Großsignalmodell für GaAs Hetero-Bipolar-Transistoren für Leistungsanwendungen in der Mobilkommunikation

Matthias Rudolph

וְיֹתֵר מֵהֵמָּה בְּנִי הִזְּהֵר עֲשׁוֹת סְפָרֵים הַרְבֵּה אֵין מֵץ וְלַהַג הַרְבֵּה יְגִעַת בָּשֶׂר: Kon 12:12

Großsignalmodell für GaAs Hetero-Bipolar-Transistoren für Leistungsanwendungen in der Mobilkommunikation

Vom Fachbereich für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Darmstadt zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte

Dissertation

von Dipl.-Ing. Matthias Rudolph geboren am 7. Juli 1969 in Stuttgart

Referent: Korreferent: Prof. Dr. Eng. Dr. h.c. mult. H. L. Hartnagel Dr. G. Tränkle

Tag der Einreichung:8. Februar 2001Tag der mündlichen Prüfung:5. Dezember 2001

D17 Darmstädter Dissertation

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Ferdinand-Braun-Institut (FBH) in Berlin-Adlershof. Ohne vielfache Unterstützung wäre sie in dieser Form nicht möglich gewesen.

Danken möchte ich zunächst Prof. Dr. H. L. Hartnagel, der trotz seines ohnehin umfangreichen Arbeitspensums die Erstellung dieser (externen) Promotion ermöglicht hat. Gedankt sei Dr. G. Tränkle für die Übernahme des Korreferats.

Dr. K. Beilenhoff hat über die Zeit seiner Beschäftigung an der TU Darmstadt hinaus regen Anteil an der Entstehung dieser Arbeit genommen. Seine Anregungen und kritischen Fragen waren mir eine große Hilfe.

Auch am Ferdinand-Braun-Institut erfuhr ich viel Unterstützung. In diesem Zusammenhang sei auch Dr. W. Heinrich gedankt, der das Entstehen der Arbeit mit Interesse verfolgt und gefördert hat.

Der rege Gedankenaustausch innerhalb der Arbeitsgruppe, mit Dr. P. Heymann, R. Doerner und F. Lenk, hat viel zum Gelingen beigetragen. Gleiches gilt für die vielen Messungen. Im Hause wurden sie von Dr. P. Heymann, R. Doerner und S. Schulz durchgeführt. Die gepulsten Messungen trugen B. Mottet und C. Sydlo (TU Darmstadt) bei. Die HF-Rauschmessungen führte Dr. L. Klapproth durch, als er noch an der TU Berlin arbeitete.

Dr. H. Wenzel vielen Dank für die Hilfe bei der Benutzung des Halbleiter-Simulators TeSCA.

Ohne die große Zahl guter HBTs wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen. Ein besonderer Dank an alle Beteiligten aus den Abteilungen Material- und Prozeßtechnologie, speziell an Dr. E. Richter, F. Brunner und Dr. P. Kurpas für die vielen Gespräche, die mir geholfen haben, den HBT etwas besser zu verstehen.

Für das Korrekturlesen sei Dr. K. Beilenhoff, Prof. J. Borowicz, Dr. J. Hilsenbeck, Dr. P. Kurpas und T. Tischler gedankt.

Im Dezember 2001, Matthias Rudolph

V

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	IV
Kurzfassung	VIII
Abstract	VIII
Kapitel 1. Einleitung	1
Kapitel 2. Der HBT	5
2.1. Funktionsprinzip	5
2.2. Technologie der untersuchten HBTs	7
2.3. Zur Lebensdauer der HBTs	9
2.4. Besonderheiten des elektrischen Verhaltens von HBTs	14
2.4.1. Forderungen an das HBT-Modell	15
2.5. HBT-Modelle	16
2.6. Ersatzschaltbilder für HBTs	18
2.6.1. Kleinsignal T-Ersatzschaltbild	20
2.6.2. Großsignal II-Ersatzschaltbild	20
Kapitel 3. Bestimmung des Kleinsignal-Ersatzschaltbildes	23
3.1. Bisherige Lösungsansätze	24
3.2. Analytische Bestimmung der Ersatzschaltbilder	25
3.2.1. Extraktion der äußeren Elemente	25
3.2.2. Extraktion der inneren Elemente	29
Kapitel 4. Rauschmodellierung	35
4.1. HF-Rauschen	35
4.1.1. Rauschquellen	36
4.1.2. Das Rauschmodell	39
4.1.3. Näherung für niedere Frequenzen	41
4.2. $1/f$ -Rauschen	47
4.2.1. Das $1/f$ -Rauschmodell	48
4.2.2. Meßtechnische Bestimmung der Quellen	50
4.2.3. Ergebnisse	51
Kapitel 5. Das Großsignalmodell	57

5.1. Grundlage des Großsignal-Modells	58
5.1.1. Der innere Basiswiderstand	59
5.1.2. Die parasitäre Basis-Kollektor-Diode	59
5.1.3. Die parasitären Anteile des Basisstroms	59
5.2. Temperatureffekte	60
5.2.1. Bestimmung des thermischen Widerstands	61
5.2.2. Die thermische Zeitkonstante	65
5.2.3. Einfluß auf das Gleichstromverhalten	67
5.2.4. Einfluß auf die Laufzeiten	70
5.3. Hochstrombereich	71
5.3.1. Die Basis-Kollektor-Kapazitäten	77
5.3.2. Die Laufzeiten	80
5.4. Modifizierte Gleichungen für das Großsignalmodell	84
Kapitel 6. Skalierung des Modells	85
6.1. Das Kleinsignalmodell	86
6.2. Das Großsignalmodell	90
Kapitel 7. HBT als Leistungsverstärker	99
7.1. Vorüberlegungen	100
7.1.1. Leistungsanpassung	100
7.1.2. Wirkungsgrad	100
7.1.3. Verstärkerklassen	100
7.1.4. Eingangsleistung	107
7.1.5. Zusammenfassung	107
7.2. Zum Meßsystem	108
7.3. Experimentelle Ergebnisse	110
Kapitel 8. Zusammenfassung und Ausblick	117
Anhang A. Der Übergang vom T– auf das $\Pi\text{-}\mathrm{Ersatzschaltbild}$	121
Anhang B. Abkürzungen und Symbole	125
Literaturverzeichnis	128

VII

Ein Großsignalmodell für GaAs Hetero-Bipolar-Transistoren (HBTs) wird vorgestellt. Es ist für den Entwurf von Leistungsverstärkern in Mobiltelefonen gedacht, weshalb der Schwerpunkt auf der Untersuchung hoher Stromdichten bei niedrigen Versorgungsspannungen liegt. Insbesondere wird die das HF-Verhalten maßgeblich bestimmende Hochstrominjektion in den Kollektor untersucht und modelliert. Die Modellparameter werden aus Messungen extrahiert. Die Beschreibung umfaßt ferner ein bis zur Transitfrequenz gültiges Rauschmodell. Das Modell skaliert mit der Emitterfläche. Mit Hilfe des Modells wird das Leistungsverhalten der HBTs untersucht. Der Wirkungsgrad kann entschieden gesteigert werden, wenn die zweite Harmonische mit einem Leerlauf abgeschlossen wird, so daß der Transistor im inversen B-Betrieb arbeitet.

Abstract

A large-signal model for GaAs-based heterojunction bipolar transistors (HBTs) is presented. It is designed for power applications in cell phones and therefore focuses on high current densities at low supply voltages. The model parameters are extracted from measurements. Particularly, high-current injection into the collector is investigated, which is of great influence on the HBT's rf performance. The model includes a noise description that is valid up to transit frequency. The model scales with emitter size. Using the model, the rf power performance of HBTs is investigated. It is found that the power added efficiency can significantly be increased, when the second harmonic is terminated by an open circuit. The HBT then operates in inverse class-B.

KAPITEL 1

Einleitung

"Als ein Ersatz oder als eine gleichwertige Konkurrenz für die gewöhnliche Telephonie ist die drahtlose Telephonie zunächst nicht anzusehen. Durch die große Vereinfachung der Sende- und Empfangsapparate, die die Elektronenröhren gebracht haben, ist allerdings auch die Frage der drahtlosen Telephonie in ein neues Stadium gekommen, und es wird eifrig daran gearbeitet, diese neue Technik immer mehr zu vereinfachen."

Als L. Graetz sein Lehrbuch "Die Elektrizität" [1] im Jahr 1928 schrieb, dachte er freilich nicht an das Massenphänomen, das heute als "Mobilkommunikation" bezeichnet wird, sondern an die konservative Funktechnik. Angesichts der 73 Jahre, die seit dem vergangen sind, muten die Zeilen außerordentlich aktuell an. Die drahtlose Telefonie hat es in den letzten zehn Jahren geschafft, sich als immer stärker werdende Konkurrenz zu etablieren. Die großen Gewinne, die zu erzielen sind, und die fortschreitende Entwicklung der Bauelemente, Schaltungen und Systeme sind in fruchtbarer Weise in Wechselwirkung getreten, sodaß allerorten eifrig am einen oder anderen (oder beidem) gearbeitet wird.

Ebenso wie damals öffnen neue Bauelemente neue Perspektiven. Noch wird der überwiegende Teil der Sendeverstärker in Mobiltelefonen hybrid unter Verwendung von MESFETs gebaut. Heterobipolar-Transistoren (HBTs) haben diesen gegenüber den Vorteil deutlich kleinerer Abmessungen bei gleicher Leistung. Auch für den Einsatz in Oszillatoren sind HBTs bevorzugt geeignet, da sie ein deutlich geringeres niederfrequentes Rauschen zeigen. In jüngster Zeit konnten die prognostizierten positiven Eigenschaften der HBTs [2] demonstriert werden, und es ist zu erwarten, daß sie in Zukunft verstärkt in kommerziellen Anwendungen eingesetzt werden.

1. Einleitung

Angestrebt wird auch der Übergang von hybriden zu monolithisch integrierten Mikrowellenschaltkreisen (MMICs). Einer deutlichen Kostenreduktion in der Massenfertigung steht dabei ein deutlich größerer Aufwand bei der Schaltungsentwicklung gegenüber, da integrierte Schaltungen als Einzelstücke sehr teuer und nachträglich nicht abstimmbar sind. Der Genauigkeit der im Entwurf eingesetzten Modelle kommt daher entscheidende Bedeutung zu.

Während die HBTs Marktreife erlangt haben, hat sich noch kein Modell durchgesetzt, das in der Lage wäre, das Großsignalverhalten der HBTs bei höchsten Stromdichten zu beschreiben, wie es für die Simulation von HBTs in Leistungsstufen notwendig ist. Zwar wurden in den letzten Jahren verstärkt HBT-Großsignalmodelle vorgestellt, diese beschreiben aber gerade den Hochstrombereich nicht oder zu ungenau. So muß beim Schaltungsentwurf in der Regel noch immer auf nur bedingt geeignete Modelle zurückgegriffen werden; in kommerziellen Simulatoren sind zudem nur Si-Bioplar-Modelle verfügbar.

Die vorliegende Arbeit versucht diese Lücke zu schließen. Sie stellt damit die Schnittstelle zwischen der Entwicklung der Transistortechnologie und dem Schaltungsentwurf her. Das hier vorgestellte Modell wurde speziell im Hinblick auf den Entwurf von Leistungsverstärkern für die Mobilkommunikation entwickelt. Es umfaßt ein Kleinsignal-, Großsignal- und Rauschmodell. Besonderes Interesse gilt der Extraktion der Modellparameter, die von zentraler Bedeutung für die Anwendbarkeit des Modells ist.

Eine dem internationalen Vergleich entsprechende rasante Entwicklung nahm auch die Etablierung des HBT-Prozesses am Ferdinand-Braun-Institut, wo diese Arbeit entstanden ist. Die großen Stückzahlen, die zur Untersuchung bereit standen und die hohe Qualität der HBTs ermöglichten es, ein Modell zu entwickeln, das den Anspruch erheben kann, generell für GaAs-HBTs mit ähnlicher Technologie gültig zu sein.

Die Technologie der betrachteten HBTs wird im folgenden Kapitel genauer dargestellt. Darauf folgend ist die Bestimmung des Kleinsignal-Ersatzschaltbildes dargelegt. Dieses dient nicht nur der Modellierung des Kleinsignalverhaltens. Es bildet sowohl die Grundlage für das Rauschmodell, das im vierten Kapitel vorgestellt ist, wie es auch eine wichtige Datenbasis zur Entwicklung des Großsignalmodells liefert. Dieses ist im fünften Kapitel dargestellt und bildet das Herzstück dieser Arbeit. Nach der Beschreibung des Modells für einen einzelnen Transistor wird das skalierte Groß– und Kleinsignalmodell vorgestellt, das die Beschreibung von Transistoren verschiedener Größen mit einem einzigen Modell erlaubt und so das vorher beschriebene Modell verallgemeinert. Abschließend wird das Modell genutzt um das Leistungsverhalten der HBTs zu simulieren. Das Modell wird dabei durch Messungen verifiziert, während analysiert wird, wie sich Ausgangsleistung und Wirkungsgrad durch geeignete Beschaltung optimieren lassen. 1. Einleitung

KAPITEL 2

Der HBT

2.1. Funktionsprinzip

Die Funktion eines bipolaren npn-Transistors basiert darauf, daß mittels des in Flußrichtung gepolten Emitter-Basis-np-Übergangs Elektronen in die Basis injiziert werden. Da die Basis sehr viel schmaler als die Diffusionslänge ist, diffundiert ein Großteil der Elektronen in den gesperrt gepolten Basis-Kollektor-pn-Übergang und wird durch das Feld zum Kollektor hin beschleunigt. Als Stromverstärkung $\beta = I_c/I_b$ wird das Verhältnis des Kollektorstroms zum Basisstrom definiert.

Großen Einfluß auf die Verstärkung β und $\alpha = I_c/I_e$ hat die Emittereffizienz γ . Diese gibt das Verhältnis von Elektronen zu Löchern beim Emitterstrom an. Die von der Basis in den Emitter injizierten Löcher tragen nicht zur Verstärkung bei, sondern erhöhen den Basisstrom. Die Idee, die zur Entwicklung von HBTs geführt hat, besteht darin, durch einen Heteroübergang zwischen Basis und Emitter einen Sprung im Valenzband zu erzeugen, der als Barriere für Löcher wirkt. In seiner grundlegenden Untersuchung hat Kroemer [3] für idealisierte Bedingungen abgeleitet, daß sich der Sprung im Valenzband ΔE_v exponentiell auf die Verstärkung auswirkt:

(1)
$$\beta\big|_{I_{\rm rB}=0} = \frac{N_{DE}W_E D_{\rm nB}}{N_{AB}W_B D_{\rm pE}} \cdot e^{\Delta E_v/(kT)}$$

für den Fall, daß Donatoren im Emitter N_{DE} und Akzeptoren in der Basis N_{AB} vollständig ionisiert sind. W_E und W_B sind Emitter– und Basisweite, und D_{nB} und D_{pE} sind die Diffusionskonstanten der Elektronen in der Basis und der Löcher im Emitter.

In einem herkömmlichen bipolaren Transistor ohne Heteroübergang $(\Delta E_v = 0)$ ist die Emittereffizienz durch den Bruch gegeben; die Dotierungen in der Basis und im Emitter nehmen maßgeblich Einfluß auf die Verstärkung. Durch den den Sprung im Valenzband beschreibenden Exponentialterm erhält man einen zusätzlichen Freiheitsgrad. Es ist möglich, Basis- und Emitterdotierung weitestgehend frei zu wählen. wenn der Term $e^{\Delta E_v/(kT)}$ groß genug ist. Dann kann das elektrische Verhalten verbessert werden, indem die Basisdotierung möglichst hoch gewählt wird. Dadurch sinkt der Schichtwiderstand, der einen Teil des Basiswiderstands ausmacht, und die Basisschicht kann dünner werden. Ein verminderter parasitärer Basiswiderstand verbessert das elektrische und das Rauschverhalten, während eine dünnere Basis zu kürzeren Basislaufzeiten und damit zu höheren Transitfrequenzen führt. Gleichzeitig können Hochstrom-Effekte in der Basis mit ihren Auswirkungen auf die Verstärkung (Webstereffekt [4]) vermieden werden. Gleiches gilt für die Modulation der Basisweite durch die Basis-Kollektor-Raumladungszone (Earlyeffekt [5]), die nicht mehr ins Gewicht fällt. Wird der Kollektor niedrig dotiert, so breitet sich die Raumladungszone weit in den Kollektor hinein aus, was die Basis-Kollektor-Kapazität vermindert und entsprechend die Hochfrequenzeigenschaften verbessert und die Durchbruchspannung erhöht. Gleichzeitig steigt aber der Kollektorwiderstand und die Kollektorlaufzeit. Hochstrominjektion in den schwach dotierten Kollektor vermindert die Transitfrequenz (Kirkeffekt [6, 7]) und verschlechtert die Intermodulationseigenschaften [8].

Durch die notwendigen Epitaxieschichten ist ein vertikaler Transistoraufbau vorgegeben (vgl. Skizze Abb. 2.1 S. 7). Während die untersuchten HBTs alle einen oben liegenden Emitter aufweisen, ist gezeigt worden, daß die Umkehrung der Schichtenfolge eine Verminderung der Basis-Kollektor-Kapazität und dem entsprechend verbesserte Hochfrequenzeigenschaften bringen kann [9, 10]. Dies wird allerdings mit einer deutlich komplizierteren Technologie erkauft, und ist daher nur bei Anwendungen bei höchsten Frequenzen interessant.

Die untersuchten HBTs weisen nur einen Heteroübergang auf. Ein zweiter Heteroübergang zwischen Basis und Kollektor entsteht, wenn für den Kollektor ein Material mit höherem Bandabstand als GaAs gewählt wird, um die Durchbruchspannung zu erhöhen [11, 12].

Da die untersuchten HBTs für den Einsatz in der Mobilkommunikation gedacht sind, ist das Frequenzband wie auch die Batterie-Spannung vorgegeben. Sie sind für einen Betrieb bei hohen Stromdichten, aber relativ kleinen Frequenzen (um $2 \,\mathrm{GHz}$) und kleinen Versorgungsspannungen $(3 \,\mathrm{V})$ optimiert.

2.2. Technologie der untersuchten HBTs

Das vorgestellte Modell wurde für npn-HBTs im Mesa-Aufbau auf GaAs-Substrat mit oben liegendem Emitter entwickelt. Da die Prozeßentwicklung am FBH der Modellentwicklung parallel lief, stand eine große Anzahl an Transistoren unterschiedlicher Schichtfolgen und variierter Prozesse zur Verfügung [13]–[18]. Unterschiede und Gemeinsamkeiten der verschiedenen Variationen sollen nun skizziert werden.



ABBILDUNG 2.1. Skizze eines Mehrfinger-HBTs

Die in Abb. 2.1 dargestellte Mesastruktur ist dadurch vorgegeben, daß die Schichtenfolge Subkollektor – Kollektor – Basis – Emitter – Emittercap auf semiisolierendem GaAs-Substrat aufgewachsen wird. Bis auf die Basis, die p^+ -dotiert ist, sind alle Schichten *n*-dotiert. Die stark dotierten Subkollektor– und Emittercap-Schichten dienen der Kontaktierung des eigentlichen Transistors. Zwischen Basis und Emitter liegt der Heteroübergang, der dadurch entsteht, daß AlGaAs oder GaInP als Emittermaterial verwendet wird, die beide einen größeren Bandabstand als das GaAs der Basis aufweisen.

Die Verbindung des HBTs mit der koplanaren Schaltungsumgebung erfolgt mit Luftbrücken (Abb. 2.2). Isolation der Transistoren gegen den



ABBILDUNG 2.2. REM-Aufnahme einer HBT Leistungszelle in koplanarer Umgebung ohne Thermal Shunt.

Rest der Scheibe kann durch Isolationsimplantation oder durch Ätzen bis auf das semiisolierende Substrat erreicht werden.

Leistungs-HBTs für den Mikrowellenbereich werden durch Parallelschaltung mehrerer kleinerer HBTs gebildet, um inhomogenem Stromfluß vorzubeugen. Als hochfrequenztechnisch besonders günstig hat sich das Layout erwiesen, bei dem alle Emitterfinger parallel nebeneinander liegen, wie in Abb. 2.1 und 2.2 dargestellt. Wie später im Kapitel zur Skalierung des Modells dargestellt wird, können derartige Transistoren mit bis zu zehn Fingern bis zur Transitfrequenz bis zu einer gewissen Leistungsdichte elektrisch als konzentrierte Elemente betrachtet werden.

Gleichwohl führt die in Wärme umgesetzte Verlustleistung im Betrieb zu unterschiedlicher Selbsterwärmung der einzelnen Emitterfinger, da innen gelegene Zellen ihre Wärme schlechter abführen können als außen liegende. Die Folge ist eine Stromkonzentration in den wärmeren Zellen, die sich dadurch wiederum weiter erwärmen, was letztendlich zu



ABBILDUNG 2.3. REM-Aufnahme dreier Emitterfinger, verbunden durch einen Thermal Shunt von ca. 20 μ m Dicke.

einem thermisch bedingten Zusammenbrechen der Verstärkung¹ führt [**19**]. Diesem Effekt kann begegnet werden, indem entweder dicke Goldluftbrücken für eine gleichmäßige Wärmeverteilung sorgen ("Thermal Shunt", Abb. 2.3) oder die einzelnen Finger mit Hilfe eines Widerstandes am Emitter per Stromgegenkopplung stabilisiert werden ("Emitter Ballasting"). Beide Methoden wurden bei den betrachteten HBTs angewendet.

2.3. Zur Lebensdauer der HBTs

Da HBTs neu entwickelte Bauelemente sind, die bei hohen Leistungsdichten arbeiten sollen und sich dabei stark erwärmen können, stellt sich die Frage der Lebensdauer in besonderem Maße.

Von Alterungserscheinungen sind sowohl die Kontaktmetallisierungen, wie auch die Oberflächen und die Schichten selbst betroffen [**20**]. Die Degradation von HBTs kann in drei Bereiche aufgeteilt werden [**21**]. Verschiedene Theorien verbinden diese typischen phänomenologischen

¹Dieser Effekt ist in 5.2.3 auf S. 67, wo die Auswirkung der Selbsterwärmung auf das Gleichstromverhalten dargestellt wird, genauer erklärt.

Beobachtungen mit Vorgängen im Halbleiter, wobei nicht aus den Augen verloren werden soll, daß die Erkenntnis auf diesem Gebiet noch sehr bruchstückhaft ist.

In den ersten Stunden ist ein Einbrennen zu beobachten, das mit der Existenz von Wasserstoff in der Basis in Verbindung gebracht wird [22]–[26]. Ein Erklärungsmodell ist, daß der Wasserstoff, der zunächst die Kohlenstoff-Dotierung in der Basis passiviert, thermisch und durch den Stromfluß aus den Bindungen gelöst wird und aus dem aktiven Teil des Transistors in die Basis-Emitter-Raumladungszone [26] oder an die äußere Basis-Oberfläche [25] diffundiert. Dort können Störstellen passiviert werden, was die Verstärkung erhöht. Andererseits wird auch vermutet, daß Wasserstoff-Rekombinationszentren in der Basis durch Stromfluß zerstört werden [23]. In einem zweiten Bereich tritt eine graduelle Alterung ein, u.U. durch Bildung nichtstrahlender Rekombinationszentren hervorgerufen [27, 28]. Zum Schluß kann schnelle Degradation eintreten, die durch Oberflächeneffekte, Kristalldefekte oder Anhäufungen von Rekombinationszentren [25, 27, 28] bedingt sein kann.

Die meßtechnische Untersuchung der Degradation der HBTs sollte das Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen und chemischen Vorgänge ermöglichen. Zugleich ist es wichtig, bei der Alterung die Bedingungen zu simulieren, unter denen der HBT in einer realen Schaltung betrieben wird. Zuletzt sollte der Test schnell gehen. Wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt, können sowohl hohe Temperaturen wie auch hohe Ströme die Degradation auslösen. Die Stromabhängigkeit kann mit Hilfe gepulster Messungen bestimmt werden [29, 30], bei denen sich der HBT nicht erwärmt. Wird nicht gepulst gemessen, so muß aus mehreren Messungen bei verschiedenen Stromdichten und Temperaturen auf die jeweils auslösenden Faktoren geschlossen werden. In der Praxis schließen sich die Forderungen nach einer schnellen Meßmethode, die zugleich den normalen Betrieb eines HBTs in einer Schaltung simuliert, aus. Um die Untersuchung in absehbarer Zeit durchführen zu können, werden daher beschleunigte Streßtests bei erhöhter Temperatur resp. höheren Strömen und/oder Spannungen als im Normalbetrieb durchgeführt. Voraussetzung dafür ist, daß jeweils die gleichen Degradationsmechanismen greifen. Durch Extrapolation kann dann die zu erwartende Lebensdauer im normalen Betriebsfall bestimmt werden. Jede



ABBILDUNG 2.4. Bestimmung der Lebensdauer von $3 \cdot 30 \,\mu\text{m}^2$ HBTs bei $J_c = 100 \text{ kA/cm}^2$, $U_{ce} = 3 \text{ V}$, $T_a = 70 \dots 125^{\circ}\text{C}$. Stromverstärkung β als Funktion der Zeit.

Meßmethode hat ihre Vor- und Nachteile. Vorteile der genannten gepulsten Meßmethode [**29**, **30**] ist ihre kurze Dauer und die Möglichkeit, den Einfluß des Stromes bei konstanter Temperatur zu bestimmen. Zudem kann man den Streß auf den inneren HBT beschränken und damit die Degradation der äußeren Basis von der des übrigen HBTs abtrennen. Auf der anderen Seite jedoch ist eine Extrapolation der zu erwartenden Lebensdauer im Normalbetriebsfall nicht leicht möglich. Wird der Transistor im Vorwärtsbetrieb bei DC gestreßt, so ist diese Extrapolation hingegen einfach. Allerdings nehmen diese Messungen weitaus mehr Zeit in Anspruch und Strom- und Temperatur-Streß treten grundsätzlich immer zugleich auf und sind nicht immer leicht zu trennen.

Die Lebensdauer der voliegenden HBTs wurde bei hoher Stromdichte von $J_c = 100 \text{ kA/cm}^2$ und erhöhter Temperatur untersucht [**31, 32**], sodaß die Alterung beschleunigt wird. Die Temperatur im Inneren des



ABBILDUNG 2.5. Bestimmung der Lebensdauer von $3 \cdot 30 \,\mu\text{m}^2$ HBTs bei $J_c = 100 \text{ kA/cm}^2$, $U_{ce} = 3 \text{ V}$, $T_a = 70,100,125^{\circ}\text{C}$. Extrapolation der Lebensdauer ("Mean Time To Failure" MTTF) bei $T_j = 125^{\circ}\text{C}$ ergibt 2,6·10⁶ h (≈ 300 Jahre).

HBT T_j wird dabei aus dem thermischen Widerstand, der Verlustleistung und der Umgebungstemperatur T_a berechnet.²

Nach einem kurzen Einbrennen zeigen die HBTs über einen langen Zeitraum nur eine geringe Verschlechterung der Stromverstärkung, bis der Transistor innerhalb weniger Stunden degradiert (Abb. 2.4). Als Degradation wird der Abfall der Stromverstärkung auf ca. 25% definiert. Der letzte Effekt, der die Lebensdauer bestimmt, ist stark temperaturabhängig. Es ergibt sich eine Aktivierungsenergie von $E_A =$ 1,34 eV, und eine nach dem Arrheniusgesetz extrapolierte Lebensdauer von 2,6 · 10⁶ Stunden bei einer Sperrschichttemperatur $T_j = 125$ °C (Abb. 2.5). Dieser Wert ist vergleichbar mit den in [**21**] bei 500 HBTs von 30 Scheiben bestimmten Werten von 1,1...1,4 eV.

 $^{^2\}mathrm{Die}$ Berechnung der Temperaturen und die Bestimmung des thermischen Widerstands wird in 5.2 auf S. 60 dargestellt.



ABBILDUNG 2.6. S-Parameter eines neuen und eines degradierten $3 \cdot 30 \mu \text{m}^2$ HBTs, $f = 150 \text{ MHz} \dots 60 \text{ GHz}$ bei $U_{ce} = 3 V$, $I_c = 25 \text{ mA}$. Symbole: Messung, Linien: Modell.



ABBILDUNG 2.7. Stromverstärkung β , Vergleich neuer und degradierter $3 \cdot 30 \mu m^2$ HBTs.

Die Bestimmung von Kleinsignal-Ersatzschaltbildern aus S-Parametern von degradierten und neuen HBTs ergibt, daß die ohmschen Kontakte keinen Einfluß auf die Lebensdauer haben. Während sich die Kontaktwiderstände kaum ändern, sinkt die Stromverstärkung β von 90– 100 auf 10–30 ab (Abb. 2.6–2.8). Alle übrigen Ersatzschaltbildelemente bleiben unverändert, mit Ausnahme des Basis-Emitterwiderstands



ABBILDUNG 2.8. Äußere Widerstände, Vergleich neuer (Testfelder 15/21 und 18/21) und degradierter $3 \cdot 30 \mu m^2$ HBTs.

 $R_{be}\approx U_{th}/(n_e\,I_e)$ der leicht abnimmt, was auf einen Anstieg des Idea-litätsfaktors n_e deutet.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die vorliegenden HBTs nach einer kurzen Zeit des Einbrennens sehr stabile Parameter aufweisen und sehr hohe Lebensdauern erwarten lassen.

2.4. Besonderheiten des elektrischen Verhaltens von HBTs

Wenn ein neues Transistormodell vorgestellt wird, steht die Frage im Raum, welche Vorteile dieses Modell gegenüber bestehenden Modellen hat. Ist etwas ganz neues wirklich notwendig, oder können die untersuchten Transistoren nicht auch mit gängigen Modellen beschrieben werden?

Dieser Abschnitt soll darauf Antwort geben, indem Unterschiede im elektrothermischen Verhalten zwischen HBTs und BJTs und zwischen GaAs-HBTs und Si/SiGe-HBTs beschrieben werden. Das begründet zunächst die Notwendigkeit eines eigenen Modells für HBTs. Die Abgrenzung des in dieser Arbeit entwickelten Modells gegen bereits publizierte Modelle erfolgt dann am konkreten Beispiel in den Kapiteln, in denen das Modell en détail beschrieben wird. Durch die verwendete Technologie und durch Materialeigenschaften der Schichten unterscheiden sich die betrachteten HBTs von Si-BJTs und Si/SiGe-HBTs. Diese Unterschiede sind im wesentlichen:

- Die Ausführung der HBTs als Mesa-Transistoren auf semiisolierendem Substrat verhindert parasitäre Substrateffekte (wie z.B. die Ausbildung eines parasitären Transistors), die bei planaren BJTs berücksichtigt werden müssen [33].
- 2. Durch die Mesastruktur besteht eine parasitäre Basis-Kollektor-Diode unterhalb des Basiskontakts.
- 3. Durch die um den Faktor drei schlechtere thermische Leitfähigkeit des GaAs gegenüber dem Si spielt die Selbsterwärmung in GaAs-HBTs eine große Rolle.
- Es tritt aufgrund der großen Elektronenbeweglichkeit im GaAs keine Quasisättigung [34] bei hohen Stromdichten und kleinen Spannungen auf.
- 5. Der Basis-Emitter-Heteroübergang ermöglicht es, die Basisdotierung sehr viel höher zu wählen ohne den Emitterwirkungsgrad merklich zu senken. Dies hat zwei Folgen: Hochstrominjektion in die Basis (Webstereffekt [4]), bei BJTs ein limitierender Faktor, kann vernachlässigt werden. Gleiches gilt für den Earlyeffekt [5], der durch die Modulation der Basisweite durch die Basis-Kollektor-Raumladungszone entsteht. Stattdessen ist der Kirkeffekt [6, 7] stark ausgeprägt, der durch Hochstrominjektion in den schwach dotierten Kollektor ausgelöst wird.
- 6. Die Idealitätsfaktoren der Basis-Emitter-Diode sind bei HBTs in der Regel größer eins. Parasitäre Basisströme spielen eine größere Rolle als bei BJTs. Dieser Effekt stellt aber kein prinzipielles Problem von HBTs dar, vielmehr ist er schwächer ausgeprägt, je besser die Epitaxie und je ausgereifter die Technologie ist.
- 7. Durch die sehr geringe Basisweite gewinnt die Laufzeit durch die vergleichsweise große Basis-Kollektor-Raumladungszone an Gewicht.

2.4.1. Forderungen an das HBT-Modell. Aus dieser Aufzählung ergeben sich die folgenden Forderungen an das HBT-Modell:

1. Die **Selbsterwärmung** muß berücksichtigt werden. Sie beeinflußt DC- und HF-Verhalten gleichermaßen.

- 2. Hochstrom-Injektion in den Kollektor muß modelliert werden, da der Kirkeffekt die HF-Eigenschaften bei hohen Kollektorströmen maßgeblich verschlechtert. Aber auch im Bereich kleiner und mittlerer Ströme ist eine Modulation der Laufzeiten und Kapazitäten zu beobachten.
- 3. **Parasitäre Anteile des Basisstroms**, die zu einer Verminderung der Verstärkung beitragen und arbeitspunktabhängig sind, müssen genau modelliert werden, da sie den Arbeitspunkt bestimmen können.

