Monolithische Integration von Heterostruktur-Bipolartransistoren und Elektroabsorptionsmodulatoren auf InP

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor rer. nat.
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Thorsten Reimann

aus Heidelberg

Referent: Prof. Dr. rer. nat. F.-J. Tegude
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. D. Jäger

Tag der mündlichen Prüfung: 11.02.2004

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen **3**

1 Einleitung **7**

2 Konzepte für Bauelemente und Integration **11**
2.1 III/V-Halbleiter 12
2.2 Der Heterostruktur-Bipolartransistor (HBT) 14
2.2.1 Aufbau eines HBT 14
2.2.2 Gleichstromverhalten 16
2.2.3 Hochfrequenzverhalten 17
2.2.4 Modellierung 19
2.3 Der Elektroabsorptionsmodulator (EAM) 22
2.3.1 Aufbau eines Wellenleiters 25
2.3.2 Aufbau eines EAM 29
2.3.3 Hochfrequenzverhalten 32

3 Untersuchte Integrationsvarianten **35**
3.1 EAM und HBT mit getrennten Schichtsystemen 36
3.2 Integriertes Schichtsystem 38
3.2.1 HBT-EAM mit InGaAs-Basis 39
3.2.2 HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis 40
3.2.3 HBT und EAM als separate Bauelemente 42

4 Wachstum und Herstellung **43**
4.1 Wachstum und Materialeigenschaften 43
4.1.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE) 43
4.1.2 Die InGaAsP-Wellenleiterschicht 46
4.1.3 Die InGaAlAs-Basisschicht 50
4.1.4 InGaAs/InAlAs MQW-Wellenleiter 53
4.2 Schichtsysteme 55
4.2.1 Vertikal getrennte Schichtanordnung von EAM und HBT . . . 55
4.2.2 HBT-EAM mit InGaAs-Basis 56
4.2.3 HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis 57
4.3 Technologisches Design und Herstellung 58

4.3.1 Herstellung eines EAM 58
4.3.2 Herstellung eines HBT 59
4.3.3 EAM und HBT aufeinander angeordnet 63
4.3.4 Integration zum HBT-EAM 64
4.3.4.1 Mit InGaAs-Basis 64
4.3.4.2 Mit InGaAlAs-Basis 65
4.3.5 Schaltungen 66

5 Messergebnisse **71**
5.1 HBT-EAM mit InGaAs-Basis 71
5.1.1 Elektrische Charakterisierung 71
5.1.2 Optische Messungen 74
5.1.3 Elektrische Modellierung: Kleinsignalmodell 79
5.1.4 Elektrische Modellierung: Großsignalmodell 81
5.2 HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis 85
5.2.1 Elektrische Charakterisierung 85
5.2.2 Optische Messungen 87
5.3 HBT-EAM mit MQW-Kollektor 89
5.4 Schaltungen zur Demonstration der Konzepte 90
5.4.1 HBT treibt EAM 90
5.4.2 Differenzverstärker 93
5.4.3 Flip-Flop 95

6 Zusammenfassung und Ausblick **97**

Literaturverzeichnis **99**

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen

Symbol	Bezeichnung	Einheit
a_0	Gitterkonstante	nm
A_E	Emitterfläche	$\mu\mathrm{m}^2$
a_TE	Asymmetriefaktor	
α	Absorption allg.	cm^{-1}
b	Breite	nm
B_max	Stromverstärkung	
BV_CEO	Durchbruchspannung	V
B	Phasenparameter	
β_m	Ausbreitungskonstante	m^{-1}
C	Kapazität allg.	F
C_j	Übergangskapazität	F
C_je	Basis-Emitter Kapazität	F
C_jc	Basis-Kollektor Kapazität	F
d	Dicke	nm
E	elektrisches Feld allg.	V/m
ε_0	elektrische Feldkonstante	$\mathrm{A\,s/V\,m}$
ε	Dielektrizitätskonstante	
f	Frequenz allg.	Hz
f_max	maximale Schwingfrequenz	Hz
f_T	Transitfrequenz	Hz
GU	unilaterale Verstärkung	dB
h_{21}	Kurzschlussstromverstärkung	dB
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum	$\mathrm{J\,s}$
I	Intensität	a. u.
I	Strom allg.	A
I_E	Emitterstrom	A
I_B	Basisstrom	A
I_D	Diodenstrom	A
I_C	Kollektorstrom	A
I_S	Sättigungsstrom	A
IL	insertion loss	dB
k_B	Boltzmann-Konstante	J/K
k	Wellenzahl	m^{-1}
κ	Extinktionskoeffizient	
L	Induktivität allg.	H
L	Länge	μm
λ	Wellenlänge	nm
M	optische Modulation	dB
μ	Beweglichkeit	$\mathrm{cm}^2/\mathrm{V\,s}$
n	optischer Brechungsindex allg.	

n_f	Brechungsindex in Kernschicht	
n_c	Brechungsindex in Mantelschicht	
n	Idealitätsfaktor allg.	
n_B	Idealitätsfaktor der BE-Diode ($U_\mathrm{BC} = 0\,\mathrm{V}$)	
n_C	Idealitätsfaktor der BC-Diode ($U_\mathrm{BC} = 0\,\mathrm{V}$)	
n	n-Dotierung	cm^{-3}
n_e	n-Dotierung des Emitters	cm^{-3}
NA	numerische Apertur	
p	p-Dotierung	cm^{-3}
p_b	p-Dotierung der Basis	cm^{-3}
p	Druck	bar
Q	Ladung allg.	C
q	Elementarladung	C
R	optische Reflexion	
R	elektr. Widerstand allg.	Ω
R_B	externer Basisbahnwiderstand	Ω
R_bb	innerer Basisbahnwiderstand	Ω
R_E	Emitterbahnwiderstand	Ω
R_C	Kollektorbahnwiderstand	Ω
R_L	Lastwiderstand	Ω
R_sh	Schichtwiderstand	Ω/sq
$R_\mathrm{k}^{'}$	Kontaktwiderstand	Ω/mm
S_{ij}	S-Parameter	dB
t	Zeit	s
T	Transmission	
T	Temperatur	K
T_g	Wachstumstemperatur	°C
τ_B	Basistransitzeit	s
τ_C	Kollektortransitzeit	s
τ_D	Transitzeit	s
τ_F	Transitzeit gesamt	s
θ	Winkel allg.	rad
U	Spannung allg.	V
U_BE	Basis-Emitter-Spannung	V
U_BC	Basis-Kollektor-Spannung	V
U_CE	Kollektor-Emitter-Spannung	V
U_CC	Versorgungsspannung	V
U_EE	Versorgungsspannung	V
U_in	Eingangssignal	V
V	Spannung allg.	V
V	Frequenzparameter	
v_B	Ladungsträgergeschwindigkeit in der Basis	cm/s
v_C	Ladungsträgergeschwindigkeit im Kollektor	cm/s

W	Energie	eV
W_F	Fermienergie	eV
W_g	Bandlücke	eV
ΔW_L	Leitungsbanddiskontinuität	eV
ΔW_V	Valenzbanddiskontinuität	eV
w_B	Basisdicke	nm
w_C	Kollektordicke	nm
ω	Winkelfrequenz	s^{-1}
x, y, z	Ort	nm
x, y, z	Materialkomposition	

Symbole der Art `ISC` sind in Tab. 2.1 bzw. Tab. 5.2 aufgelistet.

Kapitel 1

Einleitung

Aufgrund des weiterhin steigenden Bedarfs an hoher Übertragungskapazität von Datennetzen findet die Datenübertragung mehr und mehr auf optischem Wege statt. Die Kapazität von Glasfasern beträgt ein Vielfaches von elektrischen Koaxialkabeln, wobei die Leistungsgrenze heute bei weitem noch nicht ausgeschöpft ist. Weil die Nutzdaten hauptsächlich in elektronischer Form vorliegen, müssen diese zuerst in einen optischen Signalstrom umgewandelt werden, damit sie über Glasfaser transportierbar sind. Dabei kommen elektro-optische Wandlerbauelemente zum Einsatz. Um den Anforderungen opto-elektronischer Schaltungen zu genügen, ist es anzustreben, verschiedene elektronische und optische Bauelemente auf einem Substrat zu integrieren. Die Alternative zur monolithischen ist eine hybride Integration bei der alle zusätzlichen elektrischen/optischen Komponenten auf ein gemeinsames Substrat aufgeklebt und mittels ”bonding” miteinander kontaktiert werden. Dies ist technologisch aufwändig und wirkt sich aufgrund der Verbindungsdrähte frequenztechnisch nachteilig aus.

Als Ausgangsmaterialien für opto-elektronische Bauelemente eignen sich besonders III/V-Halbleiter wie GaAs und InP, mit denen nicht nur elektrische Komponenten wie Transistoren hergestellt werden können, sondern auch optische Detektoren und Modulatoren. Aufgrund der i. a. direkten Bandlücke von III/V-Materialien können darüber hinaus im Gegensatz zu Silizium auch Laserdioden bereitgestellt werden. Durch die Möglichkeit der Vermischung von III/V-Halbleitermaterial lässt sich die Bandlücke und damit die optische Wellenlängenempfindlichkeit in einem weiten Bereich, der besonders für Glasfaseranwendungen notwendig ist (1.3 μm und 1.55 μm), einstellen.

Laserdioden bieten den Vorteil bei direkter elektrischer Modulation ein optisch moduliertes Ausgangssignal zu generieren. Dies gelingt allerdings wegen des ”chirp” nur für Signalfrequenzen bis etwa $10 - 15\,\mathrm{GHz}$ [1]. Eine weitere Möglichkeit stellt der Einsatz von Elektroabsorptionsmodulatoren (EAM) dar. Diese decken einen weit größeren Frequenzbereich ab. Das Laserlicht wird dazu extern generiert und dem EAM über Glasfaser zugeführt. Es gibt aber auch Ansätze, Laserdioden und Modulator monolithisch zu verknüpfen. So konnten Stegmüller *et al.* [2] einen DFB (distributed feedback) Laser mit einem EAM verknüpfen, die eine identische Quantenfilmstruktur (MQW) verwenden und Grenzfrequenzen von 15 GHz erreichen.

Ein weiteres Beispiel für die gleichzeitige Anwendung sowohl elektrischer

als auch optischer Eigenschaften ist ein Fototransistor bzw. die Kombination aus Heterostruktur-Bipolartransistor (HBT) mit *pin*-Diode [3]. Die *pin*-Diode ist ein optischer Detektor, dessen Ausgangssignal einem HBT auf dem selben Substrat zugeführt wird. Dabei kann der epitaktische Schichtaufbau des Basis/Kollektor-Übergangs gleichzeitig als *pin*-Struktur für den Detektor aufgefasst und zweifach genutzt werden. Somit lassen sich zwei geometrisch getrennte, elektrisch miteinander verbundene Bauelemente durch ein einfaches Schichtsystem umsetzen und im technologischen Prozess parallel herstellen.

Andererseits kann als Beispiel für getrennte und übereinander gewachsene Schichtsysteme die Kombination mit einer Laserdiode und einem HBT dienen (einen Überblick bietet [4]). Um die Dicke der Schichtsysteme gering zu halten, besteht die Möglichkeit des selektiven epitaktischen Wachstums. Ein solcher Ansatz wird z. B. von Yap *et al.* verfolgt [5]. Dazu wird zuerst mittels MOCVD (metal organic chemical vapor deposition) ein Schichtsystem mit InGaAs/InAlAs-MQW auf das InP-Substrat gewachsen und anschließend ein flächiger Modulator ($\emptyset = 10\,\mu$m) hergestellt, der senkrecht zum Substrat einfallendes Licht moduliert. Die nicht benötigten Flächen werden bis zum Substrat entfernt und danach ein InGaAs/InAlAs-HBT mittels MBE (molecular beam epitaxy) abgeschieden und wiederum prozessiert. Durch eine Treiberschaltung, bei der vier HBTs parallel geschaltet sind, wird der Modulator kapazitiv gekoppelt. Es können hierbei Grenzfrequenzen bis 30 GHz bei 1550 nm erreicht werden. Bei einem weiteren Ansatz eines möglichst dünnen Schichtsystems wurden die Schichten für eine Laserstruktur mit denen des HBT kombiniert [6]. Durch nachträgliche Zinkdiffusion konnte eine npin-Struktur eines HBT lokal umgewandelt werden in eine pin-Struktur zur Herstellung eines Lasers.

Weiterhin schreitet die technologische Entwicklung bei der Epitaxie von III/V-Halbleitern auf Silizium stetig voran. Problematisch erweist sich die hohe Differenz der Gitterkonstanten, aber durch Abscheidung einer geeigneten III/V-Pufferschicht auf den Si-Wafer kann die Gitterkonstante z. B. auf die von InP überführt werden. So wurden schon InP-basierte Resonanztunneldioden (RTDs) auf Silizium realisiert [7].

Der Einsatz von Elektroabsorptionsmodulatoren erfordert hohe Betriebs- und Schaltspannungen, aber es gibt Möglichkeiten die nötige Spannung zu reduzieren. Ein Ansatz von McMeekin *et al.* sieht die Integration einer RTD in die Kernschicht eines EAM vor [8, 9]. Durch entsprechende Wahl der Biasspannung in den negativ differentiellen Bereich der RTD kann mit einer kleinen Variation der Schaltspannung die RTD in einen von zwei bistabilen Arbeitspunkten gekippt werden. Dies führt gleichzeitig zu einer optischen Modulation.

Die vorliegende Arbeit hat die Integration von Elektroabsorptionsmodulatoren und Heterostruktur-Bipolartransistoren zum Thema. Der naheliegende Ansatz besteht hier in der Übereinanderstapelung beider Schichtsysteme und in der sequenziellen technologischen Herstellung der Bauelemente [10]. Die Bauelemente sind geometrische getrennt und mittels Leiterbahnen miteinander verbunden. Der Vorteil dieser Anordnung liegt im wesentlichen in der Möglichkeit die Schichtsysteme für die einzelnen Bauelemente getrennt zu optimieren. Nachteilig wirkt sich der Epitaxieaufwand und die hohe Schichtdicke einerseits und andererseits der lange technologische Prozess aus.

In dieser Arbeit wird darüber hinausgehend der Ansatz verfolgt, die epitaktischen Schichsysteme der Einzelbauelemente ineinander zu integrieren. Dadurch eröffnet sich neben der Herstellung der Einzelbauelemente HBT und EAM auch die Realisierung eines vielseitigen Bauelements, das sowohl elektrisch als auch optisch schalten bzw. modulieren kann (HBT-EAM). Dies entspricht einem EAM mit integriertem analogen Verstärker. Der Ansatz bietet zudem den Vorteil einzelne Epitaxieschichten mehrfach zu nutzen. Hierdurch erhält man ein kompakteres Schichtsystem bei gleichzeitiger Verringerung der nötigen technologischen Prozessschritte. Ziel der Arbeit ist, durch Design, Epitaxie und Prozesstechnologie dieses Bauelement und Demonstratorschaltungen herzustellen. Die Betonung der Arbeit liegt auf der Entwicklung der Multifunktionalität und weniger darauf, ein Bauelement für höchste Grenzfrequenzen bereitzustellen.

Nachfolgend eine Auflistung von Vorarbeiten anderer Arbeitsgruppen mit ähnlichen Ansätzen. Für einen GaAs-basierten HBT haben Okada *et al.* [11, 12, 13] im Jahre 1989 den Modulator in den Bereich der Basis verlagert und die Ladungsträgerinjektion in die Basis als optischen Intensitätsmodulator genutzt. Allerdings hat die Verwendung der Basis als optische Kernschicht den Nachteil einer starken Absorption. Die Ursache liegt in der hohen p-Dotierung. Der Aufbau und die Absorption wird aber bei wellenleiterartigen Heterostruktur-Phototransistoren (HPT) ausgenutzt [14, 15], um einen Detektor mit integriertem Verstärker zu erhalten in Anlehnung an einen HBT mit *pin*-Detektor. Durch die aufwändigere laterale Einkopplung des Lichtsignals kann aber aufgrund der längeren Absorptionsstrecke eine höhere Detektionsempfindlichkeit erreicht werden. Gleichzeitig können die Schichtdicken niedriger ausfallen, was sich positiv auf die Laufzeit der generierten Elektron-Loch-Paare auswirkt. Die Integration eines Modulators innerhalb eines Heterostruktur-Feldeffekttransistors (HFET) und die Ausnutzung des Stromflusses zur Modulation (Bandfülleffekt) wurde ebenfalls berichtet [16, 17]. Andere Gruppen haben den Wellenleiter in den Bereich des Kollektors eines HBT [18, 19] verlagert. Shaw *et al.* [18] stellten im Jahre 1990 einen optischen Schalter auf Grundlage von optischen Richtkopplern vor [20]. Der HBT steuert die Sperrspannung des an einem getrennten Ort befindlichen Schalters und durch den elektro-optischen Effekt variiert der Brechungsindex. Shamir *et al.* [19] untersuchten den Beitrag des Stromflusses durch einen Modulator mit Quantenfilmen (Auffüllen der Potenzialtöpfe). Dabei nutzen sie den Transistor als veränderliche Stromquelle zur optischen Modulation.

In dem Ansatz der vorliegenden Arbeit wird die Variation der Basis/Kollektor-Spannung bzw. des elektrischen Feldes im Kollektor ausgenutzt, um die Bandlücke über den Franz-Keldysh Effekt und damit die Absorption zu ändern. Da der Kollektor nur gering dotiert ist, sind die optischen Verluste niedriger als bei einer Wellenführung in der Basisschicht. Zusätzlich fällt die Kollektorschicht dicker aus, und damit ist auch der optische Füllfaktor in der Wellenleiterkernschicht größer, was eine stärkere optische Modulation erlaubt. Der resultierende Schichtaufbau ermöglicht nicht nur die getrennte Bereitstellung der HBT- und Modulator-Funktion, sondern darüber hinaus kann die elektrische und optische Komponente zusammengefasst werden (HBT-EAM). Vorteilhaft ist die Steuerung des elektrischen Feldes im Kollektor durch einen

geringen Basisstrom [21, 22, 23, 24].

Es kommen zwei Varianten zum Einsatz, die sich hauptsächlich im epitaktischen Schichtaufbau unterscheiden. Dazu werden zwei Basismaterialien, InGaAs und InGaAlAs, verwendet, die eine unterschiedliche Lage der optischen Kernschicht ermöglichen. Dies wirkt sich stark auf das zur Modulation zur Verfügung stehende elektrische Feld im Kern aus. Durch optische Lithographie und nasschemischer Ätztechnik werden aus den Schichten sowohl Einzelbauelemente als auch einfache Schaltungen hergestellt. Schließlich werden die Ergebnisse mit einem konventionellem Aufbau verglichen, bei dem sich die HBT-Schichten auf denen des EAM befinden.

Bei der Integration des EAM in den HBT-Aufbau wirkt sich allerdings nachteilig die starke Abhängigkeit der Epitaxieschichten im Gesamtbauelement aus. Dieses ist als Ganzes zu optimieren, unter Rücknahme der Leistungsfähigkeit der Einzelbauelemente. Allen Anforderungen gleichzeitig zu genügen ist schwierig, aber der Vorteil liegt in der Vielseitigkeit der bereitgestellten Bauelemente, und erste daraus resultierende Schaltungen demonstrieren das Konzept.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach der Einleitung werden im zweiten Kapitel die Eigenschaften des Heterostruktur-Bipolartransistors und des Elektroabsorptionsmodulators vorgestellt. Es wird kurz auf die experimentelle Messtechnik und die Modellierung eingegangen. Kapitel drei beschreibt die Möglichkeiten für eine monolithische Integration unter der besonderen Berücksichtigung der Realisierung eines Kombinationsbauelementes aus HBT und EAM. Kapitel vier erklärt die epitaktische und technologische Realisierung der besprochenen Bauelemente. Im fünften Kapitel werden die elektrischen und optischen Messergebnisse sowohl von Einzelbauelemente als auch von Demonstratorschaltungen vorgestellt. Daneben werden erste Modellierungsergebnisse aufgezeigt.

Diese Arbeit ist in Kooperation mit dem Fachgebiet Optoelektronik (OE) an der gleichen Universität entstanden. Das Fachgebiet Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie (HLT) war für das Design der Halbleiterschichten in Bezug auf die elektrischen Eigenschaften verantwortlich. In Bezug auf die optischen Eigenschaften des Schichtaufbaus war das Fachgebiet nur beratend tätig. Das technologische Design der elektronischen Bauelemente und Schaltungen fand im eigenen Fachgebiet statt, wobei der Aufbau der Elektroabsorptionsmodulatoren, der Wellenleiter und Wellenleitergabelung aus dem Fachgebiet OE vorgegeben wurde. Die epitaktische und technologische Umsetzung, als auch die elektrische Charakterisierung geschahen im Fachgebiet HLT. Die optische messtechnische Charakterisierung wurde im Fachgebiet OE durchgeführt.

Kapitel 2

Konzepte für Bauelemente und Integration

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der zu behandelnden Bauelemente besprochen. Dazu wird erst auf die Bauelemente eingegangen, die als Grundbausteine für ein kombiniertes Bauelement dienen. Dies sind der Heterostruktur-Bipolartransistor (heterojunction bipolar transistor, HBT) in der Ausführung als Npn-Transistor[1] und andererseits der Elektroabsorptionsmodulator (electroabsorption modulator, EAM). Im Hinblick auf eine monolithische Integration ist das Ziel, beide Elemente zusammen auf einem Substrat (wafer) bereitzustellen. Dabei ist eine auferlegte wesentliche Randbedingung die Schichtstrukturen des HBTs und des EAMs soweit als möglich ineinander zu integrieren, um nicht nur Schichten in ihrer Funktion mehrfach zu verwenden, sondern auch, um ein Bauelement mit einer höheren Funktionalität zu gewinnen. Damit ist es möglich, ein kombiniertes Bauelement herzustellen, das einen HBT und einen EAM in sich vereint (HBT-EAM). Die Ergebnisse sollen mit einem weiteren Ansatz der monolithischen Integration verglichen werden, bei dem EAM- und HBT-Schichtstrukturen epitaktisch übereinander gewachsen werden. Dieser Ansatz erlaubt zwar keine Bereitstellung multifunktionaler Bauelemente, doch kann er als Maß für das Potenzial der Epitaxie und Prozesstechnologie herangezogen werden.

Zunächst gibt es einen kurzen Überblick über die verwendeten III/V-Halbleiter. Anschließend wird der Heterostruktur-Bipolartransistor mit seinen Vorteilen gegenüber einem üblichen Bipolartransistor vorgestellt. Dazu wird der Schichtaufbau mit dem energetischen Bänderdiagram beschrieben. Es werden die wesentlichen Gleichstrom- und Hochfrequenzeigenschaften erläutert. Danach soll der Aufbau eines Elektroabsorptionsmodulators und seine physikalische Funktionsweise vorgestellt werden. Abschließend folgen mögliche Varianten der monolithischen Integration beider hier betrachteten Grundbauelemente.

[1] Großbuchstaben in ”Npn” stehen symbolisch für Materialien mit großer Bandlücke.

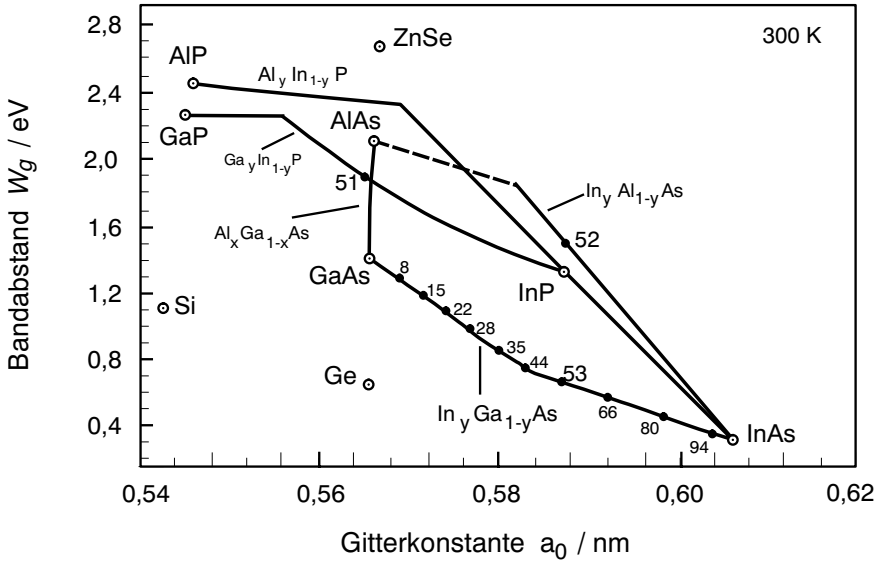

Abb. 2.1: Bandabstand W_g aufgetragen gegenüber der Gitterkonstante a_0 für verschiedene Halbleiter. [25]

2.1 III/V-Halbleiter

Durch Variation der Komposition können Mischungshalbleiter mit unterschiedlicher Gitterkonstante und Bandlücke hergestellt werden. Je nach Komposition und Ausgangsmaterialien lassen sich Bandlücken im Energiebereich von nahem UV, über den sichtbaren Bereich bis hin zu nahem IR realisieren. Abb. 2.1 zeigt einen Überblick von verschieden Mischungshalbleitern. Aufgetragen ist die Bandlückenenergie in Elektronenvolt gegenüber der Gitterkonstanten in nm. Zum Vergleich sind die reinen Halbleiter Silizium und Germanium mit aufgetragen. Für technische Anwendungen werden die Mischungshalbleiter auf Substraten abgeschieden, wobei die Gitterkonstanten der beteiligten Materialien nicht zu stark voneinander abweichen dürfen. Andernfalls kommt es nach Überschreitung der kritischen Schichtdicke zu Wachstumsdefekten. Diese wirken sich als Rekombinationszentren aus und degradieren das elektrische wie optische Bauelementverhalten. Wichtige Substrate sind GaAs und InP. Damit ist die Gitterkonstante bereits vorgegeben und bei der Mischung von drei Elementen zu einem ternärem Halbleiter folgt daraus auch eine bestimmte Bandlückenenergie. Eine Ausnahme bildet das System $Al_xGa_{1-x}As$, dessen Gitterkonstante sich in Abhängigkeit der Komposition nur unwesentlich ändert und die Bandlücke innerhalb der Grenzen von GaAs und AlAs gewählt werden kann. Üblicherweise erst durch die Verwendung quaternärer Kompositionen lässt sich auch zusätzlich die Bandlücke einstellen.

Da III/V-Halbleiter in weiten Bereichen eine direkte Bandlücke haben eignen sie sich auch zur Generierung von Licht, wie es bei Leuchtdioden und Laserdioden ausgenutzt wird. Unabhängig von direkter oder indirekter Bandlücke lassen sich Halbleiter zur Lichtdetektion einsetzen, solange die eingestrahlte Lichtenergie oberhalb der Bandlückenenergie liegt.

Die Epitaxie auf GaAs-Substraten wird einige Jahre länger betrieben und ist aus-

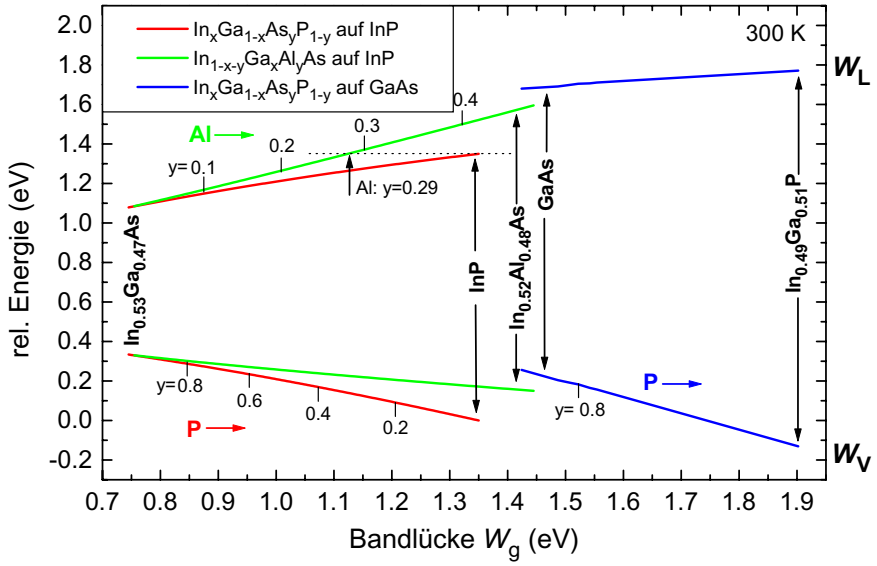

Abb. 2.2: Energetische Lage der Valenz- und Leitungsbänder in Abhängigkeit der Komposition für verschiedene III/V-Halbleiter gitterangepasst auf InP bzw. GaAs. Der Energieursprung wurde willkürlich auf die Valenzbandkante von InP gesetzt. Zusammengestellt nach [27, 28, 29, 30, 31, 32].

gereifter im Vergleich zum InP-basierten Wachstum. Das Gleiche gilt für die technologische Herstellung von Bauelementen. Materialien auf InP bieten allerdings nicht nur nochmals bessere Elektronenbeweglichkeiten, sondern mit Hilfe der quaternären Materialien InGaAsP und InGaAlAs kann der für Glasfaseranwendungen wichtige Bereich um 1300 nm und 1550 nm erreicht werden. GaAs-basierte Anwendungen passen aufgrund der höheren Bandlücke für den Bereich um 850 nm, wie es für Wellenleiter aus Kunststoffen bei kurzen und preisgünstigen optischen Verbindungen Verwendung findet. Allerdings kann durch Zugabe von Stickstoff und Wachstum von GaInNAs auf GaAs auch der Wellenlängenbereich um 1300 nm erschlossen werden [26]. Diese Entwicklungen befinden sich aber noch in der Entstehungsphase.

Was die Geschwindigkeit des elektrischen Schaltverhaltens betrifft holt die Siliziumtechnologie immer mehr auf und verringert zusehends den Abstand zur Domäne der III/V-Halbleiter. Durch Eindiffusion von Germanium in Silizum-Wafer entsteht das binäre verspannte Material SiGe, welches im Vergleich zu reinem Silizium eine geringere Bandlücke besitzt. Somit eröffnet sich auch die Realisierungsmöglichkeit von Heterostrukturen auf Silizium und die damit verbundenen Vorteile wie sie im Konzept des HBT ausgenutzt werden (hochdotierte Basis).

Die Differenz der Bandlücken in Halbleitermaterialien mit unterschiedlicher Komposition teilt sich auf in eine Valenzbanddiskontinuität ΔW_V und eine Leitungsbanddiskontinuität ΔW_L, so dass gilt

$$\Delta W_g = \Delta W_V + \Delta W_L . \tag{2.1}$$

Abb. 2.2 zeigt eine Übersicht über die Verläufe der Valenz- und Leitungsband-

kanten von den Materialien InGaAsP und InGaAlAs gitterangepasst jeweils auf InP bzw. GaAs. Man kann einen annähernd linearen Verlauf der Bandkanten in Abhängigkeit der Komposition erkennen. Für InGaAsP auf InP gilt näherungsweise das Verhältnis $\Delta W_L/\Delta W_g = 0.55$ und für InGaAlAs auf InP lässt sich das Verhältnis ablesen zu $\Delta W_L/\Delta W_g = 0.75$. Für InGaAlAs ergibt sich noch eine Besonderheit, da bei einem Aluminium-Anteil von ca. 0.29 die Leitungsbanddiskontinuität zu InP verschwindet.

2.2 Der Heterostruktur-Bipolartransistor (HBT)

Durch die stetige Verbesserung der Epitaxiemethoden in den vergangenen zwei Jahrzehnten können III/V-Verbindungshalbleiter mit hoher Qualität in unterschiedlicher Komposition und Dotierung auf einem Substrat abgeschieden werden. Dadurch ergeben sich mehr Freiheitsgrade als es im Bereich der reinen Silizium Bipolartransistoren möglich wäre. Die Schlüsseltechnologie ist die Realisierung von Heteroübergängen aus Materialien mit unterschiedlicher Bandlücke und die sich daraus ergebenden Banddiskontinuitäten. Bereits W. Shockley hat im Jahr 1951 auf die Möglichkeit hingewiesen [33] den npn-Bipolartransistor mit einer zusätzlichen Löcherbarriere auszustatten, um den Löcherstrom aus der Basis in den Emitter zu unterdrücken. Dadurch steigt die Stromverstärkung und die Dotierung des Emitters und der Basis kann im Hinblick auf ein besseres Geschwindigkeitsverhalten gewählt werden. Die ausführliche theoretische Beschreibung des Heterostruktur-Bipolartransistors folgte durch H. Krömer im Jahr 1957 [34, 35, 36]. Doch erst mit technischen Fortschritten in der Epitaxie konnte die Idee wieder aufgegriffen und Ende der siebziger Jahre zum Erfolg geführt werden. Mit vielversprechenden Anfängen im GaAs/AlGaAs Materialsystem ging die Entwicklung über InGaAs/InP und weiter nach GaAsSb/InP und ist bis heute nicht abgeschlossen. Das Materialsystem InGaP/GaAs ist industriell weitgehend etabliert, kommt aber für den Wellenlängenbereich um 1.55 μm nicht in Frage. III/V-Halbleiter zeichnen sich durch eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit und -sättigungsgeschwindigkeit aus. Nachteilig wirken das schwierige epitaktische Wachstum und die aufwändige technologische Herstellung. Um dem Wellenlängenbereich von 1.55 μm und den zur Verfügung stehenden Wachstumsmöglichkeiten zu genügen wird in dieser Arbeit auf das Materialsystem InGaAs/InP bzw. InGaAlAs/InP zurückgegriffen.

Im folgenden Abschnitt wird der Heterostruktur-Bipolartransistor vorgestellt, sowie ein kurzer Überblick über seine Funktionsweise und Eigenschaften gegeben.

2.2.1 Aufbau eines HBT

Im Gegensatz zu einem gewöhnlichen Bipolartransistor beinhaltet ein HBT zusätzlich eine Heterostruktur. Das bedeutet, dass zwei verschiedene Halbleitermaterialien mit unterschiedlicher Bandstruktur aneinander grenzen. Im HBT ist der Emitter aus einem Material mit hoher und die Basis aus einem Material mit niedrigerer Bandlücke (widegap emitter). Abb. 2.3a) zeigt den Aufbau eines typischen InP-basierten Npn-

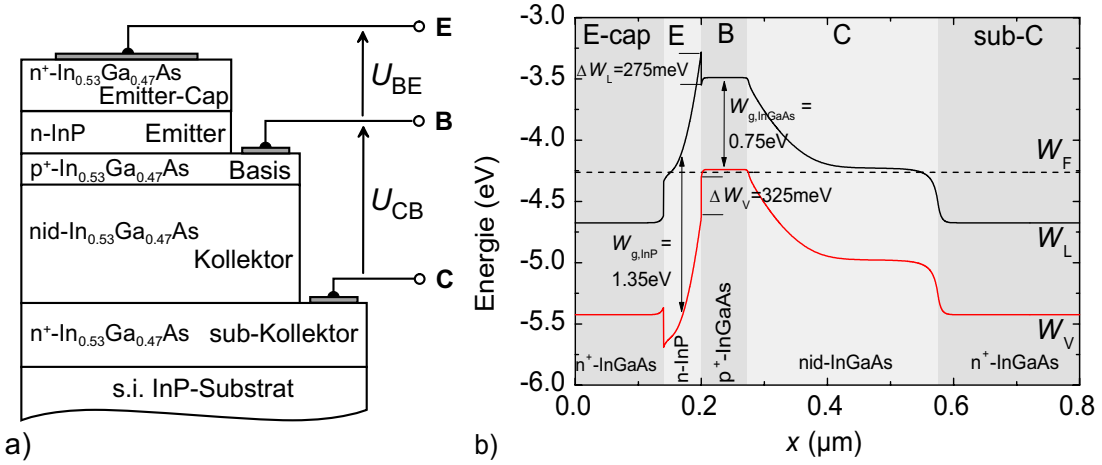

Abb. 2.3: a) Prinzipieller Aufbau eines InGaAs/InP Heterostruktur-Bipolartranistors, b) Bänderdiagramm des SHBT im thermodynamischen Gleichgewicht ($U_{BE} = U_{CB} = 0$). Für den Kollektor aus nid-InGaAs wurde eine Hintergrunddotierung von $n = 5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ angenommen. (nid: not intenionally doped) [37]

Tranistors mit einem Emitter aus InP und einer Basis aus InGaAs. In Abb. 2.3b) ist der energetische Verlauf der Bandkanten dargestellt. Dabei wurde nur ein Heteroübergang angenommen (SHBT für single-HBT). Eine weitere Variante stellt der DHBT (double-HBT) dar, bei dem auch der Basis/Kollektor-Übergang als Heterostruktur ausgeführt ist (NpN-Transistor).

Die Verstärkung im Bipolartransistor kommt durch Ladungstransport der in Flussrichtung geschalteten Basis/Emitter-Diode und dem Absaugen der Ladungsträger durch die üblicherweise in Sperrrichtung betriebene Basis/Kollektor-Diode zustande. Die Basisdicke muss dabei unterhalb der Diffusionslänge der Minoritätsladungen, beim npn-Transistor die Elektronen, liegen. Auf dem Weg durch die Basis kommt es zur teilweisen Rekombination und die Elektronen stehen für eine Stromverstärkung nicht mehr zur Verfügung. Aus diesem Grund muss auch die Löcherdiffusion aus der Basis in den Emitter minimiert werden. Beim konventionellen Bipolartransistor (BJT) wird deshalb die Emitterdotierung erheblich höher als die Basisdotierung gewählt, damit die Diffusion der Elektronen in die Basis überwiegt. Die Stromverstärkung in Bipolartransistoren ist $B_{\max} = I_C/I_B \sim \frac{n_e}{p_b}$ mit n_e der n-Dotierung im Emitter und p_b der p-Dotierung in der Basis. Durch Zuhilfenahme eines Heteroübergangs mit hoher Valenzbanddiskontinuität ΔW_V am Basis/Emitter-Übergang wird der Löchertransport von der Basis in den Emitter hinein vermindert. Dadurch steigt die Stromverstärkung $B_{\max}$ exponentiell mit ΔW_V. Insgesamt gilt für die Stromverstärkung [34, 35]

$$B_{\max} \sim \frac{n_e}{p_b}\, e^{\Delta W_V / k_B T}. \tag{2.2}$$

Aufgrund des positiven Einflusses der Valenzbanddiskontinuität auf die Stromverstärkung kann die Basisdotierung höher ausfallen als im einfachen Bipolartransistor. Dies hat einen geringeren Schichtwiderstand der Basis zur Folge und die Grenzfrequenzen des Transistors steigen, da die *RC*-Konstanten sinken.

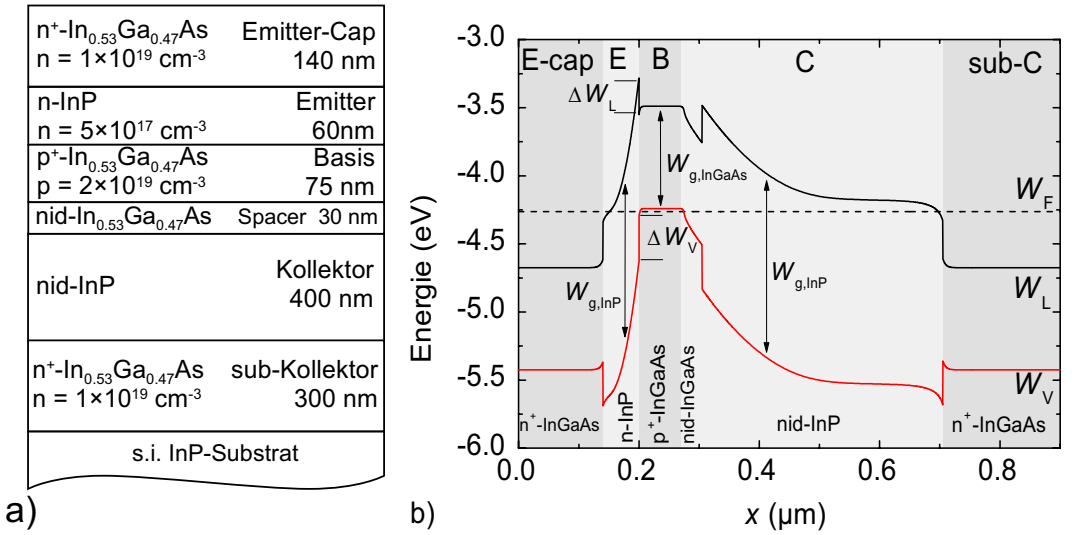

Abb. 2.4: a) Typischer Aufbau eines InGaAs/InP DHBT. b) Bänderdiagramm im thermodynamischen Gleichgewicht. Der InGaAs-Spacer dient zur effektiven Reduktion der Leitungsbanddiskontinuität am Basis/Kollektor-Übergang. [37]

Der HBT-Aufbau kann durch eine weitere Heterostruktur ergänzt werden, in dem auch der Kollektor mit einem Material hoher Bandlücke realisiert wird. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der höheren Durchbruchspannung BV_{CEO}, die auch eine größere elektrische Leistung ermöglicht. In Abb. 2.4a) ist der Aufbau eines typischen DHBT mit InP-Kollektor gezeigt. Nachteilig auf den Elektronentransport wirkt sich die zusätzliche Leitungsbandiskontinuität ΔW_L am Basis/Kollektor-Übergang aus. Abhilfe schafft eine undotierte dünne Zwischenschicht (spacer) aus dem Basismaterial (siehe Abb. 2.4b). Dies hat eine effektive Reduktion der Diskontinuität zur Folge. Trotzdem ist im Betrieb eine höhere Sperrspannung U_{BC} nötig (”turn-on voltage”), damit hohe Stromdichten (um 10^5 A/cm^2) erreicht werden können. Dadurch ist der Sättigungsbereich im Ausgangskennlinienfeld größer und der DHBT eignet sich weniger gut für Anwendungen mit niedriger Betriebsspannung. Der Übergang im Kennlinienfeld, bei dem der Kollektorstrom positiv wird (”offset voltage”) ist hingegen etwas geringer als beim SHBT.

2.2.2 Gleichstromverhalten

Zur Darstellung der elektrischen Eigenschaften des Bipolartransistors gibt es verschiedene Kennlinien von denen einige wichtige in Abb. 2.5 gezeigt sind. Im Ausgangskennlinienfeld ist die Abhängigkeit des Kollektorstroms I_C von der Kollektor/Emitter-Spannung U_{CE} und dem Basisstrom I_B als Parameter aufgezeigt. Wichtigste Merkmale sind die Stromverstärkung, die Größe des Sättigungsbereichs und das Durchbruchverhalten. Die Diodenkennlinien geben Auskunft über die Diffusionsspannungen und die Bahnwiderstände. Im Ebers-Moll Modell gilt für den Diodenstrom I_D

$$I_D(U) = I_S(e^{U/nk_BT} - 1) \tag{2.3}$$

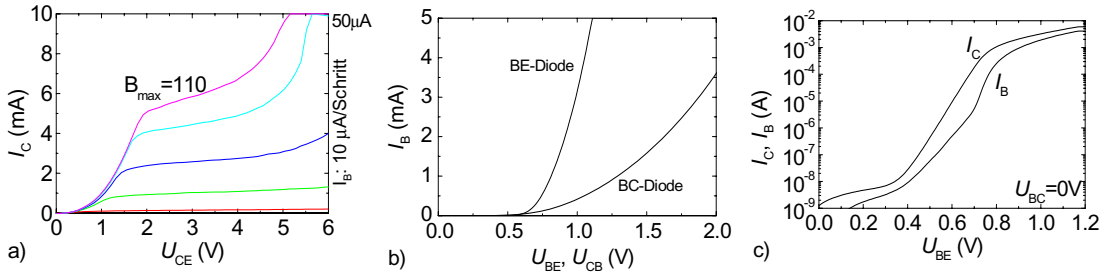

Abb. 2.5: Kennlinien zu einem DHBT, a) Ausgangskennlinienfeld (AKF), b) Diodenkennlinien, c) Standard-Gummelplot ($U_{BC} = 0$).

mit dem Sättigungsstrom I_S, der Boltzmann-Konstanten k_B, der Temperatur T und dem Idealitätsfaktor n. Werte für n liegen zwischen eins und zwei, wobei Werte nahe an eins dem idealen Diodenverhalten näher kommen. Abb. 2.5c) zeigt den Standard-Gummelplot (bei $U_{BC} = 0$) aus dem sich leicht die Idealitätsfaktoren bestimmen lassen. Für hohe Ströme kommt es wie bei den Diodenkennlinien zum Einfluss der Bahnwiderstände, d. h. der Strom steigt nur noch linear.

Im Betrieb eines Bipolartransistors treten eine Reihe von weiteren Effekten auf. Dazu gehört die Basisweitenmodulation (Early-Effekt), die besonders im Ausgangskennlinienfeld in Erscheinung tritt. Wird die Basis/Kollektor-Sperrspannung vergrößert so dehnt sich die Raumladungszone in die Basisschicht aus. Somit kommt es zu einer Verringerung der effektiven Basisweite, der Ladungstransport durch die Basis wird verbessert und der Strom im Ausgangskennlinienfeld steigt. Des weiteren kann sich, wie bereits erwähnt, bei einer zusätzlichen Heterobarriere am Basis/Kollektor-Übergang eine Leitungsbanddiskontinuität störend auf den Elektronentransport in den Kollektor auswirken (”current-blocking effect”).

2.2.3 Hochfrequenzverhalten

Um das Hochfrequenzverhalten des HBT zu analysieren wurde im Fachgebiet ein Kleinsignalmodell erstellt [38]. Abb. 2.6a) zeigt das Modell als ”T”-Ersatzschaltbild und in Teilabbildung b) sind die Ersatzschaltbildelemente der physikalischen Struktur des HBT zugeordnet.

