwellenleiter benötigt, da mehrere Bauelemente nebeneinander liegen können.

Die Streifenwellenleiter werden so dimensioniert sein, daß nur der Grundmode ausbreitungsfähig ist. Da sie mit der aktiven Zone von Laserdioden oder Detektoren verknüpft werden, wird ihre Kern-Schichtdicke in der gleichen Größenordnung, d.h. unter $1 \mu\text{m}$, liegen.

Dämpfung eines Wellenleiters

Die wichtigste physikalische Größe, die die Güte eines Wellenleiters beschreibt, ist die Dämpfung des Lichts. Wird die Integrierte Optik technisch genutzt, so wird eine maximale Dämpfung des Wellenleiters benötigt, z.B.

$$\alpha \leq 1 \text{ cm}^{-1} \quad \alpha = \text{exponentielle Dämpfungskonstante}$$

Die Gesamtdämpfung eines Wellenleiters setzt sich zusammen aus dem Anteil der freien Ladungsträgerabsorption α_{fc} , der Streuverluste α_s , der Koppelverluste α_c und der Verluste durch Modenkonversion α_H /43/.

Für die freie Ladungsträgerabsorption gilt nach /43/

$$\alpha_{fc} \text{ (cm}^{-1}\text{)} = 3 \cdot 10^{-18} n + 7 \times 10^{-18} p$$

für GaAs bei Raumtemperatur in der Nähe der Absorptionskante.

Fan /53/ gibt für die freie Ladungsträger-Absorption bei $\lambda = 9, \mu\text{m}$ folgende experimentellen Werte an:

	$\alpha/n \text{ [cm}^{-1}/\text{cm}^{-3}\text{]}$	P
InP	$4 \cdot 10^{17}$	2,5
InAs	$4,7 \cdot 10^{17}$	3
GaP	$(32 \cdot 10^{17})$	1,8
GaAs	$3 \cdot 10^{17}$	2'

wobei $\alpha \sim \lambda^P$ ist.

In erster Näherung kann man daher für den Mischkristall einen Wert von $\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)} = 1 \cdot 10^{-17} \cdot n \text{ cm}^{-3}$ ansetzen, woraus folgt, daß $n, p \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ oder besser, daß die unkompensierte Elektronendichte $n \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sein soll.

Die Streuverluste α_s werden erzeugt von Störungen und Irregularitäten der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel des Wellenleiters. Verschiedene Autoren /54, 55, 56/ haben sich mit der Berechnung der Streuverluste speziell für den Wellenleiter von $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ DH-Laserdioden beschäftigt. Ausgehend von der Beobachtung der gestörten Oberfläche von LPE-Schichten und der Messung der Oberflächenwelligkeit mit Höhenunterschieden von 300 \AA bis 600 \AA /39, 54/ wurden verschiedene rechenbare Modelle zur Beschreibung der Irregularitäten benutzt. Es wurden abrupte und getaperte Änderungen der Kernschichtdicke sowie Unterbrechungen der Kernschicht /54/, periodische Änderungen

der Kernschichtdicke und der Wellenleiterrichtung, sowie statistisch verteilte Unebenheiten, die durch eine Höhe und eine Abklingkonstante beschrieben werden, betrachtet. Alle diese Rechnungen zeigen, daß eine derartig gestörte Grenzfläche bei Dicken der Kernschicht unter $1\text{ }\mu\text{m}$ zu Dämpfungskonstanten weit größer als $\alpha = 1\text{ cm}^{-1}$ führen. Nach /55/ führt eine RMS Rauigkeit von $0,01\text{ }\mu\text{m}$ bereits zu einer Dämpfungskonstante von $\alpha = 12\text{ cm}^{-1}$. Diese Rechnung gilt für GaAlAs-DH-Laserdioden, deren Dicke d der aktiven Schicht und deren Aluminiumgehalt x der Mantelschicht auf minimale Dämpfung bei gleichzeitiger Erfüllung der für den Laserbetrieb notwendigen Bündelung der Ladungsträger in der aktiven Zone optimiert sind. Die Dämpfung durch Streuung nimmt ab, wenn die Schichtdicke des Kerns erhöht oder der Brechungsindex zwischen Kern und Mantel erniedrigt wird /55/. Eine Abschätzung der Dämpfungskonstante α_s für Wellenleiter aus InGaAsP/InP (s. Anhang A) zeigt für eine Rauigkeit mit einer RMS-Amplitude von $0,01\text{ }\mu\text{m}$ für Kernschichtdicken unter $d = 1\text{ }\mu\text{m}$ Werte von $\alpha = 1 \dots 5\text{ cm}^{-1}$.

Nash et.al. /54/ haben die mittlere Streuung von periodischen Störungen der Länge $\lambda = 10\text{ }\mu\text{m}$ bei Laserdioden mit einer Dicke von $0,15\text{ }\mu\text{m}$ berechnet und erhalten für Störampplituden von $a = 0,01\text{ }\mu\text{m}$ bereits $\alpha = 21,5\text{ cm}^{-1}$. Im Anhang A wurde diese Rechnung für Wellenleiter aus InGaP/InP durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Amplitude a kleiner als $0,01\text{ }\mu\text{m}$ sein muß, um Dämpfungsverluste um $\alpha = 1\text{ cm}^{-1}$ zu erhalten. Bei passiven Wellenleitern liegen die Verhältnisse etwas günstiger als bei der Laserdiode, wenn die Materialzusammensetzung des Kerns so gewählt wird, daß die Bandkante etwas größer ist als die Bandkante des Lasers. Dadurch ist der Brechungsindexsprung an der Grenze Kern-Mantel etwas kleiner, wodurch sich eine Störung weniger bemerkbar macht. Es ist aber zu befürchten, daß die Ankopplung Wellenleiter - aktives Bauelement bedingt durch den dann auftretenden Brechungsindexsprung zu Reflexionen und somit in der Gesamtbilanz zu ähnlich hohen Verlusten führt. Diese Rechnungen gelten für den Fall, daß nur ein Mode ausbreitungsfähig ist und nur eine Wechselwirkung.

mit dem Kontinuum der Abstrahlmoden auftritt. Die Koppelkonstanten für die Wechselwirkung zweier geführter Wellen im dielektrischen Leiter sind sehr viel größer /56/ bei gleicher Störampplitude.

Die experimentellen Werte der Dämpfungskonstanten α_{opt} wurden an sehr reinen Proben aus GaAlAs-Epitaxieschichten gewonnen und zeigen Werte von $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$ oder etwas darüber /12, 13/. Da die Schichtdicken zum Teil über $2d = 1 \mu\text{m}$ liegen, bieten sie keine Bestätigung - bilden aber auch keinen Widerspruch - der berechneten Dämpfungswerte. Die einzigen verfügbaren Dämpfungswerte für dünne Wellenleiter ($d = 1 \mu\text{m}$) lassen sich - wie weiter unten gezeigt - aus dem differentiellen Wirkungsgrad von Laserdioden extrapolieren.

Insgesamt ergeben sich für den Wellenleiter folgende Forderungen:

1. Es soll ein Monomodewellenleiter sein, d.h. die Dicke des Wellenleiters muß kleiner als $0,6 \mu\text{m}$ sein.
2. Der Bandabstand des Wellenleitermaterials soll kleiner sein als der Bandabstand der aktiven Zone des Lasers, um Absorption durch Band-Band-Übergänge auszuschließen.
- F5 3. Die Ladungsträgerdichte soll kleiner als 10^{16} cm^{-3} sein, um Absorption durch freie Ladungsträger zu vermeiden.
- F4 4. Die Störungen der Grenzfläche Kern-Mantel sollen eine RMS-Rauhigkeit haben, die kleiner als $0,01 \mu\text{m}$ ist.
- F2 5. Um definierte Wellenleitereigenschaften zu erzeugen, sollte die Schichtdicke des Kerns sehr genau einstellbar und reproduzierbar sein.

Eigenschaften von Laserdioden

DH-Laserdioden gibt es zur Zeit in einer Vielzahl von Aus-

führungsformen, Strukturen und Herstellungsarten. Es ist nicht Ziel der Arbeit, einen Vergleich der Laserdioden durchzuführen, sondern es sollen Rückschlüsse auf die Einsatzmöglichkeiten der Epitaxieverfahren angestellt werden. Es werden daher nur einige wenige charakteristische Parameter zur Beschreibung benutzt.

Zwei sehr pragmatische und globale Kriterien sind die Fragen:

Gibt es Laserdioden, die bei Raumtemperatur oder höherer Temperatur im Dauerstrich-Betrieb arbeiten?