2.5. HBT-Modelle

Es lassen sich grob drei Arten von HBT-Modellen unterscheiden:

- Physikalische numerische Modelle: Als solche werden hier diejenigen Modelle bezeichnet, denen die numerische Lösung der die physikalischen Eigenschaften bestimmenden Differentialgleichungen zugrunde liegt [35]. Zusätzlich zu Drift-Diffusions- oder hydrodynamischen Gleichungen kann die Selbsterwärmung berücksichtigt werden [36, 37]. Diese zwei- oder dreidimensionalen Modelle bieten Einblick in die Physik der HBTs. Mit ihrer Hilfe ist es daher z.B. möglich, Schichtstruktur und Layout zu optimieren oder die Funktionsweise eines HBTs zu erklären. Die Komplexität des zu lösenden Gleichungssystems schränkt allerdings die Möglichkeiten ein; in der Regel bleiben die Berechnungen auf die Bestimmung des Arbeitspunktes beschränkt, Hochfrequenzeigenschaften können nur bei Kleinsignal-Aussteuerung untersucht werden.
- Analytische Modelle: Diese Modelle bauen auf einem Ersatzschaltbild auf. Die Strom-, Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der einzelnen Elemente wird durch analytische physikalisch basierte Funktionen genähert. Im Gegensatz zu physikalischnumerischen Modellen steht nicht die "mikroskopische" Untersuchung der einzelnen physikalischen Effekte, sondern das elektrische Verhalten der äußeren Anschlüsse im Vordergrund. Die dem elektrischen Verhalten zugrunde liegenden physikalischen Effekte werden in ihrer Gesamtheit modelliert. Dieser numerisch

kompakte Ansatz erlaubt die schnelle und numerisch stabile Simulation komplexer Schaltungen bei Großsignal–Hochfrequenz-Aussteuerung. Die klassischen Modelle für den Schaltungsentwurf von Gummel und Poon [**38**] und Ebers und Moll [**39**] z.B. sind dieser Sparte zuzurechnen.

Tabellenbasierte Modelle: Diese Modelle bauen u.U. auch auf einem Ersatzschaltbild auf, die Elementwerte werden jedoch nicht durch Funktionen genähert, sondern in Tabellenform abgespeichert. Ein einfaches Tabellenmodell für den linearen Fall besteht aus einem gemessenen S-Parameter-Datensatz. Diese Modelle stellen das höchste Abstraktionsniveau dar, da nur die Topologie des Ersatzschaltbildes vorausgesetzt wird. Ob das Modell dann aber z.B. einen HBT oder einen HFET beschreibt, hängt nur noch vom Inhalt der Tabellen ab.

Jeder der drei Ansätze hat seine Vor- und Nachteile.

Die physikalischen numerischen Modelle bieten die größte Information über die entworfenen HBTs, was auf der anderen Seite mit großem rechnerischem Aufwand erkauft wird. Zudem kann es zu numerischen Schwierigkeiten bei der Lösung der komplexen Gleichungssysteme kommen, insbesondere bei HF-Großsignal-Aussteuerung. Neben diesen Begrenzungen erfordert die numerische Berechnung der HBTs intime Kenntnis der jeweiligen Technologie. Diese steht beim Schaltungsentwurf aber nicht unbedingt zur Verfügung, zumal, wenn die Transistoren gekauft wurden. Auch die vielen physikalischen Parameter, auf denen die Simulation basiert, sind im einzelnen nicht direkt bestimmbar, was zu einer gewissen Beliebigkeit der Simulation führt. Aufgrund der genannten Einschränkungen werden physikalische Modelle nicht beim Schaltungsentwurf eingesetzt. Allerdings wird daran gearbeitet, diese Schwierigkeiten zu überwinden [36], wenn auch in diesem Fall für FETs. Die weitere Vergrößerung der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung wird diese Entwicklung unterstützen.

Der klare Vorteil der tabellenbasierten Modelle liegt darin, daß eine exakte Modellierung der elektrischen Eigenschaften ohne genaues Verständnis der Physik des Bauelements möglich ist.³ Dies ist aber dann

³So wies D. Root, der FET-Tabellenmodelle für HP-EEsof entwickelt, auf dem MTT-Symposium 1999 in Anaheim darauf hin, daß es möglich ist, gut funktionierende und zuverlässige Bauelemente herzustellen und zu verkaufen, lange bevor man die

ein Nachteil, wenn die Funktion des Bauelements nicht nur nachgebildet, sondern auch physikalisch verstanden werden soll. Ein zusätzlicher Nachteil liegt darin, daß nur Zustände simuliert werden können, die vorher gemessen wurden, eine Extrapolation ist nicht möglich. Dies ist z.B. problematisch, wenn im nichtlinearen Fall Harmonische außerhalb des gemessenen Bandes auftreten, oder wenn die Trajektorie bei Großsignal-Aussteuerung Bereiche durchläuft, die statisch nicht gemessen werden können, ohne den HBT zu zerstören. Auch können numerische Schwierigkeiten auftreten, wenn ein Simulator auf der iterativen Suche nach einer Lösung in Bereichen rechnet, die außerhalb der Tabellen liegen.

Die kompakteste Methode der Modellierung besteht darin, das elektrische Verhalten des Transistors durch analytische Formeln zu beschreiben. Der Speicherplatz- und Rechenaufwand ist deutlich geringer als bei den beiden anderen Methoden. Wenn wie im vorliegenden Fall das nichtlineare Verhalten des HBTs bei großen Signal-Amplituden bestimmt werden soll, gleichzeitig aber die zugrunde liegenden physikalischen Eigenschaften zu analysieren sind, so ist dies das Modell der Wahl. Da die Modellparameter physikalisch relevant sind und aus Messungen bestimmt werden, kann dieses Modell zudem genutzt werden, um Rückschlüsse auf die aktuelle Technologie zu ziehen.

2.6. Ersatzschaltbilder für HBTs

Das Ersatzschaltbild, das Grundlage für die Modellierung ist, soll hier aus der Topologie der HBTs abgeleitet werden. Es ist somit gültig für alle Mesa-HBTs mit obenliegendem Emitter.

Unterschieden wird in Großsignal- und Kleinsignal-Ersatzschaltbild. Das Großsignal-Modell beschreibt allgemein die Abhängigkeit der Ströme und Ladungen im HBT von den Spannungen und der Temperatur. Bei kleinen Signalamplituden kann das Modell im Arbeitspunkt linearisiert werden, und man erhält das Kleinsignal-Modell. Dieses ist arbeitspuktabhängig und enthält die Ableitungen der Ströme und Ladungen, also Leitwerte, Kapazitäten und Kleinsignal-Stromquellen. Beide Modelle haben die gleiche Ersatzschaltbild-Topologie.

zugrundeliegende Physik verstanden hat, und brachte es auf die Formel "The device knows best": Niemand weiß so genau, was in ihm vorgeht wie der Transistor selbst.



ABBILDUNG 2.9. Schnittbild eines HBT mit einbeschriebenem Kleinsignalersatzschaltbild (nicht maßstäblich).



ABBILDUNG 2.10. Kleinsignalersatzschaltbild des HBT.

Unterschieden wird auch in inneres und äußeres Ersatzschaltbild. Dabei wird zum inneren Ersatzschaltbild all das gezählt, was arbeitspunktabhängig ist und zum eigentlichen HBT gehört. Das äußere Ersatzschaltbild beschreibt die Zuleitungen, die Kontaktwiderstände, und alles, was zwischen der Meßebene und dem eigentlichen Transistor liegt, und nicht vom Arbeitspunkt abhängt. Der äußere Teil des Ersatzschaltbildes ist dementsprechend für das Groß– und Kleinsignal-Ersatzschaltbild identisch. Seine Elemente werden auch als parasitäre Elemente bezeichnet.

In dieser Arbeit wird ein Teil des inneren HBTs als aktiver HBT bezeichnet. Dies soll der Tatsache Rechnung tragen, daß die parasitäre Basis-Kollektor-Diode nach der vorangegangenen Definition zum inneren HBT gehört, im normalen Vorwärtsbetrieb aber gesperrt gepolt ist und nicht vom Emitter-Kollektor-Strom durchflossen wird. Diese Unterscheidung wurde in Hinblick auf die Skalierung des Modells vorgenommen.

2.6.1. Kleinsignal T-Ersatzschaltbild. In Abb. 2.9 ist das Ersatzschaltbild in ein Schnittbild eines HBTs eingezeichnet. Der aktive Teil des Transistors liegt unterhalb des Emitters. Die beiden pn-Übergänge werden durch RC-Glieder nachgebildet. Eine gesteuerte Stromquelle beschreibt die Verstärkungseigenschaft des Transistors.

Aufgrund des Mesaaufbaus existiert eine parasitäre Diode zwischen Basis und Kollektor. Diese ist im aktiven Betrieb gesperrt gepolt und kann durch eine Kapazität C_{ex} beschrieben werden. Ein zusätzlicher Basiswiderstand R_{b2} muß eingeführt werden, der den Widerstand der Basisschicht zwischen Basiskontakt und aktivem Transistor beschreibt.

Dieses Ersatzschaltbild ist in Abb. 2.10 innerhalb des gestrichelten Kastens dargestellt. Es ist zu bemerken, daß es sich aufgrund der parasitären Kapazität C_{ex} nicht um eine reine T-Schaltung, sondern um eine überbrückte T-Schaltung handelt.

Die äußeren Induktivitäten und Kapazitäten modellieren die Zuleitungen. Es handelt sich um ein konzentriertes Leitungsersatzschaltbild, das im Fall der untersuchten HBTs eine koplanare Testumgebung beschreibt. Die Widerstände beschreiben im wesentlichen die Kontaktwiderstände, die Widerstände der Zuleitungen gehen darin auf, da sie sehr viel kleiner sind.

2.6.2. Großsignal II-Ersatzschaltbild. Obwohl das T-Ersatzschaltbild näher an der Physik ist, wird das nichtlineare Modell traditionsgemäß in II-Topologie entworfen. Die Umrechnung von der einen in die andere Topologie ist im Anhang auf S. 121 dargestellt. Der Hauptunterschied zwischen innerem Kleinsignal– und Großsignal-Ersatzschaltbild besteht darin, daß die einzelnen Elemente nun arbeitspunkt– und temperaturabhängig modelliert werden. Das äußere Ersatzschaltbild bleibt demgegenüber definitionsgemäß unverändert.

Das dem Großsignalmodell zugrundeliegende $\Pi\mathchar`$ Ersatzschaltbild ist ausführlich auf S. 58ff. erklärt.

2. Der HBT

KAPITEL 3

Bestimmung des Kleinsignal-Ersatzschaltbildes

Die zuverlässige Bestimmung der Elemente des arbeitspunktabhängigen Kleinsignalersatzschaltbildes ist die Grundlage jeder Modellierung. Darüberhinaus kann, freilich nur in gewissem Maße, auch auf die Technologie rückgeschlossen werden. Letzteres zum einen zur statistischen Kontrolle der Technologie, zum anderen kann das Wissen um die Abhängigkeit der Ersatzschaltbildelemente von technologischen Parametern zur Optimierung der Transistoren eingesetzt werden.

Zur Zeit wird das Thema in der Fachwelt rege diskutiert, was an der Anzahl der im folgenden diskutierten Publikationen zu erkennen ist.

Obwohl die Parameter-Extraktion durch numerische Optimierung erfolgen kann, ist ein analytisches Verfahren vorzuziehen, da eine Optimierung der bis zu 18 Unbekannten nicht nur viel Rechenzeit in Anspruch nimmt, sondern auch nicht sicher zu einer physikalisch sinnvollen Lösung führen muß.

Als besondere Schwierigkeit bei der Extraktion im Vergleich zu FETs erweist sich die Topologie der HBTs, die als Mesa-Transistoren ausgeführt werden. Wie im vorangegangenen Kapitel dargestellt, führt dies automatisch zu einer parasitären Diode zwischen Basis und Kollektor und zu einem zusätzlichen Basiswiderstand. Der innere Transistor kann daher nicht durch das übliche T– oder Π-Ersatzschaltbild beschrieben werden, sondern nur durch ein überbrücktes T– oder Π-Ersatzschaltbild (Abb. 2.10, S. 19), dessen Zweitor-Parameter sich nicht direkt analytisch nach den Ersatzschaltbildelementen auflösen lassen. Dieser Umstand erschwert die direkte nichtiterative Berechnung der Parameter.

3.1. Bisherige Lösungsansätze

Das Problem der Extraktion stellt sich zunächst als Problem der Reduktion der Unbekannten dar. Kann man z.B. die sechs äußeren Elemente gesondert bestimmen, so verbleiben nur noch die acht bis neun Unbekannten des inneren HBT. Mit einem geeigneten Algorithmus wären diese dann zu berechnen. Dies entspräche dem de facto Standard-Algorithmus für die Bestimmung von FETs, wie ihn Dambrine u.a. vorgestellt haben [40].

Die ersten Algorithmen basierten auf einer Bestimmung der parasitären Elemente aus Messungen von teilweise aufwendigen Teststrukturen. Die inneren Elemente können anschließend analytisch bestimmt werden [41], oder es werden zusätzlich Messungen in speziellen Arbeitspunkten vorgenommen, um einzelne Elemente zu bestimmen. Die verbleibenden Unbekannten werden dann analytisch [42] oder numerisch [43] bestimmt. Problematisch bei einem solchen Verfahren ist nicht nur der Aufwand, der zur Herstellung und Messung der Teststrukturen getrieben werden muß, sondern auch, daß die Teststrukturen den äußeren HBT immer nur ungefähr nachbilden.

Einige Verfahren verzichten zwar weitgehend oder ganz auf Teststrukturen, setzen aber voraus, daß $C_{ex} \ll C_{bc}$ gilt [**42**, **44**, **45**]. Dies ist insbesondere der Fall, wenn C_{ex} aus Messungen bestimmt wird, bei denen keine Versorgungsspannung an den HBT angelegt wird [**42**, **44**]. In diesem Fall darf C_{ex} auch nur wenig vom Arbeitspunkt abhängen.

Besser sind Verfahren, die die äußeren Elemente aus Messungen im gesperrten Zustand $(U_{be} = U_{bc} < 0 V)$ und Messungen mit leerlaufendem Kollektor $(I_b = -I_e)$ bestimmen und die Parameter des gesamten inneren HBT analytisch berechnen [46]–[51]. Es ist jedoch zu beobachten, daß der Algorithmus für die inneren Elemente nur dann stabil arbeitet, wenn die Anzahl der Umrechnungen der gemessenen Parameter und die Benutzung der Extraktions-Ergebnisse für die weitere Berechnung auf ein Minimum reduziert wird.

Dieser Umstand wird auch darin deutlich, daß in jüngerer Zeit verstärkt Algorithmen vorgestellt werden, die auf numerische Optimierung zurückgreifen [52]–[56].

3.2. Analytische Bestimmung der Ersatzschaltbilder

In dieser Arbeit hat ein Algorithmus Verwendung gefunden, der eine analytische Berechnung der Ersatzschaltbildelemente zuläßt [57, 58]. Dazu werden zunächst die äußeren Elemente aus Sondermessungen bestimmt, wie es in [43, 46, 54] dargestellt ist. Anschließend werden die inneren Parameter aus linearen Gleichungen, z.T. mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate, berechnet. Das Verfahren ist dadurch sehr schnell und liefert eine eindeutige Lösung.

3.2.1. Extraktion der äußeren Elemente.

3.2.1.1. Extraktion der äußeren Kapazitäten. Um die äußeren Kapazitäten zu bestimmen, kann man sich die Spannungsabhängigkeit der Sperrschichtkapazitäten der pn-Übergänge zunutze machen. Hierzu werden beide pn-Übergänge gesperrt gepolt $(U_{be} = U_{bc} < 0V)$. Das Ersatzschaltbild vereinfacht sich dadurch insbesondere für niedrige Frequenzen stark (vgl. Abb. 3.1).



ABBILDUNG 3.1. Vereinfachtes Ersatzschaltbild des HBT im gesperrten Zustand.

Es ergeben sich als Bestimmungsgleichungen für die Kapazitäten:

(2)
$$C_{pb} + C'_{be} \approx \operatorname{Im}(Y_{11} + Y_{12})/\omega$$

(3)
$$C_q + C'_{bc} \approx -\mathrm{Im}(Y_{12})/\omega$$

 $C_{pc} \approx \operatorname{Im}(Y_{22} + Y_{12})/\omega$ $C_{pc} \approx \operatorname{Im}(Y_{22} + Y_{12})/\omega$ (4)

Die Kapazitäten C'_{be} und C'_{bc} der inneren pn-Übergänge hängen von der angelegten Sperrspannung $U_{\rm sperr}$ ab:

$$C \sim A \sqrt{\frac{q\epsilon}{2} \frac{N_D N_A}{N_D + N_A}} \sqrt{\frac{1}{U_{\text{sperr}} + \phi}},$$

mit der Fläche A, der Elektronenladung q, den Dotierungsdichten N_A und N_D und der Diffusionsspannung ϕ .

Die gemessene Kapazität ist also antiproportional zu $\sqrt{U_{\text{sperr}} + \phi}$. Durch Extrapolation $U_{\text{sperr}} \to \infty$ können die äußeren Kapazitäten bestimmt werden.

(5)
$$C_{pb} \approx \lim_{U_{bc} \to \infty} \operatorname{Im}(Y_{11} + Y_{12})/\omega$$

(6)
$$C_q \approx \lim_{U_{bc} \to \infty} -\mathrm{Im}(Y_{12})/\omega$$

(7)
$$C_{pc} \approx \operatorname{Im}(Y_{22} + Y_{12})/\omega$$

Abb. 3.2 zeigt einen typischen Verlauf der Kapazitäten über der Spannung. Es ist deutlich zu sehen, daß C_{pc} gut zu bestimmen ist und auch erwartungsgemäß nicht von der Spannung abhängt, während $C_{pb} + C'_{be}$ eine Sättigung zeigt. Zudem muß die Extrapolation über einen weiten Bereich vorgenommen werden, da im meßbaren Spannungs-Bereich die inneren Kapazitäten noch bei weitem überwiegen. Dies stellt auf der einen Seite eine Schwierigkeit für die Extraktion der Werte dar, ist auf der anderen Seite aber ein Indiz dafür, daß die äußeren Kapazitäten gegenüber den inneren eine untergeordnete Rolle spielen.



ABBILDUNG 3.2. Extraktion der äußeren Kapazitäten eines HBT mit $2 \cdot 20 \ \mu m^2$ Emitterfläche.

3.2.1.2. Extraktion der äußeren Widerstände und Induktivitäten. Die äußeren Widerstände und Induktivitäten werden aus Messungen mit leerlaufendem Kollektor bestimmt, also in einem Arbeitspunkt, in
dem $I_b = -I_e$ und $I_c = 0$ gilt. In diesem Arbeitspunkt ist der Basis-Emitter-Übergang vorwärts gepolt. Die Elektronen werden wie im aktiven Betrieb in die Basis injiziert und diffundieren zum größten Teil in den Kollektor. Da aber $I_c = 0$ gilt, baut sich ein Feld auf, das diesem Diffusionsstrom entgegenwirkt. Darum ist auch der Basis-Kollektor-Übergang vorwärts gepolt.

Der HBT kann nun durch ein einfaches T-Ersatzschaltbild beschrieben werden, wobei jeder Zweig eine Reihenschaltung der parasitären Elemente und der Elemente des pn-Übergangs ist (vgl. Abb. 3.3). Eine gemessene Ortskurve eines solchen Zweiges ist in Abb. 3.4 zu sehen. Es wird deutlich, daß der Einfluß des pn-Übergangs bei großen Strömen und hohen Frequenzen vernachlässigt werden kann.



Emitter

ABBILDUNG 3.3. T-Ersatzschaltbild für den HBT im Betriebsfall $I_c = 0$ (links). Jede der drei Impedanzen Z_e , Z_b und Z_c wird durch das rechts abgebildete Ersatzschaltbild beschrieben.

Die äußeren Induktivitäten werden aus den folgenden Gleichungen bestimmt:

(8) $L_c \approx \operatorname{Im}(Z_{22} - Z_{12})/\omega$

(9)
$$L_b \approx \operatorname{Im}(Z_{11} - Z_{12})/\omega$$

(10)
$$L_e \approx \operatorname{Im}(Z_{12})/\omega$$

Die äußeren Widerstände werden bei niedrigen Frequenzen bestimmt. Hier erhält man als Bestimmungsgleichungen:

- (11) $R_c + R'_c \approx \operatorname{Re}(Z_{22} Z_{12})$
- (12) $R_b + R'_b \approx \operatorname{Re}(Z_{11} Z_{12})$
- (13) $R_e + R'_e \approx \operatorname{Re}(Z_{12})$



ABBILDUNG 3.4. Gemessene Ortskurve der Impedanz des Kollektorzweigs für verschiedene Basisströme bei $I_c = 0$ (HBT mit 3 · 30 μ m² Emitterfläche).

wobei die Anteile R'_c , R'_b und R'_e die Widerstände der pn-Übergänge sind. Letztere sind antiproportional zum Strom, sodaß die äußeren Widerstände aus einer Extrapolation $I_b \to \infty$ gewonnen werden können (vgl. Abb. 3.5).

(14) $R_c \approx \lim_{I_b \to \infty} \operatorname{Re}(Z_{22} - Z_{12}) \quad \text{für } \omega \to 0$

(15)
$$R_b \approx \lim_{I_b \to \infty} \operatorname{Re}(Z_{11} - Z_{12}) \quad \text{für } \omega \to 0$$

(16)
$$R_e \approx \lim_{I_h \to \infty} \operatorname{Re}(Z_{12})$$
 für $\omega \to 0$

Bei kleinen Frequenzen kann der Emitterwiderstand auch aus Messungen in aktiven Arbeitspunkten bestimmt werden [43]. Es gilt:

(17)
$$R_e + R'_e \approx \operatorname{Re}(Z_{12}) \quad \text{für } \omega \to 0$$

Die Berechnung erfolgt analog durch Extrapolation $I_e \to \infty$. Diese Methode ist vorzuziehen, da R_e so bei Arbeitspunkten bestimmt wird, in denen der HBT verstärkt und das Ersatzschaltbild gilt, dessen Teil R_e ist.



ABBILDUNG 3.5. Extraktion der äußeren Widerstände. Links: Extrapolation für $I_b \to \infty$, Rechts: Ermittelte Werte als Funktion der Frequenz (HBT mit $2 \cdot 20 \ \mu \text{m}^2$ Emitterfläche).

3.2.2. Extraktion der inneren Elemente. Die Y-Parameter des inneren HBT haben folgende Form:

(18)
$$Y_{11} = Y_{ex} + \frac{Y_{bc} + (1-\alpha)Y_{be}}{1 + R_{b2}[(1-\alpha)Y_{be} + Y_{bc}]}$$

(19)
$$Y_{12} = -Y_{ex} - \frac{Y_{bc}}{1 + R_{b2}[(1 - \alpha)Y_{be} + Y_{bc}]}$$

(20)
$$Y_{21} = -Y_{ex} + \frac{(-Y_{bc}) + \alpha Y_{be}}{1 + R_{b2}[(1-\alpha)Y_{be} + Y_{bc}]}$$

(21)
$$Y_{22} = Y_{ex} + \frac{Y_{bc}(1+Y_{be}R_{b2})}{1+R_{b2}[(1-\alpha)Y_{be}+Y_{bc}]}$$

 mit

(22)

$$Y_{ex} = j\omega C_{ex},$$

$$Y_{bc} = G_{bc} + j\omega C_{bc},$$

$$Y_{be} = G_{be} + j\omega C_{be}$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0 e^{-j\omega\tau_\alpha}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_\alpha}}$$

und $G_{bc} = 1/R_{bc}$, $G_{be} = 1/R_{be}$. α_0 bezeichnet die innere Stromverstärkung bei niederen Frequenzen, τ_{α} die Laufzeit und ω_{α} die zugehörige Grenzfrequenz, wobei $1/\omega_{\alpha} \approx R_{be}C_{be}$ gilt. Letzteres berücksichtigt, daß im Kleinsignalersatzschaltbild der verstärkte Strom der Emitterstrom I_e ist, und nicht nur der Strom I'_e , der nur durch den Widerstand R_{be} fließt (vgl. Anhang A, S. 121ff.). Die Tiefpaßcharakteristik der Stromverstärkung selbst [**59**] kann aufgrund der geringen Basisweite und der hohen Elektronenlebensdauer vernachlässigt werden.

Die Extraktion erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden die Terme, die in allen Y-Parametern im Nenner stehen, unabhängig von einander bestimmt. Das sind im einzelnen α , $Y_{bc} R_{b2}$, und $Y_{be} R_{b2}$. In einem zweiten Schritt werden mit diesen Zwischenergebnissen die Werte von Y_{be} , R_{b2} , Y_{bc} und C_{ex} extrahiert.

Aus dem Frequenzgang der Stromverstärkung α können die Parameter α_0, τ_{α} und ω_{α} , bestimmt werden:

(23)
$$\alpha = \frac{Y_{21} - Y_{12}}{Y_{11} + Y_{21}} \stackrel{!}{=} \frac{\alpha_0 e^{-j\omega\tau_\alpha}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_\alpha}},$$

wobei α_0 und ω_{α} aus dem Betragsquadrat der Stromverstärkung $|\alpha(\omega)|^2$ berechnet werden. Dies führt auf ein Problem der linearen Regression:

(24)
$$\sum_{n=1}^{N} \left[-|\alpha(\omega_n)|^2 \omega_n^2 \cdot \left(\frac{1}{\omega_\alpha^2}\right) + \alpha_0^2 - |\alpha(\omega_n)|^2 \right]^2 \stackrel{!}{=} \operatorname{Min},$$

wobei N die Anzahl der gemessenen Frequenzen ist.

Gl. (24) hat eine eindeutige Lösung, da α_0 und ω_{α} positiv sind. Nun kann τ_{α} aus dem Argument von Gl. (23) bestimmt werden.



ABBILDUNG 3.6. Extrahierte (\times, \circ) und nach Gl. (22) modellierte (—) Werte von α . HBT mit $2 \cdot 20 \ \mu \text{m}^2$ Emitterfläche.



ABBILDUNG 3.7. Extrahierte Werte für $Y_{bc}R_{b2}$ (×, •) und Mittelwerte (—). HBT mit 2 · 20 μ m² Emitterfläche.

Das Produkt $Y_{bc}R_{b2}$ kann direkt bestimmt werden:

(25)
$$Y_{bc}R_{b2} = j\omega C_{bc}R_{b2} + G_{bc}R_{b2} = \frac{Y_{22} + Y_{12}}{Y_{11} + Y_{21}}.$$

Als drittes wird das Produkt $Y_{be}R_{b2}$ mit Hilfe der folgenden Gleichung bestimmt:

(26)
$$\operatorname{Re}\{-(Y_{12}+Y_{22})\} =$$

 $\operatorname{Re}\{Y_{12}\}G_{be}R_{b2} - \omega\operatorname{Im}\{Y_{12}\}C_{be}R_{b2} - \omega^2C_{ex}C_{be}R_{b2}.$

Auch hier fließt die Frequenzabhängigkeit von $\operatorname{Re}\{-(Y_{12} + Y_{22})\}$ ein, da die Unbekannten mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt werden. Dabei wird der von ω^2 abhängige Teil vernachlässigt, da er sehr viel kleiner ist als die beiden anderen. Die verbleibenden Unbekannten, $G_{be}R_{b2}$ und $C_{be}R_{b2}$, erhält man aus

(27)
$$\operatorname{Min} \stackrel{!}{=} \sum_{n=1}^{N} \left[\operatorname{Re}\{Y_{12}(\omega_n)\}(G_{be}R_{b2}) - \omega_n \operatorname{Im}\{Y_{12}(\omega_n)\}(C_{be}R_{b2}) + \operatorname{Re}\{Y_{12}(\omega_n) + Y_{22}(\omega_n)\} \right]^2$$

Da der Fehler durch die Vernachlässigung von $\omega^2 C_{ex} C_{be} R_{b2}$ mit zunehmender Frequenz steigt, und auf der anderen Seite Y_{12} sehr klein ist, ist es notwendig, eine genügend große Anzahl von Meßpunkten im unteren Frequenzbereich zu verwenden. Als Kriterium kann herangezogen werden, ob das im nächsten Schritt bestimmte Y_{be} den Modellannahmen entsprechend frequenzunabhängig ist (vgl. Gl. (28)).



ABBILDUNG 3.8. Gemessener (\circ) und nachgebildeter (- \bullet -) Verlauf von $-\operatorname{Re}(Y_{12} + Y_{22})$, vgl. Gl. (27). HBT mit 2 · 20 μ m² Emitterfläche.



ABBILDUNG 3.9. Extrahierte Werte für G_{be} , C_{be} und C_{ex} und Mittelwerte (—). HBT mit $2 \cdot 20 \ \mu \text{m}^2$ Emitterfläche.

Nun kann Y_{be} bestimmt werden. Addition von Gl. (18) und Gl. (20), und Substitution von α und $Y_{bc}R_{b2}$ durch Gl. (23) und Gl. (25) im Nenner führt auf

(28)
$$Y_{be} = (Y_{11} + Y_{12})(1 + Y_{be}R_{b2}) + Y_{21} + Y_{22}.$$

 R_{be} und C_{be} werden für jeden Frequenzpunkt unter Verwendung von $Y_{be}R_{b2}$ aus Gl. (27) bestimmt (vgl. Abb. 3.9).

 R_{b2} wird bestimmt, indem $G_{be}R_{b2}$ aus Gl. (27) durch G_{be} geteilt wird. Y_{bc} erhält man durch Division von $Y_{bc}R_{b2}$ aus Gl. (25) durch R_{b2} .

Zuletzt wird die Rückkopplungskapazität C_{ex} mit folgender Formel berechnet [47]:

(29)
$$-\operatorname{Im}\left\{\frac{1}{Z_{21}-Z_{22}}\right\} = \omega C_{bc} + \omega C_{ex}(1+G_{bc}R_{b2}),$$

wobei Z_{21} und Z_{22} Z-Parameter des inneren HBT sind und $G_{bc}R_{b2}$ den Realteil von Gl. (25) bezeichnet.



ABBILDUNG 3.10. Gemessene (×) und berechnete (—) S-Parameter eines HBT mit $2 \cdot 20 \ \mu \text{m}^2$ Emitterfläche, $I_c = 17 \text{ mA}, U_{ce} = 4 \text{ V}.$

3.2.2.1. Der Spezialfall $R_{b2} = 0$. Die hohe Basisdotierung und die Minimierung des Abstands zwischen Basis und Emitter führen zu einer Reduktion des inneren Basiswiderstands R_{b2} . Dies wird besonders sichtbar bei Leistungs-HBTs, bei denen viele Emitter-Finger parallel geschaltet sind. So kann der innere Basiswiderstand so klein werden, daß er in der Modellierung vernachlässigt werden kann und auch nicht zuverlässig extrahierbar ist. Zum andern kann die Kollektorschicht unter den Basiskontakten zur Reduktion der Rückwirkungskapazität C_{ex} elektrisch zerstört oder entfernt werden, z.B. durch Isolationsimplantation. In diesem Fall kann der Strom auch bei der Bestimmung der äußeren Widerstände (vgl. Abschn. 3.2.1.2) nur durch den aktiven HBT fließen und eine Trennung zwischen R_b und R_{b2} ist nicht möglich. In diesem Fall bestimmt man die Summe aus beiden als äußeren Basiswiderstand, und C_{ex} , nun auch unabhängig vom Arbeitspunkt, macht sich als Erhöhung der Padkapazitäten bemerkbar.

Wenn $R_{b2} = 0$ gilt, vereinfachen sich die Y-Parameter des inneren HBT deutlich:

- (30) $Y_{11} = Y_{bc} + (1 \alpha)Y_{be}$
- (31) $Y_{12} = -Y_{bc}$
- $(32) Y_{21} = -Y_{bc} + \alpha Y_{be}$
- $(33) Y_{22} = Y_{bc}$

Die Werte der Ersatzschaltbildelemente können direkt bestimmt werden:

- (34) $G_{bc} + j\omega C_{bc} = Y_{22} = -Y_{12}$
- (35) $G_{be} + j\omega C_{be} = Y_{11} + Y_{21}$
- (36) $\alpha = \frac{Y_{21} Y_{12}}{Y_{11} + Y_{21}}$

Wobei die Werte für α wie oben angegeben bestimmt werden.

KAPITEL 4

Rauschmodellierung

Dieses Kapitel behandelt das Rauschen der HBTs. Zunächst wird das hochfrequente Rauschen untersucht, das der Berechnung linearer Mikrowellenschaltungen dient. Im zweiten Abschnitt wird das niederfrequente Rauschen betrachtet, das bis in den unteren MHz-Bereich wirksam ist. Bei der Berechnung nichtlinearer Schaltungen muß auch dieses Rauschen berücksichtigt werden, da es durch Mischprozesse auf hohe Frequenzen umgesetzt wird.

4.1. HF-Rauschen

Prinzipiell kann das hochfrequente Rauschen von HBTs analog zum Rauschen von BJTs modelliert werden. Die klassischen Modelle wie z.B. von Nielsen [60], v.d. Ziel [61] oder Fukui [62] jedoch ziehen ihre Stärke gerade aus den Vereinfachungen, die sie machen, um das Verhältnis von Rechenaufwand und –Genauigkeit zu optimieren. Dies ist heute nicht mehr vorrangig. Wichtiger ist es, zum einen ein möglichst genaues Modell für die Schaltungssimulation zu haben, und zum anderen, eine einfache Abschätzung treffen zu können, durch welche Quellen das Rauschen des HBTs maßgeblich bestimmt wird.

