

Halbleiterübergitter-Strahlungsquellen zur Erzeugung von Millimeterwellen mit Frequenzen oberhalb 100 GHz

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) der
Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik der Universität Regensburg

vorgelegt von
Michael Häußler
aus Regensburg

2003

Promotionsgesuch eingereicht am 16.09.2003.

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. K. F. Renk.

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Strauch

1. Gutachter: Prof. Dr. Renk

2. Gutachter: Prof. Dr. Penzkofer

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Back

Inhalt

Zusammenfassung	4
1 Einführung	6
2 Übersicht über die Arbeit	10
3 Theoretische Grundlagen der Strahlungserzeugung	14
3.1 Elektronenzustände in Halbleiterübergittern	14
3.2 Minibandtransport	18
3.3 Raumladungsinstabilität und Entstehung von Domänen	20
3.4 Prinzip der Frequenzvervielfachung durch Entstehung und Zerstörung von Domänen	26
4 Aufbau der Strahlungsquellen und Versuchsanordnungen	28
4.1 Quasiplanare Übergitterbauelemente	28
4.2 Aufbau des Frequenzvervielfachers	30
4.3 Versuchsanordnung zur Charakterisierung des Frequenzvervielfachers	31
4.4 Aufbau des Oberwellenoszillators	32
4.5 Versuchsanordnung zur Charakterisierung des Oberwellenoszillators	35
5 Herstellung des Oberwellenoszillators	37
5.1 Mehrschicht-Photolack-Technik zur Herstellung eines Models	37
5.2 Galvanische Abformung	39
5.3 Zusammensetzen des Oberwellenoszillators	41
6 Messergebnisse	43
6.1 Frequenzvervielfacher	43
6.2 Oberwellenoszillator	45
6.3 Diskussion der Messergebnisse	47
6.3.1 Frequenzvervielfacher	47
6.3.2 Oberwellenoszillator	49
6.3.3 Perspektive für die Erzeugung von Millimeter- und Submillimeterwellen durch Domänen in Halbleiterübergittern	50
7 Ausblick: Strahlungserzeugung bei höheren Frequenzen	52
Anhang	55
Literaturverzeichnis	66

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird berichtet über Halbleiterübergitter-Strahlungsquellen zur Erzeugung von kohärenter Millimeterwellenstrahlung mit Frequenzen oberhalb 100 GHz. Zum einen wird berichtet über einen Halbleiterübergitter-Frequenzvervielfacher. Der Vervielfacher erzeugte durch Verdreifachung Strahlung im Frequenzbereich von 195 GHz bis 270 GHz. Zum anderen wird ein Halbleiterübergitter-Oberwellenoszillator vorgestellt. Der Oberwellenoszillator gab Strahlung mit Frequenzen um 170 GHz ab. Ein besonderer Schwerpunkt der Arbeit war die Entwicklung einer Mikrostrukturierungstechnik für die Herstellung des Oberwellenoszillators. Die Technik verbindet Photolithographie mit galvanischer Abformung und erlaubt die Herstellung von Strukturen mit Abmessungen deutlich unter 1 mm.

Bei den Übergittern handelte es sich um periodische Heterostrukturen aus GaAs und AlAs. Zur Strahlungserzeugung wurde der nichtlineare Transport von Elektronen in den Übergittern, insbesondere die negative differentielle Beweglichkeit, genutzt. Die Grundlage der negativen differentiellen Beweglichkeit waren Blochoscillationen. Es wurden Übergitterbauelemente verwendet, die jeweils ein Übergittermesa enthielten.

Der Frequenzvervielfacher erzeugte Strahlung nach einem neuen Prinzip. Dieses beruht auf der Entstehung und Zerstörung von Raumladungsdomänen in einem Übergitter. Ursache der Domänenentstehung war die negative differentielle Beweglichkeit von Elektronen im Übergitter. Der Auf- und Abbau von Domänen führte zu nicht-sinusförmigen Stromänderungen und zur Erzeugung von Harmonischen.

Im Oberwellenoszillator wurde die Strahlung von einer selbsterregten Oszillation erzeugt. Die selbsterregte Oszillation entstand durch eine Wechselwirkung von laufenden Raumladungsdomänen mit dem elektromagnetischen Feld im Hochfrequenzkreis des Oszillators. Die Oszillation setzte sich zusammen aus einer Grundharmonischen im Biaskreis und höheren Harmonischen. Zur Erzeugung von Strahlung bei Frequenzen oberhalb 100 GHz wurde eine höhere Harmonische (die fünfte) ausgekoppelt.

Der Frequenzvervielfacher enthielt zwei Übergitterbauelemente. Zwei Koaxialleitungen ermöglichten das Anlegen einer Vorspannung an die Bauelemente. Zur Einkopplung des externen Mikrowellenfeldes und zur Auskopplung der frequenzvervielfachten Strahlung dienten jeweils Rechteckhohlleiter.

Der Oberwellenoszillator bestand aus einem Hohlleiter, einem Übergitterbauelement, das in den Hohlleiter eingesetzt wurde, und aus einer Koaxialleitung zur Spannungsversorgung. Der Hohlleiter diente der Auskopplung von Strahlung bei Frequenzen oberhalb 160 GHz. In die Koaxialleitung war ein Bandstopfilter integriert. Das Filter bestand aus dem Innenleiter der Koaxialleitung und einem Außenleiter, dessen Querschnitt periodisch moduliert war, also abwechselnd enge und breite Stellen aufwies. Die Abmessungen des Hohlleiters lagen, durch den angestrebten Frequenzbereich bedingt, unterhalb 1 mm, Strukturen des Filters hatten Abmessungen unterhalb 100 μ m. Der Hohlleiter und das Filter wurden aus zwei zueinander symmetrischen Hälften zusammengesetzt, die durch galvanische Abformung hergestellt wurden. Ein Modell für die Abformung wurde aus vier Photolackschichten aufgebaut, die auf ein Siliziumsubstrat aufgetragen und individuell mikrostrukturiert wurden.

Der Frequenzvervielfacher erzeugte unter Einfluss eines externen Mikrowellenfeldes im Frequenzbereich 65 GHz bis 90 GHz Strahlung bei der dritten Harmonischen (195 GHz bis 270 GHz). Die höchste Ausgangsleistung betrug 0,3 mW. Das entspricht einer Effizienz der Konversion von Eingangsleistung (aus dem externen Mikrowellenfeld entnommen) in Ausgangsleistung von 5 %.

Die Grundharmonische der selbsterregten Oszillation im Oberwellenoszillator hatte eine Frequenz von 34 GHz. Strahlung bei der fünften, sechsten und siebten Harmonischen wurde beobachtet. Die leistungsstärkste Oberwelle war die fünfte Harmonische (170 GHz) mit einer Leistung von 0,1 mW. Ein gleichartig aufgebauter Oszillator lieferte Strahlung bei 177 GHz mit einer Leistung von 0,4 mW. Das entspricht einem Wirkungsgrad (Strahlungsleistung bei der fünften Harmonischen geteilt durch aufgenommene Leistung) von rund 1 %. Damit wurde – bei vergleichbarer Leistung – eine wesentlich höhere Frequenz erreicht als mit bisherigen Oszillatoren auf der Basis von GaAs/AlAs-Übergittern; auch die Frequenzen von bisherigen Oszillatoren mit InGaAs/InAlAs-Übergittern wurden übertroffen.

Die intrinsischen Prozesse, welche die negative differentielle Beweglichkeit von Elektronen in Übergittern bewirken, geschehen auf einer Zeitskala von 10^{-13} s. Daraus ergibt sich eine Grenzfrequenz für das Auftreten von negativer differentieller Beweglichkeit von etwa 1 THz. Die Kombination aus Halbleiterübergittern als hinreichend schnellen Bauelementen und mikrotechnisch gefertigten Hochfrequenzkomponenten könnte einen wichtigen Beitrag zur Entwicklung von Festkörper-Strahlungsquellen zur Erzeugung von Strahlung bis etwa 1 THz leisten.

Kapitel 1

Einführung

Seit der Erfindung des Transistors im Jahr 1947 ist es gelungen, die Schaltgeschwindigkeit von elektronischen Halbleiterbauelementen kontinuierlich zu erhöhen. Entsprechend stieg auch die Frequenz, bei der Strahlung mit Halbleiterbauelementen erzeugt werden konnte, vom Bereich der Audiofrequenzen über Radiofrequenzen bis zu mehreren 100 GHz an. Diverse Halbleiterbauelemente werden heute als aktive Bauelemente in Oszillatoren zur Erzeugung von kohärenter Strahlung eingesetzt. Am erfolgreichsten sind im Millimeterwellenbereich (Frequenzen zwischen 30 GHz und 300 GHz) zweipolige Bauelemente aus zwei Klassen: Laufzeitdioden und Gunn-Dioden.¹

Die Strahlungserzeugung mit Laufzeitdioden beruht, nach einer Idee von William Shockley², auf der Laufzeit eines Strompulses. Bei IMPATT-Dioden³⁻⁶ (IMPact ionization Avalanche Transit Time), entsteht eine Ladungsträgerlawine durch Stoßionisation. Bei geeigneter Frequenz führt die Laufzeit der Lawine zu einer Phasenverschiebung von 180° zwischen Spannung und Strom, was eine Verstärkung eines Mikrowellenfeldes zur Folge hat. IMPATT-Dioden erzeugen Leistungen bis zu 50 mW bei 200 GHz.⁷ Die Fluktuationen in der Entstehung der Lawinen führen zu vergleichsweise starkem Rauschen. Durch geringeres Rauschen zeichnen sich TUNNETT-Dioden (TUNNEL Injection Transit Time) aus.^{7,8} Eine Phasenverschiebung bei TUNNETT-Dioden kommt durch die Laufzeit eines Strompulses zustande, der durch Tunneldurchbruch entsteht.⁹

In Gunn-Dioden^{10,11} entsteht eine negative differentielle Beweglichkeit durch einen Transfer von Elektronen aus dem Minimum des Leitungsbandes in Nebenminima mit höherer effektiver Masse (transferred electron effect¹²⁻¹⁴). Gunn-Dioden schwingen mit Grundfrequenzen bis zu etwa 160 GHz.¹⁵ Strahlung mit Frequenzen bis über 300 GHz wurde mit Oberwellenoszillatoren erzeugt, die Gunn-Dioden als aktive Bauelemente enthielten.¹⁵ Oberwellenoszillatoren beruhen, wie auch Grundwellenoszillatoren, auf einer selbsterregten Oszillation. In einem Oberwellenoszillator wird Strahlung von einer Oberschwingung der selbsterregten Oszillation verursacht.

Neben Oszillatoren bilden Frequenzvervielfacher eine weitere Art von Strahlungsquellen für den Millimeterwellenbereich. Frequenzvervielfacher entnehmen

einem externen Mikrowellenfeld Energie und geben Strahlung bei einem Vielfachen der Frequenz des externen Mikrowellenfeldes ab. Voraussetzung für die Frequenzvervielfachung ist ein nichtlineares Bauelement.¹⁶ Es werden Bauelemente mit nichtlinearem Wirkwiderstand¹⁷ (Varistordioden) oder Bauelemente mit nichtlinearem Blindwiderstand¹⁸ (Varaktordioden) eingesetzt. Schottkydioden können, je nach Vorspannung, als Varaktoren oder Varistoren betrieben werden.¹⁹ Mit ihnen wurde Strahlung mit 40 mW bei 200 GHz²⁰ erzeugt. Eine jüngere Familie von Varaktordioden sind die Heterostruktur-Barrieren-Varaktoren (HBV). Die Ausgangsleistungen von Frequenztriplern mit HVBs stiegen seit den ersten erfolgreichen Versuchen der Gruppe von Erik Kollberg^{21,22} von 1 mW bis etwa 10 mW bei Frequenzen um 200 GHz an.²³⁻²⁵

Die Leistung, die mit kompakten Halbleiterstrahlungsquellen erzeugt werden kann, nimmt mit zunehmender Frequenz drastisch ab. Bei 100 GHz liefern Gunn-Oszillatoren bis zu 200 mW Leistung.⁷ Bei 200 GHz sind IMPATT-Dioden mit 50 mW die leistungsstärksten Halbleiterstrahlungsquellen.¹⁵ Bei 300 GHz liegen die maximalen Leistungen, die sowohl mit IMPATT-Dioden als auch mit Oberwellen-Gunnoszillatoren erzeugt werden, etwas über 1 mW.^{7,15} Auch die Ausgangsleistungen, die mit Frequenzvervielfachern erzeugt werden können, fallen mit steigender Frequenz sehr stark ab. Zwischen etwa 300 GHz und 4 THz, der niedrigsten Frequenz, die bislang mit Halbleiterlasern generiert wurde,²⁶ liegt ein Frequenzbereich, in dem noch keine leistungsstarken, kompakten Festkörperstrahlungsquellen zur Verfügung stehen. In diesem Sinne wird in der englischsprachigen Literatur als ‚THz-gap‘ bezeichnet. Am THz-Frequenzbereich hat die aktuelle Forschung großes Interesse.²⁷⁻²⁹ Das äußert sich unter anderem in zahlreichen Konferenzen über THz-Elektronik und THz-Technologie. Im THz-Frequenzbereich liegen Signaturen von elementaren Anregungen in Festkörpern, Flüssigkeiten und biologischen Geweben.³⁰ Kompakte und leichte THz-Strahlungsquellen werden unter anderem als Lokaloszillatoren für Detektoren in der Radioastronomie benötigt.^{31,32} Auch für Abbildungssysteme³³ haben THz-Strahlen, die auch als ‚T-rays‘ bezeichnet werden, interessante Eigenschaften: Wie Radiowellen durchdringen sie viele Materialien und wie Licht lassen sie sich fokussieren und erlauben wegen ihrer kurzen Wellenlänge eine höhere Auflösung als Radio- und Mikrowellen.

Seit einigen Jahren wird die Erzeugung von Mikrowellen- und Millimeterwellenstrahlung mit Halbleiterübergittern untersucht. Halbleiterübergitter, wie sie 1970 von Esaki und Tsu vorgeschlagen wurden,³⁴ sind Heterostrukturen mit einem periodischen Potential aus Potentialtrögen und Potentialbarrieren. Die Energieniveaus der Elektronenzustände in dem periodischen Potential bilden Minibänder. Unter Einfluss eines statischen elektrischen Feldes können Elektronen die obere Minibandkante erreichen und Blochschwingungen ausführen. Das hat ab einer kritischen Feldstärke eine negative differentielle Beweglichkeit zur Folge. Das bedeutet, dass die Elektronen um so

langsamer driften, je stärker das elektrische Feld ist. Die Ausbildung von Minibändern, Blochschwingungen und deren Einfluss auf die Leitfähigkeit wurden von Keldysch schon 1962 in Zusammenhang mit durch Ultraschall periodisch verformten Kristallen diskutiert.³⁵ Esaki und Tsu sahen voraus, dass der negative differentielle Widerstand von Übergittern zur Entwicklung von neuartigen ultra-schnellen Bauelementen führen könnte. Die Bauelemente hätten faktisch keine Frequenzbegrenzung, solange die entsprechende Quantenenergie deutlich kleiner als die Breite der Minibänder wäre.³⁴

Große Fortschritte im epitaktischen Kristallwachstum in den 1970er und 80er Jahren ermöglichen die Herstellung von gitterangepassten Halbleiterübergittern mit hoher Qualität der Grenzschichten. Ein negativer differentieller Leitwert wurde von Sibille und Palmier an einem GaAs/AlAs-Übergitter experimentell nachgewiesen.³⁶

Es wurde gezeigt, dass der nichtlineare Transport in Übergittern im Prinzip zur Frequenzvervielfachung von Mikrowellen genutzt werden kann. Frequenzvervielfachung durch Halbleiterübergitter wurde in unterschiedlichen Frequenzbereichen demonstriert.³⁷⁻⁴⁰ Dabei wurde noch nicht auf eine hohe Ausgangsleistung geachtet.

Berechnungen von Büttiker und Thomas zeigten, dass in Halbleiterübergittern bei starken Feldern Raumladungsinstabilitäten auftreten können,⁴¹ das heißt, dass eine anfänglich homogene Ladungs- und Feldverteilung instabil wird, und Raumladungsdomänen entstehen. Propagierende Raumladungsdomänen in Übergittern verursachten selbsterregte Oszillationen, die durch Detektion von Mikrowellenstrahlung nachgewiesen wurde.^{42,43} Durch Einbau von GaAs/AlAs-Übergittern als aktiven Bauelementen in Resonatoren, sowohl in Mikrostreifenleiter-Technik⁴⁴ als auch in Hohlleitertechnik^{45,46} wurden Übergitteroszillatoren realisiert. Dabei wurden Grundfrequenzen im Bereich zwischen 5 GHz und 56 GHz erreicht. Mit einem Übergitteroszillatoren, der als Oberwellenoszillatoren fungierte, wurde Strahlung bei 72 GHz erzeugt.⁴⁷ Eine Strahlungsquelle mit einem InGaAs/InAlAs-Übergitter erzeugte Millimeterwellen der Frequenz 147 GHz.⁴⁸

Ziel dieser Arbeit war die Erzeugung von Millimeterwellenstrahlung bei Frequenzen oberhalb 100 GHz mit Halbleiterübergittern. Die Strahlungserzeugung geschah mit zweierlei Übergitterstrahlungsquellen, einem Frequenzvervielfacher und einem Oberwellenoszillatoren. Dem Frequenzvervielfacher liegt ein neues Prinzip zugrunde, das weitaus höhere Ausgangsleistungen ermöglichte, als es in bisherigen Experimenten zur Frequenzvervielfachung mit Übergittern gezeigt wurde. Der Oberwellenoszillatoren sollte eine Auskopplung von Strahlung bei Frequenzen oberhalb 150 GHz erlauben. Dazu wurde ein für diese Frequenzen geeigneter passiver Hochfrequenzkreis vorgesehen, dessen Strukturen Abmessungen im Sub-Millimeterbereich hatten. Zur Herstellung des Hochfrequenzkreises wurde eine Mikrostrukturierungstechnik entwickelt.

In der Literatur wurde über verschiedene Mikrostrukturierungstechniken zur Herstellung von Hohlleitern für Millimeter- und Submillimeterwellen berichtet.⁴⁹ Eine Methode bestand darin, aus einem Dickschicht-Photolack hohle Wellenleiterstrukturen herzustellen, deren Oberflächen metallisiert wurden.^{50,51} Eine andere Mikrostrukturierungsmethode benutzte weiche-Röntgenstrahl-Lithographie und galvanische Abformung zur Herstellung von Hohlräumen.⁵² Die Technik, die im Rahmen dieser Arbeit beschrieben wird, verbindet ultraviolett-Photolithographie (mit einem Dickschicht-Photolack) und galvanische Abformung. Sie erlaubt die Herstellung von robusten Strukturen aus massivem Metall.

Kapitel 2

Übersicht über die Arbeit

Der Frequenzvervielfacher und der Oberwellenoszillator unterscheiden sich hinsichtlich der Art und Weise der Strahlungserzeugung. Der Frequenzvervielfacher entnahm einem externen Mikrowellenfeld der Frequenz ν Leistung und wandelte einen Teil der Leistung in Strahlungsleistung bei Vielfachen der Frequenz ν um (Abb. 2.1a). Der Oberwellenoszillator beruhte auf einer selbsterregten Oszillation. Die Oszillation hatte neben der Grundharmonischen der Frequenz ν_0 höhere Harmonische (Abb. 2.1b); die höheren Harmonischen verursachten Strahlung bei Vielfachen der Frequenz ν_0 .

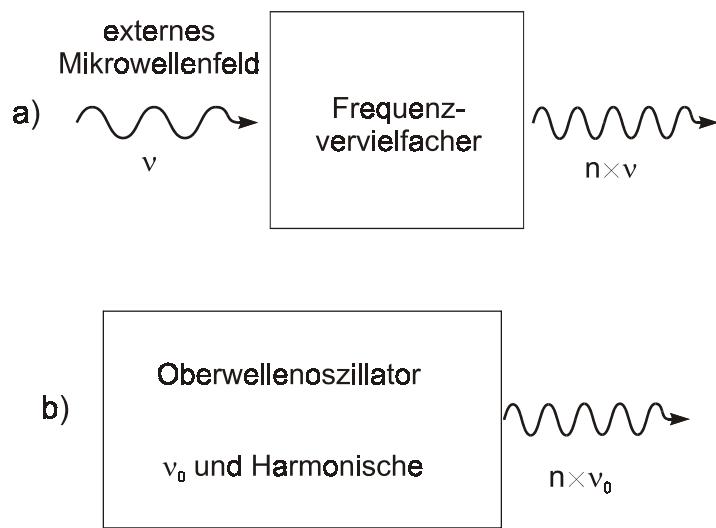


Abb. 2.1: Frequenzvervielfacher (a) und Oberwellenoszillator (b).

Eine Gemeinsamkeit beider Strahlungsquellen ist, dass Raumladungsdomänen in Übergittern eine zentrale Rolle bei der Strahlungserzeugung spielen. Beim Oberwellenoszillator waren die Domänen die Ursache der selbsterregten Oszillation, beim Frequenzvervielfacher wurde die Entstehung und Zerstörung von Domänen mit dem externen Mikrowellenfeld getriggert.

Dass die Entstehung und die Zerstörung von Domänen in einem Übergitter zur Frequenzvervielfachung genutzt werden kann, wurde in dieser Arbeit zum ersten Mal

gezeigt. Beim Oberwellenoszillator lag die Innovation zum einen in der Herstellungstechnik und zum anderen in der – verglichen mit bisherigen Übergitteroszillatoren – hohen Frequenz der erzeugten Strahlung.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind durch mehrere Kooperationen entstanden. Die Übergitter wurden von N. Maleev, V. M. Ustinov und A. Zhukov am Ioffe-Institut in Sankt Petersburg mithilfe der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Von Dr. Pavel'ev vom Department of Radio Physics der Nizhni Novgorod State University wurden aus den Übergittern Übergitterbauelemente hergestellt. Der Frequenzvervielfacher wurde von Dr. Pavel'ev konstruiert. Experimente zur Charakterisierung des Frequenzvervielfachers wurden vom Autor in Zusammenarbeit mit Dr. Ekkehard Schomburg und Roland Scheuerer durchgeführt. Die galvanische Abformungstechnik wurde in Zusammenarbeit mit Prof. Hummel und Bernd Ströbl (beide vom Fachbereich Allgemeinwissenschaften und Mikrosystemtechnik der Fachhochschule Regensburg) entwickelt. Erfahrungen, die Johannes Brandl im Rahmen seiner Diplomarbeit gemacht hat, waren bei der Photolithographie hilfreich. Das Montieren eines Übergitterbauelements konnte ich während zweier Forschungsaufenthalte in Nizhny Novgorod erlernen. Messungen mit dem Fourierspektrometer wurden in Zusammenarbeit mit Jörg-Martin Batke durchgeführt.

Ein sehr interessantes und anregendes Umfeld für die Arbeit wurde durch das Graduiertenkolleg „Nichtlinearität und Nichtgleichgewicht in kondensierter Materie“ geschaffen. Die Arbeiten zur Mikrostrukturierung von Hohlleitern flossen ein in die Formulierung eines Teilprojektes, mit dem unsere Arbeitsgruppe am Research Training Network „Terahertz Electronics, Components and Systems“ beteiligt ist. Das Research Training Network, ein Projekt der Europäischen Union, an dem acht Institute aus Schweden, Großbritannien, Frankreich und Deutschland teilnehmen, besteht seit September 2002. Seine Ziele sind es, aktive und passive elektronische Bauelemente für die Terahertztechnik zu entwickeln und jungen Wissenschaftlern eine Ausbildung und Forschungspraxis zu vermitteln.

Während der Arbeit sind folgende Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge entstanden:

Veröffentlichungen

- E. Schomburg, K. Hofbeck, R. Scheuerer, M. Haeussler, K. F. Renk, A.-K. Jappsen, A. Amann, A. Wacker, E. Schöll, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov: *Control of dipole domain propagation in a GaAs/AlAs superlattice with a high-frequency field*, Phys. Rev. B **65**, 155320/1 (2002).
- R. Scheuerer, M. Haeussler, K. F. Renk, E. Schomburg, Yu. Koschurinov, D. G. Pavel'ev, N. Maleev, V. Ustinov und A. Zhukov, *Frequency multiplication of microwave radiation by propagating domains in a semiconductor superlattice*, Appl. Phys. Lett. **82**, 2826 (2003).
- M. Haeussler, R. Scheuerer, K. F. Renk, Yu. Koschurinov und D. G. Pavel'ev: *Microwave frequency multiplication by use of space charge domains in semiconductor superlattice*, Electron. Lett. **39**, 628 (2003).
- M. Haeussler, E. Schomburg, J.-M. Batke, F. Klappenberger, A. Weber, H. Appel, K. F. Renk, H. Hummel, B. Stroebel, D. G. Pavel'ev and Yu. Koschurinov: *Millimetre-wave generation with semiconductor superlattice mounted in cavity fabricated by UV-photolithography and galvanoforming*, Electron. Lett. **39**, 784 (2003).

