Halbleiter-Übergitter-Schalter

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

Vorgelegt von
Michael Ellmauer
aus Euskirchen

Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

Einführung

Es waren Esaki und Tsu, die in ihrer Arbeit von 1970 [1] erstmals vorgeschlagen haben, dem Potential eines Kristallgitters eines Halbleiters ein weiteres periodisches Potential überzuordnen. Das übergeordnete Potential wurde durch ein Übergitter erzeugt. Ein Übergitter sollte während des epitaktischen Wachstums entweder durch eine Variation von Halbleitermaterialien oder Dotierkonzentrationen geformt werden. Durch das Übergitter entsteht im Halbleiterkristall eine neue elektronische Bandstruktur. Die Bandstruktur besteht aus mehreren Minibändern, die durch Minilücken voneinander getrennt sind. Das Konzept der künstlichen Bandstruktur hat sich als fruchtbares Terrain für eine Vielzahl von sowohl experimentellen als auch theoretischen Untersuchungen herausgestellt. Wegen der reichhaltigen Physik und möglichen Anwendungen erfreuen sich Halbleiter-Übergitter großer Beliebtheit und sind ein Gebiet intensiver Forschung.

Für den elektronischen Transport im Übergitter sind verschiedene Modelle entwickelt worden, deren Gültigkeitsbereiche sich in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes unterscheiden lassen. Für kleine Feldstärken sagten bereits Esaki und Tsu [1] eine negative differentielle Beweglichkeit der Elektronen im Miniband des Übergitters voraus. 1989 wurden von Sibille et al. [4] in einem schwach n-dotierten GaAs/AlAs-Übergitter erstmals experimentell aus Messungen des statischen Transports das Auftreten einer negativen differentiellen Beweglichkeit der Elektronen gefolgert. Zudem wurde eine negative differentielle Leitfähigkeit des Übergitters über Impedanzmessungen im Mikrowellenbereich nachgewiesen. Beltram et al. [8] konnten für ein InGaAs/InAlAs-Übergitter erstmals direkt in der Kennlinie einen negativen differentiellen Leitwert beobachten.

Tsu und Döhler [20] entwickelten 1975 ein Hopping-Modell, mit dessen Hilfe der elektronische Transport bei großen Feldstärken beschrieben werden konnte. Das Modell zeigt, daß eine negative differentielle Leitfähigkeit auch bei großen elektrischen Feldern auftritt und auf die Lokalisation von Elektronen zurückgeführt werden kann. Ausgangspunkt für die Beschreibung des Transports im Hopping-Modell ist die Existenz einer Stark-Leiter. In Volumenkristallen wurde die Ausbildung einer Stark-Leiter theoretisch bereits 1959 beschrieben [26, 27]. Mendez et al. [23] gelang es 1988 zeitgleich mit Voisin et al. [24], die Stark-Leiter experimentell in einem GaAs/GaAlAs-Halbleiter-Übergitter nachzuweisen. Beiden Gruppen gelang der Nachweis mit unterschiedlichen Techniken. Mendez et al. benutzten Photostrom-Messungen, während Voisin et al. eine Blauverschiebung der optischen Absorptionskante ausnutzten, um die Existenz einer Stark-Leiter zu belegen.

Daß das Auftreten einer negativen differentiellen Beweglichkeit im Übergitter, ähnlich wie beim Gunn-Effekt, zur Ausbildung von laufenden Dipoldomänen und damit zu Stromoszillationen führen kann, wurde bereits 1977 von Büttiker und Thomas [5] vermutet. Der Nachweis einer selbsterregten Stromoszillation gelang erstmals Hofbeck et al. [11] über die Detektion des von einem Übergitter abgestrahlten Mikrowellenfeldes. Die Frequenz der Grundharmonischen des Mikrowellenfeldes betrug 6 GHz. Die Oszillationen wurden auf räumliche Ladungsträgerinstabilitäten im Übergitter zurückgeführt. Schomburg et al. [54] zeigten, daß die Frequenz der Grundharmonischen im direkten Zusammenhang mit der Transitzeit einer propagierenden Dipoldomäne im Übergitter steht. Dazu wurden mehrere Übergitter sowohl experimentell als auch theoretisch analysiert. Es gelang der Nachweis, daß die Geschwindigkeit der laufenden Domäne direkt proportional zur Breite des untersten Minibandes ist.

In verschiedenen Arbeiten wurde auch der Einfluß optischer Strahlung auf den elektronischen Transport von Halbleiter-Übergittern untersucht. Le Person et al. [12] berichteten über Experimente an einem undotierten Übergitter. Die Konzentration freier Ladungsträger reichte nicht aus, damit laufende Dipoldomänen im Übergitter entstehen konnten. Durch Bestrahlung des Übergitters mit ps-Laserpulsen wurden freie Ladungsträger erzeugt. Die Bestrahlung erfolgte dabei über ein optisches Fenster im Kontaktbereich der

Anode. Die zeitaufgelöste Messung zeigte Oszillationen des Photostroms, die ein Indiz für laufende Dipoldomänen im Übergitter waren. Die Frequenz der Oszillationen lag im Bereich um 15 GHz.

Auch zukünftige Anwendungen geben Anlaß, die Forschung auf dem Gebiet der Halbleiter-Übergitter fortzuführen. Schomburg et al. [49] haben einen Übergitteroszillator aufgebaut, indem sie ein quasiplanares GaAs/AlAs-Übergitter in einen Wellenleiter integrierten. Das Bauelement emittierte ein Mikrowellenfeld, dessen Grundharmonische bei einer Frequenz von 70 GHz und einer Leistung von 100 μW lag. Es wurde demonstriert, daß sich ein Halbleiter-Übergitter als Festkörperstrahlungsquelle im Mikrowellenbereich eignet. Durch eine systematische Weiterentwicklung der Übergitter hin zu Hochfrequenzbauelementen ist es inzwischen gelungen, zu weitaus höheren Frequenzen zu gelangen. Schomburg et al. [13] konnten erstmals in einem GaAs/AlAs-Übergitter eine Stromoszillation mit einer Frequenz von 100 GHz messen. Die Emission von Mikrowellenstrahlung mit einer Grundharmonischen nahe 150 GHz wurde ebenfalls von Schomburg et al. [14] an einem InGaAs/InAlAs-Übergitter nachgewiesen.