Da beim Bipolartransistor der Ladungstransport senkrecht zu den Halbleiterschichten stattfindet, wird das Geschwindigkeitsverhalten maßgeblich durch die Transitzeiten der Elektronen durch die Basis- und Kollektorschicht bestimmt. Die Frequenz, bei der die Stromverstärkung h_{21} eins wird, nennt man Transitfrequenz f_T. Aus ihr lässt sich die gesamte vorwärtsgerichtete Transitzeit τ_F bestimmen

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_F}, \tag{2.4}$$

d. h. die Zeit, die für die Ladungsträger vom Emitter- zum Kollektorkontakt benötigt wird. Nach [39, 38] kann τ_F in mehrere Anteile auf gespalten werden. Durch Variation

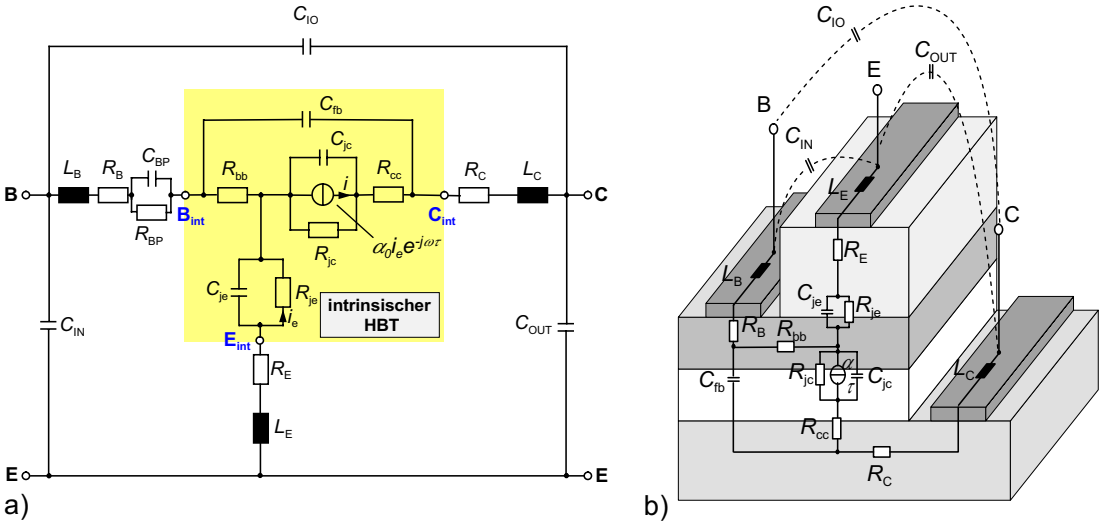

Abb. 2.6: a) Kleinsignalersatzschaltbild eines HBT in Vierpoldarstellung, b) physikalische Lage der Kleinsignalersatzschaltbildelemente in der 3-Mesa-Struktur eines HBT. [38]

der Ladungsverteilung im Transistor in Abhängigkeit des Signalstroms folgt

$$\tau_F = \frac{dQ(I,U)}{dI} = \left.\frac{\partial Q}{\partial I}\right|_{U=\text{const}} + R \cdot \left.\frac{\partial Q}{\partial U}\right|_{I=\text{const}} \equiv \tau_D + R \cdot C_j \tag{2.5}$$

mit dem Widerstand $R = dU/dI$, der Sperrschichtkapazität C_j und der Transitzeit τ_D. Die Transitzeit τ_D besteht wiederum im wesentlichen aus der Summe der Transitzeiten durch die Basis und den Kollektor, somit

$$\tau_D = \tau_B + \tau_C = \frac{w_B}{v_B} + \frac{w_C}{2\,v_C} \tag{2.6}$$

wobei w_B und w_C die Dicke der Basis- bzw. Kollektorschicht sind und v_B und v_C die Ladungsträgergeschwindigkeiten. Man kann zeigen, dass der Faktor ein halb für kleine Stromdichten gilt. Wird die Raumladung aufgrund der Stromdichte größer als die n-Dotierung im Kollektor steigt die Transitzeit auf $\tau_C = \frac{w_C}{v_C}$ und die Basisschicht vergrößert sich in den Kollektor hinein (Kirk-Effekt). Im Falle thermischer Diffusion werden Ladungsträgergeschwindigkeiten von 10^7 cm/s erreicht. Durch eine kompositionsvariierende Zusammensetzung der Basisschicht (graded base) ist es möglich, ein beschleunigendes elektrisches Feld bereits in die Basis zu integrieren.

Für den zweiten Term $R \cdot C_j$ in Gl. (2.5) lässt sich schreiben [39, 38]

$$R \cdot C_j = R_{je} \cdot C_{je} + (R_{je} + R_E + R_C) \cdot C_{jc} \tag{2.7}$$

mit dem differentiellen Emitter/Basis-Widerstand $R_{je} = (dI_E/dU_{BE})^{-1}$, der Basis/Emitter-Kapazität C_{je}, der Basis/Kollektor-Kapazität C_{jc} und den Emitter- bzw. Kollektorbahnwiderständen R_E und R_C.

Eine weitere wichtige Größe ist die maximale Schwingfrequenz f_{max}. Bei der Frequenz f_{max} wird die unilaterale Leistungsverstärkung gerade eins, wenn der Transistor

in der Messumgebung impedanzangepasst betrieben wird. Die maximale Schwingfrequenz lautet näherungsweise [38]

$$f_{\max} \approx \sqrt{\frac{f_T}{8\pi\,(R_B + R_{bb})\,(C_{jc} + C_{fb})}} \tag{2.8}$$

mit dem inneren Basisbahnwiderstand R_{bb} und der Basis/Kollektor-Rückwirkungskapazität C_{fb}.

Zur messtechnischen Charakterisierung von HBTs werden Streuparameter (S-Parameter) Messungen mit Hilfe eines Netzwerkanalysators durchgeführt [38]. Der Transistor wird dabei als Zweitor-Bauelement verschaltet und jeweils eingangs- und ausgangsseitig mit den Wellengrößen ($\underline{a}_1$, $\underline{a}_2$) gespeist. Für die entsprechenden vom Zweitor weglaufenden Wellen ($\underline{b}_1$, $\underline{b}_2$) gilt folgender Zusammenhang

$$\begin{pmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

mit den komplexen S-Parametern $\underline{S}_{ij}$, die durch vier Messungen für jeden Frequenzpunkt bestimmt werden können

$$\underline{S}_{11} = \left.\frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1}\right|_{\underline{a}_2=0} \text{ bzw. } \underline{S}_{21} = \left.\frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1}\right|_{\underline{a}_2=0} \text{ und } \underline{S}_{12} = \left.\frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2}\right|_{\underline{a}_1=0} \text{ bzw. } \underline{S}_{22} = \left.\frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2}\right|_{\underline{a}_1=0}. \tag{2.10}$$

Dabei bedeutet $\underline{a}_i = 0$ einen reflexionsfreien Abschluss mit dem Bezugswellenwiderstand Z_0 (i. a. $50\,\Omega$). Die Messungen werden für verschiedene Arbeitspunkte wiederholt. Daraus lassen sich alle weiteren relevanten Größen berechnen. Für die frequenzabhängige Stromverstärkung h_{21} gilt beispielsweise das Verhältnis von Ausgangsstromstärke i_2 zu Eingangsstromstärke i_1 bei kurzgeschlossenem Ausgang und lässt sich mit den S-Parameter darstellen als

$$h_{21} = \left.\frac{i_2}{i_1}\right|_{a_2=0} = \left|\frac{-2\underline{S}_{21}}{(1-\underline{S}_{11})(1+\underline{S}_{22}) + \underline{S}_{12}\underline{S}_{21}}\right|. \tag{2.11}$$

Bei der Transitfrequenz f_T ist die Stromverstärkung h_{21} gleich eins ($\hat{=}\,0\,\text{dB}$). Weiterhin lässt sich aus den S-Parametern die unilaterale Verstärkung GU bestimmen [38]. Mit zunehmender Frequenz fällt die unilaterale Verstärkung mit 20 dB pro Dekade und erreicht schließlich einen Wert von eins bei der maximalen Schwingfrequenz $f_{\max}$, d. h. es gilt $f_{\max} \equiv f|_{GU=1}$. Die maximale Schwingfrequenz ist ein Maß, bis zu welcher Frequenz noch eine Leistungsverstärkung beobachtet wird.

Der verwendete Messplatz ist in Abb. 2.7 dargestellt. Mit Hilfe der gemessenen S-Parameter ist es möglich, auf die internen Größen wie Widerstandswerte und Kapazitäten zu schließen.

2.2.4 Modellierung

Um Aufschluss über die Funktionsweise von HBTs zu erhalten, ist es prinzipiell möglich für alle wichtigen physikalischen Effekte die zugrundeliegenden Differentialgleichungen aufzuschreiben und selbstkonsistent zu lösen. Damit diese Simulation realistisch ist, hätten die Berechnungen in drei Dimensionen stattzufinden. Einen wesentlich

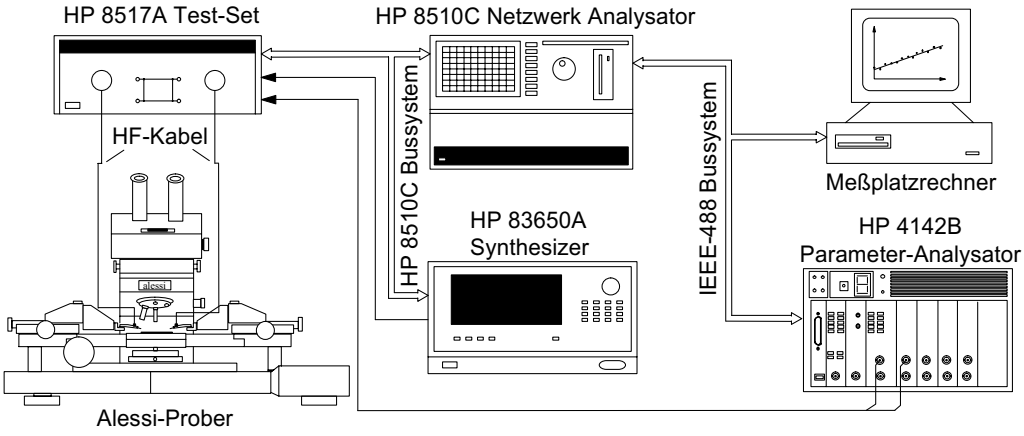

Abb. 2.7: Prinzipieller Aufbau des HF-Messplatzes. [38]

einfacheren Weg stellt die Modellierung dar. Hierzu wird das Bauelement mit Hilfe einer Ersatzschaltung beschrieben. Den Ersatzschaltbildelementen, wie z. B. Widerständen und Kondensatoren, entsprechen unterschiedliche Bereiche im Bauelement. Die Zuordnung kann physikalisch motiviert sein, ist aber prinzipiell beliebig. Durch geeignete Messmethoden lassen sich die Ersatzschaltbildelemente ermitteln, so dass durch die Anwendung des Ersatzschaltbilds das Bauelementverhalten hinreichend genau wiedergegeben wird.

Aus dem Ersatzschaltbild lassen sich zwei Ergebnisse ableiten. Zum einen gibt es eine Abschätzung für die Bahnwiderstände und parasitären Kapazitäten. Damit sind wichtige Größen bekannt, die das Hochfrequenzverhalten beeinflussen. Mit Veränderung der Schichtparameter und des technologischen Aufbaus gilt es, die erkannten kritischen Stellen zu optimieren. Zum anderen eröffnet sich die Möglichkeit komplette Schaltungen zu beschreiben und das bei vergleichsweise geringem Simulationsaufwand.

Bei der Modellierung kann das Bauelement mit Hilfe eines Kleinsignal- und eines Großsignalmodells beschrieben werden. Das Kleinsignalmodell gibt das Verhalten nur für einen bestimmten Arbeitspunkt wieder. Unter der Annahme kleiner Signalamplituden lässt sich das Bauelementverhalten um den Arbeitspunkt herum linearisieren. Die Ersatzschaltbildelemente sind in diesem Fall frequenzunabhängig. Das Großsignalmodell hingegen ist so aufgebaut, dass es für alle Arbeitspunkte und Signalamplituden gleichzeitig gilt. In diesem Fall sind die Ersatzschaltbildelemente i. a. spannungs- und frequenzabhängig. Ein Großsignalmodell wiederum lässt sich um einen beliebigen Arbeitspunkt linearisieren und in ein entsprechendes Kleinsignalmodell überführen. Die Anpassung eines solchen Modells an ein Bauelement gestaltet sich i. a. schwieriger als bei einem Kleinsignalmodell.

Im Fall der Kleinsignalmodellierung ist das Vorgehen folgendermaßen. Es wurde auf ein bereits im Fachgebiet entwickeltes Kleinsignalersatzschaltbild zurückgegriffen [38], das weitestgehend den physikalischen Gegebenheiten im Transistor entspricht (siehe Abb. 2.6). Bei vorgegebenen Werten können mit diesem Modell seinerseits S-Parameter berechnet und anschließend mit gemessenen verglichen werden. Durch Va-

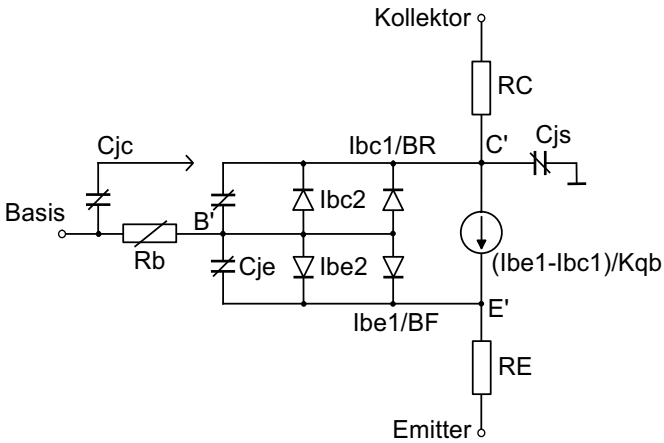

Abb. 2.8: Ersatzschaltung zum Gummel-Poon Modell wie es in SPICE verwendet wird (SGPM). Die Stromquelle steht symbolisch für das Ladungskontrollmodell. Nach [44].

riation der einzelnen Komponenten des Ersatzschaltbildes werden die S-Parameter aneinander angepasst. Dafür stehen mehrere Optimierungsstrategien zur Verfügung, wie Gradienten- und Evolutionsverfahren.

Aus mehreren HF-Messungen bei verschiedenen Arbeitspunkten folgen die Parameter, wie sie für das Großsignalmodell nötig sind. Aus DC-Messungen lassen sich die verbliebenen Parameter für das Großsignalmodell extrahieren. Zur Beschreibung des Großsignalverhaltens kommt das Gummel-Poon Modell zum Einsatz [40]. Dieses Modell wurde ursprünglich für Bipolartransistoren basierend auf Silizium entwickelt. Durch leichte Erweiterungen kann es im eingeschränkten Maße auch für HBTs passend gemacht werden. Es zeichnet sich aus durch eine relativ einfache Struktur, die sich durch wenige elektrische Messungen auf das Bauelement anpassen lässt. Weiterhin ist es in den weit verbreiteten Simulationsprogrammen wie PSpice und HSpice als Modell vertreten. Ein für Heterostruktur-Bipolartransistoren geeigneteres Modell ist HiCUM [41], das besonders den Bereich hoher Stromdichten berücksichtigt. Weiterentwicklungen stellen SiGeM [42, 43] dar, die für Bipolartransistoren basierend auf Silizium und Germanium entwickelt werden. Diese Modelle benötigen allerdings einen höheren Mess- und Anpassungsaufwand. In der vorliegenden Arbeit wird die Anpassung des HBT-EAM an das Gummel-Poon Modell beschrieben. Um die Anpassung zu verbessern muss das Modell leicht erweitert werden.

Abb. 2.8 zeigt das Ersatzschaltbild. Kern ist die Stromquelle mit den Basis/Emitter- und den Basis/Kollektor-Dioden. Alle Kapazitäten sind spannungsabhängig. Der Einfluss des Substrates wird vernachlässigt und zu null gesetzt.

Für das spannungsabhängige Kapazitätsverhalten ist im Gummel-Poon Modell ein Ausdruck eingeflossen, wie er beim *pn*-Übergang Eingang findet. Für die Basis-Emitter Diode gilt [44, 40]

$$\mathrm{Cje} = \begin{cases} \mathtt{CJE}\cdot\left(1-U_{\mathrm{BE}}/\mathtt{VJE}\right)^{-\mathtt{MJE}} & ,U_{\mathrm{BE}} \le \mathtt{FC}\cdot\mathtt{VJE} \\ \mathtt{CJE}\cdot\left(1-\mathtt{FC}\right)^{-(1+\mathtt{MJE})}\cdot & \\ \quad\cdot\left(1-\mathtt{FC}\cdot(1+\mathtt{MJE})+\mathtt{MJE}\cdot U_{\mathrm{BE}}/\mathtt{VJE}\right) & ,U_{\mathrm{BE}} > \mathtt{FC}\cdot\mathtt{VJE} \end{cases} \tag{2.12}$$

mit der Basis-Emitter Spannung U_{BE} und den Bezeichnungen wie in Tabelle 2.1. Der Spannungsbereich ist zweigeteilt. Für große Sperrspannungen gilt der allgemein übliche Ausdruck für Sperrschichtkapazitäten. Für hinreichend große Flussspannungen würde der Ausdruck allerdings zu hohe Kapazitäten wiedergeben, weshalb der zweite Ausdruck eingesetzt wird. In Abb. 5.12 sind die CV-Messwerte und die Anpassung gezeigt. Die Tabelle 2.1 enthält die resultierenden Werte der Fitparameter, wie sie im Gummel-Poon Modell einfließen.

Das Gummel-Poon Modell beinhaltet im Kern einen Ausdruck für die Ladungskontrolle (integral charge control relation, ICCR). Unter Berücksichtigung des Stromflusses durch den Transistor lässt sich eine Beziehung für die Transitzeit τ_{F} der Ladungsträger durch das Bauelement ableiten. [40, 45] Diese berücksichtigt den Einfluss hoher Stromdichten und der Basis/Kollektorspannung zu [44, 40]

$$\tau_{\mathrm{F}} = \mathtt{TF} \cdot \left(1 + \mathtt{XTF} \cdot \left(\frac{\mathrm{Ibe1}}{\mathrm{Ibe1} + \mathit{area} \cdot \mathtt{ITF}} \right)^2 \cdot e^{U_{\mathrm{BC}}/(1.44 \cdot \mathtt{VTF})} \right) \tag{2.13}$$

mit der Bauelementfläche *area*, den Bezeichnungen wie in Abb. 2.8 und Tab. 2.1. Mittels Gl. (2.4) lässt sich aus den gemessen Grenzfrequenzen f_{T} die Transitzeit berechnen zu $\tau_{\mathrm{F}} = (2\pi f_{\mathrm{T}})^{-1}$. Die Zunahme der Transitzeit für kleine Stromdichten (vgl. Abb. 5.10) wird durch die Modellgleichung nicht beschrieben.

Für die Beschreibung des DC-Verhaltens gibt es im Großsignalmodel eine Reihe weiterer Parameter. Zentraler Bestandteil ist die Beschreibung der Dioden (vgl. Abb. 2.8), die sich an den Ausdruck von Ebers-Moll anlehnen [40]. Für den Basis/Emitter-Übergang gilt z. B.

$$\mathrm{Ibe1} = \mathtt{IS} \cdot \left(e^{U_{\mathrm{BE}}/(\mathtt{NF} \cdot k_{\mathrm{B}} \cdot T)} \right) \tag{2.14}$$

$$\mathrm{Ibe2} = \mathtt{ISE} \cdot \left(e^{U_{\mathrm{BE}}/(\mathtt{NE} \cdot k_{\mathrm{B}} \cdot T)} \right) \tag{2.15}$$

mit Parametern wie in Tab. 2.1. Insgesamt gibt es im Gummel-Poon Modell vier Dioden mit entsprechend vierfacher Auslegung der Fitparameter. Im Idealfall können diese Parameter leicht aus den Gummel-Plots bestimmt werden. Dazu wird der Standard Gummel-Plot mit $U_{\mathrm{BC}} = 0\,\mathrm{V}$ und der ”Reverse” Gummel-Plot mit $U_{\mathrm{BE}} = 0\,\mathrm{V}$ gemessen. Durch eine Berechnung der Gummel-Plots auf Grundlage des Gummel-Poon Modell und Vergleich gemessener Daten können die Fitparameter angepasst werden. Allerdings ist die Optimierung bei DHBTs wegen der hohen ”turn-on” Spannung, d. h. eines zu hohen U_{CB}-Spannungen verschobenen Ausgangskennlinienfeldes, nur schwer bzw. gar nicht möglich. Um die Messdaten dennoch beschreiben zu können wird das Gummel-Poon Modell im Kollektorzweig um eine zusätzliche Diode erweitert. Das weitere Vorgehen ist im Kapitel Messergebnisse geschildert (siehe Abschnitt 5.1.4).

2.3 Der Elektroabsorptionsmodulator (EAM)

Zur Umwandlung elektrischer in optische Signale gibt es zwei grundlegende Verfahren. Zum einen die direkte elektrische Modulation einer Laserdiode und andererseits

Parameter	Symbol	Wert	Einheit
ideale maximale Vorwärtsstromverstärkung	BF	188	
ideale maximale Rückwärtsstromverstärkung	BR	1.0	
Basis-Kollektor Sperrschichtkapazität	CJC	92 f	F
Basis-Emitter Sperrschichtkapazität	CJE	198 f	F
Kollektor-Substrat Sperrschichtkapazität	CJS	0.0	F
Bandabstand	EG	0.75	eV
Koeffizient für Sperrschichtkapazität im Durchlassbereich	FC	0.88	
oberer Knickstrom der Vorwärtsstromverstärkung	IKF	10	A
oberer Knickstrom der Rückwärtsstromverstärkung	IKR	10 m	A
Transportsättigungsstrom	IS	841 f	A
Basis-Kollektor-Leck-Sättigungsstrom	ISC	1.1 n	A
Basis-Emitter-Leck-Sättigungsstrom	ISE	21 p	A
Transitzeitabhängigkeit von I_C	ITF	0	A
Basis-Kollektor Gradationsexponent	MJC	0.025	
Basis-Emitter Gradationsexponent	MJE	0.085	
Basis-KollektorLeck-Emissionskoeffizient	NC	1.762	
Basis-Emitter-Leck-Emissionskoeffizient	NE	2.111	
Vorwärts-Emissionskoeffizient	NF	1.275	
Rückwärts-Emissionskoeffizient	NR	1.3	
maximaler Basis-Bahnwiderstand	RB	5.25	Ω
Kollektor-Bahnwiderstand	RC	77	Ω
Emitter-Bahnwiderstand	RE	3.8	Ω
ideale Vorwärts-Transitzeit	TF	1 p	s
ideale Rückwärts-Transitzeit	TR	1 n	s
Early-Spannung in Vorwärtsrichtung	VAF	40	V
Early-Spannung in Rückwärtsrichtung	VAR	125	V
Basis-Kollektor Diffusionsspannung	VJC	0.56	V
Basis-Emitter Diffusionsspannung	VJE	0.44	V
Transitzeitabhängigkeit bzgl. U_{BC}	VTF	100 k	V

Tab. 2.1: Parameter für PSpice Gummel-Poon Modell von Bauelement M1993E-HM03. Eine Temperaturabhängigkeit wird vernachlässigt. Größe des Emitters: $A_{\mathrm{E}} = 116\,\mu\mathrm{m}^2$.

den Einsatz eines optischen Modulators. Bei der direkten Ansteuerung einer Laserdiode wird unmittelbar sowohl das Lichtsignal erzeugt, als auch der Datenstrom aufgeprägt [1]. Vorteil dieser Anordnung ist eine kompakte und vergleichsweise einfache Bauweise der optischen Sendekomponente. Allerdings sind der direkten Modulation Grenzen gesetzt, da sich mit zunehmender Betriebsfrequenz die Variation der Stromdichte störend auf die resultierende Bandlücke und damit auf die Stabilität der Emissionswellenlänge auswirkt (chirp).

Beim anderen Verfahren wird zuerst ein konstantes Lichtsignal erzeugt, z. B. mit einer Laserdiode, und erst in einem weiteren Schritt optisch moduliert. Beide Komponenten sind i. a. über eine kurze Glasfaser miteinander verbunden. Als optischer Modulator kommen zahlreiche Möglichkeiten in Frage. Ein häufig eingesetztes Bauelement ist der Mach-Zehnder-Modulator aus $LiNbO_3$ [46]. Dieses Material hat die Eigenschaft seinen optischen Brechungsindex in Abhängigkeit eines wirkenden elektrischen Feldes zu verändern. Durch Umschließung eines Teils des $LiNbO_3$-Kristalls mit zwei Elektroden lässt sich das Feld mittels einer elektrischen Spannung steuern. Durch Variation des Brechungsindex ändert sich die optische Weglänge und damit die Phase des Lichtsignals. Da die Lichtintensität zu Beginn der Modulationsstrecke mit Hilfe einer Y-Verzweigung aufgespalten und am Ende mit einer weiteren Y-Verzweigung wieder zusammengeführt, kommt es zu einer Interferenz bzw. Modulation. Da die Variation des optischen Brechungsindex sehr gering ist, muss die Elektrodenstrecke relativ lang sein (>1 mm) und die Modulationsspannung im Bereich mehrerer Volt liegen. Dies wirkt sich negativ auf das Geschwindigkeitsverhalten aus. Unter Ausnutzung des Wanderwellenprinzips können Übertragungsraten bis 40 Gb/s erreicht werden [46]. Zudem sind bei Bauelementen dieser Länge die Größenänderung durch Temperaturschwankungen problematisch und zum Betrieb wird eine aktive Temperaturstabilisierung notwendig. Da der Brechungsindex von $LiNbO_3$ vergleichbar mit dem von Glasfasern ($\approx 1.46 - 1.48$) ist, wirken sich bei $LiNbO_3$-Modulatoren die geringen Koppelverluste der Lichtintensität zwischen der Eingangs- und Ausgangsfaser vorteilhaft aus.

Alternativ zur Variation des Brechungsindizes lässt sich mit einem elektrischen Feld die Absorption des optischen aktiven Materials beeinflussen. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt bei Halbleitern im energetischen Bereich der Bandlücke. Wird Licht mit einer etwas geringeren Energie als der Bandlücke eingestrahlt, so ist die Absorption gering und das Lichtsignal gelangt nur wenig abgeschwächt zum Ausgang der Komponente. Wird das elektrische Feld eingeschaltet, so verschiebt sich die Bandkante zu kleineren Energien und die Absorption steigt. Im Volumenmaterial wird dieser Vorgang Franz-Keldysh Effekt genannt. [20, 55] Damit gelangt ein nur noch schwaches Lichtsignal zum Ausgang. Da die Absorptionsänderung relativ stark ist, kann die Bauelementlänge gering ausfallen (50 μm und kürzer). Dies führt zu kleinen und besonders schnellen Modulatoren. Temperaturschwankungen wirken sich weniger kritisch aus als bei $LiNbO_3$-Modulatoren. Durch Verwendung von Vielfachquantenfilmen kann der Modulationskontrast weiter gesteigert werden. Bei gleichem benötigtem Kontrast ist damit eine geringere Spannungsamplitude zum Betrieb erforderlich, was sich positiv auf das Geschwindigkeitsverhalten auswirkt. [47, 48] Nachteilig wirkt der große Unterschied zwischen den Brechungsindizes des Modulators aus Halbleiterma-

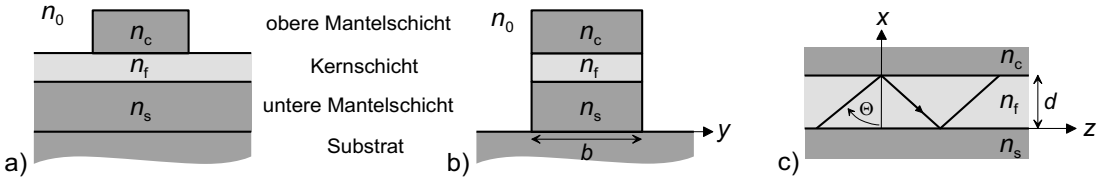

Abb. 2.9: Aufbauvarianten eines Wellenleiters: a) streifenbelasteter Filmwellenleiter, b) Streifenwellenleiter. Es gilt: $n_f > n_c,\ n_s,\ n_0$, c) Strahlengang im Zick-Zack-Modell. Nach [20, 49]

terial ($\approx 3.2 - 3.5$) und der Glasfaser, so dass es zu Koppelverlusten kommt, die aber zum Teil durch Antireflexschichten ausgeglichen werden können. Da der Modulator mit einer Lichtenergie nahe der Bandkante betrieben wird, ist die Grundabsorption höher. Insgesamt folgt daraus eine starke Reduktion der Lichtleistung.

Im folgenden Abschnitt wird der Aufbau und die Funktionsweise des Elekroabsorptionsmodulators vorgestellt. Zu Beginn wird auf die Lichtführungseigenschaften von optischen Wellenleitern eingegangen.

2.3.1 Aufbau eines Wellenleiters

Auf dem Weg durch den Modulator muss die Lichtwelle mit möglichst geringen Verlusten geführt werden. Deswegen stellt ein Modulator gleichzeitig einen optischen Wellenleiter dar, auf den im Folgenden kurz eingegangen werden soll.

Grundsätzlich sind die Bauelemente, die als Wellenleiter arbeiten, in ihrer Funktionsweise mit Glasfasern vergleichbar. Sie besitzen einen Kern der Dicke d mit hohem Brechungsindex n_f umgeben von einer Ummantelung mit kleinerem Index, und das Licht wird bei flacher Einstrahlung über Totalreflexion geführt. Man unterscheidet Filmwellenleiter, die nur einen vertikalen Lichteinschluss zulassen, von Wellenleitern mit zusätzlich lateraler Führung. Abb. 2.9 zeigt exemplarisch zwei Varianten eines optischen Wellenleiters mit zusätzlichem seitlichen Lichteinschluss, den streifenbelasteten Filmwellenleiter und den Streifenwellenleiter. Die Werte n_c und n_s bezeichnen die Brechungsindizes der oberen und unteren Mantelschicht oder auch des Substrats, n_0 des umgebenden Materials z. B. Luft.

Das durch den Wellenleiter transportierte Licht ist i. a. unpolarisiert und lässt sich beim Filmwellenleiter in zwei orthogonale Anteile aufspalten, den transversal elektrischen (TE-) und den transversal magnetischen (TM-) Wellen [20]. Im Folgenden soll nur kurz auf die TE-Wellen eingegangen werden. Damit sich elektromagnetische Wellen in einem Filmwellenleiter ausbreiten können, muss das Licht für Totalreflexion flach auf die Mantelschichten auftreffen. Es gilt $\sin\Theta \geq n_s/n_f,\ n_c/n_f$ mit dem Winkel Θ definiert in Abb. 2.9c). Zusätzlich bilden sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehende Wellen aus, die aufgrund der Reflexion an der oberen und unteren Grenzschicht zwischen Kern- und Mantelschichten entstehen. Dies kann im Filmwellenleiter nur für bestimmte diskrete Winkel Θ_m erfüllt werden, und die zugeordneten Wellen werden als Moden m bezeichnet.

Um die Ausbreitungskonstanten $\beta_m = n_f k \sin\Theta_m$ der $m$ten Mode mit $k = 2\pi/\lambda$ und

der Wellenlänge λ zu bestimmen kann aus der Bedingung der konstruktiven Interferenz eine charakteristische Gleichung hergeleitet werden. [20]

Zweckmäßigerweise werden folgende Parameter definiert. Der Frequenzparameter V hat die Form [20]

$$V \equiv k\,d\,\sqrt{n_\mathrm{f}^2 - n_\mathrm{s}^2}. \tag{2.16}$$

Mit $n_\mathrm{eff} \equiv \beta_m/k$ folgt der Phasenparameter B als normierter effektiver Brechungsindex

$$B \equiv \frac{n_\mathrm{eff}^2 - n_\mathrm{s}^2}{n_\mathrm{f}^2 - n_\mathrm{s}^2}, \tag{2.17}$$

und im Fall ungleicher Brechungsindizes der Mantelschichten gilt für den Asymmetriefaktor bei TE-Wellen

$$a_\mathrm{TE} \equiv \frac{n_\mathrm{s}^2 - n_\mathrm{c}^2}{n_\mathrm{f}^2 - n_\mathrm{s}^2}. \tag{2.18}$$

Damit folgt die charakteristische Gleichung für TE-Wellen zu [20]

$$V\sqrt{1-B} = m\pi + \arctan\sqrt{\frac{B}{1-B}} + \arctan\sqrt{\frac{B+a_\mathrm{TE}}{1-B}}. \tag{2.19}$$

Die Größen V und a_TE werden durch die Struktur des Wellenleiters und Wellenlänge λ vorgegeben und B folgt aus (2.19). Man kann zeigen, dass im Falle unsymmetrischer Wellenleiter nur für hinreichend kleine Wellenlängen eine Lösung und damit eine ausbreitungsfähige Mode existiert. Im Fall symmetrischer Wellenleiter kann die Zahl der ausbreitungsfähigen TE-Wellen näherungsweise berechnet werden zu (m aufrunden) [20]

$$m = \frac{2\,d}{\lambda}\sqrt{n_\mathrm{f}^2 - n_\mathrm{s}^2}. \tag{2.20}$$

Eingestrahltes Licht, das nicht an eine oder mehrere Moden koppeln kann, breitet sich als Streulicht nach oben als Raumwelle und nach unten als Substratwelle aus. Es ist damit für den Wellenleiter verloren.

Im Falle eines Wellenleiters mit zusätzlich lateraler Wellenführung kann der obige Formalismus direkt für die laterale Richtung übernommen werden. Allgemein erhält man mp-Moden, die bei horizontalem E-Feld als HE$_{mp}$-Moden bezeichnet werden (H steht für das magnetische Feld).

Die Feldverteilung der einzelnen Moden im Wellenleiter lässt sich mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen berechnen. Durch Umformen folgt die Helmholtz-Gleichung bei TE-Wellen zu [20]

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k^2)\underline{E}_y, \tag{2.21}$$

die mit entsprechenden Randbedingungen eine Lösung der Form

$$\underline{E}_y = \begin{cases} E_\mathrm{c}\, e^{-\alpha_\mathrm{c}(x-d)}\, e^{-i\beta z} & , d < x \\ E_\mathrm{f}\cos(\beta_\mathrm{f} x - \Phi_\mathrm{s})\, e^{-i\beta z} & , 0 < x < d \\ E_\mathrm{s}\, e^{\alpha_\mathrm{s} x}\, e^{-i\beta z} & , x < 0 \end{cases} \tag{2.22}$$

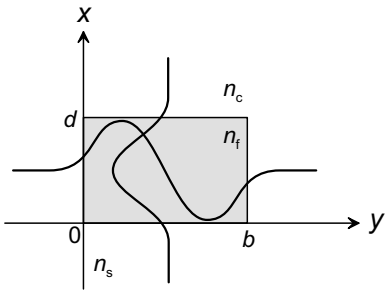

Abb. 2.10: Optische Moden im Wellenleiter mit Höhe d und Breite b. Als Beispiel ist die Einhüllende der HE_{01}-Mode gezeichnet. Die Welle breitet sich in z-Richtung senkrecht zur Papierebene aus.

liefert mit den Feldamplituden E_c, E_f und E_s, β und β_f den Wellenzahlen in Ausbreitungsrichtung z und der Kernschicht, α_c und α_s den reziproken Eindringtiefen und dem Phasensprung $\tan\Phi_s = \alpha_s/\beta_f$. Als Beispiel ist in Abb. 2.10 die Einhüllende einer HE_{01}-Mode und das verwendete Koordinatensystem dargestellt. In die Mantelschichten reichen evaneszente Wellen hinein, die in ihrer Intensität exponentiell abnehmen. Für $\Phi = \pi/2$ wird die Eindringtiefe minimal zu

$$\alpha_{c,\min}^{-1} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_f^2 - n_c^2}} \tag{2.23}$$

und man kann zeigen, dass für die effektive minimale Ausdehnung der Grundmode gilt

$$d_{\text{eff},\min} \approx \frac{\lambda}{\sqrt{n_f^2 - n_c^2}}. \tag{2.24}$$

Der Füllfaktor Γ gibt an, wie viel Lichtleistung im Verhältnis zur eingestrahlten Gesamtintensität innerhalb der Kernschicht geführt wird. Mit abnehmender Dicke d dringt die Lichtwelle immer tiefer in die Mantelschichten ein. Somit müssen die Mantelschichten entsprechend dicker ausfallen, um die optischen Leckverluste möglichst gering zu halten. Mit abnehmenden Füllfaktor ist zusätzlich der aktiven modulierten Zone anteilsmäßig weniger Intensität ausgesetzt, wie es z. B. für Elektroabsorptionsmodulatoren wichtig ist (siehe Abschnitt 2.3.2). Um später der Integration des EAM in den HBT zu genügen, ist insgesamt das Ziel einen möglichst dünnen Wellenleiter (Kern- und Mantelschichten) und einen hohen Füllfaktor (geringe optische Verluste und hohe Modulation) zu erhalten.

Technisch wichtige Wellenlängen werden durch die Verwendung von Glasfasern (SiO_2) vorgegeben. Bei 1550 nm liegt das Absorptionsminimum mit einer Dämpfung von ca. 0.2 dB/km, hingegen ist bei 1300 nm die Dämpfung ca. 0.6 dB/km aber die chromatische Dispersion minimal. Die Dämpfung ist im wesentlichen für kleine Wellenlängen auf Rayleigh-Streuung zurückzuführen und für große Wellenlängen auf die Erzeugung von Gitterschwingungen in der Glasfaser. Um 1400 nm steigt die Absorption aufgrund der OH-Gruppen, die durch den Herstellungsprozess eingebaut werden. Inzwischen gibt es aber Entwicklungen mit wasserfreien Glasfasern. Für lange Übertragungsstrecken eignen sich Monomode (single-mode) Fasern, da die Dispersion der unterschiedlichen Moden entfällt (im Gegensatz zu Multimode Fasern). Mit Monomode Fasern sind Datenübertragungen von >1000 Gb/s · km pro Wellenlängenkanal

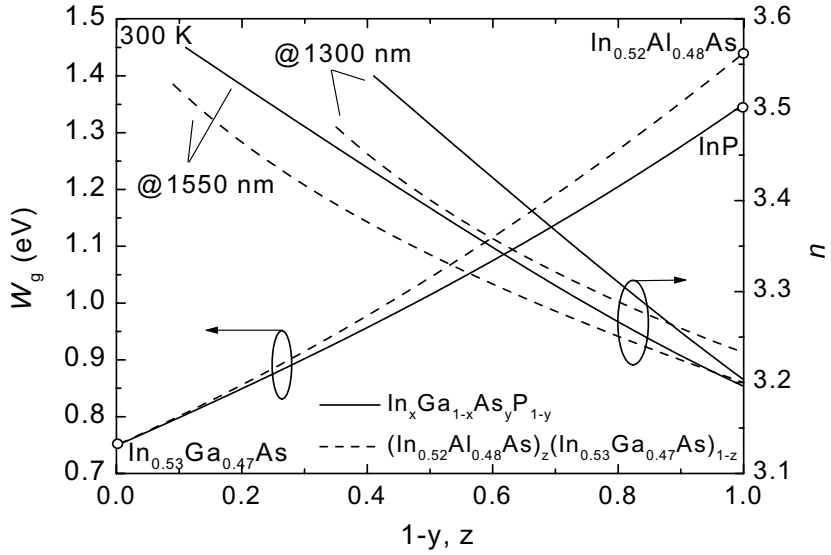

Abb. 2.11: Übersicht zu den quaternären Materialien InGaAsP und InGaAlAs gitterangepasst auf InP. Aufgetragen sind die Bandlücke W_g und der Brechungsindex n für zwei Wellenlängen in Abhängigkeit der Komposition. Gezeigt sind nur Brechungsindizes bei Energien unterhalb der Bandlücke. Man erkennt eine Abnahme des Brechungsindex bei einer steigenden Bandlücke. Nach [27, 28, 50, 51].

möglich. Standard Monomode Fasern haben einen Kerndurchmesser von ca. $10\,\mu$m $(n = 1.465)$ und einen Manteldurchmesser von $125\,\mu$m $(n = 1.46)$. Wegen des geringen Kerndurchmessers ist eine genaue Justage auf ein Modulatorbauelement aufwändig.

Für das Design von Wellenleitern aus Halbleitern müssen die Brechungsindizes der verwendeten Materialien bekannt sein. In Abb. 2.11 sind die Bandlücken W_g und die Brechungsindizes n für die Materialsysteme InGaAsP und InGaAlAs in unterschiedlicher Komposition im Falle der Gitteranpassung auf InP dargestellt. Dabei wurden für n die Wellenlängen 1300 nm und 1550 nm gewählt. Für Mantelschichten aus InP und $In_{0.52}Al_{0.48}As$ liegt der Brechungsindex um 3.2, und für Materialien mit quaternärer Komposition mit einer Bandlücke nahe der Energie des eingestrahlten Lichts liegt der Brechungsindex bei 3.5. Für diese Werte ergibt sich nach Gl. (2.23) eine Eindringtiefe von 175 nm in die Mantelschichten.

Je nach Länge des Wellenleiters L, dessen Qualität und Effizienz bei der Ein- und Auskopplung des Lichtsignals variiert die Transmission T_0. In dieser werden alle Absorptionseffekte zusammengefasst und lässt sich ausdrücken zu

$$T_0 \equiv \eta_e \eta_a \eta_t e^{-\alpha_s L} \tag{2.25}$$

mit dem Einkoppelwirkungsgrad η_e, dem Auskoppelwirkungsgrad η_a, dem Transmissionswirkungsgrad η_t und der Absorption im Halbleiter α_s. Dabei beschreiben η_e und η_a die Ankopplung der Wellenleitermoden an das eintreffende und austretende Laserfeld. In η_t sind die Reflexionen am Ein- und Auskopplungsort zusammengefasst, sowie der Einfluss des Fabry-Perot-Effektes. Der Absorptionskoeffizient α_s beinhaltet Effekte wie Streuung an Störstellen und Oberfläche und die Ladungsträgerabsorption.

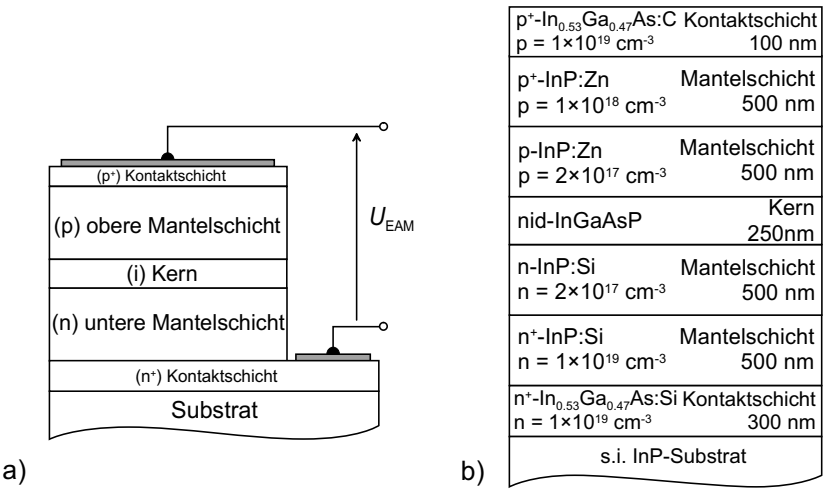

Abb. 2.12: a) Prinzipieller Aufbau eines Modulators, b) typische Realisierung eines Elektroabsorptionsmodulators auf InP mit Kern aus InGaAsP.

Für p^+-Halbleiter liegt die Absorption um 60 dB/cm, bei n^+-Material hingegen um 20 dB/cm [52]. Der Gesamtverlust des Wellenleiters inklusive Kopplungsverluste wird auch ”insertion loss” genannt und wird ausgedrückt zu

$$IL \equiv -10 \log T_0. \tag{2.26}$$

Die Reflexionen bei der Ein- und Auskopplung zwischen Wellenleiter und Glasfaser (ohne Interferenzeffekte) können berechnet werden über

$$R = \frac{(n_\mathrm{f} - n_\mathrm{Luft})^2}{(n_\mathrm{f} + n_\mathrm{Luft})^2} \tag{2.27}$$

und für $n_\mathrm{f} = 3.5$ ergibt sich $R = 0.31$, d. h. im Falle unverspiegelter Grenzflächen gelangt nur 69 % der Intensität in den Halbleiter.