Konferenzbeiträge

- E. Schomburg, K. Hofbeck, M. Haeussler, J. Grenzer, K. F. Renk, J. M. Chamberlain, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov und P. S. Kop'ev: *Frequency Locking of a GaAs/AlAs Superlattice oscillator*, 24th International Conference on the Physics of Semiconductors, Jerusalem, Israel August 2 - 7, 1998, World Scientific, Singapore (1999) (Vortrag).
- E. Schomburg, M. Haeussler, R. Scheuerer, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. I. Koschurinov, N. Maleev und V. Ustinov: *Generation of Millimetre and Submillimetre Wave Radiation by Frequency Multiplication with a Semiconductor Superlattice*, Proceedings of the 26th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Toulouse, Frankreich, 2001 (Vortrag).

- M. Häußler: *A Micromachined Superlattice Oscillator*, Workshop des Graduiertenkollegs „Nichtlinearität und Nichtgleichgewicht in kondensierter Materie“, Windberg, 2001 (Vortrag).
- M. Häußler, J. Brandl, E. Schomburg, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev und Yu. Koschurinov: *Halbleiterübergitter-Oszillator mit einem durch Mikrostrukturierung hergestellten Hohlraumresonator zur Erzeugung von Mikrowellen oberhalb 100 GHz*, Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik bei der DPG, Regensburg, 11. bis 15. März 2002 (Vortrag).
- E. Schomburg, K. Hofbeck, R. Scheuerer, M. Häussler, K. F. Renk, A. K. Jappsen, A. Amann, A. Wacker, E. Schöll, D. G. Pavel'ev und Yu. Koschurinov: *Hochfrequenzfeld-kontrollierte Wanderung von Dipoldomänen in einem Halbleiterübergitter*, Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik bei der DPG, Regensburg, 11. bis 15. März 2002 (Vortrag).
- R. Scheuerer, E. Schomburg, M. Häußler, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, N. Maleev, A. Zhukov und V. Ustinov: *Frequenzmultiplikation von Mikrowellenstrahlung durch Dipoldomänen in Halbleiter-Übergittern*, Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik bei der DPG, Regensburg, 11. bis 15. März 2002 (Vortrag).
- M. Häußler: *Generation of millimeter waves with a semiconductor superlattice*, Workshop des Graduiertenkollegs „Nichtlinearität und Nichtgleichgewicht in kondensierter Materie“, Windberg, 2002 (Vortrag).
- M. Haeussler, J. Brandl, E. Schomburg, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov: *Generation of microwaves at frequencies above 100 GHz with a GaAs/AlAs superlattice*, Twenty Seventh International Conference on Infrared and Millimeter Waves, September 22-26, 2002, San Diego, USA (eingeladener Vortrag).

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen der Strahlungs- erzeugung

Die Erzeugung von Millimeterwellen mit den Übergitterstrahlungsquellen beruht auf der Entstehung und Zerstörung von Raumladungsdomänen in Halbleiterübergittern. In den folgenden beiden Abschnitten werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen für ein Verständnis der Domänenentstehung zusammengefasst. Am Ende des Kapitels wird das Prinzip der Frequenzvervielfachung durch Entstehung und Zerstörung von Domänen erklärt.

3.1 Elektronenzustände in Halbleiterübergittern

In dieser Arbeit werden Übergitter (Abb. 3.1) behandelt, die aus einer periodischen Abfolge von Schichten aus GaAs und aus AlAs bestehen. Berühren sich GaAs und AlAs, so liegt die Leitungsband-Unterkante von AlAs energetisch höher als die von GaAs.⁵³ Die GaAs-Schichten stellen Quantentröge und die AlAs-Schichten Quantenbarrieren für Leitungselektronen dar. Durch die periodische Abfolge von Trögen und Barrieren der Höhe V_0 entsteht ein periodisches Potential (Abb. 3.1) $V(z)$ in Richtung der Übergitterachse (senkrecht zu den Schichten). Die Periode $a = d_{\text{GaAs}} + d_{\text{AlAs}}$ setzt sich aus der Trogbreite d_{GaAs} und der Barrierenbreite d_{AlAs} zusammen. Das Potential, das von den Atomrümpfen herrührt, wird im Folgenden nur insofern berücksichtigt, als die Elektronenmasse durch die effektive Masse ersetzt wird, das Potential innerhalb eines Tropes und innerhalb einer Barriere wird als konstant angesehen.

Zur Berechnung der Elektronenwellenfunktionen $\Psi(\vec{r})$ im Übergitter und ihrer Energiedifferenzen ist die Schrödingergleichung in Effektivmassennäherung

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right) \Psi(\vec{r}) = \mathcal{E} \Psi(\vec{r}) \quad (1)$$

zu lösen. \hbar ist das Planksche Wirkungsquantum und m die effektive Masse. Da das Potential nur von z abhängt, kann man die x - und y -Abhängigkeit abseparieren, indem

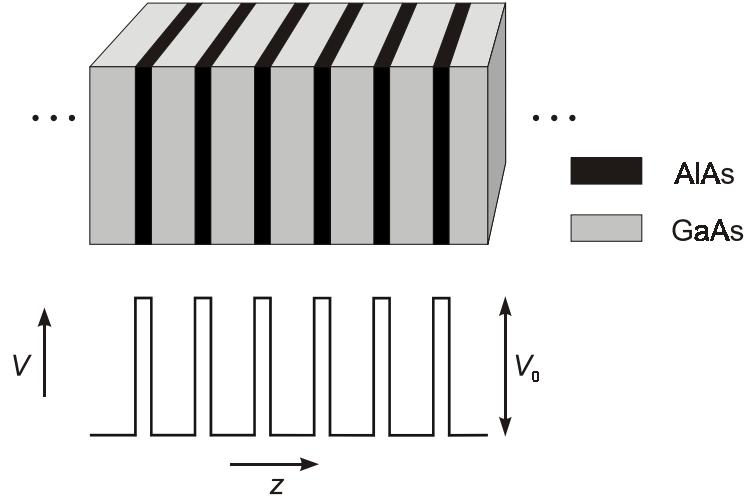


Abb. 3.1: Aufbau eines Übergitters und Potentialverlauf $V(z)$ für Leitungselektronen

man $\Psi(\vec{r}) = e^{i(k_x x + k_y y)} \psi(z)$ setzt. Der Energieeigenwert \mathcal{E} setzt sich aus einem Anteil $\mathcal{E}_z(k_z)$ bezüglich der Bewegung entlang der Übergitterachse und einem Anteil $\mathcal{E}_\perp = \frac{\hbar^2 k_x^2 + \hbar^2 k_y^2}{2m}$ bezüglich der Bewegung senkrecht zur Übergitterachse zusammen.

Für $\psi(z)$ gilt die eindimensionale Schrödingergleichung

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right) \psi(z) = \mathcal{E}_z \psi(z). \quad (2)$$

Wir nehmen die periodische Randbedingung $\psi(z) = \psi(z + Na)$ an, wobei N eine ganze Zahl ist. Das Blochtheorem besagt, dass die Lösungen der Gleichung (2) sich bei Translation um ein Vielfaches der Übergitterperiode a nur um einen Phasenfaktor ändern.⁵⁴ Es gilt die Blochbedingung

$$\psi_{k_z}(z + na) = e^{ik_z na} \psi_{k_z}(z),$$

wobei k_z die Werte $\frac{2\pi n}{Na}$, ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) annehmen kann. Der Phasenfaktor $e^{ik_z na}$ ist im reziproken Raum periodisch mit der Periode $2\pi/a$. Im Vergleich mit der ersten Brillouinzone von GaAs der Breite $4\pi/a_{\text{GaAs}}$ (a_{GaAs} : Gitterkonstante von GaAs) ist die erste Brillouinzone des Übergitters in k_z -Richtung um ein Vielfaches schmäler (Abb. 3.2 a). Sie wird als Minizone bezeichnet.

Um die Zustände $\psi_{k_z}(z)$ näherungsweise zu berechnen, wird die Tight-Binding-Methode, die von Ashcroft und Mermin⁵⁵ für die Überlagerung von s-Orbitalen von Atomen ausführlich beschrieben wird, auf das Übergitterpotential übertragen. Das

Vorgehen soll hier nur skizziert werden. Es werden die Eigenzustände ϕ_n eines isolierten Quantentrogs der Breite d_{GaAs} und der Höhe V_0 benötigt. Die ϕ_n können nicht analytisch berechnet werden; einen graphischen Lösungsweg gibt beispielsweise Jelitto an.⁵⁶ Eine Näherungs-Wellenfunktionen $\psi_{k_z}^n(z)$ wird als Linearkombination aus den Zuständen ϕ_n der isolierten Quantentröge angesetzt:

$$\psi_{k_z}^n = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=1}^N e^{ik_z ma} \phi_m(z - ma).$$

Die Koeffizienten $e^{ik_z ma}$ gewährleisten, dass das Bloch-Theorem erfüllt ist. Die Überlappung von Wellenfunktionen benachbarter Quantentröge führt zu einer Aufspaltung der Eigenwerte in eine Vielzahl eng beieinander liegender Energieniveaus. Das Spektrum der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung (2) weist Energiebänder auf, die als Minibänder bezeichnet werden. Sie werden durch Energielücken voneinander getrennt. Das unterste Miniband setzt sich aus Linearkombinationen aus den Grundzuständen ϕ_0 zusammen:

$$\psi_{k_z}^0(z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum e^{ik_z ma} \phi_0(z - ma).$$

Die Energien ergeben sich in erster Ordnung aus den Diagonal-Matrixelementen $\langle \psi_{k_z}^0 | H | \psi_{k_z}^0 \rangle$, die Integrale der Form $I_{m,l} = \int dz \phi_0^*(z - ma) H \phi_0(z - la)$ enthalten. H ist der Hamiltonoperator der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung (2). Berücksichtigt man nur die Überlappung von Wellenfunktionen unmittelbar benachbarter Tröge, d. h. vernachlässigt man alle Integrale außer $I_{m,l}$ für $m = l$ und für $m - l = \pm 1$ (Nächste-Nachbar-Näherung), so ergibt sich die Dispersionsrelation

$$\mathcal{E}_z(k_z) = \frac{\Delta}{2} (1 - \cos k_z a), \quad (3)$$

wobei $\Delta = 4 \int dz \phi_0^*(z) H \phi_0(z - a)$ die Breite des untersten Minibandes ist. Die Linearkombinationen aus den ersten angeregten Zuständen

$$\psi_{k_z}^1 = \sum_{m=1}^N e^{ik_z ma} \phi_1(z - ma)$$

bilden das nächst höher gelegene Miniband und so weiter.

Die Lage und die Breiten der Minibänder errechnet man am einfachsten mit einem modifizierten Kronig-Penney-Modell (Anhang A.1). Für ein Übergitter mit 14 Monolagen GaAs und 3 Monolagen AlAs je Periode ergibt sich daraus eine Breite von 70 meV für das unterste Miniband. Die Dispersionsrelationen entlang der k_z -Achse der untersten drei

Minibänder sind in Abb. 3.2 b im Vergleich mit der Dispersionsrelation des untersten Leitungsbandes von GaAs dargestellt.

Die komplette Wellenfunktion der Elektronen, die auch der Bewegungsmöglichkeit in x - und y -Richtung Rechnung trägt, ist

$$\Psi_{\vec{k}}^n(\vec{r}) = e^{i(k_x x + k_y y)} \psi_{k_z}^n.$$

Die dreidimensionale Dispersionsrelation für das unterste Miniband lautet:

$$\mathcal{E}(\vec{k}) = \mathcal{E}_\perp(k_x, k_y) + \mathcal{E}_z(k_z) = \frac{\hbar^2 k_x^2 + \hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos k_z a).$$

Das Spektrum der dreidimensionalen Schrödinger-Gleichung (1) weist keine Energielücken zwischen Minibändern auf. Durch die parabolische Dispersion in k_x - und k_y -Richtung überlappen die Minibänder. Die $(1 - \cos)$ -förmige Dispersionsrelation in k_z -Richtung hat weitreichende Konsequenzen für den Ladungstransport in Übergittern. Diese werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

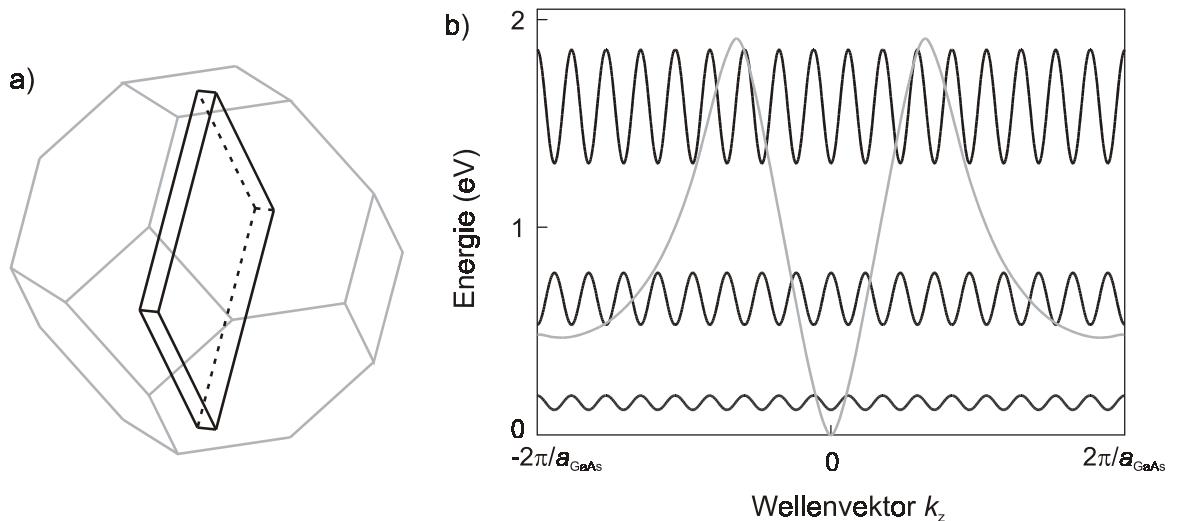


Abb. 3.2: (a) Erste Brillouinzone von GaAs (grau) und erste Brillouinzone eines Übergitters (schwarz), (b) Dispersionsrelationen des Leitungsbandes von GaAs⁵⁷ (grau) und der untersten drei Minibänder eines Übergitters mit 14 Monolagen GaAs und 3 Monolagen AlAs

3.2 Minibandtransport

Im Folgenden soll die Bewegung eines Elektrons unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes E entlang der Übergitterachse semiklassisch untersucht werden. Ein Elektron wird durch ein Wellenpaket aus Minibandzuständen beschrieben, das im Ortsraum um den Ort z und im reziproken Raum um die Wellenzahl k_z lokalisiert ist. Der Ort des Elektrons wird durch den Schwerpunkt des Wellenpaketes beschrieben, seine Geschwindigkeit entlang der z -Achse durch die Gruppengeschwindigkeit

$$v_G = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial k_z}. \quad (4)$$

Dem elektrischen Feld entspricht ein Kraftfeld $F = -eE$, wobei e die Elementarladung ist. Für die Bewegung des Elektrons im Feld F gilt die semiklassische Bewegungsgleichung $\hbar \dot{k} = F$. Bei konstantem Feld wächst die Wellenzahl

$$k_z(t) = Ft/\hbar \quad (5)$$

linear mit der Zeit an. Setzt man die Dispersionsrelation (3) in (4) ein und berücksichtigt man (5), so erhält man die Gruppengeschwindigkeit als Funktion der Zeit:

$$v_G(t) = \frac{\Delta a}{2\hbar} \sin \frac{Fa}{\hbar} t = \frac{\Delta a}{2\hbar} \sin \omega_B t. \quad (6)$$

Die Gruppengeschwindigkeit oszilliert unter dem Einfluss eines konstanten elektrischen Feldes mit der Kreisfrequenz $\omega_B = Fa/\hbar$, die als Blochfrequenz bezeichnet wird. Die Position des Elektrons ergibt sich aus (6) durch Integration über die Zeit:

$$z(t) = \int_0^t v_G(t') dt' = -\frac{\Delta}{2F} \cos \omega_B t + z_0.$$

Das Elektron oszilliert mit der Blochfrequenz um den Ort z_0 . Die Oszillation wurde von Clarence Zener beschrieben⁵⁸ und wird als Blochoszillation bezeichnet.

Ein Stromfluss durch das Übergitter kann nur durch Streuung erfolgen (Abb. 3.3); Streuung wurde in der Beschreibung bisher außer Acht gelassen. Ein Elektron vollführt eine Blochoszillation. Nach einem inelastischen Streuprozess, bei dem es einen Teil seiner Energie abgibt, beginnt es eine Oszillation um einen neuen Punkt, bis es wieder gestreut wird.

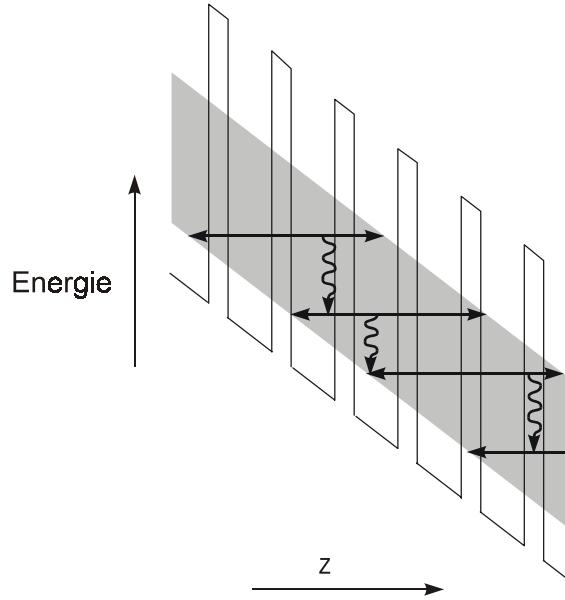


Abb. 3.3: Bewegung eines Elektrons im gekippten Miniband.
 ←→: Bewegung ohne Streuung, ↗↖: Streuprozess

Die Drift eines Elektrons im untersten Miniband unter Einfluss eines Feldes entlang der Übergitterachse wurde von Esaki und Tsu in Relaxationszeitnäherung beschrieben.³⁴

In einem infinitesimalen Zeitintervall dt wächst die Wellenzahl um $dk = \frac{F}{\hbar} dt$ und die

Geschwindigkeit ändert sich um $dv = \frac{F}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k^2} dt$. Die Intraminibandrelaxationszeit

betrage τ . Die Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron im Zeitintervall $[0; t]$ nicht gestreut wird, ist $p(t) = e^{-t/\tau}$. Es wird angenommen, dass das Elektron nach jedem Streuprozess die Wellenzahl null hat. Die Driftgeschwindigkeit (mittlere Geschwindigkeit) ergibt sich durch Integration:

$$v_d = \int_0^\infty e^{-t/\tau} dv = \frac{F}{\hbar^2} \int_0^\infty e^{-t/\tau} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial k_z^2} dt. \quad (7)$$

Setzt man die Dispersionsrelation (3) in (7) ein, so erhält man

$$v_d = \frac{F \Delta a^2}{2 \hbar^2} \int_0^\infty e^{-t/\tau} \cos(\omega_B t) dt.$$

Das Integral konvergiert gegen $\frac{\tau}{1 + \left(\frac{F a \tau}{\hbar}\right)^2}$. Der Quotient $\frac{\hbar}{a \tau}$ hat die Dimension einer

Kraft und wird als kritisches Feld F_c , die betragsmäßig entsprechende elektrische

Feldstärke $E_c = \frac{\hbar}{ea\tau}$ als kritische elektrische Feldstärke bezeichnet. Führt man weiter die

maximale Geschwindigkeit $v_{\max} = \frac{\Delta a}{2\hbar}$ ein, so ergibt sich die Esaki-Tsu-Charakteristik

$$v_d(F) = 2v_{\max} \frac{F/F_c}{1 + (F/F_c)^2} \quad (8)$$

für die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Kraftfeld (Abb. 3.4). Die Charakteristik ist antisymmetrisch. Bei kleinen Feldstärken steigt die Driftgeschwindigkeit linear mit F an. Beim kritischen Feld erreicht die Driftgeschwindigkeit ein Maximum. Die differentielle Beweglichkeit $\mu = e \frac{\partial v_d}{\partial F}$ ist bei Feldern $|F| > F_c$ negativ. Auswirkungen einer negativen differentiellen Beweglichkeit auf die Ladungsträgerverteilung werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

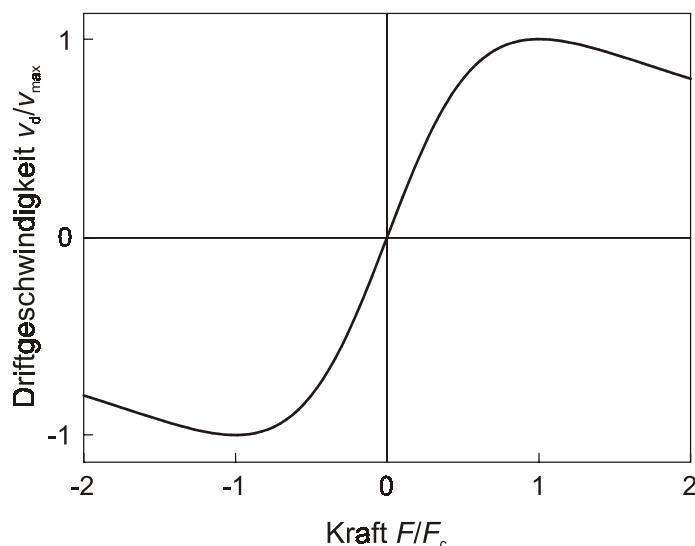


Abb. 3.4: Esaki-Tsu- $v(F)$ -Charakteristik

3.3 Raumladungsinstabilität und Entstehung von Domänen

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass eine homogene Ladungsverteilung in einem ausgedehnten Medium mit negativer differentieller Beweglichkeit instabil ist. Instabilität der Raumladung bedeutet, dass Raumladungsfluktuationen mit der Zeit anwachsen. Die Instabilität kann zur Ausbildung von Raumbereichen mit nichtverschwindender Ladungsdichte und mit hohem elektrischen Feld führen. Solche Bereiche werden als Raumladungsdomänen oder Hochfelddomänen bezeichnet.

Raumladungsinstabilitäten wurden seit den 1950er Jahren diskutiert^{2,12,59-61} und wurden seit den 60er Jahren zur Grundlage der Funktionsweise verschiedener Bauelemente der Mikrowellentechnik.⁶² Beispiele sind Gunn-Dioden und IMPATT-Dioden.

Shur⁶³ benutzte als vereinfachtes Ersatzschaltbild für eine homogene Probe (Länge L und Querschnittsfläche A) eines Materials mit der Beweglichkeit μ eine Parallelschaltung aus dem differentiellen Widerstand $R_d = \frac{L}{en_d \mu A}$ und der Kapazität $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon A}{L}$ (ϵ_0 : elektrische Feldkonstante, ϵ : Dielektrizitätskonstante, n_d : Dotierkonzentration). Das Produkt $R_d C = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{en_d \mu} = \tau_d$ ist die dielektrische Relaxationszeit. In einem Medium mit positiver differentieller Beweglichkeit ist die dielektrische Relaxationszeit positiv und eine Raumladungsfluktuation klingt exponentiell mit der Zeit ab: $\Delta Q = \Delta Q(0)e^{-t/\tau_d}$. In einem Medium mit negativer differentieller Beweglichkeit ist auch die dielektrische Relaxationszeit negativ und eine homogene Ladungsverteilung ist instabil.