Halbleiter-Übergitter eignen sich als Detektoren für THz-Strahlung. Winnerl et al. [15, 16] zeigten, daß ein Übergitter mit großer Stromdichte im Vergleich zu Photon-Drag- und Intraband-Detektoren bei gleicher Detektionsfrequenz (1-10 THz) eine um Größenordnungen höhere Empfindlichkeit besitzt. Die Detektion von THz-Strahlung mit Übergittern basiert auf der dynamischen Lokalisation der Minibandelektronen, die eine Reduktion des Stroms zur Folge hat. Die Stromreduktion ist in einem großen Frequenzbereich proportional zur Intensität des eingestrahlten THz-Feldes. Übergitter-Detektoren können auf Grund ihres Detektionsprinzips auch für intensive Laserstrahlung im THz-Bereich eingesetzt werden, im Gegensatz zu Schottky-Detektoren, die bei intensiver Strahlungsleistung zerstört werden.

In dieser Arbeit wird ein neues Bauelement vorgestellt: der Halbleiter-Übergitter-Schalter. Es wird erstmals experimentell demonstriert, daß ein Halbleiter-Übergitter die Eigenschaften eines Schalters aufzeigt. Es wurde ein Halbleiter-Übergitter untersucht, das in seinen elektrischen Eigenschaften Bistabilität zeigte. Die Bistabilität, die bei großen elektrischen Feldern auftrat, wurde auf eine S-Förmigkeit in der Strom-Spannungs-Kennlinie zurückgeführt. Die S-Förmigkeit wurde 1999 [31] erstmals theoretisch vorhergesagt. Die vorliegende Arbeit setzt theoretisch erzielte Ergebnisse experimentell um und untersucht darüber hinaus wichtige Eigenschaften des Schalters.

An dieser Stelle möchte ich auf die enge Zusammenarbeit mit anderen physikalischen und technischen Einrichtungen hinweisen. Ohne deren Hilfe wäre diese Arbeit in der vorliegenden Form nicht möglich gewesen: Das untersuchte Übergitter wurde in dem MBE-Laboratorium des Physikalisch-Technischen Instituts (Ioffe Institute) der Russischen Akademie der Wissenschaften in St. Petersburg in der Gruppe von Prof. Kop'ev gewachsen. Dort wurden auch die Untersuchungen mittels Photolumineszenz von Dr. Schomburg vorgenommen. Die Strukturierung der Übergittermesas erfolgte durch Dr. Pavel'ev am Department of Radiophysics der Universität Nizhny Novgorod. Die Idee für den Halbleiter-Übergitter-Schalter hatte die Arbeitsgruppe von Prof. Schöll an der TU Berlin. Die theoretischen Berechnungen wurden von Dipl. Phys. Steuer und Dr. Wacker, die in der Arbeitsgruppe von Prof. Schöll tätig sind, durchgeführt. Sie haben maßgeblich zum Verständnis des Transports im Halbleiter-Übergitter-Schalter beigetragen. Sowohl bei der Planung und dem Wachstum des Übergitters als auch an der Konzeption und Durchführung der Experimente hatte Dr. Schomburg wesentlichen Anteil.

Artikel und Konferenzbeiträge

Während dieser Arbeit sind folgende Veröffentlichungen und Vorträge entstanden:

M. Ellmauer
Optische Beeinflussung der Domänendynamik in Halbleiter-Übergittern
Vortrag beim Workshop des Graduiertenkollegs „Komplexität in Festkörpern: Phononen, Elektronen und Strukturen“, Sankt Engelmar 1998
im Skriptum des Graduiertenkollegs „Komplexität in Festkörpern: Phononen, Elektronen und Strukturen“, ed. B. Steininger, M. Sinzinger, D. Strauch, p. 145–157 (1998)

M. Ellmauer
Halbleiter-Übergitter mit S-förmiger Strom-Spannungs-Kennlinie
Vortrag beim Workshop des Graduiertenkollegs „Komplexität in Festkörpern: Phononen, Elektronen und Strukturen“, Windberg 1999
im Skriptum des Graduiertenkollegs „Komplexität in Festkörpern: Phononen, Elektronen und Strukturen“, ed. B. Steininger, M. Sinzinger, D. Strauch, p. 41–50 (1999)

M. Ellmauer, E. Schomburg, K. F. Renk, H. Steuer, A. Wacker, E. Schöll
Halbleiter-Übergitter mit S-förmiger Strom-Spannungs-Kennlinie
Vortrag bei der Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik der DPG, Regensburg (2000)

H. Steuer, A. Wacker, E. Schöll, M. Ellmauer, E. Schomburg, K. F. Renk
Thermal breakdown, bistability, and complex high-frequency current oscillations due to carrier heating in superlattices
Appl. Phys. Lett. **76**, 2059 (2000)

E. Schomburg, M. Ellmauer, R. Summer, K. F. Renk
Semiconductor superlattices with S-shaped current-voltage characteristic
Vortrag beim Workshop on Quantum Heterostruktures and THz-Electronics, Regensburg (2000)

Überblick: Der Halbleiter-Übergitter-Schalter

Der Halbleiter-Übergitter-Schalter ist ein Bauelement mit einer Bistabilität im Leitwert. Die Bistabilität wurde bei hohen elektrischen Feldern (250 kV/cm) gefunden und ist im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht worden. Die Untersuchung der Bistabilität wurde auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt (Abb. 1):

- Die Spannung am Übergitter war vorgegebenen; der Strom stellte sich ein.
- Der Strom durch das Übergitter war vorgegebenen; die Spannung stellte sich ein.