Wie groß ist die Lebensdauer der Laserdiode (Raumtemperatur, Dauerstrich)?

Sofern beide Fragen positiv beantwortet sind, ist eindeutig klar, daß das benutzte Epitaxieverfahren für die Herstellung von Laserdioden geeignet ist. Leider kann aus einer negativen Antwort noch nicht auf das Versagen eines Epitaxieverfahrens geschlossen werden, da der Entwicklungsstand der Technologien unterschiedlich ist. Um Prognosen zustellen, werden daher Parameter zu Rate gezogen, die Aussagen über Teilerfolge zulassen.

Die Schwellstromdichte J_{th} gibt an, wieviel Strom benötigt wird, um ein Bauelement zum Lasern zu bringen. Hohe Schwellstromdichten deuten daher auf konkurrierende Prozesse, z.B. nichtstrahlende Rekombination bei vergleichbarer Geometrie des Laseraufbaus. Da die nichtstrahlende Rekombination nicht direkt gemessen werden kann, können hierdurch indirekt Aussagen darüber gemacht werden. Das gleiche gilt für den externen differentiellen Wirkungsgrad η_{ext} . Die Streuung dieser Werte erlaubt eine Aussage über die Reproduzierbarkeit der verwendeten Technologie.

B 7

Der differentielle Wirkungsgrad η_{ext} ist mit den Verlusten α_{Rest} für Laser mit breiten Streifen verknüpft über die Beziehung

$$\alpha_{Rest} = \left(\frac{1}{\eta_{ext}} - 1 \right) \cdot \frac{\ln(1/R)}{L} - \alpha_{fc}$$

wenn man die stimulierte Emission $\eta_{stim} = 1$ annimmt. Dabei ist L die Laserresonatorlänge
 R der Reflektionsfaktor.

Für GaAlAs-Laser gilt $\ln(1/R) \approx 1.1$ und $\alpha_{fc} \approx 15 \text{ cm}^{-1}$.
Bei einem η_{ext} von 0,2 und einer Resonatorlänge von $L = 350 \mu\text{m}$ ergibt sich für die Verluste $\alpha_{Rest} = 110 \text{ cm}^{-1}$.

Wenn man Absorption durch zu dünne Mantelschichten ausschließen kann, verbleibt als Erklärung nur noch die Absorption durch Streuung an Störungen der Grenzschicht Kern - Mantel. Nash et al und Thomson et al. /54, 55/ sind dieser Frage theoretisch und durch Untersuchung der Oberfläche von typischen Epitaxieflächen nachgegangen. Diese hohen Dämpfungsverluste kann der Laser wegen seiner hohen Verstärkung leicht kompensieren. Für passive Wellenleiter sind derartige Werte aber nicht zu gebrauchen. In der Tabelle ist daher die nach obiger Formel berechnete Dämpfung α_{Rest} angegeben, um eine Aussage über die Inhomogenitäten im Laser zu erhalten.

η_{ext}	α_{Rest}	GaAlAs Laser, $L = 350 \mu\text{m}$
0,2	110	
0,2	58	
0,4	32	
0,5	16	
0,6	6	

Bei den meisten Laserdioden ist die aktive Schicht undotiert. Man kann daher Aussagen über die Ladungsträgerkonzentration des verwendeten Verfahrens gewinnen, wenn nicht spezielle Untersuchungen zugänglich sind.

Eigenschaften von Detektoren

Es werden auch einige Arbeiten zitiert, die sich mit der Herstellung von Detektoren beschäftigen. Als charakteristische Parameter werden verwendet:

Verstärkung
Quantenausbeute (extern)
Ansprechzeit
Dunkelstromdichte
Signal-Rauschverhältnis

Rückschlüsse auf die Technologie sind beim jetzigen Stand noch nicht möglich.

Aus den Daten der aktiven Bauelemente kann extrapoliert werden, daß der Wellenleiter der Laserdiode eine sehr hohe Dämpfungskonstante α_{opt} hat. Im Zusammenhang mit den Berechnungen von α_{opt} wird dies auf Störungen der Grenzfläche Mantel - Kern zurückgeführt, die besonders bei der Flüssigphasenepitaxie auftreten.

Aus den aktiven Bauelementen können folgende Forderungen abgeleitet werden:

- F 5 1. Hohe Reinheit der aktiven Schicht, um nichtstrahlende Rekombination zu vermeiden.
- F 2 2. Hohe Genauigkeit bei der Einstellung der Mischkristallzusammensetzung und damit des Bandabstandes des Materials.
- F 2 3. Anpassung der Gitterkonstanten des Mischkristalles an das Substrat, um nichtstrahlende Rekombination zu vermeiden.
- F 6 4. Möglichkeit der Dotierung bis in den Bereich 10^{19} cm^{-3} für gute ohm'sche Kontakte.

IV. Diskussion der Epitaxieverfahren

a) Flüssigphasenepitaxie LPE (Liquid Phase Epitaxie)

LPE ist das Wachstum von orientierten einkristallinen Schichten auf einem kristallinen Substrat aus einer gesättigten oder übersättigten Lösung. Das Lösungsmittel ist meist selbst eine Komponente des Festkörpers, dem auch die Dotierstoffe zugemischt werden. Mehrfachsichten werden durch sukzessiven Kontakt des Substrates mit mehreren, unterschiedlichen Lösungen erzeugt. Die typische Wachstumsrate liegt zwischen 0,1 und 1 $\mu\text{m}/\text{min}$.

Das Wachstum ist ein Gleichgewichtsvorgang und wird durch die Temperatur und den Sättigungsgrad bestimmt. Bei nicht völlig gesättigter Lösung tritt daher auch ein Abätzen der vorhandenen Schichten ein. Die Wachstumsgeschwindigkeit wird begrenzt durch die Nachlieferung an gelösten Komponenten (z.B. As bei GaAs in Ga-Lösung). Um Konvektion auszuschalten, wird die Schmelzhöhe im allgemeinen sehr niedrig gehalten und der wachstumsbestimmende Prozeß ist die Diffusion der gelösten Komponente. Bis zur Verarmung der Randschicht erhält man daher nahezu konstante Schichtzusammensetzung, die nur von der Temperatur und der Einwaage abhängt. Es können daher dünne Epitaxieschichten konstanter Zusammensetzung und Dotierung hergestellt werden. Dickere Schichten zeigen eine langsam abnehmende Konzentration der gelösten Komponenten. Willkürliche Schichtprofile lassen sich daher nur durch Mehrfachsichten nach der Schiebeschiffchenmethode erzeugen.

Die Fremdstoffverunreinigung ist zur Zeit beim LPE-Verfahren von GaAs mit 10^{14} cm^{-3} am geringsten von allen Epitaxieverfahren. Werte von 10^{15} cm^{-3} sind typisch. Das hat sicher seine Ursache auch darin, daß in der langen Zeit der Entwicklung dieses Verfahrens gelernt wurde, die Hauptverunreinigungen wirkungsvoll zu bekämpfen.

Ein Vorteil der LPE ist, daß für gelöste Verunreinigungen

mit einer Segregationskonstante k_0 kleiner als 1 ein Reinigungsprozeß mit dem Wachstum verbunden ist. Die Fremdstoffkonzentration hängt daher außer von der benutzten Apparatur und der benutzten Prozeßfolge in erster Linie vom verwendeten Ausgangsmaterial ab.

Die Methode der Flüssigphasenepitaxie ist das zur Zeit am meisten verwendete Verfahren zur Herstellung von Bauelementen der Integrierten Optik aus GaAlAs und InGaAsP. Das liegt daran, daß

- die thermodynamische Beschreibung von Gleichgewichtsprozessen sehr weit fortgeschritten ist,
- es relativ einfach im Labor durchzuführen ist,
- die Prozeßbedingungen für neue Materialsysteme schnell ermittelt werden können,
- die Reinheit der Schichten sehr schnell sichergestellt werden konnte

und daher die ersten Erfolge - speziell Laserdioden mit Dauerstrich-Betrieb bei Raumtemperatur - mit diesem Verfahren erzielt wurden.

Es gibt aber auch eine Reihe von Problemen, die mit diesem Verfahren verbunden sind.

F 2 1. Schlechte Dickenkontrolle bei dünnen Schichten ($d \ll 1 \mu\text{m}$)

Dünne Schichten werden durch kurze Wachstumszeiten im Bereich von wenigen Sekunden realisiert. Die relative Dickenschwankung ist daher bei dünnen Schichten besonders groß. Vor Beginn des Wachstums sind meist kleine Abweichungen des Sättigungsgrades und der Temperatur von Substrat und Schmelze vorhanden. Der Gleichgewichtszustand stellt sich erst kurze Zeit nach Kontakt von Substrat und Schmelze ein, selbst bei Verwendung eines Vorsubstrates. Diese Abweichungen führen zu den starken Streuungen der Schichtdicke, sowohl auf einem Substrat als auch von Substrat zu Substrat.