Eine Untersuchung⁶³ der Stabilität der Ladungsverteilung stützt sich auf die Poissons-Gleichung

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{-e}{\epsilon_0 \epsilon} (n(z) - n_d) \quad (9)$$

und die Gleichung für die gesamte Stromdichte

$$j = -env_d(E) + eD \frac{\partial n}{\partial z} + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (10)$$

die sich aus einem Driftterm, einem Diffusionsterm und dem Verschiebungsstrom zusammensetzt; $n(z)$ ist die Dichte der Leitungselektronen. Eine offensichtliche Lösung des Gleichungssystems (9), (10) ist

$$n(z) = n_d,$$

$$E(z) = E_0$$

für ein konstantes E_0 , das $-env_d(E_0) = j$ erfüllt. In einer Kleinsignalanalyse nach Shur⁶³, die von Schomburg⁶⁴ auf Übergitter übertragen wurde, wird eine Lösung der Form

$$n(z, t) = n_d + n_1 e^{i(\omega t - kz)} \quad (11)$$

$$E(z, t) = E_0 + E_1 e^{i(\omega t - kz)} \quad (12)$$

gesucht, wobei $n_1 \ll n_d$ und $E_1 \ll E_0$ ist. Im folgenden wird, da nur kleine Abweichungen von einer homogenen Verteilung betrachtet werden, der Diffusionsstrom vernachlässigt. Einsetzen von (11) und (12) in (9) und (10) liefert, bei Vernachlässigung quadratischer Terme in n_1 und E_1 ein homogenes lineares Gleichungssystem für n_1 und E_1 :

$$ik \quad E_1 - \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \quad n_1 = 0$$

$$(en_d \mu + i \epsilon_0 \epsilon \omega) \quad E_1 - ev_d(E_0) \quad n_1 = 0$$

Es hat eine nichttriviale Lösung genau dann, wenn die Determinante der Koeffizientenmatrix verschwindet, woraus sich die Dispersionsrelation

$$\omega = kv_d(E_0) + \frac{i}{\tau_d}$$

ergibt. Sie beschreibt die Entwicklung einer Raumladungsfluktuation. Die Raumladung bewegt sich wie eine Welle durch die Probe. Die Gruppengeschwindigkeit ist $\frac{\partial \omega}{\partial k} = v_d(E_0)$, das heißt die Fluktuation bewegt sich mit der gleichen Geschwindigkeit, mit der Elektronen unter Einfluss eines statischen Feldes E_0 driften. Aus der Länge der Probe und der Gruppengeschwindigkeit ergibt sich die Transitzeit $\tau_T = \frac{L}{v_d(E_0)}$, welche die Fluktuation benötigt, um sich durch die Probe zu bewegen. Der Imaginärteil bewirkt, dass die Fluktuation mit der charakteristischen Zeit $|\tau_d|$ exponentiell anwächst, wenn τ_d negativ ist.

Eine Fluktuation, welche die gesamte Länge der Probe durchläuft, wächst um den Faktor $\exp \frac{\tau_T}{|\tau_d|} = \exp \frac{n_d L}{M}$, wobei $M = \frac{v_d(E_0) \epsilon_0 \epsilon}{e |\mu|}$ ist. Ob eine Raumladungsfluktuation zu einer merklichen Raumladung anwächst, hängt davon ab, wie groß das Produkt aus Dotierung und Länge der Probe im Vergleich mit dem Wert M ist. Dieses Kriterium wurde von Herbert Kroemer im Zusammenhang mit Raumladungsdomänen in Gunn-Dioden diskutiert.^{14,65} Es gilt jedoch unabhängig von der speziellen Form der Driftgeschwindigkeits-Feld-Abhängigkeit. Fluktuationen bleiben klein, wenn $n_d L < M$ ist. Sie wachsen erheblich an, wenn $n_d L$ um einige Male, etwa dreimal, größer als M ist:

$$n_d L > 3 \frac{v_d(E_0) \epsilon_0 \epsilon}{e |\mu|}.$$

Die Entwicklung einer Raumladungsfluktuation in einem Übergitter kann mit einem Drift-Diffusions-Modell beschrieben werden. Folgende Gleichungen bestimmen die Dynamik der Ladungsträgerverteilung:⁶³ die Poissons-Gleichung (9), die Kontinuitätsgleichung

$$e \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial j}{\partial z}, \quad (13)$$

und die Gleichung für die von Elektronen getragene Stromdichte

$$j = -env_d(E) + eD \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (14)$$

Roland Scheuerer entwickelte ein Simulationsprogramm aufgrund des Drift-Diffusions-Modells.⁶⁶ Die Variablen z und t wurden diskretisiert und die Differentialgleichungen (9), (13) und (14) in Differenzengleichungen umgewandelt. Das Programm löste die Differenzengleichungen in drei Raumbereichen: einem mit einer $v(F)$ -Charakteristik nach Esaki und Tsu, der das Übergitter darstellte, und in zwei daran angrenzenden ohmschen Raumbereichen mit feldunabhängiger Beweglichkeit, die die Kontaktsschichten darstellten und als Kathode bzw. Anode bezeichnet werden. Als Anfangswert wurde eine homogene Ladungsträgerverteilung festgesetzt. Das elektrische Feld war durch die Poissons-Gleichung bis auf eine Integrationskonstante festgelegt. Die Integrationskonstante wurde so gewählt, dass das elektrische Feld die Bedingung $\int Edz = U$ erfüllte, wobei über alle drei Raumbereiche integriert wurde. Die Spannung U wurde vorgegeben.

Bei einer hinreichend großen konstanten Spannung U ergab die Simulation eine orts- und zeitabhängige Elektronendichte $n(z,t)$ mit deutlich ausgeprägten Inhomogenitäten (Abb. 3.5). Zunächst war die Elektronendichte homogen bis auf kleine Inhomogenitäten an der Grenze zwischen dem Übergitter und der Kathode und der Grenze zur Anode (Abb. 3.5 a). Aus der Inhomogenität an der Grenze zur Kathode entwickelte sich eine Raumladungsdomäne, bestehend aus einer schmalen Anhäufungszone und einer breiteren Verarmungszone. Die Domäne wuchs mit der Zeit an und begann, sich durch das Übergitter zu bewegen (Abb. 3.5 b bis e). Den Rest der Länge des Übergitters legte die Domäne zurück, ohne sich in ihrer Form deutlich zu verändern (Abb. 3.5 e bis g). Als die Domäne die Anode erreichte, bewegte sich die Verarmungszone ein Stück weit in die Anode hinein (Abb. 3.5 g). Die Dichte in der Anhäufungszone nahm ab und die Dichte in der Verarmungszone nahm zu (Abb. 3.5 g und h), bis nur noch eine kleine Inhomogenität wie in Abb. 3.5 a zurückblieb (Abb. 3.5 i). An der Grenze zur Kathode bildete sich eine neue Domäne und der Vorgang wiederholte sich periodisch.

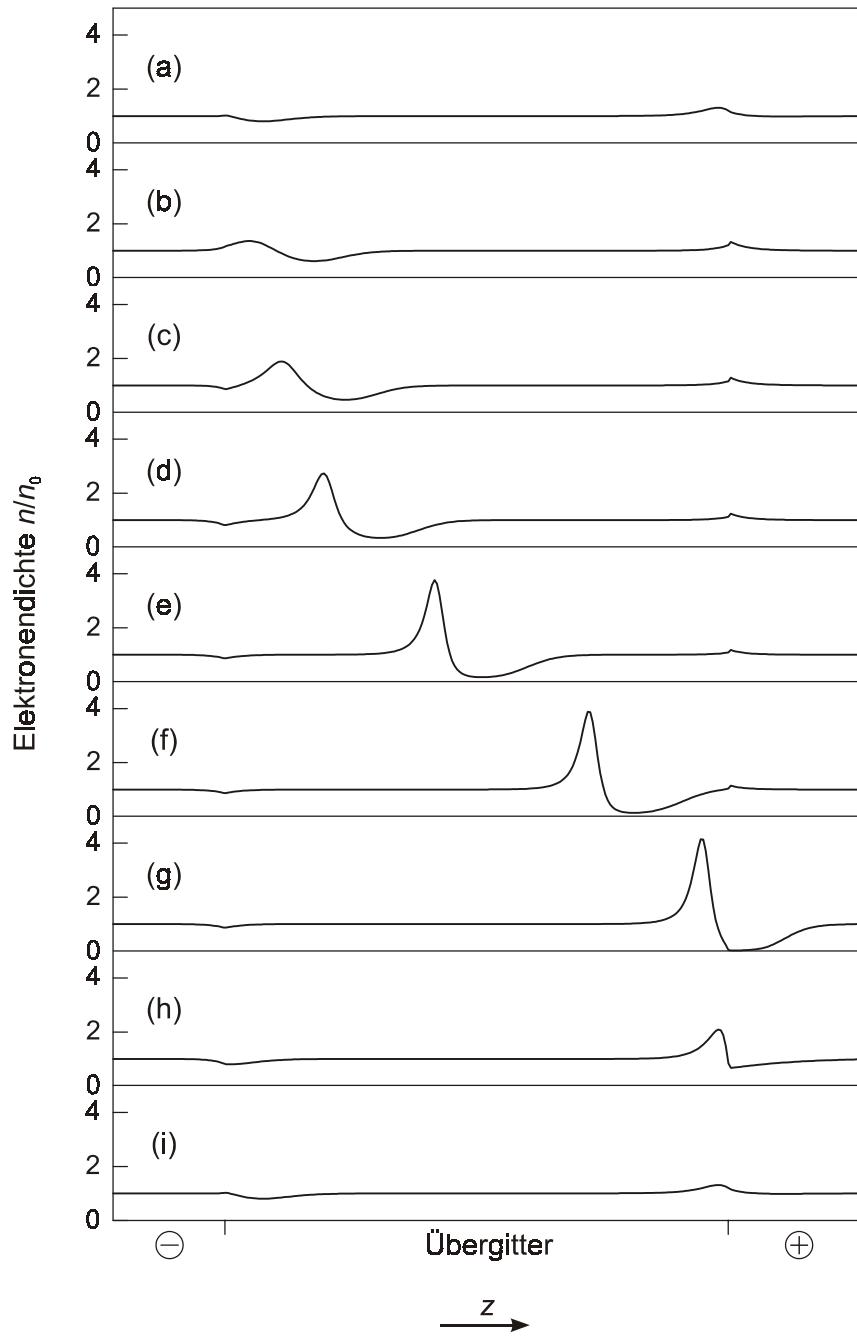


Abb. 3.5: Elektronendichte $n(z)$ zu aufeinanderfolgenden Zeitpunkten.

Mit der Anhäufung und Verarmung von Elektronen war auch eine Inhomogenität des elektrischen Feldes verbunden (Abb. 3.6). Die Elektronendichte in Abb. 3.6 a ist die gleiche Kurve wie in Abb. 3.5 e. Die Feldstärke zum gleichen Zeitpunkt (Abb. 3.6 b) war in den Bereichen außerhalb der Domäne deutlich geringer als das kritische Feld; im Bereich der Anhäufung und Verarmung, war die Feldstärke um ein Vielfaches höher. Am höchsten war die Feldstärke beim Übergang zwischen Anhäufungs- und

Verarmungszone. Wegen der geringen Feldstärke in den Bereichen außerhalb der Domäne war die Ladungsverteilung dort stabil.

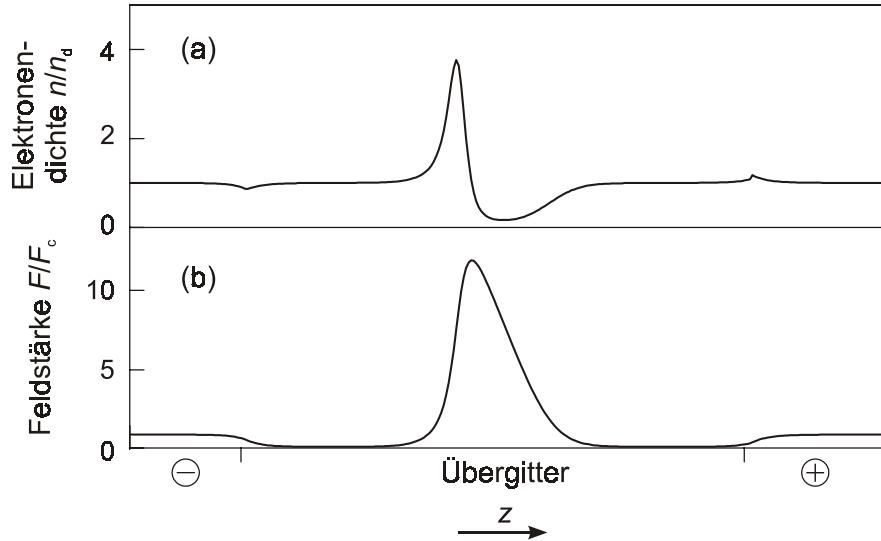


Abb. 3.6: Elektronendichte (a) und Feldstärke (b) mit ausgeprägter Inhomogenität

Die Entstehung, Bewegung und Zerstörung von Domänen (in Abb. 3.7 dargestellt als Graustufenplot für die Elektronendichte) in der Simulation wurde begleitet von einem zeitabhängigen Strom (Abb. 3.7 oben). Als eine Domäne, bestehend aus einer Anhäufungszone (dunkel in Abb. 3.7) und einer Verarmungszone (hell in Abb. 3.7) entstand, sank der Strom ab. Er blieb nahezu konstant, während die Domäne sich durch das Übergitter bewegte. Als die Domäne an der Anode abgebaut wurde, und die Dichte wieder nahezu konstant wurde, nahm der Strom zu. Unmittelbar danach sank er wieder, während eine nächste Domäne entstand. Die periodisch sich wiederholende Entstehung, Bewegung und Zerstörung von Domänen war Ursache einer selbsterregten Stromoszillation.

Selbsterregte Stromoszillationen, verursacht von laufenden Raumladungsdomänen, werden in Übergitteroszillatoren zur Strahlungserzeugung genutzt. Dabei wird die Dynamik der Domänen beeinflusst von einer Wechselwirkung der Domänen mit dem elektromagnetischen Feld im Oszillatoren. In der Simulation wichen der Strom deutlich von einer reinen Sinusschwingung ab und enthielt höhere Harmonische. Dass eine höhere Harmonische der selbsterregten Oszillation in einem Übergitter zur Strahlungserzeugung genutzt wird, stellt das Funktionsprinzip des Übergitter-Oberwellenoszillators dar.

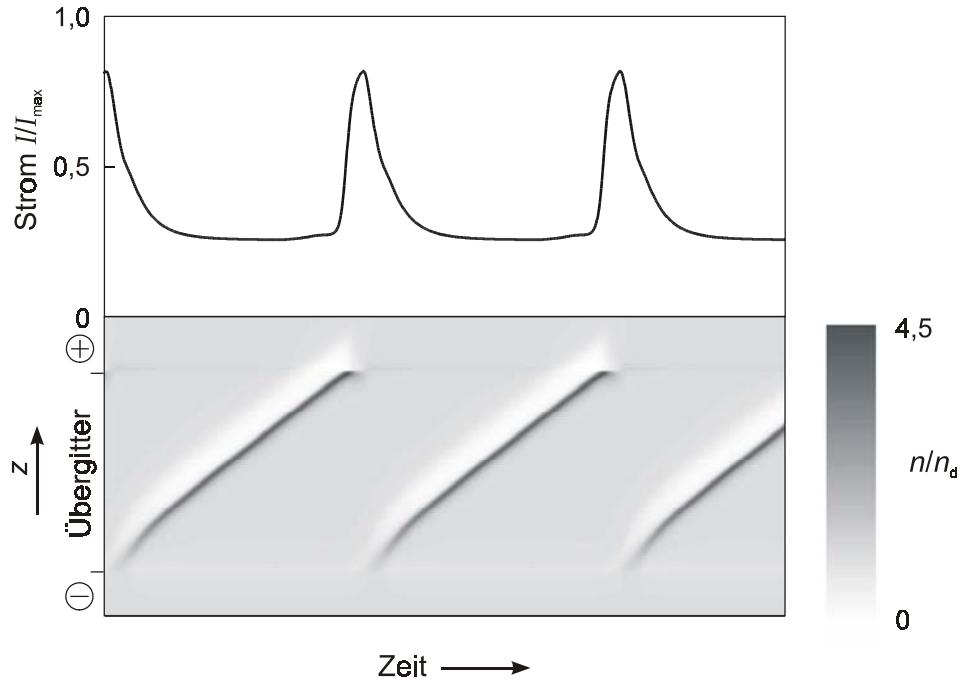


Abb. 3.7: Raum-zeitliche Entwicklung der Elektronendichte und zeitabhängiger Strom

3.4 Prinzip der Frequenzvervielfachung durch Entstehung und Zerstörung von Domänen

Hinter dem Übergitter-Frequenzvervielfacher steckt folgende Idee: Die Entstehung und Zerstörung von Domänen wird mithilfe eines externen Mikrowellenfeldes getriggert, so dass im Takt des externen Feldes Domänen entstehen und zerstört werden. Der damit verbundene zeitabhängige Strom und seine höheren Harmonischen erzeugen Strahlung bei Vielfachen der Frequenz des externen Mikrowellenfeldes.

Bedingung für die Entstehung einer Domäne ist, dass die Spannung am Übergitter eine kritische Spannung U_c übersteigt. U_c ergibt sich aus dem Produkt der kritischen elektrischen Feldstärke und der Länge des Übergitters. Durch gleichzeitiges Anlegen einer Gleichspannung und eines externen Mikrowellenfeldes wird ein zeitabhängiger Spannungsabfall am Übergitter von der Form $U(t) = U_0 + U_\omega \sin(\omega t)$ erzeugt. Durch geeignete Wahl der Vorspannung U_0 und der Amplitude U_ω erreicht man, dass die momentane Spannung für einen Teil jeder Periode unterhalb U_c und für einen anderen Teil jeder Periode oberhalb U_c liegt (Abb. 3.8). Bei Spannungen oberhalb U_c (grauer Bereich in Abb. 3.8) entsteht eine Domäne. Sinkt die Spannung unter U_c (weißer Bereich in Abb. 3.8) wird die Domäne ausgelöscht.

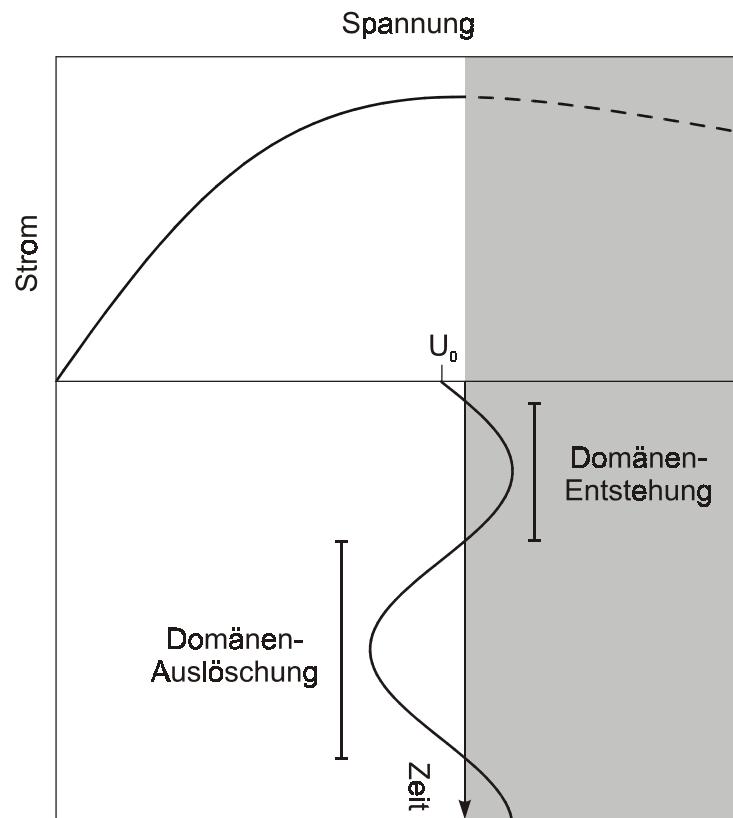


Abb. 3.8: Prinzip der Frequenzvervielfachung durch Ein- und Ausschalten von Domänen

Kapitel 4

Aufbau der Strahlungsquellen und Versuchsanordnungen

4.1 Quasiplanare Übergitterbauelemente

Die in dieser Arbeit verwendeten Übergitterbauelemente wurden aus Übergitterwafern hergestellt, die mithilfe der Molekularstrahlepitaxie hergestellt wurden. Folgende Schichten (Abb. 4.1) wurden nacheinander auf n^+ -dotierten GaAs-Substraten gewachsen: eine Pufferschicht aus GaAs, eine Übergangsschicht, bestehend aus Quantentrögen abnehmender und Quantenbarrieren zunehmender Dicke, das Übergitter, eine Übergangsschicht mit Trögen zunehmender und Barrieren abnehmender Dicke und eine Kontaktsschicht. Das Übergitter bestand aus 70 Perioden. Jede Periode setzte sich aus 14 Monolagen GaAs (Quantentrog) und 3 Monolagen AlAs (Quantenbarriere) zusammen. Sowohl die Tröge als auch die Barrieren im Übergitter waren mit Silizium dotiert. Die Konzentration lag bei $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Pufferschicht und die Kontaktsschicht waren mit der Konzentration $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dotiert. In den Übergangsschichten stieg die Dotierung gleichmäßig vom Niveau im Übergitter auf das Dotierniveau der Pufferschichten und der Kontaktsschicht an (Dotierprofil in Abb. 4.1).

Aus den Übergitterwafern wurden quasiplanare Übergitterbauelemente hergestellt. Jedes Übergitterbauelement (Abb. 4.2) bestand aus einem hoch dotierten GaAs-Substrat, zwei Übergittermesas und zwei Kontaktfähnchen aus Gold. Ein Übergittermesa (aktives Mesa) hatte einen Querschnitt von $15 \mu\text{m}^2$, das zweite hatte einen wesentlich größeren Querschnitt ($8000 \mu\text{m}^2$) und diente der Kontaktierung. Um ohmsche Kontakte zu gewährleisten, befand sich zwischen Metall und Halbleiter eine Au-Ge-Ni-Schicht. Der Aufbau der Übergitterbauelemente erlaubte einen Stromfluss von einem Kontaktfähnchen durch das aktive Mesa über das Substrat und das zweite Mesa zum zweiten Kontaktfähnchen. Der große Querschnitt des zweiten Mesas und die hohe Dotierung des Substrats sollten bezwecken, dass bei Anlegen einer Spannung über die Kontaktfähnchen der überwiegende Teil der Spannung am aktiven Mesa abfiel. Wegen der geringen Feldstärke im zweiten Mesa dürfte dieses keine nichtlinearen Effekte

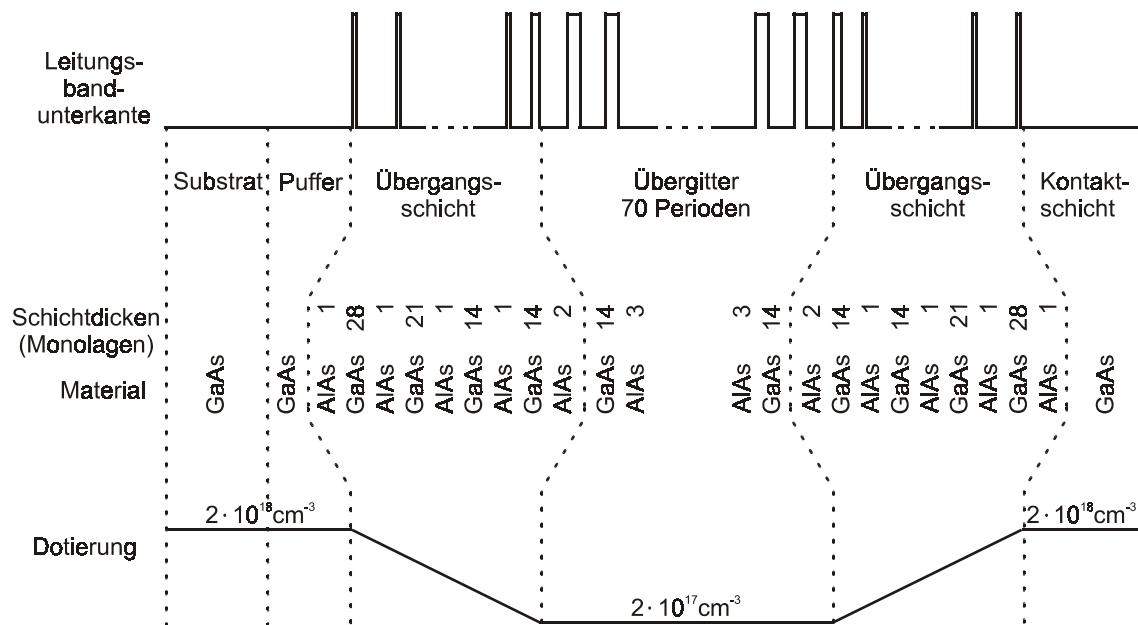


Abb. 4.1: Schichtfolge der Übergitterwafer mit dem entsprechenden Verlauf der Leitungsbauunterkante und dem Dotierprofil

sondern allenfalls einen geringen Serienwiderstand bewirken. Ein Polyimidfilm stabilisierte die Kontaktfähnchen und das aktive Mesa. Die Abmessungen der Bauelemente waren $180 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$.