In einer Kennlinie, die mit einer Konstantspannungsquelle gemessen wurde, äußerte sich die Bistabilität durch eine Hysterese. Durch Variation einer angelegten Spannung war es möglich, zwischen einem Zustand niedrigen Leitwerts und einem Zustand höheren Leitwerts sprunghaft zu wechseln; das Übergitter wirkte als Schalter.

Eine Kennlinie, die mit einer Konstantstromquelle gemessen wurde, zeigte neben den zwei stabilen Zuständen einen Bereich, in dem sich das Übergitter instabil verhielt. Der instabile Bereich äußerte sich in der Kennlinie durch eine negative differentielle Leitfähigkeit. Im instabilen Bereich wurden Strom- und Spannungsoszillationen gefunden.

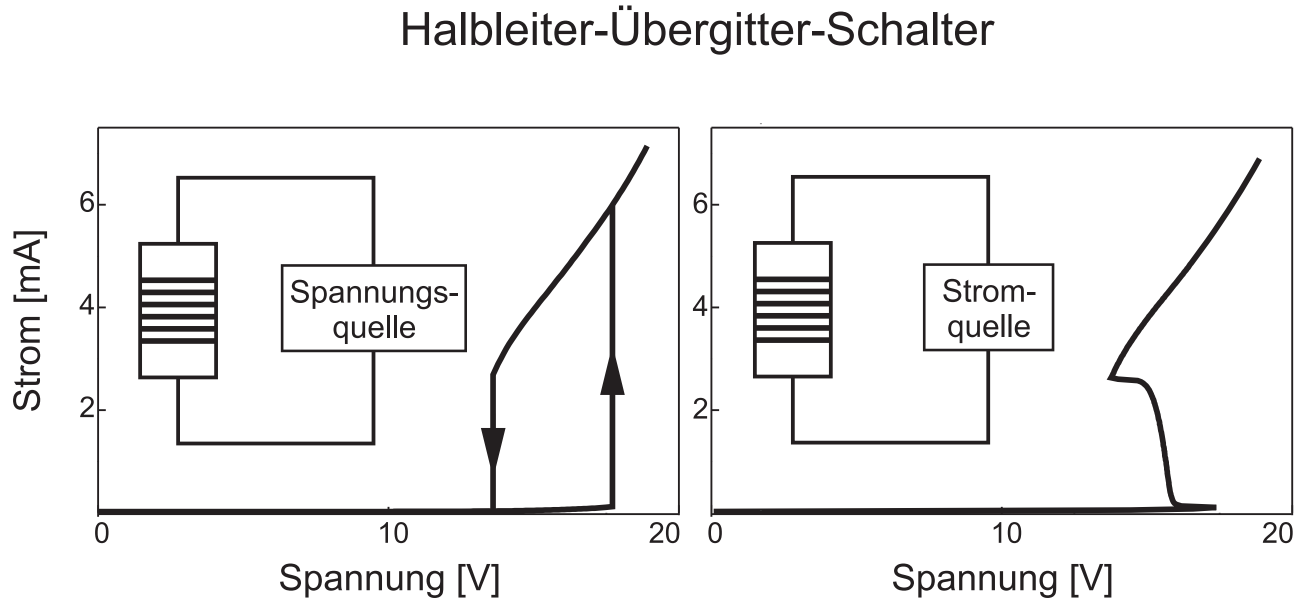


Abbildung 1: *Prinzip zur Untersuchung des Halbleiter-Übergitter-Schalters.*

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Halbleiter-Übergitter und elektronische Bandstruktur

In diesem Abschnitt soll zunächst der Begriff des Halbleiter-Übergitters erläutert werden und ausgehend vom Potentialverlauf des Übergitters die elektronische Bandstruktur berechnet werden.

Als Halbleiter-Übergitter wird eine periodische Abfolge von Halbleiter-Schichten bezeichnet, wenn es sich entweder um Schichten unterschiedlicher Dotierung handelt (*Dotierungsübergitter*), oder um alternierende Schichten zweier verschiedener Halbleitermaterialien (*Kompositionsübergitter*). In dieser Arbeit wurde ein Kompositionsübergitter untersucht, das sich aus Galliumarsenid- (GaAs) und Aluminiumarsenid- (AlAs) Schichten zusammensetzte. Die Dicke einer GaAs-Schicht wird mit d_{GaAs}, die Dicke einer AlAs-Schicht mit d_{AlAs} bezeichnet. Die Schichten wurden epitaktisch aufeinander aufgewachsen. Jeweils 17 Monolagen GaAs und 3 Monolagen AlAs bildeten eine Periode (17/3-Übergitter). Die Länge einer Periode betrug $a = 5{,}65\,\mathrm{nm}$. Die Achse entlang der Wachstumsrichtung ist die Übergitterachse (z-Achse). Das gesamte Übergitter setzte sich aus 120 Perioden zusammen. Die unterschiedlichen Energien der Bandlücken und Elektronenaffinitäten von GaAs und AlAs führten entlang der Übergitterachse zur Ausbildung eines periodischen Verlaufs von Valenz- und Leitungsbandkante. In n-dotierten Halbleiter-Übergittern wird der Transport weitestgehend durch