F 2 2. Schlechte Kontrolle der Zusammensetzung des Mischkristalls bei dünnen Schichten

Das gleiche Argument des Ungleichgewichtes gilt auch hier.

F 4 3. Terrassenbildung

Unter normalen Wachstumsbedingungen treten stets Terrassenbildungen auf. Es handelt sich dabei um Stufensprünge mit Höhen von 300 - 600 Å, die sich in Abständen von 10 - 20 µm wiederholen./54/. Die Ursache liegt in einer leichten Fehlorientierung der Substrate und dem Wachstumsmechanismus der Flüssigphasenepitaxie. Unter normalen Bedingungen ist die Oberfläche von Substraten auf $\pm 0,5^\circ$ genau orientiert, d.h. die singuläre Oberfläche - (z.B. $\langle 100 \rangle$)- liegt um einige zehntel Grad schief zur polierten Oberfläche. Im Gleichgewicht ist die Wachstumsgeschwindigkeit in lateraler Richtung größer als auf singulären Oberflächen. Der Kristall wächst daher an den Stufen weiter. Erst wenn eine genügend starke Übersättigung auf der singulären Oberfläche vorhanden ist, bildet sich ein neuer Kondensationskern und dann über das laterale Wachstum eine neue Ebene. Daher liegen die Stufenhöhe auch stets in der gleichen Größenordnung. Eine Abhilfe ist nur durch sehr großen Aufwand möglich:

A) Exakte Einkristallorientierung mittels Röntgenstrahlen.

Unter der Annahme einer Stufenhöhe von 300 Å und einer Stufenbreite von 1.000 µm ergibt sich eine Genauigkeit der Orientierung von besser als $2 \cdot 10^{-3}^\circ$ oder 7". Dazu muß eine Probenpräparation mit großer Winkeltreue entwickelt werden.

B) Wachstum aus großer Übersättigung

Eine große Übersättigung kann nur mit der Step-cooling Methode eingeleitet und mit großer linearer Abkühlungsrate aufrechterhalten werden /43/. Bei dieser Methode kann ein Vorsubstrat nur schwer eingesetzt werden. Die Wachstumszeit für dünne Schichten wird dann extrem kurz und damit die Kontrolle der Schichtdicke und Zusammensetzung schwierig. Hinzu kommt eine Neigung zur Instabilität des Wachstums bei großer Übersättigung.

Ein terrassenfreies Wachstum bei LPE ist nur mit großem Aufwand zu erreichen.

F 4 4. Randaufwachsungen

Die Erfahrung zeigt, daß die Dicke von LPE-Schichten aus GaAlAs/GaAs am Substratrand in vielen Labors stets dicker ist als in der Mitte. Die Ursache liegt in einer ungleichen Temperaturverteilung der Schmelze an der Wand des Schiffchens. Bei einigen Herstellern ist die Randaufwachsung so stark, daß eine Schmelzverschleppung oder auch Kratzer auf der Epitaxie-Schicht bei der Bewegung der Schmelze in Schiebeschiffchen auftreten. Es gibt aber Methoden, um die Randaufwachsungen in Grenzen zu halten.

F 4 5. Geringe Ausbeute

Kleine Störungen der Substratoberfläche, Inhomogenitäten der Schmelze und der Temperaturverteilung, Randaufwachsungen und Meniskuslinien führen dazu, daß nur Teile des Substrates störungsfrei gewachsen sind. Solange man nur diskrete Bauelemente mit geringen Abmessungen aus diesen Schichten herstellt, haben diese Störungen keinen großen Einfluß, sondern senken nur die Ausbeute. Für Bauelemente der Integrierten Optik werden jedoch großflächige Bereiche mit guter Oberflächengüte, konstanter Schichtzusammensetzung und Schichtdicke benötigt. Bei der LPE ist das nur mit noch größerem Aufwand bei der Plättchenpräparation und Prozeßkontrolle zu erreichen.

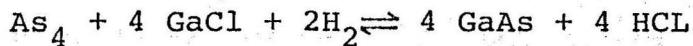
F 6 6. Dotierung

Der Dotierung sind durch das Phasendiagramm bestimmte Beschränkungen auferlegt. Jedoch stehen im Sn und Ge zwei Dotierstoffe bis in den Bereich 10^{19} cm^{-3} zur Verfügung.

b) Gasphasenepitaxie CVD (Chemical Vapor Deposition)

Bei der Gasphasenepitaxie der III - V - Verbindungen wird das aufzuwachsene Material als flüchtige Verbindung in einem H₂-Gasstrom zur Substratoberfläche transportiert, wo es abgeschieden wird. Je nach dem, welche chemische Reaktion für den Prozeß benutzt wird, können drei Verfahren unterschieden werden.

a) Beim Effer-Verfahren wird die V-Komponente aus der chemischen Zersetzung eines Halides (z.B. Arsenrichlorid) und die III-Komponente durch Transport eines Halides (z.B. Galliumchlorid) gewonnen. Dabei wird die Gleichgewichtsreaktion

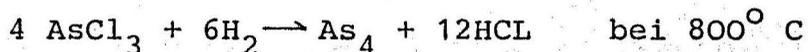


durch die temperaturabhängige Massenwirkungskonstante

$$K(T) = \frac{P_{\text{HCl}}^4}{P_{\text{As}_4} P_{\text{GaCl}}^4 P_{\text{H}_2}^2}$$

mit P = Partialdruck der Komponente

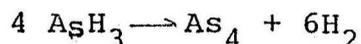
beschrieben. In Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur kann nach dieser Gleichung GaAs abgeätzt oder abgeschieden werden. Dabei wird Arsenrichlorid im H₂-Strom zu einem mit Ga-gefüllten Schiffchen transportiert, wo es sich teilweise zersetzt nach der Gleichung



und eine GaAs-Haut bildet. Das weiterströmende Gas ist im stationären Betrieb angereichert mit As₄ und GaCl, daß sich auf dem Substrat bei tieferer Temperatur nach obiger Gleichung zu GaAs zersetzt.

Die Erfahrung zeigt, daß der Effer-Prozeß wegen der Vielzahl an Komponenten im Gasstrom (z.B. As₂, As, Cl₂, GaCl₃ etc.) und der dadurch bedingten möglichen Reaktionsprodukte schwer durchzuführen ist. Zur Herstellung von GaAlAs ist er wegen der Konkurrenz von Ga- und Al-Reaktionen nicht geeignet.

b) Beim Tietjen-Verfahren wird die V-Komponente durch Hydride (Arsin, Phosphin etc.) in den Reaktionsraum eingeführt und entsteht durch Pyrolyse nach der Gleichung



Die III-Komponente wird wiederum durch die Halide transportiert. Der Vorteil der thermischen Zersetzung der Hydride besteht darin, daß sie nicht reversibel ist. Dadurch tritt eine Entkopplung der Transportreaktionen der III und V Komponenten ein. Es ist möglich, den Partialdruck von As_4 und GaCl getrennt über die Strömungsgeschwindigkeit des AsH_3 und HCl zu regeln. Analog zum MBE-Verfahren wird As dabei im Überschuß zugegeben. Die Zahl der ankommenden Ga-Atome bestimmt die Wachstumsgeschwindigkeit. Beim Tietjen-Verfahren wird die wachstumsbestimmende Komponente nach einem chemischen Gleichgewichtsprozeß (reversibel) abgeschieden. Es kann sowohl geätzt wie aufgewachsen werden. Bei üblichen Prozeßbedingungen wird aus einer Übersättigung heraus abgeschieden. Es tritt daher auch keine Terrassenbildung auf. Wegen der konkurrierenden Prozesse zwischen Ga und Al ist aber eine Herstellung von GaAlAs nach diesem Verfahren immer noch sehr schwierig. Ettenberg und Olsen haben aber sehr erfolgreich dieses Verfahren auf InGaAsP und seine ternären Untergruppen angewendet. Laserdioden aus $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P/GaAs}$ und $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P/Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$ haben erfolgreich bei Raumtemperatur funktioniert.