Um das Rauschverhalten auch bei hohen Frequenzen möglichst genau zu beschreiben, sind die gegebenen Modelle unter folgenden Aspekten zu erweitern:

- Es muß mit dem vollständigen Ersatzschaltbild gerechnet werden. Insbesondere die innere Rückkopplungskapazität C_{ex} und der innere Basiswiderstand R_{b2} sowie die Laufzeit τ dürfen nicht vernachlässigt werden.
- Die Korrelation zwischen den Schrotrauschquellen darf nicht vernachlässigt werden, da sie das Rauschverhalten bei hohen Frequenzen bestimmt.

Während der erste Punkt in fast allen publizierten Modellen berücksichtigt wird [**63**, **64**], sind physikalisch basierte Modelle, die die Korrelation der Rauschquellen beinhalten, selten. Oft wird zudem auch darauf verzichtet, das Rauschmodell konsequent auf einem Ersatzschaltbild basiert zu entwickeln [**65**]–[**67**]. Stattdessen wird das Rauschverhalten durch Zweitorparameter in geschlossener Form dargestellt, was zwar der Form nach eine recht elegante Methode ist, aber bei der vorliegenden Topologie eine unnötig grobe Näherung darstellt.

Der folgende Abschnitt behandelt deshalb zunächst die Rauschquellen als physikalische Grundlage. Dann wird das arbeitspunktabhängige HF-Rauschmodell vorgestellt [68]. Ein eigener Abschnitt ist einem vereinfachten Modell gewidmet, dessen Sinn darin besteht, den Einfluß der einzelnen Rauschquellen auf das Rauschverhalten abzuschätzen.

4.1.1. Rauschquellen.

4.1.1.1. Schrotrauschen. Im inneren HBT erzeugen die Ströme durch die pn-Übergänge Schrotrauschen. Die Stromkomponenten sind in Abb. 4.1 schematisch dargestellt.



ABBILDUNG 4.1. Schematische Darstellung des Stromflusses in einem bipolaren Transistor.

Den Hauptanteil des Stromes bilden Elektronen, die vom Emitter in die Basis injiziert werden und zum Kollektor diffundieren (A). Diese Stromkomponente entspricht in guter Näherung dem Kollektorstrom, der beide pn-Übergänge durchfließt und dort jeweils Schrotrauschen verursacht. Im Ersatzschaltbild, Abb. 4.2, wird dies dargestellt durch zwei Rauschquellen parallel der beiden pn-Übergänge, $\langle |\tilde{i}'_c|^2 \rangle$ und $\langle |\tilde{i}''_c|^2 \rangle$. Da

4.1. HF-Rauschen

beide Rauschquellen physikalisch die gleiche Ursache haben, sind sie korreliert, denn die Elektronen, die das Rauschen am Emitter-Basis-Übergang verursacht haben, diffundieren zum Basis-Kollektor-Übergang. Dementsprechend besteht die Korrelation in einer Zeitverzögerung $e^{-j\omega\tau}$.

Der geringere Anteil der Elektronen rekombiniert in der Basis. In Abb. 4.1 ist dies durch die Stromkomponenete (B) dargestellt. Näherungsweise entspricht (B) dem Basisstrom, der Schrotrauschen am Emitter-Basis-Übergang hervorruft, was durch die Quelle $\langle |\tilde{i}_b'|^2 \rangle$ modelliert wird.

In guter Näherung kann angenommen werden, daß sich die Elektronen im HBT nicht gegenseitig beeinflussen, sodaß die Korrelation zwischen den von Basis– und Kollektorstrom getriebenen Quellen vernachlässigt und die Korrelation von $\langle |\tilde{\imath}_c'|^2 \rangle$ und $\langle |\tilde{\imath}_c''|^2 \rangle$ einfach durch eine Zeitverzögerung beschrieben werden kann.

Die Frequenzabhängigkeit des Basistransportfaktors α_T wird implizit modelliert, da sie bei der Berechnung des die Rauschquellen treibenden Stroms I_c bereits Berücksichtigung findet. Von daher wird die Korrelation $\langle \tilde{i}'_c \tilde{i}''_c \rangle$ frequenzkonstant angenommen. Die Dispersion der Rauschquellen selbst spielt bis zur Transitfrequenz noch keine Rolle und kann vernachlässigt werden.

Das Rauschmodell beinhaltet also folgende Quellen:

(37)
$$\langle |\tilde{\imath}_b'|^2 \rangle = 2q\Delta f I_b$$

(38)
$$\langle |\tilde{i}_c'|^2 \rangle = 2q\Delta f I_c$$

(39)
$$\langle |\tilde{\imath}_c''|^2 \rangle = 2q\Delta f I_c$$

(40)
$$\langle \tilde{\imath}'_c \tilde{\imath}''_c \rangle = 2q\Delta f I_c e^{-j\omega\tau}$$

(41)
$$\langle \tilde{\imath}'_c \tilde{\imath}'_b \rangle = 0$$

(42)
$$\langle \tilde{\imath}_{c}^{\prime\prime} \tilde{\imath}_{b}^{\prime*} \rangle = 0$$

mit der Elektronenladung q, der Rauschbandbreite Δf , der Kreisfrequenz ω , der Laufzeit τ und dem Basis– und Kollektor-Strom I_b und I_c .

Im Ersatzschaltbild werden diese drei Quellen zu zwei Quellen zusammengefaßt. Die eine, $\langle |\tilde{\imath}_b|^2 \rangle$, liegt parallel zum Basis-Emitter-Übergang, die andere, $\langle |\tilde{\imath}_c|^2 \rangle$, parallel zu beiden Übergängen, also zwischen



ABBILDUNG 4.2. Innerer HBT mit unterschiedlich angeordneten Rauschquellen.

Emitter und Kollektor. Nach Umrechnung ergibt sich für diese Quellen:

(43)
$$\langle |\tilde{i}_b|^2 \rangle = 2q\Delta f \left(I_b + \left| 1 - e^{-j\omega\tau} \right|^2 I_c \right)$$

(44)
$$\langle |\tilde{i}_c|^2 \rangle = 2q\Delta f I_c$$

(45) $\langle \tilde{\imath}_b \tilde{\imath}_c^* \rangle = 2q\Delta f \left(e^{j\omega\tau} - 1 \right) I_c$

Diese Darstellung hat den Vorteil, daß die beiden Quellen für kleine Frequenzen $\omega \to 0$ näherungsweise unkorreliert sind. In diesem Fall vereinfachen sich Gl. (43) und Gl. (45) zu $\langle |\tilde{\imath}_b|^2 \rangle \approx 2q\Delta f I_b$ und $\langle \tilde{\imath}_b \tilde{\imath}_c^* \rangle \approx 0$.

4.1.1.2. Thermisches Rauschen. Die drei Widerstände des äußeren Transistors, R_b , R_c und R_e , und der innere Basisbahnwiderstand R_{b2} rauschen thermisch. Das thermische Rauschen der Wirkwiderstände ist unkorreliert. Es gilt jeweils für einen Widerstand $R: \langle |\tilde{u}_R|^2 \rangle = 4kTR\Delta f$, mit der Boltzmannkonstante k und der absoluten Temperatur T. Die Temperatur wird, wie auch bei der Großsignalmodellierung, im gesamten HBT als homogen angenommen und ist, außer von der Umgebungstemperatur T_a , auch abhängig von der Verlustleistung P_{diss} und dem thermischen Widerstand R_{th} : $T_j = T_a + P_{\text{diss}} R_{\text{th}}$.

4.1.2. Das Rauschmodell. Das Rauschverhalten des HBT bei bekannten Kleinsignalparametern läßt sich gut mit Hilfe von Korrelationsmatrizen [**69**] berechnen. Das Rauschmodell hat keine zusätzlichen Freiheitsgrade, da die Rauschquellen durch Temperatur oder Gleichströme vorgegeben sind. Darum ist eine sorgfältige Extraktion der Kleinsignalparameter Voraussetzung für die Modellierung, wie auch die Rauschmodellierung ein strenges Kriterium für die Qualität der Parameterextraktion darstellt.

Zur Berechnung ist es nützlich, den HBT in kleinere Einheiten zu zerteilen, deren Zusammenschaltung dann mit Hilfe von Korrelationsmatrizen berechnet wird. Die Zerlegung des HBT in fünf Teile wird vorgenommen wie in Abb. 4.3 zu sehen ist: Die drei parasitären Kapazitäten, die Widerstände und Induktivitäten an Basis, Kollektor und Emitter und der innere HBT bilden je ein Zweitor.

4.1.2.1. Rauschen des inneren Transistors. Die Korrelationsmatrix in Y-Darstellung hat die Form:

(46)
$$\mathbf{C}_{\mathrm{in}}^{y} = \begin{pmatrix} \langle |\tilde{\imath}_{1}|^{2} \rangle & \langle \tilde{\imath}_{1}\tilde{\imath}_{2}^{*} \rangle \\ \langle \tilde{\imath}_{2}\tilde{\imath}_{1}^{*} \rangle & \langle |\tilde{\imath}_{2}|^{2} \rangle \end{pmatrix}$$



ABBILDUNG 4.3. Zerlegung des HBT in Zweitore.

Mit

$$(47) \langle |\tilde{\imath}_{1}|^{2} \rangle = |A|^{2} \langle |\tilde{\imath}_{b}|^{2} \rangle + |B|^{2} \langle |\tilde{u}_{Rb2}|^{2} \rangle$$

$$(48) \langle |\tilde{\imath}_{2}|^{2} \rangle = \langle |\tilde{\imath}_{c}|^{2} \rangle + |C|^{2} \langle |\tilde{\imath}_{b}|^{2} \rangle + |D|^{2} \langle |\tilde{u}_{Rb2}|^{2} \rangle + 2 \operatorname{Re}(C \langle \tilde{\imath}_{b} \tilde{\imath}_{c}^{*} \rangle)$$

$$(49) \langle \tilde{\imath}_{2} \tilde{\imath}_{1}^{*} \rangle = (CA^{*}) \langle |\tilde{\imath}_{b}|^{2} \rangle + A^{*} \langle \tilde{\imath}_{c} \tilde{\imath}_{b}^{*} \rangle) + (DB^{*}) \langle |\tilde{u}_{Rb2}|^{2} \rangle$$

$$(50) \langle \tilde{\imath}_{1} \tilde{\imath}_{2}^{*} \rangle = \langle \tilde{\imath}_{2} \tilde{\imath}_{1}^{*} \rangle^{*}$$

Die Größen A — Dhängen von den Ersatzschaltbildelementen in folgender Weise ab:

$$(51)A = \frac{1}{1 + R_{b2}[(1 - \alpha)Y_{be} + Y_{bc}]} = -R_{b2}(Y_{ex} + Y_{12})\frac{Y_{22} + Y_{12}}{Y_{11} + Y_{21}}$$

$$(52)B = \frac{(1-\alpha)Y_{be} + Y_{bc}}{1 + R_{b2}[(1-\alpha)Y_{be} + Y_{bc}]} = Y_{11} - Y_{ex}$$

$$(53)C = \frac{R_{b2}(-\alpha Y_{be} + Y_{bc})}{1 + R_{b2}[(1 - \alpha)Y_{be} + Y_{bc}]} = -R_{b2}(Y_{ex} + Y_{21})$$

(54)
$$D = \frac{-Y_{bc} + \alpha Y_{be}}{1 + R_{b2}[(1 - \alpha)Y_{be} + Y_{bc}]} = Y_{ex} + Y_{21}$$

4.1.2.2. Rauschen der äußeren Elemente. Da es sich bei den äußeren Netzwerken um passive handelt, ist die einzige Rauschursache das

thermische Rauschen der Widerstände. Dies ist bei Rechnung mit Rauschkorrelationsmatrizen besonders einfach zu bestimmen, da gilt [70]:

(55)
$$\mathbf{C}^y = kT\Delta f(\mathbf{Y} + \mathbf{Y}^{\dagger})$$

(56)
$$\mathbf{C}^z = kT\Delta f(\mathbf{Z} + \mathbf{Z}^{\dagger}),$$

wobei die Matrix \mathbf{C}^{\dagger} die transjugierte der Matrix \mathbf{C} ist.



ABBILDUNG 4.4. Gemessene und modellierte Rauschparameter eines $2 \cdot 20\mu m^2$ HBT mit $f_t = 27$ GHz bei $I_c = 15$ mA, $U_{ce} = 4$ V, f = 0.5 - 26 GHz (•: Messung, —: Simulation, – -: Simulation ohne Korrelation der Quellen).

4.1.3. Näherung für niedere Frequenzen. Mit der o.a. Methode kann man das Rauschverhalten eines HBT sehr gut modellieren.



ABBILDUNG 4.5. Gemessene und modellierte Rauschparameter eines $2 \cdot 20 \mu \text{m}^2$ HBT bei f = 16 GHz, $I_c = 4.4 - 25$ mA, $U_{ce} = 4$ V (•: Messung, -: Simulation).

Allerdings läßt diese Herangehensweise keine Abschätzung zu, in welchem Maße die einzelnen Rauschquellen am gesamten Rauschverhalten beteiligt sind. Eine Näherung für kleine Frequenzen kann hier Abhilfe schaffen. Obwohl sie sehr stark vereinfacht ist, reicht sie aus, das Rauschverhalten des Beispiel-HBTs bis 2,7 GHz, d.h. $f_t/10$, zu beschreiben.

Folgende Vereinfachungen werden angenommen:

1. Die Korrelation zwischen den Schrotstromquellen ist vernachlässigbar. Es gilt: $\langle |\tilde{i}_b|^2 \rangle \approx 2q\Delta f I_b$ und $\langle \tilde{i}_b \tilde{i}_c^* \rangle \approx 0$ für $\operatorname{Im}(e^{j\omega\tau}) \ll 1$.

- 2. Die parasitären Elemente am Kollektor, L_c , R_c und C_{pc} , werden vernachlässigt, da sie das Rauschen nur um einen kleinen Teil erhöhen.
- 3. Die reaktiven Elemente an der Basis, L_b und C_{pb} , und die Emitterinduktivität L_e werden als Näherung für kleine Frequenzen vernachlässigt.
- 4. Die Rückkopplungskapazitäten C_q und C_{ex} werden mit der inneren Basis-Kollektor-Kapazität C_{bc} vereinigt. Dann können die Basiswiderstände R_b und R_{b2} addiert werden zu R_B .

Das vereinfachte Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.6 dargestellt.



Emitter

ABBILDUNG 4.6. Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild des HBT.

Da die Rauschparameter am einfachsten aus den Korrelationsmatrizen in Kettenparameterdarstellung gewonnen werden können, wird nun zu dieser Darstellung übergegangen. Diese Matrix hat die Form



ABBILDUNG 4.7. Abhängigkeit der minimalen Rauschzahl F_{\min} (gestrichelt, Linienabstand 0,5) und des Rauschwiderstandes R_n (durchgezogen, Linienabstand 5 Ω) von Strömen und Widerständen bei niederen Frequenzen.

$$\mathbf{C}_{\mathrm{in}}^{a} = \begin{pmatrix} \langle |\tilde{u}_{r}|^{2} \rangle & \langle \tilde{u}_{r}\tilde{i}_{r}^{*} \rangle \\ \\ \langle \tilde{u}_{r}^{*}\tilde{i}_{r} \rangle & \langle |\tilde{i}_{r}|^{2} \rangle \end{pmatrix}$$

 mit

(57)
$$\tilde{u}_r = \frac{i_c}{Y_{21}} + R_B \tilde{\imath}_b + \tilde{u}_{R_B}$$

(58)
$$\tilde{i}_r = \frac{Y_{11}}{Y_{21}}\tilde{i}_c + \tilde{i}_b$$

und damit



ABBILDUNG 4.8. Abhängigkeit der Rauschanpassung $|Y_{opt}|$ von Strömen und Widerständen bei niederen Frequenzen (Linienabstand 5 mS).

(59)
$$\langle |\tilde{u}_r|^2 \rangle = \frac{\langle |\tilde{i}_c|^2 \rangle}{|Y_{21}|^2} + R_B^2 \langle |\tilde{i}_b|^2 \rangle + \langle |\tilde{u}_{r,R_B}|^2 \rangle$$

(60)
$$\langle |\tilde{i}_r|^2 \rangle = \left| \frac{Y_{11}}{Y_{21}} \right|^2 \langle |\tilde{i}_c|^2 \rangle + \langle |\tilde{i}_b|^2 \rangle$$

(61)
$$\langle \tilde{\imath}_r^* \tilde{u}_r \rangle = \frac{Y_{11}^*}{|Y_{21}|^2} \langle |\tilde{\imath}_c|^2 \rangle + R_B \langle |\tilde{\imath}_b|^2 \rangle.$$

Aufgrund des vereinfachten Ersatzschaltbilds reduzieren sich die Formeln für die Y-Parameter auf folgende Form:

(62)
$$Y_{11} = \frac{Y_{bc} + (1 - \alpha)Y_{be}}{1 + R_B[(1 - \alpha)Y_{be} + Y_{bc}]}$$

(63)
$$Y_{21} = \frac{\alpha T_{bc} - T_{bc}}{1 + R_B[(1 - \alpha)Y_{bc} + Y_{bc}]}$$

4. Rauschmodellierung

Die Gleichungen (57) und (58) können noch weiter vereinfacht werden:

$$\widetilde{u}_{r}' \approx \widetilde{u}_{R_{B}} + \widetilde{u}_{R_{e}} + \left(\frac{1}{Y_{be}} - (R_{e} + R_{be} + R_{B})\right)\widetilde{\iota}_{b} + \left(\frac{1}{Y_{be}} + \frac{1 - \alpha}{\alpha}(R_{e} + R_{be} + R_{B})\right)\widetilde{\iota}_{c}$$
(64)

(65)
$$\tilde{i}'_r \approx \left(\frac{Y_{bc}}{\alpha}\right) \tilde{u}_{R_e} - \tilde{\imath}_b + \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) \tilde{\imath}_c.$$

Auch diese Gleichungen werden noch einmal vereinfacht, um die Abhängigkeit der Rauschparameter von den Strömen und den Widerständen in Abb. 4.7 und 4.8 graphisch darstellen zu können. Dies führt zu folgenden Gleichungen für die Rauschparameter (bei $T = T_0 =$ 290 K) [**71**]:

(66)
$$R_n \approx A + A^2 \cdot B$$

(67)
$$F_{\min} \approx 1 + \sqrt{B(A + A^2 \cdot B)} + A \cdot B$$

(68)
$$|Y_{\text{opt}}|^2 \approx \frac{B}{A + A^2 \cdot B}$$

(69) $B_{\text{opt}} \approx 0$

Mit

$$A = R_B + R_e$$

$$B = \frac{2q}{4kT} \left(I_b + \left| \frac{1 - \alpha}{\alpha} \right|^2 I_c \right) \approx 20I_b$$

Abb. 4.7 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Auffällig ist insbesondere der starke Einfluß der Widerstände, die den Rauschwiderstand R_n dominieren. Da dieser den Anstieg der Rauschzahl durch Fehlanpassung beschreibt, ist es also auch für einen möglichst rauscharmen HBT sinnvoll, diese zu minimieren. Dieser Zusammenhang, wie auch der Einfluß auf die minimale Rauschzahl ist aus der Theorie linearer rauschender Verstärker zu erwarten, durch die oben abgeleiteten Formeln nun aber auch quantifizierbar und nach Ursachen aufgeschlüsselt.

4.2. 1/f-Rauschen

Im Frequenzbereich unterhalb einiger MHz tragen langsame Prozesse im Halbleiter zum Rauschen bei. Dazu gehören z.B. Generation und Rekombination, Trapping an diversen Störstellen und Fluktuationen der Ladungsträger-Beweglichkeit. Da das Rauschspektrum in diesem Bereich etwa eine 1/f-Abhängigkeit zeigt, wird von 1/f-Rauschen gesprochen. Dieses Rauschen wird durch Mischprozesse in nichtlinearen Schaltungen auf hohe Frequenzen umgesetzt, und seine Modellierung resp. Minimierung ist insbesondere für Oszillatoranwendungen von Interesse, denn neben der Güte des Resonators bestimmt das 1/f-Rauschen das Phasenrauschen.

Im niederfrequenten Bereich werden die gemessenen Leistungsdichte-Spektren über die Meßbandbreite Δf gemittelt und auf den Meßwiderstand (resp. Leitwert) normiert, um auf Stomoder Spannungsquellen schließen zu können:

(70)
$$S_I = \frac{\langle |\tilde{\imath}|^2 \rangle}{\Delta f} \qquad \left(\frac{A^2}{\text{Hz}}\right)$$

(71)
$$S_V = \frac{\langle |\tilde{u}|^2 \rangle}{\Delta f} \left(\frac{V^2}{\text{Hz}} \right)$$

Zwei Arten des 1/f-Rauschens können unterschieden werden [**72**]. Auf der einen Seite führen Fluktuationen der Beweglichkeit zu Rauschen, das durch die Anzahl der beteiligten Ladungsträger N, den Strom I, den Widerstand der Probe R und einen Hooge-Parameter $\alpha = 10^{-6} \dots 10^{-3}$ gegeben ist:

(72)
$$S_V = \frac{\alpha R^2 I^2}{fN}.$$

Dieses Rauschen tritt grundsätzlich auf und wurde auch in Metallen beobachtet, die freilich über eine sehr große Ladungsträger-AnzahlNverfügen.

Generation und Rekombinaton führen zu einer Fluktuation der Ladungsträger-Anzahl. Die Zeitkonstante τ der Rekombinationszentren führt zu einem Lorenz-Spektrum:

(73)
$$S_V = R^2 I^2 \frac{\overline{(\Delta N)^2}}{N^2} \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

mit der Varianz $(\overline{\Delta N})^2$. Störstellen an Grenz- und Oberflächen tragen wesentlich zum Generations-Rekombinations-Rauschen (GR-Rauschen) bei. Darum ist zu erwarten, daß HBTs generell bessere Rauscheigenschaften aufweisen als FETs [2], da der Strom im Falle des HBTs senkrecht in den Halbleiter hinein fließt, während der Strompfad in FETs parallel zur Oberfläche liegt. Die Größe der GR-Rauschquellen ist ein wichtiges Maß für die Qualität der Epitaxie und Prozeßtechnologie [73], sie können u.a. durch ein optimiertes Layout oder Passivierung der Oberflächen vermindert werden.

Für den Schaltungsentwurf ist auf der anderen Seite interessant, wieviele Quellen minimal benötigt werden, um das 1/f-Rauschen modellieren zu können, wo sie liegen und wie ihre Größe einfach bestimmt werden kann. Physikalisch gesehen existieren zwar an jeder Ober- und Grenzfläche, sowie in jedem Halbleiterwiderstand 1/f-Rauschquellen. Allerdings tragen nicht alle nennenswert zum Transistorrauschen bei. Anzahl und Lage der relevanten Quellen sind zu bestimmen, denn es hat sich gezeigt, daß die übliche Beschreibung mit nur einer Quelle, wie sie in kommerziellen Simulatoren verfügbar ist, für den Schaltungsentwurf nicht ausreicht.

Innerhalb dieser Arbeit ist das 1/f-Rauschen von untergeordneter Bedeutung, da bei Leistungsverstärkern nichtlineare Verzerrungen weitaus stärker ins Gewicht fallen als das Rauschen. Gleichwohl wurde eine Methode entwickelt, die die direkte nichtiterative Bestimmung der Quellen aus Messungen erlaubt, wobei auf Vereinfachungen verzichtet wurde. Aufbauend auf diesem Algorithmus wurden die relevanten Quellen identifiziert [74]. Betrachtet wurden GaInP/GaAs-HBTs, deren äußere Basis mit einem Ledge passiviert ist. Diese Ergebnisse flossen in den Entwurf von Oszillatoren ein [75].

Die Ergebnisse der genannten Untersuchung [74] sollen im folgenden dargestellt werden.

4.2.1. Das 1/f-Rauschmodell. Das der Modellierung zugrundeliegende Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.9 dargestellt. Diese Darstellung unterscheidet sich zunächst einmal nicht vom HF-Rauschmodell der vorangegangenen Abschnitte. Bei niederen Frequenzen kann das Ersatzschaltbild allerdings entscheidend vereinfacht werden, wenn man die reaktiven Elemente als Näherung $j\omega C \rightarrow 0$ und $j\omega L \rightarrow 0$ vernachlässigt.



ABBILDUNG 4.9. Ersatzschaltbild des rauschenden HBT im niederfrequenten Bereich, mit rauschender Quelle (R_S) und Last (R_L) .

Innerer und äußerer Basiswiderstand werden wieder zu $R_B = R_b + R_{b2}$ zusammengefaßt.¹ Die verschiedenen Rauschquellen können zusätzlich zu ihrem Schrot- oder thermischen Rauschen auch 1/f-Komponenten enthalten.

Kommerziell erhältliche Standardmodelle für bipolare Transistoren modellieren nur das NF-Rauschen des Basis-Emitter-Übergangs, das einen Generations-Rekombinations- und einen reinen 1/f-Term enthält:

(74)
$$S_{Ib} = 2qI_b + \mathrm{KF}\frac{I_b^{\mathrm{AF}}}{f^{\mathrm{FB}}} + \mathrm{KL}\frac{I_b^{\mathrm{AL}}}{1 + \left(\frac{f}{\mathrm{FL}}\right)^2}$$

wobei die Parameter KF, AF und FB das 1/f-Rauschen und die Parameter KL, AL und FL das GR-Rauschen beschreiben. Zusätzliches niederfrequentes Rauschen nach Gl. (72) tragen Emitter– Basis– und Subkollektor bei [76]–[78].

Es wird sich zeigen, daß das Transistorrauschen mit diesen Quellen gut modelliert werden kann.

¹Der im folgenden Abschnitt vorgestellte Extraktions-Algorithmus ermöglicht aufgrund der abstrakten Beschreibung des HBTs mit Z-Parametern auch die Rechnung mit dem vollständigen Ersatzschaltbild. Im vorliegenden Fall hat das aber keine nennenswerten Vorteile, da die Vereinfachungen aufgrund der extrem niederen Frequenzen nicht ins Gewicht fallen.

Wie schon beim vereinfachten HF-Rauschmodell kann das kollektorseitige 1/f-Rauschen vernachlässigt werden, da es im Gegensatz zu Basis– und Emitterquellen nicht verstärkt wird, und somit wenig zum Gesamtrauschen beiträgt.

4.2.2. Meßtechnische Bestimmung der Quellen. Der Meßaufbau und das der Modellierung zugrundeliegende Ersatzschaltbild sind in Abb. 4.9 dargestellt. Gemessen wird das frequenzabhängige Leistungsdichtespektrum S_{Ic} am Lastwiderstand R_L . Der Beitrag der einzelnen Quellen hängt unter anderem vom Quellenwiderstand R_S ab. Aus Messungen bei unterschiedlichen Quellwiderständen können die verschiedenen Quellen bestimmt werden [77, 79, 80].

Der im folgenden beschriebene Extraktionsalgorithmus ist im Gegensatz zu den aus der Literatur bekannten allgemeingültig und nicht durch Vereinfachungen in Bezug auf Rauschquellen, Quellwiderstände oder Ersatzschaltbild-Topologie beschränkt. Der Rauschstrom durch den Lastwiderstand \tilde{i}_{Rl} ist gegeben durch:

(75)
$$\langle |\tilde{\imath}_{Rl}|^2 \rangle = \frac{|A|^2}{R_L^2} \Big[|B|^2 \big(\langle |\tilde{\imath}_{Rs}|^2 \rangle + \langle |\tilde{\imath}_{\text{ges1}}|^2 \rangle \big) + \\ + \langle |\tilde{\imath}_{Rl}|^2 \rangle + \langle |\tilde{\imath}_{\text{ges2}}|^2 \rangle + 2 \operatorname{Re} \{ B \langle \tilde{\imath}_{\text{ges1}} \tilde{\imath}_{\text{ges2}}^* \rangle \} \Big]$$

Mit den Netzwerkgrößen A und B, die durch die Z-Parameter des HBTs sowie Last– und Quellwiderstand gegeben sind:

1

(76)
$$A = \left(\frac{Z_{21}Z_{12}}{(R_S + Z_{11})R_L} - 1 - \frac{Z_{22}}{R_L}\right)^{-1}$$

(77)
$$B = \frac{-Z_{21}}{R_S + Z_{11}}$$

Die in Gl. (75) angegebenen Rauschquellen \tilde{u}_{ges1} und \tilde{u}_{ges2} sind die äquivalenten Rauschspannungsquellen des HBT am Ein– und Ausgang. Sie setzen sich wie folgt zusammen:

(78) $\tilde{u}_{\text{ges1}} = \tilde{u}_{i1} + \tilde{u}_{RB} + \tilde{u}_{Re}$

(79)
$$\tilde{u}_{\text{ges2}} = \tilde{u}_{i2} + \tilde{u}_{Rc} + \tilde{u}_{Re}$$

mit den Rauschspannungen der Widerstände und dem Beitrag des inneren Transistors. Die Spannungsquellen des inneren Transistors \tilde{u}_{i1} und \tilde{u}_{i2} repräsentieren wie bereits im HF-Fall eine Basis-Emitter-Stromquelle \tilde{i}_b und eine Kollekor-Emitter-Stromquelle \tilde{i}_c :

(80)
$$\tilde{u}_{i1} = -Z_{11i} \, \tilde{\imath}_b - Z_{12i} \, \tilde{\imath}_c$$

(81)
$$\tilde{u}_{i2} = -Z_{21i} \, \tilde{i}_b - Z_{22i} \, \tilde{i}_c$$

mit den Z-Parametern des inneren HBT.

Setzt man Gln. (76)–(81) in Gl. (75) ein, so ergibt sich eine Gleichung, die linear von den Rauschströmen resp. –Spannungen abhängt. Das gilt, wenn die Quellen, wie im niederfrequenten Bereich vorausgesetzt, nicht korreliert sind. Durch Variation des Quellwiderstands R_S kann nun ein System linear unabhängiger Gleichungen erzeugt werden, aus dem mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die Rauschquellen berechnet werden können. Zur Bestimmung der Stromabhängigkeiten werden Messungen bei verschiedenen Strömen benötigt.

4.2.3. Ergebnisse. Es hat sich bei den untersuchten HBTs gezeigt, daß neben der Basis-Emitter Quelle Gl. (74) eine zweite 1/f-Quelle notwendig und hinreichend ist, um das niederfrequente Rauschen zu beschreiben. Die genaue Lage dieser Quelle (oder Quellen), die zwischen Basis und Emitter liegt, ist aus HBT-Messungen alleine nicht zu bestimmen, da Emitter– und Basis-Quellen sich fast gleich an den Ausgang transformieren.

4.2.3.1. Halbleiter-Widerstände. Um das Rauschen der äußeren Widerstände zu bestimmen, wurde das Rauschen von Halbleiterwiderständen bestimmt, die auf der gleichen Scheibe aus Basis- resp. Subkollektormaterial hergestellt sind. Eine typische Kurve für den Subkollektor-Widerstand ist in Abb. 4.10 gezeigt. Reines 1/f-Rauschen mit einem Hooge-Parameter von $\alpha = 10^{-5}$, und thermisches Rauschen werden beobachtet. Die Basis-Schicht zeigt neben dem 1/f-Rauschen $(\alpha = 10^{-4})$ mehrere GR-Zentren (vgl. [78]).

4.2.3.2. *HBTs.* Die Untersuchung des Rauschens der Schichtwiderstände hat ergeben, daß die äußeren Schichten, Emitter-Cap, Subkollektor und äußere Basis, 1/f Rauschen mit einem Hooge-Parameter in der Nähe des idealen Werts [**72**] von $\alpha = 1 \cdot 10^{-4}$ zeigen. Für die Modellierung hat das zur Folge, daß eine 1/f-Quelle am Emitterwiderstand angenommen wird. Die Kollektorquelle wird vernachlässigt, weil



ABBILDUNG 4.10. Spektrale Leistungsdichte des 1/f-Rauschens eines Halbleiter-Widerstands aus Subkollektor-Material ($n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) bei $I_c = 28 \text{ mA}$. Gezeigt ist die Messung sowie berechnete Werte für das thermische Rauschen und das 1/f-Rauschen mit Hooge-Parameter $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}$.

sie nicht verstärkt wird. Die Basisquelle kann gegenüber der Emitterquelle vernachlässigt werden, weil das 1/f-Rauschen gemäß Gl. (72) proportional zum Quadrat des Stromes ist, und der Basisstrom bei einer genügend großen Verstärkung nicht mehr ins Gewicht fällt. Wichtig ist in diesem Zusammenhang, daß außer der Basis-Emitter-Quelle Gl. (74) und dem genannten 1/f-Rauschen der Widerstände kein zusätzliches GR-Rauschen angenommen werden muß, z.B. an der äußeren Basis [81].