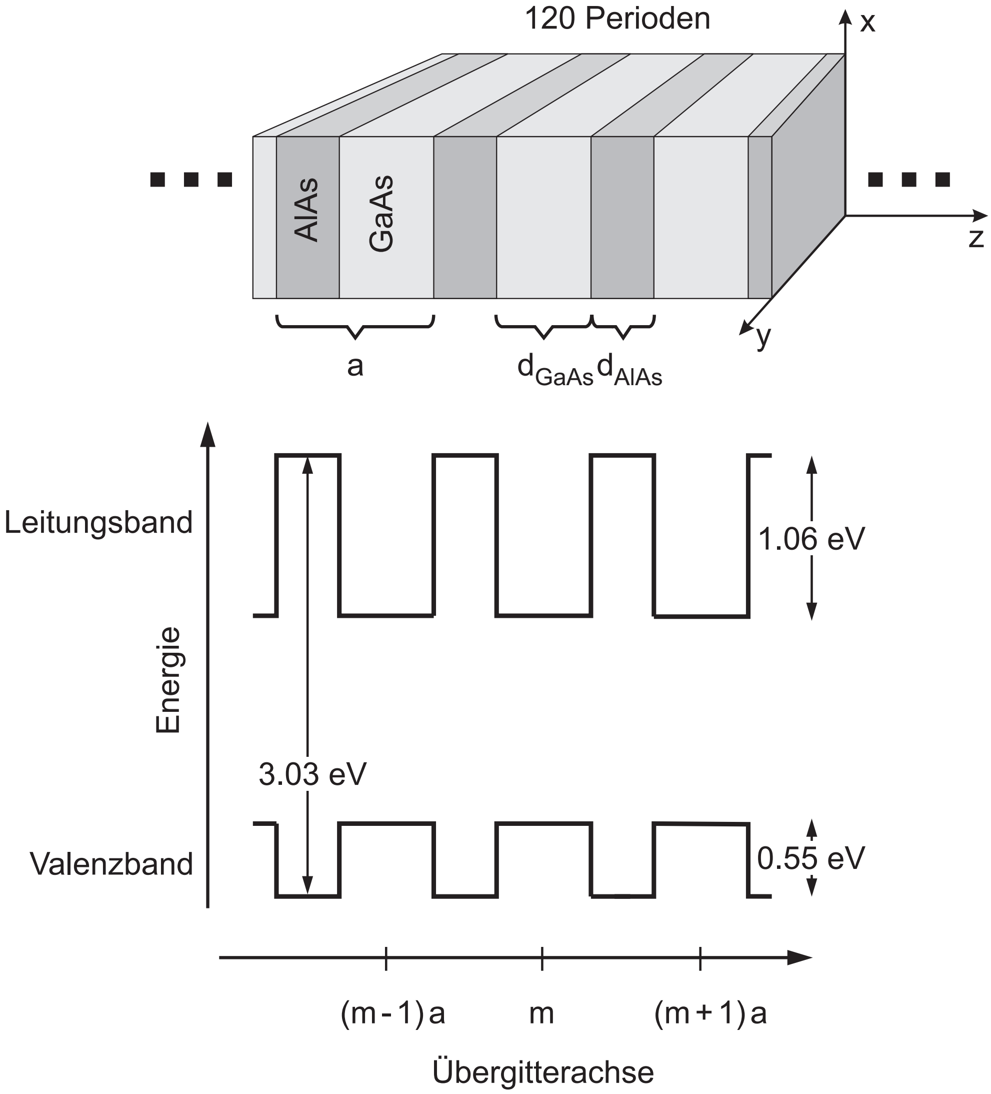


Abbildung 1.1: *Schichtstruktur und Potentialverlauf eines GaAs/AlAs-Übergitters.*

die Leitungsbandelektronen bestimmt, weshalb sich die Betrachtungen im folgenden auf das Leitungsband beschränken. Die GaAs-Schichten bildeten für die Elektronen Quantentröge und die AlAs-Schichten Quantenbarrieren. In Abbildung 1.1 ist der Schichtaufbau des Übergitters (*oben*) und der Verlauf der Leitungs- und Valenzbandunterkante (*unten*) von GaAs und AlAs dargestellt.

Senkrecht zur Übergitterachse, also in der Ebene der Halbleiterschichten (x, y-Ebene), können sich die Elektronen gemäß der elektronischen Bandstruktur der GaAs- bzw. AlAs-Volumenkristalle bewegen. Nachfolgende Berechnungen zur Bandstruktur betreffen das eindimensionale Potential entlang der Übergitterachse.

1.2 Berechnung der Bandstruktur

Zur Berechnung der Bandstruktur schlägt G. Bastard [17] vor, den Potentialverlauf des Übergitters als periodische Anordnung eindimensionaler Kastenpotentiale zu betrachten. Modifiziert mit den effektiven Massen der jeweiligen Trog- bzw. Barrierenhalbleiter läßt sich die Bandstruktur durch das in der Festkörperphysik bekannte Kronig-Penney-Modell [18] berechnen. Das stückweise konstante Potential $V(z)$ des Übergitters wird beschrieben durch:

$$V(z) = \begin{cases} 0 & \text{für} \quad |z - ma| \leq d_{\mathrm{GaAs}}/2 \\ V_0 & \text{sonst} \end{cases} . \tag{1.1}$$

Hierbei ist m die Nummer des Quantentopfs. Jeweils für Trog- und Barrierenschicht werden in dem stückweise konstanten Potential die Lösungen der Schrödingergleichung als Linearkombination von zwei ebenen Wellen zusammengesetzt. Für die GaAs-Trogschicht läßt sich die Lösung der Schrödingergleichung schreiben als

$$\psi_{\mathrm{GaAs}}(z) = C_1 \exp(\mathrm{i}k_{\mathrm{GaAs}}z) + C_2 \exp(-\mathrm{i}k_{\mathrm{GaAs}}z) \tag{1.2}$$

und für die AlAs-Barrierenschicht als

$$\psi_{\mathrm{AlAs}}(z) = C_3 \exp(\mathrm{i}k_{\mathrm{AlAs}}z) + C_4 \exp(-\mathrm{i}k_{\mathrm{AlAs}}z) \tag{1.3}$$

mit den Amplituden C_1, C_2, C_3 und C_4 der ebenen Wellen. Die Wellenvektoren k_{GaAs} und k_{AlAs} sind gegeben durch die Beziehungen