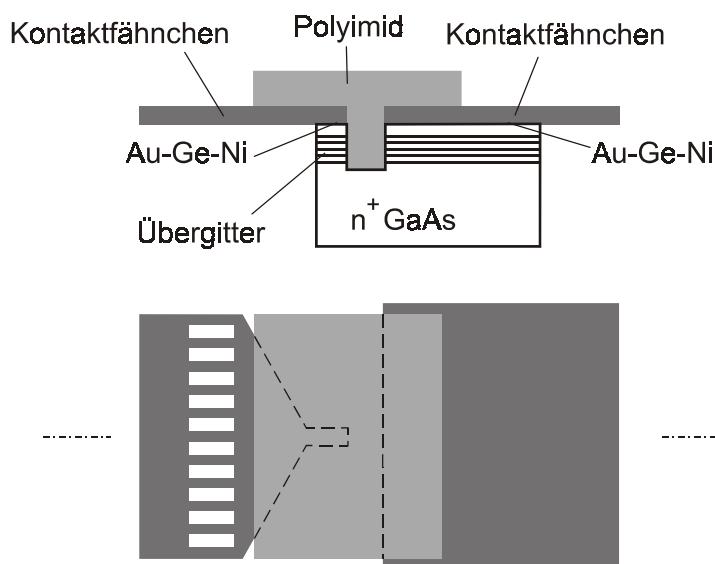


Abb. 4.2: Übergitterbauelement, Schnitt (oben) und Draufsicht (unten)

4.2 Aufbau des Frequenzvervielfachers

Der Frequenzvervielfacher (Abb. 4.3 a) hatte einen Rechteckhohlleiter als Eingang und einen Rechteckhohlleiter mit kleinerem Querschnitt als Ausgang. Die Grenzfrequenz des Eingangshohlleiters war 60 GHz, die des Ausgangshohlleiters 170 GHz. Die Hohlleiter waren aus einem Messingblock ausgefräst, der aus zwei Hälften zusammengesetzt war. Nahe am Ende des Eingangshohlleiters waren an den breiteren Hohlleiterwänden zwei Kupferfolien befestigt. Zwei Übergitterbauelemente waren so montiert (Abb. 4.3 b), dass jeweils ein Kontaktfänchen mit einer Kupferfolie und das andere Kontaktfänchen über einen Verbindungsdraht mit dem Innenleiter einer Koaxialleitung verbunden war.

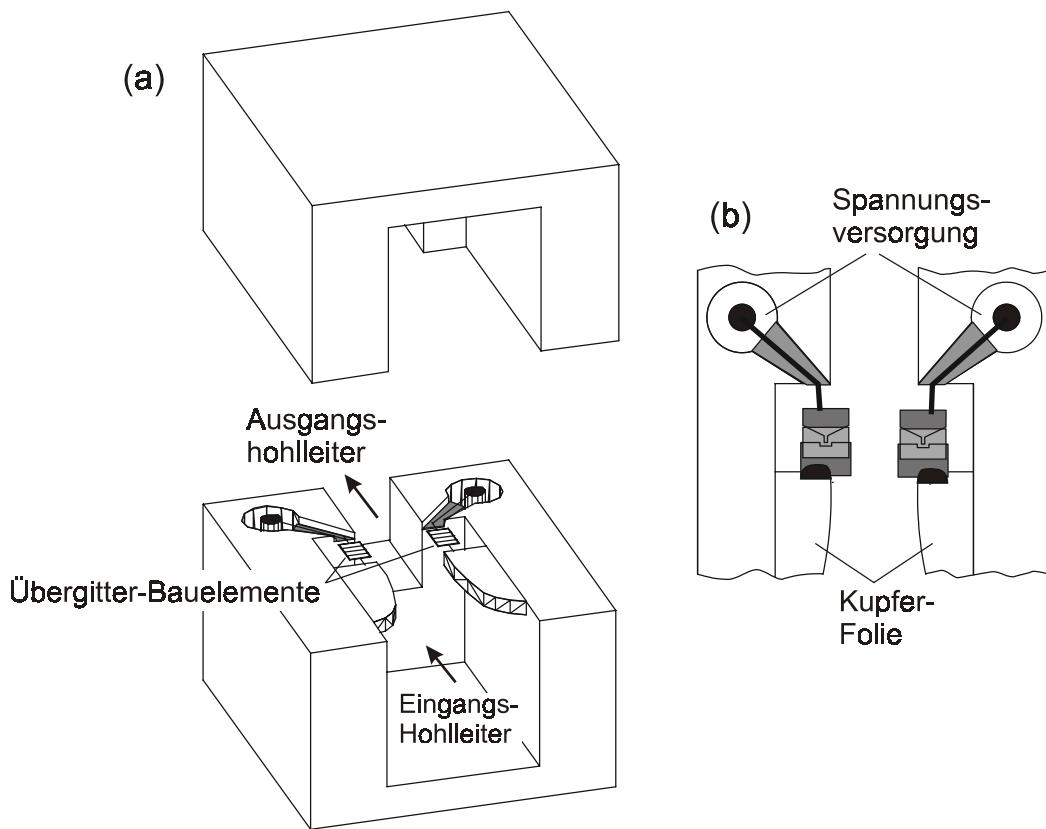


Abb. 4.3: (a) Aufbau des Frequenzvervielfachers, (b) Kontaktierung der Übergitterbauelemente im Frequenzvervielfacher

Die Koaxialleitungen dienten der Versorgung der Bauelemente mit einer Vorspannung. Das Kontaktfänchen und der Verbindungsdraht einerseits und die Hohlleiterwand andererseits stellten eine Kapazität dar, über die der Hochfrequenzstrom (sowohl bei der Frequenz des externen Mikrowellenfeldes als auch bei vielfachen davon) fließen konnte. Der Aufbau diente folgender Funktionsweise: Eine einlaufende Welle

induzierte in den Übergitterbauelementen eine hochfrequente Spannung. Durch die Nichtlinearität der Bauelemente bedingt, floss ein nicht-sinusförmiger Strom. Dieser Strom war Quelle einer Hohlleiterwelle im Ausgangshohlleiter, die aus dem Frequenzvervielfacher ausgekoppelt wurde.

4.3 Versuchsanordnung zur Charakterisierung des Frequenzvervielfachers

Abb. 4.4 zeigt die Versuchsanordnung zur Charakterisierung der Strahlung, die der Frequenzvervielfacher erzeugte. Das externe Mikrowellenfeld wurde mit einem Synthesator in Verbindung mit einem von zwei kommerziellen Frequenzvervielfachermodulen erzeugt. Ein Modul erlaubte die Erzeugung von Strahlung im Frequenzbereich 50 GHz bis 75 GHz, das andere im Frequenzbereich 75 GHz bis 110 GHz. Der Metallblock des Frequenzvervielfachers wurde mit Masse verbunden. Beide Übergitterbauelemente wurden parallel mit einer elektronisch regelbaren Konstantspannungsquelle verbunden. Die Strahlung, die vom Übergitter-Frequenzvervielfacher erzeugt wurde, wurde analysiert mit einem Spektrumanalysator in Verbindung mit einem Mischer, der für den Frequenzbereich 140 GHz bis 220 GHz ausgelegt war. Der Mischer lieferte ein Signal, dessen Leistung proportional zur Eingangsleistung war. Der Proportionalitätsfaktor, ausgedrückt in dB, ist der Konversionsverlust des Mixers. Auch Strahlung bei Frequenzen oberhalb 220 GHz konnte mit dem gleichen Mischer nachgewiesen werden, allerdings war oberhalb 220 GHz der Konversionsverlust nicht bekannt, d. h. es konnte keine Leistung angegeben werden.

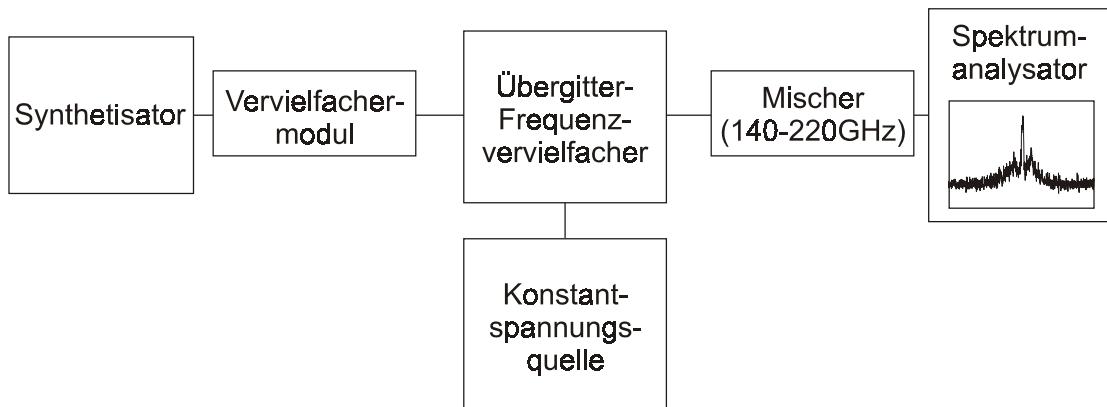


Abb. 4.4 : Versuchsanordnung zur Charakterisierung des Frequenzvervielfachers

4.4 Aufbau des Oberwellenoszillators

Der Oberwellenoszillator (Abb. 4.5) bestand aus einem Übergitterbauelement und einem Metallblock mit wellenleitenden Strukturen, in den das Bauelement eingesetzt wurde. Der Metallblock wurde aus zwei Hälften zusammengesetzt, die symmetrisch zueinander waren. Der Oberwellenoszillator beinhaltete eine 12 mm lange koaxiale Leitung zur Spannungsversorgung des Bauelements. Am Ende der Leitung verlief senkrecht dazu ein Rechteckhohlleiter mit der Grenzfrequenz 160 GHz zur Auskopplung von Strahlung. Ein Übergitterbauelement wurde so montiert, dass ein Kontaktfähnchen mit dem Ende des Innenleiters der Koaxialleitung verbunden war und das andere Kontaktfähnchen mit der gegenüberliegenden Hohlleiterwand. Um das Kontaktfähnchen an der Hohlleiterwand zu befestigen, wurde eine kleine Vertiefung in der Hohlleiterwand vorgesehen. Ein Bandstopp-Filter wurde in die Koaxialleitung integriert, um ein Entweichen von Strahlung entlang der Koaxialleitung zu verhindern. Das Filter war dadurch realisiert, dass der Außenleiter abwechselnd Abschnitte mit großem und Abschnitte mit kleinem Querschnitt hatte. Der Innenleiter war ein lackierter Draht mit 50 μm Durchmesser. Die Funktionsweise des Filters wird im Anhang (A.2) beschrieben. Um die Impedanz des Hohlleiters besser an die des Übergitterbauelements anzupassen, wurde ein Hohlleiter mit reduzierter Höhe verwendet. Über einen sich verjüngenden Impedanztransformator schloss sich ein Hohlleiter regulärer Höhe an. Die Höhe des Hohlleiters ist die Dimension, die in Abb. 4.5 waagerecht verläuft.

Die Abmessungen (Anhang A.3) des Hohlleiterquerschnitts waren kleiner als 1 mm. Die schmalen Abschnitte des Außenleiters lagen im Bereich unterhalb 100 μm . Für die Herstellung des Metallblocks wurde ein Mikrostrukturierungsverfahren entwickelt, das im folgenden Kapitel beschrieben wird.

Der Metallblock wurde auf einer Halterung aus Messing befestigt (Abb. 4.6). Passstifte sorgten für eine genaue Ausrichtung der beiden Hälften zueinander und in Bezug auf die Halterung. Die Halterung war mit einem Flansch versehen, so dass der Hohlleiterausgang des Oberwellenoszillators mit einem externen Hohlleiter verbunden werden konnte, zum Beispiel dem Eingang eines Messgeräts. Die Halterung (20 mm \times 20 mm \times 14 mm) war deutlich größer als der Oszillator. Der Innenleiter der Koaxialleitung war nach außen hin verlängert und wurde mit einer Litze verbunden, die mechanisch stabil an der Halterung befestigt war. Zur Spannungsversorgung konnte die Litze am anderen Ende mit einer Krokodilklemme kontaktiert werden.

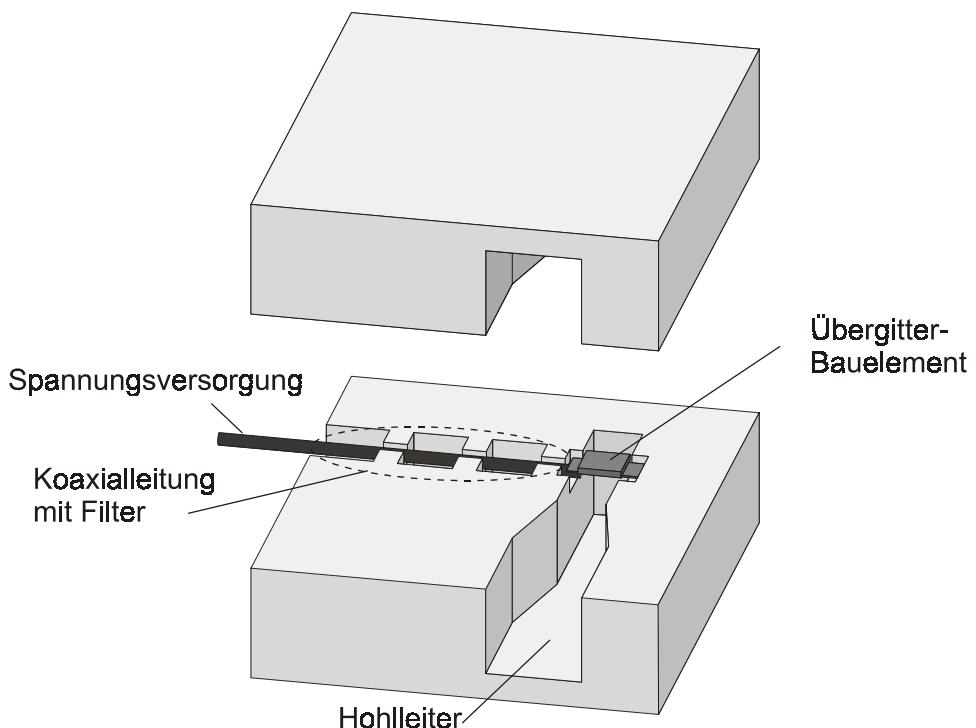


Abb. 4.5: Aufbau des Oberwellenoszillators (nicht maßstabsgetreu).

Die Strom-Spannungs-Kennlinie (Abb. 4.7) des Übergitterbauelements im Oberwellenoszillator zeigte einen linearen Anstieg bei kleinen Spannungen. Der Strom erreichte ein Maximum, gefolgt von einem Bereich negativen differentiellen Leitwerts. Im Bereich negativen differentiellen Leitwerts traten Stromsprünge auf. Auch im negativen Ast der Kennlinie gab es einen Bereich mit negativem differentiellen Leitwert. Ein Stromsprung war nur schwach ausgeprägt, der zweite Sprung war stark ausgeprägt. Bei diesem Sprung, wie auch bei Sprüngen im positiven Ast, trat Hysterese auf. Emission von Strahlung wurde beobachtet bei Spannungen unterhalb des zweiten Sprungs im negativen Ast der Kennlinie (schraffierter Spannungsbereich in Abb. 4.7).

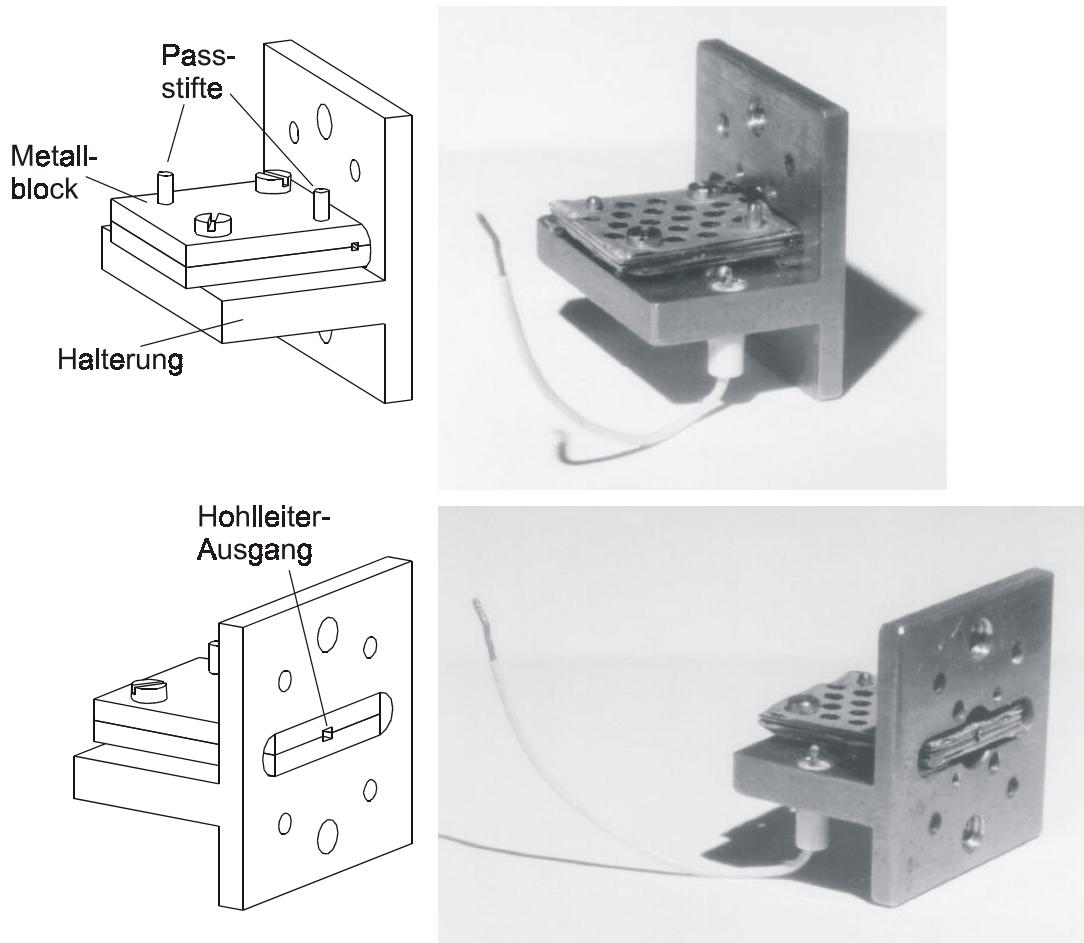


Abb. 4.6: Oberwellenoszillator mit Halterung

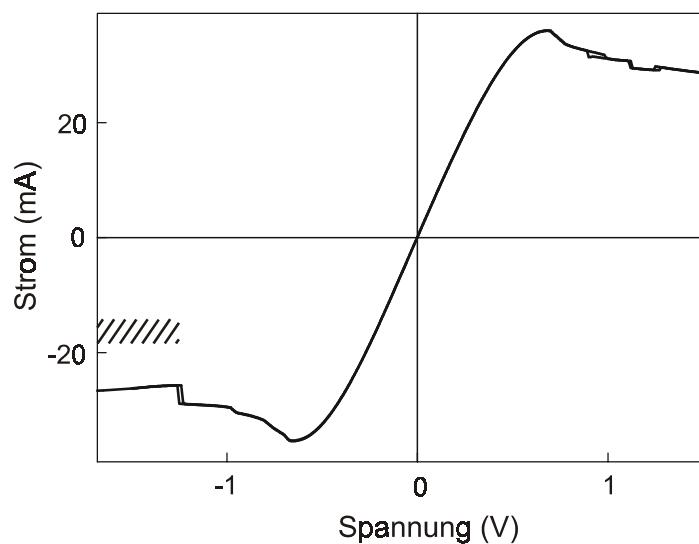


Abb. 4.7: Strom-Spannungs-Kennlinie des Übergitterbauelements im Oberwellenoszillator

4.5 Versuchsanordnungen zur Charakterisierung des Oberwellen- oszillators

Mithilfe einer Konstantspannungsquelle wurde eine Vorspannung an das Bauelement angelegt. Zur Charakterisierung der Strahlung wurden der Spektrumanalysator (mit Mischer für den Frequenzbereich 140 GHz bis 220 GHz) und ein Fourierspektrometer benutzt. Bei Messungen mit dem Spektrumanalysator wurde der Hohlleiter des Oberwellenoszillators mit dem Mischer des Spektrumanalysators verbunden (Abb. 4.8).

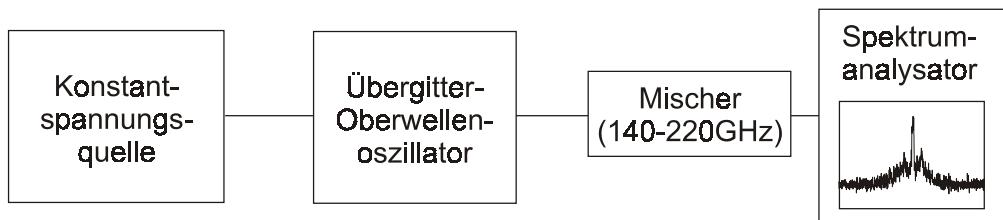


Abb. 4.8: Anordnung zur Charakterisierung des Oberwellenoszillators mit dem Spektrumanalysator

Zur Einkopplung der Strahlung in ein Fourierspektrometer (Abb. 4.9) wurde an den Oberwellenoszillator ein Hohlleiter angeschlossen, dessen Querschnitt von $2,45\text{ mm} \times 1,25\text{ mm}$ (D-Band) auf $23\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ (X-Band) anwuchs. Dieser Hohlleiter fungierte als Hornantenne zur Abstrahlung in den freien Raum. Die Welle wurde von einem Parabolspiegel in den Eingang des Fourierspektrometers reflektiert.

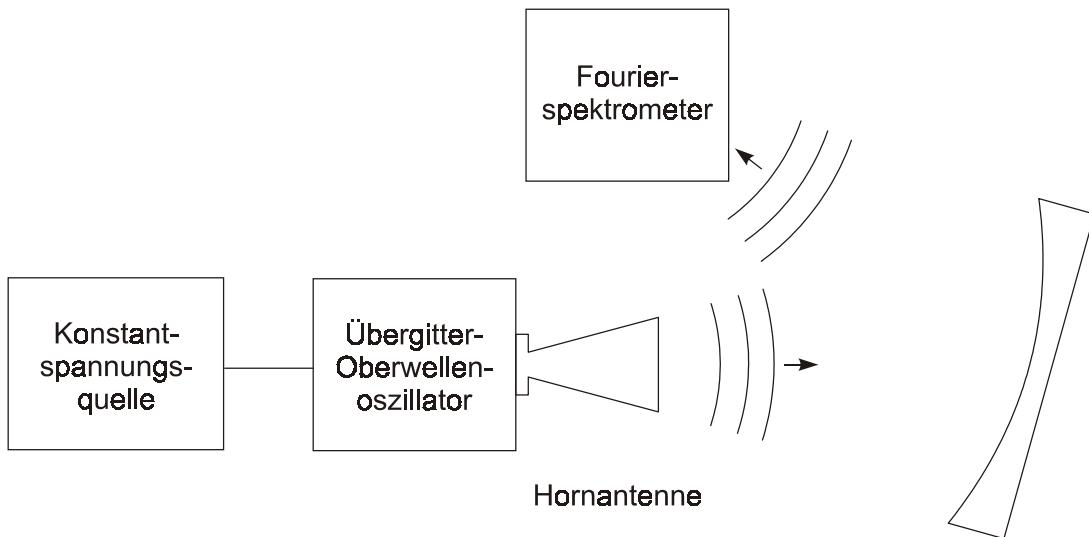


Abb. 4.9: Anordnung zur Charakterisierung des Oberwellenoszillators mit dem Fourierspektrometer

Für die Detektion von Strahlung bei Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz des Hohlleiters war ein weiterer Versuchsaufbau notwendig. Dazu wurde der Spektrumanalysator zusammen mit einem Mischer für den Frequenzbereich 33 GHz bis 50 GHz benutzt. Der Hohlleitereingang des Mixers wurde ohne besondere Antennenvorrichtung in der Nähe des dünnen Golddrahtes (Verlängerung des Innenleiters) positioniert.