Bei der MO-CVD-Metallorganischen - CVD - wird durch die pyrolytische Zersetzung von Alkyl-Verbindungen der III-Komponente eine vollständige Entkopplung aller Komponenten erreicht. Die Materialzusammensetzung kann daher fast beliebig gewählt werden. Da keine Wechselwirkung zwischen Ga- und Al-Alkylen auftritt, hat dieser Prozeß seine großen Erfolge bei der Herstellung von GaAlAs/GaAs Bauelementen - incl. Laserdioden, im Dauerstrich bei Raumtemperatur - zu verzeichnen gehabt /31, 36, 40/. Das Wachstum läuft unter einer starken Übersättigung ab. Wegen der nichtreversiblen Zersetzung handelt es sich um eine Nichtgleichgewichtsreaktion.

J.P. Duchemin und M. Bonnet haben diesen Prozeß auf InP angewendet. Dabei gibt es eine Komplikation durch Komplex-

Bildung zwischen $\text{In}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$ und PH_3 . Durch Pyrolyse des Phosphins, Kontrolle des H_2 zu N_2 Verhältnisses und Erniedrigung des Gesamtdruckes konnten InP-Schichten von Bauelemente-Qualität hergestellt werden /42/. Es ist daher zu erwarten, daß auch die Herstellung von InGaAsP nach der MO-CVD-Methode in naher Zukunft gelingen wird.

Im weiteren sollen nur noch das Tietjen-Verfahren und das Mo-CVD-Verfahren betrachtet werden. Wegen der guten Entkopplung (bis auf die Komplex-Bildung des In) ist das MO-CVD-Verfahren als das aussichtsreichere Verfahren für die Herstellung von InGaAsP-Schichten anzusehen, wenn es gelingt, Alkyl-Verbindungen des In und Ga mit ausreichender Reinheit herzustellen. Entsprechende Schichten aus GaAs hatten Reinheiten von einigen 10^{14} cm^{-3} mit Hallbeweglichkeiten von $1,2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ bei 77°K /49/. Diese Werte sind nicht viel schlechter als vergleichbare Reinheiten nach dem Tietjen-Verfahren. InP-Schichten/42/ zeigten Hallbeweglichkeiten von $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ bei 77°K an Proben mit $3 \cdot 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Es ist zu vermuten, daß bei wachsender Nachfrage die Reinheit der Ausgangsmaterialien entsprechend gesteigert werden kann. Das CVD-Verfahren selbst hat sich bei der Abscheidung von hochreinen Si-Schichten in großtechnischem Stil hervorragend bewährt. Von der Apparateseite und der Prozeßführung her können störende Verunreinigungen daher ausgeschlossen werden.

Es sollen einige Vorteile des CVD-Verfahrens aufgezählt werden.

F 2 1. Leichte Kontrolle der Schichtdicke und der Zusammensetzung

Durch Regeln von Gasflüssen kann die Zusammensetzung von Mischkristallen und deren Schichtdicke sehr gut kontrolliert werden. Die Wachstumsgeschwindigkeit liegt üblicherweise in der Größenordnung von $0,1 \dots 1 \mu\text{m}/\text{Std}$ /31, 37, 40/. Als Maß für die Schichtkontrolle wurde die Steilheit des Überganges bei Materialwechsel mittels Augeranalyse zu kleiner 17 \AA bestimmt /23/. Es wurden periodische Schichten der Zusammensetzung GaAs/GaAlAs mit Schichtdicken kleiner als 60° \AA hergestellt /23/. Daraus folgt, daß eine fast willkürliche Ein-

stellung eines Schichtprofiles bei entsprechendem Steuerungsaufwand des Prozesses möglich ist.

F 4 2. Glatte Oberflächen

Epitaktische Schichten nach der CVD-Methode zeigen spiegelglatte Oberflächen. Wegen der starken Übersättigung bei MO-CVD wird keine Terrassenbildung beobachtet. Es wird eine 1 : 1 Abbildung der ursprünglichen Oberfläche erzeugt. Die Anforderungen an die Präparationstechniken sind daher sehr hoch.

F 3 3. Große Bereiche einwandfreien Kristallwuchses

Bei richtiger Führung des Gasstromes und der Temperatur kann man über Bereiche von einigen cm^2 konstante Zusammensetzung und Schichtdicke erreichen. Vom Silan-Prozeß sind Werte von $\pm 2,5\%$ über 20 cm Breite des Suszeptors bekannt /31/. R.D. Dupuis und P.D. Dapkus geben für GaAlAs/GaAs Abweichungen von $1,5\%$ über 82% der Länge an /40/.

F 6 4. Gute Dotierungsmöglichkeit

Durch Beimischung geeigneter Gase lassen sich die III - V - Mischkristalle leicht dotieren. Es werden die Hydride von Se oder Ge oder Diethylzink benutzt. Durch Variation des Ga/As-Partialdruckverhältnisses kann die Anzahl der Ga bzw. As-Leerstellen und damit bei amphoteren Dotierstoffen wie Ge die n - oder p - Leitfähigkeit beeinflusst werden.

F8 Strukturerzeugung durch Laserdeposition

T. F. Deutsch et. al. /65/ haben die Materialabscheidung mit Strukturen kleiner als $2 \mu\text{m}$ durch UV-laserinduzierte Photodissoziation von metallorganischen Verbindungen am Beispiel des Trimethylaluminiums und Dimethylcadmiums demonstriert. Bei diesem Verfahren wird die sonst übliche thermische Zersetzung der metallorganischen Verbindung durch Brechen der molekularen Bindungen durch Laserlicht ersetzt. Es wurde der Wellenlängenbereich um 200 nm mit Belichtungszeiten von 1 ... 60 s verwendet. Die erzielten Schichtdicken lagen zwischen 1000 ... 2000 Å. Nach dieser Methode ist es möglich Materialien unter Verwendung von optischen Abbildungssystemen direkt in bestimmten geometrischen Strukturen abzuscheiden. Die Autoren äußern die Hoffnung, daß die Laserdeposition auf den MO - CVD Prozeß von III - V - Verbindungen anwendbar ist.

F 10 Als Nachteil des Verfahrens sind die relativ hohen Investitionskosten für eine Anlage mit 10 Gaslinien und der Kontrolle von kleinen Gasflüssen durch Massflowcontroller anzumerken. Die hohen Kosten werden teilweise durch einen sehr großen Sicherheitsaufwand verursacht, weil die verwendeten Gase Arsin, Phosphin und die Metallalkyle brennbar, explosiv und hoch giftig sind.

c) Molekularstrahlepitaxie MBE (Molecular Beam Epitaxy)

Bei der Molekularstrahlepitaxie werden epitaktische Schichten durch das Auftreffen thermischer Moleküle und Atome auf eine beheizte Substratoberfläche im Ultrahochvakuum (UHV) erzeugt. MBE unterscheidet sich von der üblichen Aufdampftechnik dadurch, daß der Dampfdruck für jede Komponente und jeden Dotierungsstoff einzeln eingestellt wird, um unterschiedliche Sticking-Koeffizienten berücksichtigen zu können. Die Verwendung von UHV-Bedingungen bedeuten große freie Weglängen der Moleküle und möglichst kleine Bedeckungsraten der Oberflächen. Dies steht im Gegensatz zur Gasphasenepitaxie (CVD), die mit Schutzgas bei Atmosphärendruck arbeitet, wodurch die Transportmechanismen Konvektion und Diffusion sind. Der Wachstumsprozeß bei MBE wird bestimmt durch die kinetischen Prozesse der Komponenten auf der freien Substratoberfläche. Es hat sich gezeigt, daß z.B. im System GaAs die ankommenden As_2 und As_4 Moleküle die GaAs Oberfläche wieder verlassen, solange sie kein freies Ga-Atom antreffen. Auf diese Weise wird ein stöchiometrisches Wachstum bei Arsen-Überschuß erzeugt, so daß die Wachstumsgeschwindigkeit über die Aufdampfrate der Ga-Atome bestimmt wird.

F 2 1. Gute Kontrolle von Schichtdicke und Zusammensetzung über große Substrat-Bereiche

MBE zeichnet sich durch eine extrem niedrige Wachstumsgeschwindigkeit ($0,03 \dots 2 \mu\text{m/h}$) aus, die eine sehr genaue Kontrolle der Schichtdicke und Schichtzusammensetzung über große Substratbereiche (einige cm^2) erlaubt. Da die Aufdampfrate über die Ofentemperatur der Knudsen-Zelle kontrolliert wird, ist sowohl eine über die Temperatur kontinuierliche als auch durch Blenden abrupte Änderung der Zusammensetzung und der Dotierung der Schichten möglich. In Richtung des Kristallwachstums ist eine monomolekulare Schichtkontrolle möglich. Messungen der Steilheit des Überganges bei Materialwechsel mittels Augeranalyse ergaben Werte kleiner als 15 \AA .