$$k_{\mathrm{GaAs}}^2 = \frac{2m_{\mathrm{GaAs}}^*}{\hbar^2} \cdot \mathcal{E} \qquad \text{und} \qquad k_{\mathrm{AlAs}}^2 = \frac{2m_{\mathrm{AlAs}}^*}{\hbar^2} \cdot (\mathcal{E} - V_0) \tag{1.4}$$

mit den effektiven Massen m_{GaAs}^* und m_{AlAs}^* der Trog- und Barrierenschichten. Die Amplituden C_1, C_2, C_3 und C_4 ergeben sich zum einen aus der Stetigkeitsbedingung für die Wellenfunktion und deren Ableitung an der Grenze zwischen Trog- und Barrierenschicht am Ort z_0:

$$\psi_{\mathrm{GaAs}}(z_0) = \psi_{\mathrm{AlAs}}(z_0) \tag{1.5}$$

und

$$\frac{1}{m_{\mathrm{GaAs}}^*} \frac{\partial \psi_{\mathrm{GaAs}}}{\partial z}\bigg|_{z=z_0} = \frac{1}{m_{\mathrm{AlAs}}^*} \frac{\partial \psi_{\mathrm{AlAs}}}{\partial z}\bigg|_{z=z_0}. \tag{1.6}$$

Zum anderen durch die Erfüllung des Blochtheorems:

$$\psi(z) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\kappa z} u(z) \quad \text{mit} \quad u(z+a) = u(z). \tag{1.7}$$

Aus 1.5 und 1.7 kann ein Gleichungssystem erstellt werden, durch dessen Lösen sich die Amplituden C_1, C_2, C_3 und C_4 ergeben. Eine nichttriviale Lösung existiert, falls die Determinante der Matrix, die durch das Gleichungssystem gegeben ist, null wird. Dies führt zu folgender Bedingung:

$$\begin{aligned} \cos(ka) &= \cos(k_{\mathrm{GaAs}} d_{\mathrm{GaAs}}) \cos(k_{\mathrm{AlAs}} d_{\mathrm{AlAs}}) \\ &\quad - \frac{1}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right) \sin(k_{\mathrm{GaAs}} d_{\mathrm{GaAs}}) \sin(k_{\mathrm{AlAs}} d_{\mathrm{AlAs}}) \end{aligned} \tag{1.8}$$

mit $\xi = m_{\mathrm{GaAs}}^* k_{\mathrm{AlAs}} / m_{\mathrm{AlAs}}^* k_{\mathrm{GaAs}}$. Die Energieeigenwerte der zugehörigen Wellenvektoren können numerisch mit Hilfe dieser Gleichung gefunden werden. Von Gleichung 1.8 ist nur die rechte Seite, im folgenden mit $f(\mathcal{E})$ bezeichnet, von der Energie des Elektrons abhängig. Der linke Teil von Gleichung 1.8 ist auf das Intervall $[-1, 1]$ beschränkt. Für $f(\mathcal{E}) \leq 1$ existieren Energiebereiche, für die ein Wellenvektor k gefunden werden kann. Diese Energiebereiche werden als Minibänder bezeichnet. Die Minibänder sind durch verbotene Energiebereiche, die Minilücken, getrennt. Für die Minilücken gilt: $f(\mathcal{E}) > 1$. Die Breite der Minibänder läßt sich durch die Breite der Trog- und Barrierenschichten variieren.

Im Hinblick auf spätere Kapitel soll bereits an dieser Stelle die Bandstruktur des im Experiment verwendeten Übergitters dargestellt werden und anhand dieser Bandstruktur die Diskussion fortgeführt werden. In dem verwendeten Übergitter finden sich zwei Minibänder. Das energetisch tiefer gelegene Miniband soll mit A bezeichnet werden, das energetisch höher gelegene Miniband mit B (Abb. 1.2). Oberhalb des AlAs-Barrierenmaterials soll ein breites Kontinuumband angenommen werden. Die Energien der Unter-

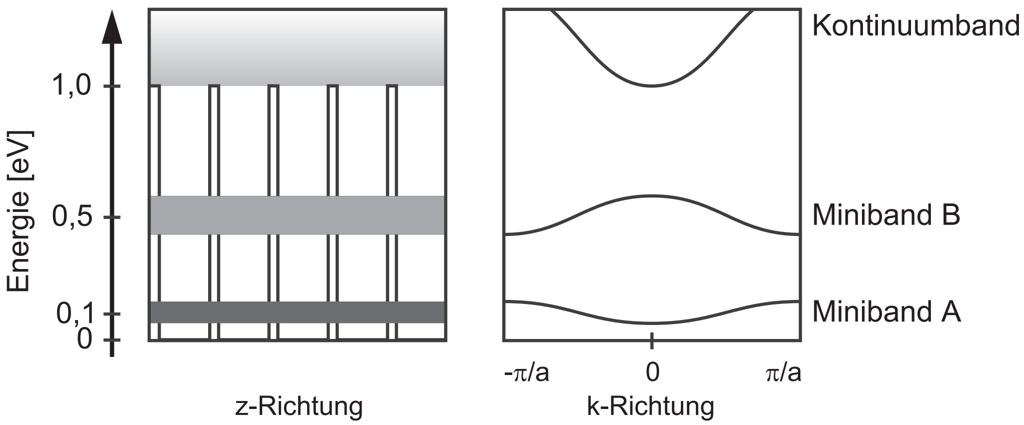


Abbildung 1.2: *Minibänder und Kontinuumband in einem 17/3-GaAs/AlAs-Übergitter dargestellt in z-Richtung und in k-Richtung.*

und Oberkanten der Minibänder sind mit dem vorgestellten Kronig-Penney-Modell berechnet worden (Tab. 1.1). Für Miniband A ist die Energieunterkante $\mathcal{E}_\mathrm{u} = \mathcal{E}(k=0)$ und die Energieoberkante $\mathcal{E}_\mathrm{o} = \mathcal{E}(k=\pm\pi/a)$.