Kapitel 5

Herstellung des Oberwellenoszillators

Die Herstellung der beiden Hälften des Metallblocks für den Oberwellenoszillator erfolgte in zwei Phasen: der Herstellung eines Models und der galvanischen Abformung des Models. Der Model, das heißt ein Negativ der dreidimensionalen Struktur, wurde aus einem Silizium-Wafer als Substrat und vier Schichten eines Photolackes hergestellt. Die Photolackschichten wurden übereinander auf dem Substrat aufgetragen und individuell strukturiert. Der Model wurde abgeformt, indem die Hohlräume des Models galvanisch mit Metall ausgefüllt wurden. Die Herstellung des Models wird im folgenden Abschnitt und die Herstellung des Metallblocks durch galvanische Abformung im darauffolgenden Abschnitt beschrieben.

Die galvanische Abformungstechnik wurde in Zusammenarbeit mit Herrn Prof. Hummel und Bernd Ströbl entwickelt. Herr Ströbl hat im Rahmen eines Praktikums einen Prozess entwickelt, bei dem ein Model mit einer Photolackschicht strukturiert und damit ein Rechteckhohlleiter hergestellt wurde. Dieser Prozess wurde im Rahmen dieser Arbeit zu einem Mehrschicht-Prozess weiterentwickelt, und damit Hohlleiter mit einer komplexeren dreidimensionalen Struktur hergestellt, welche die Montage eines Übergitter-Bauelements und seine Spannungsversorgung erlaubte und ein Bandstoppfilter enthielt.

5.1 Mehrschicht-Photolack-Technik zur Herstellung eines Models

Zur Herstellung des Models wurde der Photolack Epon SU-8 verwendet. Er hat zwei Eigenschaften, die für diese Arbeit wichtig sind: Er kann in dicken Schichten (bis zu etwa 1 mm) aufgetragen und strukturiert werden und er erlaubt die Erzeugung von steilen Flanken.⁶⁷ Im Folgenden wird die Vorgehensweise bei der Photolithographie mit dem Photolack SU-8 erklärt. Danach wird auf die Mehrschicht-Photolack-Technik eingegangen.

Der Photolack Epon SU-8 ist ein sehr zähflüssiges Gemisch aus einem Epoxid-Monomer und einem Lösungsmittel (γ -Butyrolacton). Der Photolack wird auf ein Substrat aufgetragen und mit einem Spatel verteilt. Danach wird das Substrat mit der Photolackschicht auf einer waagerecht stehenden Heizplatte gebacken (Prebake). Beim

Backen entweicht das Lösungsmittel aus dem Photolack. Durch die Schwerkraft und die Oberflächenspannung wird die Photolackoberfläche glatt und es entsteht eine gleichmäßig dicke Schicht. Beim Abkühlen nach dem Backen wird der Photolack fest. Mit einem Kontaktbelichter wird eine Belichtungsmaske über der Probe positioniert und die Probe mit UV-Licht belichtet. Durch die Belichtungsmaske wird dabei festgelegt, welche Stellen auf der Probe belichtet werden und welche nicht. Während der Belichtung entsteht durch eine lichtempfindliche chemische Reaktion im Photolack ein Katalysator. Anschließend wird die Probe noch einmal gebacken (Postbake). Dabei verflüssigt sich der Photolack. Sobald der Photolack flüssig wird, bewirkt der Katalysator in den belichteten Bereichen eine Polymerisation des Epoxid-Monomers im Photolack. Es entsteht ein Kunststoff. In den nicht belichteten Bereichen bleibt das Monomer unverändert zurück. Das Entwickeln geschieht mit einem Lösungsmittel, in dem das Monomer löslich ist, das Polymer jedoch nicht. Dadurch werden die nicht belichteten Bereiche des Photolacks entfernt.

Als Träger für die Photolackschichten wurde ein Stück Siliziumwafer verwendet. Auf dem Wafer wurde durch Verdampfen eine etwa 50 nm dicke Titan-Schicht abgeschieden. Die Reihenfolge der Prozessschritte der Mehrschicht-Photolack-Technik zur Herstellung des Models war:

- Auftragen der ersten Schicht, Backen, Belichtung mit Maske 1,
- Auftragen der zweiten Schicht, Backen, Belichtung mit Maske 2,
- Auftragen der dritten Schicht, Backen, Belichten mit Maske 3,
- Auftragen der vierten Schicht, Backen, Belichten mit Maske 4,
- Backen,
- Entwickeln.

Der erste Backvorgang war der Prebake der ersten Schicht. Der zweite Backvorgang diente gleichzeitig als Postbake der ersten und als Prebake der zweiten Schicht und so weiter. Die vier Belichtungsmasken sind in Anhang A.4 abgebildet, wo auch die Prozessdaten aufgelistet sind. Zur genauen Positionierung der Masken über den bereits belichteten Strukturen wurden Marken auf den Masken vorgesehen. Das Abbild der Marken der jeweils letzten Maske war in der Photolackschicht sichtbar. Die Marken der Maske konnten mithilfe von Mikrometerschrauben mit dem Abbild im Photolack in Deckung gebracht werden. Dazu stand ein Mikroskop mit einer Gelblichtlampe zur Verfügung, für deren Licht der Photolack unempfindlich war.

Das Resultat war ein dreidimensionaler Model (Abb. 5.1) bestehend aus dem Siliziumsubstrat und den vier strukturierten Photolackschichten. Alle vier Schichten gemeinsam bildeten einen rechteckigen Rand als Begrenzung, die ersten drei Schichten formten außerdem das Negativ des Hohlleiters. Das Negativ des Außenleiters wurde durch die ersten beiden Schichten gebildet.

Um jeweils die gewünschte Dicke für eine Photolackschicht zu erreichen, wurde aus der Fläche des Substrats und der gewünschten Schichtdicke das Volumen berechnet. Außerdem wurde berücksichtigt, dass beim Backen das Volumen des Photolackes um etwa 10 % abnahm. Das entsprechende Volumen an Photolack wurde mit einer Injektionsspritze (ohne Nadel) abgemessen und auf das Substrat aufgebracht. Die Schwankungen in der Dicke lagen bei etwa 10 bis 20 μm pro Schicht, was für die Herstellung eines Prototyps hinreichend exakt war. Kommerzielle Anlagen für die Fertigung erreichen eine deutlich höhere Genauigkeit.

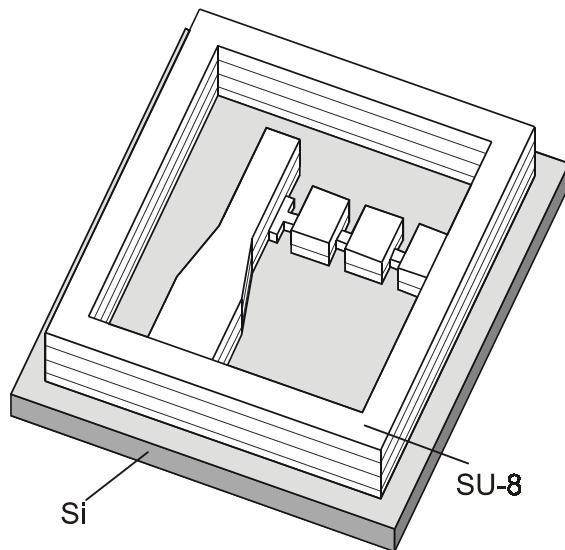


Abb. 5.1: Model für die galvanische Abformung

5.2 Galvanische Abformung

Mit einem leitfähigen Klebstoff wurde ein Kabel auf das Titan-beschichtete Substrat aufgeklebt. Die Klebstelle und alle leitfähigen Stellen, an denen keine galvanische Abscheidung erwünscht war, etwa am Rand des Substrats, wurden mit einem Lack bedeckt und somit isoliert. Der Model wurde senkrecht stehend in ein Nickelsulfamat-Bad getaucht (Abb. 5.2), so dass er einer massiven Nickelplatte, die als Anode diente, gegenüberstand. Der Behälter mit dem Nickelsulfamat-Bad befand sich in einem Wasserbecken mit einer Thermostatheizung und einer Umwälzpumpe. Über das Kabel wurde der Model an den Minuspol, die Nickelplatte an den Pluspol einer programmierbaren Stromquelle angeschlossen und ein zeitlich konstanter Strom eingeprägt (Zusammensetzung des Nickelsulfamat-Elektrolyten und Prozessparameter im Anhang A.5). Im Laufe mehrerer Stunden wurde der Hohlraum im Model nach und nach mit Nickel aufgefüllt, bis alle Strukturen (Negativ des Wellenleiters und des Außenleiters) überwachsen waren.

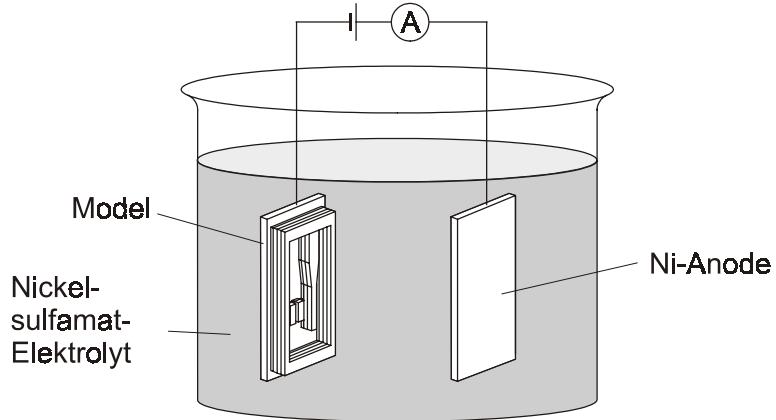


Abb. 5.2: Anordnung für die galvanische Abformung

Das somit entstandene Nickelplättchen wurde vom Silizium-Substrat getrennt. Die kleinen Photolackstrukturen blieben in den Hohlräumen des Nickelplättchens stecken. Um den Photolack aus den Hohlräumen zu entfernen, wurde die Struktur in der Flamme eines Bunsenbrenners erhitzt. Dabei wurde das Photolackmaterial weicher. Danach ließ es sich mit einer spitzen Nadel mechanisch entfernen. Das Nickelplättchen mit den entsprechenden Aussparungen stellt eine Hälfte des Metallblocks für den Oberwellenoszillator dar.

Der Einfachheit halber wurde bisher die Herstellung nur einer Hälfte des Metallblocks beschrieben. Tatsächlich wurden mit einem Modell die obere und die untere Hälfte des Metallblocks gleichzeitig hergestellt. Zusätzlich beinhaltete der Modell zylindrische Säulen. Durch die Abformung der Säulen entstanden zylindrische Löcher in der Nickelstruktur. Zwei davon dienten der Ausrichtung beider Hälften mit Passstiften und zwei Löcher wurden für Schrauben vorgesehen. Zusätzliche Löcher wurden eingeführt, um die Auswirkungen von Spannungen im Nickelmaterial zu reduzieren. Damit die beiden Hälften gut aufeinander passten und kein Spalt zwischen ihnen blieb, wurden etwaige Unebenheiten auf den Berührungsflächen durch Schleifen und Polieren beseitigt.

Abb. 5.3 zeigt die Hälfte des Metallblocks, in die der Draht und das Übergitterbauelement eingesetzt wurden, in einer Aufnahme mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop. Die Hohlleiterwände sind sehr steil, da sie genau die steilen Flanken des Photolackes abformten. Leichte horizontale Streifen in der Hohlleiterwand zeugen von den drei übereinander geschichteten Photolackschichten, aus denen das Negativ des Hohlleiters bestanden hat. Dort, wo der Hohlleiter sich verjüngt, sind außerdem vertikale Linien sichtbar. Diese stammen von Stufen, die wegen der endlichen Auflösung auf der Belichtungsmaske abgebildet sind. Die Höhe einer Stufe entspricht einem Pixel auf der Maske. Das GaAs-Substrat des Übergitterbauelements ist dunkelgrau.

Das hell leuchtende Viereck ist eines der beiden Kontaktfänchen aus Gold. An den engen Abschnitten des Filters ist (in unregelmäßigen Formen) der Klebstoff zu sehen, mit dem der Draht in die Nickelstruktur hineingeklebt wurde.

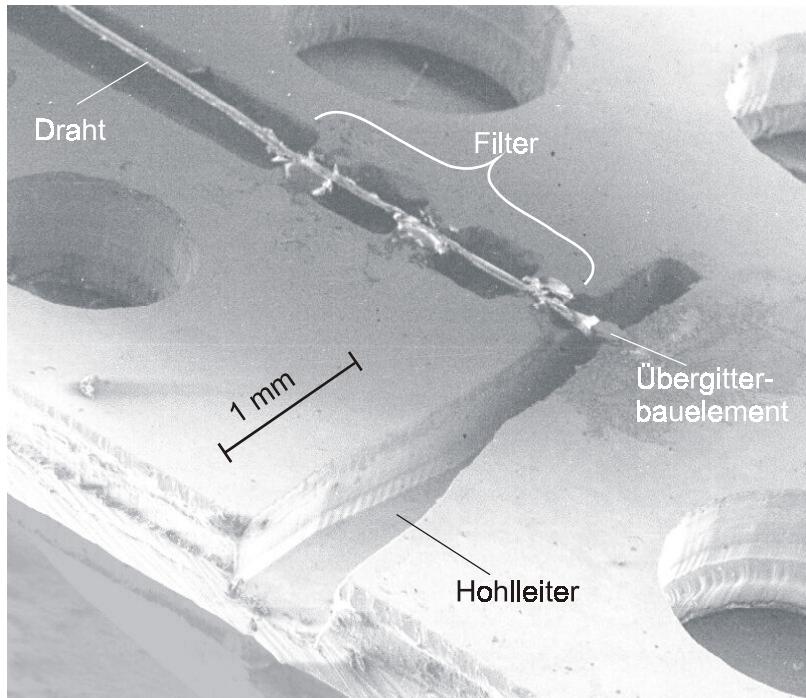


Abb. 5.3: Eine Hälfte des Metallblocks mit eingebautem Übergitterbauelement

5.3. Zusammensetzen des Oberwellenoszillators

Ein isolierter Golddraht diente als Innenleiter der Koaxialleitung. Nachdem an beiden Enden die Isolierung entfernt wurde, wurde er in die untere der beiden Metallblockhälften gelegt und festgeklebt. Auf der äußeren Seite ragte er um etliche Millimeter aus der Nickelstruktur heraus, auf der Innenseite ragte er ein kleines Stück weit in den Hohlleiter hinein. Am unisolierten Ende des Drahtes wurde ein kleiner Tropfen eines leitfähigen Klebstoffs angebracht. Auch die Vertiefung an der gegenüberliegenden Hohlleiterwand wurde mit leitfähigem Klebstoff gefüllt. Ein Übergitterbauelement wurde so montiert (Abb. 5.4), dass ein Kontaktfänchen am Draht, das andere an der Hohlleiterwand klebte.

Noch bevor der leitfähige Kleber trocken war, wurde die obere Hälfte auf die untere gesetzt, mit Passstiften ausgerichtet und der komplette Metallblock auf eine Halterung geschraubt.

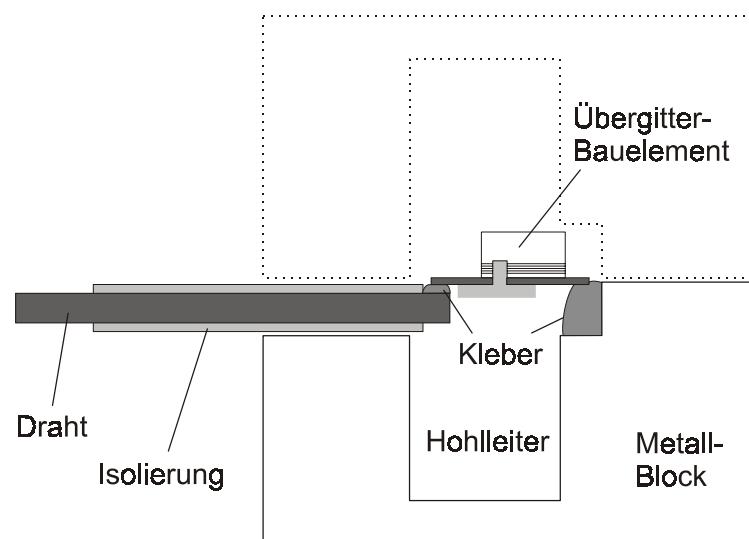


Abb. 5.4: Einbau des Übergitterbauelementes in die untere Hälfte des Metallblocks. Die obere Hälfte ist gestrichelt angedeutet.

Kapitel 6

Messergebnisse

6.1 Frequenzvervielfacher

Die Strom-Spannungs-Kennlinie der zwei parallel geschalteten Übergitterbauelemente im Frequenzvervielfacher (gestrichelte Linie in Abb. 6.1 a) zeigte einen linearen Anstieg bei kleinen Spannungen. Bei einer Spannung von 0,76 V erreichte der Strom ein Maximum, bei dem ein scharfer Knick auftrat. Mit dem Knick begann ein Bereich negativen differentiellen Leitwerts. Im weiteren Verlauf traten zwei Stromsprünge zu geringeren Strömen hin auf, auf die jeweils ein Plateau mit fast konstantem Strom folgte.

Bei Anliegen eines externen Mikrowellenfeldes zeigte der Frequenzvervielfacher eine veränderte Kennlinie. Die Kennlinie wurde aufgenommen, indem der zeitliche Mittelwert der Spannung und der zeitliche Mittelwert des Stroms gemessen wurden. Die veränderte Kennlinie (durchgezogene Linie in Abb. 6.1 a, Frequenz $\nu_{\text{ext}} = 71 \text{ GHz}$, Eingangsleistung 1 mW) hatte einen scharfen Knick, der zu einer kleineren Spannung hin verschoben war. Auch die zwei Stromsprünge waren zu kleineren Spannungen verschoben.

Frequenzvervielfachung wurde beobachtet bei Frequenzen des externen Mikrowellenfeldes zwischen 65 GHz und 90 GHz. Es wurde Strahlung bei der dritten Harmonischen bei Frequenzen zwischen 195 GHz und 270 GHz erzeugt. Die Ausgangsleistung des Frequenzvervielfachers hing von der angelegten Vorspannung ab. Die Ausgangsleistung (Abb. 6.1 b) zeigte deutlich ausgeprägte Maxima. Ein Maximum wurde bei der Spannung erreicht, bei der in der Kennlinie der Knick auftrat. Ein zweites Maximum lag bei der gleichen Spannung wie der zweite Stromsprung in der veränderten Kennlinie und ein drittes Maximum bei der gleichen Spannung wie der Stromsprung in der Kennlinie ohne externes Mikrowellenfeld.

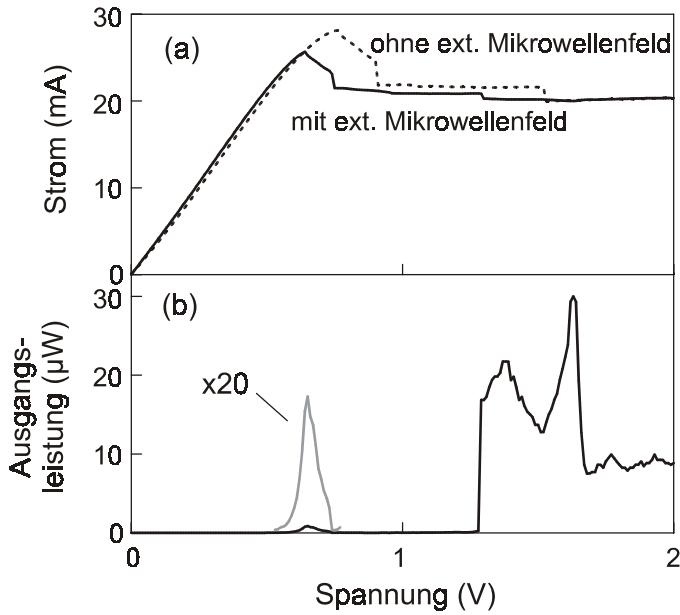


Abb. 6.1: (a) Kennlinien des Frequenzvervielfachers ohne und mit einem externen Mikrowellenfeld, (b) Ausgangsleistung bei der dritten Harmonischen von 71 GHz (Eingangsleistung: 1 mW)

Mit höherer Eingangsleistung wurden der Knick in der Kennlinie und die Stromsprünge stärker verschoben (Abb. 6.2 a, Eingangsleistung 6 mW). Gleichzeitig verschob sich auch das erste Maximum in der Ausgangsleistung des Vervielfachers (Abb. 6.2 b) zu einer kleineren Spannung. In der Nähe des zweiten Stromsprungs trat ein Maximum auf. Die Peaks in der Ausgangsleistung waren breiter als im Falle geringerer Eingangsleistung.

Die höchste Ausgangsleistung betrug 0,3 mW. Sie wurde bei einer Vorspannung von 1,5 V und einer Eingangsleistung von 6 mW bei der Frequenz 213 GHz erzielt. Die Leistung entspricht einer Konversionseffizienz (Ausgangsleistung bei der dritten Harmonischen geteilt durch Eingangsleistung) von 5%.

Neben der dritten Harmonischen wurden auch höhere Harmonische gefunden. Die Emissionslinie mit der höchsten Frequenz lag bei 476 GHz (siebte Harmonische).

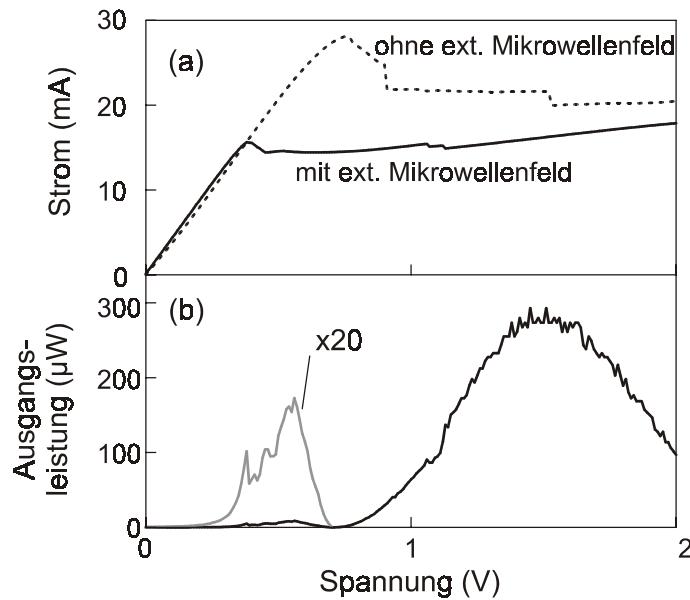


Abb. 6.2: (a) Kennlinien des Frequenzvervielfachers ohne und mit einem externen Mikrowellenfeld, (b) Ausgangsleistung bei der dritten Harmonischen von 71 GHz (Eingangsleistung: 6 mW)

6.2 Oberwellenoszillator

Der Oberwellenoszillator erzeugte Strahlung bei verschiedenen Frequenzen (Abb. 6.3), die jeweils ein Vielfaches von 34 GHz waren. Strahlung bei der Grundharmonischen und der zweiten Harmonischen (34 GHz und 68 GHz, gestrichelte Linien in Abb. 6.3) wurde in der Nähe des Drahtes zur Spannungsversorgung detektiert. Die Strahlung wurde von einer Oszillation in der Koaxialleitung verursacht. Sie konnte sich in der Koaxialleitung ausbreiten, da die Frequenzen unterhalb des Stopfbandes des Filters lagen. Linien bei Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz (160 GHz) des Hohlleiters wurden durch den Hohlleiter ausgekoppelt. Emissionslinien bei der fünften, sechsten und siebten Harmonischen (170 GHz, 204 GHz und 238 GHz) wurden mit dem Fourierspektrometer nachgewiesen (breite, graue Linien in Abb. 6.3). Die Frequenzen der fünften, sechsten und siebten Harmonischen lagen im Stopfband des Filters, damit wurde ein Entweichen der Strahlung entlang der Koaxialleitung verhindert. Die Emissionslinie bei 170 GHz wurde auch mit dem Spektrumanalysator gemessen (schwarze Linie in Abb. 6.3). Die Leistung betrug 0,1 mW.

Ein zweites Exemplar des Oberwellenoszillators, das gleich aufgebaut war, emittierte Strahlung bei Frequenzen um 177 GHz. Die Linie (Abb. 6.4) hatte eine Halbwertsbreite von etwa 5 MHz. Das entspricht dem $3 \cdot 10^{-5}$ -fachen der Oszillationsfrequenz.