Damit Licht in einen Wellenleiter eingekoppelt werden kann, muss der Lichtstrahl innerhalb eines schmalen Öffnungskegels mit Öffnungswinkel 2θ liegen. Für den Winkel bzw. die numerische Apertur gilt

$$\mathrm{NA} = \sin\theta = \sqrt{n_\mathrm{f}^2 - n_\mathrm{c}^2}.$$

2.3.2 Aufbau eines EAM

Ein Wellenleiter wird zu einem Modulator durch Wirken eines elektrischen Feldes im Kern des Wellenleiters. Abb. 2.12a) zeigt den Querschnitt eines Modulators dessen *pn*-Übergang in Sperrrichtung betrieben wird. Die Dicke der Kernschicht wird so gewählt, dass in Wachstumsrichtung nur eine Mode existiert aber noch ein hoher Füllfaktor herrscht. Gleichzeitig muss die Variation des elektrischen Felds im Kern und damit in der aktiven Schicht möglichst groß werden. Dies wird durch ein nahes Heranführen der dotierten Mantelschichten (cladding layer) an den Kern erreicht. Da die

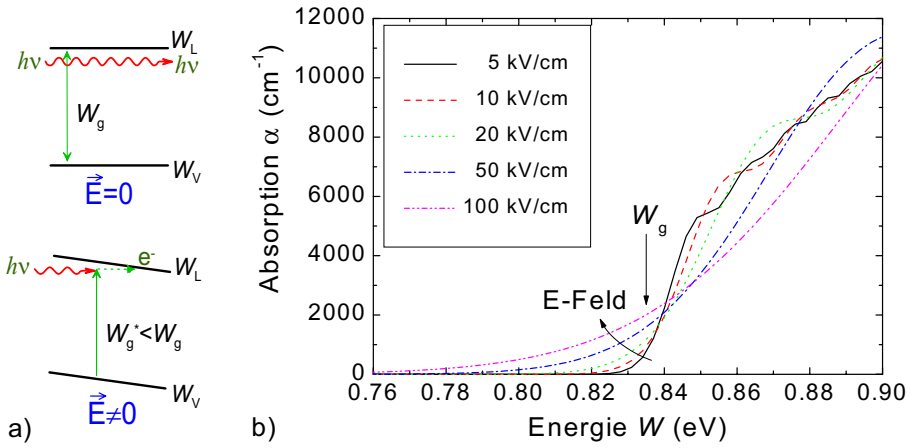

Abb. 2.13: a) Darstellung der Bandkanten im feldfreien Fall und mit Feld. Durch die Bandverkippung verringert sich die effektive Bandlücke (Franz-Keldysh Effekt). b) Berechnung des Absorptionsverlaufs von $In_{0.62}Ga_{0.38}As_{0.82}P_{0.18}$ für verschiedene elektrische Felder. [53, 54]

Lichtwelle aber auch in die Mantelschichten hineinreicht, wird der Bereich der Mantelschichten nahe am Kern nur schwach dotiert, um eine Absorption aufgrund der Ladungsträger zu verringern. In Abb. 2.12b) ist der Aufbau eines typischen InP-basierten Elektroabsorptionsmodulators mit einer Kernschicht aus Volumenmaterial gezeigt.

Für die Transmission durch den Modulator gilt dann insgesamt

$$T(U) = T_0\, e^{-\Gamma \alpha_{el} L} \tag{2.28}$$

mit dem Füllfaktor Γ, der den Intensitätsanteil der Lichtwelle im Bereich der aktiven Schicht angibt. Die Größe α_{el} beschreibt die Abhängigkeit der Absorption vom elektrischen Feld, das durch eine externe Spannung U erzeugt wird. Für kleine Lichtintensitäten ist das Verhalten der Transmission von der Intensität unabhängig. Mit der Größe $T(U)$ können noch folgende Definitionen aufgestellt werden. So gilt für die Modulation $M(U)$

$$M(U) \equiv -10 \log \frac{T(U)}{T_0} \tag{2.29}$$

die das Verhältnis zwischen den Transmissionen beschreibt. Der Kontrast K hingegen ist eine absolute Größe

$$K \equiv T_0 - T(U) \tag{2.30}$$

zwischen den Zuständen des Modulators. Ein hoher Kontrast bedeutet nicht gleichzeitig eine hohe Modulation.

Es gibt verschiedene elektro-optische Effekte wie den linearen Pockels-Effekt (der den feldabhängigen Brechungsindex beschreibt), den Franz-Keldysh Effekt im Volumenmaterial eines Halbleiters wie auch den quantenunterstützten Stark Effekt in einem mehrfach Quantenfilmsystem (MQW). Weiterhin kann das Absorptionsverhalten über die Ladungsträgerdichte im Halbleiter beeinflusst werden wie beim Burstein-Moss Effekt, der auf Bandauffüllung beruht.

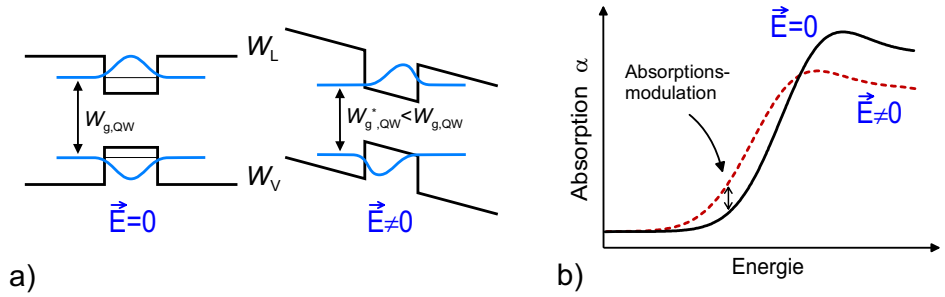

Abb. 2.14: a) Skizze zu den Energiebändern eines Quantenfilmsystems. Durch das elektrische Feld sind die Bänder gekippt. b) Veränderung der Absorption in einem MQW aufgrund des Quantenunterstützten Stark Effekts. [20, 55]

Durch Wirken des elektrischen Feldes werden die Bänder im Halbleiter gekippt. Beim Franz-Keldysh Effekt (FKE) wird nun ein Photon mit etwas geringerer Energie als der Bandlücke W_g absorbiert (siehe Abb. 2.13a). Es entsteht ein Elektron-Loch Paar wobei das Elektron in einem zweiten Schritt im Ortsraum zum Leitungsband, wegen der gekippten Bänder, tunneln kann [55]. Dadurch entsteht effektiv eine Absorption unterhalb der Bandlückenenergie. Die Abb. 2.13b) verdeutlicht die Verschiebung der Absorptionskante mit zunehmenden elektrischen Feld anhand einer Simulation. Gleichzeitig ist eine Abnahme der Steigung der Absorptionskante zu erkennen, da die Bandkante nicht mehr scharf definiert ist. Die Änderung der Absorption lässt sich mittels Airy Funktionen ausdrücken. Formal kann mit Hilfe der "weak-field" Approximation der Einfluss des elektrischen Feldes E auf die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ des Halbleiters bestimmt werden [53, 54]. Die Dielektrizitätskonstante und der Brechungsindex $\tilde{n} = n + i\kappa$ stehen über $\varepsilon = (n + i\kappa)^2$ in Beziehung. Aus dem Extinktionskoeffizient κ wiederum folgt die Absorption $\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}$ bei der Wellenlänge λ. Näherungsweise kann die Variation der Bandlückenenergie bestimmt werden zu [20]

$$\Delta W_g = \frac{1}{2}\left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} (qE\hbar)^{2/3} m_e^{-1/3} \tag{2.31}$$

mit der Elektronenladung q und der effektiven Elektronenmasse m_e.

Ein weiteres elektro-absorptives Verhalten zeigt sich beim Quantenunterstützten Stark Effekt (quantum confined Stark effect, QCSE). Durch Verwendung eines Quantenfilmsystems kommt es zur Ausbildung von diskreten Energieniveaus im Bereich des Potenzialtopfes mit einem Halbleitermaterial mit niedrigerer Bandlücke (siehe Abb. 2.14a). Dadurch steigt die nötige Energie zur Generierung von Elektron-Loch Paaren im Vergleich zum reinen Volumenmaterial an. Auch hier verkippen beim Anlegen eines elektrischen Feldes die Bänder. Damit kommt es zu einer effektiven Absenkung der Barrierenhöhe und die Diskretisierungsenergie nimmt ab. Dies hat eine Erhöhung der Absorption bei niedrigeren Energien zur Folge. Gleichzeitig verschieben sich die Schwerpunkte der Wellenfunktionen und damit die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für die Elektronen und Löcher in entgegengesetzte Richtungen. Somit wird der Überlapp beider Wellenfunktionen verringert, und die Generation von Elektron-Loch Paa-

ren im Quantenfilm wird unwahrscheinlicher. Das hat eine Verringerung der Absorption bei höheren Energien zur Folge. Insgesamt wird auch hier die Steigung der Absorptionskante verkleinert wie in Abb. 2.14b) dargestellt.

Eine Variation der Absorption lässt sich auch über eine Ladungsdichteänderung im Wellenleiter erzeugen. Da bei der Kombination der Bauelemente HBT und EAM der Transistor gleichzeitig als Stromquelle benutzt werden kann, ist dieser Einfluss den elektro-optischen Effekten überlagert. So beruht der Burstein-Moss Effekt auf einer starken Anreicherung des Halbleiters mit Ladungsträgern, die über eine hohe Dotierung oder eine hohe Stromdichte bereitgestellt werden [56]. Ist die Rekombinationszeit der freien Ladungsträger groß, dann kommt es zu einer Ansammlung an den Bandkanten. Da die niederenergetischen Zustände zuerst besetzt werden und wegen des Paulischen Ausschließungsprinzips kommt es zu einer Bandauffüllung. Neue Elektron-Loch Paare lassen sich nur in höherenergetische Zustände anregen. Das entspricht einer Verschiebung der Absorptionskante zu größeren Energien. Allerdings führt eine starke Konzentration freier Ladungsträger aufgrund der Coulombkraft zu gegenseitiger Abstoßung. Dies hat eine Abschirmung der Ladungen (screening) zur Folge, und die ”Blauverschiebung” der Absorptionskante aufgrund des Bandauffülleffekts wird abgeschwächt. Allerding konnte bei optischen Messungen der Einfluss der Ladungsträgerdichte auf die Bandlücke nicht nachgewiesen werden, da vermutlich die nötigen Trägerdichten nicht erreicht werden (siehe Kapitel Messergebnisse).

2.3.3 Hochfrequenzverhalten

Im Betrieb ist ein Modulator in Sperrrichtung gepolt. Um auf das Hochfrequenzverhalten zu schließen kann der Modulator im einfachsten Fall als Plattenkondensator mit Serienwiderstand R aufgefasst werden. Die Zeitkonstante ist damit $\tau = RC$ und es ergibt sich für die Eckfrequenz

$$f_{3\mathrm{dB}} = \frac{1}{2\pi R} \cdot \frac{d_\mathrm{i}}{\varepsilon_0 \varepsilon_\mathrm{r} b L} \tag{2.32}$$

mit einem Modulator der Stegbreite b und der Länge L. Die Dicke d_i umfasst die intrinsische Kernschicht korrigiert um die Raumladungsweiten in der *pin*-Struktur. Der Serienwiderstand R kann i. a. nur abgeschätzt werden aus Zuleitungs- und Schichtwiderständen. Aus der $1/L$-Abhängigkeit wird ersichtlich, dass besonders lange Modulatoren ein schlechtes Frequenzverhalten besitzen, so sind z. B. Lithium-Niobat Modulatoren über einen Millimeter lang, wegen einer geringen Änderung des Brechungsindex. Andererseits werden diese Modulatoren im transparenten Wellenlängenbereich betrieben, und die geringe Absorption führt zu einem niedrigen ”insertion-loss”.

Um die kapazitive Limitierung der Grenzfrequenz zu überwinden kann das Wanderwellenkonzept angewendet werden. Dazu wird die steuernde elektrische Welle stirnseitig in den Modulator eingekoppelt und läuft auf einer koplanaren Leitung Richtung Bauelementende. Durch entsprechendes Bauelementdesign lässt sich erreichen, dass die Gruppengeschwindigkeiten der elektrischen und der zu modulierenden optischen Welle gleich sind. Mit Fortschreiten der Wellen überträgt sich die elektrische

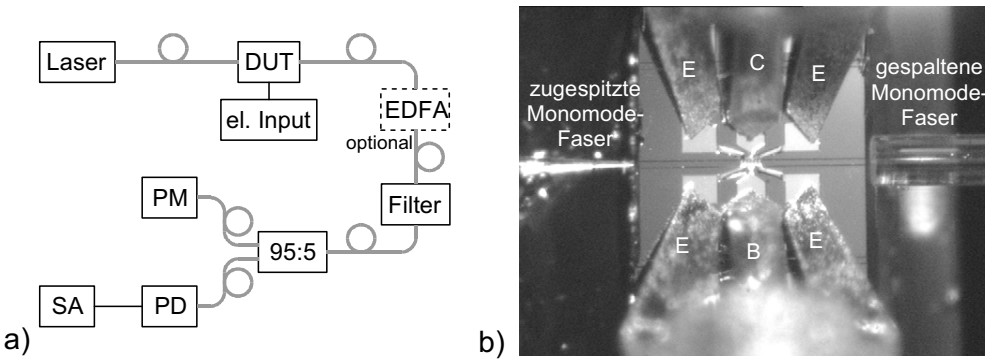

Abb. 2.15: Aufbau des optischen Messplatzes [61]: a) Prinzipskizze; DUT: ”device under test”; EDFA: optischer Faserverstärker; PM: Photometer; PD: Photodiode; SA: Spektrumanalysator, b) Lichtmikroskopische Aufnahme des konnektierten Bauelements. Laterale optische Einkopplung mittels ”tapered” Monomode-Faser, Auskopplung über gespaltene Monomode-Faser. [57, 21]

Leistung zunehmend auf die Modulation der optische Welle. Mit großen Längen L machen sich allerdings kleine Differenzen in den Gruppengeschwindigkeiten bemerkbar, und das optische Signal verliert an Modulationsamplitude. In dieser Arbeit wird von dem Wanderwellenkonzept kein Gebrauch gemacht, da dies im Zusammenhang mit einem HBT schwierig umzusetzen ist.

Der prinzipielle optische Messaufbau zur Charakterisierung der Bauelemente ist in Abb. 2.15a) dargestellt. Der zu modulierende Laserstrahl wird durch eine Laserdiode im Dauerstrichbetrieb bereitgestellt. Mittels eines externen Resonators lässt sich über eine Gitteranordnung im Gerät die Wellenlänge in einem weiten Bereich zwischen $1420 - 1590\,\mathrm{nm}$ durchstimmen. Über eine Monomode Faser wird der Laserstrahl seitlich auf auf die Stirnfläche des Bauelements gegeben (Abb. 2.15b). Das Ende der Glasfaser ist auf eine Positioniereinheit mit geregelten Piezoaktuatoren befestigt. Da die Faser an der Spitze verjüngt ist (tapered) bekommt die optische Mode einen geringeren Durchmesser und passt besser auf die ausbreitungsfähigen Moden des Wellenleiters in der Probe [57]. Damit steigt die Einkoppeleffizienz. Die elektrische Ansteuerung geschieht über koplanare Messspitzen, denen wiederum über Bias-Tees ein DC- und ein HF-Signal zugeführt wird. Nach Durchtritt durch das Bauelement wird das Lichtsignal über eine weitere, in diesem Fall gespaltene (cleaved) Monomode Faser aufgesammelt. Optional kann das optische Ausgangssignal durch einen Faserverstärker (erbium doped fiber amplifier, EDFA) geschickt werden, der einen Gewinn von $>20\,\mathrm{dB}$ mit einer maximalen Ausgangsleistung von $17\,\mathrm{dBm}$ aufweist. Durch die Verstärkung tritt ein Rauschen um die zentrale Wellenlänge auf (amplified stimulated emission, ASE). Dieses kann mittels eines Filters unterdrückt werden. Das optische Signal wird einer schnellen Fotodiode zugeführt, die daraus ein elektrisches Signal erzeugt. Dieses gelangt schließlich zu einem Spektrumanalysator. Durch einen Strahlteiler kann ein kleiner Teil der Lichtleistung auf ein zeitlich integrierendes Photometer gegeben werden, um die Lichtleistung zu überwachen und die Fotodiode vor zu hohen Intensitäten zu schützen.

Kapitel 3

Untersuchte Integrationsvarianten

Auf Grundlage der besprochenen Bauelemente werden in diesem Kapitel verschiedene Integrationsvarianten vorgestellt. Im einfachen Fall können dabei die Schichtsysteme der einzelnen Bauelemente übereinander angeordnet werden. Die weitergehende Variante der Integration besteht in der Verlagerung des Schichtpakets für den Modulator in das des Transistors hinein. Zuvor noch einige Worte zur Wahl des Transistortyps. Zur Ansteuerung eines EAM können für die Treiberstufe prinzipiell sowohl Bipolartransistoren als auch Feldeffekttransistoren gewählt werden. Da beim HBT, wie beim EAM, Epitaxieschichten hoher Dicke zum Einsatz kommen, ist das HBT-Schichtpaket besser geeignet, zur Integration den EAM aufzunehmen. Weiterhin ist der Verlauf der elektrischen Felder mit dem des EAM vergleichbar und damit kompatibler.

Zur Verdeutlichung der Anwendung der verschiedenen Integrationsvarianten erfolgt die weitere Diskussion anhand von zwei Schaltungsmöglichkeiten für den HBT und den EAM. Im Fall getrennter Bauelemente kann die Treiberstufe in Form eines Differenzverstärkers oder einfacher mit einem Transistor in Emittergrundschaltung umgesetzt werden, wie in Abb. 3.1a) angedeutet. Mittels des Lastwiderstands R_L fungiert der Treiber als Inverter des elektrischen Signals. Der Ausgang der Stufe wird einem EAM zugeführt, der zum einen extern über Bonddrähte verbunden ist oder zum anderen sich monolithisch auf dem gleichen Substrat befindet und mit der Schaltung technologisch verarbeitet wird.

Die andere Möglichkeit besteht im Einsatz eines Schichtpakets, das den EAM in den HBT integriert. In dieser Arbeit werden dafür zwei Schichtkonzepte mit ihren Vor- und Nachteilen vorgestellt, bei denen der Wellenleiterkern im Kollektor des HBT zu liegen kommt. Unter Verwendung dieser Schichsysteme ist es zum einen wiederum möglich die Komponenten des HBT und EAM zu trennen und wie in Abb. 3.1a) gezeigt elektrisch zu koppeln. Zum anderen eröffnet sich ein Weg, die beiden Bauelemente HBT und EAM geometrisch an einem Ort zu realisieren und zu einem neuen Bauelement (HBT-EAM) zu kombinieren (siehe Abb. 3.1b). Zur schaltungstechnischen Umsetzung wird der HBT-EAM z. B. in der Emittergrundschaltung mit Lastwiderstand R_L betrieben. Bei Änderung des Basisstroms variiert der Kollektorstrom und der Spannungsabfall am kollektorseitigen Lastwiderstand führt zu einer Spannungsmodulation am Basis/Kollektor-Übergang. Abb. 3.1c) zeigt zwei typische

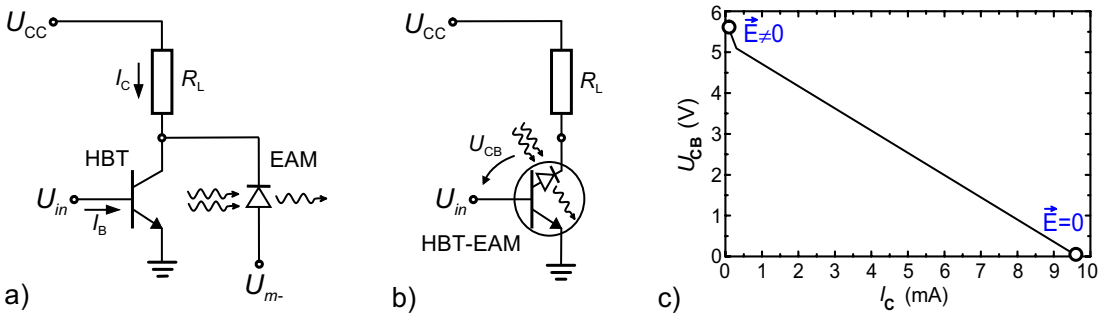

Abb. 3.1: Vergleich der Integrationsvarianten. a) Der HBT ist in Emittergrundschaltung ausgeführt (Inverter) und treibt einen EAM. U_{m}^{-} dient zum Einstellen des Arbeitspunktes für den EAM. b) Der EAM ist in den Basis/Kollektor-Übergang des HBT integriert. c) Verdeutlichung des Transistorschaltverhaltens anhand des prinzipiellen Verlaufs der Spannungs-Stromkennlinie am Basis/Kollektor-Übergang mit zwei extremen Arbeitspunkten. Die Variation der Basis/Emitter-Spannung ist vergleichsweise gering und kann vernachlässigt werden.

Arbeitspunkte in der U_{CB}-I_{C}-Spannungs-Stromkennlinie. Befindet sich der Transistor im ausgeschalteten Zustand ($I_{\mathrm{C}} = 0\,\mathrm{mA}$), dann fällt fast die gesamte Betriebsspannung am Basis/Kollektor-Übergang ab und das im Kollektor und somit EAM wirkende elektrische Feld bewirkt eine Lichtabsorption im Modulator. Ist umgekehrt der Transistor aktiv ($I_{\mathrm{C}} \gg 0\,\mathrm{mA}$) bewirkt I_{C} den Spannungsabfall am Lastwiderstand R_{L}. Damit wird der Basis/Kollektor-Übergang annähernd feldfrei und der Modulator transparent. Als weitere Grundschaltung eines Bipolartranistors kommt die Basisschaltung in Frage, wobei in der vorliegenden Arbeit nur die Emittergundschaltung untersucht wird.

In diesem Kapitel wird zuerst auf die Integration durch Übereinanderwachsen des EAM- und HBT-Schichtpakets eingegangen, da hierbei die Aspekte der beiden Bauelemente deutlich zum Tragen kommen. Anschließend folgt die Vorstellung der Integration des EAM-Schichtpakets in den Kollektor bei Verwendung einer Basis aus InGaAs (absorbierend bei $1.55\,\mu$m) als auch InGaAlAs (annähernd transparent bei $1.55\,\mu$m). Dies ermöglicht sowohl das kombinierte Bauelement, den HBT-EAM, als auch eine getrennte Treiberstufe mit separatem EAM.

3.1 EAM und HBT mit getrennten Schichtsystemen

Die hier vorgestellte Variante der monolithischen Integration von HBT und EAM besteht in der epitaktischen Übereinanderschichtung der einzelnen Schichtpakete. In Abb. 3.2 ist der prinzipielle Aufbau dargestellt. Bei dem realisierten Schichtaufbau kommt ein InP/InGaAs/InP-DHBT zum Einsatz. Darunter befindet sich der Modulator zwischen dessen Mantelschichten aus InP eine Schicht mit einer Bandlücke etwas unterhalb der Arbeitswellenlänge (1550 nm) angeordnet ist, die den Kern des Wellenleitermodulators darstellt. Bei 1550 nm besitzt InP einen Brechungsindex von etwa 3.2 und eine Kernschicht aus $\mathrm{In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}}$ (mit $W_{\mathrm{g}} = 1430\,\mathrm{nm}$) etwa 3.5. Damit hat die Kernschicht einen größeren Brechungsindex als die Mantelschichten und der Wellenleiter kann optische Moden führen. Die Dicke der Kernschicht wird gerade so

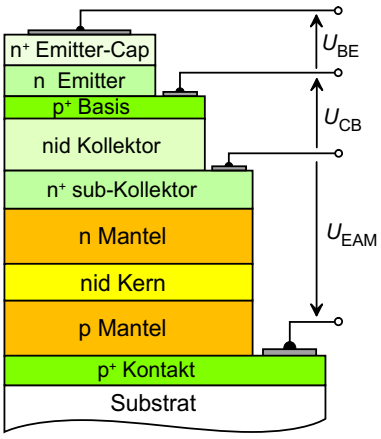

Abb. 3.2: Monolithische Integration mit übereinander gewachsenen Schichtsystemen für EAM und HBT. Die Schicht für den sub-Kollektor wird gleichzeitig als obere ohmsche Kontaktschicht des Modulators verwendet. Die Dicke des HBT-Schichtpaketes beträgt etwa 1 μm, die des EAM um 2 μm.

gewählt, dass sich in Wachstumsrichtung nur die Grundmode ausbildet, aber trotzdem noch ein hoher Füllfaktor Γ entsteht.

Der wesentliche Vorteil dieser Anordnung liegt in der Möglichkeit die beiden Schichtpakete individuell zu optimieren und damit Bauelemente mit hoher Schaltgeschwindigkeit als auch Modulation zu erhalten. Andererseits muss ein Schichtsystem hoher Dicke von über 3 μm gewachsen werden, so dass lange Wachstumszeiten und ein hoher Verbrauch an Quellenmaterial nötig sind. Die langen Wachstumszeiten hingegen führen zu einer gegenseitigen Beeinflussung der beiden Schichtpakete. Da beim EAM für die Mantelschichten oft InP-Schichten mit Zink für die *p*-Dotierung zum Einsatz kommen, muss die veränderte Zinkdiffusion in die undotierte optische Kernschicht beim nachfolgenden HBT-Wachstum mit beachtet werden [10]. Des Weiteren muss gerade bei hohen Schichtdicken die Gitteranpassung der einzelnen Schichten gewährleistet sein, da sich ansonsten resultierende Wachstumsdefekte akkumulieren und unter Umständen, etwa als Schraubenversetzungen bis an die Oberfläche fortpflanzen.

In Kap. 4.3 wird die technologische Herstellung beschrieben. Dabei wird deutlich, dass aus technologischer Sicht Systeme mit hoher Schichtdicke schwieriger zu verarbeiten sind. Für die optische Lithographie werden Fotolacke mit einer Lackschleuder aufgetragen. Aufgrund des Halbleiteroberflächenprofils kommt es zu einer Planarisierung des Fotolacks, d. h. an den Strukturkanten ist die Lackschicht dünner als am Fuße einer Mesastruktur. Die unterschiedliche Lackdicke wirkt sich negativ auf die Homogenität des belichteten und entwickelten Lacks aus.

Die im Fachgebiet zur Verfügung stehende Kontaktlithographie hat eine optische Auflösung von $<1\,\mu$m bei 365 nm und eine begrenzte Tiefenschärfe von weniger als 2 μm [58]. Dadurch werden tiefliegende Strukturen nicht mehr scharf sondern etwas verbreitert abgebildet. Aus diesem Grund wird in Abb. 3.2 das HBT-Schichtpaket über dem Modulator angeordnet. Somit kann der HBT zuerst und wie gewohnt prozessiert werden. Bei dem tieferliegenden EAM-Schichtpaket kommt es zu geringen Lithographiefehlern. Da die laterale Ausdehnung eines Modulators größer ist als die kleinsten kritischen Strukturen des HBT wirkt sich dies nicht allzu negativ aus. Alternativ stellt die optische Lithographie mit einer abbildenden Optik, wie sie im Stepper-Betrieb Einsatz findet, eine gute Tiefenschärfe zur Verfügung. Zusätzlich wird der Fokus ent-

sprechend angepasst. Damit wäre es möglich auch kleine Strukturen, wie sie im HBT Verwendung finden, direkt auf tiefliegende Ebenen abzubilden.

Nach Aufbringen einer Fotolackschicht folgen entweder eine Metallisierungsschicht für Metall-Halbleiter Kontakte oder ein Mesaätzschritt, um nicht benötigtes Halbleitermaterial zu entfernen und eine dreidimensionale Struktur zu erhalten. Bei dicken epitaktischen Schichtpaketen kommt es zu langen Ätzzeiten. Bei Mesalacken ist eine gewisse ungewollte Unterätzung des Lackes unvermeidbar, die von den Haftungseigenschaften, der Ätzdauer und der Kristallorientierung abhängt. Dicke Schichten sind somit schwieriger zu verarbeiten bzw. der Vorgang muss in mehrere Schritte mit wiederholter Belackung aufgeteilt werden.

Die zahlreichen Einzelschichten im gesamten Schichtaufbau nach Abb. 3.2 verursachen nicht nur eine lange Epitaxiezeit. Es summiert sich auch der technologische Aufwand bestehend aus der Verarbeitung der individuellen Schichtpakete. Um das Schichtsystem etwas zu vereinfachen wird die sub-Kollektorschicht gleichzeitig als n-Kontaktschicht für den Modulator verwendet. Dadurch entfällt ein Mesaätzschritt und ein Metallisierungsschritt.

3.2 Integriertes Schichtsystem

Als weitere Möglichkeit HBTs und EAMs zu integrieren, kann das Schichtpaket des EAM mit dem Schichtpaket des HBT kombiniert werden. Dies wird durch Mehrfachnutzung einzelner Schichten bzw. Schichtbereiche erreicht (siehe Abb. 3.3 mit dem EAM im Kollektor). Man erhält nicht nur kürzere Epitaxiezeiten, sondern auch einen vereinfachten technologischen Prozess, da mit der Herstellung des HBT auch die EAM-Funktion bereitgestellt wird. Durch die zusätzliche geometrische Zusammenfassung von EAM und HBT zu einem Kombinationsbauelement (HBT-EAM) entsteht ein Modulator mit integriertem elektrischen Verstärker [21, 22, 23, 24].

Durch die Integration entsteht ein Kombinationsbauelement mit vielfältigen Einsatzmöglichkeiten. Neben den sich ergebenden Vorteilen der Integration kommt es aber auch zu einer Beeinträchtigung einiger Leistungsdaten der zugrunde liegenden Bauelementkomponenten. Der wesentliche Nachteil ist die resultierende gegenseitige Abhängigkeit der Bauelementfunktionen des HBT und des EAM. Die Verbesserung einer Eigenschaft im optischen Bereich kann zur Verschlechterung einer elektrischen Eigenschaft führen und umgekehrt. Dies stellt hohe Anforderungen an eine Optimierung des gesamten Bauelements im Hinblick auf hohe Modulation und Geschwindigkeit, so dass von dem Idealaufbau der Einzelbauelemente abgewichen werden muss. Damit ist die Leistungsfähigkeit bei ausschließlicher Betrachtung der jeweiligen Bauelementkomponente im Vergleich mit idealen EAMs und HBTs geringer.

Zur Umsetzung des integrierten Bauelementes wurden zwei Konzepte mit unterschiedlichem Basismaterial entwickelt. Im ersten Konzept mit InGaAs-Basis ist der Wellenleiter vollständig im Kollektor enthalten. Allerdings ist hier der elektrische Feldverlauf im Modulator nicht optimal. Im zweiten Konzept wandert deshalb die obere Mantelschicht in den Emitter hinein. Allerdings kommt nun die Basis, die bei

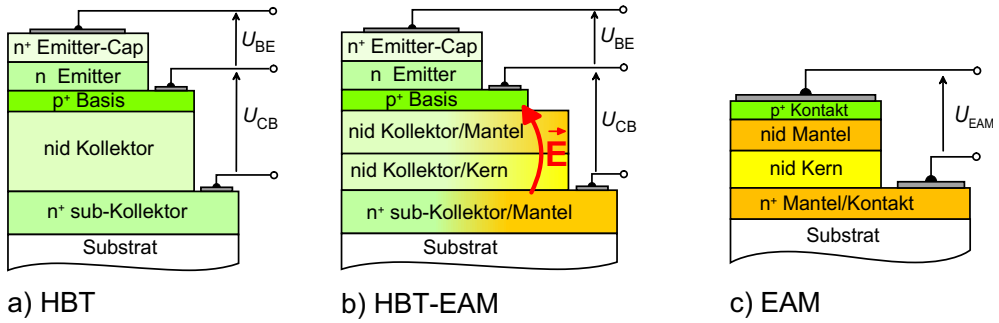

Abb. 3.3: Vergleich von HBT und EAM mit kombiniertem Bauelement (HBT-EAM) im Fall einer Basis aus $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Der Kollektor wird zweigeteilt, um die obere Mantelschicht und die Kernschicht aufzunehmen.

1550 nm stark absorbierend wirkt, auf der Kernschicht zum Liegen. Um die Absorption zu minimieren wird eine InGaAlAs-Basis mit größerer Bandlücke verwendet.

3.2.1 HBT-EAM mit InGaAs-Basis

Nachfolgend ist der Aufbau unter Verwendung einer InGaAs-Basis dargelegt. Befindet sich der HBT im elektrisch aktiven Bereich kann die Spannung zwischen Basis und Kollektor unabhängig vom Kollektorstrom in einem weiten Bereich schwanken. Betrachtet man den Aufbau eines npn-Transistors (siehe Abb. 3.3a) fällt die *pin*-Struktur im Basis/Kollektor-Bereich auf, die vergleichbar mit der *pin*-Diode eines EAM ist (Abb. 3.3c). Durch Wahl eines InP/InGaAs/InP-DHBT wird ein Kollektor aus InP-Material bereitgestellt, das gleichzeitig als Material für die obere Mantelschicht (cladding) verwendet werden kann. Der sub-Kollektor ist üblicherweise n^+-InGaAs, kann aber leicht durch n^+-InP ausgetauscht werden, um zusammen mit dem semiisolierenden InP-Substrat die untere Mantelschicht zu bilden. Dazwischen liegt wiederum eine Kernschicht aus InGaAsP. Gleichzeitig soll die Gesamtdicke des Kollektors, als Summe von Kern- und oberer Mantelschicht, dünn ausfallen (<1 μm), damit sowohl ein hohes elektrisches Feld entstehen kann als auch die Transitzeit τ_C durch den Kollektor nicht das Geschwindigkeitsverhalten des HBT negativ beeinflusst.

Um Aufschluss über das wirkende elektrische Feld *E* in der Kernschicht zu erlangen wurden mit dem Programm aus Ref. [37] das elektrische Feld und der Verlauf der Bandkanten simuliert (Abb. 3.4, Sperrspannungen wie angegeben). Dazu wurde für die Kernschicht aus InGaAsP die Hintergrunddotierung vom *n*-Typ zu $5{\cdot}10^{16}\,cm^{-3}$ gesetzt und für die obere Mantelschicht jeweils $5{\cdot}10^{15}\,cm^{-3}$ bzw. $2{\cdot}10^{16}\,cm^{-3}$ verwendet. Der Wert der Hintergrunddotierung stammt aus Hall-Messungen. Abb. 3.4b) zeigt wie erwartet im Falle der geringeren Dotierung in der oberen Mantelschicht ein größeres elektrisches Feld in der Kernschicht. Gleichzeitig ist aber die Bandverbiegung im kollektorseitigen Bereich des Basis/Kollektor-Übergangs geringer als bei höherer Dotierung (Abb. 3.4a). Dadurch fällt die effektive Leitungsbanddiskontinuität stärker aus. Für eine höhere *n*-Dotierung in der oberen Mantelschicht lässt sich der "current-blocking"-Effekt im Kollektor des HBT hingegen besser unterdrücken, d. h. der Elek-

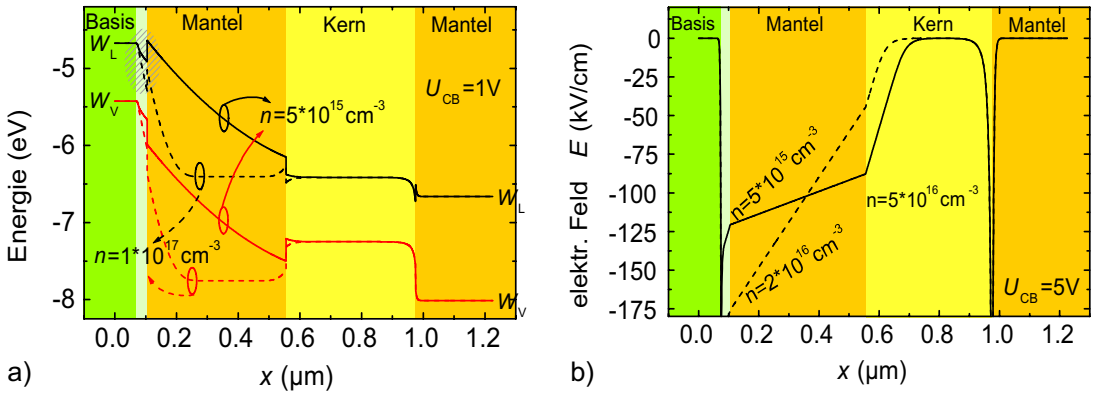

Abb. 3.4: Simulation zum HBT-EAM mit InGaAs-Basis im Bereich Basis/Kollektor. a) Bandverlauf im Falle einer Sperrspannung $U_{CB} = 1\,V$. Bei höherer n-Dotierung in der oberen Mantelschicht wird die effektive Wirkung der Leitungsbanddiskontinuität abgeschwächt. b) Verlauf des elektrischen Feldes bei $U_{CB} = 5\,V$. Bei höherer n-Dotierung fällt das E-Feld im Kern geringer aus. [37]

tronentransport von der Basis in den Kollektor ist verbessert. Damit kommt es zu einem Kompromiss zwischen beiden Anforderungen.

Um die Integration zum HBT-EAM bereit zu stellen muss auch das technologische Layout abgeändert werden. Dazu wird die konventionelle längliche und schmale Form des HBT-Emitters (10 μm mal 3 μm) den Anforderungen des EAM angepasst. Am Ende resultiert ein Bauelement mit einer Ausdehnung von 50 μm mal 8 μm. Zum Design und zur Technologie siehe Abschnitt 4.3.

3.2.2 HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis

Bei dem zuvor vorgestellten Aufbau des HBT-EAM mit InGaAs-Basis befinden sich sowohl die Kern- als auch die obere Mantelschicht im Kollektor. Dadurch fällt der Kollektor mehr als doppelt so dick aus, wie es für die reine Kernschicht nötig wäre. Dies führt zu einer wesentlichen Reduzierung des in der Kernschicht zur Verfügung stehenden elektrischen Feldes (Abb. 3.4b). Abhilfe schafft eine Verlagerung der obe-

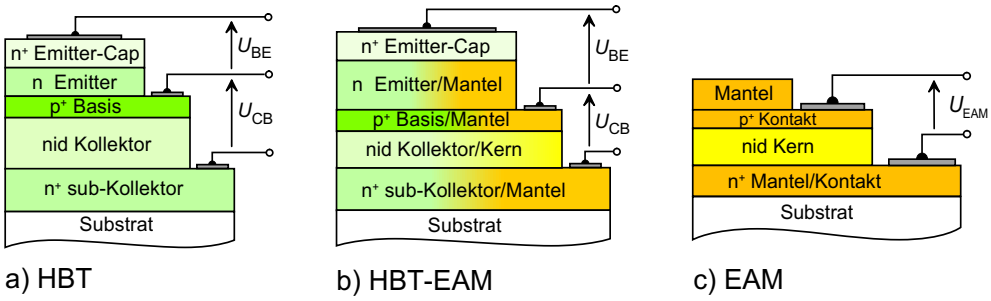

Abb. 3.5: Vergleich von HBT und EAM mit kombiniertem Bauelement (HBT-EAM) im Fall einer Basis aus $In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As$. Der Kollektor besteht nun ausschließlich aus der Kernschicht und das elektrische Feld ist erhöht.

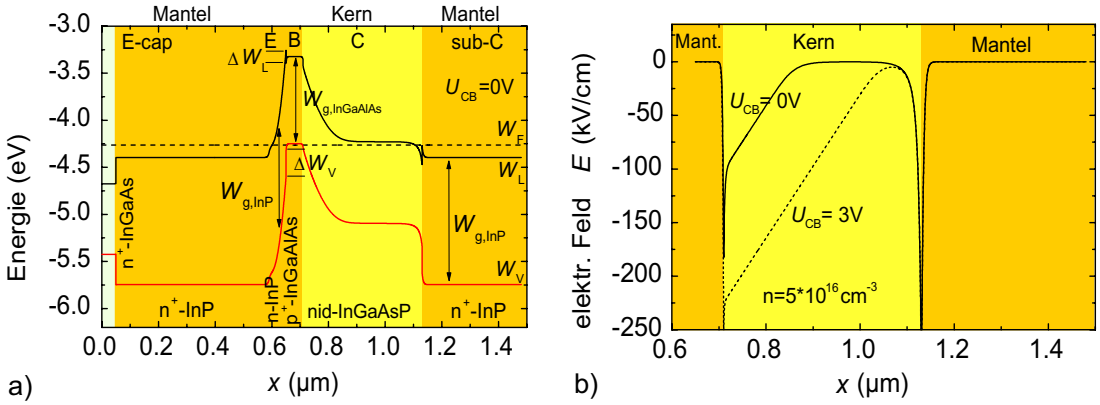

Abb. 3.6: Simulation zum HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis. a) Bandverlauf im thermodynamischen Gleichgewicht. b) Verlauf des elektrischen Feldes im Bereich Basis/Kollektor bei $U_{CB} = 0$V bzw. 3V. Durch Verlagerung der oberen Mantelschicht fällt das elektrische Feld in der Kernschicht höher aus. [37]

ren Mantelschicht in den InP-Emitter hinein. Abb. 3.5 zeigt den prinzipiellen Aufbau, bei dem nun die p-dotierte Basisschicht direkt über der Kernschicht zu liegen kommt. Da sich die Bandlücke bei einer Basis aus $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ bei 1650 nm befindet, würde diese Schicht bei 1550 nm in allen Modulatorarbeitspunkten stark absorbierend wirken. Um die Absorption aufgrund der Bandlücke zu verhindern wird Aluminium hinzugegeben. InGaAlAs kann gitterangepasst auf InP abgeschieden werden und bei einem Aluminium-Anteil von ca. 8 % Punkten ist die Bandlücke hinreichend groß.

Um Aufschluss zum elektrischen Feld in der Kernschicht zu bekommen sind wiederum Simulationen durchgeführt worden. In Abb. 3.6b) sind Fälle für 0 V und eine Sperrspannung von 3 V miteinander verglichen unter der Annahme einer schwachen *n*-Hintergrunddotierung von $5{\cdot}10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Bereits bei 0 V bildet sich ein Feld im Kern des Wellenleiters aus, aufgrund der eingebauten Spannung des *pn*-Übergangs. Bei angelegter Sperrspannung wird dieses Feld weiter erhöht und im Gegensatz zum HBT-EAM mit InGaAs-Basis entsteht auch bei niedrigen Sperrspannungen in der Kernschicht eine wesentliche Modulation des elektrischen Felds (vgl. Abb. 3.4b). In Abb. 3.6a) ist der Bandverlauf des HBT-EAM gezeigt. Durch Zugabe von Aluminium in die Basis sinkt die Elektronenaffinität und die Leitungsbanddiskontinuität ΔW_L zur Kernschicht (bei $In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$) verkleinert sich. Dadurch wird der ”current-blocking” Effekt reduziert.

Nachteilig wirkt sich die Reduzierung der Valenzbanddiskontinuität ΔW_V zwischen der InGaAlAs-Basis und dem InP-Emitter aus (siehe auch Abb. 2.2). Da beim HBT die Stromverstärkung $B_{max} \sim \frac{n_e}{p_b} e^{\Delta W_V}$ ist (siehe Abschnitt 2.2.1), verringert sich die Verstärkung. Durch Variation der Dotierung im Emitter und in der Basis kann der Vorgang in gewissem Umfang kompensiert werden. Allerdings geht eine niedrigere Basisdotierung zu Lasten des HF-Verhaltens. Weiterhin kommt der erhöhte Aufwand beim Wachstum von InGaAlAs hinzu. So ist es schwieriger bei quaternärem Material die Gitteranpassung zum Substrat einzustellen. Zusätzlich werden aufgrund des Aluminiums mehr Verunreinigungen eingebaut. Dies führt zu einer vermehrten Rekombination

der Minoritätsladungsträger in der Basis, was sich wiederum negativ auf die Stromverstärkung auswirkt.

3.2.3 HBT und EAM als separate Bauelemente

Mit den beiden zuvor genannten Schichtsystemen, bei denen die Kernschicht im Kollektor des HBT zu liegen kommt, ist es auch möglich den HBT und den EAM als getrennte Bauelemente auszuführen (vgl. Abb. 3.1a). Dadurch kann das laterale Layout der Bauelemente getrennt optimiert werden. Durch das integrierte Schichtpaket werden bei der technologischen Umsetzung der Schaltung beide Bauelemente parallel hergestellt.

Kapitel 4

Wachstum und Herstellung

Nachdem auf die funktionellen Grundlagen des Elektroabsorptionsmodulators, des Heterostruktur-Bipolartransistors, als auch auf das Konzept des monolithisch integrierten HBT-EAM eingegangen worden ist, folgt nun die Darstellung der Realisierung von Bauelementen. Zuerst wird das epitaktische Wachstum der nötigen Ausgangsmaterialien und deren Charakterisierung mittels Röntgenbeugung und Photolumineszenz beschrieben. Anschließend folgt die Vorstellung der kompletten Schichtsysteme, insbesondere mit verschiedenen Basisschichten aus InGaAs und InGaAlAs. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der einzelnen technologischen Prozessschritte zur Herstellung der Bauelemente und Schaltungen.

4.1 Wachstum und Materialeigenschaften

4.1.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)

Zur epitaktischen Herstellung von III/V-Halbleiterschichten gibt es verschiedene Verfahren. Weite Verbreitung haben die Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy, MBE) und die Metallorganische Gasphasenepitaxie (metal organic vapor phase epitaxy, MOVPE) erlangt. Bei der MBE wird der Wafer im Ultrahochvakuum (Hintergrunddruck $p < 10^{-10}$ mbar) bewachsen, wobei die Quellmaterialien bei mehreren hundert Grad Celsius erhitzt und verdampft werden. Der Vorteil liegt in der hohen Qualität der Grenzschichtübergänge von Halbleitern. Nachteilig wirkt sich die eingeschränkte Verfügbarkeit der Quellmaterialien aus. So kann Phosphor nur schwierig und in einer bestimmten Effussionszelle verdampft und zerlegt werden, die an der MBE im Fachgebiet nicht zur Verfügung steht. Alternativ bietet die MOVPE nicht nur eine umfangreiche Auswahl an Quellmaterialien, sondern sie kann auch einfach mit Wafern bestückt werden. Dies ermöglicht einen hohen und kostengünstigen Durchsatz der ohnehin aufwändigen III/V-Epitaxie.