F 4 2. Oberflächenmorphologie

MBE-Schichten zeigen spiegelglatte Oberflächen über große Bereiche. Oberflächen, die vor Beginn der Epitaxie rauh sind, werden während des Wachstums unter bestimmten Bedingungen geglättet /32/. Dieses ist auf ein starkes laterales Wachstum

entlang von Stufen zurückzuführen.

F 5 3. Reinheit der Schichten

Das entscheidende Problem der Molekularstrahlepitaxie zur Zeit ist die Reinheit der Schichten. Jedes die Oberfläche treffendes Molekül - ob gewollt oder nicht - beteiligt sich am Wachstumsprozeß. Die Molekularstrahlen werden in Knudsen-Zellen erzeugt, die thermisch beheizt sind. Das Substrat befindet sich auf einem beheizten Substrathalter. Alle diese Materialien sind potentielle Quellen von Verunreinigungen. Spezielle Materialwahl und Fertigungsmethoden haben den Grad der Verunreinigung drastisch gesenkt. Neuere MBE-Anlagen verwenden ein Mehrkammersystem mit Schleuseneingang, um die Restgasmenge speziell an O_2/H_2O -Dampf und Kohlenwasserstoffen niedrig zu halten. Der Innenraum des Kessels wird mit großen Stickstoff gekühlten Flächen ausgekleidet, um möglichst viele Verunreinigungen zu kondensieren. Die zur Zeit erreichte Elektronenkonzentration in GaAs-Schichten liegt üblicherweise bei 10^{15} cm^{-3} und in besonders günstigen Fällen bei $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Eine Analyse der Beweglichkeit deutet eine Restverunreinigung $(N_A + N_D) \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ an /32/. K. Ploog /32/ äußert die Meinung, daß es in Zukunft möglich sein wird, die Reinheit weiter zu erhöhen.

F 6 4. Dotierung

Obwohl die Dotierung prinzipiell kein Problem darstellt, gibt es bei den III - V - Verbindungen experimentelle Probleme:

So neigt Sn bei hohen Dotierungsdichten zur Segregation an der Oberfläche. Si benötigt sehr hohe Temperaturen ($\sim 1000^\circ\text{C}$) zur Erzeugung von Molekularstrahlen. Ge ist amphoter. Be ist sehr gut geeignet für p-Leitung, ist aber leider hochgiftig. Der Stickingkoeffizient von Zn ist sehr klein. Durch Erzeugung von Zn^+ kann er aber um mehrere Zehnerpotenzen angehoben werden /32/. Bevorzugt werden zur Zeit Be für p-Leitung und Sn für n-Leitung.

F 8 5. Maskierte Epitaxie

A.Y. Cho und W. T. Tsang /21/ haben die Möglichkeit der maskierten Epitaxie am GaAs demonstriert. Dabei wird ein Teil des Molekularstrahles ausgeblendet und durch Verschieben des Substrates relativ zur Maske werden Muster "geschrieben". Das eröffnet eine neue Möglichkeit der Realisierung von Bauelementen der Integrierten Optik.

6. Oberflächenanalyse bei MBE

Für die Entwicklung des MBE-Prozesses ist die ständige Kontrolle der Schichten durch Analyse der Oberfläche von entscheidender Bedeutung. Üblicherweise werden heute folgende Verfahren eingesetzt:

RHEED zur Analyse der Oberflächen Kristallstruktur während der Epitaxie;

AES zur Analyse der Schichtzusammensetzung an der Oberfläche;

SIMS zur Analyse der Dotierung.

V. Ergebnis des Vergleichs

- Die Epitaxieverfahren sind für Schichten aus GaAlAs am weitesten entwickelt. DH-Laserdioden sind mit jedem dieser Ver-
- K 23 fahren realisiert worden /23/. Weltweit gesehen, gibt es eine Vielzahl von Gruppen, die LPE-Schichten benutzen, aber nur wenige, die MBE oder CVD-Verfahren anwenden. Bei Betrachtung einzelner Laserparameter werden die niedrigsten Schwellströme bei MO-CVD-Verfahren gefunden. Die entsprechenden LPE-Werte liegen nur leicht darüber und die Schwellströme von MBE-Schichten haben erst dieses Jahr vergleichbar niedrige
- K24 Werte erreicht /K 24/. Besonders erwähnenswert ist dabei die niedrige Streuung der Schwellwerte von MBE-Schichten /2/ , die eine gute Reproduzierbarkeit des MBE-Verfahrens anzeigt.
- K 27 Lebensdauermessungen /K 27/ sind von LPE- und CVD-(Tietjen) Schichten bekannt. Es liegen mehr als 12000 bzw. 4000 Betriebsstunden bei Raumtemperatur vor.
- K 25 Der differentielle Wirkungsgrad von GaAlAs Laserdioden liegt bei ca. 50%, wobei von LPE-Schichten auch wesentlich schlech-
- K 26 tere Werte veröffentlicht worden sind. Bei Laserdioden aus InGaAsP findet man Werte von 20 - 30% bei LPE-Schichten //63// und bis zu 50% bei CVD (Tietjen) //64//. Ein niedriger differentieller Wirkungsgrad kann - wie in Abschnitt III behandelt - durch hohe optische Verluste des Lasers, verursacht durch Streuung an Störungen und Inhomogenitäten, der Grenzfläche Kern - Mantel erklärt werden. Für LPE-Schichten kann angenommen werden, daß die Ursache in der Terrassenbildung und anderen Unregelmäßigkeiten (Änderung der Schichtdicke und Schichtzusammensetzung) zu suchen ist. Da diese Fehler der Epitaxieschicht verfahrensbedingt sind, und sich nur mit sehr großem technischen Aufwand (Einkristallorientierung: IV a Punkt 3A) vermeiden lassen, besteht der begründete Verdacht, daß das
- LPE-Verfahren für die Herstellung von dünnen Wellenleitern wegen zu großer optischer Dämpfung durch Streuverluste nicht geeignet ist.

- K 11 Für die beiden anderen Verfahren kann wegen der bekannt guten
K 12 Oberflächeneigenschaften /K 11, K 12/ angenommen werden, daß sie für passive Bauelemente angewendet werden können.

Die experimentellen Befunde über die Dämpfung beziehen sich
K 29 nur auf dicke Wellenleiter mit $d > 1 \mu\text{m}$ /K 29/. Sie bestätigen die Theorie (Abschnitt III) indirekt, haben aber in diesem Zusammenhang keine starke Aussagekraft.

K 17 Eines der wichtigsten Kriterien ist der innere Wirkungsgrad der Photolumineszenz /K 17/. Damit soll das Verhältnis von strahlender zu nichtstrahlender Rekombination beschrieben werden. Für die Herstellung von laseraktiven Schichten ist es wichtig, daß möglichst alle Elektronenlochpaare unter Abgabe eines Photons rekombinieren. Konkurrenzprozesse erhöhen die Schwellstromdichte. Es ist experimentell sehr schwer, quantitative Aussagen über die Photolumineszenz einer Schicht zu machen, da die Oberflächenpräparation, die Eindringtiefe der anregenden Lichtstrahlung, die Ladungsträgerverteilung etc. die Meßwerte beeinflussen. Es werden daher meist nur rel. Intensitäten über der Wellenlänge angegeben. In der Tabelle sind daher nur qualitative Angaben gemacht worden. Ein für den Bauelementehersteller gutes, aber nicht eindeutiges Kriterium ist eine kleine Schwellstromdichte bei vergleichbarer Geometrie eines Lasers. Bei Anwendung dieses Kriteriums gilt die Aussage

- alle drei Epitaxieverfahren sind in der Lage, laseraktive Schichten aus GaAlAs/GaAs zu realisieren, d.h. der innere Wirkungsgrad der Photolumineszenz dieser Schichten ist hoch.

Daraus kann geschlossen werden, daß die Zahl der Rekombinationszentren (tiefe Störstellen, Gitterfehler etc.) in diesen Materialien klein ist.

F9
K 23 - Laserdioden aus InGaAsP, die bei Raumtemperatur im Dauerbetrieb arbeiten, wurden bisher nur aus LPE- und CVD-(Tietjen)Schichten hergestellt.

Für das komplette Spektrum von 0,9,um bis 1,7,um ist das Phasendiagramm bekannt und es sind gitterangepaßte Schichten hergestellt worden. Verschiedene Gruppen haben aus LPE-Schichten Detektoren im entsprechenden Wellenlängengebiet realisiert (K 30 - K 34). Leider existieren keine Messungen über die Dämpfung in Wellenleitern aus InGaAsP.

Die zukünftige Entwicklung der MBE und CVD-Verfahren kann nur extrapoliert werden.