Diese Verhältnisse sind in Abb. 4.11 und 4.12 verdeutlicht. Für den Fall eines Leerlaufs an der Basis liefern die (leerlaufenden) Spannungsquellen an Basis und Emitter keinen Beitrag. Das Rauschen am Kollektor wird daher bestimmt durch die Basis-Emitter-Stromquelle, wie in Abb. 4.11 dargestellt. Dieser Fall ist durch das herkömmliche Modell Gl. (74) bereits beschrieben. Wird die Basis dagegen kurz geschlossen, so kann die innere Basis-Emitter-Quelle vernachlässigt werden, vorausgesetzt, daß die äußeren Widerstände R_e und R_b klein sind. Dann



ABBILDUNG 4.11. Spektrale Leistungsdichte des 1/f-Rauschens des Kollektorstroms bei $R_S = 10 \text{ k}\Omega$, hauptsächlich bestehend aus βS_{Ib} (vgl. Gl. (74)). AF = 2,3; AL = 0,8; KF = $3 \cdot 10^{-8}$; KL = $2 \cdot 10^{-19}$; FB = 1,4; FL = 100 kHz. $3 \cdot 30 \,\mu\text{m}^2$ HBT, $U_{ce} = 3$ V, $I_c = 10$ mA.

wirkt am Ausgang nur noch die verstärkte Rauschspannungsquelle des Emitters, wie in Abb. 4.12 gezeigt. Das gemessene Rauschspektrum wird dominiert durch das 1/f-Rauschen des Emitters mit einem Hooge-Parameter von $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$. Dieser Fall eines Basis-Kurzschlusses wird mit dem üblichen Modell nicht beschrieben.

Die Flächen- und Stromabhängigkeit des Rauschstroms unterstützt dieses Modell. In Abb. 4.13 ist gezeigt, daß der auf die Emitterfläche bezogene Kollektor-Rauschstrom bei Basis-Kurzschluß proportional zum Quadrat der Stromdichte steigt. Dies erklärt sich unmittelbar aus der Hooge-Formel Gl. (72), da die Anzahl der Ladungsträger N näherungsweise proportional zur Emitterfläche ist. Durch die Normierung sowohl der Stromdichte J_c wie auch der Rauschstromdichte S_{Ic} auf die Emitterfläche kürzt sich N weg.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das 1/f-Rauschen der untersuchten HBTs durch GR– und 1/f-Rauschen des Basis-Emitter-Übergangs sowie 1/f-Rauschen der äußeren Widerstände verursacht wird. Generation und Rekombination an der Oberfläche der äußeren Basis



ABBILDUNG 4.12. Spektrale Leistungsdichte des 1/f-Rauschens des Kollektorstroms bei $R_S = 10 \Omega$, hauptsächlich bestehend aus dem verstärkten Rauschen des Emitterwiderstands, Hooge-Parameter $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$. $3 \cdot 30 \ \mu\text{m}^2$ HBT, $U_{ce} = 3 \text{ V}$, $I_c = 10 \text{ mA}$.

trägt nicht nachweisbar zum Rauschen bei, was auf die Wirksamkeit der Ledge-Passivierung hindeutet. Die Hooge-Parameter der äußeren Widerstände sind nahe dem von Hooge [**72**] genannten idealen Wert, was auf eine gute Schichtqualität schließen läßt.

Für das Modell ist neben der inneren Basis-Emitter-Quelle nur das 1/f-Rauschen des Emitterwiderstandes R_e von Belang, da der Beitrag des Kollektor- und Basiswiderstands um die Stromverstärkung β (und damit um etwa zwei Größenordnungen) geringer ist. Zwei Quellen sind dementsprechend notwendig und hinreichend zur Beschreibung des 1/f-Rauschens.



ABBILDUNG 4.13. Spektrale Leistungsdichte des 1/f-Rauschens des Kollektorstroms bei $R_S = 10 \Omega$, hauptsächlich bestehend aus dem verstärkten Rauschen des Emitterwiderstands, f = 100 kHz, $U_{ce} = 3 \text{ V}$, verschiedene Emitterflächen (zusammengesetzt aus Fingern à $3 \cdot 30 \mu \text{m}^2$).

4. Rauschmodellierung

KAPITEL 5

Das Großsignalmodell

In der Einleitung wurde allgemein dargestellt, warum ein Modell für GaAs-HBTs notwendig ist. Diese Aussage soll jetzt mit Leben gefüllt werden, indem das neue Modell vor dem Hintergrund bereits publizierter Modelle schrittweise erklärt wird.

Die grundlegenden Arbeiten von Ebers und Moll [**39**] und von Gummel und Poon [**38**] sind in den letzten Jahren von einer großen Anzahl von Autoren speziell im Hinblick auf GaAs-HBTs erweitert worden. Allerdings gibt es noch kein Standardmodell, das generell HBTs unterschiedlicher Technologien in allen Arbeitspunkten beschreiben könnte.

Insbesondere der Bereich hoher Stromdichten hat in der Vergangenheit nicht die ihm gebührende Aufmerksamkeit erhalten, zumal die experimentelle Untersuchung nur bei qualitativ hochwertigen HBTs überhaupt möglich ist, die erst in jüngster Zeit verfügbar sind. Dabei führt der Wunsch, bei kleinen Versorgungsspannungen große Leistungsdichten zu erzielen, zwangsläufig zu hohen Stromdichten.

In dieser Arbeit wird die Auswirkung der Hochstrom-Injektion im Kollektor bei HBTs zum ersten Mal experimentell quantitativ nachgewiesen und in das Modell integriert. Das Problem vorangegangener Arbeiten, die in gemessenen Zweitor-Parametern beobachteten Phänomene eindeutig Ersatzschaltbild-Elementen zuzuordnen (und somit physikalisch deuten zu können), ist durch den in dieser Arbeit bereits vorgestellten Kleinsignal-Extraktions-Algorithmus gelöst worden.

Damit ist der zweite Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit genannt: die Extraktion der Modellparameter, die gerade bei komplizierten Modellen oftmals unterschlagen wird. Diese sind ausschließlich aus elektrischen Messungen des Transistors bestimmbar, ohne daß globale Optimierungen eingesetzt werden müssen. Erst dadurch werden Modelltopologie und –Formeln physikalisch sinnvoll.

5.1. Grundlage des Großsignal-Modells

Ein npn-HBT läßt sich als zwei pn-Dioden verstehen, deren p-Seiten miteinander verbunden sind. Dies ist mit zwei Diodenmodellen zu beschreiben. Im einfachsten Fall benötigt man zur Modellierung je einen spannungsabhängigen Widerstand und je eine spannungsabhängige Diffusions- und Sperrschichtkapazität. Die Stromverstärkung $\beta = I_c/I_b$ wird durch eine gesteuerte Stromquelle beschrieben. Dieses einfache Modell ist innerhalb des gestrichelten Kastens in Abb. 5.1 dargestellt. Es hat sich gezeigt, daß auch der Basis-Emitter-Heteroübergang in dieser Weise beschrieben werden kann. Auf ein Modell für die Diskontinuität im Leitungsband [82] kann daher verzichtet werden.



ABBILDUNG 5.1. Großsignal-Ersatzschaltbild. Innerhalb des gestrichelten Kastens das einfachste Ersatzschaltbild. Außerhalb HBT-typische Erweiterungen. Rechts das thermische Ersatzschaltbild zur Berechnung der Selbsterwärmung.

Alle parasitären Elemente werden arbeitspunktunabhängig angenommen und aus der Kleinsignal-Darstellung direkt übernommen. Der Übersichtlichkeit halber werden sie in diesem Kapitel nicht mehr erwähnt.

Zunächst werden in diesem Abschnitt die Erweiterungen des Ersatzschaltbilds beschrieben. Die folgenden Abschnitte widmen sich dann der Modifikation der die Elemente beschreibenden Formeln. Man beachte, daß die Kapazitäten des Basis-Kollektor-Übergangs im Großsignalmodell anders benannt werden als im Kleinsignalmodell. Konnte dort nur zwischen innerer Kapazität C_{bc} und äußerer Kapazität C_{ex} unterschieden werden, so wird die innere Kapazität im Großsignalfall in eine Diffusionskapazität C_{cD} und eine Sperrschichtkapazität C_{jc} geteilt. Um zu verdeutlichen, daß die äußere Kapazität zum gleichen pn-Übergang gehört, wird sie nun C'_{jc} genannt. Die Basis-Emitter-Kapazität C_{be} des Kleinsignalersatzschaltbildes wird ebenfalls in den Diffusions- C_{eD} und den Sperrschichtanteil C_{je} geteilt.

5.1.1. Der innere Basiswiderstand. Der innere Basiswiderstand R_{b2} , der bereits bei der Kleinsignalbetrachtung eingeführt wurde, wird auch in das Großsignalmodell eingebaut. Die Arbeitspunktabhängigkeit von R_{b2} ist gering, weshalb ein konstanter Wert angenommen wird.

5.1.2. Die parasitäre Basis-Kollektor-Diode. Ein drittes Diodenmodell wird benötigt, das die äußere parasitäre Basis-Kollektor-Diode beschreibt. Diese ist bekanntlich durch die Mesa-Struktur des HBT verursacht und liegt außerhalb des aktiven HBT unterhalb der Basiskontakte. Im Vorwärtsbetrieb ist von dieser gesperrt gepolten Diode D'_c nur die aus der Kleinsignal-Betrachtung bekannte Sperrschichtkapazität C'_{ic} relevant.

5.1.3. Die parasitären Anteile des Basisstroms. Im einfachsten Fall haben Kollektor- und Basisstrom den gleichen Idealitätsfaktor. Dies ist durch das einfache Modell beschrieben: Hier wird I_b durch eine Diodenkennlinie modelliert, während I_c durch eine gesteuerte Stromquelle mit $I_c = \beta I_b$ dargestellt wird.

Der Idealitätsfaktor ist in diesem Fall immer nahe eins. Das bedeutet, daß kein Elektron in der Basis-Emitter-Raumladungszone rekombiniert. Das andere Extrem, daß der Idealitätsfaktor des Basis-Emitter-Übergangs den Wert zwei annimmt, würde bedeuten, daß alle Elektronen in der Raumladungszone rekombinieren. Zum Kollektorstrom tragen aber nur die Elektronen bei, die nicht schon in der Raumladungszone rekombinieren, sondern durch die Basis diffundieren und die Basis-Kollektor-Raumladungszone erreichen. Der Kollektorstrom kann daher durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle beschrieben werden, die durch die Basis-Emitter-Spannung gesteuert wird und Diodencharakteristik aufweist, wobei der zugehörige Idealitätsfaktor nahe eins ist. Dies entspricht der o.g. Darstellung $I_c = \beta I_b$, wobei I_b jetzt nicht mehr der gesamte Basisstrom ist, sondern nur noch der erwünschte Teil, der zur Verstärkung beiträgt.

In der Regel haben bei HBTs Basis– und Kollektorstrom unterschiedliche Idealitätsfaktoren. Im Modell kann man Basis– und Kollektorstrom formal entkoppeln, indem I_c nicht aus βI_b sondern direkt aus U_{be} berechnet wird [83]. Auf diese Weise können die im Gummelplot bestimmten Parameter direkt verwendet werden.

Flexibler und näher an der Physik bewegt man sich jedoch, wenn der zusätzliche, nicht verstärkte Teil des Basisstroms durch zusätzliche Dioden modelliert wird, die zur idealen parallel liegen. Dieser Stromanteil kann entweder durch Oberflächenströme bedingt sein oder eben die Rekombination in der Raumladungszone beschreiben. Zumeist zeigt der parasitäre Basisstrom Stromsättigung, die durch einen Serienwiderstand modelliert wird.

Zur Perfektion getrieben wird dies in der Arbeit von Grossman und Choma [84], die aus theoretischen Überlegungen heraus fünf parallele Dioden annehmen. Im vorliegenden Fall benötigt man allerdings nur zwei, die ideale Diode D_e und die parasitäre D'_e , letztere wird durch den Widerstand R_x strombegrenzt.

In bezug auf die Kapazitäten des pn-Übergangs empfiehlt sich eine solche Aufteilung nicht. Es bleibt also bei der Darstellung durch eine Sperrschichtkapazität C_{je} und eine Diffusionskapazität C_{eD} .

5.2. Temperatureffekte

Selbsterwärmung ist bei Leistungs-HBTs ein limitierender Faktor. Sie wird verursacht durch die hohen Leistungsdichten verbunden mit der geringen thermischen Leitfähigkeit von GaAs.

Aufgrund der Äquivalenz der Wärmeleitugsgleichung und der Telegraphen-Gleichung (ohne Widerstands- und Induktivitätsbelag) kann die Selbsterwärmung durch ein thermisches Ersatzschaltbild beschrieben werden. Eine "Stromquelle" P_{diss} verursacht einen "Spannungsabfall" ΔT über einem aus R_{th} und C_{th} gebildeten "RC-Glied" (rechts in Abb. 5.1) [85, 86]. Obwohl diese Darstellung grob vereinfachend ist, kann mit dieser Herangehensweise die Selbsterwärmung in den meisten Fällen modelliert werden.

Diese Darstellung hat den Vorteil, daß sie in einen Schaltungssimulator einfach zu integrieren ist. So kann die Sperrschicht-Temperatur zu jedem Zeitpunkt bestimmt werden. Die Temperatur steht nun als Zustandsvariable für weitere Berechnungen zur Verfügung.

Wegen der Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit des GaAs ist der thermische Widerstand nicht konstant, sondern steigt mit zunehmender Temperatur an [87]. Vom Gesichtspunkt des Schaltungsentwurfs her ist eine konstante Näherung jedoch zumeist ausreichend, wenn sich der Arbeitspunkt oder die Umgebungstemperatur nicht im großen Maßstab ändert. Die Sperrschichttemperatur folgt der HF-Aussteuerung oberhalb etwa 10 MHz nicht mehr (s.u. S. 65).

5.2.1. Bestimmung des thermischen Widerstands. Der thermische Widerstand, der Teil des Ersatzschaltbildes ist, wird aus elektrischen Messungen bestimmt. Die Bestimmung wird dadurch begünstigt, daß die Verstärkung in einem großen Bereich nur durch thermische Effekte modifiziert wird, während eine Veränderung des Arbeitspunktes bei gleicher innerer Temperatur keine Auswirkung hat. Dies ist hauptsächlich dadurch bedingt, daß kein Earlyeffekt — dieser verursacht Ansteigen der Verstärkung mit der Basis-Kollektor-Spannung — Messungen können darum darauf basieren, die Verlustleiauftritt. stung — und damit die Sperrschichttemperatur — zu variieren und jede Änderung der Verstärkung einer thermischen Ursache zuzuschreiben. Es darf dabei nicht aus den Augen verloren werden, daß der so ermittelte thermische Widerstand eine Größe ist, die die globale Auswirkung von Temperaturänderungen auf das elektrische Verhalten der HBTs beschreibt. Aussagen über die Temperaturverteilung, z.B. über die Spitzenwerte oder "Hot-Spots," sind aus elektrischen Messungen nicht möglich. Zu diesem Zweck müssen direkte Temperaturmessungen durchgeführt werden.

Grob lassen sich die Extraktionsalgorithmen wie folgt gliedern:

• Gummelplots werden bei mehreren Substrattemperaturen gemessen. Diese Messungen werden bei Strömen vorgenommen, bei denen die Selbsterwärmung keine Rolle spielt. Eine zweite Meßreihe wird bei Umgebungstemperatur und verstärkter Selbsterwärmung im gleichen Bereich der Kennlinie durchgeführt. Dazu wird zur Erhöhung der Verlustleistung eine Basis-Kollektor-Spannung angelegt, die in erster Näherung auf das elektrische Verhalten — ohne den Umweg über die Temperatur — keinen Einfluß hat. Vergleiche von Meßpunkten mit bekannter Temperatur und solchen mit bekannter Verlustleistung ermöglichen nun, den Temperaturanstieg aufgrund der Selbsterwärmung und damit auch den thermischen Widerstand zu bestimmen [**88**].

Diese Methode, die die Bestimmung des thermischen Widerstandes aus einfachen DC-Messungen erlaubt, hat Nachteile, die ihren Nutzen einschränken. So muß die Sperrschicht-Temperatur bei der ersten Meßreihe genau bekannt sein. Man muß entweder bei sehr kleinen Verlustleistungen messen [88] oder mit Hilfe kurzer Pulse [89, 90], um Selbsterwärmung auszuschließen. Zum zweiten können nur exakt die Schnittpunkte der Meßgruppen verwertet werden, da der thermische Widerstand nicht konstant ist. Entsprechend wenige Messungen gehen schlußendlich in die Bestimmung ein. Zuletzt ist das zugrundeliegende Modell nichtlinear, der Strom hängt exponentiell von der Spannung ab.

• Messungen des Ausgangskennlinienfelds bei verschiedenen Umgebungstemperaturen. Hierbei werden nur kleine Änderungen der Verlustleistung und der Umgebungstemperatur betrachtet, das zugrundeliegende Modell wird linearisiert [91]–[93]. Drei Meßpunkte werden zueinander ins Verhältnis gesetzt: Ein Referenzpunkt und je ein Punkt mit veränderter Umgebungstemperatur und mit veränderter Verlustleistung.

Die Vorteile gegenüber der vorher genannten Extraktionsmethode bestehen darin, daß nun nur noch die relative Änderung der Temperatur bekannt sein muß, nicht mehr ihr absoluter Wert. So ist auch eine Bestimmung von R_{th} in Arbeitspunkten großer Verlustleistung möglich. Es existiert eine einfache Formel für den thermischen Widerstand, der für jeden Punkt des Ausgangskennlinienfeldes extra bestimmt werden kann.

• Gepulste Messungen: Bei diesen Methoden werden Messungen, bei denen Selbsterwärmung auftritt, verglichen mit gepulsten
Messungen, die mit so kurzen Pulsen gemessen werden, daß angenommen werden kann, daß keine Selbsterwärmung auftritt [94]. Dieses Herangehen läßt eine Scheidung zwischen elektrischen und thermischen Einflußparametern am ehesten zu. Es muß keine Wärme künstlich von außen zugeführt werden. Fremdund Selbsterwärmung können zu unterschiedlichen Temperaturverteilungen führen und darum das elektrische Verhalten unterschiedlich beeinflussen. Auf der anderen Seite ist die thermische Zeitkonstante von HBTs sehr kurz. Darum müssen die Pulse in der Regel deutlich kürzer als $1 \,\mu s$ sein, was große Ansprüche an den Meßaufbau stellt. Zudem ist der Unterschied zwischen den gepulsten und ungepulsten Messungen nur mit einem umfangreichen nichtlinearen Modell zu beschreiben. Einen direkten einfachen Extraktionsalgorithmus wie bei den anderen Methoden gibt es darum nicht.

In dieser Arbeit wurde der thermische Widerstand aus Messungen des Ausgangskennlinienfelds bestimmt. Den Ausschlag gab die einfache Art der Messung, die zu einer großen Zahl von Bestimmungsgleichungen führt. Diese Methode wird im folgenden genauer dargestellt.

Es werden zwei Ausgangskennlininenfelder bei leicht unterschiedlichen Substrattemperaturen T_{a1} und T_{a2} gemessen. Aus diesen werden die jeweiligen Stromverstärkungen β bestimmt. Zur Bestimmung des thermischen Widerstands bei einer Verlustleistung P_{diss1} und der Umgebungstemperatur T_{a1} werden drei Meßpunkte benötigt: $\beta(T_{a1}, P_{\text{diss1}}), \ \beta(T_{a1}, P_{\text{diss2}})$ und $\beta(T_{a2}, P_{\text{diss1}})$. Vorausgesetzt wird, daß die Temperatur- und Verlustleistungsdifferenz so klein ist, daß die Änderung von β linear genähert werden kann:

$$\beta(T_{a1}, P_{\text{diss1}}) = \beta(T_{a2}, P_{\text{diss1}}) + \frac{\Delta\beta}{\Delta T_j} \Big|_{T_j = T_{j1}} \cdot (T_{a1} - T_{a2})$$

$$\beta(T_{a1}, P_{\text{diss1}}) = \beta(T_{a1}, P_{\text{diss2}}) + \frac{\Delta\beta}{\Delta T_j} \Big|_{T_j = T_{j1}} \cdot R_{th} \cdot (P_{\text{diss1}} - P_{\text{diss2}})$$

Löst man beide Gleichungen nach $\frac{\Delta \beta}{\Delta T_j}\Big|_{T_j=T_{j1}}$ auf und setzt dann gleich, so erhält man als Bestimmungsgleichung für R_{th} [92, 93]:

5. Das Großsignalmodell

(82)
$$R_{th} = \frac{\frac{\beta(T_{a1}, P_{\text{diss1}}) - \beta(T_{a1}, P_{\text{diss2}})}{P_{\text{diss1}} - P_{\text{diss2}}}{\frac{\beta(T_{a1}, P_{\text{diss1}}) - \beta(T_{a2}, P_{\text{diss1}})}{T_{a1} - T_{a2}}}$$

Man kann R_{th} auch direkt bestimmen. Dazu benutzt man die Taylor-Entwicklung um einen Punkt $\beta(T_{a0}, P_{diss0})$:

(83)

$$\beta(T_{ax}, P_{\text{diss}x}) = \beta(T_{a0}, P_{\text{diss}0}) + \left. \frac{\Delta\beta}{\Delta T_j} \right|_{T_j = T_{j0}} \cdot \left(\Delta T_a + \Delta P_{\text{diss}} R_{th} \right)$$

 ΔT_a bezeichnet die Differenz der Umgebungstemperaturen, ΔP_{diss} die Differenz der Verlustleistungen. In dieser Gleichung finden sich zwei Unbekannte: Die Steigung $\Delta \beta / \Delta T_j$ und der eigentlich gesuchte thermische Widerstand R_{th} . Aus mindestens zwei Messungen im Umkreis von $\beta(T_{a0}, P_{\text{diss}0})$ mit variierter Umgebungstemperatur und Verlustleistung können beide Werte bestimmt werden.

Gl. (83) wird für ngemessene Werte von β in Matrix
schreibweise geschrieben:

(84)
$$\begin{pmatrix} \beta_1 - \beta_0 \\ \vdots \\ \beta_n - \beta_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \Delta T_{a1} & \Delta P_{\text{diss1}} \\ \vdots & \vdots \\ \Delta T_{an} & \Delta P_{\text{dissn}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\Delta \beta}{\Delta T_j} \\ \frac{\Delta \beta}{\Delta T_j} R_{th} \end{pmatrix} = \mathbf{r}$$

Wobei $\beta_1 = \beta(T_{a1}, P_{diss1}) \dots \beta_n = \beta(T_{an}, P_{dissn})$ um den Punkt $\beta_0 = \beta(T_{a0}, P_{diss0})$ herum gemessen wurden. Der zu minimierende Vektor der Fehler wird mit **r** bezeichnet. Um die Unbekannten zu bestimmen muß man den quadratischen Fehler $|\mathbf{r}|^2$ minimieren. Dies führt auf folgende Bestimmungsgleichung:

$$(85) \quad \left(\begin{array}{c} \sum_{i=1}^{n} \Delta T_{ai}(\beta_{i} - \beta_{0}) \\ \sum_{i=1}^{n} \Delta P_{\text{diss}i}(\beta_{i} - \beta_{0}) \end{array}\right) = \\ \left(\begin{array}{c} \sum_{i=1}^{n} \Delta T_{ai}^{2} & \sum_{i=1}^{n} \Delta T_{ai} \Delta P_{\text{diss}i} \\ \sum_{i=1}^{n} \Delta T_{ai} \Delta P_{\text{diss}i} & \sum_{i=1}^{n} \Delta P_{\text{diss}i}^{2} \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} \frac{\Delta \beta}{\Delta T_{j}} \\ \frac{\Delta \beta}{\Delta T_{j}} R_{th} \end{array}\right)$$

Dies ist ein leicht aufzulösendes lineares Gleichungssystem mit zwei Unbekannten.

Der Vorteil dieses Extraktionsalgorithmus' gegenüber dem originalen von Bovolon u.a. liegt darin, daß beliebige Meßpunkte genommen werden können, vorausgesetzt sie liegen nahe genug beim Ausgangspunkt (T_{a0}, P_{diss0}), sodaß die Annahme der Linearität gilt. Die quasi unerfüllbare Bedingung, daß zwei Messungen unterschiedlicher Substrattemperatur aber identischer Verlustleistung ausgewertet werden müssen, kann also entfallen. Abb. 5.2 zeigt R_{th} eines $10 \cdot (3 \cdot 30) \,\mu\text{m}^2$ HBTs mit thermischen Luftbrücken, extrahiert mit der Bovolon-Methode und mit der neuen Methode. Obwohl die herkömmliche Methode auf eine Messung doppelter Auflösung angewendet wurde, macht sich das zuletzt genannte Problem bemerkbar. Um eine dem neuen Algorithmus vergleichbare Genauigkeit zu erreichen, müßten die fehlenden Meßwerte durch Interpolation synthetisiert werden.

Der starke Anstieg des thermischen Widerstandes bei hohen Verlustleistungen ist nicht nur durch die Verschlechterung der thermischen Leitfähigkeit des GaAs bei hohen Temperaturen bedingt, sondern deutet auf inhomogenen Stromfluß hin. Es bildet sich ein heißer Fleck, in dem der Hauptanteil des Stroms fließt. Dementsprechend verkleinert sich die effektive Emitterfläche. Dieser Effekt wird bei der Skalierung des Modells eine Rolle spielen (s. S. 94).

5.2.2. Die thermische Zeitkonstante. Die Sperrschichttemperatur ändert sich nicht beliebig schnell, und folgt damit der elektrisch erzeugten Verlustleistung bei hohen Frequenzen nicht mehr nach. Vielmehr stellt sich im Mikrowellenbereich eine mittlere Temperatur ein. Dieses Verhalten kann durch einen oder mehrere Tiefpässe beschrieben werden, wie durch die Parallelschaltung von C_{th} und R_{th} . Im typischen Einsatzbereich von HBTs, also vom oberen MHz-Bereich aufwärts, besteht die Aufgabe dieses einen Tiefpasses ausschließlich in der Entkopplung der thermisch relevanten DC-Leistung und der HF-Leistung, die nicht zur Erwärmung beiträgt.

Die Bestimmung der thermischen Zeitkonstanten kann einerseits im Zeitbereich mittels gepulster Messungen [90, 94] oder im Frequenzbereich durch Messungen des komplexen Ausgangsleitwerts [92, 95, 96] durchgeführt werden.



ABBILDUNG 5.2. Thermischer Widerstand R_{th} eines $10 \cdot (3 \cdot 30) \mu \text{m}^2$ HBT, extrahiert nach Bovolon– und modifizierter Methode.

Gepulste Messungen an den vorliegenden HBTs ergaben, daß die Erwärmung nach einem Einschaltvorgang durch eine Zeitkonstante von $1,7 \ \mu s$ beschrieben werden kann. Dies ist vergleichbar mit dem in [94] angegebenen Wert von 1 μ s. Zusätzlich wurde, anders als in der genannten Literatur, das dynamische thermische Verhalten des HBTs in dieser Arbeit nicht aus Messungen des Ausgangsleitwertes, sondern aus vollständigen S-Parameter-Messungen ab 300 kHz bestimmt. Thermisch-elektrische Wechselwirkungen üben großen Einfluß auf die S-Parameter bis zu einer Frequenz von 10 MHz aus. S_{11} und S_{22} streben in diesem Bereich entweder gegen induktive oder gegen Werte größer eins. S_{21} strebt gegen kapazitive Werte oder gegen einen größeren Wert als die Extrapolation der HF-Werte ergeben würde. Re $\{S_{12}\}$ strebt gegen einen negativen Wert. Abb. 5.3 zeigt eine solche Messung. Das gezeigte Verhalten kann in diesem Beispiel modelliert werden, indem zwei Zeitkonstanten angenommen werden, eine bei $0.4 \ \mu s$, und eine beliebig große, die deutlich außerhalb des gemessenen Bereichs liegt.

Das HF-Verhalten läßt sich also durch mehrere in Reihe geschaltete $R_{th}|C_{th}$ -Glieder beschreiben. Bei den untersuchten HBTs kann



ABBILDUNG 5.3. S-Paramter eines $3 \cdot 30 \mu m^2$ HBT bei $I_c = 30$ mA, f = 300 kHz...3 GHz. (— simuliert, • gemessen)

allerdings unabhängig von Arbeitspunkt und Größe ab ca. 10 MHz isothermisch gerechnet werden.

5.2.3. Einfluß auf das Gleichstromverhalten. Temperaturerhöhung führt zu einer Verminderung der Verstärkung, wie man bei der Betrachtung des Ausgangskennlinienfelds Abb. 5.4 unmittelbar sehen kann. Gleichzeitig wird bei konstantem Basisstrom die Basis-Emitter-Spannung absinken; oder andersherum: bei konstanter Basis-Emitter-Spannung steigt der Basisstrom exponentiell mit der Temperatur. Dies ist sehr deutlich in einem Ausgangskennlinienfeld zu sehen, bei dem wie bei FETs — eine konstante Basis-Emitter-Spannung angelegt wird.

Dieser Effekt kann bei mehrfingrigen HBTs zu einer starken Degradation des elektrischen Verhaltens oder gar zur Zerstörung des Transistors führen. Die einzelnen Zellen sind parallel geschaltet, sodaß überall die gleiche Basis-Emitter-Spannung anliegt. Bei einer inhomogenen Temperaturverteilung fließt in den wärmeren Zellen ein höherer Kollektorstrom als in kälteren. Die wärmeren Zellen wärmen sich dadurch noch weiter auf. Die Folge ist eine Konzentration des Gesamtstroms



ABBILDUNG 5.4. Ausgangskennlinienfelder eines $10 \cdot (3 \cdot 30) \mu \text{m}^2$ HBT. Links: Messung mit I_b als Parameter, Rechts: Messung mit U_{be} als Parameter.

auf einen kleinen Teil des HBTs. Zwei Möglichkeiten bestehen, diesem Effekt vorzubeugen.

- Die erste besteht darin, jede Zelle mit einem großen Emitterwiderstand zu belasten. Die negative Rückkopplung über diesen Widerstand kann die positive thermische Rückkopplung ausgleichen. Unerwünschter Weise wird gleichzeitig der Wirkungsgrad gesenkt, da in einem größeren Emitterwiderstand mehr Energie

 im Wortsinne – verheizt wird.
- Die zweite Methode besteht darin, mit Hilfe von Gold-Luftbrücken alle Zellen auf der gleichen Temperatur zu halten. Dies ist thechnologisch schwieriger, verbessert aber gleichzeitig das gesamte Temperaturverhalten, da der thermische Widerstand entsprechend sinkt.

Beide Techniken sind bei den untersuchten HBTs angewandt worden. Daher kam es nicht zum beschriebenen thermischen Zusammenbruch, und auch das thermische Verhalten konnte mit einem konzentrierten Modell beschrieben werden. Ein verteiltes thermisches Modell wie in [97]–[100] war daher nicht notwendig.

Alle veröffentlichten HBT-Modelle beschreiben das Absinken der Verstärkung bei erhöhter Temperatur. Die Variation der Basis-Emitter-Spannung wird nicht immer modelliert. Teilweise wird eine temperaturgesteuerte Spannungsquelle verwendet [82, 94]. Näher an der Physik ist es allerdings, dieses Verhalten auf die Temperaturabhängigkeit der Dioden zu beziehen und entsprechend zu modellieren.

5.2.3.1. Diodengleichungen. Die Temperatur beeinflußt das elektrische Verhalten der Dioden. Direkt sichtbar ist zunächst der Einfluß der Thermospannung U_{th} , die im Exponenten steht. Auch der Sperrstrom I_s hängt von der Temperatur ab. Die Temperaturabhängigkeit des Idealitätsfaktors [101] kann vernachlässigt werden. Die temperaturabhängige Diodengleichung lautet [84]–[86, 92]:

(86)
$$I_D = I_{s\infty} \left(\frac{T}{T_0}\right)^m e^{-\frac{U_g}{U_{th}}} \left(e^{\frac{U}{nU_{th}}} - 1\right)$$

Der Term $\left(\frac{T}{T_0}\right)^m$ kann gegenüber dem Exponentialterm vernachlässigt werden. Die Gleichung, die für die Modellierung Verwendung findet, lautet daher:

(87)
$$I_D = I_{s\infty} e^{-\frac{U_g}{U_{th}}} \left(e^{\frac{U}{nU_{th}}} - 1 \right)$$

Neu hinzugekommen zur bekannten Diodengleichung sind die Parameter $I_{s\infty}$ und U_g . Ersterer ist der Grenzwert des Sperrstroms, wenn die Temperatur über alle Grenzen steigt. Der zweite, $U_g = E_g/q$ ist gegeben durch eine Aktivierungsenergie.

Diese Gleichungen werden nur für die beiden Dioden am Basis-Emitter-Übergang benutzt. Die beiden Basis-Kollektor-Dioden sind im normalen Betrieb gesperrt gepolt, ihre Temperaturabhängigkeit ist darum zweitrangig.

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate können die Parameter $I_{s\infty}$, U_g und *n* bestimmt werden. Logarithmiert man Gl. (87), so ergibt sich bei nicht zu kleinen Strömen in guter Näherung:

(88)
$$\ln(I_D) = \ln(I_{s\infty}) - \frac{1}{U_{th}}U_g + \frac{U}{U_{th}}\frac{1}{n}$$

Gemessen werden Gummelplots bei unterschiedlichen Substrattemperaturen, wobei darauf geachtet werden muß, daß nur Messungen ausgewertet werden, bei denen keine nennenswerte Selbsterwärmung auftrat (vgl. Abb. 5.5).

5. Das Großsignalmodell



ABBILDUNG 5.5. Gummelplots eines $3 \cdot 30 \ \mu \text{m}^2$ HBTs gemessen bei $30, 35 \dots 60 \ ^\circ C$. Gestrichelt: Modell nach Gl. (87).