Um Schichten aus InGaAsP und InGaAlAs zu wachsen wurde die MOVPE des Fachgebiets eingesetzt [59, 60]. Hierbei handelt es sich um eine Anlage AIX 200-RF der Firma Aixtron mit einer induktiven RF-Heizung. Zentraler Bestandteil der Anlage ist der horizontale Reaktor aus Quarzglas, in dem sich das Substrat rotierend

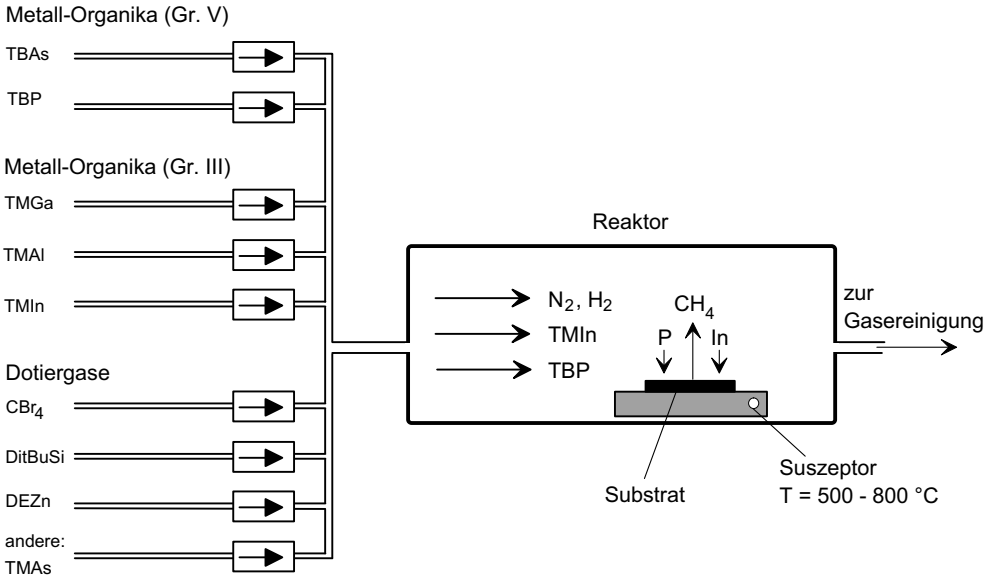

Abb. 4.1: Prinzipdarstellung einer Metallorganischen Gasphasenepitaxieanlage (MOVPE). Als Beispiel ist im Reaktor das Wachstum von InP dargestellt. Nach [25].

auf dem Suszeptor aus Graphit befindet. Abb. 4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der MOVPE-Anlage bei dem nur flüssige Quellenmaterialien zur Verwendung kommen. Die Quellen sind in Form von Metallorganika gebunden und in sogenannten Waschflaschen (bubbler) enthalten, die auf konstanter Temperatur gehalten werden. Durch Einleitung des Quellenträgergases (hier H_2) wird den Waschflaschen etwas Quellenmaterial zum jeweiligen Dampfdruck entnommen. Mittels Massenflussstellern (mass flow controller, MFC) können genau definierte Molekülströme in den Reaktor geleitet werden. Das Hauptträgergas ist Stickstoff, das direkt dem Reaktor zugeführt wird (etwa 80 % des Gesamtflusses). Da der Suszeptor eine Temperatur von $T > 500\,^{\circ}\mathrm{C}$ hat, kommt es zum chemischen Aufbrechen der Quellenmaterialmoleküle. Die frei werdenden III/V-Komponenten und Dotierstoffe diffundieren zur Substratoberfläche und lagern sich an. Das überschüssige Gas gelangt in einen Gaswäscher (scrubber) und wird nasschemisch gebunden. Der Druck im Reaktor kann mittels eines Ventils am Gasausgang geregelt werden. Hier wird ein konstanter Druck von 50 mbar eingestellt und man bezeichnet die Anordnung folglich als Niederdruckepitaxie (low pressure, LP-MOVPE). Da die Zerlegungswahrscheinlichkeit der Quellenmaterialien exponentiell von der Suszeptortemperatur abhängt, lässt sich der Wachstumsprozess über die Temperatur und die Partialdrücke der in den Reaktor eingeleiteten Quellen steuern. Da die Quellenmaterialien ein hohes Gefahrenpotenzial aufweisen ist die gesamte Anlage einer permanenten Überwachung durch entsprechende Gassensorik ausgesetzt. Allerdings sind die Gefahren durch Verwendung flüssiger Quellen wegen des niedrigen Dampfdrucks wesentlich reduziert im Vergleich zum herkömmlichen Einsatz von hochtoxischen, gasförmigen Hydriden wie Arsin (AsH_3) und Phosphin (PH_3).

Hydride haben außerdem schlechtere thermische Zerlegungseigenschaften, so dass beim Wachstum ein hoher V-Komponentenfluss nötig ist. Diese Eigenschaft macht

sich besonders beim Wachstum einer p-Dotierung von InGaAs mit Kohlenstoff nachteilig bemerkbar. Um einen hohen Kohlenstoffeinbau und damit eine hohe Dotierung der Basisschicht zu bekommen, muss die Wachstumstemperatur niedrig sein, was die thermische Zerlegung der Quellmaterialien mindert. Als V-Quellen kommen somit alternativ Tertiärbutylarsin (TBAs) und -phosphin (TBP) zum Einsatz. Die Metallorganika der III-Komponenten und die der Dotierstoffe sind der Abb. 4.1 zu entnehmen. Da Flüssigquellen aufgrund ihres Herstellungsprozesses eine gewisse Verunreinigung aufweisen, wird auch bei nominell undotierten Schichten eine Hintergrunddotierung beobachtet. Diese ist für die vorliegenden Proben bei binärem InP kleiner $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ mit einer Beweglichkeit von $\mu_{\mathrm{InP:Si}} = 6000\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ und bei ternären und quaternären Materialien um $5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Um die epitaktischen Schichten zu charakterisieren, steht ein hochauflösendes Röntgendiffraktometer und ein Photolumineszenz-/Transmissionsmessplatz zur Verfügung. Aus der Röntgen-Messung lässt sich die Gitterfehlanpassung der epitaktischen Schicht im Vergleich zur Gitterkonstanten des Substrats bestimmen. Für ternäre Materialien kann daraus bereits eindeutig auf die Komposition der Halbleiterschicht geschlossen werden. Bei quaternären Materialien kann zusätzlich mit Hilfe der Photolumineszenz die Bandlücke gemessen werden. Aus beiden Daten, der Verspannung der Halbleiterschicht und deren Bandlücke, lässt sich die Komposition bestimmen. Aus solchen Wertepaaren folgt die Zerlegungseffizienz und das Einbauverhalten in den Halbleiter für verschiedene Wachstumstemperaturen.

Bei der Photolumineszenz wird die zu untersuchende Probe mit einem monochromatischen Laserstrahl angeregt, dessen Energie größer als die Bandlückenenergie ist. Durch Absorption des Laserlichts werden Elektronen ins Leitungsband angeregt und zurück bleiben Löcher im Valenzband. Diese generierten Ladungsträger relaxieren durch Stöße mit dem Kristallgitter und verlieren dabei solange Energie bis die Restenergie der Bandlücke entspricht. Jetzt folgt die Rekombination, bei der sich Elektron und Loch aufheben. Die freiwerdende Energie wird als neues Photon mit der Bandlückenwellenlänge emittiert und gemessen.

Bei der Aufnahme einer optischen Transmissionsmessung wird hingegen das Licht einer Weißlichtquelle (Halogenlampe) mit Hilfe eines Monochromators spektral aufgeteilt und eine Wellenlänge selektiert. Das monochromatische Licht gelangt anschließend durch die Probe und der transmittierte Anteil auf einen Detektor. Durch Vermessung des bewachsenen Wafers und einer Referenzprobe (reiner InP-Wafer) lässt sich die Absorption α in Abhängigkeit der Wellenlänge λ bestimmen. Dazu wird ausgegangen von der Transmission $T(x) = T_0\, e^{-\alpha x}$ in Abhängigkeit der Dicke x. Die Absorption $\alpha(\lambda)$ lässt sich dann bestimmen zu

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{x} \ln \frac{T_0(\lambda)}{T(\lambda, x)} \tag{4.1}$$

mit der Transmission T_0 für das reine Substrat. Durch zusätzliche Verunreinigungen auf der Probe bzw. der Referenzprobe und durch leicht unterschiedliche Substratdicken ist allerdings eine genaue Transmissionsmessung schwierig. Diese Effekte führen zu einer Verschiebung des Nullpunktes der Transmission. Bei der Auswertung der Daten wird

deshalb ein Wellenlängenbereich gesucht, bei dem die Probe mit Sicherheit transparent ist und dieses Niveau zu null gesetzt. Weiterhin wirkt sich die Photolumineszenz störend auf die Messung aus und es kommt zu einem scheinbaren Minimum der Absorption in der Nähe der Bandkante. Ein absolutes Herausrechnen des PL-Signals ist ohne größeren messtechnischen Aufwand schwer möglich und hier auch nicht erforderlich.

4.1.2 Die InGaAsP-Wellenleiterschicht

Beim Wachstum nimmt die entstehende Schicht die Kristallstruktur des Substrats an. InP, wie auch viele andere Halbleiter, kristallisiert in der Zinkblendestruktur. Der Halbleiter besteht somit aus zwei kubisch flächenzentrierten Untergittern mit der Gitterkonstanten a, die entlang der Raumdiagonalen um $(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4})$ verschoben sind. Die Untergitter werden jeweils von den Gruppe III- und den Gruppe V-Atomen besetzt. Jedes Gruppe III-Atom hat somit vier Nachbarn aus Gruppe V-Atomen und bildet ein Tetraeder. Das Gleiche gilt für Gruppe V-Atome. Entlang der Raumdiagonalen (der $[1\,1\,1]$-Richtung) wechseln sich Ebenen mit Atomen aus der Gruppe III und V ab. Die Substrate werden i. a. so hergestellt, dass die Normale und damit die Wachstumsrichtung in $[1\,0\,0]$-Richtung zeigt. Senkrecht dazu liegen in der Wafer-Ebene die Vektoren $[0\,1\,\overline{1}]$ und $[0\,\overline{1}\,\overline{1}]$, die mittels geschliffener Kanten des ansonsten runden Substrats als "Majorflat" und "Minorflat" gekennzeichnet werden.

Bei der Epitaxie des quaternären Materials InGaAsP müssen sowohl das Verhältnis der III-Komponenten, als auch der V-Komponenten geeignet eingestellt werden, um die Gitteranpassung an das Substrat und die gewünschte Bandlücke zu erhalten. Die Wachstumstemperatur beträgt 625 °C und ermöglicht eine effiziente Zerlegung der Phosphorquelle TBP sowie eine hohe Kristallqualität, wie es für optische Anwendungen anzustreben ist. Die Qualität macht sich z. B. in der Halbwertsbreite des Schichtreflexes einer Röntgenbeugungsmessung bemerkbar. Bei niedrigeren Wachstumstemperaturen kommt es andererseits zu einem Ordnungsphänomen des Kristalls, bei dem sowohl die III- als auch die V-Komponenten nicht mehr statistisch verteilt sind. Die Ordnung beinhaltet ein verändertes polarisationsabhängiges Absorptionsverhalten, das hier nicht erwünscht ist.

Wie sich die Bandlücke mit der Komposition ändert zeigt Abb. 4.2 für relaxiertes, d. h., unverspanntes Material. Für die Substrate InP und GaAs geben die Kurven a_{InP} und a_{GaAs} den energetischen Verlauf im Falle der Gitteranpassung an das jeweilige Substrat wieder. Speziell für die Gitteranpassung auf InP gilt näherungsweise $x = 1 - 0.47\,y$ und für die Bandlückenenergie von $\mathrm{In}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}_y\mathrm{P}_{1-y}$ folgt empirisch der Zusammenhang $W_{\mathrm{g}} = 1.35 - 0.607\,y - 0.138\,y\,(1-y)$ in eV [27]. Für den Brechungsindex $n(y, \lambda)$ in Abhängigkeit der Komposition y und der Wellenlänge λ bei Wachstum auf InP gilt die Darstellung in Abb. 4.3. Es sind nur Werte unterhalb der Bandlücke aufgeführt. Insbesondere ist für die Wellenlängen 1300 nm und 1550 nm der Verlauf herausgegriffen. Die Werte liegen zwischen 3.2 für InP und reichen bis zu etwa 3.55 an der Bandkante bei abnehmendem Phosphorgehalt.

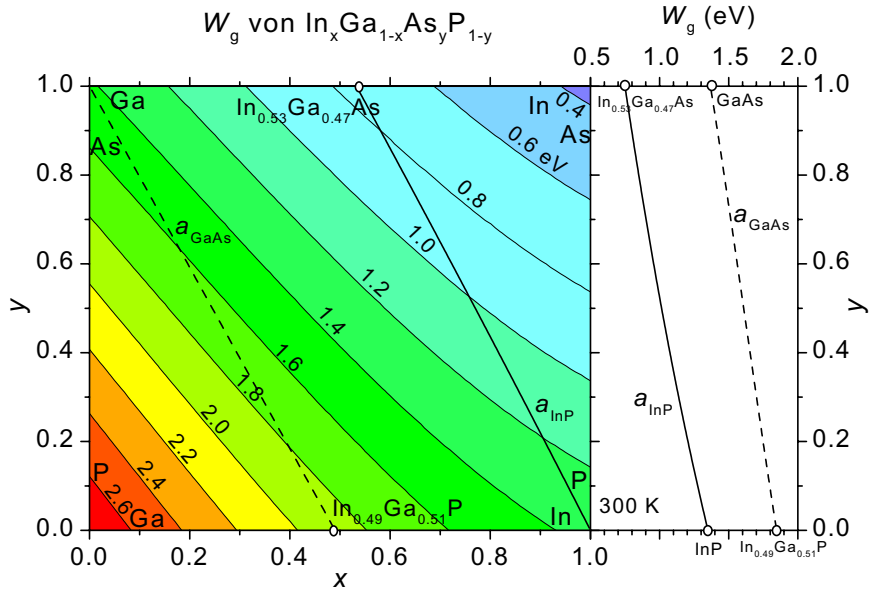

Abb. 4.2: Bandlücke W_g von $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ in Abhängigkeit der Komposition x und y. Die Geraden a_{InP} und a_{GaAs} führen entlang der Gitteranpassung für InP und GaAs. Nach [27, 28].

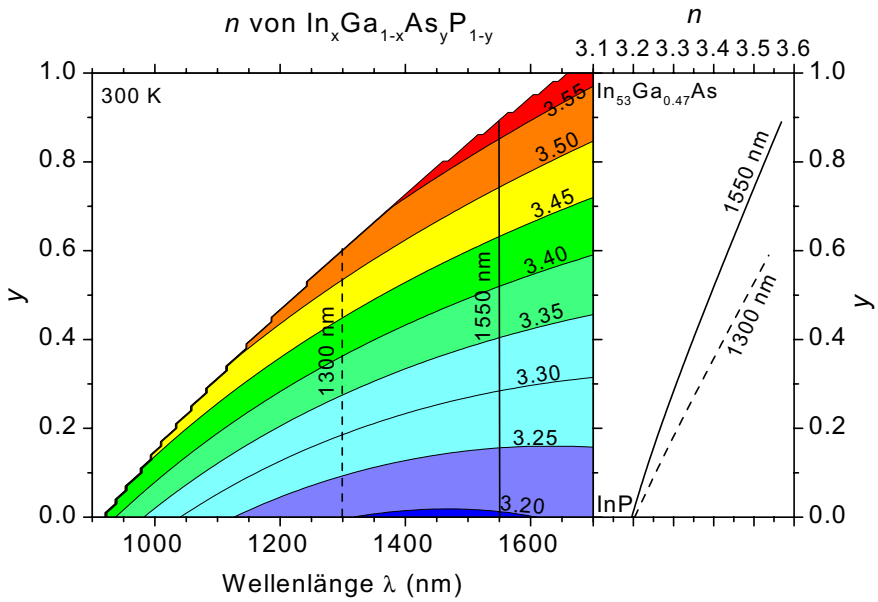

Abb. 4.3: Verlauf des Brechungsindex n von $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ in Abhängigkeit der Komposition y und der Wellenlänge λ im Fall der Gitteranpassung auf InP. Rechts sind exemplarisch für die Wellenlängen 1300 nm und 1550 nm die Kompositionsabhängigkeit von n gezeigt. Es werden nur Brechungsindizes unterhalb der Bandlücke aufgeführt. Nach [50].

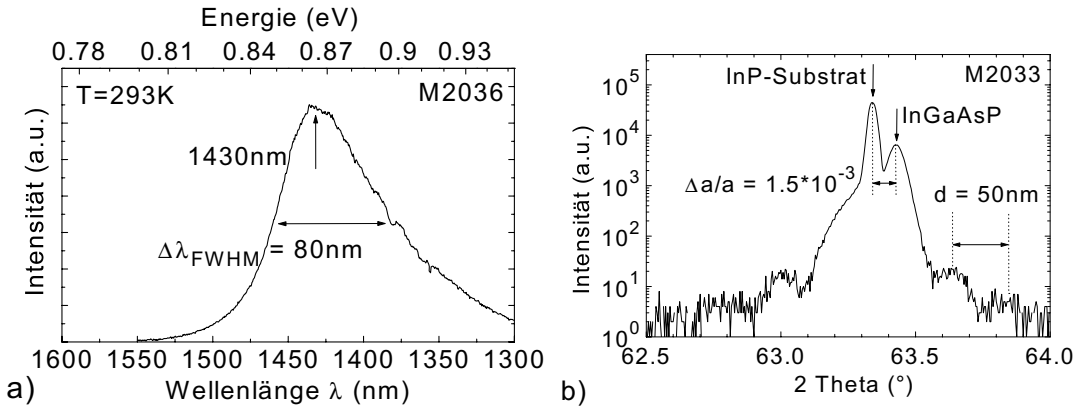

Abb. 4.4: a) PL-Messung von InGaAsP bei Raumtemperatur. b) Röntgenbeugungsmessung einer vergleichbaren Probe mit einer aus Darstellungsgründen gewählten Verspannung von ca. $\frac{\Delta a}{a} = 1.5 \cdot 10^{-3}$. Die Pendellösungen zeigen die Dicke der InP-Deckschicht von 50 nm an.

Um eine Betriebswellenlänge von 1550 nm zu ermöglichen, wurde die Komposition zu $In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$ gewählt. Damit liegt die Photolumineszenzwellenlänge, die in etwa der Bandlückenenergie entspricht, um 1430 nm (Abb. 4.4a). Die Halbwertsbreite der Photolumineszenz bei Zimmertemperatur ist hingegen 80 nm. Das ist ein Wert, der sich bei günstigerer Epitaxie z. B. erhöhter Wachstumstemperatur und angepasstem V/III-Verhältnis verringern lassen sollte. Abb. 4.4b) zeigt die Röntgenbeugungsmessung einer Probe mit ähnlichem Volumenmaterial. Durch die Verspannung ist das Beugungsmaximum der InGaAsP-Schicht gegenüber dem Maximum des InP-Substrates verschoben. Dadurch wird die Breite des Schichtpeaks nicht vom Substratpeak verdeckt. Die Halbwertsbreite beträgt wenige Vielfache der des Substrats. Dies deutet auf eine gleichmäßige Gitterkonstante und damit homogene quaternäre Komposition hin.

Zur Charakterisierung des quaternären Materials wurde weiterhin eine optische

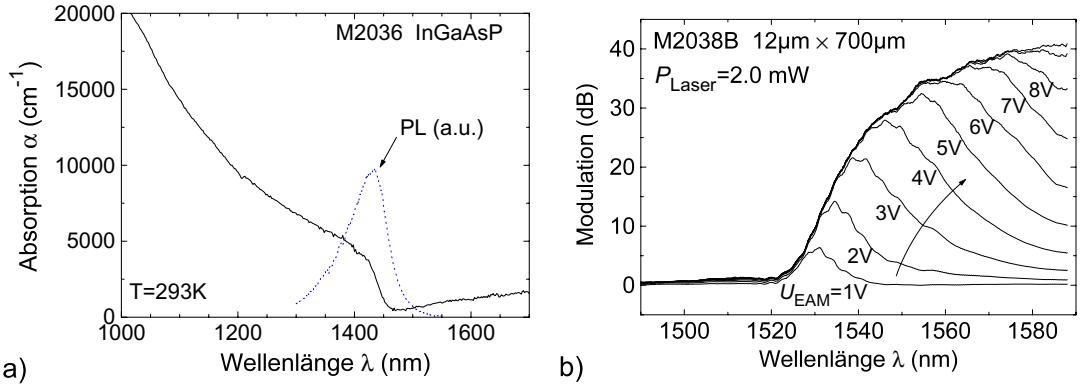

Abb. 4.5: a) Messung der optischen Absorption und Photolumineszenz von $In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$. Bei der Transmissionsmessung ist die PL nicht herausgerechnet, was zu dem Absorptionsminimum bei 1470 nm beiträgt. b) optische Modulation eines EAM in Abhängigkeit der Wellenlänge. [61]

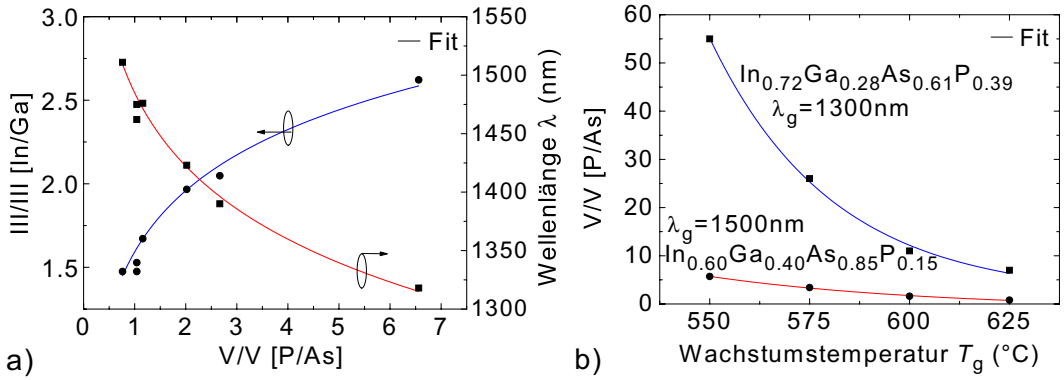

Abb. 4.6: Einbaukurven für InGaAsP bei Gitteranpassung auf InP. a) Verhältnis der Partialdrücke der dreier Komponenten aufgetragen gegenüber dem Verhältnis der fünfer Komponenten, um Gitteranpassung zu erhalten für verschiedene Bandlücken im Falle $T_g = 625\,^\circ$C. Die Bandlücke ist ebenfalls aufgetragen. b) Einbauverhalten von Phosphor im Vergleich zu Arsen in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur für zwei Kompositionen mit Bandlücken von 1300 nm und 1500 nm. [62]

Transmissionsmessung durchgeführt. Abb. 4.5a) zeigt die Absorption gegenüber der Wellenlänge, wobei die Absorptionskante mit der Photolumineszenz übereinstimmt. Das Absorptionsminimum um 1470 nm rührt vermutlich von der Messmethode her, da die Messung nicht um das störende PL-Signal korrigiert wird.

Die Photolumineszenz liegt um 1430 nm. Die energetisch kleinere Bandlücke ist nötig, um die optische Absorption bei 1550 nm gering zu halten, aber dennoch eine hohe optische Modulation zu erreichen. Dies ist in Abb. 4.5b) dargestellt. Das quaternäre Material befindet sich zwischen zwei Mantelschichten und stellt einen Filmwellenleiter dar. Daraus wurde anschließend ein EAM prozessiert, durch den Licht mittels Glasfaser lateral ein- und ausgekoppelt wird. Durch Anlegen einer Sperrspannung U_{EAM} kann die optische Absorption variiert werden. Da zu kleinen Wellenlängen hin der passive Wellenleiter stärker absorbiert, zu großen Wellenlängen hingegen die Effizienz des Franz-Keldysh Effekts nachlässt, gibt es im Wellenlängenbereich dazwischen ein Modulationsmaximum. Wie aus Abb. 4.5b) ersichtlich, liegt dieses Maximum im Bereich der gewünschten Betriebswellenlänge von 1550 nm, wenn man eine Spannungsmodulation von einigen Volt zulässt.

Um einen allgemeinen Überblick über das Wachstumsverhalten von InGaAsP zu bekommen zeigt Abb. 4.6a) die Einbaukurve der Quellenmaterialien bei 625 °C in Abhängigkeit von der Komposition. Für eine zunehmende Bandlücke, d. h., steigendem Phosphorgehalt, steigt erwartungsgemäß sowohl der Anteil an TBP gegenüber TBAs als auch der Anteil TMIn zu TMGa. Die Kurven sind eine exponentielle Anpassung an die Datenpunkte. Der Kurvenverlauf deutet auf einen schlechten Phosphoreinbau im Halbleiter hin. In Abb. 4.6b) ist das Verhältnis der fünfer Komponenten für zwei bestimmte Kompositionen (1300 nm und 1500 nm) in Anhängigkeit der Wachstumstemperatur T_g dargestellt. Die Kurven sind wiederum ein exponentieller Fit an die Daten. Mit zunehmender Temperatur wird die Phosphorquelle TBP überproportional zerlegt und der Phosphoreinbau kann damit effizienter verlaufen. Bei einer Wachstum-

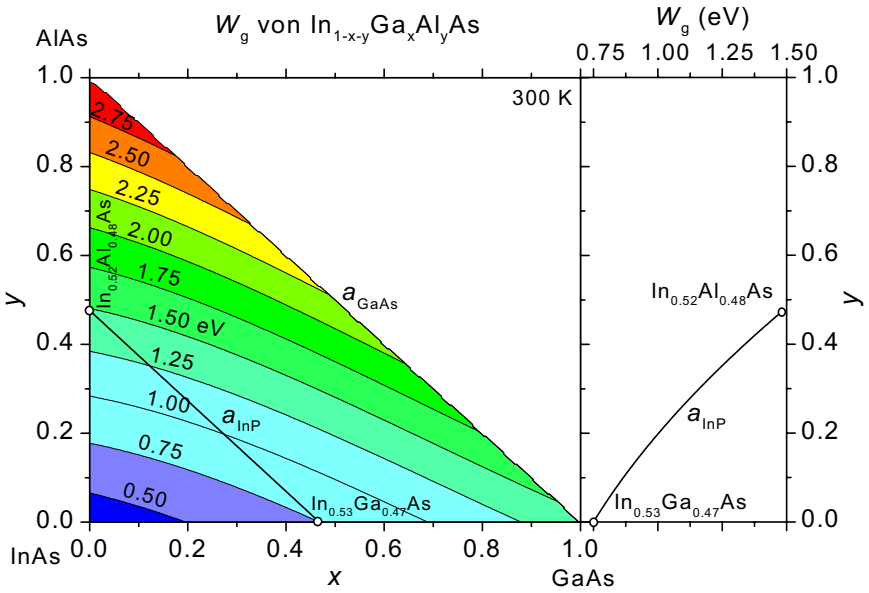

Abb. 4.7: Bandlücke W_g von $In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs$ in Abhängigkeit der Komposition x und y. Die Geraden a_{InP} führen entlang der Gitteranpassung auf InP. Nach [28].

stemperatur von 625 °C beträgt die Hintergrunddotierung etwa $5 \cdot 10^{16}\,cm^{-3}$ mit einer Beweglichkeit von $\mu_{InGaAsP} = 3100\,cm^2/Vs$ (bei $In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$).

4.1.3 Die InGaAlAs-Basisschicht

Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, kann das elektrische Feld in der Kernschicht und somit die Modulatoreffektivität durch Verlagerung der oberen Mantelschicht in den Emitter erhöht werden. Damit liegt aber die Basisschicht direkt über dem Kern und darf somit nur gering absorbieren. Durch Hinzugabe von Aluminium in die Basis aus $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ kann die Bandlücke angehoben und die Schicht transparent gemacht werden. Allerdings verbleibt eine Restabsorption aufgrund der hohen p-Dotierung und dem Einbau von Verunreinigungen. Auf das Wachstum des Basismaterials $In_{0.53}Ga_{0.47}$:C wird im folgenden nicht weiter eingegangen, da es sich als typisches Halbleitermaterial für die Basis etabliert hat [59].

Die Variation der Bandlücke in Abhängigkeit von der Komposition für relaxiertes Material ist in Abb. 4.7 gezeichnet. Für die Gitteranpassung von $In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs$ auf InP gilt $x + 0.98y = 0.47$ [28]. Mit einem zusätzlichen Parameter $0 \le z \le 1$ lässt sich bei Gitteranpassung die Mischung zu $(In_{0.52}Al_{0.48}As)_z(In_{0.53}Ga_{0.47}As)_{1-z}$ mit $y = 0.48z$ beschreiben. Die Bandlücke ist dann näherungsweise $W_g = 0.76 + 0.49z + 0.20z^2$ [28]. Abb. 4.8 zeigt den Verlauf des Brechungsindex in Abhängigkeit der Komposition und der Wellenlänge bei Gitteranpassung auf InP für Wellenlängen kleiner als die Bandlücke. Der Verlauf ist dem von InGaAsP (siehe Abb. 4.3) nicht unähnlich, insbesondere nimmt der Brechungsindex mit steigender Bandlücke ab.

Für den HBT-EAM wird ein Aluminiumanteil von etwa 0.08 gewählt, so dass sich bei Gitteranpassung die Komposition $In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As$ mit einer Bandlücke von

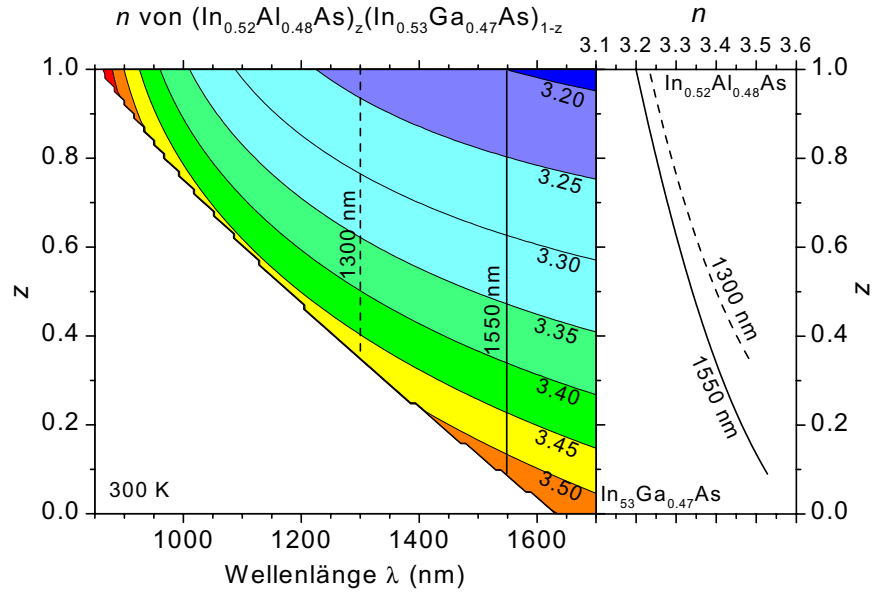

Abb. 4.8: Brechungsindex *n* von InGaAlAs gitterangepasst auf InP. Verlauf des Brechungsindex *n* von InGaAlAs in Abhängigkeit der Komposition *x* und der Wellenlänge λ im Fall der Gitteranpassung auf InP. Rechts ist für die Wellenlängen 1300 nm und 1550 nm die Kompositionsabhängigkeit von *n* gezeigt. Es werden nur Brechungsindizes unterhalb der Bandlücke aufgeführt. Nach [51].

etwa 1460 nm ergibt. In Abb. 4.9 sind Absorptionsmessungen von p-dotierten Proben mit unterschiedlichem Aluminium-Gehalt dargestellt. Da sich das Aluminium in der Basis negativ auf die Stromverstärkung des Transistors auswirkt, wurde der *Al*-Gehalt möglichst gering gewählt, aber trotzdem so hoch, dass bei einer Betriebswellenlänge von 1550 nm die Absorption niedrig ist.

Exemplarisch ist in Abb. 4.10a) eine Transmissionsmessung von InGaAlAs mit 0.15 *Al*-Gehalt gitterangepasst auf InP-Substrat gezeigt. Da die Probe undotiert ist kann auch die Photolumineszenz gemessen werden. Abb. 4.10b) zeigt die zugehörige Röntgenbeugungsmessung mit einer Verspannung von etwa $1.5 \cdot 10^{-3}$ [63].

Die Wachstumstemperatur der Schicht beträgt 500 °C. Die Temperatur muss gering gewählt werden, um einen erhöhten Kohlenstoffeinbau und damit eine hohe Dotierung zu erreichen. Gleichzeitig wirkt sich die Zugabe von Aluminium günstig auf die Dotierung aus. Da zwischen Kohlenstoff und Aluminium eine stärkere Anziehung besteht als zwischen Indium und Gallium wird der Kohlenstoff bevorzugt auf Gruppe V-Plätzen eingebaut. Allerdings ist bei 500 °C die thermische Zerlegung der Aluminiumquelle TMAl schlecht, so dass ein hoher Aluminiumfluss in den Reaktor eingestellt werden muss. In Abb. 4.11 ist die Einbaukurve für InGaAlAs in Abhängigkeit der Bandlücke, d. h. des *Al*-Gehaltes, dargestellt. Die Qualität der Schicht wird negativ beeinflusst, da eine hohe Affinität zwischen Aluminium und Verunreinigungen besteht. Um die Größenordnung abzuschätzen, mit der Verunreinigungen in aluminiumhaltige Schichten eingebaut werden, wurden von Proben aus der MOVPE des Fachgebiets SIMS-Messungen (Secondary Ion Mass Spectroscopy) angefertigt. Abb. 4.12 zeigt

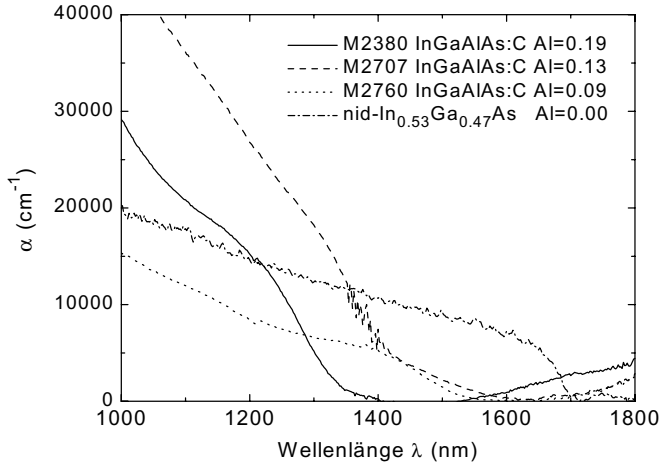

Abb. 4.9: Absorptionsmessung von p-dotierten Proben mit verschiedenem Aluminium-Gehalt. Zum Vergleich ist eine Messung von undotiertem $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ angegeben. (Die Messdaten sind nicht um den Einfluss der PL korrigiert, was zu einem scheinbaren Anstieg der Transmission zu hohen Wellenlängen führt.)

eine Messung von verschieden undotierten $In_{0.52}Al_{0.48}As$-Schichten bei unterschiedlichen Wachstumskonditionen (nach Daten von [64]). Die Hintergrundkonzentration von Sauerstoff fällt mit ca. $5{\cdot}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ sehr hoch aus und ist reltiv unabhängig von der Wachstumstemperatur. Durch Verdopplung der Wachstumrate kann die Hintergrundkonzentration allerdings halbiert werden. Auch ein höheres V/III-Verhältnis führt zu einer leichten Reduzierung.

Aus Hallmessungen ergibt sich eine Beweglichkeit von $50\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ bei einer p-Dotierung von etwa $1.3\cdot10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Das ist im Vergleich zur ternären InGaAs-Basis schlechter, da dort die gleiche Beweglichkeit auch bei einer Dotierungen über $1\cdot10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ erreicht wird. Wegen der verminderten Valenzbanddiskontinuität (siehe Abb. 3.6 und 2.2) geht die Stromverstärkung zurück. Um dennoch die Verstärkung

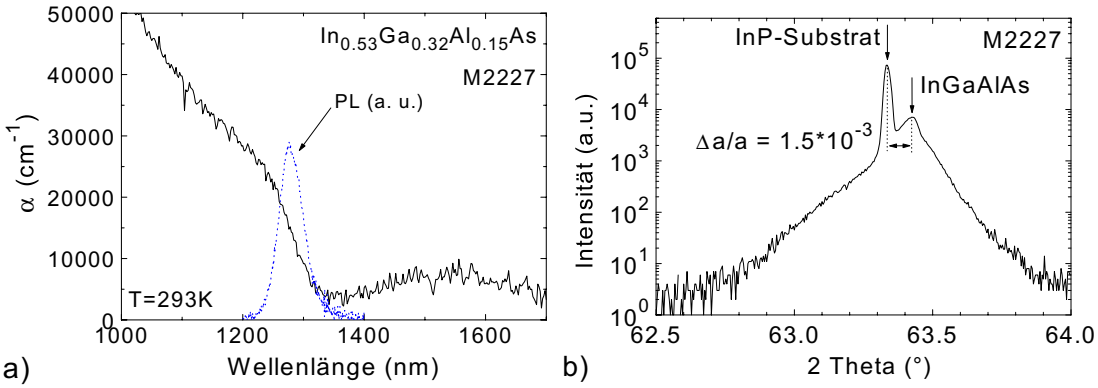

Abb. 4.10: a) Transmissions- und PL-Messung einer 500 nm dicken undotierten InGaAlAs-Probe bei 293 K. $W_g = 1280\,\mathrm{nm}$, Halbwertsbreite des PL-Signals $\Delta\lambda_{\mathrm{FWHM}} = 45\,\mathrm{nm}$, b) Röntgenbeugungsmessung.

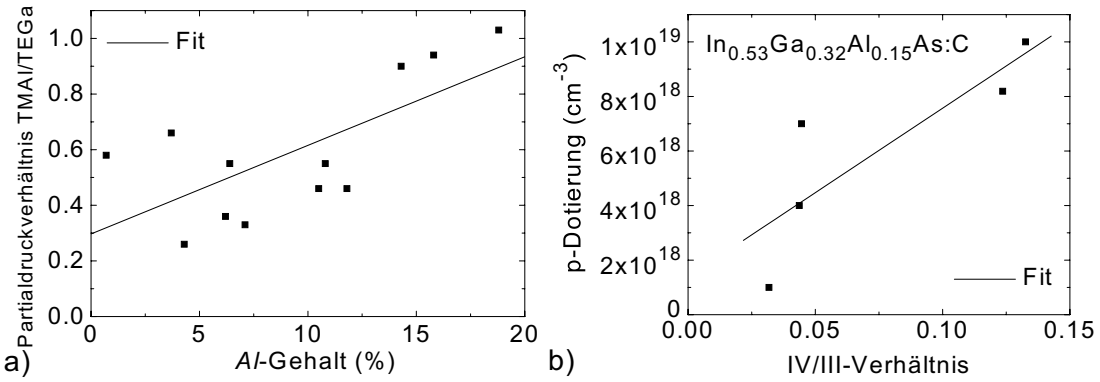

Abb. 4.11: a) Einbaukurve für InGaAlAs in Abhängigkeit des Aluminium-Gehalts, b) p-Dotierung in Abhängigkeit des IV/III-Verhältnisses.

zu erhöhen und die optischen Transmissionsverluste gering zu halten, wurde die Basisdotierung weit unterhalb von $1 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ gewählt (zur Stromverstärkung vgl. Gl. 2.2).

4.1.4 InGaAs/InAlAs MQW-Wellenleiter

Um die optische Modulation weiter zu erhöhen kann man auf den Quantenunterstützten Stark Effekt zurückgreifen (vgl. Abb. 2.14). Dazu wird das Volumenmaterial im Wellenleiterkern durch einen Mehrfachquantenfilm (MQW) ersetzt bzw. ergänzt. Hier fiel die Wahl auf das InGaAs/InAlAs-System. Damit die optische Modulation von der Polarisation des seitlich in den Wellenleiter eingestrahlten Lichts unabhängig ist, wird das MQW-System verspannt gewachsen. Bei einer Zug- und Druckspannung des Trogs

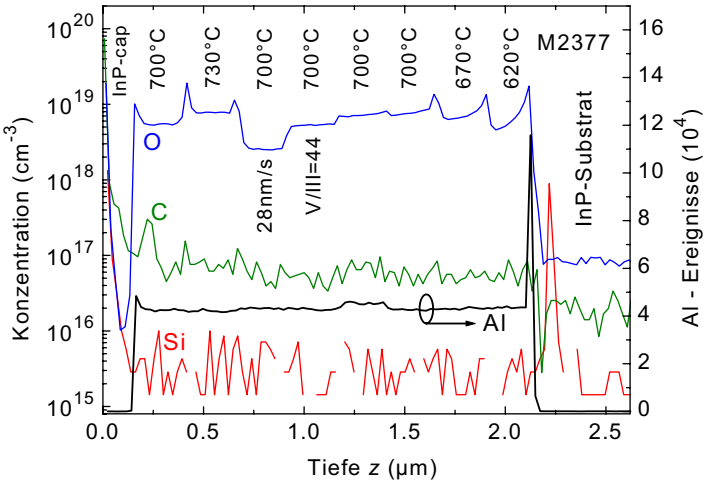

Abb. 4.12: SIMS-Messung von einem Schichtpaket mit verschiedenen $In_{0.52}Al_{0.48}As$-Schichten auf InP bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen. Das V/III-Verhältnis lag bei 21 und die Wachstumsrate bei 14 nm/s. Die Messung des *Al*-Gehalts ist unkalibriert, aber die Konzentrationen von O, C, und Si sind umgerechnet auf cm^{-3}. Nach [64]

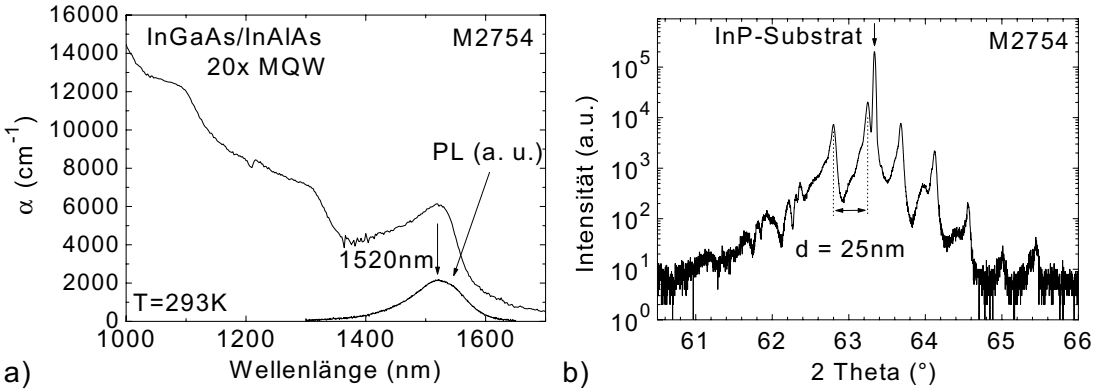

Abb. 4.13: a) Transmissions- und PL-Messung einer Probe mit 20-fachem InGaAs/InAlAs Vielfachquantenfilm (MQW) b) zugehörige Röntgenbeugungsmessung.

bzw. der Barriere von etwa 0.5% fallen die Bandlücken für beide Polarisationsrichtungen zusammen. Die Komposition beträgt dann ca. $In_{0.47}Ga_{0.53}As/In_{0.56}Al_{0.44}As$. Bei Dicken des Trogs und der Barriere um jeweils 10 nm wird eine Absorptionskante zwischen 1450 nm und 1500 nm erreicht. [65, 61]

In Abb. 4.13a) ist die Absorption gegenüber der Wellenlänge und die Photolumineszenz eines 20-fachen Vielfachquantenfilms aufgetragen. Die Röntgenbeugungsmessung in Teilbild b) zeigt mehrere Pendellösungen, aus denen sich die Summe des Trogs und der Barriere zu ca. 25 nm ergibt [63]. Da die Trogdicke etwas zu hoch ist, fällt der Ladungsträgereinschluss zu gering aus, und die erhaltene Photolumineszenz ist zu langwellig. Weil sich der Mehrfachquantenfilm im Kollektor befindet, muss trotzdem ein Elektronentransport senkrecht durch den Trog stattfinden können. Für die Anwendung im Kollektor wird die Anzahl der Tröge auf vier reduziert. Die Abb. 4.14a) zeigt die entsprechende Absorptions- und Photolumineszenzmessung bei verringerter Trog- und Barrierendicke. Die Absorptionskante ist nun zu kleineren Wellenlängen verschoben, allerdings ist die Absorptionskante nicht so deutlich ausgeprägt wie im Fall mit 20 Trögen. Aus der Röntgenbeugungsmessung in Teilbild b) kann über die Pendellösungen die Trog- und Barrierendicke zu etwa 16 nm bestimmt werden.

Um eine ausreichende Schichtqualität zu erhalten, die sich u. a. in der Anzahl der Pendellösungen zeigt, müssen die Epitaxieparameter für InGaAs und InAlAs aufeinander abgestimmt werden, z. B. die Wachstumstemperatur, damit die Schichten ohne signifikante Zeitverzögerung aufeinander abgeschieden werden können. Auch die Dauer der Wachstumspause zwischen den Schichten, die im Bereich weniger Sekunden liegt, beeinflusst die Grenzflächenrauhigkeit.

Da das gesamte Quantenfilmsystem nur eine Dicke von etwa 80 nm besitzt, wird in der Anwendung beim Wellenleiter die Kernschicht mit InGaAsP-Material aufgefüllt, um wieder zu einer Kerndicke von 420 nm zu gelangen. Die Bandlücke von dem quaternärem Material liegt unter 1400 nm, damit die optische Modulation nur von dem Mehrfachquantenfilm herrührt. In Abschnitt 5.3 ist die DC-Charakterisierung dargestellt. Es zeigt sich allerdings eine beträchtliche Blockade des Elektronentransports durch den Kollektor bzw. durch das MQW-System.