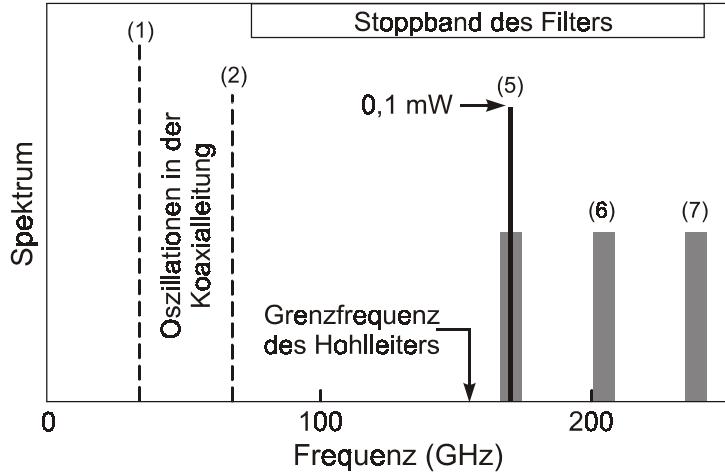


Abb. 6.3: Emissionslinien des Oberwellenoszillators

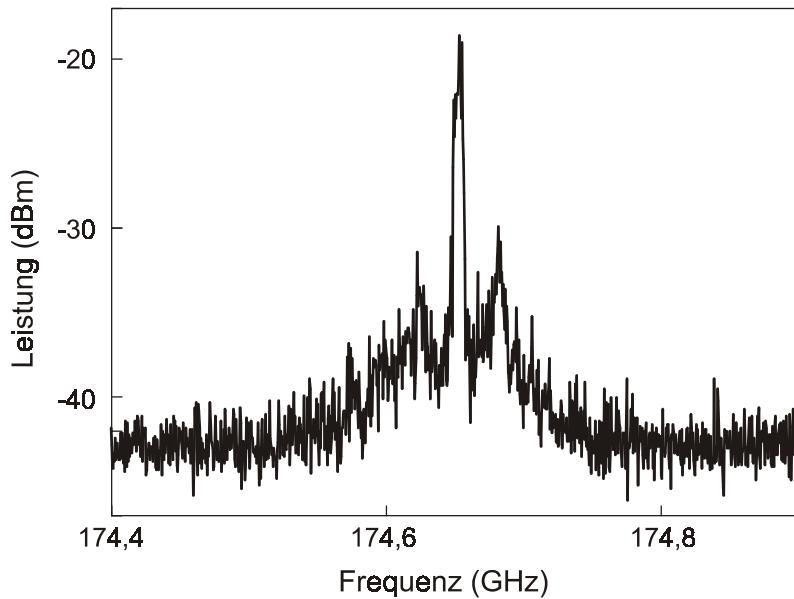


Abb. 6.4: Emissionslinie bei der fünften Harmonischen des Oberwellenoszillators

Durch Veränderung der Vorspannung konnte die Frequenz von 174,6 GHz bis 179,0 GHz abgestimmt werden (Abb. 6.5). Die Frequenz nahm mit steigender Vorspannung fast linear zu. Die Leistung schwankte bei Veränderung der Vorspannung um etwa eine Größenordnung. Die maximale Leistung betrug 0,4 mW. Das entspricht einem Wirkungsgrad von etwa 1%.

Neben der fünften Harmonischen bei 177 GHz wurde mit dem Spektrumanalysator Strahlung bei der zehnten Harmonischen mit einer Frequenz von 354 GHz gemessen (Abb. 6.6). Die Peakleistung lag deutlich über dem Rauschpegel. Bei der Linie war eine

Angabe der Leistung unmöglich, da der Konversionsverlust des Mischers in dem Frequenzbereich nicht bekannt war.

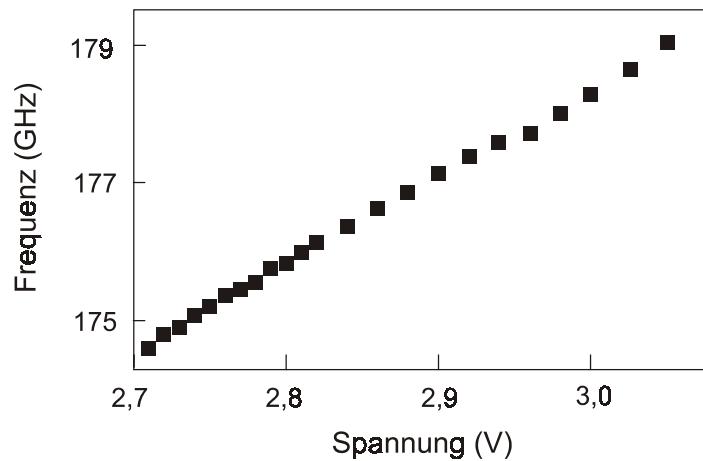


Abb. 6.5: Abstimmverhalten des Oberwellenoszillators

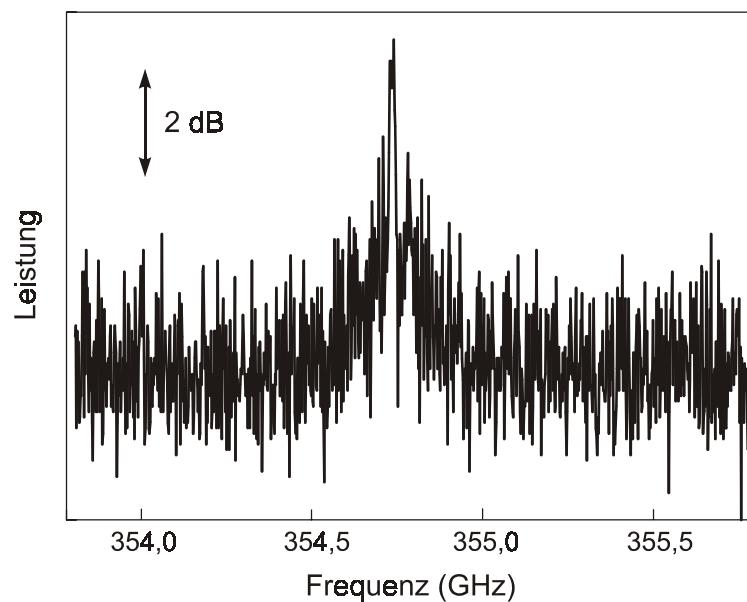


Abb. 6.6: Emissionslinie bei der zehnten Harmonischen des Oberwellenoszillators

6.3 Diskussion der Messergebnisse

6.3.1 Frequenzvervielfacher

Die Messergebnisse in Abschnitt 6.1 belegen einen engen Zusammenhang zwischen der Erzeugung von Harmonischen im Übergitter-Frequenzvervielfacher und der Entstehung von Raumladungsdomänen. Wäre die Elektronendichte in den Übergittern konstant und homogen, so hätte die Strom-Spannungs-Kennlinie die gleiche Form wie die

Driftgeschwindigkeits-Feld-Charakteristik. Der Knick in der Kennlinie und die Stromsprünge bedeuten deutliche Abweichungen von der Esaki-Tsu-Charakteristik und weisen darauf hin, dass die Elektronendichte bei Spannungen oberhalb des Knicks inhomogen ist, d. h. dass es Raumladungsdomänen in den Übergittern gibt. Auch der zweite Stromsprung kennzeichnet einen Übergang zu einem qualitativ unterschiedlichen Domänenverhalten. Das kann aus der Beobachtung geschlossen werden, dass bei verschiedenen Übergittern in unterschiedlichen Versuchsaufbauten eine selbsterregte Oszillation bei der Vorspannung einsetzte, bei welcher der zweite Sprung in der Kennlinie auftrat.^{46,68}

Das Verschieben des Knicks und der Stromsprünge zeigt, dass das externe Mikrowellenfeld in der Lage ist, das Domänenverhalten zu verändern. So treten zum Beispiel unter Einfluss eines externen Mikrowellenfeldes Domänen bei Vorspannungen unterhalb U_c auf. Die Veränderung des Domänenverhaltens durch das externe Mikrowellenfeld ist verbunden mit einer Erzeugung von Harmonischen, was sich in den Maxima in der Ausgangsleistung äußert. Das erste Maximum kann durch das Prinzip der Frequenzvervielfachung mithilfe von Domänen erklärt werden, wie es in Abschnitt 3.4 beschrieben ist. Das Prinzip wurde der Einfachheit halber für ein Übergitter behandelt. Im Experiment waren zwei Übergitter beteiligt. Da sie parallel geschaltet waren, ist anzunehmen, dass in beiden Bauelementen synchron Domänen entstanden und zerstört wurden.

Die Erzeugung von Harmonischen durch Entstehung und Zerstörung von Domänen kann nur bei Vorspannungen erfolgen, die hinreichend nah an einer Grenze U_g zwischen zwei Spannungsbereichen mit unterschiedlichem Domänenverhalten liegen. Hinreichend nah bedeutet, dass $U_0 - U_\omega < U_g < U_0 + U_\omega$ erfüllt ist. Das macht verständlich, dass eine höhere Eingangsleistung, verbunden mit einer größeren Spannungsamplitude U_ω , zu breiteren Peaks in der Ausgangsleistung führt.

Eine Simulation⁶⁹ mit dem Drift-Diffusionsmodell, bei der ein externes Mikrowellenfeld berücksichtigt wurde, bestärkte die Vorstellung, dass das externe Feld die Entstehung und Zerstörung von Domänen steuerte, und dass der daraus resultierende nicht-sinusförmige Strom die Ursache für die frequenzvervielfachte Strahlung war.

Die Frequenzvervielfachung mithilfe von Raumladungsdomänen ist nicht die einzige Möglichkeit der Frequenzvervielfachung mit Halbleiterübergittern. Über Frequenzvervielfachung mit Übergittern als nichtlinearen Bauelementen wurde mehrfach berichtet.³⁷⁻⁴⁰ Die Funktionsweise eines Übergitter-Frequenzvervielfachers³⁷ im Frequenzbereich von einigen 10 GHz wurde dadurch erklärt, dass der Strom entsprechend der Esaki-Tsu-Charakteristik instantan dem Mikrowellenfeld folgte. Das Mikrowellenfeld wurde als quasistatisch angesehen. Die Nichtlinearität der Kennlinie bewirkte die

Erzeugung von höheren Harmonischen. Auch das Verhalten eines Frequenzvervielfachers³⁸ für Strahlung mit Frequenzen von 130 GHz bis 325 GHz konnte durch dasselbe Prinzip beschrieben werden. Voraussetzung für die Frequenzvervielfachung durch quasistatische Wechselwirkung ist, dass die Periode des externen Feldes deutlich länger ist als die Intraminibandrelaxationszeit. Ein anderes Prinzip der Frequenzvervielfachung beruht auf frequenzmodulierten Blochszillationen.^{70,71,40} Dabei ist die Periode des externen Feldes kürzer als die Intraminibandrelaxationszeit.

Die Frequenzvervielfachung mithilfe von Domänen, wie sie in dieser Arbeit beschrieben wird, erwies sich als effizienter als die Frequenzvervielfachung sowohl durch quasistatische Wechselwirkung als auch durch frequenzmodulierte Blochszillationen. Die drei Methoden der Frequenzvervielfachung mit Übergittern wurden in einem Konferenzbeitrag⁷² ausführlicher diskutiert. Kürzlich wurde in einem Experiment zur Frequenzvervielfachung mit einem nicht vorgespannten Übergitter ein Übergang von einem Regime quasistatischer Wechselwirkung zu einem Regime der Frequenzvervielfachung durch Domänen beobachtet.⁷³ Bei diesem Übergang stieg die Ausgangsleistung um zwei Größenordnungen. Das Experiment wird in Anhang A.7 beschrieben.

6.3.2 Oberwellenoszillator

Durch das Design des Hochfrequenzkreises mit kleinen Abmessungen und durch die photolithographische Herstellungstechnik ist es gelungen, einen Oberwellenoszillator zu entwickeln, der eine relativ hohe Leistung bei Frequenzen oberhalb 150 GHz erzeugt. In bisherigen Übergitteroszillatoren, die für die Auskopplung der Grundharmonischen geplant waren, wurden zwar Oberwellen mit Frequenzen bis 224 GHz beobachtet,^{46,47} jedoch lag die Leistung von Linien oberhalb 150 GHz unter 1 μ W.

Die vergleichsweise hohe Leistung von der Größenordnung 0,1 mW führt mich darauf zurück, dass der Hochfrequenzkreis bei Frequenzen um 175 GHz gut an das Übergitterbauelement angepasst war, bei den Frequenzen der niedrigeren Harmonischen dagegen schlecht. Der Hohlleiter war so bemessen, dass Wellenausbreitung nur bei Frequenzen oberhalb etwa 160 GHz möglich war. In der Koaxialleitung war ein Filter mit einem Stoppband von 75 GHz bis 240 GHz integriert. Allenfalls bei der Grundharmonischen und der zweiten Harmonischen entwich ein Teil der Strahlungsleistung. Der Übergang von der Koaxialleitung zur Drahtleitung stellte für den Hochfrequenzstrom zwar eine Diskontinuität dar, die Welle in der Koaxialleitung wurde an dieser Diskontinuität aber nicht vollständig reflektiert, sondern ein Teil der Strahlung wurde transmittiert und von der Drahtleitung in den freien Raum abgestrahlt. Eine Messung der Strahlungsleistung bei der ersten und zweiten Harmonischen war nicht

möglich, weil die Effizienz der Übertragung vom Draht über den freien Raum in den Hohlleitereingang des Mischers nicht bekannt war.

Die sechste und alle höheren Harmonischen hatten eine deutlich geringere Leistung als die fünfte. Auch die Emissionslinie bei 354 GHz des zweiten Exemplars hatte nur eine relativ geringe Leistung. Immerhin wurde damit aber demonstriert, dass eine selbsterregte Oszillation in einem Halbleiterübergitter Strahlung bei Frequenzen im Submillimeterwellenbereich erzeugen kann.

Die Linienbreite ist eine Folge von Fluktuationen in der Domänenentstehung oder der Domänenbewegung. Die Fluktuationen könnten sehr wahrscheinlich unterdrückt werden, indem die Oszillation an ein externes sehr schmalbandiges Mikrowellenfeld gekoppelt wird. Das könnte durch Injection-Locking oder durch eine Phasenregelschleife (engl. phase locked loop) geschehen. Injection Locking wurde an mehreren Übergitteroszillatoren gezeigt.^{44,74,75} Dabei verringerte sich die Linienbreite auf weniger als 10 Hz. Stabilisierung der Oszillation durch eine Phasenregelschleife wäre auf zweierlei Weisen denkbar. Das Abstimmverhalten (Abb. 6.5) legt nahe, durch phasensensitive Variation der Vorspannung die Frequenz zu regeln. Andererseits könnte man die Frequenz durch Einsetzen einer steuerbaren Kapazität in den Hochfrequenzkreis beeinflussen.

6.3.3 Perspektive für die Erzeugung von Millimeter- und Submillimeterwellen durch Domänen in Halbleiterübergittern

Sowohl der Frequenzvervielfacher als auch der Oberwellenoszillator lieferten Leistungen von einigen 100 μ W bei Frequenzen um 210 GHz (Frequenzvervielfacher) beziehungsweise 175 GHz (Oberwellenoszillator).

Die höchsten Konversionseffizienzen, die mit Frequenztriplern für Frequenzen oberhalb 200 GHz erreicht wurden, liegen bei etwa 10 %. Das gelang sowohl mit Schottkydioden⁷⁶ als auch mit HBVs.²⁵ Die höchsten Ausgangsleistungen, die mit Frequenzvervielfachern bei 200 GHz erzeugt wurden,²⁰ übersteigen die Ausgangsleistung des Übergitter-Frequenzvervielfachers um etwa zwei Größenordnungen. Dazu waren allerdings deutlich höhere Eingangsleistungen notwendig, als zur Charakterisierung des Übergitter-Frequenzvervielfachers zur Verfügung stand.

Dass der Übergitter-Frequenzvervielfacher, obwohl sein Aufbau noch nicht optimiert war, bereits eine hohe Konversionseffizienz (von 5 %) zeigte, könnte darin begründet sein, dass das Übergitter wegen der negativen Beweglichkeit ein aktives Bauelement ist und Leistung aus der Gleichspannungsquelle in Strahlungsleistung umwandeln kann. Es handelt sich um einen aktiven Frequenzvervielfacher. Ob Übergitter-Frequenzvervielfacher in der Zukunft mit passiven Frequenzvervielfachern mit Schottkydioden oder HBVs konkurrieren können, ist noch nicht vorherzusehen.

Verglichen mit Gunn-Dioden ist die Leistung des Übergitter-Oberwellenoszillators um etwa zwei Größenordnungen geringer. Was den Wirkungsgrad betrifft, ist der Übergitter-Oberwellenoszillator mit etwa 1% vergleichbar mit den effizientesten Oszillatoren auf Halbleiterbasis bei Frequenzen um 200 GHz.¹⁵

Für Gunn-Dioden wurden aufgrund der Relaxationszeiten für den Übergang von Seitentälern zurück ins Leitungsbandminimum (rund 2 ps für GaAs und 1 ps für InP) Grenzfrequenzen von 130 GHz bzw. 230 GHz vorhergesagt.⁷⁷ Die Leistung, die mit InP-Gunnoszillatoren erzeugt werden kann, nimmt oberhalb 150 GHz stark ab,⁷⁸ was mit der Relaxationszeit von 1 ps zusammenhängt. Die Frequenzen, die durch Domänen in einem Halbleiterübergitter erreicht werden können, werden begrenzt durch die Intraminiband-Relaxationszeit. Zwei verschiedene Experimente zeigten übereinstimmend, dass die Intraminibandrelaxationszeit in einem Übergitter von der Größenordnung 10^{-13} s ist,⁷⁹ d. h. um etwa eine Größenordnung kürzer als die Relaxationszeit bei Gunn-Dioden. Daher ist zu erwarten, dass die Domänenentstehung in Übergittern die Erzeugung von Strahlung mit deutlich höheren Frequenzen, bis etwa 1 THz, erlaubt. Ein strikteres Kriterium für die Abschätzung einer oberen Grenzfrequenz ist die Zeit, die für die Entstehung einer Domäne und ihre Auslöschung notwendig ist. Kürzlich gewonnene experimentelle Ergebnisse⁶⁶ zeigen, dass Domänen in einem Halbleiterübergitter innerhalb weniger als 1 ps entstehen und ausgelöscht werden können. Mit einer so schnellen Entstehung und Zerstörung von Domänen sind zwangsläufig Stromänderungen auf der gleichen Zeitskala verbunden. Falls es gelingt, einen geeigneten Hochfrequenzkreis anzuschließen, sollte es möglich sein, diese Stromänderungen zur Strahlungserzeugung bei Frequenzen bis 1 THz zu nutzen.

Die Kombination aus Halbleiterübergittern als hinreichend schnellen Bauelementen und mikrotechnisch gefertigten Hochfrequenzkomponenten könnte einen wichtigen Beitrag zur Entwicklung von Festkörper-Strahlungsquellen zur Erzeugung von Submillimeterwellen mit Frequenzen bis etwa 1 THz leisten. Im folgenden Kapitel sollen Richtungen angedeutet werden, in die sich weitere Forschungsarbeiten bewegen könnten.

Kapitel 7

Ausblick: Strahlungserzeugung bei höheren Frequenzen

Die Frequenzen, bei denen in dieser Arbeit mit Halbleiterübergittern Strahlung erzeugt wurde, sind noch weit entfernt von der oberen Grenzfrequenz, die für die Strahlungserzeugung mithilfe von Domänen in Halbleiterübergittern abgeschätzt wurde.

Experimente zur Entwicklung von Frequenzvervielfachern für Frequenzen im Submillimeterwellenbereich könnten mit einer Konstruktion durchgeführt werden, die den gleichen prinzipiellen Aufbau wie der oben beschriebene Frequenzvervielfacher aber Eingangs- und Ausgangshohlleiter mit kleineren Abmessungen hat. Die Übergitterbauelemente, die in dieser Arbeit verwendet wurden, sind klein genug, um auch in Hohlleiter für Submillimeterwellen eingebaut werden zu können. Dass mit den Übergitterbauelementen Harmonische geringer Leistung mit Frequenzen bis knapp unter 500 GHz erzeugt werden können, wurde in dieser Arbeit bereits mit einem Aufbau gezeigt, der für Frequenzen um 200 GHz entworfen war. Ein Aufbau mit besserer Anpassung bei Frequenzen oberhalb 300 GHz würde sehr wahrscheinlich die Erzeugung von Submillimeterwellen mit höherer Ausgangsleistungen ermöglichen.

Neben einer verbesserten Auskopplung von Strahlung bei hohen Frequenzen wäre es interessant zu untersuchen, ob Übergitter-Frequenzvervielfacher mit höheren Eingangsleistungen betrieben werden können, als es bisher geschehen ist, und ob dies eine höhere Ausgangsleistung bewirkt.

Auch durch eine selbsterregte Oszillation wurde bereits leistungsschwache Strahlung bei Frequenzen im Submillimeterwellenbereich erzeugt. Für einen Übergitter-Oberwellenoszillatator für Submillimeterwellen ist ein Aufbau notwendig, der einen reaktiven Kreis für die Grundharmonische hat und Strahlung bei der gewünschten Harmonischen auskoppelt. Im Folgenden wird ein Aufbau für einen Oberwellenoszillatator (Abb. 7.1) für Frequenzen oberhalb 300 GHz vorgeschlagen. Der Resonator für die Grundharmonische besteht aus einem Hohlleiter endlicher Länge (Hohlraumresonator), in den ein Übergitterbauelement montiert wird. Die Länge des Hohlraumresonators lässt sich durch einen Kurzschlusschieber variieren. Durch die Breite und Länge des Hohlleiters kann die Frequenz der Grundharmonischen festgelegt werden. Über eine

Koaxialleitung mit einem Bandstoppfilter wird das Bauelement versorgt. Das Filter sollte so breitbandig wie möglich sein. Nach Ergebnissen einer Zusammenarbeit mit Helmut Appel kann eine große Bandbreite dadurch erreicht werden, dass die Modulation des Außenleiters nicht periodisch ist, sondern Abschnitte unterschiedlicher Längen verwendet werden.⁸⁰ Erste Versuche zur Realisierung eines Kurzschlusschiebers wurden ebenfalls in Zusammenarbeit mit Herrn Appel gemacht. An den Hohlraumresonator für die Grundharmonische schließt sich ein Hohlleiter mit einem kleineren Querschnitt an. Seine Grenzfrequenz kann durch Wahl des Hohlleiterquerschnitts festgelegt werden. Ein Zahlenbeispiel wäre: Grundharmonische 110 GHz, Grenzfrequenz des Ausgangshohlleiters 300 GHz, Wellenausbreitung bei 330 GHz (dritte Harmonische). Eine Grenzfrequenz von 300 GHz erreicht man mit einem Hohlleiterquerschnitt von 500 $\mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$. Solch ein Hohlleiter könnte sicherlich durch die in dieser Arbeit entwickelte Technik hergestellt werden.

Bevor ein Oberwellenoszillator für über 300 GHz konstruiert wird, bietet es sich an, einen Oberwellenoszillator mit dem vorgeschlagenen Aufbau herzustellen, dessen Maße für etwa 200 GHz geeignet sind und diesen zu testen. Anschließend könnte man die Maße reduzieren, um die Frequenz zu erhöhen.