5.2.3.2. Verstärkung. Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung setzt sich zusammen aus der Temperaturabhängigkeit des Emitterwirkungsgrads, des Basistransportfaktors und des Kollektorwirkungsgrads.

In erster Näherung hängt die Verstärkung β linear von der Temperatur ab. Dies wurde für kleine Temperaturänderungen bereits vorausgesetzt, um R_{th} bestimmen zu können. Es hat sich gezeigt, daß der lineare Bereich so groß ist, daß in der Modellierung kein größerer Aufwand getrieben werden muß.

5.2.4. Einfluß auf die Laufzeiten. Drift und Diffusion im Halbleiter sind temperaturabhängig. Mit zunehmender Temperatur verringern sich Elektronenbeweglichkeit und Sättigungsdriftgeschwindigkeit [102]. Daher ist zu erwarten, daß sich sowohl die Basis– als auch die Kollektorlaufzeit mit der Temperatur ändern. In Abb. 5.6 ist exemplarisch die Abhängigkeit der Gesamtlaufzeit τ gezeigt, die sich beim gewählten Arbeitspunkt von 16 kA/cm² aus Basis– und Kollektorlaufzeit zusammensetzt. Dargestellt sind sieben Arbeitspunkte, die bei vier Umgebungstemperaturen gemessen wurden. Es zeigt sich, daß die Werte für jeden Arbeitspunkt auf einer Geraden liegen [103]. Die Steigung der



ABBILDUNG 5.6. Gesamtlaufzeit τ eines $3 \cdot 30 \mu m^2$ HBT, abhängig von der inneren Temperatur T_j und der Basis-Kollektor-Spannung U_{bc} . (•: extrahierte Werte, —: lineare Approximation).

Geraden ist arbeitspunktabhängig. Hauptsächlich fällt ein der Emitterladezeit korrespondierender zu $1/I_e$ proportionaler Term und ein konstanter der Basislaufzeit zugeordneter Term auf. Die Abhängigkeit von der Basis-Kollektor-Spannung ist in Abb. 5.6 berücksichtigt, ist aber offensichtlich gering. Die Emitterladezeit wird nun durch

(89)
$$1/I_e(\tau_{BE} + \Delta T_j \cdot \kappa_{\tau E})$$

und die Basislaufzeit durch

(90) $\tau_B + \Delta T_j \cdot \kappa_{\tau B}$

modelliert.

5.3. Hochstrombereich

In HBTs ist die Basis hoch dotiert, während der Kollektor nur schwach dotiert ist. Dies hat zur Folge, daß Hochstrominjektion zunächst im Kollektor auftritt, und nicht in der Basis (der sog. Webstereffekt [4]) wie bei BJTs. Durch die ungleich höhere Dotierung in der Basis breitet sich die Basis-Kollektor-Raumladungszone auch nur unwesentlich in das Basisgebiet hinein aus, sodaß die Modulation der Basisweite durch die Basis-Kollektor-Spannung mit der daraus folgenden Modulation der Verstärkung (Earlyeffekt [5]) vernachlässigt werden kann. In diesem Abschnitt werden die Effekte im Kollektor näher untersucht.

Um die Verhältnisse im Kollektor deutlich zu machen, empfiehlt sich die Einführung einer effektiven Dotierung

(91)
$$N_{C,\text{eff}} = N_C - \frac{J_c}{qv},$$

mit der Elektronengeschwindigkeit v, der Kollektorstromdichte J_c , der Dotierung N_C und der Elektronenladung q. Diese Größe soll veranschaulichen, daß die Ladung der Elektronen im Kollektor die Ladung der Donatoren kompensiert. Die resultierende Ladung wird als effektive Kollektordotierung verstanden. So können drei Strombereiche unterschieden werden:¹

- 1. Der Bereich kleiner Stromdichten: $N_C \gg J_c/(qv)$ und $N_{C,\text{eff}} \approx N_C$,
- 2. der Bereich mittlerer Stromdichten mit $N_C > J_c/(qv)$, und
- 3. der Hochstrombereich mit $N_C < J_c/(qv)$.

Wichtig ist, daß $N_{C,\text{eff}}$ bei $J_c = N_C qv \stackrel{!}{=} J_k$ von der ursprünglichen n-Dotierung in p-Dotierung übergeht. Dementsprechend wandert auch der pn-Übergang von der metallurgischen Basis-Kollektor Grenze zur Kollektor-Subkollektor Grenze. Erfüllt die Raumladungszone nun nur noch einen Teil des Kollektors, so bildet sich ein neutrales Gebiet im Kollektor an der Grenze zum Basisgebiet. Dieses Gebiet wirkt wie eine Verlängerung der neutralen Basis, und führt zur Erhöhung der Basislaufzeit, die quadratisch von der Basisweite W_B abhängt:

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{\eta D_B}$$

 D_B ist die Diffusionskonstante der Elektronen in der Basis, und η ein Parameter, durch den die Driftanteile beschrieben werden. Dieser Effekt wird Kirkeffekt [**6**] oder, im englischen, oftmals "Base push-out"

¹Man beachte, daß diese Definition dem gängigen Sprachgebrauch nicht ganz entspricht. Normalerweise redet man von Hochstrominjektion, sobald die Elektronen im Kollektor nicht mehr vernachlässigt werden können. Da im vorliegenden Fall aber drei Bereiche unterschieden werden müssen, von denen zwei in diese Definition passen, wird der leicht abgewandelte Sprachgebrauch gewählt.

genannt. Es ist zu erwarten, daß die effektive Erweiterung der Basisschicht auch die Stromverstärkung vermindert, da der Basistransportfaktor α_T ebenfalls von der Basisweite und der Diffusionslänge L_B der Elektronen in der Basis abhängt :

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh\left(\frac{W_B}{L_B}\right)}$$

Eine starke Abnahme der Stromverstärkung im Hochstrombereich konnte beobachtet und modelliert werden [**104**], tritt aber bei Schichten hoher Qualität so sehr in den Hintergrund, daß die Variation des Basistransportfaktors nicht mehr sichtbar ist und im Modell vernachlässigt werden kann.

Die Stromdichte, bei der der Kirkeffekt eintritt, steigt mit steigender Basis-Kollektor-Spannung an, da er durch die Breite der Raumladungszone bestimmt wird. Simulationen mit dem zweidimensionalen Finite-Elemente Simulator TeSCA bestätigen diese Überlegungen. In Abb. 5.7 sind Ladungsdichten von ein-Finger-HBTs entlang der Symmetrieebene gezeigt. An den diversen Heteroübergängen sind Linienladungen zu erkennen. Wichtig ist in diesem Zusammenhang zunächst, daß die Basis-Kollektor-Raumladungszone einen weiten Bereich des Kollektors erfüllt. Bei einem bestimmten Strom wechselt die Raumladung im Kollektor das Vorzeichen, was dem Übergang von $N_{C,\text{eff}}$ zur p-Dotierung entspricht. Mit steigendem Strom zieht sich die Raumladungszone am Subkollektor zusammen, und an der Grenze zur Basis erkennt man ein neutrales Gebiet. Die Raumladungszone verbreitert sich wie zu erwarten auch im Fall der Hochstrominjektion bei steigender Sperrspannung.

Die Auswirkung der ebengenannten Effekte auf die Hochfrequenzeigenschaften der HBTs kann anhand der Transitfrequenz f_t verdeutlicht werden. In Abb. 5.8 ist ein typischer Verlauf dargestellt. Am stärksten fällt der Bereich oberhalb von ca. 30 kA/cm^2 ins Auge, in dem die Transitfrequenz bei steigendem Strom stark zurückgeht. Dies ist der Bereich der Hochstrominjektion, in dem die effektive Erhöhung der Basislaufzeit großen Einfluß hat. Aber auch unterhalb dieser Stromdichte ist zu erkennen, daß die Transitfrequenz stark vom Arbeitspunkt abhängt.

Diese Betrachtungen von f_t lassen erwarten, daß die Modulation der Basis-Kollektor Raumladungszone mit ihren Auswirkungen auf die



ABBILDUNG 5.7. Simulierte Ladungsdichten im inneren eines HBTs (Emitterfläche 40 μ m²).

Kapazität C_{jc} und die Kollektorlaufzeit τ_C bereits bei mittleren Stromdichten berücksichtigt werden muß, nicht erst beim Beginn der eigentlichen Hochstrominjektion.

Für die Auswirkungen der Hochstrominjektion auf die Transitfrequenz gibt es zahlreiche, in der Folge der ursprünglichen Arbeit von Kirk [6] entstandene analytische Modelle [105]–[109]. Bei diesen Modellen liegt das Augenmerk auf der Ausweitung des neutralen Basisgebiets über die metallurgische Basis hinaus. Berechnet werden kann dies, indem Elektronenbeweglichkeit oder –Geschwindigkeit konstant angesetzt wird, sodaß Gl. (91) aufgelöst werden kann. Aus der effektiven Dotierung und der angelegten Spannung wird dann die Weite der Raumladungszone berechnet, die Differenz zwischen deren Weite und der Weite des Kollektors ergibt dann die effektive Basisausweitung.

Modelle für die Variation der Kapazität wurden erst später entwickelt [110]–[113]. Der große Einfluß der stark nichtlinearen Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit im GaAs wird anhand von Simulationen in [114] aufgezeigt. Eine analytische Lösung von



ABBILDUNG 5.8. Transitfrequenzen eines $3 \cdot 15 \mu m^2$ HBT, abhängig von der Basis-Kollektor-Spannung U_{bc} . (Symbole: Extrahierte Werte).

Gl. (91) ist daher nicht möglich. Der Beginn der Hochstrominjektion kann zwar abgeschätzt werden, wenn angenommen wird, daß die Elektronen sich im Kollektor mit maximaler Driftgeschwindigkeit von $v_s = 2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ bewegen (vgl. Abb. 5.9, 5.10), weitergehende Aussagen sind auf diesem einfachen Weg aber nicht möglich. Bei der Berechnung der Basis-Kollektor-Kapazität, durch Ableitung der gespeicherten Ladung Q_c nach der Basis-Kollektor-Spannung, $C_{bc} = dQ_c/dU_{bc}$, muß zudem der spannungsabhängige Anteil der freien Ladungsträger berücksichtigt werden.

Um das Geschehen im Kollektor trotzdem in einer Weise beschreiben zu können, die der Großsignalmodellierung zugänglich ist, muß daher ein anderer Weg gegangen werden, bei dem ein analytisches Modell aus Messungen abgeleitet wird [115]. Im Gegensatz zum in [116, 117] beschriebenen Modell werden im folgenden die Elemente des Kleinsignalersatzschaltbildes systematisch auf ihre Temperatur- und Arbeitspunktabhängigkeit untersucht. Anschließend wird vor dem Hintergrund der eben beleuchteten Theorie ein empirisches Modell gewonnen. Damit

5. Das Großsignalmodell



ABBILDUNG 5.9. Topographische Karte der Laufzeit τ eines $3 \cdot 15\mu m^2$ HBT, abhängig von der Kollektor-Basis-Spannung U_{cb} und vom Kollektorstrom I_c . Mit steigendem Strom sinkt τ zunächst, bis bei der Stromdichte $J_c = qv_s N_C$ ($\approx 17 \text{ mA}$) Hochstrominjektion einsetzt und τ wieder zunimmt. Die absoluten Werte können Abb. 5.15 entnommen werden, hier soll zunächst nur gezeigt werden, daß die einfache Näherung das Einsetzen der Hochstrominjektion abschätzen läßt.

werden die dem Modell zugrunde liegenden Annahmen zugleich experimentell verifiziert, was die zuletzt genannten neueren Modelle schuldig bleiben.

In den folgenden zwei Abschnitten werden die Basis-Kollektor-Kapazität und die Laufzeit τ , wie sie mit dem oben beschriebenen Kleinsignal-Extraktions-Algorithmus bestimmt werden, untersucht. Diese zwei Parameter sind abhängig von der Basis-Kollektor-Raumladungszone, die ihrerseits wiederum vom Arbeitspunkt abhängt. Um auch die Temperaturabhängigkeit der Parameter untersuchen zu können, wird bei verschiedenen Umgebungstemperaturen gemessen.



ABBILDUNG 5.10. Topographische Karte der inneren Basis-Kollektor-Kapazität C_{bc} des gleichen Transistors in den gleichen Arbeitspunkten. Mit steigendem Strom sinkt C_{bc} zunächst, bis Hochstrominjektion einsetzt und C_{bc} wieder zunimmt. Die absoluten Werte können Abb. 5.12 entnommen werden.

5.3.1. Die Basis-Kollektor-Kapazitäten. Die Extraktionen ergeben, daß die Basis-Kollektor-Kapazitäten C_{jc} und C'_{jc} nicht von der Temperatur, sondern nur von der Basis-Kollektor Spannung U_{bc} und der Kollektorstromdichte J_c abhängen, wie aus der Physik erwartet. Vergleicht man die Werte, die sich für die gesamte Kapazität $C'_{jc} + C_{jc}$ ergeben (Abb. 5.11), mit denen der inneren Kapazität C_{jc} (Abb. 5.12), so fällt zunächst ins Auge, daß die innere Kapazität im Hochstromfall die gesamte Kapazität bestimmt, während sie im Bereich mittlerer und geringer Ströme von der äußeren Kapazität überdeckt wird.

Im mittleren Strombereich, bis zu einer Kollektorstromdichte $J_c \approx 30 \text{ kA/cm}^2$, in dem der Kollektorstrom die effektive Dotierung verringert, weitet sich die Raumladungszone aus und C_{jc} sinkt entsprechend. Dieses Verhalten kann folgendermaßen näherungsweise beschrieben werden:



ABBILDUNG 5.11. Stromabhängigkeit der Gesamtkapazität $C_{jc} + C'_{jc}$ eines $3.15 \,\mu\text{m}^2$ HBT, bestimmt bei den angegebenen Umgebungstemperaturen bei $U_{cb} =$ 0; 0, 5; 1; 1, 5; 2, 5; 3, 5; 4, 5 V (Symbole: extrahierte Werte, Linien: Modell).

(92)

$$C_{jc}\Big|_{J_c < J_k} = \begin{cases} C_{jc0} \cdot \left(1 - \frac{J_c}{J_0}\right)^m \left(\frac{1}{1 - \frac{U_{bc}}{\phi_{bc}}}\right)^n & \text{für } C_{jc} > C_{jc\min} \\ C_{jc\min} & \text{sonst} \end{cases}$$

Mit der Stromdichte $J_0 = J_{0b} - J_{0a}U_{bc}$. J_{0b} , J_{0a} , und m sind dabei zu bestimmende Parameter. Den minimalen Wert C_{jcmin} nimmt die Basis-Kollektor-Kapazität an, wenn der gesamte Kollektor von der Raumladungszone erfüllt ist.

Im Falle der untersuchten HBTs ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen C_{jc} und J_c , d.h. m = 1. Dies ist in der Literatur ebenfalls berichtet [82, 94, 118].

Für $J_c \to 0$ nähert sich Gl. (92) der bekannten Formel für Kapazitäten von pn-Übergängen:



ABBILDUNG 5.12. Stromabhängigkeit der inneren Kapazität C_{jc} des $3.15 \,\mu\text{m}^2$ HBT bei $T_a = 30^\circ$, bei $U_{cb} = 0; 0.5; 1; 1.5; 2.5; 3.5; 4.5 V$ (Symbole: extrahierte Werte, Linien: Modell).

(93)
$$C_{jc}\Big|_{J_c \to 0} = \begin{cases} C_{jc0} \cdot \left(\frac{1}{1 - \frac{U_{bc}}{\phi_{bc}}}\right)^n & \text{für } C_{jc} > C_{jc\min} \\ C_{jc\min} & \text{sonst} \end{cases}$$

Bei Hochstrominjektion, oberhalb $J_c \approx 30 \text{ kA/cm}^2$, steigt die Kapazität an. Das läßt sich mit der folgenden Formel beschreiben:

(94)
$$C_{jc}\Big|_{J_c > J_k} = C_{jcmin} + X_{Ck} \cdot C_{jc0} \cdot \left(\frac{J_c}{J_k} - 1\right)^{m'} \left(\frac{1}{1 - \frac{U_{bc}}{\phi_{bc}}}\right)^n$$

Mit $J_k = J'_{0a} - \frac{X'_{0a}}{U_{cb} + U'_{0b}}$, wobei J'_{0a} , X'_{0a} , U'_{0b} , X_{Ck} und m' Fittingparameter sind. Im Fall der untersuchten HBTs ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit vom Kollektorstrom, d.h. m' = 2.

Zwei Schlüsse können aus der Untersuchung von C_{jc} gezogen werden:

1. Der Kirkeffekt tritt unabhängig von der Temperatur auf.

2. Die Stromdichte J_k , die den Beginn des Kirkeffekts beschreibt, steigt mit steigender Kollektor-Basis-Spannung U_{cb} an.

Auf den ersten Blick widersprechen diese beiden Punkte der Beobachtung, die anhand der Transitfrequenzen gemacht werden. Auf der anderen Seite werden sie von der Theorie gestützt, in der Temperatureinflüsse unberücksichtigt bleiben.

5.3.2. Die Laufzeiten. Die bei der Kleinsignal-Extraktion bestimmte Laufzeit τ ist die Summe aus der Emitterladezeit τ_{BE} , der Basislaufzeit τ_B und der Kollektor-Laufzeit τ_C .



ABBILDUNG 5.13. Stromabhängigkeit des temperaturunabhängigen Teils von τ , $\tau(U_{bc}, J_e)$, extrahiert (•) und modelliert durch Gl. (95) (–). Parameter ist $U_{cb} = 0; 0.5; 1; 1.5; 2.5; 3.5; 4.5 V$

Zunächst wird die Temperaturabhängigkeit der Gesamtlaufzeit τ berücksichtigt, die oben (S. 70) untersucht wurde. Aus den Messungen bei verschiedenen Umgebungstemperaturen kann dann ein Wert $\tau(U_{bc}, J_e)$ bestimmt werden, der der Laufzeit bei konstanter Sperrschichttemperatur entspricht. Die Arbeitspunktabhängigkeit dieser Laufzeit läßt sich durch einfache Funktionen beschreiben und interpretieren (Abb. 5.13):

80

(95)
$$\tau(U_{bc}, J_e) = \tau_{B0} + \frac{\kappa_{BE0}}{J_e} + \tau_C(U_{bc}, J_c)$$

Da die Basislaufzeit τ_B unabhängig vom Arbeitspunkt ist, wird sie durch die Größe τ_{B0} und den Parameter κ_0 beschrieben.

(96)
$$\tau_B = \tau_{B0} + \kappa_{\tau B} \Delta T$$

Die Emitterladezeit τ_{BE} ist proportional zur Emitter-Stromdichte

(97)
$$\tau_{BE} = \left(\kappa_{BE0} + \kappa_{\tau E}\Delta T\right) \frac{1}{J_e}$$



ABBILDUNG 5.14. Stromabhängigkeit der extrahierten Werte von τ für $3 \cdot 30 \mu m^2$ HBTs mit (•) $N_C = 1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ und (•) $N_C = 2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $U_{cb} = 0; 0, 5; 1; 1, 5; 2, 5; 3, 5; 4, 5 V$, $T_a = 30^{\circ}C$.

Nun soll die Arbeitspunktabhängigkeit von $\tau_C(U_{bc}, J_c)$ untersucht werden. Dabei ist es hilfreich, die starke Abhängigkeit von τ von der Kollektordotierung zu berücksichtigen. Abb. 5.14 zeigt Laufzeiten zweier HBTs mit $3.30\mu\text{m}^2$ Emitterfläche. Der einzige Unterschied zwischen diesen beiden Transistoren besteht in der Kollektordotierung, die im einen Fall 1·10¹⁶ cm⁻³ und im anderen Fall 2·10¹⁶ cm⁻³ beträgt. Entsprechend ist die Stromdichte, bei der $N_{C,\text{eff}} = 0$ auftritt, für den zweiten HBT doppelt so hoch wie für den ersten. Die Arbeitspunktabhängigkeiten der Laufzeiten beider HBTs ähneln einander, nur die J_c -Achse scheint unterschiedlich skaliert. Daraus kann folgender Schluß gezogen werden: Erstens, daß die Arbeitspunktabhängigkeit von τ durch den Kollektor, und damit durch τ_C bedingt ist (ab einer Stromdichte, bei der τ_{BE} vernachlässigt werden kann), und zweitens, daß die Stromabhängigkeit von τ_C näherungsweise linear von der Kollektordotierung abhängt.

Die Kollektorlaufzeit τ_C hängt vom Arbeitspunkt in komplizierter Weise ab. Bei niedrigen Stromdichten steigt τ_C mit steigendem U_{cb} aufgrund der Vergrößerung der Raumladungszone. Wird jedoch U_{cb} konstant gehalten und die Stromdichte erhöht, sinkt τ_C , obwohl die Raumladungszone sich ebenfalls vergrößert aufgrund der Verminderung von $N_{C,\text{eff}}$. Ist zuletzt der Kollektor ganz von der Raumladungszone erfüllt, steigt τ_C wiederum mit U_{cb} an. Unter anderem die mit steigender Feldstärke sinkende Elektronenbeweglichkeit im GaAs kann hierfür die Ursache sein [**116**].

Die Spannungsabhängigkeit von τ wird proportional zu $1/C_{jcx} = 1/C_{jc}|_{J_c \to 0}$ genähert.

(98)
$$\tau_C = (\kappa_{C0} - \kappa_{Cui} J_c) / C_{icx} + \kappa_{Ci} J_c$$

Mit den Parametern κ_{C0} , κ_{Cui} und κ_{Ci} . Die lineare Stromabhängigkeit gilt natürlich nur in einem gewissen Bereich. Bei kleinen Stromdichten zeigt τ z.B. eine Sättigung im Fall des HBT mit der höheren Dotierung in Abb. 5.14. Dies kann bei den anderen HBTs durch den größeren Anteil von τ_{BE} (Abb. 5.13, 5.15) verdeckt sein. Ebenso wird vorausgesetzt, daß τ_C im Hochstromfall einen gewissen Wert nicht unterschreitet.

Bei Hochstrominjektion tritt eine zusätzliche Laufzeit τ_{CIB} aufgrund des Kirkeffekts auf. Diese kann durch die folgende Formel beschrieben werden:

(99)
$$\tau_{\text{CIB}} = \frac{X_k}{Y_k + U_{bc}^2} \cdot \frac{\left(\frac{J_c}{J_k} - 1\right)}{1 + X_\infty \left(\frac{J_c}{J_k} - 1\right)}$$

Mit $X_{\infty} = 2\pi f_{\infty} \frac{X_k}{Y_k + U_{bc}^2}$. f_{∞} ist die minimale Transitfrequenz, die erreicht würde, wenn die neutrale Zone den ganzen Kollektor erfüllte. X_k und Y_k sind Parameter, mit denen die Spannungsabhängigkeit des Anstiegs von τ_{CIB} beschrieben werden kann. Eine Temperaturabhängigkeit wird nicht modelliert, da sie gegenüber dem raschen Anstieg der Laufzeit mit dem Strom nicht ins Gewicht fällt.



ABBILDUNG 5.15. Extrahierte und simulierte τ in Abhängigkeit von der Kollektorstromdichte, $U_{cb} = 0; 0, 5; 1; 1, 5; 2, 5; 3, 5; 4, 5 V, T_a = 30^{\circ}C.$

Dieser Abschnitt hat gezeigt, daß die Kollektorlaufzeit nicht vernachlässigt werden kann, sondern im Gegenteil einen großen Teil der Gesamtlaufzeit ausmacht. Durch Selbsterwärmung steigt die Laufzeit bei größeren Strömen an, sodaß die genaue Bestimmung des Stroms, bei dem der Kirkeffekt einsetzt, nicht mehr möglich ist. Dazu ist die temperaturunabhängige Basis-Kollektor-Kapazität besser geeignet. 5. Das Großsignalmodell

5.4. Modifizierte Gleichungen für das Großsignalmodell

In das Großsignalmodell werden Ladungsquellen eingefügt, deren Ableitung nach der Spannung die Kapazität ergibt. Im Falle der Basis-Kollektor-Kapazität: $Q_c = \int C_{jc}(U_{bc}) dU_{bc}$. C_{jc} ist auch vom Strom abhängig, der seinerseits von U_{be} abhängt. Dadurch entsteht eine Transkapazität $dQ_c/dU_{be} \neq 0$, die aber bis zum Eintreten des Kirkeffekts gering ist und das elektrische Verhalten kaum beeinflußt.

Der Strom I_k , bei dem der Kirkeffekt beginnt, wird konstant genähert, um die Konvergenz der Harmonic-Balance-Simulation zu verbessern. Möglich ist das, weil nur im Betrieb als Leistungsverstärker die höchsten Stromdichten erreicht werden, und dann auch nur in einem schmalen Bereich niedriger Basis-Kollektor-Spannungen. Die Laufzeit τ wird durch die Zeitkonstante des Basis-Emitter-pn-Übergangs modelliert (s. S. 122). Beschrieben wird nun die Ladung $Q_b = \int C_{eD}(U_{be}) dU_{be}$. τ als Funktion von U_{bc} wird linear genähert, dies wird auch in [**119**] berichtet. Die Abhängigkeit von I_c wird durch einen tanh genähert. Der Parameter τ_{B0} beschreibt den konstanten Anteil, τ_{C0} und τ_{cx} den Arbeitspunktabhängigen Anteil der Laufzeit, oberhalb von I_k kommen noch τ_x und $X_{\infty} = 2\pi f_{\infty} \tau_x$ dazu. Der Einfluß der Temperatur wird durch τ_T beschrieben.

$$Q_{b,\mathrm{T}} = \tau_T I_c \Delta T_j$$

$$Q_{b,\mathrm{u}} = (\tau_{B0} - \tau_{C0} \cdot U_{bc}) \cdot I_c$$

$$Q_{b,\mathrm{i}} = \begin{cases} \tau_{cx} \tanh\left(\frac{I_c}{I_k} - 1\right) \cdot \left(1 - \frac{I_c}{I_k}\right) & \text{für } I_c < I_k \\ \tau_x \left(\frac{I_c}{I_k} - 1\right)^2 & \text{für } I_c > I_k \end{cases}$$

$$(100) \ Q_{b,\mathrm{neu}} = Q_{b,\mathrm{T}} + Q_{b,\mathrm{u}} + Q_{b,\mathrm{i}}$$

KAPITEL 6

Skalierung des Modells

In diesem Kapitel wird untersucht, wie das Modell und seine Parameter mit der Geometrie der HBTs skalieren. Dieses Wissen kann zu unterschiedlichem Zweck von Nutzen sein:

- Optimierung des Layouts in Hinblick auf die HF-Eigenschaften.
 - So kann z.B. die maximale Schwingfrequenz f_{max} erhöht werden, indem die gesamte Basis-Kollektor-Kapazität $(C_{bc} + C_{ex})$ und der gesamte Basiswiderstand $(R_b + R_{b2})$ verringert wird [**120**, **121**].
 - Die Rauscheigenschaften lassen sich optimieren, wenn $R_b + R_{b2}$ und R_e minimiert werden (vgl. S. 41).
 - Eine Verminderung des kapazitiven Anteils des Ausgangsleitwerts vereinfacht die Anpassung an 50Ω .
- Ein skalierbares Großsignalmodell, das für einen Transistor entwickelt wurde, gilt auch für HBTs der gleichen Technologie, aber anderen Layouts. Für den Schaltungsentwurf wird also nur ein Satz Parameter benötigt, auch wenn HBTs in mehreren Größen eingesetzt werden.
- Skalierungsregeln können eingesetzt werden, um den Prozeß zu überwachen, auch, wenn verschiedene HBTs verglichen werden und es keinen speziellen "Monitor-Transistor" gibt.

In der Literatur sind verschiedene Ansätze vorgestellt worden. In [122] werden Ersatzschaltbild-Elemente und Geometriedaten unterschiedlicher HBTs genutzt, um Materialparameter wie z.B. den Widerstand der Basisschicht zu bestimmen. An anderer Stelle wird mit Hilfe von Skalierungsansätzen versucht, Probleme zu lösen, die speziell bei großen HBTs auftreten. Eines davon ist, daß Vielfinger-HBTs oftmals nicht als konzentrierte Elemente modelliert werden können. In [123, 124] wird darum zunächst ein Kleinsignalmodell für einen einzelnen Emitterfinger entwickelt. Anschließend werden diese Einzelfinger-Modelle durch passive Zweitore miteinander verschaltet. Die Zweitore können feldtheoretisch oder durch Optimierung bestimmt werden. Ein zweites Problem ist die gegenseitige Erwärmung der Emitterfinger, die zum thermischen Zusammenbruch führen kann. Um diesen Effekt modellieren zu können, werden in [97]–[99] Großsignalmodelle von einzelnen Emitterfingern elektrisch und thermisch verkoppelt. In [12, 100] werden sogar die einzelnen Emitterfinger selbst diskretisiert, um zusätzlich die Temperaturverteilung innerhalb eines Fingers bestimmen zu können.

Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln dargestellt, können die untersuchten HBTs sowohl elektrisch wie auch thermisch durch konzentrierte Ersatzschaltbilder beschrieben werden. Diese Eigenschaft, die die Bestimmung der Ersatzschaltbilder und die Entwicklung des Modells entschieden vereinfacht hat, soll im folgenden genutzt werden, um die Geometrieabhängigkeit des Modells zu bestimmen. Im Gegensatz zu den erwähnten Ansätzen aus der Literatur kann dabei direkt vorgegangen werden, d.h. indem die Parameter für verschiedene HBTs bestimmt und verglichen werden. So wird die Modellierung in Hinblick auf die eingangs erwähnten Vorzüge vereinfacht und die Modellparameter für die Technologie nutzbar gemacht.

Zunächst wird die Skalierung des Kleinsignal-Ersatzschaltbildes untersucht. Mit diesen Ergebnissen wird anschließend ein skaliertes Großsignalmodell entwickelt.

6.1. Das Kleinsignalmodell

Die Skalierung des Kleinsignalmodells wird anhand einer großen Anzahl unterschiedlicher HBTs einer Scheibe untersucht [**125**]. Es werden sowohl einfingrige HBTs unterschiedlicher Emittergeometrie wie auch mehrfingrige HBTs betrachtet. Es handelt sich um eine Scheibe mit Emitter-Ballast-Widerstand zur Verhinderung des thermischen Zusammenbruchs, aber ohne thermisch wirksame Emitter-Luftbrücken. Die Ergebnisse lassen sich qualitativ auf HBTs mit Thermal-Shunt-Technologie übertragen.



ABBILDUNG 6.1. Skizze eines einfingrigen HBT-Layouts. Die Kontakte sind mit den koplanaren Anschlüssen durch Luftbrücken verbunden (nicht gezeichnet). Leistungs-HBTs bestehen aus mehreren parallelen Emitterfingern (vgl. Abb. 2.2, S. 8).

Die Emitter der betrachteten Einzelfinger-HBTs haben folgende Geometrien: $3.15 \,\mu\text{m}^2$, $3.30 \,\mu\text{m}^2$, $3.60 \,\mu\text{m}^2$, $4.30 \,\mu\text{m}^2$, $6.30 \,\mu\text{m}^2$. Dazu kommen noch zwei- und zehnfingrige HBTs mit Emittergeometrien $2 \cdot (3.30) \,\mu\text{m}^2$ und $10 \cdot (3.30) \,\mu\text{m}^2$.

Da die Elemente des inneren HBT vom Arbeitspunkt abhängen, werden sie bei verschiedenen Kollektor-Stromdichten J_c untersucht. Die Stromdichten umfassen den Bereich 5...100 kA/cm², wobei die Kollektor-Emitter-Spannung U_{ce} bei 3 V liegt. Mit Ausnahme der 10-Finger-HBTs liegt die maximale Transitfrequenz f_t bei $J_c \approx 30$ kA/cm² (vgl. Abb. 6.2). Jenseits dieses Werts setzt der Kirkeffekt ein.

Die Geometrien, die die Größe der Ersatzschaltbildelemente wesentlich beeinflussen, sind:

1. Die Emitterfläche A_E . Der aktive Teil des HBT ist in guter Näherung der Teil des HBT, der senkrecht unter dem Emitter liegt (vgl. Abb. 2.9, S. 19). Der äußere Emitterwiderstand R_e und die Elemente, die den inneren Basis-Emitter- und Basis-Kollektor-Übergang beschreiben, also R_{be} , C_{be} , und R_{bc} , C_{bc} skalieren mit A_E . Für R_{bc} werden keine Werte angegeben, da sie zu groß sind, um verläßlich extrahiert werden zu können (\gg mehrere 10 k Ω), gleiches gilt für die Kapazität C_{be} , die parallel zum sehr kleinen Widerstand R_{be} liegt.

• Der äußere Emitterwiderstand R_e ist umgekehrt proportional zur Emitterfläche. In unserem Fall (Vgl. Abb. 6.3):

$$R_e \cdot A_E = 160 \ \Omega \mu \mathrm{m}^2$$

• Der Widerstand des Basis-Emitter pn-Übergangs R_{be} verhält sich wie erwartet (Vgl. Abb. 6.5):

$$R_{be} \cdot A_E = (n_e U_{th}) / (J_c / \alpha) = \frac{26 \,\mathrm{mV}}{J_c \cdot 10^8} \qquad (\Omega \mu \mathrm{m}^2)$$

mit der Thermospannung $U_{th} = (kT)/q \approx 26 \,\mathrm{mV}$ und dem Idealitätsfaktor der Basis-Emitter-Diode $n_e \approx 1$.