	$\mathcal{E}_\mathrm{u}$	$\mathcal{E}_\mathrm{o}$	Δ
Miniband A [meV]	93	141	48
Miniband B [meV]	408	581	173

Tabelle 1.1: *Daten der Minibänder A und B im 17/3-Übergitter berechnet mit dem Kronig-Penney-Modell.*

Durch eine Taylor-Entwicklung von $f(\mathcal{E})$ in erster Ordnung um den Energieeigenwert $\mathcal{E}_{0n}$ eines einzelnen isolierten Quantentopfs

$$f(\mathcal{E}) \approx f(\mathcal{E}_{0n}) + \left.\frac{\partial f}{\partial \mathcal{E}}\right|_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_{0n}} \cdot (\mathcal{E} - \mathcal{E}_{0n}) \tag{1.9}$$

erhält man eine explizite, genäherte Form der Dispersionsrelation, die analytisch lösbar ist [17]:

$$\mathcal{E}_n(k) = \mathcal{E}_{0n} - s_n + 2t_n \cos(ka). \tag{1.10}$$

Dabei sind s_n und t_n folgendermaßen definiert:

$$s_n := f(\mathcal{E}_{0n}) \cdot \left(\left. \frac{\partial f}{\partial \mathcal{E}} \right|_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_{0n}} \right)^{-1} \quad \text{und} \quad 2t_n := \left(\left. \frac{\partial f}{\partial \mathcal{E}} \right|_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_{0n}} \right)^{-1}. \tag{1.11}$$

Durch die Wahl von $\mathcal{E}_{0n} - s_n + 2t_n = 0$ wird der Energienullpunkt in das Minimum des Minibandes gelegt, und es ergibt sich schließlich:

$$\mathcal{E}(k) = \frac{\Delta}{2} \cdot (1 - \cos(ka)). \tag{1.12}$$

Dies ist die Dispersionsrelation für das unterste Miniband. $\Delta = 4t_n$ ist die Minibandbreite und ergibt sich aus dem Überlapp der Wellenfunktionen. Abbildung 1.3 zeigt einen Vergleich zwischen der Dispersionsrelation, wie man sie aus dem Kronig-Penney-Modell erhält (*gestrichelt*), und der kosinus-förmigen Dispersionsrelation als Resultat der Entwicklung (*durchgezogen*). Die Ab-

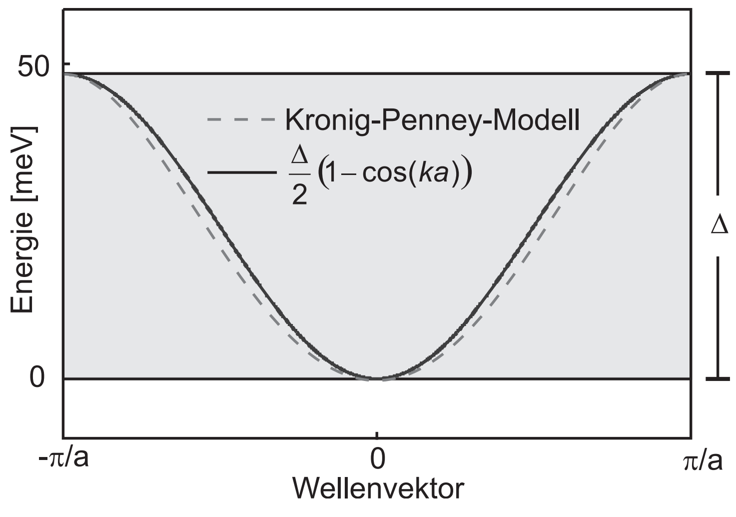


Abbildung 1.3: *Dispersionsrelation des untersten Minibandes eines 17/3-GaAs/AlAs-Halbleiter-Übergitters; dargestellt sind die Resultate des Kronig-Penney-Modells im Vergleich zur genäherten Form, wie man sie aus der Entwicklung erhält.*

weichungen zwischen den beiden Kurven sind für das untersuchte Übergitter gering (wenige meV). Aus diesem Grund soll für die weiteren Diskussionen die genäherte Dispersionsrelation des Minibandes genügen.

Die Bewegung der Elektronen parallel zu den Übergitterschichten ist bei den bisherigen Betrachtungen ausgeklammert worden. An dieser Stelle sollen einige Bemerkungen nachgeholt werden: Wir betrachten die Dispersion der Elektronen in x- und y-Richtung, also senkrecht zur Wachstumsrichtung des Übergitters. Die Dispersion der Elektronen in x- und y-Richtung ist gleich der Dispersion des entsprechenden Volumenmaterials. Wir verwenden eine parabolischen Näherung der Dispersionsrelation:

$$\mathcal{E}_{x,y}(k_{x,y}) = \frac{\hbar^2 k_{x,y}^2}{2m_{x,y}^*}. \tag{1.13}$$

Die Elektronen sind parallel zu den Halbleiterschichten frei beweglich mit einer effektiven Masse $m_{x,y}^*$ und Wellenvektoren $\vec{k}_{x,y}$. Für kleine Energien ist die parabolische Näherung gut geeignet. In Abbildung 1.4 *links* ist die Dispersion eines Übergitters parallel ($\vec{k}_z$) und senkrecht ($\vec{k}_{x,y}$) zur Wachstumsrichtung schematisch angetragen. Der Energienullpunkt ist ins Miniband-