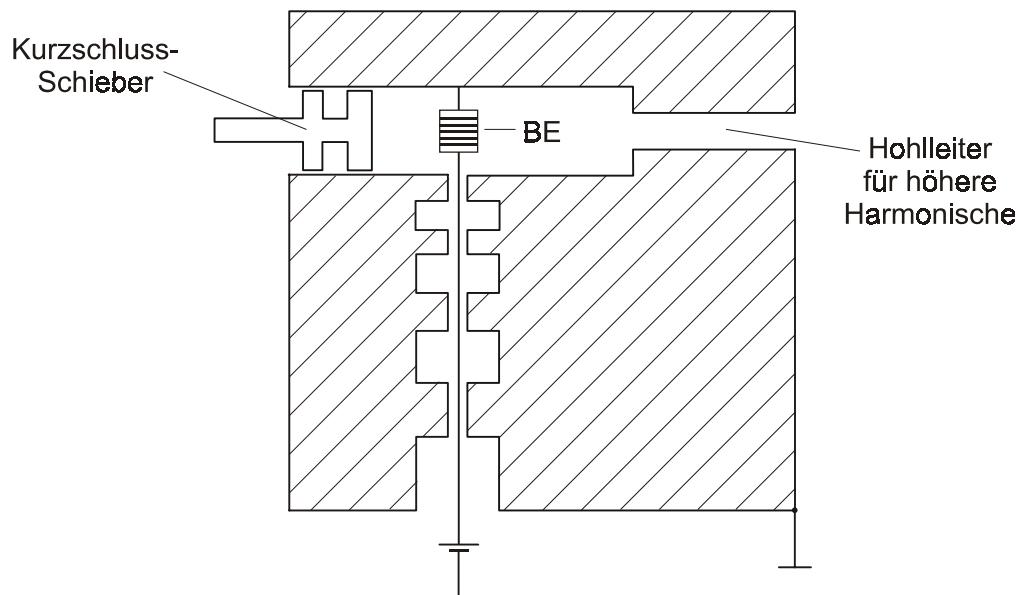


Abb. 7.1: Vorschlag für den Aufbau eines Oberwellenoszillators
(BE: Übergitterbauelement)

Eine weitere interessante Fragestellung wäre, ob es möglich ist, mehrere Übergitter-Bauelemente in einem Oszillatator zu betreiben, um eine größere Leistung zu erzeugen als mit nur einem Bauelement. Das Verfahren wird als „Power Combining“ bezeichnet und wurde sowohl bei IMPATT-Dioden^{81,82} als auch bei Gunn-Dioden⁷⁸ angewandt.

Anhang

A.1 Modifiziertes Kronig-Penney-Modell zur Berechnung der Minibandbreiten

In Abschnitt 2.1 wurde mithilfe der Tight-Binding-Methode die Dispersionsrelation von Elektronen in einem eindimensionalen periodischen Kastenpotential berechnet. Die erlaubten Zustände bilden schmale Bänder, auch Minibänder genannt, die durch Energielücken von einander getrennt sind. Die Breite der Minibänder und Energielücken werden im Folgenden mit einem modifizierten Kronig-Penney-Modell berechnet. Das Kronig-Penney-Modell⁸³ löst die eindimensionale Schrödingergleichung mit einem periodischen Rechteckpotential. Man löst die Gleichung zunächst getrennt in den Trögen und in den Barrieren, wo das Potential konstant ist. Die Lösung für das periodische Potential erhält man, indem man die einzelnen Lösungen $\psi_{\text{Trog}}(z)$ für Tröge und $\psi_{\text{Barriere}}(z)$ für Barrieren stetig und mit stetiger Ableitung aneinander anschließt. Bastard modifizierte das Modell insofern, als er berücksichtigte, dass die effektive Masse (m_{GaAs}) im Trogmaterial eine andere ist als im Barrierenmaterial (m_{AlAs}).⁸⁴

Die Lösung der eindimensionalen Schrödingergleichung in einem Quantentrog hat die Form

$$\psi_{\text{GaAs}}(z) = A \exp(iKz) + B \exp(-iKz) \quad (\text{A1})$$

und die Lösung in einer Barriere ist

$$\psi_{\text{AlAs}}(z) = C \exp(iQz) + D \exp(-iQz), \quad (\text{A2})$$

wobei $K^2 = \frac{2m_{\text{GaAs}}\mathcal{E}_z}{\hbar^2}$ und $Q^2 = \frac{2m_{\text{AlAs}}(\mathcal{E}_z - V_0)}{\hbar^2}$ ist. Bastard leitete für den Fall

unterschiedlicher effektiver Massen die Randbedingungen

$$\psi_{\text{Trog}}(z_0) = \psi_{\text{Barriere}}(z_0) \quad (\text{A3})$$

$$\frac{1}{m_{\text{GaAs}}} \frac{d\psi_{\text{GaAs}}}{dz} \bigg|_{z=z_0} = \frac{1}{m_{\text{AlAs}}} \frac{d\psi_{\text{AlAs}}}{dz} \bigg|_{z=z_0} \quad (\text{A4})$$

für alle Übergangsstellen z_0 ab. Zwei weitere Gleichungen liefert das Bloch-Theorem:

$$\psi_{\text{GaAs}}(z + ma) = e^{ik_z ma} \psi_{\text{GaAs}}(z) \text{ und} \quad (\text{A5})$$

$$\psi_{\text{AlAs}}(z + ma) = e^{ik_z ma} \psi_{\text{AlAs}}(z). \quad (\text{A6})$$

Setzt man (A1) und (A2) in die Gleichungen (A3) bis (A6) ein, so erhält man ein Gleichungssystem für die Amplituden A , B , C und D , das nur lösbar ist, wenn die Determinante der Koeffizientenmatrix verschwindet. Dadurch ergibt sich die Gleichung

$$\cos(k_z a) =$$

$$\cos(Kd_{\text{GaAs}}) \cos(Qd_{\text{AlAs}}) - \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\text{GaAs}} Q}{m_{\text{AlAs}} K} - \frac{m_{\text{AlAs}} K}{m_{\text{GaAs}} Q} \right) \sin(Kd_{\text{GaAs}}) \sin(Qd_{\text{AlAs}}). \quad (\text{A7})$$

Die Gleichung (A7) kann nur dann erfüllt werden, wenn der Term auf der rechten Seite (im folgenden $F(K, Q)$) Werte zwischen -1 und 1 annimmt, die Grenzen eingeschlossen. Da K und Q von der Energie abhängen, hängt auch $F = F(K(\mathcal{E}_z), Q(\mathcal{E}_z))$ von der Energie \mathcal{E}_z ab (Abb. A.1). Energieräume, in denen $F(\mathcal{E}_z)$ zwischen -1 und 1 liegt, sind erlaubte Energieräume (Minibänder) und solche Räume, in denen $F = F(\mathcal{E}_z)$ außerhalb des Intervalls $[-1, 1]$ liegt, sind verbotene Räume (Energielücken).

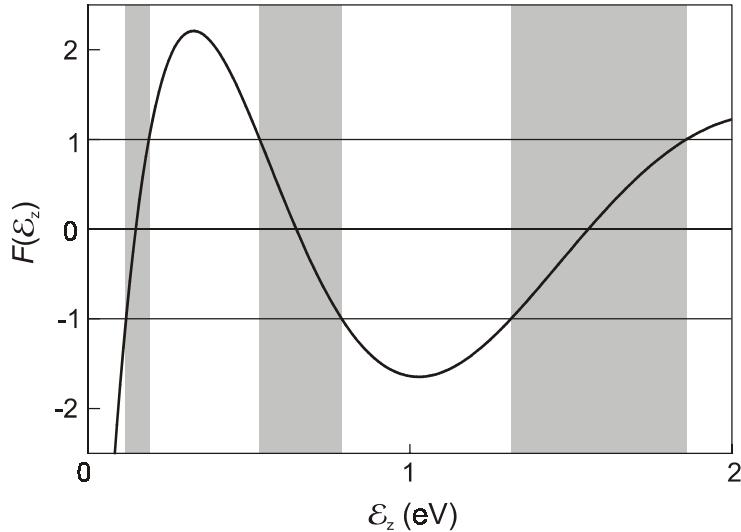


Abb. A.1: Minibänder (graue Bereiche) und Energielücken (weiße Bereiche), nach dem modifizierten Kronig-Penney-Modell

Die Nullstellen (Tabelle 1) der Funktionen $F(\mathcal{E}_z) + 1$ und $F(\mathcal{E}_z) - 1$ wurden mit Mathcad numerisch berechnet. Sie geben die Ober- und Unterkanten der Minibänder an.

	Unterkante	Oberkante
1. Miniband	118 meV	189 meV
2. Miniband	534 meV	788 meV
3. Miniband	1314 meV	1858 meV

Tabelle 1: Minibandkanten nach dem modifizierten Kronig-Penney-Modell

A.2 Funktionsweise des Bandstopffilters

Im Folgenden soll die Funktionsweise des Bandstopffilters anhand eines einfachen leitungstheoretischen Modells erläutert werden. Der Schaltkreis (Abb. A.2) besteht aus sechs Leitungsabschnitten mit den Längen L_1 bis L_6 und einem Lastwiderstand Z_L . Jeder Leitungsabschnitt hat einen Wellenwiderstand ($Z_0^{(1)}$ bis $Z_0^{(6)}$). Die Längen im Modell wurden so gewählt wie die Längen der Abschnitte des in Kapitel 4.4 beschriebenen Filters. Als Wellenwiderstände $Z_0^{(1)} = Z_0^{(3)} = Z_0^{(5)}$ wurden die Wellenwiderstände von unendlich langen Koaxialkabeln eingesetzt, wobei der Innendurchmesser 50 µm und der Außendurchmesser 80 µm betrug. Die Wellenwiderstände $Z_0^{(2)} = Z_0^{(4)} = Z_0^{(6)}$ wurden dem Wellenwiderstand eines Koaxialkabels mit einem Außenleiter von 500 µm Durchmesser gleichgesetzt. Die jeweiligen Wellenwiderstände berechnen sich nach der Gleichung⁸⁵ $Z_0^{(i)} = \ln\left(\frac{D^{(i)}}{d^{(i)}}\right) \cdot 60\Omega$, wobei $D^{(i)}$ und $d^{(i)}$ die Durchmesser des Außenleiters bzw. des Innenleiters sind. Es wurde darauf verzichtet, die Wellenwiderstände von Koaxialleitungen mit rechteckigem Querschnitt zu berechnen.

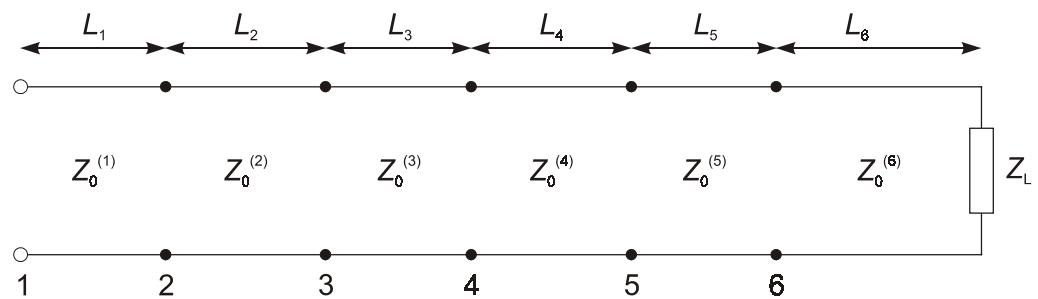


Abb. A.2: Schaltbild des Modellfilters

An jeder der Anschlussstellen zwischen zwei Leitungsabschnitten wird ein Teil einer von den Klemmen her einlaufenden Welle reflektiert. Je nach Frequenz führt das zu stärkerer Transmission oder stärkerer Reflexion. Der Reflexionskoeffizient des gesamten

Filters wird folgendermaßen berechnet: Die Impedanz am Ort 6 errechnet sich wie folgt aus dem Lastwiderstand und der Länge L_6 :⁸⁵

$$Z_6(v) = Z_0^{(6)} \frac{\frac{Z_L}{Z_0^{(6)}} + i \tan(\beta L_6)}{1 + i \frac{Z_L}{Z_0^{(6)}} \tan(\beta L_6)}.$$

β ist die Fortpflanzungskonstante. Die Impedanz am Ort 5 ergibt sich nach der gleichen Formel, indem man Z_6 anstelle des Lastwiderstandes und $Z_0^{(5)}$ und L_5 anstelle von $Z_0^{(6)}$ und L_6 einsetzt. So transformiert man die Impedanz iterativ weiter, um die Impedanz am Ort 1 zu erhalten, die gleichzeitig die Impedanz des gesamten Filters ist. Der Reflexionskoeffizient Γ wird durch Z_1 und die Impedanz Z_{BE} des Bauelements bestimmt:

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_{BE}}{Z_1 + Z_{BE}}.$$

Als Impedanz des Bauelements wurde 100Ω eingesetzt. Bei Fehlanpassung von Z_1 an Z_{BE} ist der Reflexionskoeffizient hoch.

Der Betrag des Reflexionskoeffizienten nach dem Modell (Abb. A.3) hat ein breites Plateau zwischen 130 GHz und 340 GHz. Dieses Plateau wird als Stoppband des Filters und das Filter als Bandstoppfilter bezeichnet. Das Modell berücksichtigt nicht die räumliche Feldverteilung, die bei einem wirklichen Filter insbesondere in der Nähe von Diskontinuitäten von der Feldverteilung eines unendlich langen Koaxialkabels abweicht.

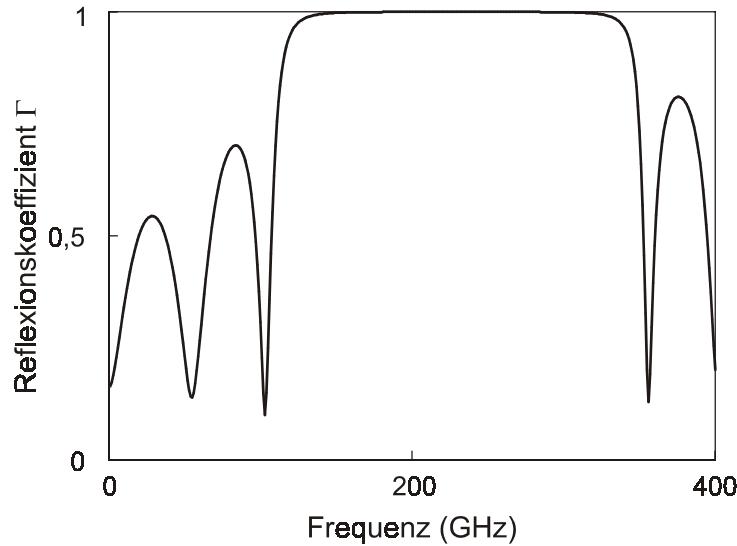


Abb. A.3: Reflexionskoeffizient des Modellfilters

Eine genauere Berechnung wurde mit einem kommerziellen Hochfrequenz-Simulations-Programm (Ansoft HFSS) durchgeführt. Dieses Programm löst numerisch

die Maxwellgleichungen auf einem Gitter. Die Randbedingungen sind vorgegeben durch die Geometrie, die man mittels CAD in das Simulationsprogramm eingibt. In der Simulation wurde ein idealleitender zylindrischer Innenleiter, ein dielektrischer Hohlzylinder (Isolierung) und ein idealleitender Außenleiter berücksichtigt. Der Außenleiter bestand aus Abschnitten mit großem bzw. kleinem rechteckigen Querschnitt. Der letzte Abschnitt wurde wie in obigem Modell als angepasst abgeschlossen angenommen.

Der Betrag des Reflexionskoeffizienten (Abb. A.4) hatte ein Stoppband das von 75 GHz bis 240 GHz reichte. Es liegt damit etwas niedriger als das Stoppband des Modellfilters. Wenn man eine gewisse Verschiebung berücksichtigt, ist das Modell ein wertvolles Instrument zum Entwurf eines Filters. Die wesentlich aufwändiger numerische Simulation ist erst sinnvoll, wenn man mit dem einfachen Modell Parameter gefunden hat, die ein befriedigendes Stoppband liefern.

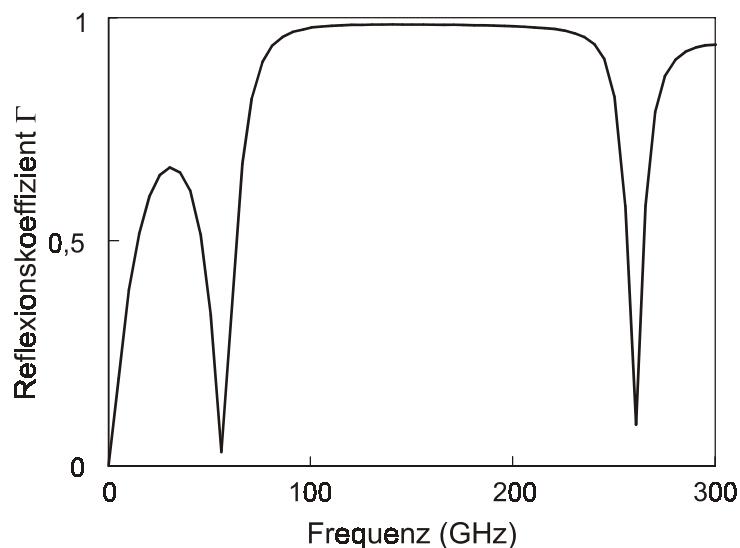


Abb. A.4: Reflexionskoeffizient nach der Simulation mit HFFS

A.3 Abmessungen des Oberwellenoszillators

Die Maße des Metallblocks für den Oberwellenoszillator sind in Abb. A.5 zusammengefasst. Der Draht hatte einen Durchmesser von $50 \mu\text{m}$ und eine $7 \mu\text{m}$ starke Isolierung aus Polyester. Die obere Hälfte des Metallblocks war symmetrisch zur unteren, abgesehen davon, dass die $70 \mu\text{m}$ tiefe Vertiefung zur Aufnahme des Drahtes in der oberen Hälfte nicht benötigt wurde.

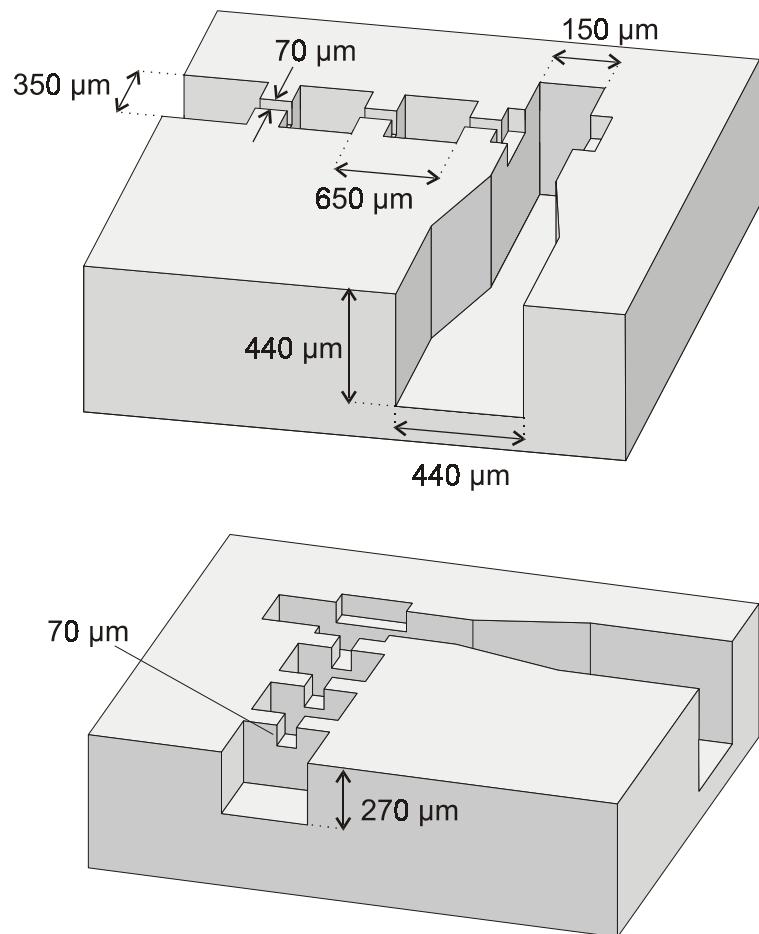


Abb. A.5: Maße des Metallblocks für den Oberwellenoszillator

A.4 Prozessparameter und Belichtungsmasken

Zur Belichtung wurde ein Kontaktbelichter MJB 3 der Firma Süß und eine Quecksilberdampf-Kurzbogenlampe (HBO 350W/S) verwendet. Belichtet wurde durch vier verschiedenen Belichtungsmasken (Abb. A.6) mit den in Tabelle 1 angegebenen Belichtungszeiten.

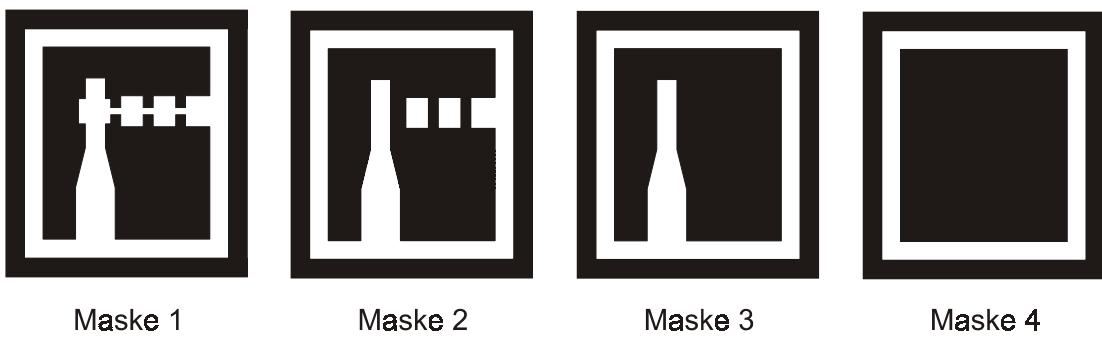


Abb. A.6: Belichtungsmasken (vereinfacht). Schwarz bedeutet undurchsichtig.

	Prebake-Dauer	Belichtungszeit
1. Schicht	2 h	4x20s
2. Schicht	3 h	8x20s
3. Schicht	3 h	8x20s
4. Schicht	5 h	18x20s

Tabelle 1: Prebake- und Belichtungsdauer der einzelnen Schichten

Belichtungsintensität: 4,8 mW/cm²

Postbakedauer: 15 min

Temperatur (Prebake und Postbake): 95°C

Entwickeln in PGMEA (propylene glycol methyl ether acetate) bei ca. 60°C

A.5 Nickelsulfamatelektrolyt und Prozessparameter

Die galvanische Abscheidung erfolgte mit einem Nickelsulfamat-Elektrolyten, der folgendermaßen zusammengesetzt war.

Nickel(II)-sulfamat-tetrahydrat	800g
Borsäure	120g
Nickel(II)-chlorid-hexahydrat	24g
Dodecylsulfat	16g
Wasser	auf 4 l auffüllen

Zunächst wurden 2 l Wasser (destilliert) auf 54°C geheizt und die Feststoffe darin gelöst. Anschließend wurde mit ebenfalls auf 54°C geheiztem Wasser auf 4 l aufgefüllt.

Betriebsparameter

Badtemperatur	54°C
Stromdichte	25 mA/cm ²
pH-Wert	4,0 bis 4,5 (bei Bedarf Borsäure zugeben)
Stromausbeute	ca. 0,9

Abkühlen und Wiederaufheizen des Bades sind zu vermeiden.

A.6 Messgeräte

Spektrumanalysator	Tektronix 2782
Synthetisator	Agilent 83650 L
Frequenzvervielfacher-Module	Agilent 83557 A (50-75 GHz) Agilent 83558 A (75-110 GHz)
Fourierspektrometer	Bruker IFS 113v OPUS 4.0 (Software)
Gleichspannungsquelle	Keithley 238 high current source measure unit
Kennlinienschreiber	Hewlett Packard 4155A Semiconductor parameter analyser

A.7 Experiment zur Frequenzvervielfachung mit einem nicht-vorgespannten Übergitter

In einem Experiment mit einem Frequenzvervielfacher für Strahlung bei 75 GHz wurde ein Übergang zwischen zwei Mechanismen der Frequenzvervielfachung mit einem Übergitter beobachtet. Dieses Experiment soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Prinzip: Die hypothetische Strom-Spannungs-Kennlinie eines Übergitters (unter der Annahme einer homogenen Ladungsverteilung) zeigt Bereiche mit negativem differentiellen Leitwert bei Spannungen unterhalb $-U_c$ und oberhalb U_c (Abb. A.7) Mit einem externen Mikrowellenfeld wird ein Spannungsabfall $U(t) = U_\omega \sin \omega t$ erzeugt, wobei U_ω die kritische Spannung überschreitet. Das führt zur Entstehung von Raumladungsdomänen. In jeder Halbperiode des externen Mikrowellenfeldes wird eine Domäne aufgebaut und wieder zerstört. Die Entstehung und Zerstörung führen zu nicht-sinusförmigen Stromänderungen und damit zur Frequenzvervielfachung.