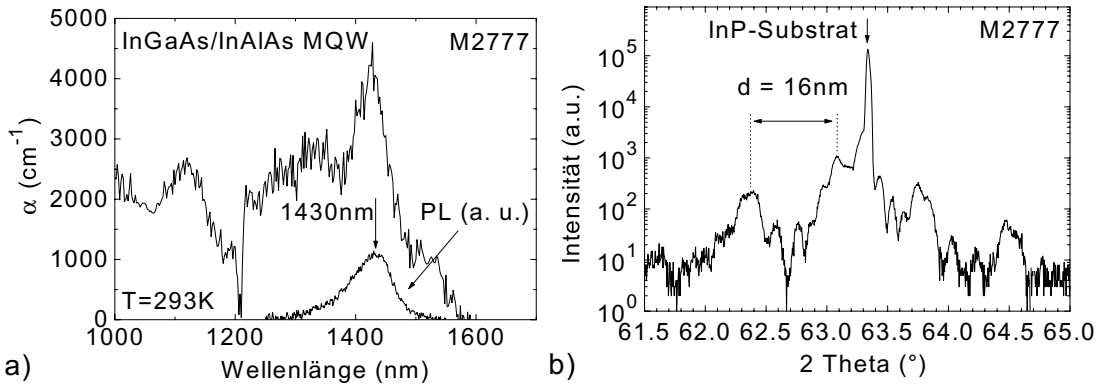

Abb. 4.14: a) Transmissions- und PL-Messung des vierfach MQW bei Raumtemperatur. Das Minimum bei 1200 nm ist ein Messartefakt aufgrund der verwendeten Weißlichtquelle. b) Röntgenbeugungsmessung.

4.2 Schichtsysteme

In diesem Abschnitt werden verschiedene untersuchte Schichtsysteme vorgestellt, die die technologische Realisierung von vollständigen HBT- und EAM-Strukturen ermöglichen.

4.2.1 Vertikal getrennte Schichtanordnung von EAM und HBT

Eine Möglichkeit der Integration besteht in der epitaktischen Übereinanderschichtung der Schichtpakete für EAM und HBT. Abb. 4.15 zeigt den kompletten Schichtaufbau. Dabei wird zuerst der EAM gewachsen und anschließend im gleichen epitaktischen Durchlauf der HBT. Der HBT liegt somit oben, was sich günstig auf mögliche Abbildungsfehler durch hohe Topologieunterschiede bei der optischen Lithographie auswirkt. Um Epitaxiezeit und die Anzahl der Technologieschritte zu minimieren wird der n-dotierte Subkollektor gleichzeitig als obere Kontaktschicht für den EAM genutzt. Damit kommt bei der *pin*-Struktur des EAM die *p*-Schicht auf dem Substrat zu liegen. Der untere Kontakt wird beim EAM seitlich herausgeführt. Weil die Ladungsträgerbeweglichkeit einer p-dotierten Schicht i. a. schlechter ist als die einer n-dotierten Schicht (hier: $\mu_{\mathrm{InP:Zn}} = 100\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$) folgt daraus ein erhöhter Serienwiderstand und das Geschwindigkeitsverhalten verschlechtert sich. Um die Schaltgeschwindigkeit zu steigern wäre es günstiger die p-dotierte Schicht auf die obere Mantelschicht des EAM zu setzen, da der ohmsche Kontakt nun direkt aufgebracht werden könnte und die Zuleitungslänge der Schichtdicke entspräche. Für diese Anordnung wäre allerdings ein weiterer Mesa- und Aufdampfschritt erforderlich.

Die Wahl der Schichtdicken im EAM wurde mittels des Softwarepakets Optiwave optimiert [66, 61]. Um in Wachstumsrichtung nur eine Mode zu erhalten, wird die Kernschicht zu 250 nm festgelegt. Die Mantelschichten sind jeweils 1 μm dick. Um die optischen Verluste aufgrund von Dotierung zu verringern, sind die Mantelschichten zweigeteilt. Die Schichten direkt am Kern haben eine geringere Dotierung als die

	Material	*Funktion*	*Dotierung*	*Dicke*	T_g	*V/III*
0.9 µm HBT	n^+-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Si	Emitter-Cap	$n=1\cdot10^{19}cm^{-3}$	140 nm	620°C	5.6
	n-InP:Si	Emitter	$n=5\cdot10^{17}cm^{-3}$	60 nm	600°C	20
	p^+-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:C	Basis	$p=1.3\cdot10^{19}cm^{-3}$	75 nm	500°C	0.69
	nid-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	Zwischenschicht		30 nm	600°C	4.8
	nid-InP	Kollektor		350 nm	600°C	20
	n^+- $In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Si	sub-Kollektor	$n=1\cdot10^{19}cm^{-3}$	250 nm	620°C	4.8
2.6 µm EAM	n^+-InP:Si	Mantelschicht	$n=1\cdot10^{19}cm^{-3}$	500 nm	600°C	19
	n-InP:Si	Mantelschicht	$n=2\cdot10^{17}cm^{-3}$	450 nm	600°C	19
	nid-InP	Mantelschicht		50 nm	600°C	19
	nid-$In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$	Kern		250 nm	625°C	36
	nid-InP	Mantelschicht		100 nm	600°C	19
	p-InP:Zn	Mantelschicht	$p=2\cdot10^{17}cm^{-3}$	400 nm	600°C	19
	p^+-InP:Zn	Mantelschicht	$p=1\cdot10^{18}cm^{-3}$	500 nm	600°C	19
	p^+-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Zn	Kontaktschicht	$p=5\cdot10^{18}cm^{-3}$	300 nm	600°C	5.0
	nid-InP	Puffer		50 nm	600°C	20
	s.i. InP	Substrat		500 µm		

Abb. 4.15: Daten zum Schichtsystem mit EAM und HBT übereinander gewachsen.

Äußeren. Dies stellt einen Kompromiss zwischen der Heranführung des elektrischen Felds an die Kernschicht und der Reduzierung optischer Verluste dar. Zusätzlich soll dadurch die Ausdiffusion von Zink in die undotierte Kernschicht verringert werden [10]. Der Kern besteht aus dem Volumenmaterial InGaAsP mit einer Bandlückenwellenlänge um 1430 nm. Damit kommt für die optische Modulation der Franz-Keldysh Effekt zum Einsatz.

Über den EAM wird der HBT gesetzt. Es handelt sich hierbei um einen typischen DHBT mit InP-Kollektor. Um den ”current-blocking” Effekt zu reduzieren, ist zwischen der Basis aus $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ und dem InP-Kollektor eine 30 nm dünne undotierte Abstandsschicht (spacer) eingefügt. Zusätzlich sind in Abb. 4.15 die Wachstumstemperaturen und die V/III-Verhältnisse aller Schichten angegeben.

4.2.2 HBT-EAM mit InGaAs-Basis

Bei der Schichtanordnung eines HBT-EAM mit $In_{0.53}Ga_{0.47}As$-Basis ist das EAM-Schichtpaket in den Kollektor des HBT integriert. Die Abb. 4.16 zeigt den kompletten Schichtaufbau. Nachdem eine Pufferschicht aus InP aufgetragen worden ist, folgt der Sub-Kollektor aus n-dotiertem InP. Dieser hat einen kleineren Brechungsindex als die darüber liegende InGaAsP-Schicht und bildet mit dem InP-Substrat die untere optische Mantelschicht. Die nominell undotierte Kernschicht aus InGaAsP hat eine Dicke von 420 nm und repräsentiert eine Hälfte des Kollektors. Die andere darüber liegende Schicht aus InP bildet die obere Mantelschicht. Die Dicke wurde im Hinblick auf eine geringe Gesamtdicke des Kollektors bei gleichzeitig geringen optischen Verlusten der

Material	*Funktion*	*Dotierung*	*Dicke*	T_g	*V/III*
n^+-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Si	Emitter-Cap	$n=1\cdot10^{19}cm^{-3}$	140 nm	620°C	5.5
n-InP:Si	Emitter	$n=5\cdot10^{17}cm^{-3}$	60 nm	600°C	40
p^+-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:C	Basis	$p=1.3\cdot10^{19}cm^{-3}$	75 nm	500°C	0.68
nid-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	Zwischenschicht		30 nm	600°C	5.5
n^--InP	Kollektor/Mantel	$n=1\cdot10^{17}cm^{-3}$	450 nm	600°C	16
nid-$In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$	Kollektor/Kern		420 nm	625°C	35
n^+-InP:Si	sub-Kollektor/Mantel	$n=5\cdot10^{18}cm^{-3}$	250 nm	600°C	16
nid-InP	Puffer		50 nm	600°C	16
s.i. InP	Substrat		500 µm		

Abb. 4.16: Schichtsystem zum HBT-EAM mit InGaAs-Basis. Der Kollektor ist zweigeteilt in eine Kern- und eine obere Mantelschicht.

Wellenführung zu 450 nm berechnet. Die obere Mantelschicht ist schwach n-dotiert ($1\cdot10^{17}\,cm^{-3}$) um den "current blocking" Effekt zu mindern (siehe auch Abb. 3.4a). Weiterhin folgt eine undotierte Abstandsschicht und die Basis aus InGaAs (Beweglichkeit in der Basis $\mu_{InGaAs:C} \approx 50\,cm^2/Vs$). Zum Schluss kommt der Emitter und die Emitterkontaktschicht. Der Aufbau der Basis und des Emitters unterscheidet sich nicht zum DHBT aus dem vorigen Abschnitt 4.2.1.

4.2.3 HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis

Durch die Wahl einer Basis aus InGaAlAs kann die Anordnung der EAM-Schichten innerhalb des HBT-Aufbaus geändert werden. Die obere Mantelschicht aus InP verschiebt sich in den Emitter und der Kollektor besteht nur noch aus der optischen Kernschicht. Der gesamte Aufbau ist aus Abb. 4.17 ersichtlich. Da die Dicke der Kernschicht weiterhin nominell 420 nm (real 470 nm) beträgt, fällt die Gesamtdicke des Kollektors dünner aus. Dies hat ein verstärktes elektrisches Feld und damit eine ver-

Material	*Funktion*	*Dotierung*	*Dicke*	T_g	*V/III*
n^+-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Si	Emitter-Cap	$n=1\cdot10^{19}cm^{-3}$	50 nm	620°C	5.5
n^+-InP:Si	Emitter-Cap/Mantel	$n=5\cdot10^{18}cm^{-3}$	540 nm	600°C	40
n-InP:Si	Emitter/Mantel	$n=5\cdot10^{17}cm^{-3}$	60 nm	600°C	40
p^+-$In_{0.53}Ga_{0.39}Al_{0.08}As$:C	Basis/Mantel	$p=5\cdot10^{18}cm^{-3}$	65 nm	500°C	0.68
nid-$In_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.77}P_{0.23}$	Kollektor/Kern		470 nm	625°C	35
n^+-InP:Si	sub-Kollektor/Mantel	$n=5\cdot10^{18}cm^{-3}$	350 nm	600°C	16
nid-InP	Puffer		50 nm	600°C	16
s.i. InP	Substrat		500 µm		

Abb. 4.17: Schichtsystem zum HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis. Die obere Mantelschicht befindet sich nun im Emitter.

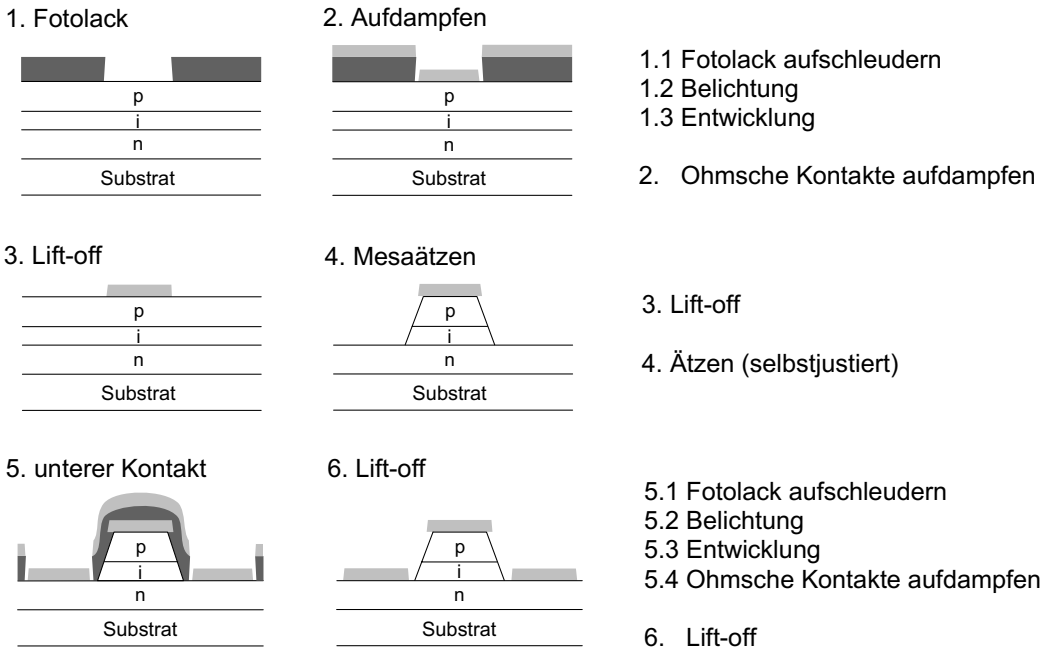

Abb. 4.18: Prozessschritte zum EAM (Übersicht).

besserte Modulation im Kern zur Folge. Die Basis liegt nun direkt über der InGaAsP-Schicht. Damit keine optische Absorption aufgrund einer zu kleinen Bandlücke vorliegt beträgt der *Al*-Anteil 8%-Punkte. Gleichzeitig ist die p-Dotierung reduziert, um die optischen Verluste an freien Ladungsträgern zu verringern. Weiterhin wird hierdurch die Stromverstärkung verbessert, allerdings zum Nachteil eines höheren Schichtwiderstands. Die obere Mantelschicht aus InP besitzt eine Dicke von 540 nm. Da der eigentliche Emitter nur gering dotiert ist, wird die obere Mantelschicht höher dotiert, um den Emitterserienwiderstand gering zu halten. Die obere Mantelschicht lässt sich somit der Emitterkontaktschicht zuordnen.

4.3 Technologisches Design und Herstellung

Der folgende Abschnitt beschreibt die technologische Realisierung von monolithisch integrierten HBT-EAMs und Anwendungsschaltungen. Zu Beginn wird kurz auf den Herstellungsprozess von EAMs und HBTs als Einzelbauelemente eingegangen.

4.3.1 Herstellung eines EAM

Ein Elektroabsorptionsmodulator (EAM) lässt sich technologisch relativ einfach herstellen. Zuerst wird eine Metallschicht aufgedampft, die einen ohmschen Kontakt zur oberen Halbleiterschicht herstellt. Der Bereich der Halbleiteroberfläche, die dem Metall ausgesetzt ist, muss zuvor durch einen Lithographieschritt definiert werden. Dazu wird der Wafer mit einer Lackschleuder großflächig mit Fotolack beschichtet. Anschließend folgt die Strukturierung des Lacks mit Hilfe der optischen Lithographie.

Im Falle eines Positivlacks sind die belichteten Bereiche beim Eintauchen in eine Entwicklerflüssigkeit löslich (siehe Abb. 4.18-1). Diese Stellen werden in einem Aufdampfpumpstand direkt dem Metallpartikelfluss ausgesetzt. An den übrigen Stellen lagert sich das Metall auf dem Fotolack ab (2). Mittels eines Lösungsmittels wird der Lack samt darauf befindlichen Metalls entfernt und zurück bleibt das durch die Maske vorgegebene Muster (3. Lift-off).

In einem zweiten Schritt muss der Modulator aus dem Wafer herausgearbeitet werden. Mittels eines sog. Mesaätzschrittes wird überflüssiges Halbleitermaterial entfernt. Da die gewünschte Struktur bereits durch die oberen Metallkontakte vorgegeben ist, wird die Probe einer Ätzflüssigkeit ausgesetzt. Die durch die Metallisierung abgedeckten Stellen sind gegen die Ätze geschützt, die übrigen Stellen hingegen lösen sich mit einer materialspezifischen Rate auf. Nach einer bestimmten Zeit ist die nötige Tiefe erreicht, d. h., die untere dotierte Kontaktschicht ist freigelegt (4). Bei selektiven Ätzen stoppt der Vorgang unmittelbar auf der tieferliegenden Schicht, da die Ätzrate auf ein Bruchteil absinkt. Außerdem wird der Metallkontakt unterätzt und die Ätzkanten verlaufen i. a. nicht senkrecht sondern schräg. Dieses Verhalten beruht auf der Anisotropie des Halbleiterkristalls (vgl. Abb. 4.21).

Im dritten und letzten Schritt werden die unteren ohmschen Kontakte auf die n-dotierte Schicht aufgebracht. Dazu wird ein weiteres Mal Fotolack aufgeschleudert, belichtet und entwickelt. Anschließend wird die Probe mit Metall bedampft und mittels Lift-off die gewünschte Struktur freigelegt (5 und 6). Weitere Informationen zur Prozesstechnologie sind in [25, 67] zu finden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Modulatoren sind $6-8\,\mu$m breit. Dies kann noch gut durch nasschemische Ätztechniken bewältigt werden. Bei schmaleren Strukturen ist aufgrund des hohen Schichtaufbaus die laterale Unterätzung nicht mehr vernachlässigbar, da es je nach Fotolackhaftung zu einem rauen unregelmäßigen Ätzangriff kommt. In diesem Fall ist der Übergang zu stark anisotropen Ätzmethoden, wie trockenchemisches Plasmaätzen, und dem damit verbundenen erhöhten Aufwand nötig.

4.3.2 Herstellung eines HBT

Bei der Realisierung von Heterostruktur-Bipolartransistoren fallen einige Prozessschritte mehr an, da das Bauelement aus einer 3-Mesa-Struktur besteht. Zusätzlich lässt sich der HBT aufgrund seiner kleinen Abmessungen nicht direkt mit Probernadeln kontaktieren, so dass metallische Luftbrücken zum Anschluss an Kontaktierflächen nötig sind. Zur Prozesstechnik siehe auch [67, 39, 59].

Nach der optischen Lithographie wird der E-Kontakt aufgedampft und nach dem Lift-off ist der Kontakt freigelegt (siehe Abb. 4.19-1). Als nächster Schritt folgt, wie auch beim EAM, das selbstjustierte Entfernen von Halbleitermaterial durch nasschemisches Ätzen. In diesem Schritt wird die Emittermesa herausgearbeitet und bis zur Basisschicht geätzt (2).

In einem weiteren Lithographieschritt wird der Basiskontakt definiert, die Probe bedampft und durch Lift-off die Kontakte freigelegt. Bei der Kontaktanordnung auf der Basis müssen folgende Besonderheiten beachtet werden. Da die Ladungsträger-

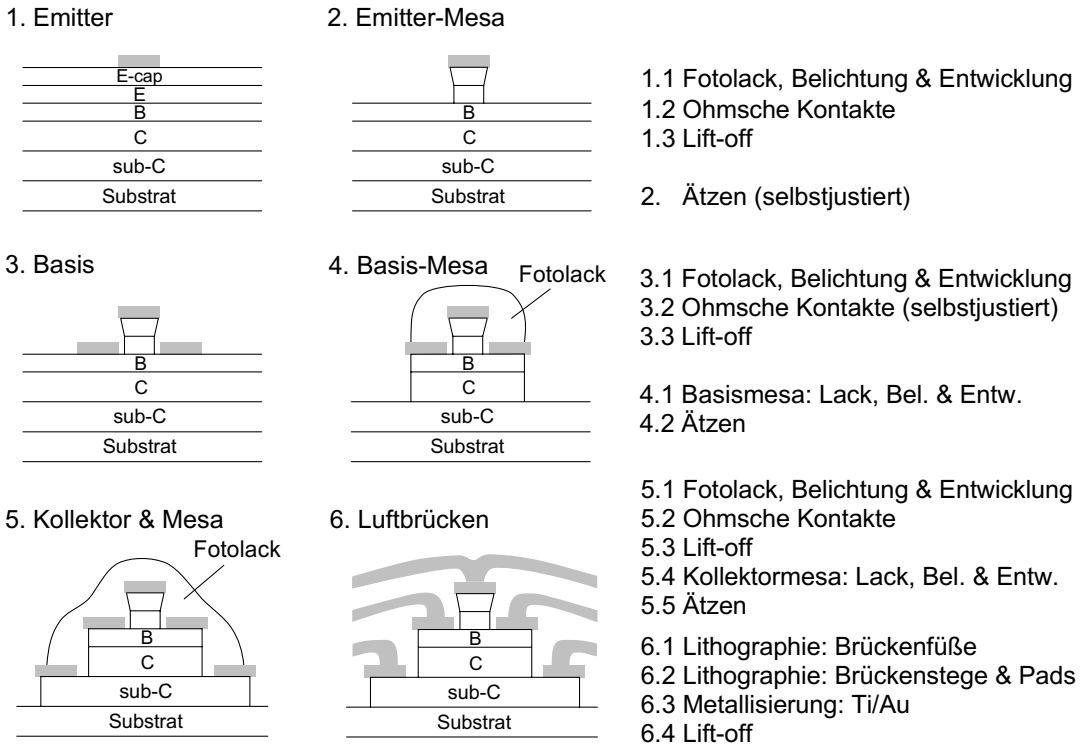

Abb. 4.19: Prozessschritte zum HBT (Übersicht).

beweglichkeit niedrig, die Basisschicht dünn und damit der Schichtwiderstand hoch ist, muss sich der Basiskontakt lateral möglichst nah am Emitter befinden. Dies wird durch den Einsatz sogenannter selbstjustierter Kontakte erreicht. Beim Betrachten von Abb. 4.19-2 fällt die Unterätzung der Emitterkontaktschicht aus InGaAs mit negativen Ätzflanken (Abhängig von der Kristallorientierung) auf. Ist beim Bedampfen des Basiskontaktes der Emitter absichtlich nicht mit Fotolack bedeckt, so wirkt der Emitter selbst als Maske (3). Damit gelangen die Basiskontakte sehr nahe an den Emitter heran. Typische Abstände betragen nur etwa $200 - 300\,\text{nm}$. Die Basismetallisierung darf allerdings nicht zu dick ausfallen, da sonst ein Kurzschluss zum Emitter entsteht. Um den Basisserienwiderstand weiter zu verringern wird der Basiskontakt möglichst nahe zum Zentrum des Emitters angeordnet, d. h. der Emitter wird beispielsweise nicht quadratisch, sondern möglichst lang und schmal ausgeführt.

Im nächsten Schritt wird ein Mesalack aufgeschleudert und lithographisch die Basismesa festgelegt. Eine nasschemische Ätze entfernt sowohl die Basis- als auch die Kollektorschicht. Dabei kommt es zu einer Unterätzung des Basiskontaktes, die zu einer Erhöhung des Basiskontaktwiderstandes führt, wenn die Transferlänge des Kontaktes unterschritten wird. Gleichzeitig verringert sich aber die geschwindigkeitslimitierende parasitäre Basis/Kollektor-Kapazität C_{BC}. Durch Wahl der Basiskontaktweiten müssen beide Effekte gegeneinander abgewägt werden. Typischerweise kommen Weiten von $1 - 2\,\mu\text{m}$ in Frage.

Anschließend kommt mit der dritten Metallisierung der Kollektorkontakt auf die

Fotolack	AR 5350, 5000 U·min^{-1}s^{-1} / 30 s / 7000 U·min^{-1}
Trocknen	15 min, 95 °C auf Hotplate
Belichten	4.5 s bei 365 nm mit 4.2 mW/cm^{-2}, Quarzmaske mit Chrom
Entwickeln	90 s, Entwickler: Wasser 1:1, 30 s DI-spülen, N_2 trocknen
Aufdampfen	n-InGaAs: Ti 100 Å / Pt 100 Å / Au 3000 Å
	p-InGaAs: Ti 100 Å / Pt 100 Å / Au 1000 Å
	n-InP: Ge 50 Å / Ni 100 Å / Ge 250 Å / Au 4000 Å
Lift-off	Aceton heiß, iso-Propanol heiß ablaufen lassen
Legieren	n-InP: 10 s bei 380 °C im Lampenlegierofen

Tab. 4.1: Prozessschritte bei Metallisierungs- (Lift-off) Strukturen.

Reinigen	H_2SO_4:H_2O 1:1 20 s, 60 s DI-spülen, N_2 trocken
Haftvermittler	AR 300-80, 4000 U·min^{-1}s^{-1} / 40 s / 4000 U·min^{-1}
Trocknen	10 min, 170 °C auf Hotplate
Fotolack	AR 3740, 3000 U·min^{-1}s^{-1} / 30 s / 3000 U·min^{-1}
Trocknen	10 min, 95 °C auf Hotplate
Belichten	12 s bei 365 nm mit 4.2 mW/cm^{-2}, Quarzmaske
Entwickeln	60 s, Entwickler pur, 30 s DI-spülen, N_2 trocknen
Reinigen	O_2-Plasma, 5 min, 50 W
Trocknen	60 min, 120 °C auf Hotplate
Ätzen (20 °C)	InGaAs: H_3PO_4:H_2O_2:H_2O 1:1:25, Ätzrate ≈ 3.0 nm/s
	InP: HCL konz., Ätzrate > 100 nm/s
	InP: HCL:H_2O 1:1, Ätzrate ≈10 nm/s
Reinigen	Aceton heiß, iso-Propanol heiß ablaufen lassen

Tab. 4.2: Technologieschritte bei Mesaätz-Strukturen.

Probe (5). Diesem Schritt folgt ein weiterer Mesaschritt, um das nicht benötigte sub-Kollektormaterial abzutragen und damit die einzelnen Transistoren voneinander zu isolieren. Zum Schluss folgt das Aufbringen der Luftbrücken, die die Verbindung vom Transistor zu nahegelegenen hinreichend großen Kontaktflächen herstellen (6). Dies geschieht mit Hilfe eines zweilagigen Fotolackprozesses, der sowohl die Luftbrückenfüße, als auch die Brückenstege und Kontaktflächen festlegt.

Wie die verschiedenen Prozessschritte im einzelnen ablaufen ist in Tab. 4.1 bis 4.3 geschildert. Die dabei zum Einsatz kommenden Fotolacke stammen von der Firma Allresist [68]. Zu Beginn der Verarbeitung wird der Wafer einer Grundreinigung unterzogen. Dazu kocht das Probenstück einige Minuten in Aceton und anschließend in iso-Propanol. Bei allen Lösungsmittelschritten ist darauf zu achten, dass als letztes das iso-Propanol heiß von der Probe abläuft, damit sich keine Lösungsmittelrückstände auf der Oberfläche anlagern. Zusätzlich wird die Probe mit einer verdünnten Schwefelsäure (1:1) gereinigt. Dies entfernt Oxide und organische Reste, wie Fotolacke, auf der Oberfläche.

Wie bereits erwähnt kommen bei der Probenverarbeitung nasschemische Ätzen zum Einsatz. Abb. 4.20 stellt den Zusammenhang der Ätzrate mit zwei Ätzlösungen bei

Fotolack	AR 3740, 3000 U·min^{-1} s^{-1} / 30 s / 3000 U·min^{-1}
Trocknen	10 min, 120 °C auf Hotplate
Belichten	12 s bei 365 nm mit 4.2 mW/cm^{-2}, Quarzmaske
Entwickeln	90 s, Entwickler pur, 30 s DI-spülen, N_2 trocknen
Trocknen	30 min, 140 °C auf Hotplate
Fotolack	AR 5350, 3000 U·min^{-1} s^{-1} / 30 s / 3000 U·min^{-1}
Trocknen	10 min, 95 °C auf Hotplate
Belichten	8 s bei 365 nm mit 4.2 mW/cm^{-2}, Quartzmaske
Entwickeln	120 s, Entwickler:Wasser 3:2, 30 s DI-spülen, N_2 trocknen
Reinigen	O_2-Plasma, 2 min, 25 W
Aufdampfen	Ti 200 Å / Au 4000 Å / Au 4000 Å
Lift-off	Aceton heiß, Dimethylformamid heiß, iso-Propanol heiß

Tab. 4.3: Technologieschritte für Luftbrücken (zweilagen Lackprozess).

Anwendung auf das Material InGaAsP in Abhängigkeit des Phosphorgehalts dar. Es ist näherungsweise eine exponentielle Abhängigkeit der Ätzrate vom Phosphorgehalt zu beobachten. So hat Phosphorsäure (H_3PO_4) gemischt mit Wasserstoffperoxid (H_2O_2) und Wasser (im Verhältnis 1:1:25) eine Rate von etwa 3 nm/s bei $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ und eine nicht mehr nachweisbare Rate bei InP. Liegt eine Schicht aus InGaAs auf einer Schicht aus InP, dann stoppt das Phosphorsäuregemisch auf der InP-Schicht, d. h., die Ätze ist selektiv.

Bei Verwendung von konzentrierter Salzsäure ist das Verhalten umgekehrt. Unter Bildung von PH_3 werden phosphorhaltige Schichten abgetragen. Die Ätzrate bei reinem InP ist sehr hoch und liegt um 100 nm/s für in der MOVPE gewachsenes InP und darüber für InP-Substrate. Mit abnehmendem Phosphorgehalt sinkt die Ätzrate etwa

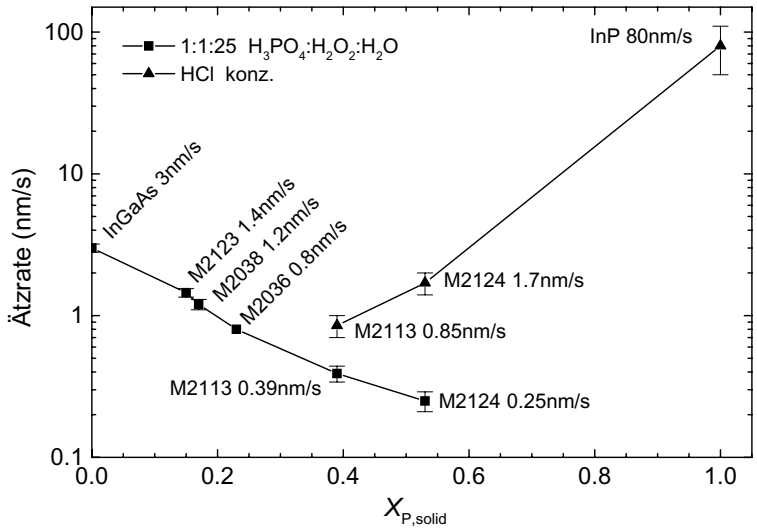

Abb. 4.20: Ätzraten von Phosphorsäure (mit H_2O_2 und Wasser im Verhältnis 1:1:25) und HCl konz. für InGaAsP in Abhängigkeit des Phosphorgehaltes $X_{P,solid}$ gitterangepasst auf InP bei 20 °C.

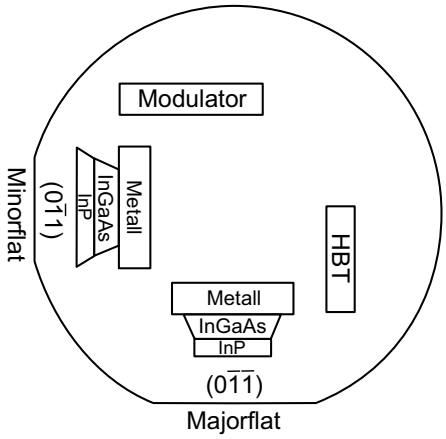

Abb. 4.21: Verdeutlichung der Bauelementorientierung auf der Waferoberfläche (geschliffene Substratkanten nach Japanischer Norm): Der Emitter steht senkrecht zur "Majorflat" und der Modulator ist parallel zu ihr. Zusätzlich sind die Bauelementquerschnitte gezeigt. Man beobachtet ein anisotropes Ätzverhalten mit verschiedenen Ätzflanken.

exponentiell und ist bei InGaAs nicht mehr nachweisbar.

Da durch die Zinkblendestruktur eine anisotrope Kristallordnung vorgegeben ist, macht sich auch ein anisotroper Ätzangriff bei Verwendung von nasschemischen Ätzen bemerkbar. In Abb. 4.21 sind der Zusammenhang der Ätzflanken zweier Halbleiter mit der Kristallorientierung auf der Substratoberfläche dargestellt. Bei $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ beobachtet man senkrecht zur Majorflat für dünne Schichten nach innen gerichtete (negative) Ätzflanken; parallel zur Majorflat hingegen verlaufen die Ätzflanken nach außen (positiv). Bei InP sind die Kanten im ersten Fall senkrecht und im zweiten Fall verlaufen auch sie nach außen. Die Kombination negativer Ätzflanken von InGaAs mit senkrechten Kanten bei InP lassen die Ausrichtung des Emitters senkrecht zur Majorflat ideal erscheinen. Dies kann für die Anwendung selbstjustierter Basis/Emitterkontakte ausgenutzt werden.

Der Modulator hingegen ist parallel zur Majorflat ausgerichtet. Dadurch sind die Ätzflanken von InP an den Modulatorenden senkrecht. Dies ist nötig bei der anschließenden Herstellung von V-Gruben zur Ankopplung von Glasfasern [69]. Da V-Gruben bis zu 70 μm in das InP-Substrat hineinreichen wird eine laterale Unterätzung des Bauteils von den Stirnflächen her vermieden. Ein weiterer Vorteil in der Anordnung des Wellenleiters parallel zur Majorflat liegt in der geringeren Unterätzung von Fotolackstrukturen, die ein bis zwei Mikrometer beträgt. Bei Lackstrukturen senkrecht zur Majorflat kann je nach Haftung des Fotolacks eine Unterätzung von drei bis vier Mikrometern bei Ätztiefen um 500 nm in InP auftreten. Bei der parallelen Modulatoranordnung ist allerdings die Realisierung eines selbstjustierten Basis/Emitterkontakts nur noch schwer möglich (siehe Abb. 4.21), da die Ätzflanken nach außen gerichtet sind und es leicht zu Kurzschlüssen zwischen dem InP-Emitter und Basiskontakt kommen kann.

4.3.3 EAM und HBT aufeinander angeordnet

Die technologische Umsetzung der monolithischen Integration im Falle der übereinander gewachsenen Schichtpakete von EAM und HBT geschieht analog zur Prozessierung der Einzelbauelemente HBT und EAM. Das Schichtsystem ist in Abb. 4.15

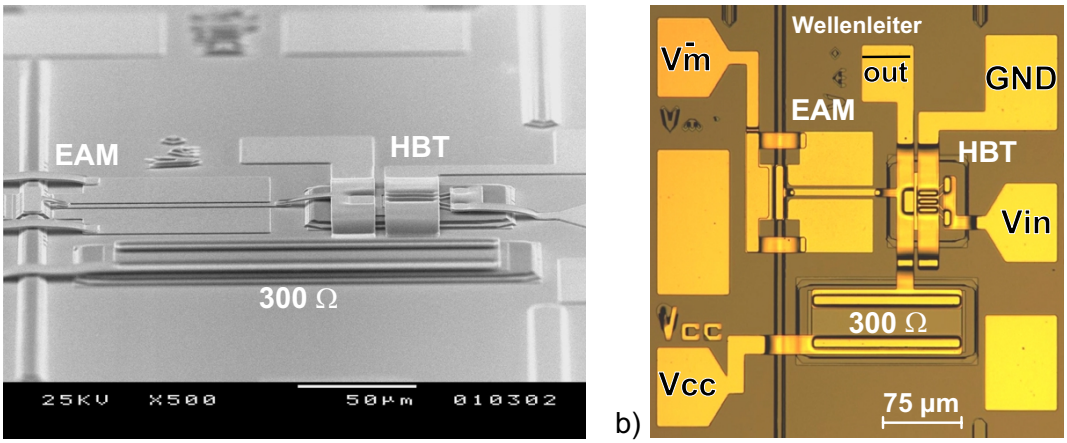

Abb. 4.22: EAM mit Treiber. a) REM-Aufnahme, b) lichtmikroskopisches Bild. Struktur mit übereinander gelegenem EAM und HBT. Der HBT ist in der Emittergrundschaltung mit 300 Ω Lastwiderstand konfiguriert. Der elektrische Ausgang wiederum treibt den EAM. Zum Schaltbild vgl. Abb. 3.1a).

gezeigt. Die Schichten des HBT liegen oben und werden zuerst verarbeitet, wie in Abb. 4.19 bereits gezeigt. Die nötigen Prozessschritte sind in Tab. 4.1 und 4.2 aufgelistet. Die Luftbrücken werden hingegen erst am Ende der kompletten Verarbeitung hinzugefügt. Ist der HBT fertig prozessiert, wird bei allen nachfolgenden Verarbeitungsschritten zum EAM der HBT durch eine Fotolackmesa geschützt. Dieser Bereich ist hinreichend groß zu wählen, damit eine Unterätzung der Mesa keine negative Auswirkungen auf das Bauelementverhalten zeigt. Die Prozessschritte zum EAM sind in Abb. 4.18 dargestellt. Um die Prozessarbeit zu verringern werden der Kollektorkontakt des HBT und der obere n-Kontakt des EAM gleichzeitig aufgedampft.

In Abb. 4.22a) ist eine REM-Aufnahme des fertigen Resultats gezeigt und in Teilabbildung b) eine lichtmikroskopische Aufnahme derselben Anordnung von oben. Die Anordnung stellt eine HBT-Treiberschaltung (Emittergrundschaltung mit 300 Ω im Kollektorzweig) und einen EAM als Last dar. Deutlich ist der Mesabereich um den HBT mit drei Emitterfingern zu erkennen. Die Herstellung einer Schaltung mit geometrisch getrenntem HBT und EAM, aber unter Einbeziehung eines integrierten Schichtsystems, vollzieht sich analog. Allerdings laufen die Prozessschritte für beide Bauelemente parallel ab. Messergebnisse werden im Abschnitt 5.4 dargestellt.

4.3.4 Integration zum HBT-EAM

4.3.4.1 Mit InGaAs-Basis

Die Herstellung eines HBT-EAM mit einer Basis aus p^{++}-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ erfordert eine geringe Abwandlung des in Abb. 4.19 gezeigten HBT-Prozesses. Da der Wellenleiter des EAM Teil des Kollektors ist werden beide zusammen hergestellt. In Abb. 4.23 sind die einzelnen Prozessschritte zum HBT-EAM dargestellt und in Abb. 4.16 der Schichtaufbau. Zuerst wird der Emitterkontakt aufgedampft und selbstjustiert die

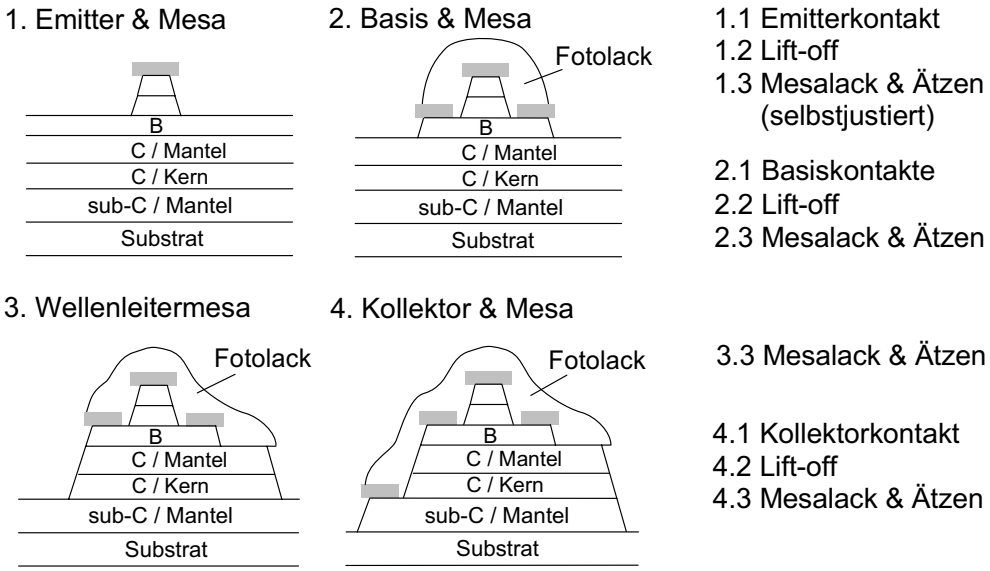

Abb. 4.23: Zusammenfassung der Prozessschritte zum HBT-EAM mit InGaAs-Basis. Die Wellenleitermesa ist angedeutet (siehe auch Abb. 4.24). Der abschließende Luftbrückenschritt ist analog zum HBT-Prozess.

Emittermesa geätzt (1). Anschließend kommt der nicht selbstjustierte Basiskontakt auf der Basisschicht zuliegen (2). Damit sich die Basisschicht nicht über die gesamte Länge des Wellenleiters erstreckt, sondern nur im Bereich des HBT-EAM, wird der Basismesaschritt zweigeteilt. Zuerst wird mit Hilfe eines Mesalacks nur der HBT-EAM abgedeckt und dann die Basisschicht geätzt. In einem weiteren Mesaschritt (Wellenleitermesa) wird zusätzlich zum Transistor auch der passive Wellenleiter abgedeckt. Nun kann bis auf die Subkollektorschicht geätzt werden (3). Danach folgt die Metallisierung des unteren Kollektorkontakts und der Kollektormesa (4). Zum Schluss werden die Luftbrücken und die Messkontakte gefertigt.

Abb. 4.24a) zeigt eine REM-Aufnahme eines prozessierten HBT-EAM mit InGaAs-Basis. Im Betriebszustand wird Licht seitlich über eine Glasfaser in den passiven Wellenleiter (”W”) eingekoppelt und auf der anderen Seite mit einer weiteren Glasfaser wieder ausgekoppelt. Dazwischen liegt der aktive Bereich des HBT-EAM mit einer Länge von 50 μm. Die Breite beträgt 8 μm. Eine lichtmikroskopische Aufnahme mit einem ohmschen Widerstand von nominell 500 Ω ist in Abb. 4.24b) dargestellt.

4.3.4.2 Mit InGaAlAs-Basis

Die Prozessierung des HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis orientiert sich genau am HBT-Prozess wie in Abb. 4.19 dargestellt. Der Unterschied zum HBT liegt in der dicken Emitterschicht und im Basismaterial. Der Schichtaufbau ist in Abb. 4.17 gezeigt. Da der Wellenleiter parallel zur Majorflat liegt (siehe Abb. 4.21) sind die Ätzkanten von der oberen InP-Emitterschicht nach außen gerichtet. Bei einer Schichtdicke von 540 nm reicht die Unterätzung nicht aus, um die Schicht durch den Emitterkontakt zu verdecken. Vielmehr ragt seitlich noch Emittermaterial heraus. Um die Justiertoleran-

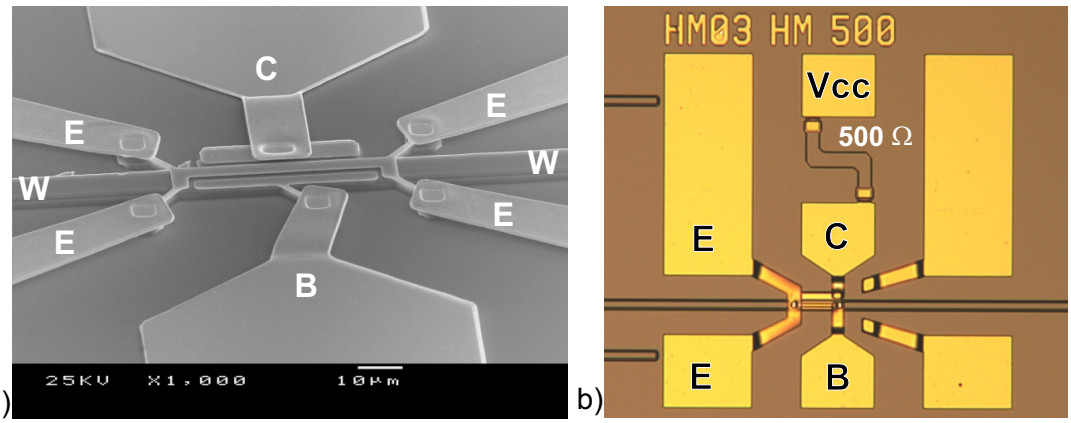

Abb. 4.24: a) Prozessierter HBT-EAM mit InGaAs-Basis. ”W” bezeichnet den passiven Wellenleiter aus Halbleitermaterial. Der aktive Bereich hat eine Ausdehnung von 50 μm mal 8 μm. b) Lichtmikroskopische Aufnahme eines HBT-EAM mit variierter Kontaktanordnung im aktiven Bereich. Zusätzlich ist der Lastwiderstand am Kollektor ersichtlich.

zen von etwa 1 μm einzuhalten, sollte zwischen Basis- und Emitterkontakt ein Abstand von 2 μm bestehen. Zum Vergleich bei den reinen nicht selbstjustierten HBTs beträgt dieser Abstand $1-1.5\,\mu$m. Gelangt der Basiskontakt zu nahe an den Emitter besteht Kurzschlussgefahr.

Da InGaAlAs auch von konzentrierter Salzsäure angegriffen wird, kann der InP-Emitter nicht mit dieser Ätzflüssigkeit geätzt werden, da sonst keine Selektivität mehr zwischen Emitter und Basis besteht. Bei Verdünnung der Salzsäure mit Wasser (1:1) ist die Ätzselektivität jedoch wieder gegeben. Die Ätzrate bei InP beträgt etwa 10 nm/s (bei 20 °C).

Um die optische Absorption in den langen passiven Wellenleitern zu verringern, wird die obere InP-Mantelschicht und die darunter liegende InGaAlAs-Basisschicht im Bereich der Wellenleiter entfernt. Wegen der geringeren Basisfläche wird dadurch auch die Basis/Kollektorkapazität verringert, was sich positiv auf das Geschwindigkeitsverhalten auswirkt. Um die nun nach obenhin freiliegende Kernschicht vor Verschmutzungen zu schützen, wird das Bauelement mit Fotolack abgedeckt. Da der optische Brechungsindex von dem Fotolack etwa bei 1.5 liegt, dient dieser gleichzeitig als obere Mantelschicht.