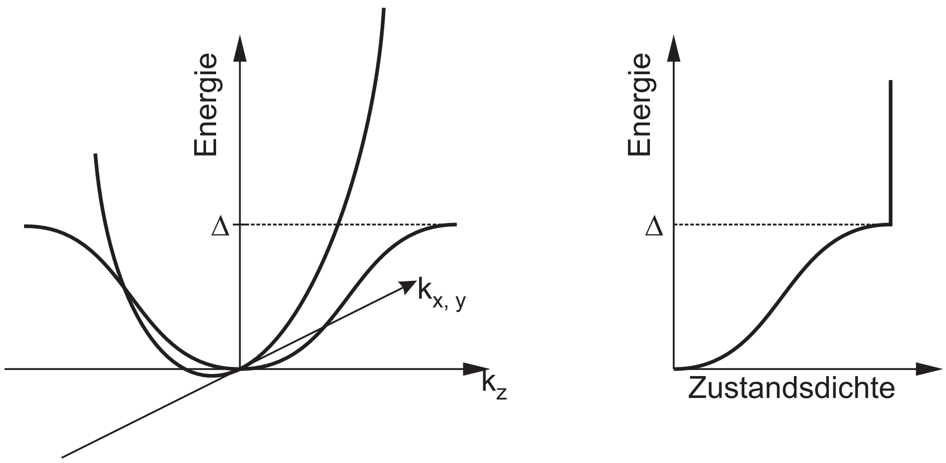


Abbildung 1.4: *Links: Dispersion eines Minibandes parallel (k_z) und senkrecht ($k_{x,y}$) zur Wachstumsrichtung der Halbleiterschichten; rechts: elektronische Zustandsdichte; die Zustandsdichte ist innerhalb einer Minilücke nicht null.*

Minimum gelegt worden. Rechts daneben ist die Zustandsdichte gezeigt. Die Zustandsdichte ist an der Miniband-Unterkante null und steigt innerhalb des

Minibandes kontinuierlich an. Zwischen den Minibändern, also innerhalb einer Minilücke, bleibt die Zustandsdichte konstant. Dies ist eine Folge der parabolischen Näherung der Dispersionsrelation in x- und y-Richtung. Die Minilücke ist demnach kein verbotener Energiebereich für Elektronen. Das hat Konsequenzen für die Aufheizung des Elektronensystems und die Energierelaxation der Elektronen aus höheren Bändern (Abschn. 1.3.4).

1.3 Elektronischer Transport im Übergitter

An dieser Stelle soll der Transport der Elektronen im Übergitter betrachtet werden. Dafür existieren verschiedene Modelle, die abhängig von der Breite der Minibänder und der Stärke des angelegten elektrischen Feldes den Transport beschreiben. Seit 1998 existiert zudem ein umfassendes quantenmechanisches Modell des Transports im Übergitter [19]. Das auf Nichtgleichgewichts-Greens-Funktionen basierende Modell ist in der Lage, eine einheitliche Darstellung des Transports zu ermöglichen. Für das in dieser Arbeit besprochene Übergitter werden drei Modelle für den elektronischen Transport zur näheren Betrachtung herangezogen: Miniband-Transport [1, 25], Hopping-Transport [20] und resonantes Tunneln [21]. In den nächsten Abschnitten soll der Transport im Übergitter durch diese drei Modelle beschrieben werden. Die Gültigkeitsbereiche der Modelle sind jeweils auf einen bestimmten Feldstärkebereich beschränkt, der i. a. von der Größe des untersten Minibandes abhängt. In Abbildung 1.5 ist eine Kennlinie eines Übergitters zusammen mit den verschiedenen Gültigkeitsbereichen der drei Transportmodelle dargestellt. Für kleine Feldstärken (bis 90 kV/cm) eignet sich die Minibandleitung zur Beschreibung des Transports. Das Hopping-Modell wird angewandt für Feldstärken von 90 kV/cm bis 550 kV/cm. Resonantes Tunneln tritt bei Feldstärken um 600 kV/cm auf.

1.3.1 Transport im Übergitter durch Minibandleitung

In diesem Abschnitt soll anhand einer semiklassischen Beschreibung der Transport im Übergitter mit Hilfe eines Ein-Elektron-Bildes erläutert werden.

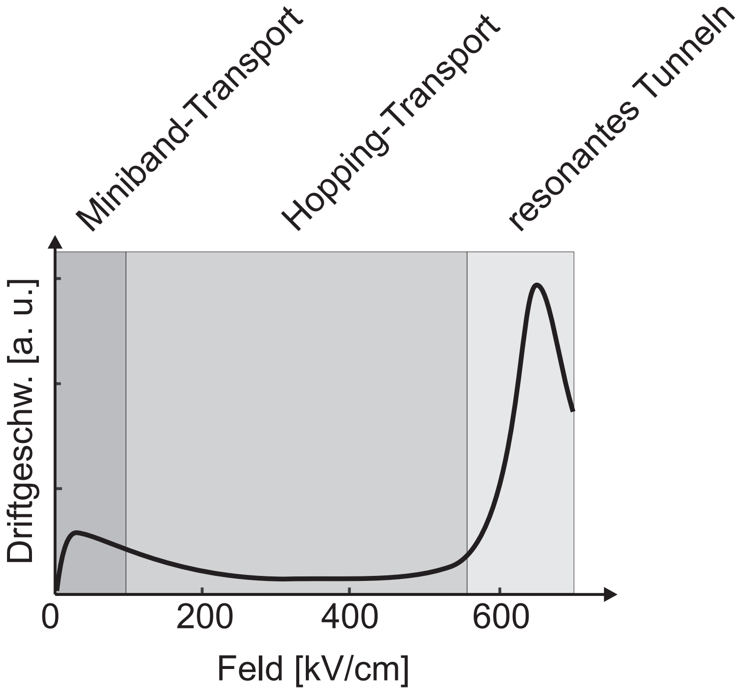


Abbildung 1.5: *Drei Transport-Modelle entsprechend ihren Gültigkeitsbereichen.*

Blochoszillationen

Zunächst wird der Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Bewegung eines Elektrons betrachtet. Für die folgenden Ausführungen wird stets ein homogenes elektrisches Feld im Übergitter vorausgesetzt. Die Bewegungsgleichung des Elektrons im Feld lautet:

$$\hbar \dot{k} = -\mathrm{e}E\,, \tag{1.14}$$

wobei E das elektrische Feld und e die Elementarladung ist. Die Integration der Bewegungsgleichung über die Zeit ergibt bei konstantem elektrischen Feld:

$$\hbar k = -\mathrm{e}Et + k_0\,, \tag{1.15}$$

mit der Integrationskonstanten k_0. Aus der Dispersionsrelation $\mathcal{E}(k)$ (Gl. 1.12) läßt sich die Gruppengeschwindigkeit $v_{\mathrm{g}}(k)$ eines Wellenpakets bestimmen, das das Elektron repräsentiert:

$$v_{\mathrm{g}}(k) = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial k} = \frac{\Delta a}{2\hbar}\sin(ka)\,. \tag{1.16}$$