• Man findet für die Kapazität des Basis-Kollektor-Übergangs C_{bc} : $C_{bc}/A_E = 0.17 \,\text{fF}/\mu\text{m}^2$, bei $J_c = 30 \,\text{kA/cm}^2$. Im stromlosen Fall $J_c \to 0$ nähert sich C_{bc}/A_E dem physikalisch erwarteten Wert an:

$$C_{bc}/A_E = \sqrt{\frac{\varepsilon q N_B N_C}{2(N_B + N_C)(\phi_{bc} + V_{cb})}} = 0.22 \,\mathrm{fF}/\mu\mathrm{m}^2$$

Wobei $N_B = 4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ und $N_C = 1.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ die Basis- und Kollektordotierungen und ϕ_{bc} die Diffusionsspannung ist. C_{bc} nimmt zunächst aufgrund des Kollektorstroms ab und steigt bei höheren Strömen aufgrund des Kirkeffekts stark an [**110**]–[**113**, **126**] (Vgl. Abb. 6.4). Daß das Einsetzen des Kirkeffekts beim 10-Finger-HBT früher erfolgt ist auf — ingesamt — schwach ausgeprägte thermische Einschnürung zurückzuführen (vgl. S. 65; auch Abb. 6.2).

2. Die Basisflächen A_B und A'_B . A_B bezeichnet die Fläche der Metallisierung des Basiskontakts. A'_B ist die Fläche der Basismesa ohne die Emitterfläche (vgl. Abb. 6.1). Der äußere Basiswiderstand R_b ist abhängig von A_B , während A'_B die Basis-Kollektor Kapazität C_{ex} bestimmt. • Der Basiswiderstand R_b skaliert linear mit A_B (wie R_e mit A_E skaliert).

$$R_b \cdot A_B = 120 \ \Omega \mu \mathrm{m}^2$$

• Der äußere Teil der Basis-Kollektor-Kapazität C_{ex} ist proportional zur Fläche A'_B .

$$C_{ex}/A'_B = 0.21 \, \text{fF}/\mu \text{m}^2$$

Der Wert ist nahezu unabhängig vom Strom, er entspricht dem Wert von C_{bc}/A_E bei kleinen Stromdichten (vgl. Abb. 6.6 und die Bemerkungen zu C_{bc}).

3. Das Gebiet zwischen dem Basiskontakt und dem aktiven Teil des HBT bestimmt die Größe des inneren Widerstandes R_{b2} . Dieses Gebiet ist proportional zur Gesamtlänge des Emitters und zum Abstand zwischen Basisgabel und Emittermesa. Zwar zeigen die Werte von R_{b2} eine gewisse Streuung, trotzdem kann eine Abhängigkeit beobachtet werden:¹

$$R_{b2} \cdot 2 l_e / w_{be} \approx 400 \cdots 700 \,\Omega / \Box$$
,

mit der Emitterlänge l_e und dem Abstand zwischen Basisgabel und Emittermesa w_{be} (vgl. Abb. 6.7).

- 4. Der äußere Kollektorwiderstand R_c wird bestimmt durch den Kollektorkontakt und den Subkollektor. Dadurch kann er nur näherungsweise auf geometrische Faktoren bezogen werden. Die Skalierung von R_c mit dem **Umfang des aktiven HBT**, der dem Umfang des Emitters entspricht, ist gegeben durch die Emitterlänge l_e und –Breite w_e : $R_c \cdot 2(l_e + w_e) \approx 160 \ \Omega \mu m$.
- 5. Die Stromverstärkung $\beta = 1/(1 \alpha)$ ist virtuell gleich für alle HBTs, die Werte zeigen bei den untersuchten Transistoren jedoch eine gewisse Streuung, vergleichbar zu R_{b2} .

¹Die große Streuung der Werte von R_{b2} resultiert zu einem großen Teil aus der Akkumulation von Inhomogenitäten der Epitaxie und Technologie, die den Schichtwiderstand und den tatsächlichen Abstand zwischen Basis und Emitter beeinflussen. Zu beachten ist auch, daß die unter Verwendung der Werte R_{b2} berechneten C_{bc} und C_{ex} sehr homogen sind. Eine derartig starke Streuung wird bei der Scheibe, anhand deren das skalierte Großsignalmodell entwickelt wird, nicht mehr beobachtet.

Die in diesem Abschnitt gezeigten Abhängigkeiten der Kleinsignal-Parameter vom horizontalen Layout der HBTs können nun genutzt werden, um ein skaliertes Großsignalmodell zu entwerfen.



ABBILDUNG 6.2. Transit frequenz f_t als Funktion der Kollektor-Stromdichte J_c .

6.2. Das Großsignalmodell

Aufbauend auf den Skalierungsregeln für die Kleinsignalparameter wird nun ein skaliertes Großsignalmodell vorgestellt [115]. Die Betrachtung des Kleinsignalverhaltens der HBTs hat gezeigt, daß sich Einzelfinger-Transistoren wie auch Leistungszellen als konzentrierte Elemente beschreiben lassen. Dies gilt nicht uneingeschränkt, sondern bei sehr hohen Strömen kommt es beim 10-Finger-HBT zur thermischen Einschnürung. Im Gegensatz zu den im letzten Abschnitt beschriebenen HBTs sind die nun betrachteten HBTs in Thermal-Shunt-Technologie ausgeführt. Dadurch wird der thermische Widerstand vermindert, und auch das thermische Einschnüren tritt erst bei höheren Verlustleistungen auf. Auch die individuelle Streuung der Werte ist bei diesen HBTs durch verbesserte Epitaxie und Technologie deutlich geringer. Als Beispiel dienen ein-, zwei- und zehnfingrige HBTs mit Emitterflächen von



ABBILDUNG 6.3. Äußerer Emitterwiderstand R_e als Funktion der Emitterfläche. (Die o.g. Skalierungsregel ist durch die Linie dargestellt.)

 $3\cdot 30\mu\mathrm{m}^2$ je Finger. Das zugrundeliegende Ersatzschaltbild Abb. 5.1 ist auf S. 58 dargestellt.

Basis-Emitter Dioden: Die Sperrströme hängen vom Diodenquerschnitt ab. In diesem Fall handelt es sich um die Emitterfläche A_E . Dies gilt für die ideale Diode D_e genauso wie für die parasitäre Diode D'_e und den strombegrenzenden Widerstand R_x . Die Werte der temperaturabhängigen Diodengleichungen Gl. (87), S. 69, nehmen flächenabhängig die folgenden Werte an:

Diode	$I_{s\infty}/A_E$	n	U_g	R_x/A_E
D_e	$4 \text{ A}/\mu\text{m}^2$	1,01	$1,58~\mathrm{V}$	
D'_e	$2~{ m A}/\mu{ m m}^2$	1,4	$1,\!37~\mathrm{V}$	$360 \ { m M}\Omega/\mu{ m m}^2$

Basis-Kollektor Dioden: Diese Dioden beschreiben den inneren und äußeren Teil des Basis-Kollektor-Übergangs. Auch ihre Parameter sind flächenabhängig, sie werden nicht temperaturabhängig modelliert. Beide Dioden, D_c und D'_c , können mit einem Parametersatz und dem Faktor XC = 0.3, der die Relation ihrer Flächen angibt, nachgebildet werden. Der Einfachheit halber werden die Werte wiederum auf die Emitterfläche bezogen, da



ABBILDUNG 6.4. Flächenbezogene innere Basis-Kollektor-Kapazität C_{bc}/A_E als Funktion der Kollektor-Stromdichte.

dieser Wert ohne genauere Kenntnis des HBT-Layouts unmittelbar zugänglich ist.² Vorausgesetzt wird, daß Emitter– und Basisfläche bei allen HBTs im gleichen Verhältnis zueinander stehen.

Diode	I_s/A_E	n
D_c	$XC \cdot 2.8 \cdot 10^{-20} \text{ A}/\mu \text{m}^2$	1,02
D'_c	$(1 - XC) \cdot 2.8 \cdot 10^{-20} \text{ A}/\mu\text{m}^2$	$1,\!02$

Die hier präsentierten kleinen Werte von I_s , Sper
rströme einer Diode bei Zimmertemperatur, dürfen nicht mit den großen Werten $I_{s\infty}$ der Basis-Emitter-Dioden verwechselt werden. Letz
tere sind Maximalwerte für $T \to \infty$, d.h. fiktive Größen.

Sperrschichtkapazitäten: Die Sperrschichtkapazitäten skalieren wie die Diodenströme mit der Emitterfläche, wobei die Spannungsabhängigkeit durch $C(U) = C_0 (1/(1-U/\phi))^m$ gegeben ist. Der Faktor $X_{ck} = 1,77$, die minimale Kapazität $C_{jcmin} =$

 $^{{}^{2}}XC/(1-XC)$ ist das Verhältnis der Flächen des aktiven Transistors und der parasitären Basisdiode: A_{E}/A_{B} . Durch Umrechnung könnte daher unter Beibehaltung des Faktors XC ein auf A_{E} bezogener Wert angegeben werden. Die angegebene Darstellung wird dagegen gewählt, weil sie mit der gängigen Notation konform ist.



ABBILDUNG 6.5. Flächenbezogener innerer Basis-Emitter-Widerstand $R_{be} \cdot A_E$ als Funktion der Kollektor-Stromdichte. (Die Linie bezeichnet die aus der Diodencharakteristik erwarteten Werte.)

0,22 fF/ μ m² und die Stromdichte $J_0 = 50 \text{ kA/cm}^2$ sind in Gl. (92), S. 78 definiert.

Kapazität	C_0/A_E	m	ϕ
C_{jc}	$XC \cdot 2,28 \text{ fF}/\mu \text{m}^2$	$0,\!39$	1,01 V
C'_{ic}	$(1 - XC) \cdot 2,28 \text{ fF}/\mu \text{m}^2$	$0,\!39$	$1,\!01~{\rm V}$
C_{je}	$1,11~{ m fF}/{ m \mu m^2}$	$0,\!31$	$1{,}34~\mathrm{V}$

- **Diffusionskapazitäten und Laufzeiten:** Die Parameter der Laufzeiten (s. S. 84), $\tau_{B0} = 2$ ps, $\tau_{C0} = 240$ fs/V, $\tau_{cx} = 2$ ps, $\tau_T = 16$ fs/K, die zusätzliche Laufzeit im Hochstrombereich $\tau_x = 13$ ps, der Faktor $X_{\infty} = 0.08$, und die Stromverstärkung $\beta = 100 \pm 5$ sind geometrieunabhängig. Die Stromverstärkung nimmt um 0.15/K mit zunehmender Temperatur ab.
- **Einsetzen des Kirkeffekts:** Der Strom, bei dem der Kirkeffekt einsetzt, ist abhängig von der Emitterfläche: $I_k/A_E = 30 \text{ kA/cm}^2$.
- Thermische Widerstände: R_{th} skaliert nicht einfach mit der Anzahl der Emitterfinger oder der Emitterfläche. Grund dafür



ABBILDUNG 6.6. Flächenbezogene innere Basis-Kollektor-Kapazität C_{ex}/A'_B als Funktion der Kollektor-Stromdichte.

ist die gegenseitige Erwärmung benachbarter Finger, ohne die R_{th} proportional dem Kehrwert der Fingeranzahl und der Emitterfläche wäre. Darum wird keine Skalierungsregel angegeben und der Wert für jeden der Transistoren einzeln bestimmt. Die Werte sind: $R_{th} = 900 \text{ K/W}$ für den einfingrigen, 430 K/W für den zweifingrigen, und 155 K/W für den zehnfingrigen HBT.

Ausgangskennlinienfelder, die mit dem skalierten Modell für die genannten ein-, zwei- und zehnfingrigen HBTs simuliert wurden, sind in Abb. 6.8 dargestellt. Aufgrund der gegenseitigen Erwärmung der Emitterfinger ist der Einfluß der Temperatur bei gleicher Stromdichte stärker, je mehr Finger der Transistor hat. Oberhalb einer Verlustleistung von 1,2 W geht die Verstärkung beim 10-Finger-HBT stärker zurück als modelliert. Dies weist auf eine geringe thermische Instabilität hin (vgl. S. 65), die aber außerhalb des Bereiches ist, in dem sich der Arbeitspunkt typischerweise befinden wird. Es ist ebenfalls zu sehen, daß die Verstärkung für die unterschiedlichen HBTs leicht variiert.

In Abb. 6.9 sind die S-Parameter der Transistoren verglichen. Die Verminderung des Ein- und Ausgangswiderstands durch Vergrößerung der Diodenfläche ist in S_{11} und S_{22} gut zu sehen. Größere Kapazitäten



ABBILDUNG 6.7. Flächenbezogener innerer Basiswiderstand $R_{b2} \cdot 2l_e/w_{be}$ als Funktion der Kollektor-Stromdichte.

bei größerer Emitterfläche führen zu einem stärkeren Frequenzgang der S-Parameter, und zu einer verstärkten Rückkopplung S_{12} .

Leistungsmessungen bei 2 GHz sind in Abb. 6.10 dargestellt. Die verfügbare Eingangsleistung und die an die Last abgegebene Leistung P_{out} sind auf die Emitterfläche normiert. Während die Last bei der Grundwelle für jeden HBT spezifisch leistungsangepaßt ist, liegt der Reflexionsfaktor der Quelle und der Last bei Vielfachen der Grundwelle bei 50 Ω . Die Verschiebung entlang der P_{in} -Achse ist den unterschiedlichen Eingangsreflexionsfaktoren und der daraus resultierenden Fehlanpassung an 50 Ω geschuldet. Pro Finger können ca. 18 dBm Ausgangsleistung erzielt werden. Die maximale PAE sinkt leicht von 48% beim 1-Finger-HBT auf 46% beim 10-Finger-HBT.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß das Großsignalmodell nicht nur geeignet ist, einen HBT zu beschreiben, sondern auch mit der Geometrie skaliert. Somit kann der Parametersatz eines Layouts verallgemeinert werden und verschiedene HBTs beschreiben. Diese Eigenschaft ist von praktischem Nutzen, wenn in einer Schaltung mehrere verschieden große HBTs eingesetzt werden. In diesem Fall muß nur für eine Bauart eine Parameterextraktion durchgeführt werden. Das



ABBILDUNG 6.8. Ausgangskennlinienfelder des ein-, zwei- und zehnfingrigen HBT. Beim 10-Finger-HBT ist die Leistungshyperbel für 1,2 W eingezeichnet. (Symbole: Messungen, Linien: Simulation).

spart zum einen Zeit bei Messung und Extraktion, zum anderen kann das Layout für eine spezielle Anwendung optimiert werden, ohne daß extra Technologie-Durchläufe notwendig sind. Grundlegender und für die Evaluation des Modells wichtiger ist auf der anderen Seite die Feststellung, daß das Modell die zugrundeliegende Physik widerspiegelt, da es auf unterschiedliche HBTs anwendbar ist. Gleiches gilt insbesondere auch für die Extraktion der Parameter, die nicht nur einen HBT in einem Betriebszustand beschreiben, sondern verallgemeinert werden können.



ABBILDUNG 6.9. S-Parameter von 1, 2 und 10-Finger-HBTs bei $U_{ce} = 3 \text{ V}$, $J_c = 40 \text{ kA/cm}^2$, $f = 50 \text{ MHz} \dots 50 \text{ GHz}$ (Symbole: Messungen, Linien: Simulation).



ABBILDUNG 6.10. Auf die Fingerzahl normierte Ausgangsleistung P_{out} und PAE aufgetragen über der normierten verfügbaren Quelleistung bei 2 GHz, $U_{ce} = 3$ V, $J_c = 50$ kA/cm² für 1, 2 und 10-Finger-HBTs. Die Last ist leistungsangepaßt. (Symbole: Messungen, Linien: Simulation).

6. Skalierung des Modells
KAPITEL 7

HBT als Leistungsverstärker

In diesem Kapitel wird das Leistungsverhalten der HBTs beleuchtet. Die Untersuchung beschränkt sich dabei auf die grundlegenden Zusammenhänge, die die Ausgangsleistung und den Wirkungsgrad von Einzeltransistoren bestimmen. Diese beiden Größen sind besonders wichtig in transportablen batteriebetriebenen Sendern. Ziel ist es, auszuloten, in welcher Betriebsart und bei welcher Beschaltung die Transistoren maximale Leistung bei maximalem Wirkungsgrad abgeben. Dabei werden Simulationen und Messungen herangezogen, so kann en passant das Modell verifiziert werden. Da neben Leistungen auch Ströme und Spannungen im Zeitbereich gemessen werden können, ist ein maximaler Einblick in die Transistoroperation und das Verhalten des Modells möglich.

Bei der Betrachtung von einzelnen Transistoren werden im Gegensatz zum Entwurf von Leistungsverstärkern die Modulationsart und Fragen der Linearisierung nicht untersucht. Die bei den meisten digitalen Modulationsarten verwendete Amplitudenmodulation führt zu ständig wechselnden Amplituden, sodaß die Festlegung der optimalen Betriebsart nicht mehr eindeutig ist wie im vorliegenden Fall bei konstanter Quellenleistung. Die Linearisierung ist eine Aufgabe der Schaltungstechnik, da der HBT allenfalls im vom Gesichtspunkt des Wirkungsgrads her ungünstigen A-Betrieb linear arbeitet. Linearisierung von Leistungsverstärkern ist in erster Linie notwendig, um die Außerbandstrahlung zu unterdrücken, die entsteht, wenn das Ausgangsspektrum aufgrund einer nichtlinearen Übertragungsstrecke verbreitert ist, und die unmittelbaren Nachbarkanäle gestört würden ("Spectral Regrowth". ACP "Adjacent Channel Leakage Power"). Zur Linearisierung und zur Anpassung des Arbeitspunktes an die zeitabhängige Ausgangsleistung werden in der Regel adaptive Algorithmen eingesetzt, die auf der digitalen Seite des Kommunikationssystems implementiert werden. Dem geht die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Beschaltung, Betriebsart, resp. des Stromflußwinkels, und des Wirkungsgrads und der Ausgangsleistung voraus.

7.1. Vorüberlegungen

Die einleitenden Überlegungen sind aus Platzgründen kurz gehalten. In der ihnen gebührenden Breite werden sie in der Literatur dargestellt [127, 128], dort werden auch Fragen der Schaltungstechnik und der Linearisierung behandelt.

7.1.1. Leistungsanpassung. Die Leistungsanpassung ist im nichtlinearen Fall vom konjugiert komplexen Abschluß des Kleinsignalfalls verschieden. Die maximale Leistung kann dem Transistor entnommen werden, wenn die Lastgerade zwischen Maximalstrom und Maximalspannung verläuft, während der Transistor bei anderen Abschlüssen zu früh Sättigungserscheinungen zeigt. Die Leistungsanpassung ist also ihrerseits nicht nur arbeitspunkt– sondern auch leistungsabhängig, und muß jeweils bestimmt werden.

7.1.2. Wirkungsgrad. Definitionen des Wirkungsgrads setzten die abgegebene Nutzleistung ins Verhältnis zur aufgenommenen Leistung, resp. zur Verlustleistung. Der Transistor ist dabei als ein System gedacht, das an zwei Stellen Leistung aufnimmt, nämlich HF-Leistung am Eingang und DC-Leistung aus der Batterie. Abgegeben wird ebenfalls an zwei Stellen: Am Ausgang HF-Leistung, bei der erwünschten Frequenz f_0 (=Nutzleistung) und deren Harmonischen; ein anderer Teil der aufgenommen Leistung wird in thermische Energie umgewandelt. Die einfachste Definition des Wirkungsgrads η setzt die Nutzleistung mit der aufgenommenen DC-Leistung ins Verhältnis: $\eta = P_{f_0}/P_{DC}$, wobei die aufgenommene Leistung am Eingang vernachlässigt wird. Die vollständige Energiebilanz gibt die PAE ("Power Added Efficiency") an: $PAE = (P_{f_0} - P_{in})/P_{DC}$. Ob die Leistung thermisch oder bei unerwünschten Frequenzen verloren wird, ist dabei zunächst unerheblich.

7.1.3. Verstärkerklassen. Von alters her ist bekannt, daß sich der Wirkungsgrad eines Verstärkers steigern läßt, indem der Stromflußwinkel verkleinert wird [**129**]. Die Grundlegenden Zusammenhänge können anhand des einfachen Ersatzschaltbilds Abb. 7.1 erklärt werden.

Der HBT wird dabei auf eine gesteuerte Stromquelle reduziert, wobei vernachlässigt wird, wie die Steuerung geschieht. Die Überlegungen konzentrieren sich ausschließlich auf den Ausgangskreis. Dieser wird gebildet aus der gesteuerten Stromquelle, die auf den Lastwiderstand R_L arbeitet, zu dem parallel ein Schwingkreis liegt, der alle Harmonischen außer der Grundwelle kurz schließt. Über Drosselinduktivität und Blockkondensator wird der Transistor mit Gleichspannung versorgt. Verluste treten so nur im Transistor selbst auf, und die Überlegungen können sich auf die Transistor-Ausgangsgrößen I_a und U_a beschränken.



ABBILDUNG 7.1. Ersatzschaltbild zur Erklärung der Verstärkerklassen A – C.

Im linearen Betrieb liefert die Stromquelle einen sinusförmigen Strom, der zu einer ebenfalls sinusförmigen Spannung führt (Abb. 7.2, links). Strom und Spannung sind um 180° phasenverschoben, sodaß das Maximum des Stroms gleichzeitig mit dem Minimum der Spannung auftritt. Der Wirkungsgrad $\eta = P_{f_0}/P_{\rm DC}$ beträgt maximal 50%. Da die im Transistor auftretenden ohmschen Verluste in jedem Moment durch $u_a(t) \cdot i_a(t)$ gegeben sind, liegt es nahe, den HBT so auszusteuern, daß zum Zeitpunkt, in dem die Spannung maximal wird, kein Strom fließt. Durch geeignete Wahl des Arbeitspunkts und der Amplitude am Eingang kann erreicht werden, daß die Stromquelle sinusförmige Impulse statt einer vollständigen Sinusschwingung liefert (Abb. 7.2, rechts). Die zeitliche Dauer dieser Pulse wird als Stromflußwinkel θ bezeichnet, wobei die Dauer einer ganzen Periode auf 2π normiert ist. Die gängigen Verstärkerklassen können durch den Stromflußwinkel definiert werden:





ABBILDUNG 7.2. Strom I_a und Spannung U_a aus Abb. 7.1 als Funktion der Zeit bei unterschiedlich ausgesteuerter Stromquelle.

In Abb. 7.3 sind die HF-Ausgangsleistung P_{f_0} , die aufgenommene DC-Leistung P_{DC} und der resultierende Wirkungsgrad $\eta = P_{f_0}/P_{DC}$ in Abhängigkeit vom Stromflußwinkel dargestellt. Der Lastwiderstand und der Maximalstrom wurden konstant gehalten. Je geringer der Stromflußwinkel ist, desto größer wird der Wirkungsgrad. Der Anteil der Grundwelle der Stromfunktion nimmt zunächst zu, verringert sich im C-Betrieb aber immer weiter, sodaß für den Fall $\theta \to 0\ 100\ \%$ Wirkungsgrad bei Ausgangsleistung 0 erzielt werden kann, was dem stromlosen Fall entspricht.

Die bisher zugrunde gelegte Schaltung aus Abb. 7.1 schließt alle Harmonischen des Stroms kurz und erzwingt somit einen sinusförmigen Spannungsverlauf. Der Gedanke, den Wirkungsgrad zu verbessern, indem nicht nur der Stromfluß bei maximaler Spannung unterbunden wird, sondern durch geeignete Beschaltung eine Spannungsfunktion zu erzwingen, für die am Transistor $u_a(t) \cdot i_a(t) = 0 \rightarrow P_{DC} = 0$ gilt, während die erste Harmonische des Stroms an den Lastwiderstand geliefert wird $P_{f_0} > 0 \rightarrow \eta = 1$, geht auf die Anfänge der Verstärkertechnik zurück [130, 131].



ABBILDUNG 7.3. Ausgangsleistung P_{f_0} , DC-Leistung P_{DC} und Wirkungsgrad $\eta = P_{f_0}/P_{DC}$ in Abhängigkeit vom Stromflußwinkel.



ABBILDUNG 7.4. Strom– und Spannungsfunktionen im F-Betrieb.

Besondere Beachtung verdient hier die Verstärkerklasse F [132]– [134]. Ausgehend von einer Stromquelle, die sinusförmige Halbwellen abgibt ($\theta = \pi$), wird eine Beschaltung gewählt, die einen rechteckförmigen Spannungsverlauf mit gleichem Stromflußwinkel bewirkt (Abb. 7.4). Um die entsprechende Beschaltung zu bestimmen, werden



ABBILDUNG 7.5. Die ersten vier Fourierkoeffizienten der Strom- und Spannungsfunktion aus Abb. 7.4 als Funktion des Stromflußwinkels θ .

die Fourierkoeffizienten der Strom- und Spannungsfunktion bestimmt. In Abb. 7.5 sind diese in Abhängigkeit von θ dargestellt. Für den Fall $\theta = \pi$ weisen die geradzahligen Harmonischen der Spannungsfunktion und die ungeradzahligen Vielfachen der Stromfunktion Nullstellen auf. Um den erwünschten Betriebszustand zu erreichen, müssen also die geradzahligen Vielfachen mit Kurzschlüssen, die ungeradzahligen Vielfachen hingegen mit Leerläufen abgeschlossen werden. Das entsprechende Ersatzschaltbild ist in Abb. 7.6 dargestellt. Im Gegensatz zum bisher betrachteten Ersatzschaltbild sind im Längszweig unendlich viele Schwingkreise in Reihe eingefügt, um die Leerläufe bei ungeradzahligen Harmonischen zu erzeugen (in der Abb. ist stellvertretend nur ein Schwingkreis gezeigt).¹

Neben dem theoretisch möglichen Wirkungsgrad von 100% wird auch die Ausgangsleistung gegenüber dem B-Betrieb erhöht, da der Anteil der Grundwelle in der rechteckförmigen Spannungsfunktion etwa um

¹Für die Herleitung dieser Verstärkerklasse muß darauf verzichtet werden, den HBT ausschließlich als Stromquelle zu betrachten. Sonst stellt sich die Frage, wo die Harmonischen der Spannung herkommen sollen, wenn die Stromquelle — als einziger Generator in einer linearen Schaltung — gar keine ungeradzahligen Harmonischen einspeist. Allein mathematisch stellt uns die beschriebene Herangehensweise nicht vor Probleme, wenn der Transistor als Quelle des Stroms und der Spannung begriffen wird. "Harmonics do happen" (F. Raab, in einer Diskussion zu diesem Thema auf dem MTT-Symposium 1999 in Anaheim/Calif.)



ABBILDUNG 7.6. Ersatzschaltbild zur Erklärung der Verstärkerklasse F. Die Schwingkreise stehen symbolisch für die Bedingung $Z_L|_{f_0} = R_L, Z_L|_{(2n)f_0} = 0, Z_L|_{(2n-1)f_0} = \infty.$

den Faktor 1,27 größer ist als in einer reinen Sinusschwingung gleicher Amplitude.

Die bisher betrachteten Verstärkerklassen hatten gemeinsam, daß der Transistor als gesteuerte Stromquelle betrachtet wurde. Diese Stromquelle speist ein passives Netzwerk, das nur die Nutzleistung bei der Grundwelle aufnimmt. Alle auftretende Verlustleistung wird vom Transistor verbraucht.

Eine andere, aus der NF-Technik kommende Methode zur Reduktion der Verlustleistung besteht darin, den Transistor als Schalter zu betreiben. Theoretisch ändert der Transistor dann seinen Zustand periodisch zwischen Leerlauf und Kurzschluß, und nimmt daher keine Leistung auf. Genaugenommen handelt es sich hier nicht mehr um einen Verstärker, da die Amplitude des Eingangssignals nur noch benutzt wird, den Schalter zu öffnen oder zu schließen, wodurch jeglicher Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangsamplitude verloren geht. Ist Amplitudenmodulation gewünscht, so muß sie über eine Änderung der Versorgungsspannung herbeigeführt werden.

Unter den Verstärkerklassen, die dieses Prinzip anwenden, ist die Klasse E besonders hervorzuheben [135]–[139].

Die Funktionsweise dieses vereinfacht in Abb. 7.7 dargestellten Verstärkers kann wie folgt erklärt werden. Die Versorgungsspannung wird



ABBILDUNG 7.7. Ersatzschaltbild zur Erklärung der Verstärkerklasse E.

über eine große Induktivität L_1 zugeführt, durch die ausschließlich ein Gleichstrom fließen kann. Am Ausgangsnetzwerk liegt bei geöffnetem Schalter die volle DC-Spannung an. Ist der Schalter geschlossen, so ist die anliegende Spannung Null. So wird die Kapazität C_1 periodisch geund entladen. Der Strom I_a setzt sich nun zusammen aus dem Gleichstrom, der durch L_1 fließt, und den Strömen durch die Kapazität C_1 und den Serienresonanzkreis. Das Ausgangsnetzwerk wird so dimensioniert, daß sich Strom- und Spannungsflanken beim An- und Ausschalten nicht überlappen. Für analytische Berechnungen unter stark vereinfachten Bedingungen sei auf die Literatur verwiesen, insbesondere auf [136, 137]. Am Transistor wird also keine Verlustleistung in Wärme umgesetzt, weil im Zeitverlauf entweder Strom oder Spannung nicht existieren. Das Ausgangsnetzwerk besteht aus zwei Schwingkreisen. Der Serienresonanzkreis läßt nur die Grundwelle des Stromes durch und stellt einen Leerlauf für alle anderen Frequenzen dar. Der aus L_1 und C_1 gebildete Parallelresonanzkreis schließt alle Frequenzen außer der Grundwelle kurz. So wird die zugeführte DC-Leistung vollständig auf die Grundwelle umgesetzt und an den Lastwiderstand geliefert.

Es sei darauf hingewiesen, daß die vorgestellten einfachen Modelle die Realität nicht vollständig wiedergeben. Folgende Punkte seien insbesondere hervorgehoben:

- Bei einem HBT kann die Kollektor-Emitter-Spannung nicht unter die Einsatzspannung fallen, dazu kommt noch der Spannungsabfall über die parasitären Widerstände. Beides senkt den Wirkungsgrad.
- Arbeitspunkt und Stromflußwinkel bei realen Transistoren ändern sich abhängig von der Eingangsleistung, sodaß eine Aussage über die Betriebsklasse nur im ganz konkreten Fall möglich ist.
- In realen Schaltungen sind definierte Abschlüsse i.d.R. nur für die ersten drei Harmonischen möglich, die allerdings auch die meiste Leistung führen.
- Nicht behandelt worden sind Fragen der Übersteuerung ("überspannter Zustand" bei Röhren [129]), in dem der HBT im Strommaximum Sättigung zeigt, und Fragen nicht-sinusförmiger Ansteuerung. Zu diesen Punkten sei auf die o.g. Literatur verwiesen.

Gleichwohl werden diese analytischen Modelle bei der folgenden Untersuchung der realen HBTs dem Verständnis hilfreich sein.

7.1.4. Eingangsleistung. Bei der Ableitung der Verstärkerklassen ist der Eingangskreis vernachlässigt worden. In einer realen Schaltung geht das natürlich nicht. Zunächst ist anzumerken, daß die Leistungsverstärkung gewöhnlich in der Größenordnung knapp oberhalb von 10 dB im A-Betrieb ist; geht man auf B-Betrieb über, so muß die doppelte Stromamplitude bereitgestellt werden. Bei linearem Eingangswiderstand entspricht das einer um 6 dB höheren Eingangsleistung. Entsprechend sinkt die PAE, sodaß der maximale Wirkungsgrad eher im AB-Betrieb zu erzielen ist und durch Verminderung des Stromflußwinkels nicht gesteigert wird. Auf der anderen Seite ist der Eingang eines HBT niederohmig und daher schlecht anzupassen. Zudem ist der Eingangswiderstand stark nichtlinear, da er maßgeblich vom Widerstand der Basis-Emitter-Diode bestimmt wird.

Daß Ein- und Ausgang von HBTs niederohmig sind, stellt die Schaltungs- und Meßtechnik vor Probleme. Bei der Beschreibung des Meßsystems wird darauf genauer eingegangen werden.

7.1.5. Zusammenfassung. Die präsentierten Überlegungen lassen sich zu folgenden bauteilunabhängigen Prinzipien verallgemeinern,

nach denen Ausgangsleistung und Wirkungsgrad optimiert werden können:

- 1. Strom– und Spannungsamplitude sollten durch die jeweils möglichen Maximalwerte gegeben sein.
- Die Ausgangsleistung kann erhöht werden, indem am Transistor eine Wellenform erzeugt wird, die einen größeren spektralen Anteil bei der Grundwelle aufweist als der sinusförmige Verlauf im linearen Fall.
- 3. Der Wirkungsgrad η wird verbessert durch Verminderung der Verlustleistung $P_v = \int u(t) \cdot i(t) dt$ am Transistor. Die Verlustleistung wird Null, wenn zeitlich abwechselnd Strom fließt oder Spannung anliegt, aber nicht gleichzeitig. Im Frequenzbereich entspricht das einer rein reaktiven Last bei allen Harmonischen und einem verschwindenden Gleichanteil der Leistung.