Abb. 4.25 zeigt einen fertig prozessierten HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis. Damit die optische Wellenführung gewährleistet ist, muss die obere Mantelschicht und damit der Emitter die gesamte Breite des Wellenleiters abdecken. Die Basiskontakte sind seitlich herausgeführt. Da der Schichtwiderstand der Basis sehr hoch ist (um 1500 Ω/sq), wirkt sich die Wahl eines breiten Emitters negativ auf das HF-Verhalten aus.

4.3.5 Schaltungen

Zur Demonstration der monolithischen Integration wurden neben HBT-EAMs als Einzelbauelemente mit Lastwiderstand auch einfache Schaltungen hergestellt. Die Kombination von HBT mit EAM bei einem übereinander gewachsenen Schichtsystem wurde

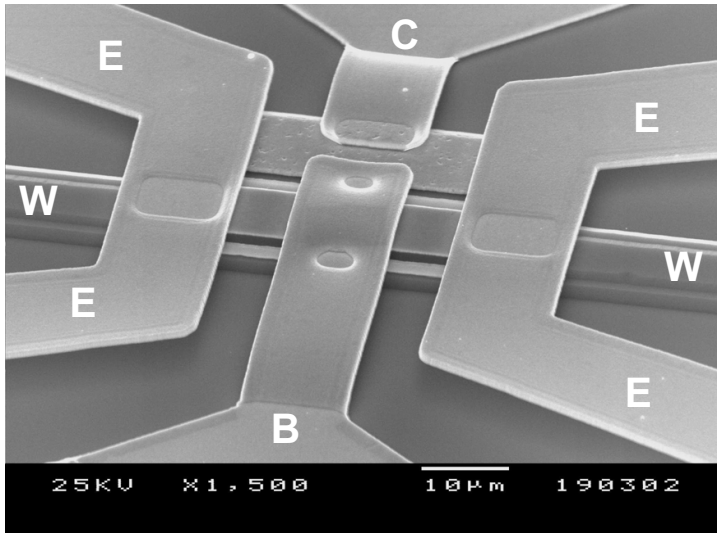

Abb. 4.25: Prozessierter HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis. ”W” steht für den passiven Wellenleiter. Die Ausdehnung des aktiven Bereichs ist 50 μm mal 8 μm.

bereits in Abschnitt 4.3.3 vorgestellt. Weitere Schaltungen mit HBT-EAMs beinhalten u. a. einen Differenzverstärker und ein RS-Flip-Flop. Bei der Herstellung von Schaltungen kommen neben den Einzelbauelementen Komponenten wie Leiterbahnen und ohmsche Widerstände hinzu. Für die Leiterbahnen werden die Prozessschritte für Luftbrücken verwendet und im gleichen Arbeitsgang hergestellt. Durch ein entsprechendes Maskenlayout kann definiert werden, ob eine Leiterbahn auf dem Substrat liegt oder über eine andere Struktur hinweg geführt werden soll. Mit Hilfe einer dicken Kollektormetallisierung und der Luftbrücken lassen sich Kreuzungspunkte für Signale definieren.

Ohmsche Widerstände werden planar mit Hilfe der Kollektor- und Basisschicht realisiert. Der Schichtwiderstand R_{sh} des sub-Kollektors aus n^+-InP beträgt um 100 Ω/sq bei einem Kontaktwiderstand $R'_{\mathrm{k}} < 0.2\,\Omega$mm. Bei der Basisschicht aus $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ist $R_{\mathrm{sh}} = 1500\,\Omega$/sq und $R'_{\mathrm{k}} = 0.5\,\Omega$mm. Über die Beziehung

$$R = R_{\mathrm{sh}}\frac{l}{w} + 2\frac{R'_{\mathrm{k}}}{w} \tag{4.2}$$

lässt sich für eine geeignete Länge l und Weite w der gewünschte Widerstand R realisieren. Die minimale Breite des Widerstands wird durch den maximal zu transportierenden elektrischen Strom vorgegeben. Bei einer 250 nm dicken InP-Schicht ($n = 5{\cdot}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$) kann experimentell eine Stromdichte bis zu 1 mA/μm durchgeleitet werden. Darüber beginnt der Strom zu sättigen. Die 70 nm dicke Basis aus InGaAs ($p = 1.3{\cdot}10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$) ermöglicht etwa 0.2 mA/μm. Bei schmalen Widerständen ist weiterhin die Unterätzung des Fotolacks zu beachten und die Breite des Mesalacks entsprechend größer zu wählen. Bei sehr breiten Widerständen macht sich hingegen der kapazitive Einfluss negativ bemerkbar.

Elektrische Schaltbilder von zwei der realisierten Schaltungen mit HBT-EAMs sind in Abb. 4.26 dargestellt. Abb. 4.26a) zeigt einen Differenzverstärker mit dem

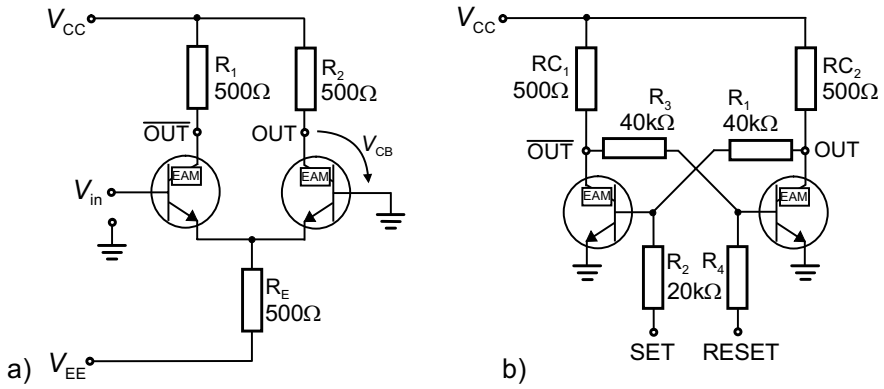

Abb. 4.26: a) Schaltungsplan des realisierten Differenzverstärkers mit zwei HBT-EAMs. Die Stromquelle ist als ohmscher Widerstand R_E ausgeführt. b) Schaltplan eines optoelektronischen RS-Flip-Flops bei dem der elektrische Zustand gespeichert wird und damit auch das optische Signal.

ohmschen Widerstand R_E als Stromquelle. Der rechte Eingang der Schaltung liegt auf Masse, d. h., nur ein Eingang ist nach außen geführt. Es sind Betriebsspannungen bis ±10 V bei einem Strom um 15 mA möglich. In Abb. 4.27 ist eine lichtmikroskopische Aufnahme der Schaltung gezeigt. Um den Messaufwand zu reduzieren, wird das von links eingekoppelte Licht auf dem Wafer mittels eines Y-Teilers aufgespalten und den beiden HBT-EAMs zugeführt. Der Krümmungsradius der Wellenleiter beträgt mindestens 2000 µm, um die optischen Verluste gering zu halten. Auf der rechten Seite kann das austretende Licht wieder ausgekoppelt werden. Allerdings ist es nur möglich eine Glasfaser einem Ausgang zuzuführen, da für die Anordnung hier zwei Fasern zu breit wären. Mit Hilfe einer Infrarot-Kamera lassen sich im DC-Fall hingegen beide optischen Ausgänge gleichzeitig beobachten.

Ein Eingang des Differenzverstärkers ist durch das Layout fest mit Masse verbunden. Durch Anlegen eines elektrischen Signals, mit einem Arbeitspunkt um 0 V und geringer Amplitude V_{in}, an den zweiten Eingang schaltet der Differenz-Verstärker. Der nicht-invertierte elektrische Ausgang OUT ist über koplanare Messspitzen zugänglich.

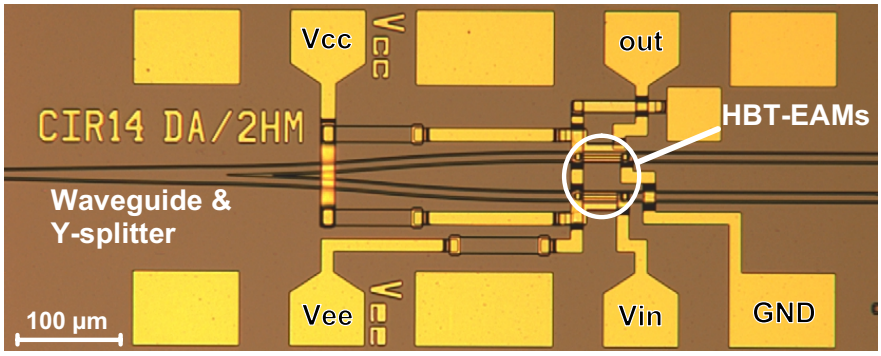

Abb. 4.27: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Differenzverstärkers aus zwei HBT-EAMs. Licht wird über Glasfaser lateral von links eingekoppelt und im Y-Teiler aufgespalten.

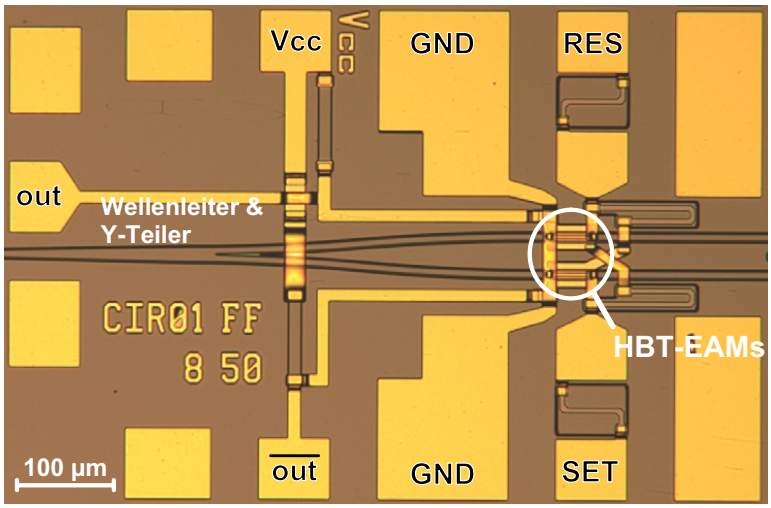

Abb. 4.28: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Flip-Flops aus zwei HBT-EAMs.

Über die Basis/Kollektor-Spannung V_{CB} schaltet simultan der optische Ausgang (invers zum elektrischen Ausgang).

In Abb. 4.26b) ist das Schaltbild des realisieren RS-Flip-Flops dargestellt. Die Schaltung zeichnet sich durch die Selbsthaltefunktion des elektrischen und damit gleichzeitig des optischen Signals aus. Ziel ist es, ein Flip-Flop mit möglichst wenig Komponenten herzustellen. Über die Serienwiderstände R_1 und R_3 werden die Ausgänge der Schaltung zurück auf die Basen der beiden Transistoren geführt. Da an den Ausgängen hohe Spannungshübe anliegen sind hohe Widerstandswerte nötig, um die Basiseingänge nicht zu schädigen. Geschaltet wird das Flip-Flop über den SET- bzw. RESET-Eingang mit den ebenfalls hohen Widerstandswerten R_2 und R_4. Dies macht die Schaltung insgesamt sehr langsam. Sie dient daher nur zur Demonstration des Konzeptes. Durch ein aufwändigeres Schaltungsdesign mit NOR-Gattern aus HBTs kann ein D-Flip-Flop realisiert werden, das nicht die Geschwindigkeitslimitierung wegen der hohen Serienwiderstände kennt.

Abb. 4.28 zeigt die lichtmikroskopische Aufnahme eines RS-Flip-Flops. Wie beim zuvor vorgestellten Differenzverstärker wird das seitlich eingekoppelte Lichtsignal über einen auf dem Substrat befindlichen Wellenleiter in zwei Äste aufgespalten und den beiden HBT-EAMs zugeführt. Nach rechts verlaufen die optischen Ausgänge und können mit einer IR-Kamera gleichzeitig beobachtet werden. Der weitere Aufbau ist dem des Differenzverstärkers sehr ähnlich.

Kapitel 5

Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse der Einzelbauelemente, wie EAMs und HBTs, als auch der kombinierten Bauelemente, den HBT-EAMs, vorgestellt. Dabei wird insbesondere zwischen den verschiedenen Schichtsystemen mit einer Basis aus InGaAs bzw. InGaAlAs unterschieden. Den Abschluss bildet die Demonstration von Schaltungen mit HBT-EAMs, die auf dem Schichtsystem mit InGaAs-Basis beruhen. Die Vorstellung der Ergebnisse zu jedem Bauelement und jeder Schaltung ist zweigeteilt. Zuerst werden die elektrischen Eigenschaften präsentiert. Anschließend folgen kurz die optischen Messergebnisse, die beim Kooperationspartner, dem Fachgebiet Optoelektronik der Universität, entstanden sind. Auf die optischen Messergebnisse soll hier nicht im Detail eingegangen, sondern es soll nur exemplarisch die Funktion nachgewiesen werden. Eine ausführliche Untersuchung der optischen Eigenschaften wird beim Kooperationspartner veröffentlicht [61]. Zusätzlich enthält der Abschnitt die Ergebnisse der elektrischen und optischen Modellierung des HBT-EAM mit PSpice.

5.1 HBT-EAM mit InGaAs-Basis

In diesem Abschnitt folgen zuerst die Ergebnisse zu dem integriertem Schichtsystem mit einer Basis aus InGaAs. Vergleiche dazu den Schichtaufbau wie in Abb. 4.16 wiedergegeben und das prozessierte Bauelement in Abb. 4.24. Problematisch ist in diesem Zusammenhang besonders der ”current-blocking” Effekt wegen der zweiten Heterobarriere zwischen Basis und Kollektor. Am Ende des Abschnitts folgt eine elektrische Modellierung mit PSpice.

5.1.1 Elektrische Charakterisierung

Der HBT-EAM lässt sich auch wie ein gewöhnlicher Bipolartransistor ansteuern. Zur elektrischen Charakterisierung können deshalb die üblichen Messmethoden und Kennlinien herangezogen werden, wie sie auch beim HBT zum Einsatz kommen. In Abb. 5.1 sind die Ausgangskennlinienfelder (AKF) zweier HBT-EAMs dargestellt. Das Layout und die technologische Herstellung der beiden Bauelemente sind identisch. Der Un-

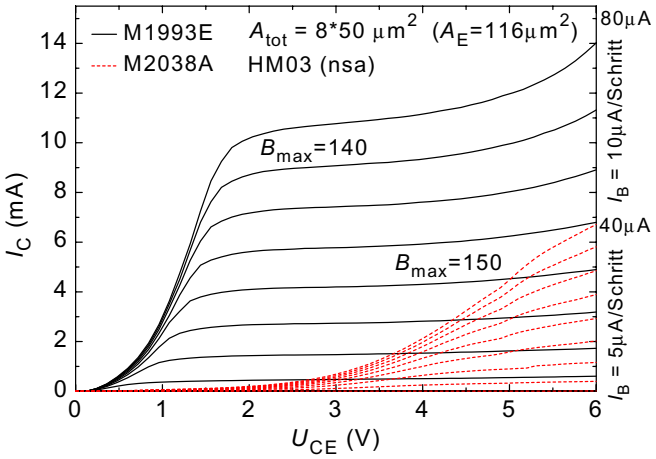

Abb. 5.1: Ausgangskennlinienfeld zweier HBT-EAMs. Die Bauelemente unterscheiden sich nur in der Dotierung in der oberen Mantelschicht. Bei M2038A ist die Dotierung geringer. Daher fällt der ”current-blocking” Effekt stärker aus (nsa = nicht selbstjustierter Emitter/Basis-Kontakt).

terschied liegt im Schichtaufbau. So wurden für die Dotierung in der oberen Mantelschicht im ersten Fall ein Wert von ca. $n = 1 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (Probe M1993E) verwendet und im zweiten Fall $n = 1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (M2038A) benutzt. Das AKF der Probe M1993E ist vergleichbar mit dem typischen Verhalten eines DHBT. Gewünscht ist die hohe Durchbruchsfestigkeit von über 10 V. Nachteilig wirkt sich die hohe ”turn-on” Spannung aus, d. h., die Spannung U_{CE} die den Übergang zum aktiven Bereich bei hohen Kollektorströmen darstellt. Die Ursache liegt in der zusätzlichen Leitungsbanddiskontinuität zwischen Basis und Kollektor (vgl. Abb. 3.4a), die den Minoritätenfluss aus der Basis in den Kollektor hemmt. Durch das Einfügen der undotierten InGaAs Zwischenschicht verringert sich der Einfluss.

Das Ausgangskennlinienfeld der zweiten Probe (M2038A) in Abb. 5.1 hat eine niedrigere n-Dotierung in der oberen Mantelschicht, die dem Wert der Hintergrunddotierung entspricht. Deutlich ist die Verschiebung der Kennlinien zu höheren Spannungen U_{CE} und damit zu einer höheren ”turn-on” Spannung zu erkennen. Das lässt auf eine stärkere Stromblockade am Basis/Kollektorübergang schließen. Dies steht in Übereinstimmung mit der Simulation zum Verlauf der Bandkanten (Abb. 3.4a). Dort ist ein größerer ”effektiver” Leitungsbandsprung sichtbar. Andererseits ist aus dem Simulationsverlauf des elektrischen Feldes (siehe Abb. 3.4b) ein größeres elektrisches Feld in der Kernschicht erkennbar. Dies wurde durch optische Messungen bestätigt, bei denen sich bei gleicher Spannungsmodulation eine stärkere optische Modulation zeigt, d. h., auch das elektrische Feld muss entsprechend ausgeprägter variieren.

In Abb. 5.2a) sind die Messkurven für die BE- und die BC-Dioden dargestellt. Auffällig ist der flache Anstieg der BC-Diodenkennlinie, was einen erhöhten Serienwiderstand nahe legt. Zum einen ist der Kollektor mit über 1 μm relativ dick, und zum anderen hat der Kern keine und die obere Mantelschicht nur eine schwache Dotierung. Weiterhin enthält der Kollektor mit der optischen Kern- und Mantelschicht

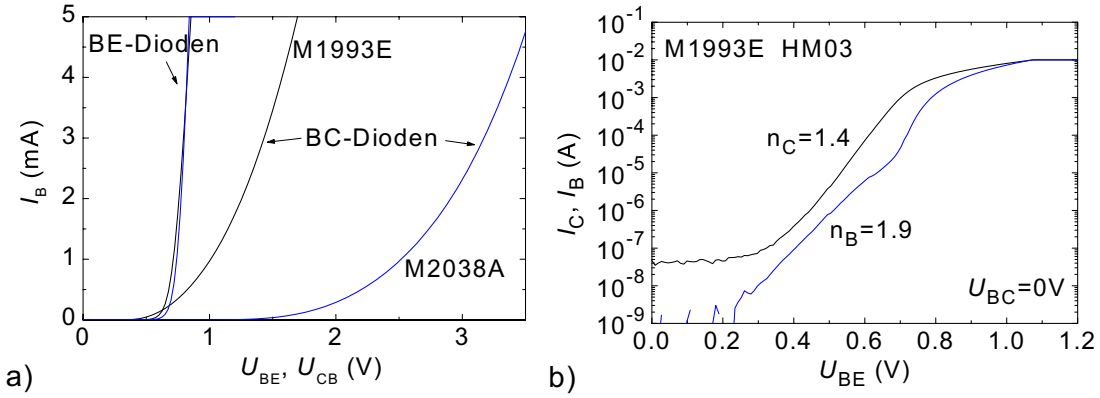

Abb. 5.2: a) Dioden-Kennlinien zweier Proben im Vergleich, b) Gummel-Plot der Probe 1993E.

mehrere Heterobarrieren, die zusätzlich den Ladungstransport behindern. Bei der Probe M2038A fällt die BC-Diode noch schlechter aus, was im Einklang mit dem Ausgangskennlinienfeld steht. In Abb. 5.2b) ist der Standard Gummel-Plot ($U_{BC} = 0\,V$) mit den zugehörigen Idealitätsfaktoren gezeigt. Auffällig ist der zusätzliche Knick in der Kennlinie für den Basisstrom bei 0.7 V.

Insgesamt folgt aus der Gleichstrombetrachtung ein inakzeptables Verhalten der Probe mit geringer Dotierung in der oberen Mantelschicht (M2038A). Die bessere optische Modulation kann diesen Umstand nicht ausgleichen. Alle nachfolgend hergestellten Proben beziehen sich auf die Probe des Typs M1993.

Zur Charakterisierung der HF-Eigenschaften wurde auf den S-Parameter Messplatz des Fachgebiets zurück gegriffen. Daraus lassen sich die Transitfrequenz f_T und die maximale Schwingfrequenz f_{max} bestimmen. In Abb. 5.3 sind die HF-Ergebnisse der beiden Proben gegenüber gestellt. Bei der Probe M1993E sind $f_T = 25\,GHz$ und $f_{max} = 24\,GHz$. Diese Daten sind mit der Schicht, die die geringere Dotierung in der oberen Mantelschicht enthält (M2038A), vergleichbar. Liegt der Arbeitspunkt des Transistors bei der S-Parametermessung im aktiven Bereich, wirkt sich offenbar der

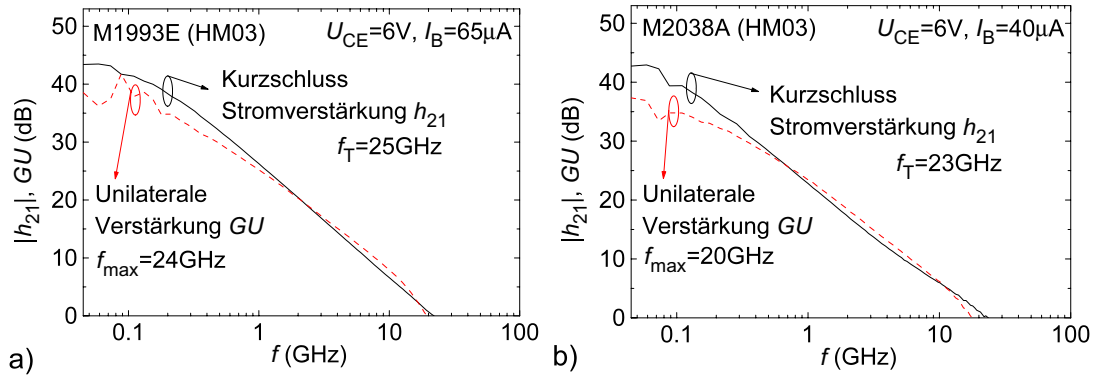

Abb. 5.3: Aus S-Parametern gewonnene Übertragungsfunktionen h_{21} und GU. Die Bauelemente mit höherer Dotierung in der oberen Mantelschicht (M1993E) zeigen geringfügig höhere Grenzfrequenzen.

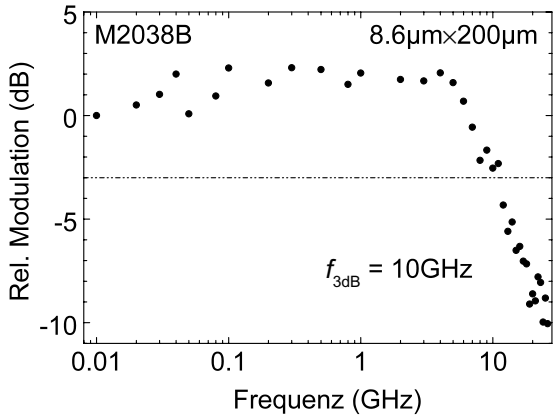

Abb. 5.4: Frequenzgang eines EAM hergestellt aus einer Schicht für HBT-EAMs mit Basis aus InGaAs. Die Bauelementlänge wird durch Spalten bestimmt. Die Grenzfrequenz liegt bei 10 GHz. [61]

”current-blocking” Effekt nicht so stark aus, wie im DC-Fall (vgl. Abb. 5.1).

Aus dem HBT-EAM-Schichtaufbau können auch rein elektrische HBTs hergestellt werden. Der Unterschied liegt nur im Layout des Bauelements, d. h. der passive Wellenleiter fehlt und das Bauelement ist kleiner. Die obigen Ergebnisse der jeweiligen HBT-EAMs sind übertragbar. Da die Emittergröße bei HBTs (10 μm mal 3 μm) geringer ausfällt, ist auch der maximale Kollektorstrom I_C geringer. Insbesondere sind die Grenzfrequenzen bei den HBTs nur unwesentlich höher als bei den HBT-EAMs.

5.1.2 Optische Messungen

Bevor das optische Verhalten des HBT-EAM vorgestellt wird, folgt die Untersuchung eines EAM, der aus der gleichen Schicht wie der HBT-EAM mit InGaAs-Basis hergestellt ist. Bei der technologischen Herstellung wird die Emitterschicht weggeätzt, so dass der obere Kontakt auf der Basisschicht zu liegen kommt. Nachdem an dem Kontakt selbstjustiert bis zum sub-Kollektor geätzt wurde folgt der untere EAM-Kontakt. Auf diese Weise lassen sich sehr leicht EAMs herstellen, deren Länge sich durch Spalten der Probe ergibt. Abb. 5.4 zeigt den Frequenzgang eines EAM mit einer Länge von 200 μm und einer Breite von 8.6 μm. Die Eckfrequenz ergibt sich zu 10 GHz. Aufgetragen ist die relative, optische Modulation gegenüber der Frequenz. Die Modulation ergibt sich aus der Verhältnisbildung zwischen eingestrahlter und detektierter optischer Leistung (vgl. Gl. (2.29)). Da die Probenlängen üblicherweise einige hundert Mikrometer betragen, entstehen hohe optische Verluste im Wellenleiter zusätzlich zur Ein- und Auskopplung über die Glasfasern. Je nach genauer Länge des Wellenleiters und der Qualität der Spaltkanten variiert die absolute gemessene Leistung am Fotodetektor stark, so dass nur noch Leistungen im Bereich von typischerweise -60 dBm bis -40 dBm detektiert werden. Aus diesem Grund sind i. a. die optischen Messergebnisse relativ zur 0 dB-Linie aufgetragen.

Bei der optischen Charakterisierung des HBT-EAM hingegen wird zuerst untersucht, wie sich der optische Kontrast in Abhängigkeit zur äußeren Beschaltung ändert.

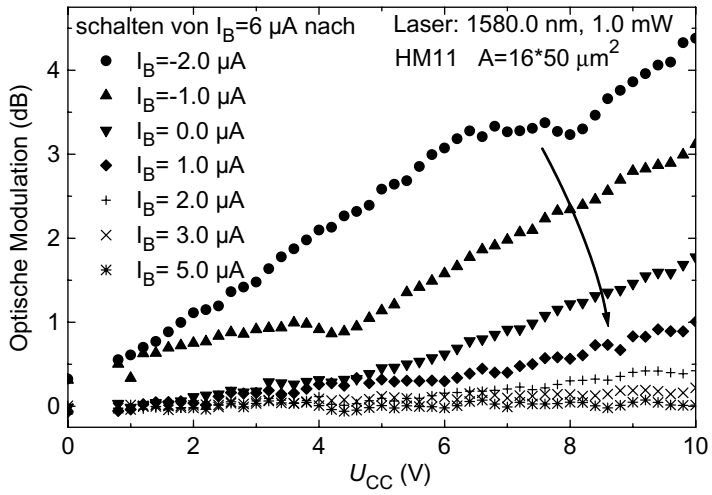

Abb. 5.5: Messung der optischen Modulation eines HBT-EAM mit Lastwiderstand in Abhängigkeit der Versorgungsspannung U_{CC} und des Basisstromes I_B. Die Kurven sind auf den Fall $I_B = 6\,\mu$A bezogen (M2038A). [61]

Dazu wird der HBT-EAM mit Lastwiderstand $R_L = 1\,\text{k}\Omega$ betrieben. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5.5. Laserlicht einer Dauerstrichquelle (cw) wird mit Hilfe einer Glasfaser lateral in den passiven Wellenleiter auf dem Substrat eingekoppelt. Ausgangsseitig nimmt eine weitere Glasfaser die transmittierten optischen Moden auf und führt sie auf ein Photometer zur Intensitätsmessung. Der Messaufbau ist analog zu dem in Abb. 2.15. Die transmittierte Lichtleistung kann nun in Abhängigkeit von Versorgungsspannung U_{CC} und Basisstrom I_B aufgenommen werden. Um die Modulation zu bestimmen, beziehen sich die Messkurven auf den Basisstrom $I_B = 6\,\mu$A. Bei eingeschaltetem Transistor fällt die Versorgungsspannung am Lastwiderstand ab. Mit der Verringerung des Basisstroms ab $6\,\mu$A, verringert sich der Spannungsabfall an R_L zugunsten von U_{CB}, d. h. das elektrische Feld und damit die Absorption steigen im Wellenleiter. Auffällig ist, dass negative Basisströme eine weitere Verbesserung der Modulation bewirken. Dies resultiert aus der Lichtabsorption in der Kernschicht, wodurch Elektronen-Loch Paare erzeugt werden. Da die BC-Diode in Sperrrichtung gepolt ist, gelangen die Löcher in die Basis und wirken dort als Basisstrom. Dieser muss durch einen äußeren Strom kompensiert werden, damit der Transistor ausschaltet und somit eine hohe Spannung U_{CB} für eine hohe Modulation abfällt.

Wie bereits im Abschnitt 2.3.2 erwähnt, kann im Halbleitermaterial eine optische Modulation auch über die Veränderung der Ladungsträgerdichte herbeigeführt werden, die mittels Bandauffüllung die effektive Bandlücke vergrößert. Um diesen Effekt bei der Schicht mit InGaAs-Basis nachzuweisen wird der HBT-EAM angesteuert wie bei der Aufnahme eines Ausgangskennlinienfeldes, d. h. ohne den Lastwiderstand am Kollektor. Beim Festhalten der Spannung U_{CE} im aktiven Bereich kann durch Erhöhung des Basisstroms der Kollektorstrom I_C innerhalb eines Bereichs beliebig geändert werden (Stromquelle). Gleichzeitig verändert sich die Basis/Emitterspannung U_{BE} nur unwesentlich und liegt bei ca. 0.7V. Damit ist die Basis/Kollektorspannung U_{BC} annä-

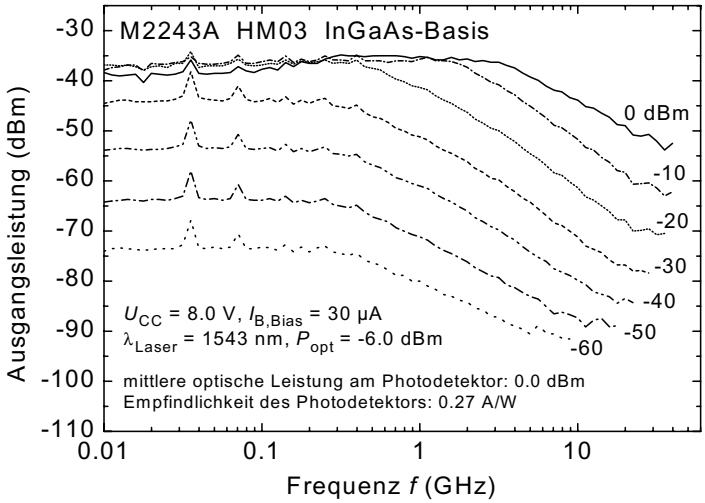

Abb. 5.6: Optische Modulation eines HBT-EAM mit Lastwiderstand bei verschiedenen elektrischen Eingangsleistungen. [61]

hernd konstant, so dass eine optische Modulation aufgrund der Variation des elektrischen Feldes nicht stattfinden kann, sondern nur durch die Stromänderung. Zum Nachweis wird mittels Glasfaser Licht in den HBT-EAM eingekoppelt und am Ausgang die transmittierte optische Leistung beobachtet. Es hat sich allerdings keine Variation der optischen Ausgangsleistung nachweisen lassen. Der Grund mag in einer noch zu geringen Stromdichte liegen. Ein Einfluss sollte ab Stromdichten von $5 \cdot 10^4\,\mathrm{A/cm^2}$ zu beobachten sein, mit Ladungsträgerdichten von über $10^{19}\,\mathrm{cm^{-3}}$. Allerdings ist nicht ganz klar, warum die HBT-EAMs ab diesen Stromdichten bereits zerstört werden.

Es folgt nun die Diskussion des frequenzabhängigen Verhaltens der optischen Modulation eines HBT-EAM mit InGaAs-Basis. Dazu wird die optische Modulation bei konstanter Versorgungsspannung gemessen mit der HF-Leistung als Parameter, wobei sich der Lastwiderstand auf dem Substrat befindet und einen Wert von etwa $500\,\Omega$ besitzt. In Abb. 5.6 ist die absolute optische Modulation gegenüber der Frequenz aufgetragen. Bei sehr kleinen elektrischen Eingangsleistungen überträgt sich direkt die Zunahme der Eingangsleistung auf den Ausgang, wobei die Eckfrequenz um 1 GHz liegt. Zu größeren elektrischen Eingangsleistungen hin sättigt das Ausgangsverhalten bei kleinen Frequenzen, wobei die Eckfrequenz zunimmt und bei einer Eingangsleistung von 0 dBm um 7 GHz liegt.

Um einen Eindruck von der Fähigkeit der Verstärkung des HBT-EAM zu bekommen, wird die Messung wiederholt und mit einem EAM verglichen. Dazu wird die optische Modulation bei konstanter HF-Leistung und Versorgungsspannung gemessen. Abb. 5.7 zeigt das Messergebnis im Vergleich zu einem EAM, der sich auf dem gleichen Substrat befindet. Beide Bauelemente haben einen aktiven Bereich mit einer Größe von 50 μm auf 8 μm, der durch den technologischen Prozess definiert ist. Der HBT-EAM zeigt über dem gesamten gemessenen Frequenzbereich bis 20 GHz eine größere optische Modulation als der EAM. Dies rührt daher, weil der HBT-EAM das elektrische Signal verstärkt und sich diese Verstärkung mittels des Lastwiderstandes

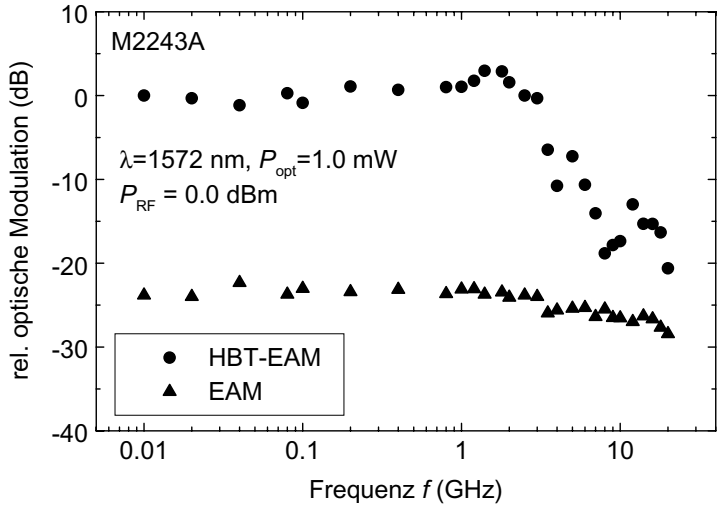

Abb. 5.7: Vergleich der optischen Modulation eines HBT-EAM (mit Lastwiderstand) und eines EAM auf dem gleichen Substrat. Die elektrische HF-Leistung ist konstant über dem Frequenzbereich. Die Werte sind auf die Kurve des HBT-EAM bezogen. [70]

auf das optische Verhalten überträgt. Für Frequenzen bis 2 GHz ist die Modulation um mehr als 20 dB höher als beim EAM.

Die Eckfrequenz liegt beim EAM mit 10 GHz höher als beim HBT-EAM, der in der vorliegenden Messung eine 3 dB-Frequenz von etwa 3 GHz besitzt. Hier wirkt sich der Lastwiderstand negativ aus, da er die *RC*-Zeiten vergrößert. Nimmt man für $R = 500\,\Omega$ und $C = 90\,\mathrm{fF}$ den ungefähren Wert der Basis/Kollektor-Kapazität (siehe Abb. 5.12b) für ein vergleichbares Bauelement), so ergibt sich $f_{3\,\mathrm{dB}} = (2\pi RC)^{-1} = 3.5\,\mathrm{GHz}$ in Übereinstimmung zur Messung. Die Eckfrequenz des EAM kann als obere Schranke für den HBT-EAM mit Lastwiderstand angesehen werden.

Abschließend folgt eine kurze Darstellung der Möglickeit, den HBT-EAM als Detektor einzusetzen. Halbleiter absorbieren Licht mit einer Energie, die über der Bandlückenenergie liegt. Somit ist es möglich aus denselben Materialien Detektoren zu bauen, wie z. B. *pin*-Dioden. Weiterhin wird das Absorptionsvermögen bei Fototransistoren (HPT) ausgenutzt. Diese beruhen auf dem Prinzip der Ladungsgeneration in der Basis- und Kollektorschicht aufgrund eingestrahlten Lichts. Durch den Transistor als Verstärker genügen kleine Lichtleistungen, um das Bauelement zu schalten. Dieser Effekt ist prinzipiell auch in einem HBT-EAM verfügbar.

Als Signal dient das seitlich in den passiven Wellenleiter eingekoppelte Licht. Dieser führt die optischen Moden zum aktiven Bauelement. Bei der Einkopplung und auf dem Weg durch den Wellenleiter kommt es zu hohen Verlusten und für die Absorption in der Kollektorschicht steht nur noch eine geringe Intensität zur Verfügung.

In Abb. 5.8a) ist ein Ausgangskennlinienfeld unter Lichteinfluss dargestellt. Die Messung wurde für Laserleistungen von 0 mW bis 4 mW in Schritten von einem Milliwatt aufgenommen. Bei zunehmender Lichtleistung steigt der Kollektorstrom, d. h. das optische Lichtsignal ist vergleichbar mit einer Variation des Basisstroms. Allerdings ist der Effekt bei 1550 nm nicht sehr ausgeprägt, und weiterhin gelangt nur wenig Lichtin-

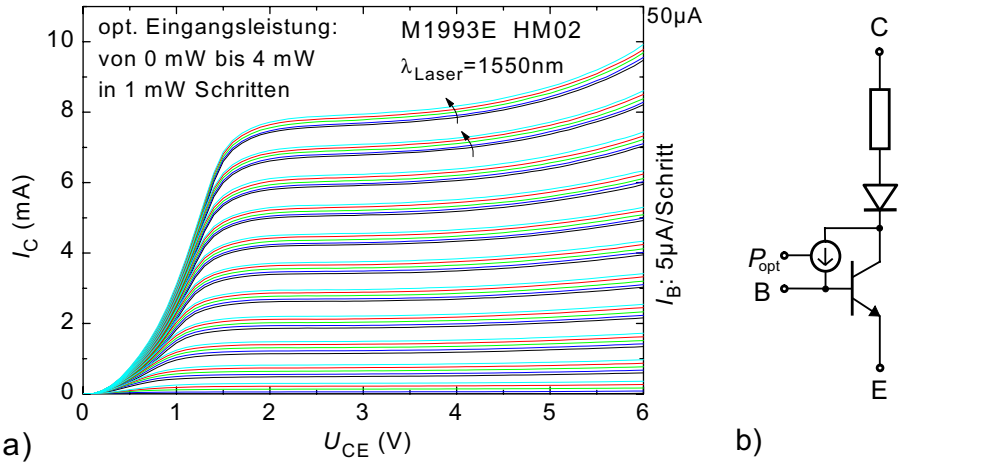

Abb. 5.8: a) Ausgangskennlinienfeld eines HBT-EAM mit verschiedenen optischen Eingangsleistungen [71, 61], b) verwendetes Ersatzschaltbild in PSpice zur Beschreibung der Lichtabsorption.

tensität zum Kollektor.

Als Alternative wird in einer zweiten Versuchsanordnung das Licht mittels einer Glasfaser von oben auf das Bauelement geführt. Zwischen dem Emitter- und Basiskontakt besteht ein Abstand von 1.5 μm. In diesem Bereich ist das Basismaterial frei nach oben zugänglich, so dass das Licht von der Glasfaser durch die Basisschicht hindurch in den quaternären Kollektor gelangen kann. Der größte Teil der Lichtleistung wird allerdings durch die Kontakte reflektiert bzw. gelangt nicht innerhalb der Fläche des Bauelements oder wird bereits in der Basisschicht absorbiert. Die Messung zeigt ein ähnliches Verhalten wie in Abb. 5.8a).

Bei seitlicher Lichteinkopplung in den passiven Wellenleiter wurde weiterhin das Hochfrequenzverhalten des HBT-EAM untersucht. Dazu wurde das eingekoppelte La-

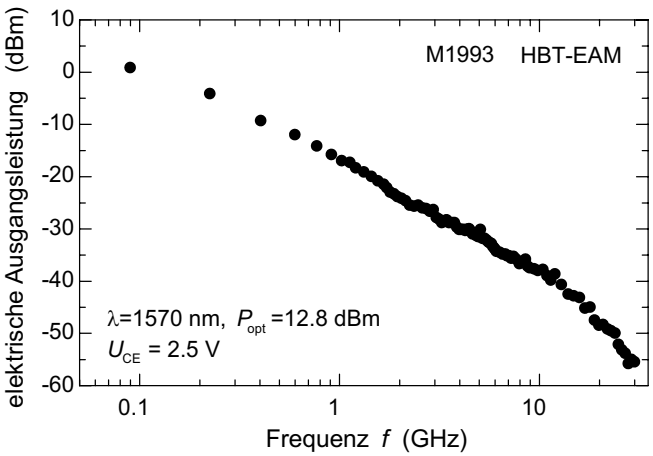

Abb. 5.9: Frequenzabhängige Lichtempfindlichkeit des HBT-EAM mit InGaAs-Basis bei seitlicher Lichteinkopplung. [22]

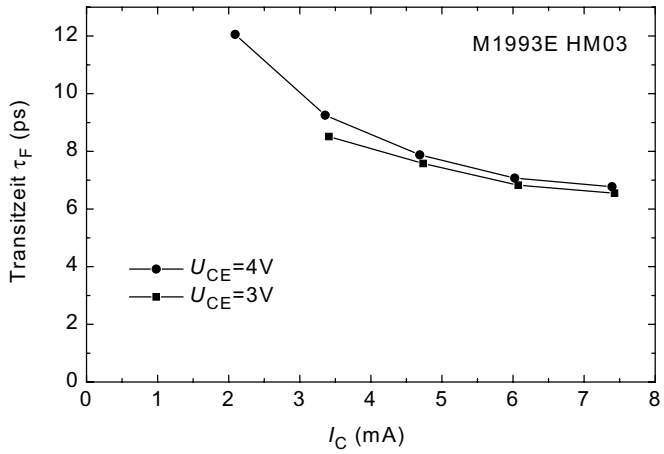

Abb. 5.10: Verlauf der Grenzfrequenzen eines HBT-EAM in Abhängigkeit des Kollektorstroms I_C und der Basis/Kollektorspannung U_{BC}. [71]

serlicht frequenzabhängig moduliert und die generierte elektrische Leistung einem Spektrumanalysator zugeführt. Abb. 5.9 zeigt die Detektorempfindlichkeit aufgetragen über der Frequenz eines HBT-EAM mit InGaAs-Basis, die bei 90 MHz den Wert 0.37 A/W hat. Auffällig ist die gute Empfindlichkeit, die allerdings durch die ungewollte Lichtabsorption im vorgelagerten passiven Wellenleiter vermindert ist. Bei der Messung wurde der Basisanschluss offen gelassen. Messungen an weiteren Bauelementen bei definiertem Basispotenzial zeigten ein vergleichbares Frequenzverhalten.

5.1.3 Elektrische Modellierung: Kleinsignalmodell

Zur Beschreibung des elektrischen Kleinsignalverhaltens des HBT-EAM wird das im Fachgebiet entwickelte Kleinsignalmodell verwendet [38]. In Abb. 2.6 ist das elektrische Ersatzschaltbild und die Zuordnung der Elemente zum HBT-Aufbau gezeigt. Der Aufbau eines HBT-EAM ist grundsätzlich mit dem eines HBT vergleichbar. Unterschiedlich fallen die geometrischen Abmessungen aus, die sich durch geänderte Parameterverhältnisse im Kleinsignalmodell wiederfinden.

Die Streuparameter-Messungen wurden unter zwei Betriebsbedingungen der HBT-EAMs durchgeführt. Zum einem spiegelten die Betriebspannungen Werte in typischen Arbeitspunkten wider, wie sie beim Einsatz in Schaltungen vorkommen. Zum anderen wurde jeweils ein Übergang am Transistor kurzgeschlossen, um auf die spannungsabhängige Kapazität des anderen Übergangs zu schließen.

Im Fall der normalen Betriebsbedingung eines HBT werden aus den gemessenen S-Parametern die Kurzschlussstromverstärkung h_{21} nach Gl. (2.11) und die unilaterale Verstärkung *GU* berechnet. In Abb. 5.3a) sind exemplarisch die Verstärkung in Abhängigkeit der Frequenz aufgezeichnet. Unter Annahme eines Abfalls mit 20 dB/Dekade lassen sich die Transitfrequenz f_T und die maximale Schwingfrequenz f_{max} bestimmen. Diese sind von der Betriebsspannung und dem Kollektorstrom abhängig. Abb. 5.10 zeigt den entsprechenden Verlauf von $\tau_F = (2\pi f_T)^{-1}$ (siehe Gl. (2.4)).