CVD für InGaAsP

F1
K1 Das Tietjen-Verfahren ist von der RCA-Gruppe Olsen/Ettenberg sehr erfolgreich zur Herstellung von Schichten und Laserdioden aus InGaAsP und ihre ternären Untergruppen InGaAs bzw. InGaP angewendet worden. Die ternären Laser arbeiten ebenfalls bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb. Von dem quaternären Laser wurde erst in diesem Frühjahr berichtet. Man kann daher mit ziemlicher Sicherheit annehmen, daß bald gute Laserdioden nach diesem Verfahren hergestellt werden können.

F1
K1 Nach dem MO-CVD-Verfahren wurde bisher nur GaAs und in diesem Jahr auch InP in Bauelemente-Qualität hergestellt. Die Probleme lagen in der Beschaffung von genügend reinem Indiumtriäthyl sowie dem bei dieser Reaktion auftretendem Komplex $\text{In}(\text{C}_2\text{H}_5)_3\text{-PH}_3$. Sie können jetzt als gelöst betrachtet werden, so daß der Synthese von InGaAsP nach diesem Verfahren vermutlich nichts mehr im Wege steht. Werden die Vorteile der Entkopplung der einzelnen Komponenten beim Mo-CVD-Verfahren bedacht (s. Abschnitt IV), so ist diesem Verfahren der Vorzug gegenüber dem Tietjen-Verfahren zu geben, obwohl die Kosten für die Verbrauchsmaterialien und die Investitionen wahrscheinlich höher liegen.

MBE für InGaAsP

Es wurde bisher nur von der Herstellung der ternären Untergruppen InGaAs/InP (Laser bei $\lambda = 1,65 \mu\text{m}$), InGaP/GaAs und GaAsP sowie der vier binären Verbindungen der Komponenten In, Ga, As und P berichtet / 32 und dortiges Quellenverzeichnis /. Dadurch ist bewiesen, daß sowohl der Mischkristall auf den III-Komponenten-Gitterplätzen (In und Ga) als auch auf den V-Komponenten-Gitterplätzen (As und P) mittels MBE herstellbar ist. Da diese beiden Wachstumsprozesse weitgehend unabhängig voneinander ablaufen, sollte es auch möglich sein, beide Untergittermischungen gleichzeitig zu erzeugen. Die Steuerung dieser Prozesse ist natürlich sehr viel aufwendiger als der von ternären Verbindungen.

- F5 Die Reinheit der Epitaxie-Schichten scheint bei LPE und CVD-Verfahren kein prinzipielles Problem zu sein, sondern nur vom Aufwand bei der Epitaxie und den verwendeten Ausgangsmaterialien abzuhängen. Beim MBE-Verfahren wurden bislang Reinheitsprobleme vermutet, da die Schwellstromdichten doppelt so hoch wie bei LPE-Lasern waren. Jüngste Erfolge von W.T.Tsang /2/ zeigen, daß bei diesem Verfahren eine konsequente Bekämpfung der Sauerstoff- und Wasserdampfbedeckung zum Erfolg führt.
- F6 Die Dotierungsmöglichkeiten sind für alle drei Epitaxieverfahren vorhanden. CVD und MBE haben gegenüber LPE dabei den Vorteil, daß sie eine monomolekulare Schichtkontrolle und dadurch die Erzeugung eines willkürlichen Schichtprofils
- F7 (Mischkristallzusammensetzung und Dotierung) erlauben. Die Strukturierung wird heute in der Regel nachträglich durchgeführt und ist somit normalerweise unabhängig von dem verwendeten Epitaxieverfahren. Bei $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -Schichten mit $x \approx 0.1$ ist ein Weiterwachsen mittels LPE nicht möglich. Insofern ist das LPE-Verfahren nur eingeschränkt verwendungsfähig. Das MBE-Verfahren zeichnet sich durch die Möglichkeit einer maskierten Epitaxie aus /21, 61/ .
- F8 Für das MO-CVD-Verfahren besteht evtl. die Möglichkeit einer direkten Abscheidung in gewünschten 2-dimensionalen Strukturen durch Laserdeposition /65/.

F 10 Die Chancen einer Großserienfertigung sind beim CVD-Verfahren am größten, wie das Beispiel der Si-Technologie demonstriert. LPE-Verfahren werden heute kaum in der Fertigung eingesetzt, sind aber in den Forschungslabors sehr weit verbreitet. Eine Möglichkeit der Automatisierung ist wegen des sehr hohen manuellen Arbeitsanteils schwer vorstellbar. Für das MBE-Verfahren ist trotz der sehr geringen Wachstumsgeschwindigkeit eine Großserienfertigung wahrscheinlich. Durch Verwendung von Schleusenkammern kann ein fast kontinuierlicher Betrieb eingerichtet werden. Der Investitionsaufwand wird aber sehr groß sein.

Die Ergebnisse lassen sich am besten in einer summarischen Tabelle (Tab. 2) darstellen. Sie gilt für InGaAsP-Epitaxie und gibt den Stand der Technik sowie eine Extrapolation aus der GaAlAs-Technologie wieder. Es ist ersichtlich, daß es für das LPE-Verfahren trotz seiner Erfolge bei der Laserentwicklung ernstzunehmende Bedenken für seinen Einsatz für die Integrierte Optik gibt. Die schlechte Kontrolle der Schichtdicke und Schichtzusammensetzung, die geringe Größe fehlerfreier Substratbereiche und die schlechten Oberflächeneigenschaften im Vergleich zu MBE und CVD deuten die Grenzen der LPE an. Obwohl sehr gut geeignet für die schnelle Realisierung von diskreten Bauelementen - allerdings aus obigen Gründen mit sehr geringer Ausbeute - ist sie ungeeignet für die Integration mehrerer Bauelemente auf einem Substrat. Es bleibt zu hoffen, daß die technologische Entwicklung der CVD- und MBE-Verfahren für InGaAsP möglichst schnell vorangetrieben wird. Erst der Einsatz von MBE- oder CVD-Verfahren wird die Realisierung von Bauelementen der Integrierten Optik ermöglichen.

VI Danksagung

Diese Arbeit wurde während eines Studienaufenthalts im Forschungslabor der Siemens AG, München-Perlach, begonnen. Ich möchte Herrn Dr. Zschauer und seinen Mitarbeitern - vor allem Herrn Endler, Herrn Dr. Druminski und Herrn Raisch - für ihre freundliche und hilfsbereite Unterstützung meiner Arbeit danken. Mein Dank gilt vor allem Herrn Dr. Zschauer, der diese Studie anregte und durch intensive Diskussionen förderte.

- / 1 / A.Y. Cho, H.C. Casey et al.; Appl. Physics Letters
28, 501 (1976)
- / 2 / W.T. Tsang, Appl. Phys. Letters; 34, 473 (1979)
- / 3 / R.D. Dupuis, P.D. Dapkus; Appl. Phys. Letters;
33, 724 (1978)
- / 4 / C.J. Nuese, G.H. Olsen, M. Ettenberg, Appl. Phys.
Letters; 29, 54 (1976)
- / 5 / C.J. Nuese, M. Ettenberg, IEEE Trans. Electron Devies
ED-24, 1213, (1977)
- / 6 / C.J. Nuese, G.H. Olsen, Appl. Physics Letters;
26, 528 (1975)
- / 7 / R.I. Miller, P.K. Tin et al., Appl. Physics Letters
33, 44 (1978)
- / 8 / H. Kumabe, T. Tanaka, Appl. Phys. Lett. 33, 38 (1978)
- / 9 / W.T. Tsang, R.A. Logan, J.P. van der Ziel, Appl. Phys.
Letters, 34, 644 (1979)
- /10/ W.T. Tsang, R.A. Logan, M. Ilegams, Appl. Phys. Letters,
32, 311 (1978)
- /11/ T. Yamamoto, Y. Suematsu et al., QE-14, 95 (1978)
- /12/ J.L. Merz, A.Y. Cho; Appl. Phys. Lett., 28, 456 (1976)
- /13/ J.L. Merz, R.A. Logan, A.M. Sergent, Journ. of Appl.
Physics 47, 1436 (1976)
- /14/ R.D. Dupuis, P.D. Dapkus; Appl. Phys. Lett. 33, 68 (1978)
- /15/ R.D. Dupuis, P.D. Dapkus; Appl. Phys. Lett. 32, 473 (1978)
- /16/ H. Kressel, M. Ettenberg, J. Appl. Phys. 47, 3533 (1976)
- /17/ R. Yeats, S.H. Chiao, Appl. Phys. Lett. 34, 581 (1979)
- /18/ T.P. Pearsall, M. Papuchon, Appl. Phys. Lett. 33, 641 (1978)
- /19/ H.D. Law, L.R. Tomasetta et al, Appl. Phys. Lett. 33, 416 (1978)
- /20/ H.D. Law, L.R. Tomasetta et al. Appl. Phys. Lett. 33, 920 (1978)
- /21/ A.Y. Cho, W.T. Tsang, Appl. Phys. Lett. 32, 491 (1978)
- /22/ E.A. Rezek, N. Holonyak, et al, J. Appl. Phys. 49, 69 (1978)
- /23/ R.D. Dupuis, P.D. Dapkus et al, J. Appl. Phys. 34, 335 (1979)
- /24/ C.M. Garner, et al, Appl. Phys. Lett., 34, 610 (1979)
- /25/ C.M. Garner, et al, J. Appl. Phys., 50, 3383, (1979)
- /26/ J.C. Bean, Appl. Phys. Letters, 33, 654 (1978)
- /27/ C.E. Wood, Appl. Phys. Letters, 33, 770 (1978)
- /28/ M. Ilegams, J. of Appl. Phys. 48, 1278 (1977)
- /29/ P.E. Luscher, Solid State Techn. Dez. 1977, S. 43
- /30/ Raisch, Private Mitteilung
- /31/ Druminski, Private Mitteilung