In der Realität begrenzt die Kniespannung (minimale Kollektor-Emitter-Spannung bei maximalem Kollektorstrom), der maximale Kollektorstrom, die Ausgangskapazität des HBTs und der nichtlineare Eingangsreflexionsfaktor die maximal erreichbare Ausgangsleistung und den Wirkungsgrad.

7.2. Zum Meßsystem

Die Leistungsmessungen wurden an einem im FBH entwickelten Harmonic Load-Pull System [140, 141] vorgenommen. Unter einem Load-Pull System ist zu verstehen, daß die Messung nicht nur in einer 50 Ω -Umgebung vorgenommen wird, sondern der Lastreflexionsfaktor variiert werden kann; bei einem Harmonic Load-Pull System können zudem die Harmonischen unterschiedlich abgeschlossen werden, in unserem Fall bis zur dritten Harmonischen. Mit Hilfe eines Load-Pull Systems kann das Leistungsverhalten eines Transistors abhängig von der Ausgangsbeschaltung gut untersucht werden [142].

Bei dem verwendeten System, Abb. 7.8, handelt es sich dabei um ein aktives Harmonic Load-Pull System, d.h. der Lastreflexionsfaktor wird nicht durch Phasenschieber und Dämpfungsglieder realisiert, sondern die ,reflektierte' Welle wird am Ausgang eingespeist, sodaß sich das gleiche Verhältnis von ein- und auslaufender Welle ergibt wie im Fall einer wirklichen Reflexion. In Abb. 7.8 ist dies zu sehen. Von der



ABBILDUNG 7.8. Flußdiagramm des Harmonic Load-Pull Systems.

Leistung des Generators wird ein Teil abgezweigt, der nicht an den Eingang des Testobjekts geliefert wird, sondern in Phase und Amplitude variiert an den Ausgang. In einem zweiten und dritten Zweig wird die zweite resp. dritte Harmonische mit Hilfe von Frequenzvervielfachern erzeugt und ebenfalls in Phase und Frequenz angepaßt auf den Ausgang des Testobjekts gegeben.

Der passive Reflexionsfaktor der Zweige, die den Ausgang versorgen, ist durch die in den Zweigen befindlichen Isolatoren 50 Ω . Dies ist automatisch der Wert, wenn ohne die aktive Einspeisung der Harmonischen gearbeitet wird, und für nicht mit einem extra Zweig bedachte Harmonische.

Das aktive Load-Pull System hat gegenüber einem passiven den Vorteil, daß durch Kalibrierung auf die Meßebene die Dämpfung der Kabel, Meßspitzen und Richtkoppler ausgeglichen wird. Darum sind auch vektorielle Messungen von Strom und Spannung möglich. Passive On-Wafer Systeme können vom Betrag her große Reflexionsfaktoren nicht realisieren, da der am Tuner eingestellte Wert durch verlustbehaftete Kabel und Meßspitzen transformiert wird, am Ausgang des Meßobjekts also ein geringerer Reflexionsfaktor sichtbar ist als am Tuner. Aus diesem Grund ist auch der Einsatz von Richtkopplern zwischen Tuner und Meßobjekt ungünstig. Gemessen wird stattdessen der Betrag der durchgelassenen Leistung am Ausgang des Tuners. Dem entsprechend sinkt die Genauigkeit der passiven Systeme mit dem Betrag des Reflexionsfaktors. Als ungefähre Grenze für den Einsatz passiver Systeme kann für On-Wafer-Messungen $|\Gamma_L| = 0.8$ angenommen werden.

Das vorgestellte Meßsystem ermöglicht eine freie Wahl des Lastreflexionsfaktors, während der Quellreflexionsfaktor auf 50 Ω gelassen wird. Der Grund dafür ist darin zu sehen, daß Ein- und Ausgang des HBTs etwa gleich große Fehlanpassung aufweisen, sodaß der Einsatz eines mechanischen Tuners am Eingang keine nennenswerte Verbesserung bringt.

7.3. Experimentelle Ergebnisse

Die Optimierung der Ausgangsleistung und der PAE erfolgt in zwei Schritten.



ABBILDUNG 7.9. Ausgangsleistung und PAE als Funktion der verfügbaren Quelleistung (Symbole: Messungen, Linien: Simulation).

Zunächst wird die optimale Anpassung bei der Grundwelle untersucht, wobei die Harmonischen mit $50\,\Omega$ abgeschlossen sind. Eine typische Meßkurve, bei der Ausgangsleistung und PAE als Funktion der Eingangsleistung dargestellt werden, ist in Abb. 7.9 gezeigt. Der Lastreflexionsfaktor ist optimiert auf den Punkt maximaler Leistung. Knapp oberhalb des 1 dB Kompressionspunktes ist die maximale Ausgangsleistung zu erzielen.



ABBILDUNG 7.10. Kollektorstrom und Kollektor-Emitter-Spannung des Ein-, Zwei- und Zehn-Finger-HBT. (Symbole: Messungen, Linien: Simulation, gleiche Messung wie in Abb. 6.10, S. 97).

Der Betriebszustand ähnelt dann dem AB-Betrieb. In Abb. 7.10 sind Ausgangsspannung und –Strom im Zeitbereich für diesen Fall gezeigt. Es handelt sich um die gleiche Messung, die in Abb. 6.10, S. 97 dargestellt ist. Während die Spannung für alle drei Transistortypen näherungsweise den gleichen Verlauf hat, skaliert die Amplitude des Stroms mit der Emitterfläche. Mit zunehmender Fläche nähert sich der Stromverlauf einer Sinusschwingung an. Dies folgt daraus, daß die Harmonischen in allen drei Fällen mit 50 Ω abgeschlossen sind, während der Abschluß der Grundwelle mit zunehmender Emitterfläche niederohmiger wird. Der Harmonischenabschluß rückt daher relativ gesehen weiter in Richtung Leerlauf und unterdrückt Stromkomponenten bei höheren Frequenzen.

Messungen und Simulationen stimmen gut überein. Es sei darauf hingewiesen, daß die Spannung des HBTs, wie oben bereits bemerkt, nicht unter die Einsatzspannung von ca. 1 V fällt. Die dadurch bedingte Erhöhung des Gleichanteils wirkt sich unmittelbar negativ auf den Wirkungsgrad aus.



ABBILDUNG 7.11. Ausgangsleistung und PAE als Funktion der Phase des Abschlusses bei der zweiten Harmonischen (Symbole: Messungen, Linien: Simulation).

In einem zweiten Schritt wird nun versucht, durch geeignete Beschaltung der Harmonischen das Leistungsverhalten weiter zu verbessern. Dazu wird zunächst der Last-Reflexionsfaktor bei der zweiten Harmonischen dem Betrag nach auf eins gesetzt und in der Phase variiert. Eine typische Kurve zeigt Abb. 7.11. Klar zu erkennen ist das



ABBILDUNG 7.12. Trajektorie und Strom- und Spannungsverlauf eines 10-Finger HBT bei 2 GHz, $U_{ce} =$ 3 V, $\Gamma_L(f_0) = 0.8 \angle 180^\circ$, $\Gamma_L(2f_0) = 0.82 \angle 172^\circ$, $\Gamma_L(3f_0) = 0.87 \angle 172^\circ$ (Linien: Messung, Symbole: Simulation).



ABBILDUNG 7.13. Trajektorie und Strom- und Spannungsverlauf eines 10-Finger HBT bei 2 GHz, $U_{ce} =$ 3 V, $\Gamma_L(f_0) = 0.78 \angle 177^\circ$, $\Gamma_L(2f_0) = 0.82 \angle -3^\circ$, $\Gamma_L(3f_0) = 0.98 \angle 1^\circ$ (Linien: Messung, Symbole: Simulation).

Minimum von PAE und Ausgangsleistung bei $\angle \Gamma_L \approx 180^\circ$. Dieses Minimum tritt ebenfalls bei MESFETs auf, die im gleichen Betriebszustand gemessen werden [**143**], ist also unabhängig vom aktuellen Bauelement. Vergleichbare Ergebnisse werden auch in [**144**]–[**148**] berichtet. Betrachtet man den kleinen Ausgangswiderstand des untersuchten HBTs, der bei etwa 5 Ω liegt, sodaß schon wenige Grad Abweichung vom Kurzschluß wie ein hochohmiger Abschluß wirken, so kann man folgern: Ein Leerlauf bei der zweiten Harmonischen ist besser als ein Kurzschluß.

Dies widerspricht auf den ersten Blick den theoretischen Überlegungen, die zu Klasse-F-Verstärkern gemacht wurden, da dort das genaue Gegenteil gefolgert wurde. Anhand der in Abb. 7.12 und 7.13 abgebildeten zeitlichen Verläufe der Kollektor-Emitter-Spannung und des Kollektorstroms kann dieser scheinbare Widerspruch zwischen der — stark vereinfachten — Theorie auf der einen Seite und den Messungen auf der anderen aufgelöst werden.

Der Leerlauf, mit dem die Harmonischen bei der Abb. 7.13 zugrundeliegenden Messung abgeschlossen sind, erzwingt einen nahezu sinusförmigen Stromverlauf, während die Spannung einer abgeschnittenen Sinusschwingung ähnelt, die lange Zeit beim Minimalwert verharrt. Dieser Fall kann als "inverser B-Betrieb" bezeichnet werden, weil Stromund Spannungsfunktion gegenüber dem B-Betrieb ausgetauscht erscheinen. Bei dieser Beschaltung können die Vorteile des B-Betriebs offenbar genutzt werden, ohne die Eingangsleistung stark zu erhöhen, sondern allein durch geeigneten Abschluß der Harmonischen. Zusätzlich wird der in [144] für den Fall eines inversen F-Betriebs berechnete höhere Maximalwert der Spannung ("Voltage peaking") beobachtet, was zu einer größeren Ausgangsleistung führt.

Demgegenüber zeigt der in Abb. 7.12 dargestellte Zeitverlauf den ungünstigen Fall eines Kurzschlusses bei zweiter und dritter Harmonischer. Weder Strom noch Spannung sind sinusförmig. Es ist zwar gelungen, der Spannung grob einen rechteckförmigen Verlauf zu geben. Die deutlich erkennbaren Bifurkationen führen jedoch zu einer verminderten Ausgangsleistung. Auch ist die Stromfunktion eher oben abgeschitten als unten, verweilt also zu lange beim Maximalwert, was erhöhte Verluste zur Folge hat.

Betrachtet man noch einmal die in Abb. 7.5 dargestellten Spektralanteile von Strom und Spannung, so kann dieser Befund so erklärt werden: Bei großen Stromflußwinkeln sind die Spektralanteile des Stroms klein, wie in der linken Abbildung zu sehen, während die gewünschte Spannungsfunktion deutlich höhere spektrale Anteile aufweist. Der erforderliche Abschlußwiderstand bei den jeweiligen Harmonischen nimmt dadurch große Werte an. In Abb. 7.11 ist deutlich zu erkennen, daß aufgrund des niederohmigen Ausgangs der HBTs nur ein Abschluß in unmittelbarer Nähe des Kurzschluß' zu einer deutlichen Verschlechterung des Verhaltens führt. Dies ist in einer 50 Ω -Umgebung von Vorteil.

In diesem Kapitel wurde das Leistungsverhalten der HBTs mit dem Ziel untersucht, erstens, Ausgangsleistung und Wirkungsgrad zu maximieren, und zweitens, die Gültigkeit des Modells gerade für diese stark nichtlineare Aussteuerung zu testen. Ausgangsleistung und Wirkungsgrad sind im AB-Betrieb maximal, wenn die zweite Harmonische mit einem Leerlauf abgeschlossen ist. Durch die geringe Verstärkung verschlechtert der Übergang auf den B- oder C-Betrieb die Leistungsbilanz, da deutlich größere Eingangsleistungen erforderlich werden. Anhand von Leistungs- und Strom-Spannungs-Messungen kann die Gültigkeit des Modells gerade im Bereich höchster Ströme erwiesen werden, den konservative Modelle nicht mehr beschreiben. 7. HBT als Leistungsverstärker

KAPITEL 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die Fortschritte, die in den letzten Jahren auf dem Gebiet der HBT-Technologie gemacht worden sind, geben den Rahmen der vorliegenden Arbeit vor. Die deutlich verbesserte Lebensdauer erlaubt den Betrieb bei hohen Stromdichten und entsprechend hohen Leistungen. So bieten inzwischen mehrere Firmen GaAs-HBT-Technologie kommerziell an.

Der Übergang von der Betrachtung des HBTs an sich zum HBT als Teil einer Schaltung erfordert ein Modell, das die Auswirkung der physikalischen Gegebenheiten auf das Hochfrequenz– und Großsignalverhalten des HBTs beschreibt. Insbesondere für den Entwurf integrierter Schaltungen ist die Genauigkeit des Modells von großer Wichtigkeit, da die Entwurfszyklen sehr kostenintensiv sind und auf Iterationen nach Möglichkeit verzichtet werden muß.

Die vorliegende Arbeit liefert dazu an wichtigen Stellen Beiträge.

Zum ersten Mal wird die Auswirkung der Hochstrominjektion in den Kollektor bei HBTs experimentell untersucht und in das Großsignalmodell integriert. Dieser Effekt variiert sowohl die Laufzeiten wie auch die Basis-Kollektor-Kapazität und ist damit von entscheidender Bedeutung bei Leistungsanwendungen.

Ein weiterer offener Punkt war bisher die Extraktion der Parameter. Die Topologie des Ersatzschaltbildes verhindert eine direkte Berechnung der Kleinsignal-Parameter, wie sie von FETs her bekannt ist. Der in dieser Arbeit gewählte Ansatz, der einen nichtiterativen Algorithmus auf der Basis der Methode der kleinsten Quadrate wählt, kann dieses Problem umgehen.

Groß– und Kleinsignalmodell werden auf ihre Abhängigkeit vom Transistorlayout untersucht. Zum einen können so detaillierte Regeln für die Abhängigkeit der Kleinsignalparameter von der Geometrie aufgestellt und bewiesen werden. Dies zeigt die Qualität des Extraktionsalgorithmus' und kann genutzt werden, um die elektrischen Eigenschaften abhängig vom HBT-Layout gezielt zu verbessern. Zum anderen wird, darauf aufbauend, die Skalierung der Großsignalparameter genutzt, um ein skalierbares Großsignalmodell zu entwickeln. Dadurch ist es beim Schaltungsentwurf möglich, bei minimalem Extraktionsaufwand HBTs unterschiedlicher Baugrößen zu modellieren.

Schließlich ist es gelungen, das HF-Rauschen in Kenntnis des Arbeitspunktes und der zugehörigen Kleinsignalparameter bis zur Transitfrequenz zu modellieren. Im Gegensatz zu bekannten Ansätzen aus der Literatur wird dabei auf Vereinfachungen und Vernachlässigungen verzichtet. Zur Bestimmung des 1/f-Rauschens wird eine neue Berechnungsformel vorgestellt. Die Auswertung der HBT-Messungen ergibt, daß das niederfrequente Rauschen mit der üblichen Basis-Emitter Quelle und dem 1/f-Rauschen des Emitterwiderstands modelliert werden kann.

Die Gültigkeit des Modells wurde anhand von Load-Pull-Messungen bei hohen Leistungen gezeigt. Abschließend wird als praktisches Beispiel untersucht, durch welche Beschaltung Ausgangsleistung und Wirkungsgrad optimiert werden können. Dabei zeigt sich, daß bei maximaler Ausgangsleistung der Abschluß der zweiten Harmonischen mit einem Leerlauf den Wirkungsgrad nennenswert verbessert. Anhand von Messungen und Simulationen der Ströme und Spannungen im Zeitbereich konnte gezeigt werden, daß der Transistor dann in einem inversen B-Betrieb arbeitet, wie es in der Literatur theoretisch vorausgesagt wurde.

Das Modell ist in einen kommerziellen Schaltungssimulator implementiert worden und wird im Schaltungsentwurf eingesetzt. Obwohl zunächst speziell für den Entwurf von Leistungsverstärkern bei relativ niedrigen Frequenzen (im Vergleich zur Transitfrequenz) gedacht, kann es auch bei Frequenzen nahe der Transitfrequenz und zum Entwurf von Oszillatoren eingesetzt werden.

Mit dem momentan stark zunehmenden Einsatz von HBTs werden HBT-Großsignal-Modelle in der nahen Zukunft wirtschaftlich weiter an Bedeutung gewinnen. Das impliziert, daß HBTs nicht mehr allein Bauteile sind, von denen positive Eigenschaften wie z.B. hohe Leistungsdichten und niedriges 1/f-Rauschen erwartet werden, sondern daß HBTs mit diesen Eigenschaften auch reproduzierbar hergestellt und Schaltungen entworfen werden können.

Der Schwerpunkt der Modellierung verschiebt sich dem entsprechend. In den letzten Jahren wurden zum einen die Grundlagen geklärt, wie z.B. die Auswirkung der Temperatur auf den Arbeitspunkt. Zum anderen traten Effekte auf und mußten modelliert werden, die bei einer ausgereiften Technologie nicht mehr beobachtet werden. Beispiele hierfür sind die thermische Instabilität der großen HBTs, der durch thermische Luftbrücken und Emitter-Ballast-Widerstände entgegengewirkt werden kann sowie Basis-Leckströme, die durch fortgeschrittene Epitaxie und Prozeßtechnologie maßgeblich reduziert werden. Für die Modellierung bedeutet das zum einen, daß HBTs vorliegen, die sich immer weiter dem "idealen" HBT annähern, wodurch Modelle, die Unzulänglichkeiten der Technologie beschreiben, überflüssig werden. Auf der anderen Seite kommen Feinheiten, etwa im HF-Verhalten, die bisher verdeckt waren, deutlicher ans Licht.

Die Verbesserung der Technologie macht neue HBT-Strukturen möglich, die das Standardmodell u.U. nur ungenügend beschreibt. So kann z.B. die Ausgangsleistung gesteigert werden, indem die Emitterfläche so weit vergrößert wird, daß der resultierende HBT nicht mehr als konzentriertes Element zu beschreiben ist. Der Einsatz bei immer höheren Frequenzen wirft die Frage nach dem Gültigkeitsbereich für die Beschreibung der Laufzeiten und Kapazitäten auf. Veränderte Schichtstrukturen, wie z.B. ein Basis-Kollektor Heteroübergang, werden ebenfalls Auswirkungen auf das Modell haben.

"Standard"-HBTs (Emitter oben, ein Heteroübergang, Mesa-Aufbau ggf. planarisiert, thermisch stabilisiert) verschiedener Hersteller werden sich hingegen bei ausgereifter Technologie nicht wesentlich unterscheiden. Diese HBTs werden zunehmend allgemein verfügbar, und ein Standard-Modell für den Schaltungsentwurf wird benötigt. Als Standard kann ein Modell dann gelten, wenn es geeignet ist, gängige Schaltungen mit marktüblichen Transistoren zu simulieren, allgemein verfügbar ist, und alle Modellparameter zuverlässig bestimmt werden können.

Für bisher veröffentlichte Modelle gilt das nicht. Zumeist wird auf technologische Besonderheiten eingegangen, oder das Modell wird für spezielle Anwendungen entwickelt und ist daher nur in mehr oder weniger engen Grenzen gültig. Auch auf die Bestimmung der Modellparameter wird zumeist nicht ausreichend eingegangen. Dies gilt insbesondere leider für Modelle, die auf Allgemeingültigkeit ausgelegt sind, und dazu eine große Anzahl von Formeln und Parametern benötigen. Die vorliegende Arbeit soll hier ansetzen und weiterführen, indem zum einen der Bereich hoher Stromdichten in das Modell integriert wird, indem viele Transistoren mit variierter Technologie untersucht werden, und durch den Schwerpunkt auf der Parameter-Extraktion.

Die allgemeine Verfügbarkeit des Modells schließt ein, daß es in gängige Schaltungssimulatoren implementiert ist, vergleichbar mit den Modellen für GaAs-FETs oder Si-BJTs. Das gilt bisher für kein Modell. Vielmehr wird bisher noch gar kein HBT-Modell von den Herstellern kommerzieller Simulatoren bereitgestellt. Die Einigung auf ein Modell, das sich breiter Akzeptanz erfreut, ist nicht zuletzt nötig, um nicht von einem speziellen Simulator abhängig zu sein, und um Modell-Daten verschiedener HBT-Hersteller vergleichen zu können.

Man kann zuversichtlich sein, daß die steigende Nachfrage nach einem Standard-Modell den Prozeß der Standardisierung beschleunigen wird.

ANHANG A

Der Übergang vom T− auf das ∏-Ersatzschaltbild

Obwohl das T-Ersatzschaltbild näher an der physikalischen Vorstellung bipolarer Transistoren ist, werden Großsignalmodelle gewöhnlich in Π-Form dargestellt. Kann die Laufzeit der Stromquelle nicht vernachlässigt werden, wie im vorliegenden Fall, so sind die beiden Topologien nicht äquivalent. Eine formal durchgeführte, vollständige Umrechnung ist zwar möglich, allerdings muß dann die Voraussetzung frequenzunabhängiger Elemente fallengelassen werden, wie in [149]. In diesem Abschnitt wird dargestellt, in wieweit eine Umrechnung möglich ist, indem das T-Ersatzschaltbild in die Π-Form überführt wird (vgl. Abb. 1.1).

Betrachtet wird zunächst der die Stromquelle steuernde Strom I_e . Der Strom I'_e , der durch den Widerstand R_{be} fließt, kann leicht aus diesem berechnet werden:

$$I'_e = I_e \frac{1}{1 + j\omega C_{be} R_{be}}$$

Vollzieht man dies bei der Stromquelle nach, so erhält man folgendes:

$$I_e \alpha = I_e \cdot \alpha_0 \frac{e^{-j\omega\tau_\alpha}}{1 + j\omega/\omega_\alpha}$$

$$\Leftrightarrow \quad I'_e \alpha' = I'_e \cdot \alpha_0 e^{-j\omega\tau_\alpha} \quad \text{für } 1/\omega_\alpha \stackrel{!}{=} C_{be} R_{be}.$$

Die Bedingung, daß die Grenzfrequenz ω_{α} der Zeitkonstante des Basis-Emitter-Übergangs entsprechen soll, ist bereits eine Näherung, die aber in den allermeisten Fällen statthaft ist. Durch diese Berechnung wurde der Steuerstrom verschoben, sodaß nun der Strom durch den Zweig, in dem R_{be} liegt, der treibende ist, wie es auch im Π -Ersatzschaltbild der Fall ist. Als zweites wird nun die Stromquelle von ihrer Lage zwischen Basis und Kollektor an die Stelle zwischen Kollektor und Emitter verlegt. Es muß darauf geachtet werden, die Strombilanzen in allen Knoten unverändert zu halten. Zu diesem Zweck wird eine Stromquelle der Größe $-I'_e \alpha'$ zwischen Basis und Emitter eingefügt.

Diese Umrechnungen sind in Abb. 1.1 dargestellt. Erläutert wurde, wie aus dem T-Ersatzschaltbild (a) das Ersatzschaltbild (b) erhalten werden kann. Diese beiden Ersatzschaltbilder sind identisch. Nur für den Spezialfall $\tau_{\alpha} = 0$, $\alpha' = \alpha_0$ ist auch die vollständige Umrechnung in das Π -Ersatzschaltbild (c) möglich.

Dazu wird der Widerstand R_{be} und die parallel zu ihm liegende Stromquelle zusammengefaßt zu einem Widerstand $R'_{be} = (1 - \alpha_0)R_{be}$. Durch diesen Widerstand fließt der Strom $I'_e(1 - \alpha_0) = I'_b$. Die verbleibende Stromquelle zwischen Emitter und Kollektor wird nun ebenfalls auf diesen Strom bezogen: $\alpha_0 I'_e = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} I'_b = \beta_0 I'_b$. Die exakte Umrechnung zwischen T– und II-Ersatzschaltbild ist

Die exakte Umrechnung zwischen T- und II-Ersatzschaltbild ist zwar nur möglich, wenn $\omega \tau_{\alpha} = 0$ gilt. Näherungsweise kann man die Exponentialfunktion für kleine Werte in eine Taylor-Reihe entwickeln, und nach dem linearen Glied abbrechen: $e^x \approx 1 + x$.

$$\alpha = \alpha_0 \frac{e^{-j\omega\tau_\alpha}}{1 + j\omega/\omega_\alpha} \approx \alpha_0 \frac{1}{(1 + j\omega/\omega_\alpha)(1 + j\omega\tau_\alpha)} \approx \alpha_0 \frac{1}{1 + j\omega(1/\omega_\alpha + \tau_\alpha)}$$

Der Fehler der Taylor-Entwicklung bleibt unter 1%, wenn das Argument kleiner als 0,148 ist. Da die Laufzeiten unterhalb 10 ps liegen, wird diese Grenze in der Regel erst oberhalb 20 GHz überschritten. Die Vernachlässigung des quadratischen Terms $\omega^2 \tau_{\alpha}/\omega_{\alpha}$ fällt demgegenüber nicht ins Gewicht. Die Näherung

(101)
$$\tau \stackrel{!}{=} 1/\omega_{\alpha} + \tau_{\alpha}$$

für die Gesamtlaufzeit wird in dieser Arbeit verwendet.

Diese Näherung läuft auf eine Variation der Basis-Emitter-Kapazität C_{be} hinaus. Im unteren Frequenzbereich ist dies unbedenklich. Betrachtet man jedoch höhere Frequenzen oder Transistoren mit großen Laufzeiten, so muß sorgfältig geprüft werden, ob das II-Ersatzschaltbild noch herangezogen werden kann.





ABBILDUNG 1.1. Umrechnung vom T- zum II-Ersatzschaltbild

ANHANG B

Abkürzungen und Symbole

Symbol	Bedeutung	
A_E	Emitterfläche	
B_{opt}	Imaginärteil Rauschanpassung $Im(Y_{opt})$	
	(Zweitor-Parameter)	
$\mathbf{C}^{a}, \ \mathbf{C}^{y},$	Rauschkorrelationsmatrix in Ketten-, Y-,	s. S. 39, 43
\mathbf{C}^{z}	Z-Darstellung	
C_{bc}, C_{be}	innere Basis-Kollektor–, Basis-Emitter-	s. Abb. 2.9 S. 19
	Kapazität (Kleinsignal)	
C_{cD} ,	Basis-Kollektor–, Basis-Emitter-	s. S. 59
C_{eD}	Diffusionskapazität	
C_{ex}	äußere Basis-Kollektor-Kapazität (Kleinsi-	s. Abb. 2.9 S. 19
	gnal)	
C_{jc}, C'_{jc}	innere, äußere Basis-Kollektor Sperr-	s. S. 59
	schichtkapazität	
C_{je}	Basis-Emitter Sperrschichtkapazität	s. S. 59
$C_{pb},$	parasitäre Basis-Emitter–, Kollektor-	s. Abb. 2.9 S. 19
C_{pc}, C_q	Emitter–, Basis-Kollektor-Kapazität	
C_{th}	thermische Kapazität	s. S. 60
D_c, D'_c	innere, äußere Basis-Kollektor-Diode	s. Abb. 5.1 S. 58
D_e	ideale Basis-Emitter-Diode	s. S. 60
D'_e	parasitäre Basis-Emitter-Diode	s. S. 60
f_{\max}	maximale Schwingfrequenz $MUG(f_{max}) =$	
	$MAG(f_{\max}) = 1$	
F_{\min}	minimale Rauschzahl (Zweitor-Parameter)	
f_t	Transit frequenz $ H_{21} ^2(f_t) = 1$	
GR	Generation und Rekombination	
G_{bc}, G_{be}	$1/R_{bc}, 1/R_{be}$	s. Abb. 2.9 S. 19
I_b, I_c, I_e	Basis–, Kollektor–, Emitterstrom	
I_D	allg. Strom durch eine Diode	s. Gl. (87) S. 69
I_k	I_c , bei dem Hochstrominjektion beginnt	s. S. 72

Symbol	Bedeutung	
I_s	allg. Dioden-Sperrstrom	
$I_{s\infty}$	allg. Dioden-Sperrstrom $\lim_{T\to\infty} I_s$	s. Gl. (87) S. 69
J_c	Kollektorstromdichte	I_c/A_E
J_k	J_c , bei der Hochstrominjektion beginnt	s. S. 72
k	Boltzmannkonstante	
$L_b, L_c,$	parasitäre Basis–, Kollektor–, Emitter-	s. Abb. 2.9 S. 19
L_e	Induktivität	
n	allg. Idealitätsfaktor	s. Gl. (87) S. 69
n_e	Idealitätsfaktor der Basis-Emitter-Diode	
N_B, N_C	Basis–, Kollektordotierung	
$N_{C,\text{eff}}$	effektive Kollektordotierung	s. S. 72
P_{in}	aufgenommene Eingangsleistung	
$P_{\rm diss}$	Verlustleistung	
$P_{q,\mathrm{verf}}$	verfügbare Quelleistung	
PAE	Wirkungsgrad ("Power Added Efficency")	s. S. 100
q	Elektronenladung	
Q_b	Basis-Emitter-Ladung	
Q_c	Basis-Kollektor-Ladung	
$R_b, R_c,$	parasitärer Basis–, Kollektor–, Emitter-	s. Abb. 2.9 S. 19
R_e	Widerstand	
R_{b2}	innerer Basiswiderstand	s. Abb. 2.9 S. 19
R_B	$R_b + R_{b2}$	s. Abb. 2.9 S. 19
R_n	äquivalenter Rauschwiderstand (Zweitor-	
	Parameter)	
R_{th}	thermischer Widerstand	s. S. 60
R_x	strombegrenzender Widerstand	s. S. 60
T_0	Referenztemperatur	290 K
T_a	Umgebungs–, Raumtemperatur	
T_j	effektive Temperatur im Innern des HBT	
U_{bc} ,	Basis-Kollektor-, Kollektor-Basis-, Basis-	
$U_{cb}, U_{be},$	Emitter–, Kollektor-Emitter-Spannung	
U_{ce}		
U_g	allg. Aktivierungsenergie / Elektronenla-	s. Gl. (87) S. 69
	dung	
U_{th}	Thermospannung	(kT)/q
v	Elektronengeschwindigkeit	
v_s	Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen	
	im Kollektor	
W_B, W_C	Basis–, Kollektorweite	

Symbol	Bedeutung	
Y	Matrix der Y-Parameter	
$Y_{11}\ldots Y_{22}$	Y-Parameter	
Y_{bc}	$j\omega C_{bc} + 1/R_{bc}$ (Kleinsignal)	s. Abb. 2.9 S. 19
Y_{be}	$j\omega C_{be} + 1/R_{be}$ (Kleinsignal)	s. Abb. 2.9 S. 19
Y_{ex}	$j\omega C_{ex}$ (Kleinsignal)	s. Abb. 2.9 S. 19
$Y_{\rm opt}$	Rauschanpassung (Zweitor-Parameter)	
\mathbf{Z}	Matrix der Z-Parameter	
$Z_{11} \dots Z_{22}$	Z-Parameter	
α	Stromverstärkung	s. Gl. (22) S. 29
α_0	DC-Stromverstärkung $(\lim_{f\to 0} \alpha)$	I_c/I_e
α_T	Basis-Transportfaktor	s. S. 73
β	Stromverstärkung	I_c/I_b
Γ_L	Lastreflexionsfaktor	
$\Gamma_{\rm opt}$	Rauschanpassung (Zweitor-Parameter)	
ΔT	Temperaturdifferenz	s. S. 60
Δf	Rauschbandbreite	
η	Kollektor-Wirkungsgrad	s. S. 100
θ	Stromflußwinkel	s. S. 101
au	Gesamtlaufzeit ($\tau = \tau_{BE} + \tau_B + \tau_C$)	s. Gl. (101) S. 122
$ au_{lpha}$	Laufzeit der Stromverstärkung α	s. Gl. (22) S. 29
$ au_B$	Basislaufzeit	
$ au_{BE}$	Emitterladezeit $(R_{be} \cdot C_{be})$	
$ au_C$	Kollektorlaufzeit	
$ au_{CIB}$	zusätzliche Laufzeit bei Hochstrominjekti-	s. S. 83
	on	
ϕ	allg. Diffusionsspannung	
ϕ_{bc}	Diffusionsspannung des Basis-Kollektor	
	Übergangs	
ϕ_{be}	Diffusionsspannung des Basis-Emitter	
	Übergangs	
ω	Kreisfrquenz $(2\pi f)$	
ω_{lpha}	α -Grenzfrequenz	s. Gl. (22) S. 29

Literaturverzeichnis

- [1] L. GRAETZ, Die Elektrizität. J. Engelhorns Nachf., Stuttgart, 23. Aufl. 1928.
- [2] K. FRICKE, G. GATTI, H. L. HARTNAGEL, V. KROZER, J. WÜRFL, "Performance capabilities of HBT devices and circuits for satellite communications," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 40, 1205 – 1214, Juni 1992.
- H. KROEMER, "Theory of a wide-gap emitter for transistors," Proc. IRE, vol. 45, 1535 – 1537, Nov. 1957.
- [4] W. M. WEBSTER, ,,On the variation of junction-transistor currentamplification factor with emitter current, "*Proc. IRE*, vol. 42, 914 – 920, Juni 1954.
- J. M. EARLY, "Effects of space-charge layer widening in junction transistors," *Proc. IRE*, vol. 40, 1401 – 1406, Nov. 1952.
- [6] C. T. KIRK, JR., ,, A theory of transistor cutoff frequency (f_t) falloff at high current densities," *IRE Trans. Electron Dev.*, 164 – 174, März 1962.
- [7] R. J. WHITTIER, D. A. TREMERE, "Current gain and cutoff frequency falloff at high currents," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-16, 39 – 57, Jan. 1969.
- [8] M. IWAMOTO, P. M. ASBECK, T. S. LOW, C. P. HUTCHINSON, J. B. SCOTT, A. COGNATA, X. QIN, L. H. CAMNITZ, D. C. D'AVANZO, "Linearity characteristics of GaAs HBTs and the influence of collector design," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, 2377 – 2388, Dez. 2000.
- [9] A. HENKEL, Study and realization of InGaP/GaAs "collector-up" double heterojunction bipolar transistors for high performance RF applications. Fortschr.-Ber. VDI Reihe 9 Nr. 275, Düsseldorf: VDI-Verlag, 1998.
- [10] A. GIRARDOT, A. HENKEL, S. L. DELAGE, M. A. DIFORTE-POISSON, E. CHAR-TIER, D. FLORIOT, S. CASSETTE, P. A. ROLLAND, ,,High-performance collectorup InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistor with Schottky contact," *Electron. Lett.*, vol. 35, 670 – 672, April 1999.
- [11] K. FRICKE, H. L. HARTNAGEL, W.-Y. LEE, M. SCHÜSSLER, "Al-GaAs/GaAs/AlGaAs DHBT's for high-temperature stable circuits," *IEEE Electron. Dev. Lett.*, vol. 15, 88 90, März 1994.
- [12] M. SCHÜSSLER, Neue Konzepte der Technologie, Zuverlässigkeitsanalyse und Anwendung von GaAs HBT. Shaker Verlag Aachen, 1998.
- [13] E. RICHTER, Metal-organic vapour phase epitaxy for GaInP/GaAsheterojunction bipolar transitors. Berlin: Mensch und Buch Verlag, 1999.
- [14] E. RICHTER, P. KURPAS, U. ZEIMER, B. JANKE, S. HÄHLE, K. VOGEL, W. WEYERS, J. WÜRFL, "Optimization of GaInP/GaAs-HBT-structures by combination of material and device analysis," in *Proc. of 20th WOCSDICE* '96, Vilnius, Lithuania, 1996.
- [15] M. ACHOUCHE, S. HÄHLE, P. HEYMANN, W. JOHN, S. KRAUS, M. MAI, D. RENTNER, E. RICHTER, TH. SPITZBART, P. WOLTER, H. WITTRICH,

J. WÜRFL, G. TRÄNKLE, "AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors for L-band applications," in *Dig. 22. WOCSDICE*, 47 – 48, 1998.