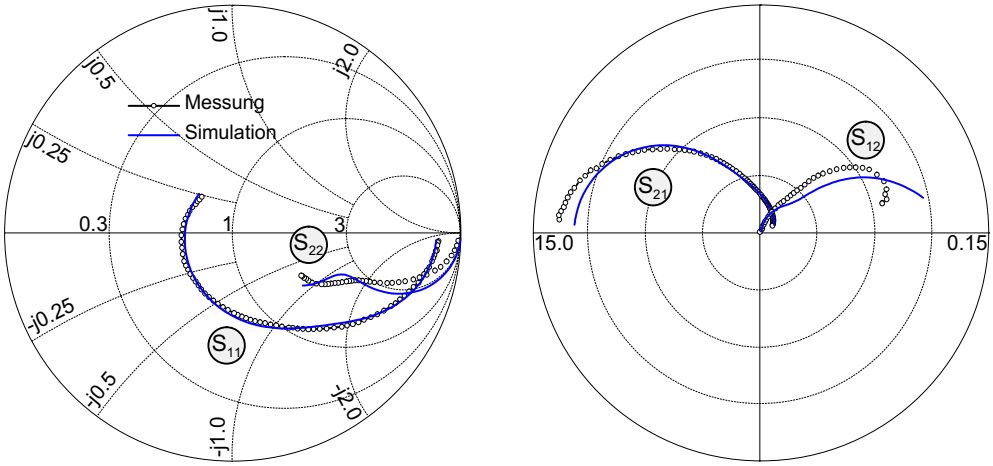

Abb. 5.11: Vergleich gemessener und aus dem Kleinsignalmodell berechneter S-Parameter der Probe M1993E-HM03 für einen typischen Arbeitspunkt ($U_{CE} = 4\,V$ und $I_B = 60\,\mu A$).

Mit zunehmender Stromdichte ist eine Steigerung der Grenzfrequenzen zu beobachten. Um die Bauelemente nicht zu zerstören ist die Stromdichte nicht weiter erhöht worden. Von Bipolartransistoren ist bekannt, dass bei einer weiteren Zunahme die Grenzfrequenzen wegen des Kirk-Effektes wieder abnehmen würden (vgl. Abschnitt 2.2.3). Vergrößert sich die Basis/Kollektorspannung U_{BC}, dann ist aus Abb. 5.10 eine Verringerung der Grenzfrequenzen beobachtbar. Dies deckt sich mit der Erwartung, da für höhere Sperrspannungen U_{BC} die Verarmungszone im Kollektor größer ist und damit die Transitzeit der Ladungsträger steigt.

Exemplarisch sind für einen Arbeitspunkt die gemessenen Streuparameter herausgegriffen. In Abb. 5.11 sind zusätzlich die berechneten S-Parameter, wie sie sich aus dem Kleinsignalmodell ergeben, dargestellt. Die Anpassung der Ersatzschaltbildelemente ist mit Hilfe eines Optimierprogramms durchgeführt worden. Tabelle 5.1 zeigt die resultierenden Werte des Kleinsignalmodells für einen Arbeitspunkt.

Um die Sperrschichtkapazitäten des Basis/Emitter- und des Basis/Kollektorübergangs zu bestimmen wurden weitere Streuparametermessungen durchgeführt. Dazu wird die Biasspannung eines Übergangs schrittweise vom Sperrbereich bis nahe zum Durchlassbereich verändert und die S-Parameter aufgenommen. Der jeweils andere Übergang wird elektrisch kurzgeschlossen. Anschließend werden die Elemente des Kleinsignalmodells darauf angepasst. Dieses Vorgehen ermöglicht die Trennung der intrinsischen Parameter von den extrinsischen wie Zuleitungswiderständen und -induktivitäten (vgl. Abb. 2.6). Bei der Anpassung aller Parameter werden die extrinsischen Werte für alle Biasspannungen gleich gehalten. [38]

In Abb. 5.12 sind die intrinsischen Werte der Sperrschichtkapazitäten eines HBT-EAMs aufgezeichnet. Für große Sperrspannungen ergeben sich kleine Kapazitäten, da in diesem Fall die Verarmungszone weit ausgedehnt ist. Nimmt die Sperrspannung ab und damit die auch die Dicke der Verarmungszone, steigt die Kapazität wie in Abb. 5.12 ersichtlich. Bei weiterer Zunahme der Flussspannung würde die Kapazität allerdings wieder abnehmen, da die Verarmungszone verschwindet. Die durchgezogenen

ext. Parameter	Wert	int. Parameter	Wert
C_{IN}	29.6 fF	R_{je}	3.42 Ω
C_{OUT}	22.5 fF	R_{jc}	7.89 MΩ
C_{IO}	0.15 fF	R_{bb}	32.5 Ω
R_B	6.0 Ω	R_{cc}	0.84 Ω
L_B	213 pH	C_{je}	1309 fF
R_{BP}	48.2 Ω	C_{jc}	23.4 fF
C_{BP}	1160 fF	C_{fb}	34.9 fF
R_E	3.45 Ω	τ	0.03 ps
L_E	5.62 pH	α	0.9915
R_C	36.9 Ω		
L_C	211 pH		

Tab. 5.1: Werte der Ersatzschaltbildelemente nach dem Kleinsignalmodell in Abb.2.6 für einen HBT-EAM M1993E-HM03. Der Arbeitspunkt ist $U_{CE} = 4\,V$ und $I_B = 60\,\mu A$. Linke Spalte: extrinsische Parameter; rechte Spalte: intrinsische Parameter.

Kurven sind eine Anpassung nach einem Modell für den *pn*-Übergang [40], wie es für das Großsignalmodell nötig ist.

5.1.4 Elektrische Modellierung: Großsignalmodell

Mit Hilfe der Messdaten soll nun das Gummel-Poon Modell angepasst werden (vgl. Abschnitt 2.2.4). Wegen der hohen ”turn-on” Spannung des DHBT muss das Modell leicht erweitert werden.

Um das Ausgangskennlinienfeld und das Verhalten der Basis/Kollektordiode hinreichend genau wiederzugeben wird das Modell am Kollektorkontakt um eine Diode ergänzt (siehe Schaltbild in Abb. 5.13a). Damit lässt sich eine Verschiebung des AKF und das langsame Anlaufen der Basis/Kollektordiode fast beliebig einstellen.

In Abb. 5.13 sind verschiedene gemessene Kennlinien von einem HBT-EAM und

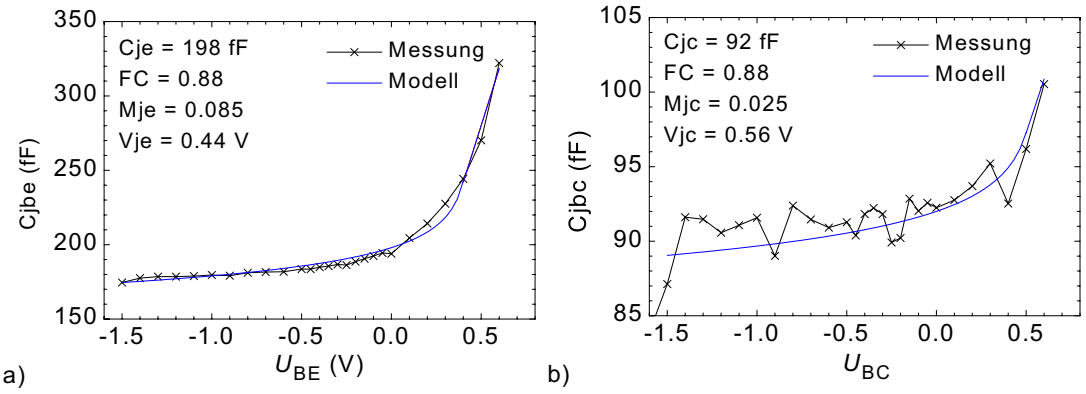

Abb. 5.12: CV-Daten eines HBT-EAM extrahiert aus S-Parametermessungen: a) BE-Übergang, b) BC-Übergang. Die Kurven sind eine Anpassung an die *pn*-Diodentheorie. [40, 44]

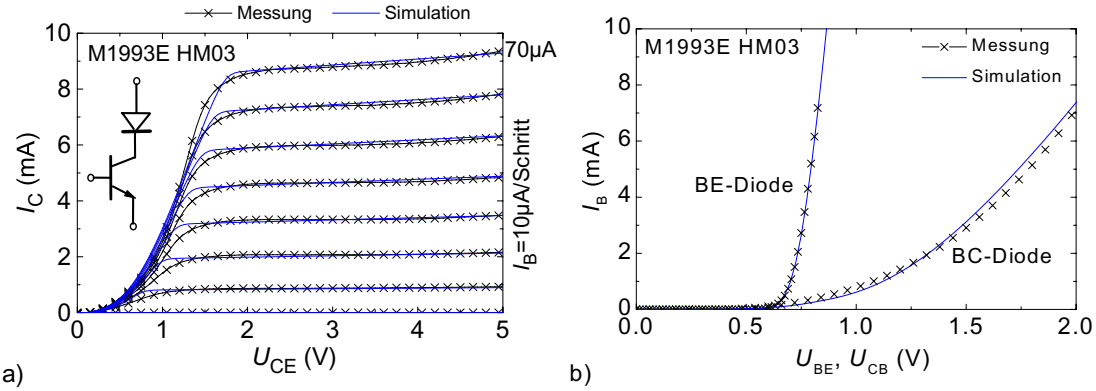

Abb. 5.13: Vergleich der Simulationen mit Messungen der Probe M1993E HM03. a) Ausgangskennlinienfeld, b) BE-Diode und BC-Diode.

Parameter	Symbol	Wert	Einheit
Sättigungsstrom	IS	73.13 p	A
Idealitätsfaktor	N	5.2	
Rekombinationsstrom	ISR	100 p	A
$p-n$ Potential	VJ	0.2	V
Bahnwiderstand	RS	0	Ω
Sperrschichtkapazität	CJO	0	F
Durchbruchkniespannung	BV	0.09	V
Durchbruchkniestrom	IBV	73.14 μ	A
Durchbruchidealitätsfaktor	NBV	5	

Tab. 5.2: Parameter für das Diodenmodell in PSpice.

mit PSpice berechnete Ergebnisse miteinander verglichen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung für den DC-Fall bei den abgebildeten Kennlinien [71]. Die gefundenen PSpice-Parameter für das Transistormodell sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die Werte für das Diodenmodell sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Eine gleichzeitige Anpassung der Gummelplots war allerdings nur schwer möglich, so dass die Werte nur auf das Ausgangskennliniefeld und die Diodenkennlinien hin optimiert wurden.

Eine alternative Methode der Großsignalanpassung besteht in dem anfänglichen Vergleich mit den gemessenen Vorwärts- und Rückwärts-Gummelplot. Bei anschließender Betrachtung des Ausgangskennlinienfeldes und der Diodenkennlinien stimmen die simulierten Daten nach geringer manueller Nachbearbeitung der Parameter zumeist mit den gemessenen Daten überein. Abb. 5.14 zeigt den Versuch einer Anpassung bei dem vorliegendem HBT-EAM, ohne die Verwendung einer zusätzlichen Diode im Kollektorzweig. Wie aus der Abbildung ersichtlich wird, ist eine Anpassung nicht genau möglich und das resultierende Ausgangskennlinienfeld liegt weit von den Messdaten entfernt.

Für die Anpassung der Hochfrequenzparameter im Großsignalmodell schließt das weitere Vorgehen die zusätzliche Diode mit ein. Für die Festlegung der Transitzeit TF des Großsignalmodells kommt Abb. 5.10 in betracht. Da keine Messergebnisse zu sehr

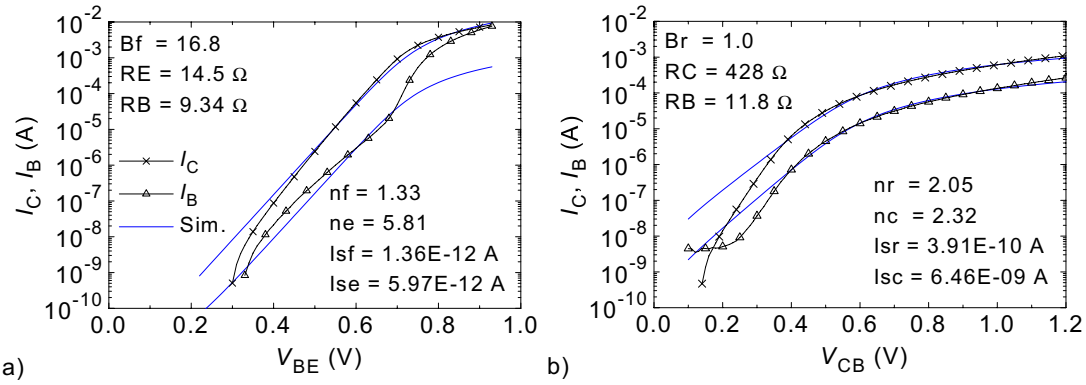

Abb. 5.14: Gemessene Gummelplots und deren Anpassung. a) Vorwärts-Gummelplot für $U_{BC} = 0$, b) Rückwärts-Gummelplot für $U_{BE} = 0$.

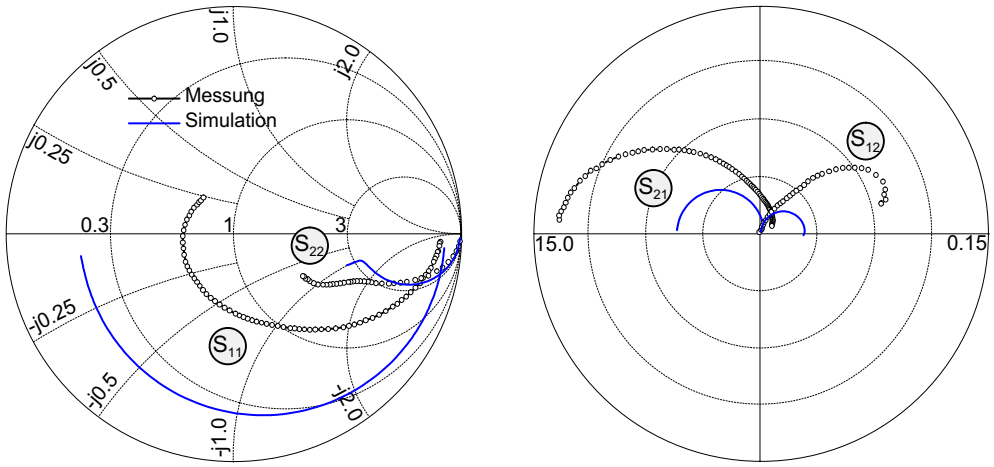

Abb. 5.15: Gemessene S-Parameter im Vergleich zu simulierten Werten auf Grundlage des Großsignalmodells.

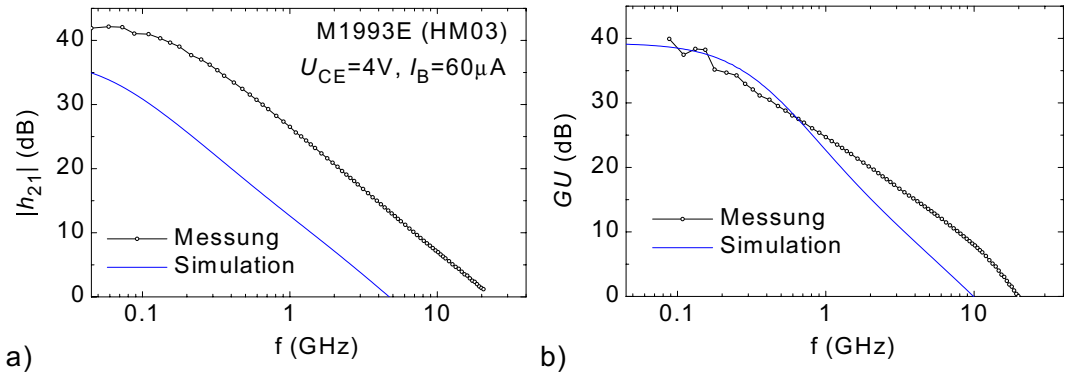

Abb. 5.16: Vergleich der Simulation mit HF-Messungen: a) Kurzschluss-Stromverstärkung, b) unilaterale Verstärkung.

hohen Stromdichten vorliegen, wird XTF in Gl. (2.13) zu null gesetzt. Damit geht allerdings die Beschreibung des Einflusses der Basis/Kollektorspannung verloren. Somit wird im Großsignalmodel die Transitzeit TF konstant gesetzt und nimmt den minimalen Wert an, der sich aus Abb. 5.10 ableiten lässt. Für die Festlegung der Kapazitätswerte des Basis/Emitter- und des Basis/Kollektor-Übergangs hingegen werden die extrahierten Werte aus arbeitspunktabhängigen S-Parametermessungen herangezogen (siehe die Anpassung in Abb. 5.12).

Wie zuvor erwähnt kann nun zu einem beliebigen Arbeitspunkt eine HF-Analyse durchgeführt werden. Durch Hinzufügen von HF-Quellen ist es in PSpice möglich die S-Parameter des Großsignalmodel zu berechnen (vgl. hierzu die Beschreibung in [72]). Die Abb. 5.15 zeigt die simulierten S-Parameter im Vergleich mit den Messdaten. Aus den S-Parametern folgen wiederum die Kurzschluss-Stromverstärkung h_{21} und die unilaterale Verstärkung GU. In Abb. 5.16 sind die simulierten Verstärkungen mit den gemessenen Verläufen dargestellt. Die Anpassung der S-Parameter ist nicht gut gelungen. Die Grenzfrequenzen werden zu klein wiedergegeben. Durch Reduzierung der Transitzeit TF auf ein sechstel lassen sich die S-Parameter S_{11} und S_{22} an die Messdaten anpassen. Die Kurven h_{21} und GU stimmen dann auch in etwa mit den gemessenen Werten überein [71]. Die S-Parameter S_{21} und S_{12} hingegen deuten auf eine zu geringe Verstärkung hin. Durch anheben der Stromverstärkung BF sollte sich das korrigieren lassen. Allerdings würde dann die DC-Anpassung nicht mehr stimmen.

Beim Kleinsignalmodell konnte eine bessere Übereinstimmung erzielt werden (vgl. Abb. 5.11), da dort eine optimale Anpassung für jeden Arbeitspunkt vorgenommen wird. Das Großsignalmodell hingegen ist für alle Arbeitspunkte gleichzeitig bestimmt und stellt somit einen Kompromiss dar. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass die gleichzeitige Anpassung aller gemessenen Kennlinien, insbesondere für den HF-Fall, im Rahmen des Gummel-Poon Modells nicht möglich ist. Bei der Anwendung des erweiterten Modells auf Schaltungssimulationen werden die gewonnen Grenzfrequenzen sehr optimistisch im Vergleich auch mit einfachen realen Schaltungen bestimmt. Dies lässt die Verwendung des Gummel-Poon Modells im Hinblick auf den HBT-EAM als nicht geeignet erscheinen. Einen Ausweg sollte sich mit der Anwendung fortgeschrittener Modelle, wie z. B. HiCUM [41], eröffnen.

Abschließend folgt die Beschreibung des Detektorverhaltens des HBT-EAM im DC-Fall anhand des Ausgangskennlinienfeldes. Dazu wird das Gummel-Poon Modell um eine zusätzliche Stromquelle ergänzt. Abb. 5.8b) zeigt das Ersatzschaltbild, bei dem sich die Stromquelle zwischen dem Basis/Kollektor-Anschluss befindet. Der Strom wird in Abhängigkeit der eingestrahlten Laserleistung eingestellt. In PSpice kommt dafür eine spannungsgesteuerte Stromquelle U_{L} zum Einsatz bei der 1 mV einer optischen Laserleistung von 1 mW entspricht. Aus der Anpassung des Ausgangskennlinienfeldes kann ein entsprechender Proportionalitätsfaktor k in $I_{\mathrm{C}} = k \cdot U_{\mathrm{L}}$ bestimmt werden. [71]

Man kann annehmen, dass das eingestrahlte Licht in zwei Schichten absorbiert wird. Dies ist zum einen die InGaAs-Basis. Aufgrund der hohen Dotierung ist die Basis nicht verarmt und damit annähernd feldfrei. Bei der Lichtabsorption werden die generierten Elektronen und Löcher nur schwer getrennt und rekombinieren wieder

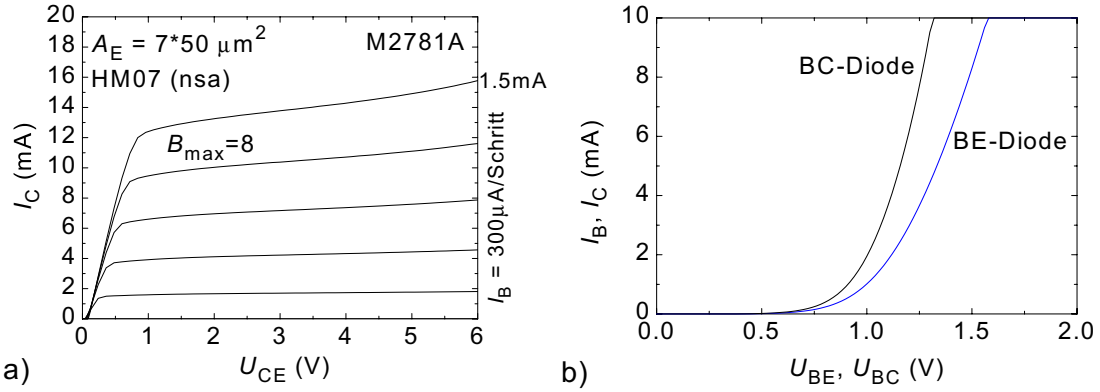

Abb. 5.17: a) Ausgangskennlinienfeld eines HBT hergestellt aus einer Schicht für HBT-EAMs mit Basis aus InGaAlAs. b) Diodenkennlinien.

schnell. Zum anderen findet eine Absorption im undotierten Wellenleiter aus InGaAsP statt, da die Wellenlänge nahe der Bandkante liegt, um üblicherweise eine effiziente optische Modulation zu erhalten. Im Wellenleiter existiert ein hohes elektrisches Feld, das die generierten Ladungsträger trennt. Weiterhin ist im quaternären Wellenleiter die Absorption von der Wellenlänge und über den Franz-Keldysh Effekt auch vom elektrischen Feld abhängig. Die vorliegende Messung in Abb. 5.8a) wurde bei einer Wellenlänge von 1550 nm durchgeführt. Dort ist die Absorption allerdings nicht stark ausgeprägt. Auch tritt die Abhängigkeit von der Spannung U_{BC}, bzw. vom elektrischen Feld, nicht stark in Erscheinung. Da sich die Bandlücke mit dem Feld ändert [20], kann das obige Modell um einen entsprechenden Ausdruck in Abhängigkeit von U_{BC} erweitert werden. Neuere Absorptionsmessungen zeigen in der Tat eine starke Abhängigkeit sowohl von der Wellenlänge als auch von der Basis/Kollektor-Spannung [74].

5.2 HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis

Da der Kollektor die obere Mantel- und die Kernschicht enthält, fällt die Kollektordicke sehr hoch aus. Damit ist die Modulation des elektrischen Feldes in der Kernschicht bei Verwendung einer Basisschicht aus InGaAs nicht optimal. Wie in Abschnitt 3.2.2 dargelegt, wird das Problem durch eine Verschiebung der oberen Mantelschicht in den Emitter hinein aufgelöst. Dies macht eine Basis aus einem nicht absorbierendem Material, wie z. B. InGaAlAs, notwendig. Kritisch wirkt sich hier die starke Verringerung der Valenzbanddiskontinuität zum InP-Emitter auf die Stromverstärkung aus.

5.2.1 Elektrische Charakterisierung

Mit Hilfe eines abgewandelten Prozesses wurden HBT-EAMs aus dem Schichtaufbau mit InGaAlAs-Basis hergestellt. Die elektrische wie auch die optische Charakterisierungsmethodik ändert sich dadurch nicht. In Abb. 5.17a) ist ein Ausgangskennlinienfeld eines HBT-EAM gezeigt. Die Durchbruchspannung liegt wiederum über 8 V.

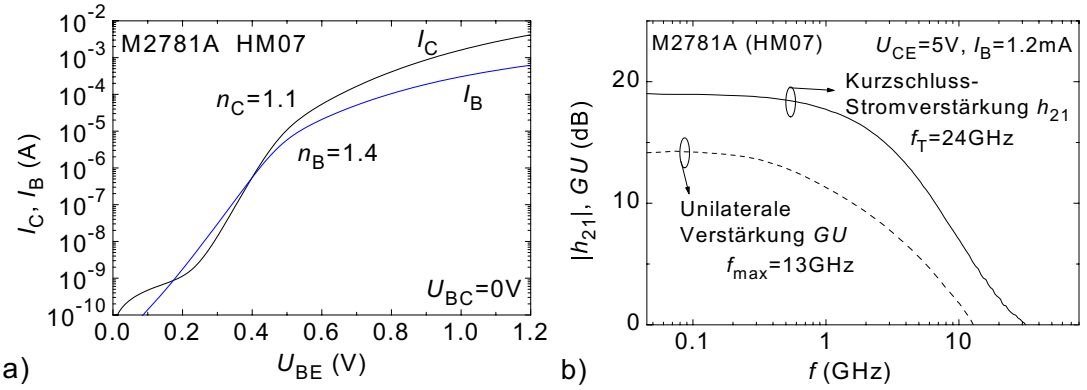

Abb. 5.18: a) Standard-Gummelplot des HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis. b) HF-Messungen des HBT-EAM.

Dies ist insofern positiv zu vermerken, da der Kollektor nicht mehr die obere Mantelschicht aus InP enthält, sondern nur noch den Kern aus InGaAsP. Das quaternäre Material hat eine kleinere Bandlücke als InP und damit eine geringere Durchbruchfestigkeit. Die erreichbare Durchbruchspannung bei der HBT-EAM Schicht liegt im gewünschten Bereich. Die Stromverstärkung hingegen fällt mit ca. 8 gering aus (bei 0.08 Aluminium-Anteil). Beim Schichtaufbau mit InGaAs-Basis kann eine Verstärkung um 150 erreicht werden. Die Ursache liegt in der verringerten Valenzbanddiskontinuität zwischen Emitter und Basis (vgl. Abb. 3.6). Des weiteren erhöht das Aluminium in der Basis den Einbau von Verunreinigungen (vgl. SIMS-Messung in Abb. 4.12). Dadurch kommt es zu einer stärkeren Rekombination der Minoritätsladungsträger in der Basis und zu einer weiteren Reduzierung der Stromverstärkung. Zusätzlich ist noch der Standard-Gummelplot ($U_{BC} = 0\,V$) des HBT-EAM gezeigt (siehe Abb. 5.18a), mit den Idealitätsfaktoren $n_B = 1.4$ und $n_C = 1.1$.

Das HF-Verhalten des HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis ist in Abb. 5.18b) dargestellt. Die Grenzfrequenzen sind $f_T = 24\,GHz$ und $f_{max} = 13\,GHz$. Im Vergleich zum HBT-EAM mit InGaAs-Basis (siehe Abb. 5.3) fällt die maximale Schwingfrequenz f_{max} deutlich niedriger aus. Dies lässt sich auf die InGaAlAs-Basis zurückführen, da die Löcherbeweglichkeit niedriger als bei der InGaAs-Basis ist. Außerdem ist die InGaAlAs-Basis mehr als um den Faktor drei niedriger dotiert, um die Stromverstärkung zu erhöhen. Dies wirkt sich negativ auf den Schichtwiderstand aus. Weiterhin sind die Basiskontakte am Rand des Bauelements angeordnet (vgl. Abb. 4.25), was den Basisbahnwiderstand zusätzlich erhöht. Wegen Gleichung (2.8) hat schließlich ein höherer Basiswiderstand eine verringerte maximale Schwingfrequenz zur Folge.

Um die Stromverstärkung und die Grenzfrequenzen zu erhöhen, muss die Materialqualität von InGaAlAs weiter verbessert werden. So muss die Dotierung und der Aluminiumgehalt in Verbindung mit den optischen Messergebnissen genauer abgestimmt werden. Andererseits gelang es laut Liu *et al.* [73] in ihren HBTs Stromverstärkungen von 75 unter Verwendung einer $In_{0.53}Ga_{0.25}Al_{0.22}As$-Basis zu erreichen.

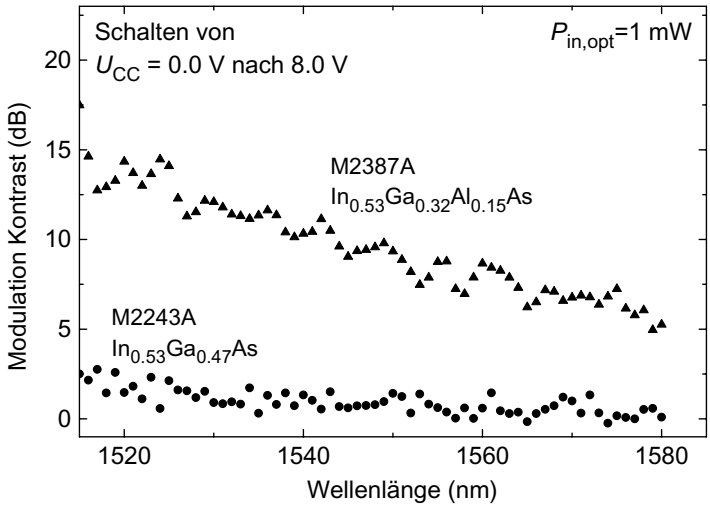

Abb. 5.19: Vergleich von HBT-EAMs mit Schichtsystemen, die jeweils eines Basis aus InGaAs oder InGaAlAs enthalten. Gemessen ist nur das Verhalten im EAM-Betrieb, d. h. ohne Verstärkung wegen des Transistoreffekts. [61]

5.2.2 Optische Messungen

Um Aussagen über die veränderten optischen Eigenschaften zu machen, wird eine optische Kontrastmessung durchgeführt. Abb. 5.19 zeigt die Wellenlängenabhängigkeit beim Umschalten von 0 V auf 8 V. Zum Vergleich ist die Messung mit einem Bauelement gezeigt, das auf einer Schicht mit InGaAs-Basis beruht. Die Messungen wurden aufgenommen, indem die HBT-EAMs als Elektroabsorptionsmodulatoren betrieben wurden, da bei einem *Al*-Gehalt von 0.15 die Stromverstärkung gering ist. Bei einer Betriebswellenlänge von 1550 nm ist unter Verwendung gleicher Spannungsamplituden eine Verbesserung des Kontrasts um eine Größenordnung zu beobachten.

Bei HBT-EAMs mit einem Aluminium Anteil von 0.08 in der Basis liegt die Stromverstärkung um acht. Unter Zuhilfenahme eines Lastwiderstandes von 1000 Ω, der sich auf dem Substrat befindet, sind wiederum optische Hochfrequenzmessungen durchgeführt worden. Abb. 5.20 zeigt die optische Ausgangsleistung bzw. Modulation eines entsprechenden HBT-EAMs bei verschiedenen elektrischen Eingangsleistungen gegenüber der Frequenz. Bei einer Eingangsleistung von 10 dBm beträgt die Eckfrequenz 2.2 GHz (0.65 GHz bei 0 dBm). Damit liegen die Grenzfrequenzen etwa eine Größenordnung unter dem Ergebnis von HBT-EAM mit InGaAs-Basis (vgl. Abb. 5.6). Allerdings unterscheiden sich die Lastwiderstände um den Faktor zwei, da der Lastwiderstand bei dem HBT-EAM mit InGaAs-Basis bei 500 Ω liegt und damit die Eckfrequenzen wegen $\tau = RC$ doppelt so groß ausfallen. Aus der rein elektrischen HF-Messung ergibt sich ebenfalls ein in etwa halbiertes f_{max} (vgl. Abb. 5.18b) und Abb. 5.3a). Somit kann der Abfall der Grenzfrequenz des HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis zum Teil erklärt werden.

In Abb. 5.21 sind noch einmal die Frequenzgänge für die Fälle mit InGaAs- und InGaAlAs-Basis bei einer elektrischen Eingangsleistung von 0 dBm gegenüber

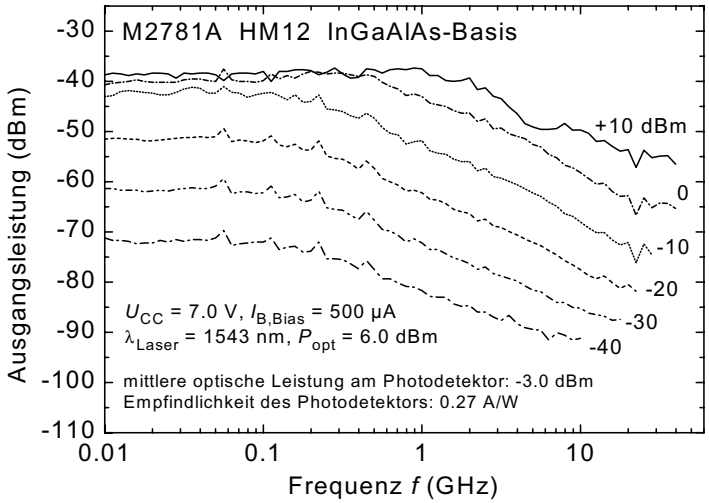

Abb. 5.20: Frequenzabhängiges Modulationsverhalten eines HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis (Lastwiderstand $R_L = 1000\,\Omega$) für verschiedene elektrische Eingangsleistungen. [61]

gestellt. Die optischen Eingangsleistungen bei den Messungen fallen allerdings unterschiedlich aus. Weiterhin wurden verschiedene Leistung auf der Photodiode des Messaufbaus eingestellt, was aber in der Abbildung korrigiert ist. Damit sind die absoluten gemessenen Ausgangsleistungen eingeschränkt miteinander vergleichbar. Trotzdem lässt sich ablesen, dass bei geringen Frequenzen die optische Modulation bei dem HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis höher ausfällt. Dies steht im Einklang zur DC-Messung in Abb. 5.19. Die Ursache liegt in der Verlagerung der oberen Mantelschicht in den Emitter hinein. Wie die Berechnung in Abb. 3.6 zeigte, resultiert hieraus ein größeres elektrisches Feld in der optischen Kernschicht und damit kann die Modulation höher ausfallen. Zu hohen Frequenzen hingegen schneidet der HBT-EAM mit InGaAs-Basis wegen seiner größeren Eckfrequenz günstiger ab. Hier macht sich die

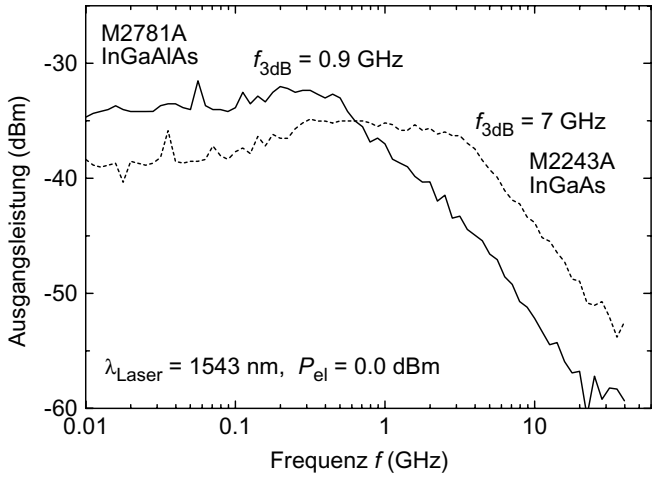

Abb. 5.21: Vergleich der optischen Modulation von HBT-EAMs mit InGaAs- und InGaAlAs-Basis bei einer elektrischen Eingangsleistung von 0 dBm. [61]

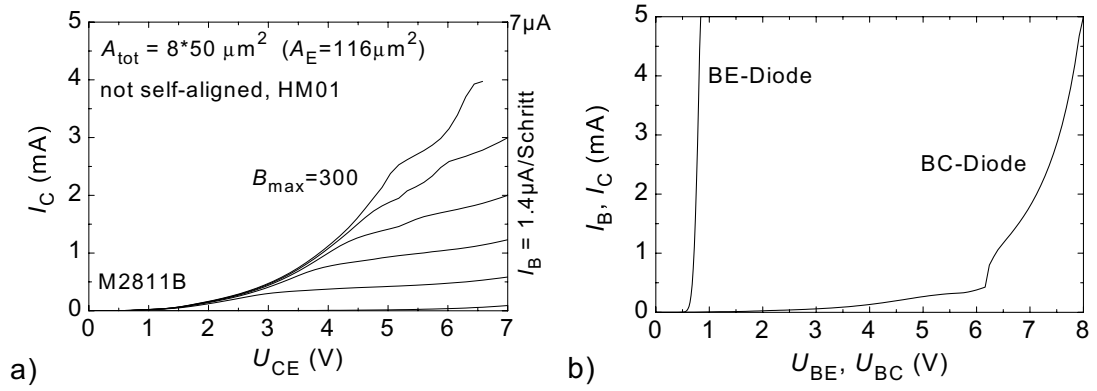

Abb. 5.22: a) Ausgangskennlinienfeld eines HBT-EAM mit vierfach-MQW im Kollektor. Die ”turn-on” Spannung ist zu hohen Beträgen verschoben, b) die dazugehörigen Diodenkennlinien. Der Strom durch die BC-Diode beginnt erst bei hohen Durchlassspannungen zu fließen.

verringerte Stromverstärkung und der höhere Schichtwiderstand beim HBT-EAM mit InGaAlAs-Basis negativ bemerkbar.

5.3 HBT-EAM mit MQW-Kollektor

Eine weitere Möglichkeit die optische Modulation zu erhöhen besteht darin, den Volumenmaterialkollektor mit einem Mehrfachquantenfilm (MQW) zu ersetzen. Dafür wird ein vierfach Quantenfilm mit zug- und druckverspannten InGaAs/InAlAs-Schichten gewählt. Als Ausgangsbasis dient der Schichtaufbau des HBT-EAM mit InGaAs-Basis. Da der MQW nur etwa 80 nm dick ist, muss der Wellenleiter mit quaternärem InGaAsP aufgefüllt werden, um eine Gesamtdicke von 420 nm zu erhalten.

In Abb. 5.22a) ist das Ausgangskennlinienfeld eines solchen HBT-EAM (50 μm mal 8 μm) gezeigt. Auffällig ist das schlechte Einschaltverhalten im Vergleich zu einem HBT-EAM ohne MQW im Kollektor (siehe Abb. 5.1). Die erreichten Kollektorströme bleiben weit unter dem vorhergehenden Fall und erst bei einer Basis-/Kollektor-Spannung um 5 V steigt I_C auf eine mittlere Stromdichte. Während die Basis/Emitter-Diode das gleiche Verhalten zeigt (siehe Abb. 5.22b) öffnet die Basis/Kollektor-Diode in Durchlassrichtung erst bei Spannungen über sechs Volt. Das bedeutet, dass der abgewandelte Kollektor das Transistorverhalten wesentlich beeinflusst.

Als mögliche Ursache kommen die Leitungsbanddiskontinuitäten im MQW zwischen den Trögen und den Barriereschichten in Frage. Da sowohl im Ausgangskennlinienfeld als auch bei der Basis/Kollektor-Diode der Kollektorstrom erst zu hohen Basis/Kollektor-Spannungen hin fließt, muss ein signifikanter Spannungsabfall am Mehrfachquantenfilm stattfinden. Da sich die Bandlückendifferenz von InGaAs und InAlAs hauptsächlich in der Leitungsbanddiskontinuität wiederfindet, werden Elektronen im Quantenfilm eingefangen und nur eine starke Verkippung des Leitungsbandes aufgrund eines hohen elektrischen Feldes ermöglicht ein hinaustunneln der Elektronen aus dem Quantenfilm. Andererseits sollte sich dies relativieren, da die Zustandsdichte

in einem Quantenfilm begrenzt ist. So sollte dieser schnell mit Ladungsträgern aufgefüllt sein, und alle weiteren Elektronen könnten ungehindert über den Trog hinweg gehen.

Als Alternative würde sich das MQW-System InGaAsP/InGaAsP anbieten. Damit lässt sich sowohl im Trog als auch in der Barriere die Bandlücke im weiten Maße einstellen und somit auch die Leitungsbanddiskontinuität. Wie aus Abb. 2.2 ersichtlich sind bei diesem System die Diskontinuitäten auf Leitungs- und Valenzband in etwa gleichverteilt. Bei der Lichtabsorption als Modulator hat ein stärkerer Löchereinschluss jedoch Nachteile für das Geschwindigkeitsverhalten, da die Löcher aufgrund ihrer höheren effektiven Masse nur langsam zur Basis hin abtransportiert werden können.

Optische Messungen liegen zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit noch nicht vor, sollten aber in [61] zu finden sein.

5.4 Schaltungen zur Demonstration der Konzepte

Nach der Charakterisierung der einzelnen Bauelemente werden in diesem Abschnitt Schaltungen mit HBT-EAMs vorgestellt, die das Konzept in Anwendungen demonstrieren sollen. Die Schaltungen beruhen auf dem integriertem Schichtsystem mit einer Basis aus InGaAs. Zuvor wird auf die Schaltungskombinationen mit einem HBT und einem EAM eingegangen, bei der beide Bauelemente getrennt, aber auf einem Substrat, realisiert werden.

5.4.1 HBT treibt EAM

Um die Leistungsfähigkeit eines HBT-EAM besser einschätzen zu können werden die Ergebnisse mit einem konventionellen Ansatz verglichen. Dieser besteht darin, dass ein HBT in Emittergrundschaltung einen separaten EAM ansteuert (vgl. hierzu Abb. 3.1a). Nachfolgend werden zwei Varianten mit unterschiedlichen Schichtsystemen vorgestellt: Zum einen ist das HBT-Schichtpaket auf dem des EAM zum anderen ist der EAM in den HBT integriert.

Zuerst folgen die Ergebnisse von den übereinander gewachsenen Schichtsystemen. Der Schichtaufbau wird in Abb. 4.15 gezeigt, und die technologische Verarbeitung ist in Abschnitt 4.3.3 beschrieben. Bevor die komplette Schaltung vorgestellt wird, folgt zuvor die Charakterisierung der Einzelbauelemente. Da der DHBT als Ausgangsstufe die Last in Form eines EAM ansteuern soll, wird der DHBT mit drei 20 μm langen Emitterfingern ausgeführt, um hohe Leistungen zu schalten. Die Abb. 5.23 zeigt das Ausgangskennlinienfeld mit den zugehörigen Diodenkennlinien. Das Ergebnis liegt im üblichen Rahmen, wobei sich wegen des ”current-blockings” die Knickspannung im AKF um 2 V befindet.

Das HF-Verhalten hingegen ist in Abb. 5.24a) gezeichnet. Im Vergleich zu einem DHBT mit nur einem 10 μm langen Emitterfinger (vgl. Abb. 5.25b) fallen die Grenzfrequenzen mit $f_T = 28\,\text{GHz}$ und $f_{max} = 21\,\text{GHz}$ niedriger aus. Dies lässt auf eine unglei-

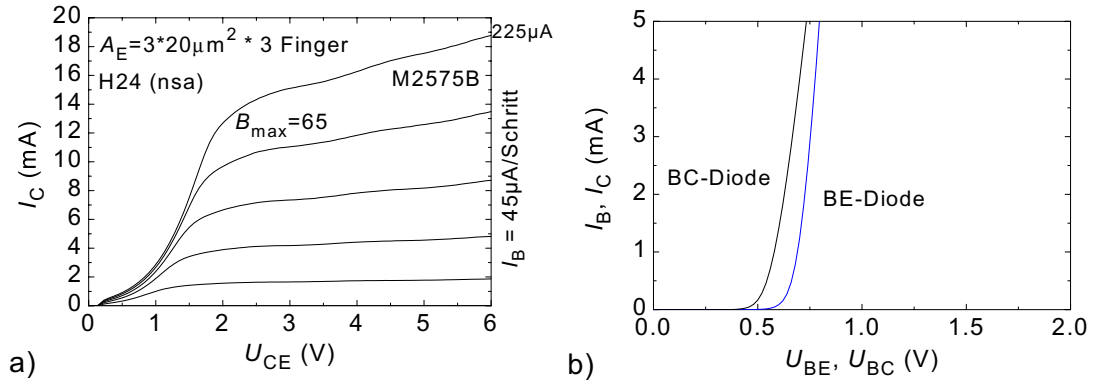

Abb. 5.23: a) Ausgangskennlinienfeld des DHBT mit drei Emitterfingern aufgewachsen auf EAM-Schichtpaket, b) Diodenkennlinien.

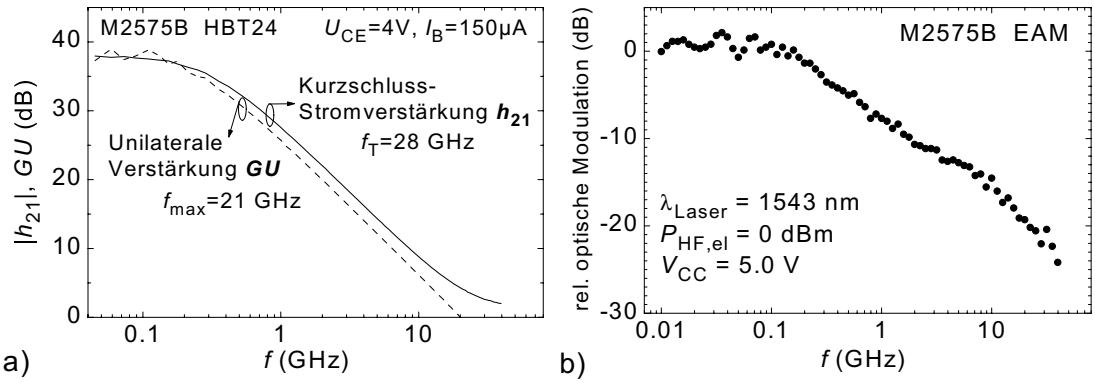

Abb. 5.24: a) HF-Messung des DHBT (drei Finger-Emitter, jeweils $3\times20\,\mu m^2$), b) Frequenzgang des EAM ($8\times50\,\mu m^2$) [61]

che Stromverteilung zwischen den Emitterfingern schließen (sog. ”current-crowding” Effekt), wobei der kritischste Emitter einen hohen Stromanteil auf sich zieht und es leicht zur Zerstörung des Bauelements kommen kann.