- /32/ K.Ploog, Crystals, Growth, Properties and Applications
Edited L.F. Boschke, Springer
- /33/ J.J. Hsieh, J. of Crystal Growth; 27, 49 (1974)
- /34/ Bauser, Private Mitteilung
- /35/ S.B. Hyder, R.R. Saxena, C.C. Hooper, Appl.Phys. Lett.,
34, 584 (1979)
- /36/ Seki
- /37/ H.M. Manassevit, W.I. Simpron, J. Electrochem.Soc. 16,
1725 (1969)
- /38/ Endler, Private Mitteilung
- /39/ Olsen, Ettenberg
- /40/ R.D.Dupuis, P.D. Dapkus, J.ofQuantum Electr. QE-15,128(1979)
- /41/ R.E.Enstrom, C.J. Nuese et al, Extended Abstarcts V 78-1
The Electrochem. Soc. INC Spring Meeting, Seattle, Wash.
May 21-26 (1978)
- /42/ J.P. Duchemin, M. Bonnet, et al, Inst. Phys. Conf. Ser.
No. 45 Chapter 1, S. 10, (1979)
- /43/ H.C. Casey, M.B. Panish, Hetero Structure Lasers,
Academic Press 1978
- /44/ K. Aiki, R. Ito, Appl. Phys. Letters, 34, 393 (1979)
- /45/ G.E. Stillmann et al, Appl. Phys. Letters, 32, 753 (1978)
- /46/ Masashi Shibita, H. Enda et al, Jap. J. of Appl. Phys.
16, 2197 (1977)
- /47/ Enstrom et al, Proceedings of the third Intern. Symp. on
GaAs and related Comp. 1970
- /48/ R.H. Bube, M.J. Tsai, J.Appl.Phys., 49, 3397 (1978)
- /49/ Y.Seki, K. Tamo et al, J.Electrochem. Soc.112,1108 (1975)
- /50/ G.E. Stillman et al, Appl. Phys.Lett.33, 533, (1978)
- /51/ M.A. Pollack, R.E. Nahory, Appl.Phys.Lett.;33,314 (1978)
- /52/ R.E. Nahory, M.A. Pollack, Appl.Phys.Lett.;33,659 (1978)
- /53/ H.Y.Fan, in Williardsen u. Beer, Semiconductor and
- /54/ F.R.Nash et al, Journ.of Appl.Phys. 47 3992 (1976)
- /55/ G.H.B.Thompson, P.A.Kirkby et al, IEEE QE-II,481(1975)
- /56/ D.Marcuse, Bell.Syst.Techn.J. 48, 3187 (1969)
- /57/ D.Marcuse, Light Transmission Optics,
- /58/ B.O.Seraphin,H.E.Bennett in Willardson/Beer
Semiconductors and Semimetals, Vol. 3,
- /59/ D.Marcuse, Bell.Syst.Techn.J. 51, 1801 (1972)
- /60/ R.Ludeke, L.Esaki, L.L.Chang,Appl.Phys.Lett.24,417(1974)
- /61/ P.Nolting,BMFT-Antrag,Monolithisch Integrierte Optik(1978)
- /62/ Optical Communication Conference,Amsterdam 17.-19.9.79
- /63/ Y.Suematsu in /62/ .
- /64/ G.H.Olsen,C.J.Nuese,M.Ettenberg,Appl.Phys.Lett.
34, 262 (1979)
- /65/ T.F.Deutsch et al, Appl.Phys.Lett. 35, 175 (1979)

InGaAsP-Epitaxie, Stand der Technik und Extrapolation

		L P E	M B E	Mo-CVD	Tietjen-Verfahren
F 1	InGaAsP-Epitaxieschichten	ja	alle binären Kombinationen ternäre Untergruppe	InP; GaAs	ja
F 2	Kontrolle v. Schichtdicke und Zusammensetzung	schlecht	sehr gut	gut	gut
F 3	große fehlerfreie Sub- stratbereiche	nein	ja	ja	ja
F 4	Ebene, störungsfreie Oberfläche	nein	ja	ja	ja
F 5	Reinheit	ja	ja, wahrscheinlich	ja, wahrscheinlich	ja
F 6	Dotierung	ja	ja	ja	ja
F 7	willkürliches Schicht- profil	nein	ja	ja	ja
F 8	Strukturzeugung	bedingt nach- träglich	maskierte Epitaxie	nachträglich, event. Photodeposition	nachträglich
F 10	Großserienfertigung	schlecht	gut	sehr gut	sehr gut
<u>Stand der Technik</u> → Trend					
F 9	Laser bei Raumtempera- tur, Dauerstrich	ja	ja(tern. Untergr.) → ja	nein → ja	ja
	dünner Wellenleiter mit $\alpha \leq 1 \text{ cm}^{-1}$	nein → nein	nein → ja	nein → ja	nein → ja
	APD	ja	nein → ja	nein → ja	nein → ja

Anhang A

Streuverluste α_s von Wellenleiter aus Ingap/InP bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

Da der Brechungsindex von $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ Mischkristallen nicht bekannt ist, wird er in einer linearen Näherung aus den Werten der Binären Komponenten, analog zu Vegard's Gesetz über die Gitterkonstante von Mischkristallen, berechnet nach folgendem Ansatz:

$$n(x,y) = x y n_{\text{GaAs}} + x(1-y)n_{\text{GaP}} + (1-x)y n_{\text{InAs}} + (1-x)(1-y)n_{\text{InP}}$$

Die Brechungsindizes für $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ werden den Tabellen von /58/ entnommen

n für $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$	
GaP	3,07
GaAs	3,4135
InP	3,205
InAs	3,534

Für das Kernmaterial eines Wellenleiters mit der Zusammensetzung $x = 0,2$ und $y = 0,42$, d.h. $E_g = 1,05 \text{ eV}$, $\lambda_g = 1,18 \mu\text{m}$ ergibt sich dann $n(0,2/0,42) = 3,3174$ (Wellenleiter) und für $x = 0,28$ und $y = 0,60$, d.h. $E_g = 0,95 \text{ eV}$, $\lambda_g = 1,3 \mu\text{m}$
 $n(0,28/0,60) = 3,3670$ (Laser)

Die zweite Schicht ist für die aktive Zone eines Lasers bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ geeignet, die erste für einen Wellenleiter mit einer gegenüber dem Laser verschobenen Bandkante um Absorption durch Bandübergänge zu vermeiden.

Berechnung der Streuverluste bei einer statistischen Störung

Nach /55/ gilt: $\alpha(\text{cm}^{-1}) = \alpha_0 \frac{\Delta^2 \beta_\epsilon^3 A^2}{2^4}$

wobei $\beta_\epsilon = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_M}}{\lambda}$

ϵ_M = Dielektrizitätskonstante des Mantels (InP)

ϵ_K = Dielektrizitätskonstante des Kerns

$$\Delta = 1 - \frac{\epsilon_K}{\epsilon_M}$$

A = RMS Amplitude der Störung in μm .