- [16] M. ACHOUCHE, S. KRAUS, TH. SPITZBART, M. RUDOLPH, P. KURPAS, D. RENT-NER, F. BRUNNER, E. RICHTER, T. BERGUNDE, P. HEYMANN, P. WOLTER, H. WITTRICH, M. WEYERS, J. WÜRFL, G. TRÄNKLE, "InGaP/GaAs power HBTs for L-band applications," in Dig. 26. Int. Symp. Compound Semiconductors, Berlin, 22–26. August 1999 (Inst. Phys. Conf. Ser. No. 166: Chapter 5), 297 – 300, 1999.
- [17] M. ACHOUCHE, S. KRAUS, TH. SPITZBART, S. HÄHLE, W. JOHN, M. MAI, D. RENTNER, P. WOLTER, H. WITTRICH, T. BERGUNDE, F. BRUNNER, P. KUR-PAS, E. RICHTER, M. WEYERS, J. WÜRFL, G. TRÄNKLE, "GaAs microwave power HBTs for mobile communications," in *Dig. GAAS 99*, 448 – 451, 1999.
- [18] M. ACHOUCHE, TH. SPITZBART, P. KURPAS, F. BRUNNER, J. WÜRFL, G. TRÄNKLE, "High performance InGaP/GaAs HBTs for mobile communications," *Electronics Lett.*, vol. 36, 1073 – 1075, Juni 2000.
- [19] K. LU, CH. M. SNOWDEN, "Analysis of thermal instability in multi-finger power AlGaAs/GaAs HBT's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 43, 1799 – 1805, Nov. 1996.
- [20] M. BORGARINO, R. MENOZZI, D. DIECI, L. CATTANI, F. FANTINI, "Reliability physics of compound semiconductor transistors for microwave applications," *Microelectronics Reliability*, vol. 41, 21 – 30, Januar 2001.
- [21] B. YEATS, P. CHANDLER, M. CULVER, D. D'AVANZO, G. ESSILFIE, C. HUTCHINSON, D. KUHN, T. LOW, T. SHIRLEY, S. THOMAS, W. WHITE-LEY, ,,Reliability of InGaP-Emitter HBTs," in *Dig. GaAs Mantech*, 131 – 135, 2000.
- [22] S. R. BAHL, L. H. CAMNITZ, D. HOUNG, M. MIERZWINSKI, J. TURNER, D. LEF-FORGE, ,,Reliability investigation of InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors," in *IEEE IEDM Dig.*, 815 – 818, 1995.
- [23] T. HENDERSON, V. LEVY, T. KIM, T. MOISE, D. HILL, ",Hydrogen-related burn-in in GaAs/AlGaAs HBTs and implications for reliability," in *IEEE IEDM Dig.*, 203 – 206, 1996.
- [24] N. BOVOLON, R. SCHULTHEIS, J.-E. MÜLLER, P. ZWICKNAGL, E. ZANONI, "A short-term high-current-density reliability investigation of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 19, 469 – 471, Dez. 1998.
- [25] M. BORGARINO, R. PLANA, S. L. DELAGE, F. FANTINI, J. GRAFFEUIL, "Influence of surface recombination on the burn-in effect in microwave GaInP/GaAs HBT's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-46, 10 – 16, Jan. 1999.
- [26] N. BOVOLON, R. SCHULTHEIS, J.-E. MÜLLER, P. ZWICKNAGL, "Analysis of the short-term DC-current gain variation during high current – low temperature stress of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 47, 274 – 281, Feb. 2000.

- [27] J. J. LIOU, "Long-term base current instability: a major concern for Al-GaAs/GaAs HBT reliability," in *IEEE CAS'98 Semicond. Conf. Dig.*, 23 32, 1998.
- [28] T. HENDERSON, "Model for degradation of GaAs/AlGaAs HBTs under temperature and current stress," in *IEEE IEDM Dig.*, 811 – 814, 1995.
- [29] M. BRANDT, Verbindungshalbleiter-Mikrosensorik mit integrierter Telemetrie und Zuverlässigkeit relevanter III-V-Bauelemente. Shaker Verlag Aachen, 2000.
- [30] C. SYDLO, B. MOTTET, M. SCHÜSSLER, M. BRANDT, H. L. HARTNAGEL, "A method for HBT process control and defect detection using pulsed electrical stress," *Microelectronics Reliability*, vol. 40, 1449 – 1453, August – Okt. 2000.
- [31] P. KURPAS, F. BRUNNER, M. ACHOUCHE, TH. SPITZBART, E. RICHTER, TH. BERGUNDE, D. RENTNER, M. MAI, J. WÜRFL, M. WEYERS, "Material quality and uniformity issues of MOVPE grown GaInP/GaAs HBTs," in *Dig. GaAs Mantech*, 2000.
- [32] P. KURPAS, M. ACHOUCHE, F. BRUNNER, D. RENTNER, TH. SPITZBART, P. HEYMANN, M. RUDOLPH, M. MAI, A. MAASSDORF, J. WÜRFL, M. WEYERS, "Fabrication and characterization of MOVPE-grown GaInP/GaAs HBTs for power applications in mobile communications," in *Proc. of HBT Workshop of the German IEEE ED Chapter*, Duisburg 9./10. Okt. 2000.
- [33] C. C. MCANDREW, J. A. SEITCHIK, D. F. BOWERS, M. DUNN, M. FOI-SY, I. GETREU, M. MCSWAIN, SH. MOINIAN, J. PARKER, D. J. ROULSTON, M. SCHRÖTER, P. v. WIJNEN, L. F. WAGNER, ,,VBIC95, the vertical bipolar inter-company model," *IEEE Journ. Solid-State Circ.*, vol. 31, 1476 – 1483, Okt. 1996.
- [34] G. M. KULL, L. W. NAGEL, SH.-W. LEE, P. LLOYD, E. J. PRENDERGAST, H. DIRKS, "A unified circuit model for bipolar transistors including quasisaturation effects," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-32, 1103 – 1113, Juni 1985.
- [35] U. RAVAIOLI, "Hierarchy of simulation approaches for hot carrier transport in deep submicron devices," Semicond. Sci. Technol., vol. 13, 1 – 10, 1998.
- [36] W. BATTY, A. J. PANKS, CH. M. SNOWDEN, "Fully coupled electro-thermal simulation of MMICs and MMIC arrays based on a physical model," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, 693 – 696, 1999.
- [37] W. BATTY, A. J. PANKS, R. G. JOHNSON, CH. M. SNOWDEN, "Electrothermal modeling and measurement for spatial power combining at millimeter wavelengths," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, 2574 – 2585, Dez. 1999.
- [38] H. K. GUMMEL, H. C. POON, ,An integral charge control model of bipolar transistors," *Bell Syst. Tech. Journ.*, 827 – 852, Mai-Juni 1970.
- [39] J. J. EBERS, J. L. MOLL, "Large signal behaviour of junction transistors," Proc. IRE, vol. 42, 1761 – 1772, Dez. 1954.

- [40] G. DAMBRINE, A. CAPPY, F. HELIODORE, E. PLAYEZ, "A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, 1151 – 1159, Juli 1988.
- [41] D. COSTA, W. U. LIU, J. S. HARRIS JR., "Direct extraction of the Al-GaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor small-signal equivalent circuit," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-38, 2018 – 2024, Sept. 1991.
- [42] P. HEYMANN, R. DOERNER, F. SCHNIEDER, ,,Determination of small-signal equivalent circuit elements and large-signal model parameters of Si/SiGe HBTs up to 50 GHz, "in Dig. IEEE Workshop "Silicon Based High Frequency Devices and Circuits," Günzburg, 90 – 96, 10./11. Nov. 1994.
- [43] S. A. MAAS, D. TAIT, "Parameter-extraction method for heterojunction bipolar transistors," *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 502 – 504, Dez. 1992.
- [44] L. MACHO CACHO, A. WERTHOF, G. KOMPA, "Broadband 40 GHz Si/SiGe HBT equivalent circuit using a successive analytical model parameter extraction," in *Dig. European Microwave Conf.*, 515 – 517, 1993.
- [45] U. SCHAPER, B. HOLZAPFL, ,Analytical parameter extraction of the HBT equivalent circuit with T-like topology from measured S-parameters," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 43, 493 – 498, März 1995.
- [46] C.-J. WEI, J. C. M. HWANG, "Direct extraction of equivalent cirquit parameters for heterojunction bipolar transistors," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 43, 2035 – 2039, Sept. 1995. Korrekturen: *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Juli 1996, 1190.
- [47] D. PETERS, W. DAUMANN, W. BROCKERHOFF, R. REUTER, E. KOENIG, F. J. TEGUDE, ,,Direct calculation of the HBT small-signal equivalent circuit with special emphasize to the feedback capacitance," in *Dig. European Microwave Conf.*, vol. 2, 1032 – 1035, 1995.
- [48] A. KAMEYAMA, A. MASSENGALE, CH. DAI, J. S. HARRIS JR., "Analysis of device parameters for pnp-type AlGaAs/GaAs HBT's including high-injection using new direct parameter extraction," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, 1 – 10, Jan. 1997.
- [49] Y. SUH, E. SEOK, J.-H. SHIN, B. KIM, D. HEO, A. RAGHAVAN, J. LASKAR, ,,Direct extraction method for internal equivalent circuit parameters of HBT small-signal hybrid-π model," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 1401 – 1404, 2000.
- [50] S. BOUSNINA, P. MANDEVILLE, A. B. KOUKI, R. SURRIDGE, F. M. GHAN-NOUCHI, "A new analytical and broadband method for determining the HBT small-signal model parameters," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, 1397 – 1400, 2000. Dieser Algorithmus scheint so gut zu sein, daß er zweimal veröffentlicht werden muß: DIES., "A novel direct extraction method for internal equivalent circuit parameters of HBT small-signal hybrid-π model", *Dig. GAAS 2000.*
- [51] M. SOTOODEH, L. SOZZI, A. VINAY, A. H. KHALID, Z. HU, A. A. REZAZADEH, R. MENOZZI, "Stepping toward standard methods of small-signal parameter"

extraction for HBT's, " *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 47, 1139 – 1151, Juni 2000.

- [52] S. J. SPIEGEL, D. RITTER, R. A. HAMM, F. FEYGENSON, P. R. SMITH, "Extraction of the InP/GaInAs heterojunction bipolar transistor small-signal equivalent circuit," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 42, 1059 – 1064, Juni 1995.
- [53] J. M. M. RIOS, L. M. LUNARDI, S. CHANDRASEKHAR, Y. MIYAMOTO, "A selfconsistent method for complete small-signal parameter extraction of InP-based heterojunction bipolar transistors (HBT's)," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, 39 – 45, Jan. 1997.
- [54] Y. GOBERT, P. J. TASKER, K. H. BACHEM, "A physical, yet simple, smallsignal equivalent circuit for the heterojunction bipolar transistor," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, 149 – 153, Jan. 1997.
- [55] H. GHADDAB, F. M. GHANNOUCHI, F. CHOUBANI, A. BOUALLEGUE, "Smallsignal modeling of HBT's using a hybrid optimization/statistical technique," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, 292 – 298, März 1998.
- [56] B. LI, SH. PRASAD, L.-W. YANG, S. C. WANG, "A semianalytical parameterextraction procedure for HBT equivalent circuit," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, 1427 – 1435, Okt. 1998.
- [57] M. RUDOLPH, R. DOERNER, P. HEYMANN, "Direct extraction of HBT equivalent circuit elements," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, 82 – 84, Jan. 1999.
- [58] M. RUDOLPH, "Bestimmung des Ersatzschaltbildes von Hetero-Bipolar-Transistoren aus Mikrowellenmessungen." Diplomarbeit am Fachbereich 12 (Elektrotechnik) der TU Berlin, Juni 1996 (unveröffentlicht).
- [59] R. L. PRITCHARD, Electrical Characteristics of Transistors, 321 326. New York: McGraw-Hill, 1967.
- [60] E. G. NIELSEN, "Behaviour of noise figure in junction transistors," Proc. IRE, 957 – 963, Juli 1957.
- [61] A. V.D. ZIEL, "Noise in junction transistors," Proc. IRE, vol. 46, 1019 1038, Juni 1958.
- [62] H. FUKUI, "The noise performance of microwave transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-13, 329 341, März 1966.
- [63] L. ESCOTTE, J.-PH. ROUX, R. PLANA, J. GRAFFEUIL, A. GRUHLE, "Noise modeling of microwave heterojunction bipolar transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, 883 – 889, Mai 1995.
- [64] PH. ROUQUETTE, D. GASQUET, T. HOLDEN, J. MOULT, ,,HBT'S RF noise parameter determination by means of an efficient method based on noise analysis of linear amplifier networks," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, 690 – 694, Mai 1997.
- [65] U. ZILLMANN, F. HERZEL, "An improved SPICE model for high-frequency noise of BJT's and HBT's," *IEEE Jour. Solid-State Circuits*, vol. 31, 1344 – 1346, Sept. 1996.
- [66] T. DANIEL, "Bias and temperature dependent noise modeling of HBT's," in IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., vol. 3, 1469 – 1472, 1997.

- [67] R. A. PUCEL, TH. DANIEL, A. KAIN, R. TAYRANI, "A bias and temperature dependent noise model of heterojunction bipolar transistors," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 1, 141 – 144, 1998.
- [68] M. RUDOLPH, R. DOERNER, L. KLAPPROTH, P. HEYMANN, "An HBT noise model valid up to transit frequency," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 20, 24 – 26, Jan. 1999.
- [69] P. RUSSER, H. HILLBRAND, "Rauschanalyse von linearen Netzwerken," Wiss. Ber. AEG-Telefunken, vol. 49, 127 – 138, 1976.
- [70] P. RUSSER, Hochfrequenztechnik 3, 58ff. Vorlesungsscriptum TU München, 1989.
- [71] M. RUDOLPH, R. DOERNER, P. HEYMANN, "Noise modelling and measurements of GaInP/GaAs-HBT," in Proc. of International Workshop of the German IEEE MTT/AP Chapter "RF and Microwave Noise, 7 – 12, Ilmenau 10./11. Okt. 1996.
- [72] F. N. HOOGE, ",1/f noise sources," IEEE Trans. Electron Dev., vol. ED-41, 1926 – 1935, Nov. 1994.
- [73] S. MOHAMMADI, D. PAVLIDIS, B. BAYRAKTAROGLU, ,,Relation between lowfrequency noise and long-term reliability of single AlGaAs/GaAs power HBT's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-47, 677 – 686, April 2000.
- [74] P. HEYMANN, M. RUDOLPH, R. DOERNER, F. LENK, "Modeling of lowfrequency noise in GaInP/GaAs hetero-bipolar transistors," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1967 – 1970, 2001.
- [75] H. KUHNERT, F. LENK, J. HILSENBECK, J. WÜRFL, W. HEINRICH, "Low phase noise GaInP/GaAs HBT MMIC-oscillators up to 36 GHz," in *in IEEE MTT-S* Int. Microwave Symp. Dig., 1551 – 1554, 2001.
- [76] TH. G. M. KLEINPENNING, A. J. HOLDEN, ",1/f noise in n-p-n GaAs/AlGaAs heterojunction bipolar transistors: impact of intrinsic transistor and parasitic series resistances," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-40, 1148 – 1153, Juni 1993.
- [77] TH. G. M. KLEINPENNING, "Low-frequency noise in modern bipolar transistors: impact of intrinsic transistor and parasitic series resistances," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-41, 1981 – 1991, Nov. 1994.
- [78] C. DELSENY, F. PASCAL, S. JARRIX, G. LECOY, J. DANGLA, CH. DUBON-CHAVALLIER, "Excess noise in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors and associated TLM test structures," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-41, 2000 – 2005, Nov. 1994.
- [79] J.-H. SHIN, Y. CHUNG, Y. SUH, B. KIM, "Extraction of low-frequency noise model of self-aligned AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1309 – 1312, 1996.
- [80] J. C. COSTA, D. NGO, R. JACKSON, N. CAMILLERI, J. JAFFEE, "Extracting 1/f noise coefficients for BJT's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-41, 1992 – 1999, Nov. 1994.

- [81] P. MA, M. F. CHANG, P. ZAMPARDI, PH. CANFELD, J. SHEU, G. P. LI, "Source identification and control of 1/f noise in AlGaAs/GaAs HBTs by using an onledge shottky diode," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 21, 528 – 530, Nov. 2000.
- [82] Q. M. ZHANG, H. HU, J. SITCH, R. K. SURRIDGE, J. M. XU, "A New Large Signal HBT Model," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, 2001 – 2009, Nov. 1996.
- [83] K. LU, PH. A. PERRY, TH. J. BRAZIL, "A new large-signal AlGaAs/GaAs HBT model including self-heating effects, with corresponding parameter-extraction procedure," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 43, 1433 – 1445, Juli 1995.
- [84] P. CH. GROSSMAN, J. CHOMA JR., ,,Large signal modeling of HBT's including self-heating and transit time effects," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 40, 449 – 464, März 1992.
- [85] G. RUSCHE, K. WAGNER, F. WEITZSCH, Flächentransistoren, Eigenschaften und Schaltungstechnik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer-Verlag, 1961. 84 – 109.
- [86] R. L. PRITCHARD, Electrical Characteristics of Transistors. New York: McGraw-Hill, 1967. 593 – 646.
- [87] P. D. MAYCOCK, "Thermal conductivity of silicon, germanium, III-V compounds and III-V alloys," Solid-State Electron., vol. 10, 161 – 168, 1967.
- [88] W. LIU, A. YUKSEL, "Mesurement of junction temperature of an Al-GaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor operating at large power densities," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 42, 358 – 360, Feb. 1995.
- [89] P. M. MCINTOSH, M. J. STANIFORTH, CH. M. SNOWDEN, "Determination of HBT thermal resistance using pulsed I-V measurements," in *Proc. EDMO'96*, Weetwood Hall, Leeds, UK, 120 – 125, 25. – 26. Nov. 1996.
- [90] P. BOUYSSE, R. QUÉRÉ, J. P. VILLOTTE, N. CARVES-BIDEAUX, J. M. COU-PAT, ,,Electrothermal characterisation of high power microwave silicon bipolar transistor," *Electron. Lett.*, vol. 35, 666 – 667, April 1999.
- [91] D. E. DAWSON, A. K. GUPTA, M. L. SALIB, ,,CW measurement of HBT thermal resistance," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 39, 2235 – 2239, Okt. 1992.
- [92] P. BAUREIS, Ein elektrothermisches Heterobipolar-Transistormodell zur Schaltungssimulation. Fortschr.-Ber. VDI Reihe 9 Nr. 204, Düsseldorf: VDI-Verlag, 1995.
- [93] N. BOVOLON, P. BAUREIS, J.-E. MÜLLER, P. ZWICKNAGL, R. SCHULTHEIS, E. ZANONI, "A simple method for the thermal resistance measurement of Al-GaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 45, 1846 – 1848, Aug. 1998.
- [94] C.-J. WEI, J. C. M. HWANG, W.-J. HO, J. A. HIGGINS, "Large-Signal Modeling of Self-Heating, Collector Transit-Time, and RF-Breakdown Effects in Power HBT's," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, 2641 – 2647, Dez. 1996.
- [95] K. LU, X. ZHANG, "Characterization and modeling of thermal dynamic behaviour of AlGaAs/GaAs HBTs," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 611 – 614, 1998.
- [96] S. BRUCE, A. TRASSER, M. BIRK, A. RYDBERG, H. SCHUMACHER, "Extraction of thermal time constant in HBTs using small signal measurements," *Electro*nics Lett., vol. 33, 165 – 167, Jan. 1997.
- [97] P. BAUREIS, "Electrothermal modeling of multi-emitter heterojunctionbipolartransistors (HBTs)," in Dig. INMMC, Workshop on Integrated Non-Linear and Millimeterwave Circuits, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg, 145 – 148, 1994.
- [98] T. PEYRETAILLADE, M. PEREZ, S. MONS, R. SOMMET, PH. AUXEMERY, J. C. LALAURIE, R. QUÉRÉ, "A pulsed-measurement based electrothermal model of HBT with thermal stability prediction capabilities," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1515 – 1518, 1997.
- [99] CH. M. SNOWDEN, "Large-signal microwave characterization of AlGaAs/GaAs HBT's based on a physics-based electrothermal model," *IEEE Trans. Micro*wave Theory Tech., vol. 45, 58 – 71, Jan. 1997.
- [100] J. GRAJAL DE LA FUENTE, V. KROZER, A. CAMPO, M. SCHÜSSLER, "Performance limitations of power HBT devices," in *Dig. GAAS 99*, 98 – 102, 1999.
- [101] K. LU, X. ZHANG, G. N. HENDERSON, "A simplified large-signal HBT model for RF circuit design," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1607 -1610, 1998.
- [102] S. M. SZE, *Physics of semiconductor devices*. New York u.a.: J. Wiley & Sons, 2. Aufl. 1981.
- [103] D. A. AHMARI, G. RAGHAVAN, Q. J. HARTMANN, M. L. HATTENDORF, M. FENG, G. E. STILLMAN, ,,Temperature Dependence of InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor DC and Small-Signal Behaviour, "*IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 46, 634 – 640, April 1999.
- [104] M. RUDOLPH, R. DOERNER, P. HEYMANN, "New GaInP/GaAs-HBT largesignal model for power applications," in *Dig. European Microwave Conf.*, 231 – 235, 1998. Also published in: *Dig. GAAS 98*, pp. 640 – 644, 1998.
- [105] J. R. A. BEALE, J. A. G. SLATTER, "The equivalent circuit of a transistor with a lightly doped collector operating in saturation," *Solid-State Electron.*, vol. 11, 241 – 252, 1968.
- [106] J. A. PALS, H. C. DE GRAAFF, "On the behaviour of the base-collector junction of a transistor at high collector current densities," *Philips Res. Repts.*, vol. 24, 53 – 69, 1969.
- [107] H. C. DE GRAAFF, "A modified charge-control theory for saturated transistors," *Philips Res. Repts.*, vol. 26, 191 – 215, 1971.
- [108] H. C. DE GRAAFF, ,,Collector models for bipolar transistors," Solid-State Electron., vol. 16, 587 – 600, 1973.
- [109] D. L. BOWLER, F. A. LINDHOLM, ,,High current regimes in transistor collector regions," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-20, 257 – 263, März 1973.

- [110] R. G. DAVIS, M. B. ALLENSON, ,, Unified HBT base push-out and base-collector capacitance model," *Solid-State Electron.*, vol. 38, 481 – 485, Feb. 1995.
- [111] J. J. LIOU, "Base-collector junction capacitance of bipolar transistors operating at high current densities," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-34, 2304 – 2308, Nov. 1987.
- [112] W. LIU, J. S. HARRIS, "Current dependence of base-collector capacitance of bipolar transistors," *Solid-State Electron.*, vol. 35, 1051 – 1057, Aug. 1992.
- [113] SH.-L. JANG, "Analytical study of collector-base capacitance and cutoff frequency of n⁺-p-n-n⁺ bipolar junction transistors," *Solid-State Electron.*, vol. 37, 311 – 318, Feb. 1994.
- [114] R. KATOH, M. KURATA, "Self-consistent particle simulation for (Al-Ga)As/GaAs HBT's under high bias conditions," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 36, 2122 2128, Okt. 1989.
- [115] M. RUDOLPH, R. DOERNER, K. BEILENHOFF, P. HEYMANN, "Scalable GaInP/GaAs HBT large-signal model," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, 2370 – 2376, Dez. 2000.
- [116] L. H. CAMNITZ, S. KOFOL, T. LOW, S. R. BAHL, ,, An accurate, large signal, high frequency model for GaAs HBTs," in *Dig. GaAs IC Symp.*, 303 – 306, 1996.
- [117] L. H. CAMNITZ, S. KOFOL, T. LOW, S. R. BAHL, "Using IC-CAP in the development of an accurate large-signal model for GaAs HBTs," in *Characterization Solutions, A technical publication for our IC-CAP customers and device modeling, (Techn. Note HP EEsof)*, vol. 2, 1 11, 1997.
- [118] A. SAMELIS, "Modeling the Bias Dependence of the Base-Collector Capacitance of Power Heterojunction Bipolar Transistors," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, 642 – 645, Mai 1999.
- [119] B. A. KRAMER, R. J. WEBER, "Base-emitter diffusion capacitance in GaAlAs/GaAs HBTs," *Electron. Lett.*, vol. 28, 1106 – 1107, Juni 1992.
- [120] A. P. LASER, D. L. PULFREY, "Reconciliation of methods for estimating f_{max} for microwave heterojunction transistors," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 38, 1685 1692, August 1991.
- [121] M. VAIDYANATHAN, D. L. PULFREY, "Extrapolated f_{max} of heterojunction bipolar transistors," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 46, 301 – 309, Feb. 1999.
- [122] U. SCHAPER, P. ZWICKNAGL, "Physical scaling rules for AlGaAs/GaAs HBT's based on a small-signal equivalent circuit," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, 1006 – 1009, Juli 1998.
- [123] R. HAJJI, F. M. GHANNOUCHI, A. B. KOUKI, "A systematic layout-based method for the modeling of high-power HBT's using the scaling approach," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-42, 528 – 533, März 1995.
- [124] R. HAJJI, F. M. GHANNOUCHI, "Small-signal distributed model for GaAs HBT's and S-parameter prediction at millimeter-wave frequencies," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-44, 723 – 732, Mai 1997.

- [125] M. RUDOLPH, R. DOERNER, E. RICHTER, P. HEYMANN, "Scaling of GaInP/GaAs HBT Equivalent-Circuit Elements," in *Dig. GAAS 99*, 113 – 116, 1999.
- [126] Y. BETSER, D. RITTER, "Reduction of the base-collector capacitance in InP/GaInAs Heterojunction bipolar transistors due to electron velocity modulation," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-46, 628 – 633, April 1999.
- [127] H. L. KRAUSS, CH. W. BOSTIAN, F. H. RAAB, Solid state radio engineering. New York: J. Wiley & Sons, 1980. Kap. 12 – 14.
- [128] S. C. CRIPPS, RF power amplifiers for wireless communications. Boston: Artech House, 1999.
- [129] H. BARKHAUSEN, Lehrbuch der Elektronen-Röhren und ihrer technischen Anwendungen, 2. Band: Verstärker. Leipzig: Verlag S. Hirzel, 4. Aufl. 1933. S. 109ff.
- [130] H. PENDER, K. MCILWAIN, Electrical engineers' handbook, electric communication and electronics. New York: J. Wiley, 4. Aufl. 1950. Kap. 7.
- [131] S. I. MODEL, I. CH. NEWJASHSKIJ, Hochfrequenzsender, 133 143. VEB Verlag Technik Berlin, 1953.
- [132] V. J. TYLER, "A new high-efficiency high-power amplifier," Marconi Rev., vol. 21, 96 – 109, Herbst 1958.
- [133] D. M. SNIDER, ,A theoretical analysis and experimental confirmation of the optimally loaded and overdriven RF power amplifier," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-14, 851 – 857, Dez. 1967.
- [134] F. H. RAAB, ,,Class-F power amplifiers with maximally flat waveforms, "IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 45, 2007 – 2012, Nov. 1997.
- [135] N. O. SOKAL, A. D. SOKAL, ,,Class E a new class of high-efficiency tuned single-ended switching power amplifiers," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. SC-10, 168 – 176, Juni 1975.
- [136] F. H. RAAB, ,,Idealized operation of the class E tuned power amplifier, "IEEE Trans. Circuits Syst., vol. CAS-24, 725 – 735, Dez 1977.
- [137] M. K. KAZIMIERCZUK, K. PUCZKO, "Exact analysis of class E tuned power amplifier at any Q and switch duty cycle," *IEEE Trans. Circuits Syst.*, vol. CAS-34, 149 – 159, Feb. 1987.
- [138] TH. B. MADER, Z. B. POPOVIĆ, , The transmission-line high-efficiency class-E amplifier," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 5, 290 – 292, Sept. 1995.
- [139] TH. B. MADER, E. W. BRYERTON, M. MARKOVIĆ, M. FORMAN, Z. POPO-VIĆ, "Switched-mode high-efficiency microwave power amplifiers in a free-space power-combiner array," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, 1391 – 1398, Okt. 1998.
- [140] P. HEYMANN, R. DOERNER, M. RUDOLPH, "Harmonic tuning of power transistors by active load-pull measurement," *Microwave Journal*, 22 – 37, Juni 2000.
- [141] P. HEYMANN, R. DOERNER, M. RUDOLPH, "A universal measurement system for microwave power transistors," in *Dig. GAAS 2000*, 244 – 247, 2000.

- [142] P. BERINI, M. DESGAGNÉ, F. M. GHANNOUCHI, R. G. BOSISIO, "An experimental study of the effects of harmonic loading on microwave MESFET oscillators and amplifiers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 42, 943 – 950, Juni 1994.
- [143] M. RUDOLPH, F. LENK, R. DOERNER, P. HEYMANN, "Influence of 2 GHz Harmonic Load-Pull on HBT and MESFET Output Power and Efficiency," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 741 – 744, 1999.
- [144] T. HEIMA, A. INOUE, A. OHTA, N. TANINO, K. SATO, "A new practical harmonics tune for high efficiency power amplifiers," in *Dig. European Microwave Conf.*, 271 – 274, 1999.
- [145] A. BETTI-BERUTTO, T. SATOH, CH. KHANDAVALLI, F. GIANNINI, E. LIMITI, "Power amplifier second harmonic manipulation: mmWave application and test results," in *Dig. GAAS 99*, 281 – 285, 1999.
- [146] A. INOUE, T. HEIMA, A. OHTA, R. HATTORI, Y. MITSUI, "Analysis of class-F and inverse class-F amplifiers," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 775 – 778, 2000.
- [147] C.-J. WEI, P. DICARLO, Y. A. TKACHENKO, R. MCMORROW, D. BARTLE, "Analysis an experimental waveform study of inverse class-F mode microwave power FETs," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 525 – 528, 2000.
- [148] F. VAN RIJS, R. DEKKER, H. A. VISSER, H. G. A. HUIZING, D. HARTSKEERL, P. H. C. MAGNÉE, R. DONDERO, "Influence of output impedance on power added efficiency of Si-bipolar power transistors," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1945 – 1948, 2000.
- [149] D. A. TEETER, W. R. CURTICE, "Comparison of hybrid pi and tee HBT circuit topologies and their relationship to large signal modeling," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 1, 375 – 378, 1997.

Lebenslauf

Matthias Rudolph geboren	am 7. Juli 1969 in Stuttgart verheiratet, ein Sohn
1976 - 1982	Schweizerhof-Grundschule in Berlin-Zehlendorf
1982 - 1989	Schadow-Oberschule in Berlin-Zehlendorf Abschluß Abitur
1989 - 1996	Studium der Elektrotechnik an der TU Berlin Abschluß Diplom
Seit 1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Ferdinand-Braun-Institut für Höchst- frequenztechnik in Berlin-Adlershof