Da der HBT auf einem mehr als zwei Mikrometer dicken Schichtpaket aufgewachsen ist, ergeben sich Unterschiede im Vergleich zum direkten Wachstum auf das Substrat. Dies äußert sich den Grenzfrequenzen, wie in Abb. 5.25 gezeigt. Teilbild a) stellt die Übertragungskennlinien für einen HBT mit einem Emitterfinger dar mit $f_T = 56\,GHz$ und $f_{max} = 26GHz$. Das technologische Layout ist in etwa vergleichbar und so ergibt sich die gleiche Grenzfrequenz f_{max} wie im Fall des auf den EAM gewachsenen HBT (Teilbild b). Die Grenzfrequenzen f_T hingegen unterscheiden sich deutlich. Dies kann einerseits daraus herrühren, dass trotz nominell gleicher Wachstumsprogramme für den HBT, die Einzelschichten in ihrer Qualität driften, da beide Proben nicht im zeitlich kurzen Abstand gewachsen wurden. Andererseits nehmen mit steigender Schichtdicke die Wachstumsdefekte zu, so dass der HBT auf dem EAM degradiert. Weiterhin ist eine Zinkdiffusion aus der *p*-Schicht des EAM in den HBT hinein nicht ganz auszuschließen, was eine weitere Degradation bewirken würde.

Als geschwindigkeitslimitierend in der Gesamtschaltung wird sich der EAM er-

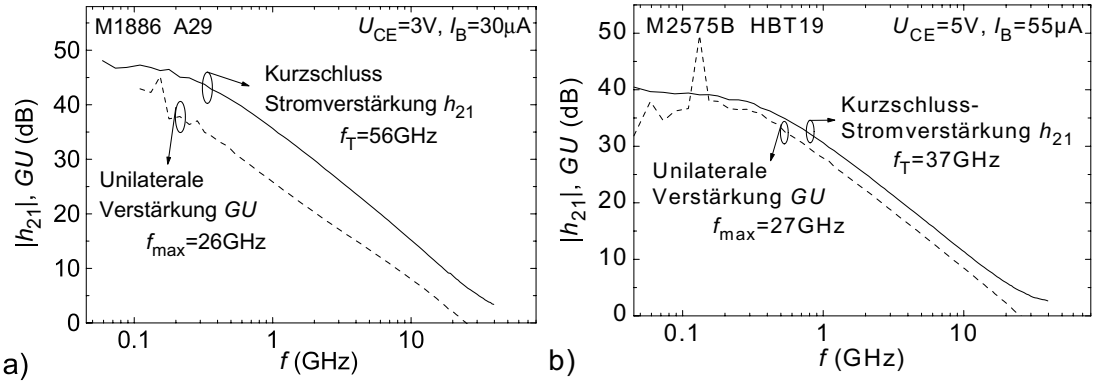

Abb. 5.25: HF-Messergebnisse zum DHBT im Vergleich a) direktes Wachstum auf das InP-Substrat, b) Wachstum auf ein EAM-Schichtpaket. Jeweils $A_E = 3 * 10\,\mu m^2$.

weisen. Sein Modulationsverhalten in Abhängigkeit der Frequenz zeigt Abb. 5.24b). Die Eckfrequenz liegt bei etwa 300 MHz und untertrifft damit alle Erwartungen. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erklärkt, wird die Wachstumszeit durch den DHBT signifikant erhöht und es kommt zu einer Zinkdiffusion aus der unteren Mantelschicht in den undotierten optischen Kern. Damit verändert sich die Lage und die Ausdehnung der Verarmungszone in der *pin*-Struktur [10]. Durch Variation des Profils der Zinkdotierung kann dies allerdings optimiert werden, doch aus Zeitgründen wurde der Ansatz in diesem Projekt nicht weiter verfolgt.

Das Verhalten der gesamten Schaltung zeigt Abb. 5.26 (Kreuze, Kollektorwiderstand 300 Ω), wobei die relative optische Modulation gegenüber der Frequenz aufgetragen ist. Die Wellenlänge des Lasers beträgt 1543 nm und das elektrische Eingangssignal ist konstant bei 0 dBm. Die Grenzfrequenz der Schaltung beträgt etwa 200 MHz. Damit erweist sich der EAM als Last frequenzlimitierend (vgl. Abb. 5.24b). Die ausgefüllten Kreise in Abb. 5.26 stellen den Frequenzgang des HBT-EAM mit InGaAs-Basis und Lastwiderstand (500 Ω) dar, bei gleicher Wellenlänge und elektrischer Eingangsleistung. Die Grenzfrequenz liegt hier um 7 GHz. Bei niedrigen Frequenzen ist die optische Modulation allerdings um 10 dB niedriger als im Fall der vorangegangenen Schaltung (Kreuze). Dies kann darauf zurück geführt werden, dass beim HBT-EAM mit InGaAs-Basis das elektrische Feld nicht weit genug in die optische Kernschicht des Wellenleiters hinein reicht (vgl. die Simulation in Abb. 3.4). Hingegen gibt es hier nicht das Problem der Zinkdiffusion und es findet somit während des Wachstums keine Degradation des *pn*-Übergangs im Wellenleiter statt.

Zum Vergleich zeigt die dritte Kurve in Abb. 5.26 (Kreise) den Frequenzgang der Schaltung, bei der ein DHBT in Emittergrundschaltung (Kollektorwiderstand 300 Ω) einen EAM ansteuert, aber realisiert aus dem gleichen kombinierten Schichtsystem wie das des HBT-EAM. Bei niedrigen Frequenzen ist auch hier die optische Modulation um 10 dB geringer als im Fall der vergleichbaren Schaltung mit getrennten Schichtpaketen für HBT und EAM (Kreuze). Zu hohen Frequenzen hin wird aber nicht die gleiche Grenzfrequenz erreicht wie beim HBT-EAM, obwohl der Kollektorwiderstand mit 300 Ω niedriger ausfällt als im Fall des HBT-EAM (500 Ω). Dies liegt vermutlich

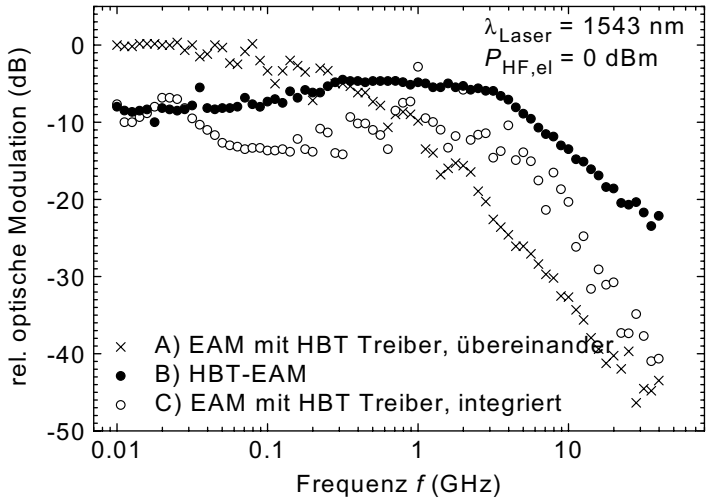

Abb. 5.26: Vergleich zwischen den drei Ansätzen. Der HBT-EAM (InGaAs-Basis) mit Lastwiderstand (500 Ω) zeigt eine gute Performance (ausgefüllte Kreise M2243A) im Vergleich zum Ansatz HBT und EAM getrennt (Kreuze M2575B_CIR11 und Kreise M2243A_CIR09). [61]

an dem DHBT mit drei Emitterfingern, da wegen der ungleichmäßigen Stromverteilung in den Emitterfingern die Grenzfrequenzen reduziert sind gegenüber dem Fall nur eines Fingers (wie im HBT-EAM).

Da die Optimierung des Dotierprofils mit Zink im EAM nicht abgeschlossen ist, kann an dieser Stelle kein fairer Vergleich stattfinden. Es ist aber zu erwarten, dass bei weiterer Verbesserung der Epitaxie und des DHBT das Konzept ”HBT treibt EAM” trotzdem Grenzfrequenzen haben sollte, die über denen des HBT-EAM liegen.

5.4.2 Differenzverstärker

Durch den Einsatz von mehr als einem HBT-EAM wird die Realisierung eines Differenzverstärkers ermöglicht. Das Differenzverstärkerkonzept findet sich in vielfältigen Schaltungsanwendungen wieder, sowohl in digitalen als auch analogen Einsatzgebieten. Technologieschwankungen wirken sich allerdings negativ auf das Schaltungsverhalten aus, da der Aufbau symmetrisch mein muss. Durch benachbarte Anordnung kritischer Elemente auf dem Wafer können Schwankungen minimiert werden. Weiterhin kann der Arbeitspunkt der Schaltung leicht für einen optimalen Betrieb gewählt werden. Die hier realisierte Variante ist mit zwei HBT-EAMs aufgebaut (vgl. Abb. 4.26a) und Abb. 4.27) bei der die Stromquelle als ohmscher Widerstand ausgeführt ist.

In Abb. 5.27a) ist eine elektrische Zeitbereichsmessung dargestellt. Die Spannungsversorgung liegt bei 8 V. Als elektrisches Eingangssignal wird ein Rechtecksignal mit 100 mV Amplitude bei einer Frequenz von 2.55 GHz gewählt. Mit Hilfe eines Sampling-Oszilloskops, das eine Abtastrate von 50 GS/s besitzt, wurde in einer 50 Ω Umgebung das elektrische Ausgangssignal aufgenommen. Durch die beträchtliche Last von 50 Ω reduziert sich die Ausgangsamplitude um einen Faktor zehn, da der kollektorseitige Lastwiderstand 500 Ω beträgt. Die gezeigten Messdaten sind ent-

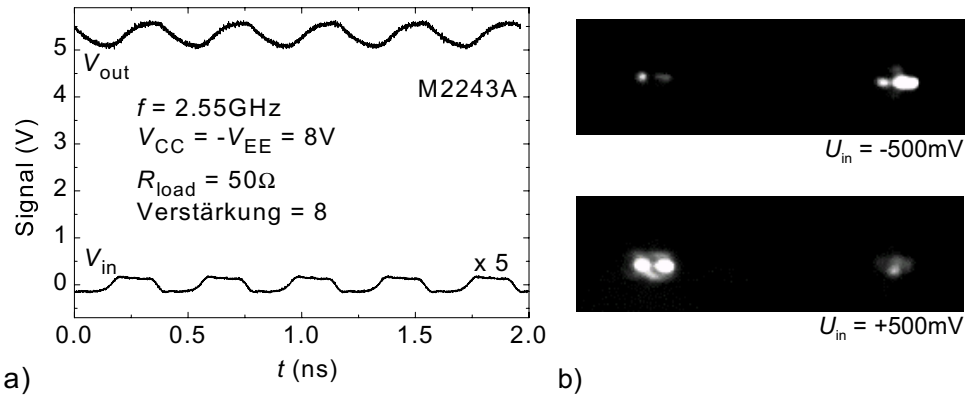

Abb. 5.27: a) Elektrische Zeitbereichsmessung zum Differenzverstärker. b) Aufnahme mit der IR-Kamera am optischen Ausgang des Differenzverstärkers. $\lambda_{Laser} = 1555\,nm$, 0.15 mW, $U_{CC} = 10\,V$. Hub des elektrischen Ausgangssignals ist 5V (DC). [70]

sprechend korrigiert. Bei einer Frequenz von 2.55 GHz zeigt die Schaltung noch eine Spannungsverstärkung von 8.

Bei Frequenzen bis 100 MHz konnte die Schaltung mit Hilfe eines herkömmlichen 4-Kanal Digitaloszilloskops vermessen werden. Damit zeigt sich auf beiden Ausgängen, wie erwartet, ein komplementäres Signal.

Für den DC-Fall zeigt Abb. 5.27b) die beiden optischen Ausgänge des Differenzverstärkers mit Hilfe einer IR-Kamera, die seitlich ausgangsseitig auf die Spaltkanten gerichtet ist. Dazu wird das elektrische Eingangssignal von -500 mV auf +500 mV umgeschaltet. Gleichzeitig wechselt die Lichtintensität am Ausgang von einem Ast zum anderen.

In einem weiteren Schritt wird an einem der beiden optischen Ausgänge eine weitere Glasfaser angebracht. Nun wird die Schaltung mit einem elektrischen Sinussignal gespeist. Abb. 5.28 zeigt den Frequenzgang der Schaltung. Die Eckfrequenz liegt bei ca. 5 GHz. Dies ist etwas niedriger als im Falle der Kombination eines HBT-EAM mit

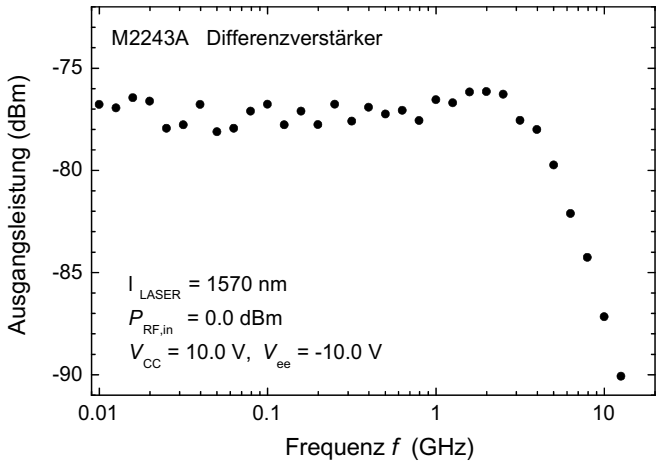

Abb. 5.28: Frequenzgang eines der beiden optischen Ausgänge des Differenzverstärkers. [70]

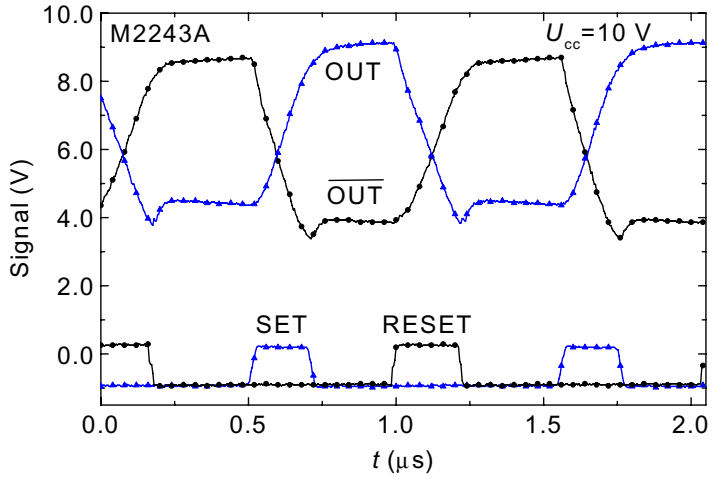

Abb. 5.29: Elektrische Zeitbereichsmessung zum Flip-Flop. Über die Eingänge SET und RESET kann der jeweilige Zustand eingestellt und gespeichert werden.

Lastwiderstand. Dort war die Grenzfrequenz 7 GHz bei gleicher elektrischer Eingangsleistung von 0 dBm und gleichem Lastwiderstand von 500 Ω (vgl. Abb. 5.6).

5.4.3 Flip-Flop

Eine weitere Demonstratorschaltung wurde in der Form eines Flip-Flops realisiert. Dabei kann das eingestrahlte Licht wie beim Differenzverstärker zwischen zwei Ausgängen hin und her geschaltet werden. Zusätzlich wird der gesetzte elektrische bzw. optische Zustand gehalten. Um den Aufwand gering zu halten kam das RS-Flip-Flop mit zwei HBT-EAMs zu Einsatz. In Abb. 4.26b) sind das Schaltbild und in Abb. 4.28 die fertige Schaltung dargestellt. Bei diesem Schaltungskonzept sind prinzipbedingt die elektrischen Ausgänge über einen Widerstand mit der Basis des jeweiligen anderen Transistors verbunden. Da zum optischen Modulieren hohe Spannungen nötig sind, müssen auch diese Rückführungswiderstände groß ausfallen, um den Basisstrom zu begrenzen. Der Wert beträgt hier 40 kΩ, was sich deutlich auf das Geschwindigkeitsverhalten auswirkt. Durch ein aufwändigeres Schaltungsdesign unter Zuhilfenahme von HBTs ließen sich höhere Schaltfrequenzen erreichen (z. B. ein D-Flip-Flop mit zwei NOR-Gattern). Dies war allerdings nicht Thema der Arbeit.

Für die elektrischen Messungen wurde die Versorgungsspannung zu $U_{CC} = 10\,V$ gewählt. Mit Hilfe eines Pulsgenerators werden zwei kurze Pulse erzeugt, die eine Phase von 180° zueinander haben und das SET und das RESET-Signal repräsentieren. Abb. 5.29 zeigt eine Zeitbereichsmessung, die mit einem Digitaloszilloskop aufgenommen wurde. Die Frequenz der Eingangsimpulse beträgt 2 MHz mit einer Amplitude von ca. 1.2 V. In dem Diagramm sind die Signale beider Ausgänge gezeigt, die komplementär zueinander sind, und einen Spannungshub von 4 V besitzen.

Einige Schaltungen von dem gleichen Probenstück wurden verwendet, um an ihnen optische Messungen durchzuführen. Um das Substrat leichter zu brechen, wird es zu-

vor auf etwa 100 μm gedünnt. Danach werden die einzelnen Bruchstücke auf ein Glassubstrat geklebt. Bei der Durchführung der Messungen traten allerdings Schwierigkeiten auf. Es ließ sich kein elektrischer Zustand einspeichern, sondern die Schaltung kehrte immer wieder in einen der beiden Ausgangszustände zurück. Eine mögliche Ursache könnte in der Probenpräparation liegen, die die Schaltungen in Mitleidenschaft zieht.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des DFG-Projektes ist es in Kooperation mit dem Fachgebiet Optoelektronik gelungen die Bauelemente HBT und EAM zu integrieren und ein multifunktionales Bauelement (HBT-EAM) zu realisieren. Durch die Mehrfachverwendung von Epitaxieschichten ist es möglich, ein zusammengeführtes und damit relativ dünnes Schichtsystem zu erhalten, dass kurze Wachstumszeiten ermöglicht. Daneben verringert sich der Aufwand für den technologischen Herstellungsprozess, da die Bauelemente parallel entstehen.

Für die Realisierung wurden zwei Konzepte entwickelt, die sich in ihrer Lage der optischen Kernschicht und des verwendeten Basismaterials unterscheiden. Zum einen wird der optische Wellenleiter mit den Mantelschichten und der Kernschicht vollständig in den Kollektor integriert. Hierfür kann als Basismaterial das konventionelle InGaAs eingesetzt werden. Mit einem Lastwiderstand am Kollektor des HBT-EAM lassen sich so Grenzfrequenzen bis 7 GHz erreichen. Um das elektrische Feld im Bereich des Kollektors und damit in der Kernschicht zu erhöhen wurde ein weiteres Konzept entwickelt. Bei diesem wird die obere Mantelschicht aus dem Kollektor in den Emitter verschoben. Der nominell undotierte Bereich des Kollektors wird nun vollständig von der Kernschicht ausgefüllt, die unmittelbar am Ort des *pn*-Übergangs und somit des maximalen Feldes liegt. Allerdings befindet bei diesem Vorgehen die Basisschicht direkt auf dem Kern. Da InGaAs bei einer Wellenlänge von 1.55 μm stark absorbierend wäre, wird die Bandlücke der Basis mit Hilfe der Zugabe von Aluminium erhöht, bis die Absorption vernachlässigbar wird. Für niedrige Grenzfrequenzen kann dadurch die optische Modulation bei HBT-EAMs um ca. 5 dB gesteigert werden, im DC-Fall sogar bis zu einer Größenordnung. Grenzfrequenzen der HBT-EAMs erreichen Werte bis 2 GHz und liegen damit um einiges unterhalb der Ergebnisse mit dem ersten Konzept der InGaAs-Basis. Dies hat seinen Ursprung hauptsächlich in der stark reduzierten Stromverstärkung aufgrund der verminderten Valenzbanddiskontinuität am Emitter/Basis-Übergang. Zum anderen steigt in der hier realisierten, nicht optimierten Struktur der Schichtwiderstand durch die Zugabe von Aluminium an, was sich auf die *RC*-Konstante negativ auswirkt.

Die individuell optimierten Bauelemente HBT und EAM wurden als Ausgangspunkte für die Entwicklung genommen. Durch die Integration der EAM-Schichten

in den HBT-Aufbau und der technologischen Umsetzung des HBT-EAM sind einige Kompromisse unvermeidlich, wie die Wahl der Schichtdicken, Dotierungsprofile und Kontaktanordnung. Damit ist klar, sich von den optimierten Grenzfrequenzen und Modulationstiefen der Einzelbauelemente wegzubewegen. Gewonnen wird allerdings ein multifunktionales Bauelement, das einem Modulator mit integriertem Verstärker entspricht. Dadurch ist es möglich sehr flexibel opto-elektronische Schaltungen zu realisieren. Dies wurde an den Beispielen eines Differenzverstärkers und eines RS-Flip-Flops gezeigt. Weiterhin kann der HBT-EAM als Detektor und gleichzeitig als Modulator eingesetzt werden, einem sogenannten Transceiver.

Um das Konzept des HBT-EAM im Hinblick auf Aufwand und Grenzfrequenzen zu vergleichen, wurde parallel ein konventioneller Aufbau umgesetzt, bei dem ein HBT-Schichtpaket auf die Schichten eines EAMs gewachsen wurde. Daraus ist eine einfache Treiberschaltung entstanden, die den EAM monolithisch ansteuert. Die erzielten Grenzfrequenzen lagen aber unter den Erwartungen. Dies lag allerdings an dem Schichtaufbau des EAM, bei dem die Zink-dotierte Mantelschicht eine wesentliche Rolle spielt. Durch Verschleppung und Diffusion in benachbarte Schichten, wird das Verhalten des EAM nachhaltig beeinflusst. Nur durch ein optimiertes Dotierungsprofil kann dies umgangen werden. Damit kann an dieser Stelle kein abschließender Vergleich zwischen dem Ansatz des HBT-EAM stattfinden.

Um den HBT-EAM in Richtung Modulation und Geschwindigkeit weiter zu optimieren, können neue Basismaterialien eingesetzt werden, wie z. B. GaAsSb. Dieses Material lässt sich hoch p-dotieren und bietet geringe Schichtwiderstände auch bei niedrigen Schichtdicken. Durch Zugabe von Arsen kann zusätzlich die Bandlücke über 0.8 eV gehoben werden und sollte bei 1.55 μm nur gering absorbieren. Damit kommt es auch für das zweite Konzept in Frage, bei dem sich die obere Mantelschicht im Emitter befindet. Da die Basisschicht nur eine geringe Dicke hat, können durch Zugabe von Arsen hohe Druckverspannungen toleriert werden.

Obwohl beim HBT-EAM die einzelnen Schichten mehrere Aufgaben übernehmen und sich somit die Wachstumszeit verringert, gilt es den Epitaxieaufwand zu beachten. Weil man sich von den bereits entwickelten Einzelbauelementen fortbewegt, muss das Schichtsystem als Ganzes optimiert werden. Dies kann nur im Wechselspiel von Materialcharakterisierung, elektrischen und optischen Bauelementmessungen geschehen. Wegen des Entwicklungsaufwandes und dem heutigen Wunsch nach hohen Grenzfrequenzen wird vermutlich bis auf weiteres der Ansatz ”HBT treibt externen Modulator” die Sendekomponente für Glasfaserstrecken dominieren.

Literaturverzeichnis

[1] A. Kaszubowska, L. P. Barry and P. Anandarajah: *Optical generation of millimeter-wave frequencies for hybrid radio/fiber systems*, First Joint IEI/IEE Symposium on Telecommunications Systems Research, Dublin, Ireland (2001).

[2] B. Stegmüller, E. Baur, M. Kicherer: *15 GHz modulation performance of integrated DFB laser diode EA modulator with identical multiple-quantum-well double-stack active layer*, IEEE Photon. Technol. Lett. **14**, 1647 (2002).

[3] U. Westergren, B. Willén, H. Asonen: *20 GHz bandwidth monolithic optoelectronic receiver based on SSMBE-grown InP HBT technology*, Electron. Lett. **32**, 1719 (1996).

[4] S. Chandrasekar: *Optoelectronic system integration using InP-based HBTs for lightwave communication*, Solid-State Electron. **41**, 1413 (1997).

[5] D. Yap, K.R. Elliott, Y.K. Brown, A.R. Kost, E.S. Ponti: *Hight-Speed Integrated Optoelectronic Modulation Circuit*, IEEE Photon. Technol. Lett. **13**, 626 (2001).

[6] U. Eriksson: *Technologies for monolithic indium phosphide optoelectronic integrated circuits*, Dissertation, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm (1999).

[7] S. Neumann, A. Bakin, P. Velling, W. Prost, H. Wehmann, A. Schlachetzki, F.-J. Tegude: *Growth of III/V Resonant Tunneling Diode on Si Substrate*, J. Crystal Growth **248**, 380 (2003).

[8] S.G. McMeekin, M.R.S. Tayler, B. Vögele, C.R. Stanley, C.N. Ironside: *Franz-Keldysh effect in an optical waveguide containing a resonant tunneling diode*, Appl. Phys. Lett. **65**, 1076 (1994).

[9] J.M.L. Figueiredo, A.R. Boyd, C.R. Stanley, C.N. Ironside, S.G. McMeekin, A.M.P. Leite: *Optical modulation at around 1550 nm in an InGaAlAs optical waveguide containing an InGaAs/AlAs resonant tunneling diode*, Appl. Phys. Lett. **75**, 3443 (1999).

[10] M.T. Camargo Silva, J.E. Zucker, L.R. Carrion, C.H. Joyner, A.G. Dentai: *Growth Optimization for p-n Junction Placement in the Integration of Heterojunction*

Bipolar Transistors and Quantum Well Modulators on InP, IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. **6**, 26 (2000).

[11] Y. Okada, R.-H. Yan, L.A. Coldren, J.L. Merz, K. Tada: *The Effect of Band-Tails on the Design of GaAs/AlGaAs Bipolar Transistor Carrier-Injected Optical Modulator/Switch*, IEEE J. Quantum Electron. **25**, 713 (1989).

[12] Y. Okada, T. Ishikawa, K. Tada: *Optical intensity modulator for integrated optics by use of a heterojunction bipolar transistor waveguide structure*, Appl. Phys. Lett. **55**, 2591 (1989).

[13] Y. Okada, K. Tada: *Application of bipolar transistor structures to optical waveguide modulators and switches*, J. Appl. Phys. **69**, 73 (1991).

[14] V. Magnin, J. Harari, M. Fendler, J.P. Vilcot, D. Decoster: *Possibilities and Limits of Edge-coupled InGaAs/InP Heterojunction Phototransistors for Millimetric Applications*, 11th III/V Semiconductor Device Simulation Workshop, Lille, France (1999).

[15] D. Decoster, V. Magnin, J.-P. Vilcot, J. Harari, J.-P. Gouy, M. Fendler, F. Jorge, *InP Photodetectors for Millimeter Wave Applications*, SPIE Proceedings Photonics West, Photodetector materials and devices V, Vol. 3948 (2000).

[16] G.W. Taylor, T. Vang, S.K. Sargood, P. Cooke, P. Claisse: *Demonstration of the heterostructure field-effect transistor as an optical modulator*, Appl. Phys. Lett. **59**, 1031 (1991).

[17] T.A. Vang, G.W. Taylor, P.A. Evaldsson, P. Cooke: *Heterostructure field-effect transistor optical modulator in the InGaAs/AlGaAs material system*, Appl. Phys. Lett. **61**, 2464 (1992).

[18] N. Shaw, P.J. Topham, M.J. Wale: *Optical switches and bipolar transistors in InP for monolithic integration*, Conf. Proc. ESSDERC 90, 551 (1990).

[19] N. Shamir, D. Ritter, D. Gershoni: *Current Induced Absorption Modulation Using Quantum Structures in the Collector of Heterojunction Bipolar Transistors*, IEEE LEOS'99 **2**, 842 (1999).

[20] K.J. Ebeling: *Integrierte Optoelektronik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1992).

[21] T. Reimann, M. Schneider, P. Velling, S. Neumann, M. Agethen, R.M. Bertenburg, R. Heinzelmann, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Integration of Heterostructure Bipolar Transistor and Electroabsorption Waveguide Modulator Based on a multifunctional Layer Design for 1.55 µm*, Conf. Proc. 13th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM) 2001, Nara, Japan, 440 (2001).

[22] M. Schneider, T. Reimann, R. Heinzelmann, A. Stöhr, P. Velling, S. Neumann, R.M. Bertenburg, D. Jäger, F.-J. Tegude: *A novel 1.55 µm HBT-Electroabsorption Modulator*, Technical Digest, International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP) 2001, Long Beach, USA (2001).

[23] T. Reimann, M. Schneider, S. Neumann, H. van Husen, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Integration of heterostructure bipolar transistors with electroabsorption waveguide modulators and applications*, 11th European Heterostructure Technology Workshop (HETECH) 2001, Padova, Italien (2001).

[24] T. Reimann, M. Schneider, S. Neumann, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Waveguide HBT electroabsorption modulators: devices and circuits*, Conf. Proc. 14th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM) 2002, Stockholm, Sweden, 123 (2002).

[25] W. Prost: *Technologie der III/V-Halbleiter*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1997).

[26] W. Stolz: *Comparative review of (GaIn)(PAs), (AlGaIn)As, (GaIn)(NAs) and Ga(AsSb) based materials for 1.3 µm laser applications*, Conf. Proc. 14th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM) 2002, Stockholm, Sweden (2002).

[27] E. Kuphal, A. Pöcker: *Phase Diagram for Metalorganic Vapor Phase Epitaxy of Strained and Unstrained InGaAsP/InP*, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 632 (1998).

[28] O. Madelung: *Semiconductors, Group IV Elements and III-V Compounds*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1991).

[29] Benutzerhandbuch für Atlas, Programm zur Simulation von Halbleitern, www.silvaco.com, Firma Silvaco, USA.

[30] Y.-H. Cho, K.-S. Kim, S.-W. Ryu, S.-K. Kim, B.-D. Choe, H. Lim: *Determination of the conduction-band discontinuities of* $In_{0.5}Ga_{0.5}P/In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ *by capacitance-voltage analysis*, Appl. Phys. Lett. **66**, 1785 (1995).

[31] X.H. Zhang, S.J. Chua, S.J. Xu, W.J. Fan: *Band offsets at the InAlGaAs/InAlAs (001) heterostructures lattice matched to an InP substrate*, J. Appl. Phys. **83**, 5852 (1998).

[32] M. Leibovitch, L. Kronik, B. Mishori, Y. Shapira, C.M. Hanson, A.R. Clawson, P. Ram: *Determining band offsets using surface photovoltage spectroscopy: The* $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ *heterojunction*, Appl. Phys. Lett. **69**, 2587 (1996).

[33] W. Shockley: *Circuit Element Utilizing a Semiconductive Material - U.S. Patent 2 569 347*, eingereicht 1948, veröffentlicht 1951.

[34] H. Kroemer: *Theory of a wide-gap emitter for transistors*, Proc. IRE **45**, 1535 (1957).

[35] H. Kroemer: *Heterostructure Bipolar Transistor and Integrated Circuits*, Proc. IEEE **70**, 13 (1982).

[36] H. Kroemer: *Heterostructure bipolar transistor: What should we build?*, J. Vac. Sci. Technol. B **1**, 126 (1983).

[37] D. Winston, SimWindows 1.5.0, PC-Programm zur 1D-Simulation von Halbleitern, http://www-ocs.colorado.edu/SimWindows/simwim.html, University of Colorado, Boulder, USA (1999).

[38] D. Peters: *Modellbildung und Simulation von Heterostrukturbipolartransistoren aus III/V Halbleitermaterialien*, Dissertation, Universität Duisburg, Shaker Verlag Aachen (1998).

[39] B. Willén: *Design, Fabrication and Evaluation of High-Speed, III/V-based Heterojunction Bipolar Transistors*, Dissertation, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm (1998).

[40] M. Reisch: *Elektronische Schaltungsentwicklung: Funktion, Grundschaltungen, Modellierung mit SPICE*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998).

[41] M. Schröter, M. Friedrich, H.-M. Rein: *A generalized integral charge-control relation and its application to compact models for silicon-based HBTs*, IEEE Trans. Electron Devices **40**, 2036 (1993).

[42] M. Friedrich, H.-M. Rein: *Analytical current-voltage relations for compact SiGe HBT models. Part I: the "idealized HBT"*, IEEE Trans. Electron Devices **46**, 1384 (1999).

[43] M. Friedrich, H.-M. Rein: *Analytical current-voltage relations for compact SiGe HBT models. Part II: application to practical HBTs*, IEEE Trans. Electron Devices **46**, 1394 (1999).

[44] *PSpice Reference Manual*, Version 9.1, http://www.orcad.com , Firma OrCAD (1998).

[45] R. Paul: *Elektronische Halbleiterbauelemente*, Teubner Verlag Stuttgart (1989).

[46] E.L. Wooten, K.M. Kissa, A. Yi-Yan, E.J. Murphy, D.A. Lafaw, P.F. Hallemeier, D. Maack, D.V. Attanasio, D.J. Fritz G.J. McBrien, D.E. Bossi: *A Review of Lithium Niobate Modulators for Fiber-Optic Communications Systems*, IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. **6**, 69 (2000).

[47] R.W. Martin, S.L. Wong, R.J. Nicholas, K. Satzke, M. Gibbon, E.J. Thrush: *The design of quantum-confined Stark effect modulators for integration with 1.55 µm lasers*, Semicond. Sci. Technol. **8**, 1173 (1993).

[48] R.Y.-F. Yip, P. Desjardins, L. Isnard, A. Ait-Ouali, H. Marchand, J.L. Brebner, J.F. Currie, R.A. Masut: *Band alignment engineering for high speed, low drive field quantum-confined Stark effect devices*, J. Appl. Phys. **83**, 1758 (1998).

[49] U. Auer: *Wellenleitermodulatoren auf GaAs: Modellierung und Herstellung*, Diplomarbeit, Universität Duisburg (1992).

[50] H. Burkhard, H.W. Dinges, E. Kuphal: *Optical properties of $In_{1-x}Ga_xP_{1-y}As_y$, InP, GaAs, and GaP determined by ellipsometry*, J. Appl. Phys. **53**, 655 (1982).

[51] M.J. Mondry, D.I. Babic, J.E. Bowers, L.A. Coldren: *Refractive Indexes of (Al,Ga,In)As Epilayers on InP for Optoelectronic Applications*, Photon. Technol. Lett. **4**, 627 (1992).

[52] R.J. Deri, E. Kapon: *Low-Loss III-V Semiconductor Optical Waveguides*, IEEE J. Quantum Electron **27**, 626 (1991).

[53] B.R. Bennett, R.A. Soref: *Electrorefraction and Electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs, and InSbE, IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 2159 (1987).

[54] A. Alping, L.A. Coldren: *Electrorefraction in GaAs and InGaAsP and its application to phase modulators*, J. Appl. Phys. **61**, 2430 (1987).

[55] H.P. Zappe: *Introduction to semiconductor integrated optics*, Artech House Boston London (1995).

[56] B.R. Bennett, R.A. Soref, J.A. del Alamo: *Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP*, IEEE J. Quantum Electron. **26**, 113 (1990).

[57] T. Alder, A. Stöhr, R. Heinzelmann, D. Jäger: *High-efficiency fiber-to-chip coupling using low-loss tapered single-mode fiber*, IEEE Photon. Technol. Lett. **12**, 1016 (2000).

[58] W.M. Moreau: *Semiconductor Lithography*, Plenum Press New York (1988).

[59] P. Velling: *Zur metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) mittels nichtgasförmiger Quellen für elektronische Heterostruktur-Bauelemente basierend auf III/V-Halbleitern*, Dissertation, Universität Duisburg (2002).

[60] P. Velling: *A comparative study of GaAs- and InP-based HBT growth my means of LP-MOVPE using conventional and non gaseous sources*, Progress Cryst. Growth and Charact., 85 (2000).

[61] M. Schneider, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2004).

[62] S. Neumann, J. Spieler, R. Blache, P. Kiesel, W. Prost, G.H. Döhler, F.-J. Tegude: *MOVPE Growth and Polarization Dependence of (dis-)ordered InGaAsP PIN Diodes for Optical Fiber Applications*, Conf. Proc. 11th Int. Conf. on Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy (ICMOVPE), Berlin (2002).

[63] D. K. Bowen, B. K. Tanner: *High Resolution X-ray Diffractometry and Topography*, British Library Cataloguing-in-Publication Data (1998).

[64] D. Keiper, P. Velling, A. Brennemann, M. Agethen, C. van den Berg, R.M. Bertenburg, B. Schineller, M. Heuken: *MOVPE growth of InAlAs using TBAs and DitBuSi for HEMT applications*, J. Cryst. Growth **248**, 153 (2003).

[65] M.P. Pires, P.L. de Souza, B. Yavich, R.G. Pereira, W. Carvalho Jr.: *On the Optimization of InGaAs-InAlAs Quantum-Well Structures for Electroabsorption Modulators*, J. Lightwave Technol. **18**, 598 (2000).

[66] BPM_CAD, PC-Programm zum Optimieren von Wellenleitern, Firma Optiwave, http://www.optiwave.com, Ottawa, Kanada.

[67] B. Jalali, S.J. Pearton: *InP HBTs: growth, processing, and applications*, Artech House Boston London (1995).

[68] Firma Allresist GmbH, http://www.allresist.de, Berlin.

[69] T. Alder: *Verlustarme Faser-ChipKopplung auf der Basis faseroptischer Modenfeld-Transformatoren und InP-V-Gruben Technologie*, Dissertation, Universität Duisburg (2001).

[70] M. Schneider, *Monolithically Integrated Optoelectronic Circuits using HBT, EAM, and TEAT*, Technical Digest, International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP) 2002, Awaji, Japan (2002).

[71] S. Mahmud: *Anpassen eines Großsignalmodells an HBT-EAMs mit PSpice*, Studienarbeit, Universität Duisburg (2002).

[72] Application Note von OrCAD PSpice: *Obtain S-Parameter Data from the Probe Window*, http://www.orcadpcb.com/pspice/applicationnotes/tn10.asp, Firma OrCAD (1999).

[73] W.-C. Liu, H.-J. Pan, S.-Y. Cheng, W.-C. Wang, J.-Y. Chen, S.-C. Feng, K.-H. Yu: *Application of an $In_{0.53}Ga_{0.25}Al_{0.22}As/InP$ continuous-conduction-band structure for ultralow current operation transistors*, Appl. Phys. Lett. **75**, 572 (1999).

[74] K. Schiller: *Experimentelle Charakterisierung der Detektoreigenschaften von Transistor Elektroabsorptionstransceivern (TEAT) in einer optischen Übertragungsstrecke*, Studienarbeit, Universität Duisburg-Essen (2003).

Veröffentlichungen/Tagungsbeiträge im Rahmen dieser Arbeit

1. T. Reimann, M. Schneider, P.Velling, S. Neumann, M. Agethen, R.M. Bertenburg, R. Heinzelmann, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Heterostructure Bipolartransistor combining Electroabsorption waveguide Modulator based on a multifunctional layer design for 1.55 µm*, HBT-Workshop, Duisburg (2000).

2. S-O. Kim, P. Velling, M. Agethen, U. Auer, T. Reimann, W. Prost, F.-J. Tegude: *InP-based HBT with graded InGaAlAs base layer grown by LP-MOVPE*, GaAs 2000, France (2000).

3. T. Reimann, M. Schneider, P.Velling, S. Neumann, M. Agethen, R.M. Bertenburg, R. Heinzelmann, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Demonstration von Heterostruktur-Bipolartransistoren und Elektroabsorptionsmodulatoren auf der Basis eines multifunktionalen Schichtdesign*, Posterbeitrag, Frühjahrstagung der DPG, Hamburg (2001).

4. T. Reimann, M. Schneider, P.Velling, S. Neumann, M. Agethen, R.M. Bertenburg, R. Heinzelmann, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Integration of Heterostructure Bipolar Transistor and Electroabsorption Waveguide Modulator Based on a Multifunctional Layer Design for 1.55 µm*, Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'01), Japan, 440-443 (2001).

5. M. Schneider, T. Reimann, R. Heinzelmann, A. Stöhr, P. Velling, S. Neumann, R.M. Bertenburg, F.-J. Tegude, D. Jäger: *A novel 1.55 µm HBT-Electroabsorption Modulator*, Technical Digest, International Topical Meeting on Microwave Photonics MWP01, Long Beach, USA (2002).

6. T. Reimann, M. Schneider, S. Neumann, H. van Husen, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Integration of heterostructure bipolartransistors with electroabsorption waveguide modulators and applications*, European Heterostructure Technology Workshop, Padova (2001).

7. T. Reimann, M. Schneider, S. Neumann, A. Stöhr, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Waveguide HBT electroabsorption modulators: devices and circuits*, Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'02), Stockholm, Schweden, 123-126 (2002).

8. M. Schneider, T. Reimann, A. Stöhr, S. Neumann, F.-J. Tegude, D. Jäger: *Monolithically Integrated Optoelectronic Circuits using HBT, EAM, and TEAT*, Technical Digest, 2002 International Topical Meeting on Microwave Photonics MWP 2002, pp. 349-352, Awaji, Japan (2002).

9. T. Reimann, M. Schneider, S. Neumann, D. Jäger, F.-J. Tegude: *Different approaches for integrating HBTs and EAMs*, Inter. Symp. on Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications (EDMO'2002), Manchester, UK (2002).

10. M. Schneider, T. Reimann, F.-J. Tegude, D. Jäger: *Multifunctional 1.55 µm Transistor-Electroabsorption-Transceiver*, NEFERTITI Workshops on Recent Advances in All-Optical Processing of Microwave and RF- Signals and Fiber Radio Systems, Valencia, Spain (2003).

Danksagung

Die Realisierung dieser Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die Mithilfe zahlreicher Kollegen im Fachgebiet Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie und im Fachgebiet Optoelektronik.

Bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. F.-J. Tegude bedanke ich mich für die interessante Aufgabenstellung im Rahmen des DFG-Projektes ”Entwicklung schneller optischer Wellenleitermodulatoren für 1.55 μm basierend auf HBT”. Seine Anregungen und stete Diskussionsbereitschaft haben wesentlich zur Unterstützung des Projektes beigetragen.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. D. Jäger danke ich für die Übernahme des Korreferates. Durch viele kritische Bemerkungen wurden wesentliche Aspekte der Arbeit immer wieder neu beleuchtet.

Für die unermüdliche Diskussionsbereitschaft möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. W. Prost bedanken. Aufgrund zahlreicher Gespräche hat er wertvolle Ideen zum Gelingen des Projektes beigesteuert.

Bei Herrn Dr.-Ing. R. Bertenburg, jetzt CEO der Firma IPAG in Duisburg, und Herrn Dr.-Ing. A. Stöhr, Akademischer Oberrat im Fachgebiet Optoelektronik, bin ich zu Dank verpflichtet für die anfängliche Koordination und Projektleitung des DFG-Projektes auf beiden Seiten der Fachgebiete.

Herrn Dipl.-Phys. S. Neumann und Herrn Dr.-Ing. P. Velling danke ich für die stets offenen Ohren bei Problemen der Epitaxie. Ohne ihren Einsatz beim Wachstum der Schichten wären die HBT-EAMs in dieser Form nicht möglich gewesen.

Weiteren Dank schulde ich Herrn Dipl.-Phys. M. Schneider für die vielen Diskussionen zum Thema des HBT-EAM. In unermüdlicher Arbeit hat er die Proben optisch vermessen und scheute keine Mühe bis an die Rauschgrenze der Detektoren vorzustoßen.

Für die Herstellung der Vielfachquantenfilme und die Überlassung der SIMS-Messung danke ich Dr. D. Keiper.

Frau Dipl.-Ing. S. Ehrich, Herrn Dipl.-Ing. M. Agethen und Herrn Dipl.-Phys. H. van Husen danke ich für die Durchführung der HF-Messungen und der Anpassung der Kleinsignalmodelle.

Bei Frau A. Osinski und Frau S. Schwarz bedanke ich mich für die Unterstützung bei der Herstellung der Bauelemente in der Prozesstechnologie. Durch ihren unermüdlichen Einsatz haben sie mich in die Geheimnisse der Technologie eingeweiht. Weiterer Dank gilt Herrn Dipl.-Phys. M. Haase, Herrn Dipl.-Ing. R. Geitmann und Herrn U. Doerk, denen ich die Herstellung und Charakterisierung zahlreicher Proben verdanke. Vielen Dank auch an Herrn Ing.-grad. R. Tilders und Herrn Dipl.-Ing. W. Molls für den professionellen Betrieb und die Wartung des Reinraums.

Darüber hinaus möchte ich mich bei allen noch nicht erwähnten Mitarbeitern des Fachgebietes Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie für die Unterstützung und gute Zusammenarbeit während meiner Promotion bedanken.

Abschließend gilt mein besonderer Dank meinen Eltern, ohne deren stete Hilfe und moralische Unterstützung ich nicht bis hierhin gekommen wäre.

Lebenslauf

Thorsten Reimann
geboren am 5. Juli 1970 in Heidelberg

Ausbildung:

1977 - 1981	Grundschule Ketsch
1981 - 1987	Realschule Brühl/Ketsch
1987 - 1990	Wirtschaftsgymnasium Schwetzingen (allg. Hochschulreife)
1990 - 1991	Wehrdienst
10/91 - 07/98	Studium der Diplom Physik an der Universität Karlsruhe (TH)
09/95 - 06/96	Graduate student in physics Univ. of Massachusetts at Amherst (USA)
01/99 - 03/03	Wiss. Mitarbeiter am Fachgebiet Halbleitertechnik/-technologie an der Universität Duisburg-Essen
seit 08/03	Mitarbeiter bei Infineon im Bereich Prozessintegration, Dresden