α_0 = Normalisierte Dämpfung laut Bild 4 in /55/

Nach /54/ ergibt sich z.B. für dreieckförmige Irregularitäten der Höhe h , der Breite B und des mittleren Abstandes H die RMS-Amplitude zu

$$A_{\text{rms}} = \frac{2}{3} h \cdot \frac{B}{H} \quad \text{für zweidimensionale Störungen.}$$

Aus $h = 0,050 \mu\text{m}$

$B = 3 \mu\text{m}$

$H = 10 \mu\text{m}$

folgt $A_{\text{rms}} = 0,01 \mu\text{m}$

Nach /55/ ist die normalisierte Dämpfung α_0 nur schwach vom Dielektrizitätssprung Δ abhängig. Benutzt man für eine Abschätzung die ungünstigsten Werte für die Breite B der Störung so erhält man für Kerndicken

von $0,1 \mu\text{m} \leq d \leq 1 \mu\text{m}$, d.h. $0,2 \leq D \leq 2$

für α_0 einen Wertebereich von

$0,2 \leq \alpha_0 = 0,8$ inclusive Verluste an andere Moden.

Für den oben angegebenen Wellenleiter ($x = 0,2$, $y = 0,42$) ergibt sich:

$\Delta = 0,071$

$\beta_{\epsilon} = 15,5 (\mu\text{m})^{-1}$

$A = 0,01 \mu\text{m}$

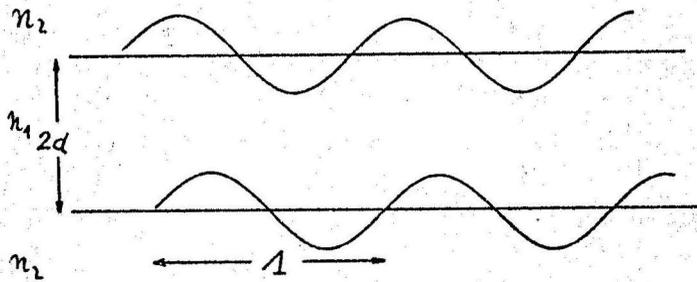
$\alpha = 3 \alpha_0$ d.h. $0,6 \text{ cm}^{-1} \leq \alpha \leq 2,4 \text{ cm}^{-1}$

Für den Laser mit $x = 0,28$ und $y = 0,60$ ergibt sich:

$\alpha = 6,4 \cdot \alpha_0$ d.h. $1,3 \text{ cm}^{-1} \leq \alpha \leq 5,1 \text{ cm}^{-1}$

Berechnung der Streuverluste bei einer sinusförmigen Störung

In Anlehnung an die Arbeiten von Nash et. al. /54/ sowie Marcuse /56, 57, 59/ wurde die Dämpfung durch Streuverluste an einer sinusförmigen Störung des Wellenleiterkerns für obigen Wellenleiter berechnet. Es wurde eine Störung der Form



$$f(z) = a \cdot \sin \theta_z$$

$$h(z) = a \cdot \sin(\theta_z + \varphi)$$

angenommen mit $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (Terrassenbildung!).

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Dann gilt /56/

$$\alpha = \frac{a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2) K^2}{2 \beta d (1 + \frac{1}{\sigma d})} \cdot \left\{ \frac{\rho \cos^2 \sigma d \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2}}{\rho^2 \cos^2 \sigma d + \sigma^2 \sin^2 \sigma d} + \frac{\rho \sin^2 \sigma d \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\rho^2 \sin^2 \sigma d + \sigma^2 \cos^2 \sigma d} \right\}$$

mit $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$n_1 = 3,31704$$

Brechungsindex Mantel

$$n_2 = 3,205$$

Brechungsindex Kern

$$K^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2$$

Eigenwertgleichung für ungestörten

$$\sigma^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2$$

Wellenleiter

$$\tan Kd = \frac{\sigma}{K}$$

$$\sigma = \sqrt{n_2^2 k_0^2 - (\beta - \theta)^2}$$

gestörter Wellenleiter

$$\beta = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - (\beta - \theta)^2}$$

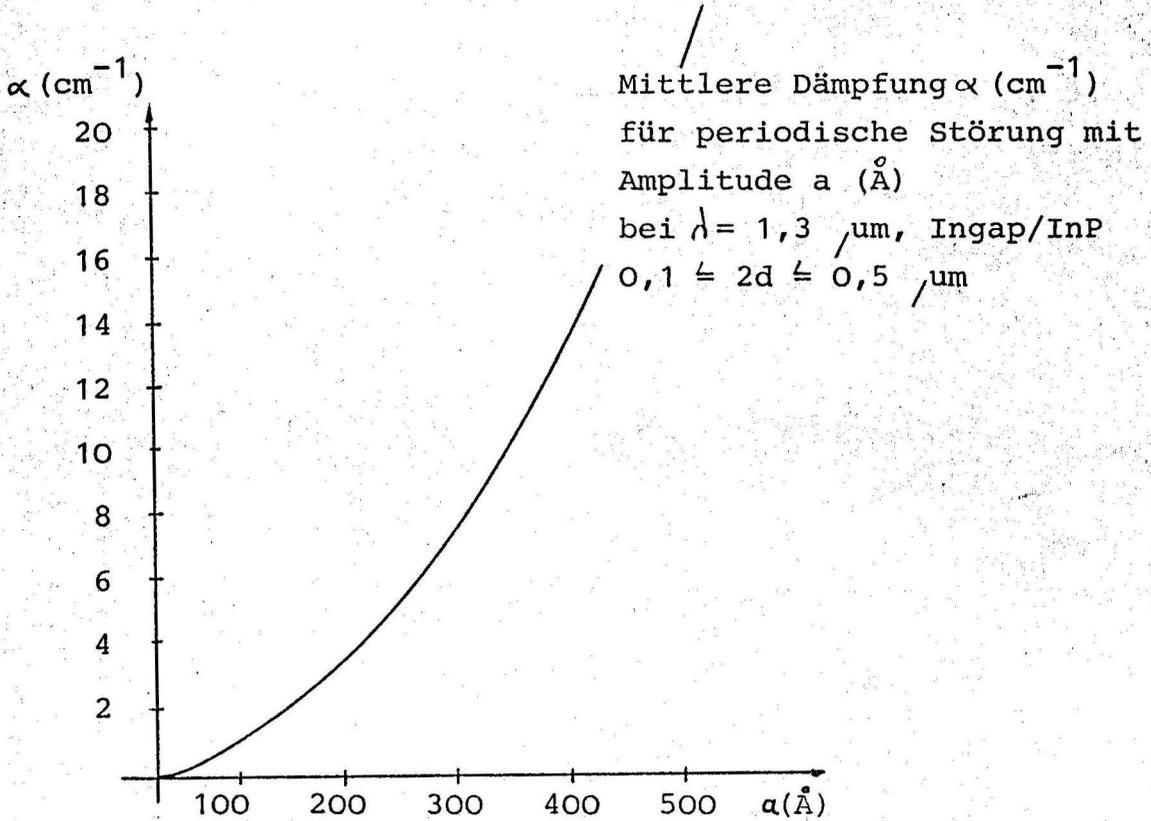
gestörter Wellenleiter

Da in der Praxis keine exakten periodischen Störungen vorliegen, werden gemittelte Dämpfungen berechnet. Da die obere und die untere Grenzschicht in der Phase nicht korreliert sind, und sich langsam ändern, wird über φ zwischen 0 und π gemittelt. Dadurch entfallen die Terme mit $\varphi/2$ /59, 54/. Da außerdem sowohl λ als auch die Dicke d langsamen Änderungen unterliegen, kann man für den Ausdruck in den Klammern einen Mittelwert einsetzen /59, 54/ und erhält für die mittlere Dämpfung bei Streuung in 1. Ordnung, d.h. solange $\rho > 0$, d.h. $\lambda \neq \lambda_c =$ ist:

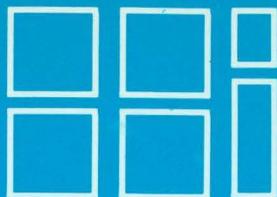
$$\langle \alpha_{ave} \rangle = \frac{a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2) K^2}{2 d \beta (\rho + \sigma) (1 + \frac{1}{\sigma d})} = F \cdot a^2$$

Für $0,1 \mu\text{m} \leq 2d \leq 0,5 \mu\text{m}$ gilt $7 \cdot 10^3 \leq F \leq 10 \cdot 10^3$, so daß

$$\underline{\underline{\alpha (\text{cm}^{-1}) \approx 8,5 \cdot 10^3 \cdot a^2 (\mu\text{m})}} \text{ wobei } \lambda_c > 25 \mu\text{m}.$$



Im betrachteten Gebiet ist λ_c stets größer als $25 \mu\text{m}$, so daß die Streuung in zweiter Ordnung /54, 59/ vernachlässigt werden kann.



**Heinrich-Hertz-Institut
für Nachrichtentechnik
Berlin GmbH**