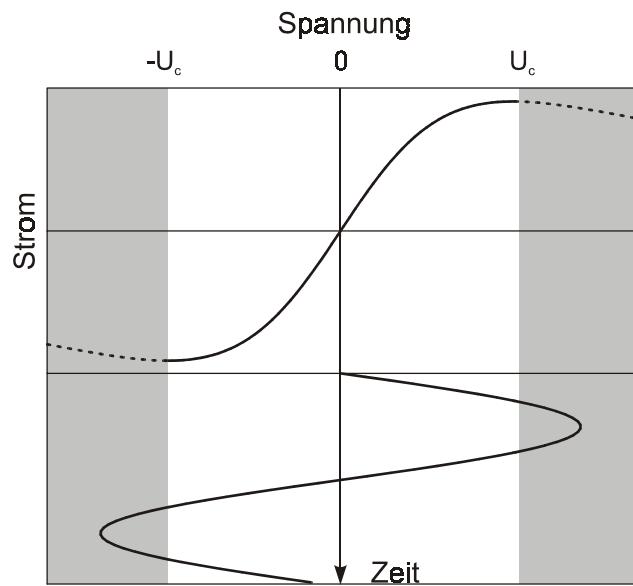


Abb. A.7: Prinzip der Frequenzvervielfachung durch Domänen in einem nicht vorgespannten Übergitter

Experiment: Im Experiment wurde ein Frequenzvervielfacher (Abb. A.8) mit einem Übergitterbauelement benutzt. Der Frequenzvervielfacher hatte eine Koaxialleitung als Eingang und einen Rechteckhohlleiter als Ausgang. Der Innenleiter der Koaxialleitung ragte ein wenig in den Hohlleiter hinein. Zwischen dem verlängerten Innenleiter und den Hohlleiterwänden war ein quasiplanares Übergitterbauelement und parallel dazu ein Kondensator geschaltet. Es wurde keine Vorspannung an das Bauelement angelegt. Ein

externes Mikrowellenfeld der Frequenz $\nu_{\text{ext}} = 15 \text{ GHz}$ wurde mit einem Synthesator erzeugt und über die Koaxialleitung in das Übergitterbauelement eingekoppelt. Die Eingangsleistung wurde variiert.

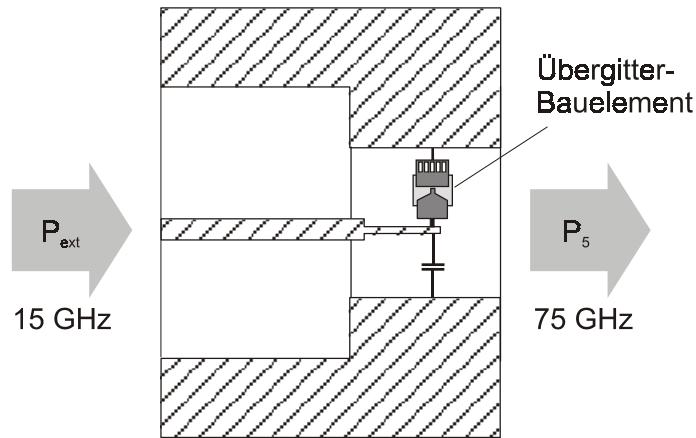


Abb. A.8: Aufbau des Frequenzvervielfachers

Ergebnis: Die Ausgangsleistung (Abb. A.9) bei der fünften Harmonischen (75 GHz) war sehr gering bis zu einer Schwell-Eingangsleistung, bei der sie plötzlich um zwei Größenordnungen anstieg. Bei geringen Eingangsleistungen stieg die Ausgangsleistung mit der fünften Potenz der Eingangsleistung. Der plötzliche Anstieg kann durch das Einsetzen der Frequenzvervielfachung durch Domänen erklärt werden: Bei Eingangsleistungen unter der Schwelle reichte die Amplitude nicht für die Entstehung von Domänen aus. Es wurde Frequenzvervielfachung durch die Nichtlinearität der Esaki-Tsu-Charakteristik beobachtet. Der Anstieg der Ausgangsleistung bei der fünften Harmonischen mit der fünften Potenz der Eingangsleistung ist charakteristisch für Frequenzvervielfachung durch die Nichtlinearität einer Kennlinie. Bei Leistungen oberhalb der Schwelle überstieg die Amplitude die kritische Spannung und es entstanden Domänen. Die Frequenzvervielfachung durch Domänen erwies sich als deutlich effizienter als die Frequenzvervielfachung durch die nichtlineare Esaki-Tsu-Charakteristik.

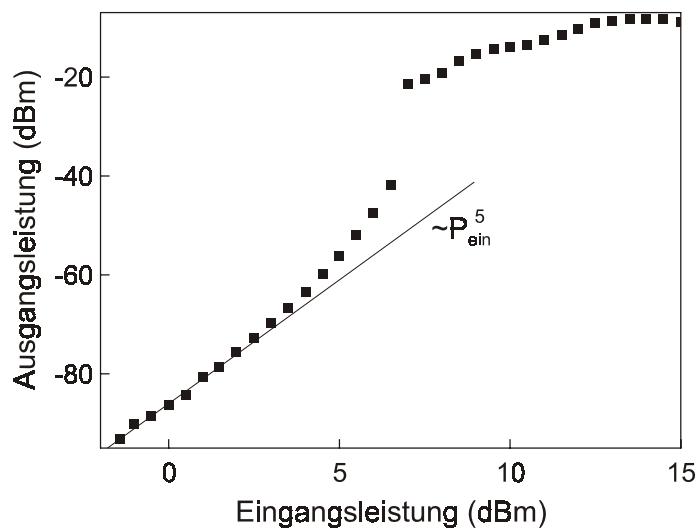


Abb. A.9: Ausgangsleistung bei der fünften Harmonischen

Literaturverzeichnis

- 1 H. Eisele: *Active two terminal devices for terahertz power generation by multiplication*, in: R. E. Miles, P. Harrison und D. Lippens (Hrsg.): *Terahertz Sources and Systems*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London (2001).
- 2 W. Shockley: *Negative Resistance Arising from Transit Time in Semiconductor Diodes*, Bell Syst. Tech. J., **33**, 799 (1954).
- 3 W. T. Read: *A Proposed High-Frequency, Negative Resistance Diode*, Bell Syst. Tech. J. **37**, 401 (1958).
- 4 R. L. Johnston, B. C. De Loach und B. G. Cohen: *A silicon diode microwave oscillator*, Bell Syst. Tech. J. **44**, 369 (1965).
- 5 B. C. De Loach: *The IMPATT Story*, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-23**, 657 (1976).
- 6 S. Yngvesson: *Microwave Semiconductor Devices*, Kluwer Academic Publishers, Boston, Dodrecht, London (1991), Kapitel 3: IMPATT (Impact Ionization Transit Time) devices.
- 7 H. Eisele: *Two-Terminal devices as fundamental solid-state terahertz oscillators*, EUROPTO Conference on Terahertz Spectroscopy and Applications II, Munich, Germany, Proc. SPIE, **3828**, 70, (1999).
- 8 S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, 2. Auflage, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1981).
- 9 M. E. Elta und G. I. Haddad: *Mixed Tunneling and Avalanche Mechanisms in p-n Junctions and their Effects on Microwave Transit-Time Devices*, IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-25**, 694 (1978).
- 10 J. B. Gunn: *Microwave oscillations of current in III-V semiconductors*, Solid State Comm. **1**, 88 (1963).
- 11 J. B. Gunn: *The discovery of microwave oscillations in gallium arsenide*, IEEE Trans. Electron Devices **ED-23**, 705 (1976).
- 12 B. K. Ridley und T. B. Watkins: *The Possibility of Negative Resistance Effects in Semiconductors*, Proc. Phys. Soc. **78**, 293 (1961).
- 13 C. Hilsum: *Transferred electron amplifiers and oscillators*, Proc. IRE **50**, 185 (1962).
- 14 H. Kroemer: *Theory of the Gunn Effect*, Proc. IEEE, **52**, 1736 (1964).

- 15 H. Eisele, A. Rydberg und G. I. Haddad, *Recent Advances in the Performance of InP Gunn Devices and GaAs TUNNETT Diodes for the 100-300-GHz Frequency Range and Above*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **48**, 626 (2000).
- 16 Eugen Philippov: *Nichtlineare Elektrotechnik* (2. Auflage), Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig (1971), Kapitel 5.6: *Frequenzwandelnde Netzwerke*.
- 17 C. H. Page: *Harmonic Generation with Ideal Rectifiers*, Proc. IRE **46**, 1738 (1958).
- 18 J. M. Manley und H. E. Rowe: *Some General Properties of Nonlinear Elements—Part I. General Energy Relations*, Proc. IRE **44**, 904 (1956).
- 19 A. Räisanen: *Frequency Multipliers for Millimeter and Submillimeter Wavelengths*, Proc. IEEE, **80**, 1842 (1992).
- 20 I. Mehdi, E. Schlecht, G. Chattopadhyay und H. Siegel, *THz Local Oscillator Sources: Performance and Capabilities*, Proc. SPIE, **4855** (2002).
- 21 E. Kollberg und A. Rydberg: *Quantum-barrier-varactor diodes for High-efficiency millimeter-wave multipliers*, Electron. Lett. **25**, 1696 (1989).
- 22 A. Rydberg, H. Grönqvist und E. Kollberg: *Millimeter- and Submillimeter-Wave Multipliers Using Quantum-Barrier-Varactor (QBV) Diodes*, IEEE Electron Device Lett. **11**, 373 (1990).
- 23 L. Dillner, M. Ingvarson, E. Kollberg und J. Stake: *High efficiency multipliers for millimetre wave generation*, in R. E. Miles, P. Harrison und D. Lippens (Hrsg.): *Terahertz Sources and Systems*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London (2001).
- 24 D. Lippens, X. Mélique, S. Arscott, T. David, V. Duez, J. Carbonell, P. Mounaix, O. Vanbesien und F. Mollot: *High Performance Heterostructure Barrier Varactors*, in R. E. Miles, P. Harrison und D. Lippens (Hrsg.): *Terahertz Sources and Systems*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London (2001).
- 25 X. Mélique, A. Maestrini, R. Farré, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J.-M. Goutoule, F. Mollot, G. Beaudin, T. Nähri und D. Lippens: *Fabrication and Performance of InP-Based Heterostructure Barrier Varactors in a 250-GHz Waveguide Tripler*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **48**, 1000 (2000).
- 26 R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti und F. Rossi: *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*, Nature **417**, 156 (2002).
- 27 P. H. Siegel: *Terahertz Technology*, IEEE Trans. Microwave Theory Thech. **50**, 910 (2002).
- 28 R. E. Miles, P. Harrison und D. Lippens (Hrsg.): *Terahertz Sources and Systems*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London (2001).

- 29 M. Peyrard: Proceedings of the THz-BRIDGE Workshop, Capri, Italien, Sept. 29-Oct. 2, 2002, veröffentlicht in *J. Biol. Phys.* **29**, 77 (2003).
- 30 N. N. Zinov'ev: *Semiconductor terahertz emitters*, in: R. E. Miles, P. Harrison und D. Lippens (Hrsg.): *Terahertz Sources and Systems*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London (2001).
- 31 M. Frerking: *Submillimeter Source Needs for NASA Missions*, Proc. SPIE **2145**, 222 (1994).
- 32 T. W. Crow, R. J. Mattauch, R. M. Weikle und U. V. Bhapkar: *Terahertz GaAs devices and circuits for heterodyne receiver applications*, in M. Shur (Hrsg.): *Compound Semiconductor Electronics: The Age of Maturity*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore (1996).
- 33 B. B. Hu und M. C. Nuss: *Imaging with terahertz waves*, *Opt. Lett.* **20**, 1716 (1995).
- 34 L. Esaki und R. Tsu: *Superlattices and Negative Differential Conductivity in Semiconductors*, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
- 35 L. V. Keldysh: *Effect of ultrasonics on the electronic spectrum of crystals*, *Sov. Phys. Solid State*, **4**, 1658 (1963).
- 36 A. Sibille, J. F. Palmier, F. Mollot, H. Wang und J. C. Esnault: *Negative differential conductance in a GaAs/AlAs superlattice*, *Phys. Rev. B* **39**, 6272 (1989).
- 37 J. Grenzer, E. Schomburg, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Ja. Melzer, S. Ivanov, S. Schaposchnikov und P. S. Kop'ev: *Frequency multiplication of microwave radiation in a semiconductor superlattice by electrons capable to perform Bloch oscillations*, *Ann. Physik* **4**, 265 (1995).
- 38 E. Schomburg, J. Grenzer, K. Hofbeck, C. Dummer, S. F. Winnerl, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. I. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov, V. Ustinov und P. S. Kop'ev: *Superlattice Frequency Multiplier for Generation of Submillimeter Waves*, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics* **2**, 724 (1996).
- 39 A. W. Ghosh, M. C. Wanke, S. J. Allen und J. W. Wilkins: *Third harmonic generation by Bloch-oscillating electrons in a quasioptical array*, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2164 (1999).
- 40 S. Winnerl, E. Schomburg, S. Brandl, O. Kus, K. F. Renk, M. C. Wanke, S. J. Allen, A. A. Ignatov, V. Ustinov, A. Zhukov und P. S. Kop'ev: *Frequency doubling and tripling of terahertz radiation in a GaAs/AlAs superlattice due to frequency modulation of Bloch oscillations*, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1259 (2000).
- 41 M. Büttiker und H. Thomas, *Current Instability and Domain Propagation Due to Bragg Scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 78 (1977).
- 42 K. Hofbeck, J. Grenzer, E. Schomburg, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov, S. Schaposchnikov und P. S. Kop'ev: *High-*

- frequency self-sustained current oscillation in an Esaki-Tsu superlattice monitored via microwave emission*, Phys. Lett. A **218**, 349 (1996).
- 43 E. Schomburg, T. Blomeier, K. Hofbeck, S. Brandl, I. Lingott, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Ya Melzer, V. M. Ustinov, S. V. Ivanov, A. Zhukov und P. S. Kop'ev: *Current oscillation in superlattices with different miniband widths*, Phys. Rev. B **58**, 4035 (1998).
- 44 K. Hofbeck, E. Schomburg, J. Grenzer, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov und P. S. Kop'ev: *Frequency-Locked GaAs/AlAs Superlattice Oscillator for Tunable Narrowband Microwave Generation*, IEEE Microwave and Guided Wave Lett. **8**, 427 (1998).
- 45 J. Grenzer, A. A. Ignatov, E. Schomburg, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov, S. Schaposchnikov und P. S. Kop'ev: *Microwave oscillator based on Bloch oscillations of electrons in a semiconductor superlattice*, Ann. Phys. **4**, 184 (1995).
- 46 E. Schomburg, J. Grenzer, K. Hofbeck, T. Blomeier, S. Winnerl, S. Brandl, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kovsch, S. Ivanov, and P. S. Kop'ev: *Millimeter wave generation with a quasi planar superlattice electronic device*, Solid-State Electron. **42**, 1495 (1998).
- 47 E. Schomburg, K. Hofbeck, J. Grenzer, T. Blomeier, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, S. Ivanov und P. S. Kop'ev: *Millimeter wave oscillator based on a quasiplanar superlattice electronic device*, Appl. Phys. Lett. **71**, 401 (1997).
- 48 E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kovsch und P. S. Kop'ev: *InGaAs/InAlAs superlattice oscillator at 147 GHz*, Electron. Lett. **35**, 1491 (1999).
- 49 V. M. Lubecke, K. Mizuno und G. M. Rebeiz: *Micromachining for terahertz applications*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **46**, 1821 (1998).
- 50 C. E. Collins, R. E. Miles, R. D. Pollard, D. P. Steenson, J. W. Digby, G. M. Parkhurst, J. M. Chamberlain, N. J. Cronin, S. R. Davies und J. W. Bowen: *Technique for micro-machining millimetre-wave rectangular waveguide*, Electron. Lett. **34**, 996 (1998).
- 51 T. W. Crowe, J. L. Hesler, R. M. Weikle und S. H. Jones: *GaAs devices and circuits for terahertz applications*, Infrared Phys. Technol. **40**, 175 (1999).
- 52 S. W. Moon, C. M. Mann, B. J. Maddison, I. C. E. Turcu, R. Allot, S. E. Huq und N. Lisi: *Terahertz waveguide components fabricated using a 3D x-ray microfabrication technique*, Electron. Lett. **32**, 1794 (1996).
- 53 M. Shur: *GaAs Devices and Circuits*, Plenum Press, New York and London (1987).

- 54 F. Bloch: *Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern*, Z. Physik, **52**, 555 (1928).
- 55 N. W. Ashcroft und N. D. Mermin: *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York, Chicago, San Francisco, Atlanta, Dallas, Montreal, Toronto, London, Sydney (1976), Kapitel 10: *The Tight-Binding Method*.
- 56 R. J. Jelitto: *Theoretische Physik 4: Quantenmechanik I*, (AULA-Verlag, Wiesbaden 1984).
- 57 nach M. L. Cohen und J. R. Chelikovsky: *Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (1988).
- 58 C. Zener: *A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics*, Proc. Roy. Soc. London, Series A **145**, 523 (1934).
- 59 H. Krömer: *Proposed Negative-Mass Microwave Amplifier*, Phys. Rev. **109**, 1856 (1958).
- 60 B. K. Ridley, *Specific Negative Resistance in Solids*, Proc. Phys. Soc. **82**, 954 (1963).
- 61 D. E. McCumber und A. G. Chinoweth, *Theory of Negative-Conductance Amplification and of Gunn Instabilities in "Two-Valley" Semiconductors*, IEEE Transactions on Electron Devices, ED-**13**, 4 (1966).
- 62 M. P. Shaw, V. V. Mitin, E. Schöll und H. L. Grubin: *The Physics of Instabilities in Solid State Electron Devices*, Plenum Press, New York and London (1992).
- 63 M. Shur: *Physics of Semiconductor Devices* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1990).
- 64 E. Schomburg: *Kohärenter Transport in n-dotierten GaAs/GaAlAs-Übergittern in statischen und hochfrequenten elektrischen Feldern*, Dissertation, Universität Regensburg (1996).
- 65 H. Kroemer: *Gunn effect-bulk instabilities*, in W. B. Hershberger (Hrsg.): *Topics in solid state and quantum electronics*, John Wiley and Sons, Inc. New York (1972).
- 66 R. Scheuerer: *Domänendynamik in Halbleiter-Übergittern*, Dissertation, Universität Regensburg (2002).
- 67 K. Y. Lee, N. LaBianca, S. A. Rishton, S. Zolgarnain, J. D. Gelorme, J. Shaw und T. H.-P. Chang: *Micromachining applications of a high resolution ultrathick photoresist*, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 3012 (1995).
- 68 E. Schomburg, M. Henini, J. M. Chamberlain, D. P. Steenson, S. Brandl, K. Hofbeck, K. F. Renk und W. Wegscheider: *Self-sustained current oscillation above 100 GHz in a GaAs/AlAs superlattice*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2179 (1999).
- 69 R. Scheuerer, M. Haeussler, K. F. Renk, E. Schomburg, Yu. Koschurinov, D. G. Pavel'ev, N. Maleev, V. Ustinov und A. Zhukov, *Frequency multiplication of microwave radiation by propagating domains in a semiconductor superlattice*, Appl. Phys. Lett. **82**, 2826 (2003).

- 70 R. Tsu und L. Esaki: *Nonlinear Response of Conduction Electrons in a Superlattice*, Appl. Phys. Lett. **19**, 246 (1971).
- 71 V. V. Pavlovich und E. M. Epshtein: *Conductivity of a superlattice semiconductor in strong electric fields*, Sov. Phys. Semicond. **10**, 1196 (1976).
- 72 E. Schomburg, M. Haeussler, R. Scheuerer, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. I. Koschurinov, N. Maleev und V. Ustinov: *Generation of Millimetre and Submillimetre Wave Radiation by Frequency Multiplication with a Semiconductor Superlattice*, Proceedings of the 26th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Toulouse, Frankreich (2001).
- 73 M. Haeussler, R. Scheuerer, K. F. Renk, Yu. Koschurinov und D. G. Pavel'ev: *Microwave frequency multiplication by use of space charge domains in semiconductor superlattice*, Electron. Lett. **39**, 628 (2003).
- 74 E. Schomburg, K. Hofbeck, M. Haeussler, J. Grenzer, K. F. Renk, J. M. Chamberlain, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov und P. S. Kop'ev: *Frequency Locking of a GaAs/AlAs Superlattice oscillator*, 24th International Conference on the Physics of Semiconductors, Jerusalem, Israel August 2-7, 1998, World Scientific, Singapore (1999).
- 75 E. Schomburg, K. Hofbeck, R. Scheuerer, M. Haeussler, K. F. Renk, A.-K. Jappsen, A. Amann, A. Wacker, E. Schöll, D. G. Pavel'ev und Yu. Koschurinov: *Control of dipole domain propagation in a GaAs/AlAs superlattice with a high-frequency field*, Phys. Rev. B **65**, 155320/1 (2002).
- 76 N. R. Erickson: *High Efficiency Millimeter and Submillimeter Frequency Multipliers*, Eighth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, New York, 288, (1984).
- 77 P. A. Rolland, G. Salmer, E. Constant und R. Fauquembergue: *Comparative Frequency Behavior of GaAs, InP, and GaInAs Transferred Electron Devices – Derivation of a Simple Comparative Criterion*, IEEE Trans. Electron Devices, **28**, 341 (1981).
- 78 H. Eisele und G. Haddad: *Efficient Power Combining with D-Band (110-170 GHz) InP Gunn Devices in Fundamental-Mode Operation*, IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 8, 24 (1998).
- 79 S. Winnerl, E. Schomburg, J. Grenzer, H.-J. Regl, A. A. Ignatov, A. D. Semenov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, S. Schaposchnikov und P. S. Kop'ev: *Quasistatic and dynamic interaction of high-frequency fields with miniband electrons in semiconductor superlattices*, Phys. Rev. B **56**, 10303 (1997).
- 80 H. Appel, *Entwicklung eines Halbleiter-Übergitter-Oszillators für Mikrowellen bei Frequenzen um 200 GHz*, Diplomarbeit, Universität Regensburg.

- 81 K. Kurokawa und F. M. Magalhaes: *An X-Band 10-Watt Multiple-IMPATT Oscillator*, Proc. IEEE (Lett.) **59**, 102 (1971).
- 82 K. Kurokawa: *The Single-Cavity Multiple-Device Oscillator*, IEEE Trans. Microwave Theory Thech. **19**, 793 (1971).
- 83 R. de L. Kronig und W. G. Penney: *Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices*, Proc. Royal Soc. London A **130**, 499 (1931).
- 84 G. Bastard: *Superlattice band structure in the envelope-function approximation*, Phys. Rev. B **24**, 5693 (1981).
- 85 D. M. Pozar: *Microwave Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading u.a. (1990).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. Dr. Karl F. Renk für die Möglichkeit, an seinem Lehrstuhl diese Arbeit anzufertigen, für sein reges Interesse am Fortgang der Arbeit und für die Freiheit, die er mir bei der Arbeit gelassen hat,
- Herrn Dr. Ekkehard Schomburg für vielfältige Anregungen und wertvolle Diskussionen,
- Herrn Prof. Dr. Helmut Hummel und Herrn Bernd Ströbl für die fruchtbare Zusammenarbeit,
- Herrn Dr. Dimitri Pavel'ev und Dr. Yuri Koschurinov für die intensive Zusammenarbeit und die Gastfreundschaft bei meinen Forschungsaufenthalten in Nizhny Novgorod,
- Jörg-Martin Batke für die Zusammenarbeit bei Messungen mit dem Fourierspektrometer, Helmut Appel und Johannes Brandl für die Zusammenarbeit an der Mikrostrukturierungstechnik und ihre Geduld im Labor, Alexander Weber und Florian Klappenberger für ihre Mithilfe beim Aufbau des Galvanikbades, letzterem besonders auch für viele interessante Diskussionen und Roland Scheuerer für die Zusammenarbeit bei Messungen und für die Simulationen,
- den Herren Norbert Sommer, Johann Deinhart und Martin Anzenberger von der mechanischen Werkstatt und unseren Technikern Anton Humbs, Rudi Reisser und Klaus Lachner für Rat und Tat bei technischen Problemen und für die Konstruktion und Herstellung der Halterungen für die Oszillatoren,
- Frau Angelika Kühn für die Möglichkeit, das Raster-Elektronen-Mikroskop zu benutzen, für die Einweisung in dessen Benutzung sowie für bereitwillige Hilfestellung,
- Dr. Kirill Alexeev, Dr. Natalia Alexeeva, Dr. Michael Ellmauer, Dr. Nataliya Demarina, Anatoly Glukhovskoy, Dr. Manish Jain, Tanja Kube, Florian Maier, Alexander Meier, Dr. Raimund Summer, Harald Tietz, Ulla Turba und Annette Vollnhals für die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe,
- allen Mitgliedern des Graduiertenkollegs für Vorträge, Diskussionen und diverse Aktivitäten, die die Forschungsarbeit bereichert haben.