Durch Einsetzen von (1.15) in (1.16) erhält man:

$$v_{\mathrm{g}}(t) = \frac{\Delta a}{2\hbar} \sin\left(-\frac{\mathrm{e}Ea}{\hbar}t + \frac{k_0 a}{\hbar}\right) = -\frac{\Delta a}{2\hbar} \sin(\omega_{\mathrm{B}} t - \varphi)\,, \tag{1.17}$$

mit der Definition für die Blochfrequenz ω_{B} und der Phase φ:

$$\omega_{\mathrm{B}} := \frac{\mathrm{e}Ea}{\hbar} \qquad \text{und} \qquad \varphi := \frac{k_0 a}{\hbar}\,. \tag{1.18}$$

Wir wählen $\varphi = 0$ und integrieren Gleichung 1.17 über die Zeit:

$$z(t) = \int_0^t v_{\mathrm{g}}(t')\,\mathrm{d}t' = \frac{\Delta}{2\mathrm{e}E} \cos(\omega_{\mathrm{B}} t) + z_0\,. \tag{1.19}$$

$z(t)$ beschreibt die Trajektorie eines Elektrons im Ortsraum. Das Elektron führt eine periodische Bewegung aus. Es oszilliert mit der Kreisfrequenz $\omega_{\mathrm{B}} = \mathrm{e}Ea/\hbar$ und einer Amplitude $\Delta/2\mathrm{e}E$.

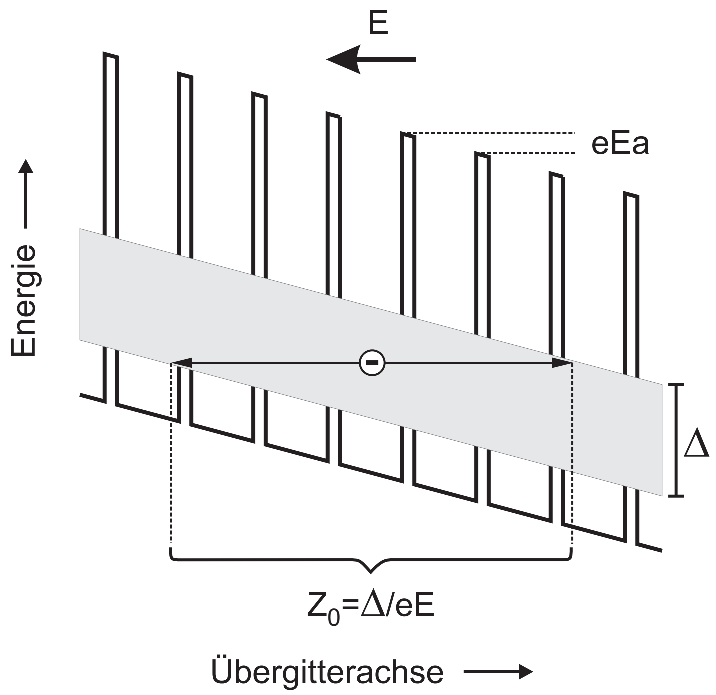


Abbildung 1.6: *Blochoszillation eines Elektrons im verkippten Miniband; das Elektron bewegt sich periodisch zwischen Unter- und Oberkante des Minibandes.*

Abbildung 1.6 zeigt die Bewegung eines Elektrons im Energie/Ort-Diagramm. Ein homogenes elektrisches Feld führt zu einer Verkippung der

Bandstruktur und des Minibandes. Pro Periode ist die Bandstruktur des Übergitters um die Energie $\mathrm{e}Ea$ verkippt. Das Elektron bewegt sich bei konstanter Energie periodisch zwischen Miniband-Oberkante und Miniband-Unterkante, wo es jeweils die Bewegungsrichtung umkehrt. Die oszillatorische Bewegung in Zeit und Ort wird als Blochoszillation bezeichnet. Eine detaillierte Beschreibung zu Blochoszillationen findet sich z. B. in [22]. Das Anlegen eines elektrischen Feldes führt somit zu einer Lokalisation des Elektrons. Die doppelte Amplitude der Blochoszillation ist die Lokalisationslänge $Z_0 := \Delta/(\mathrm{e}E)$. Die Lokalisationslänge ist indirekt proportional zum elektrischen Feld. Dies bedeutet, daß mit steigendem elektrischen Feld das Elektron auf immer kleinerem Raum lokalisiert wird. Wir werden später (Abschn. 1.3.2) sehen, welche Konsequenzen dies für große elektrische Felder haben wird.

Esaki-Tsu-Charakteristik

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde Streuung vernachlässigt. Um Ladungsträgertransport entlang der z-Achse beschreiben zu können, muß das Modell erweitert werden. Esaki und Tsu [1] berücksichtigten hierfür inelastische Streuung der Elektronen. Sie nehmen dabei an, daß ein Elektron ins Bandminimum gestreut wird. Das Elektron verliert vollständig seine Energie. Innerhalb eines Zeitintervalls Δt ist die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung $\Delta t/\tau$. Die charakteristische Zeit für die Relaxation des Elektrons ist die Intraminibandrelaxationszeit τ. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron zur Zeit t noch nicht gestreut wurde, ist $\mathrm{e}^{-t/\tau}$. Die Driftgeschwindigkeit eines Elektrons im zeitlichen Mittel kann mit Hilfe eines Pfadintegrals unter Berücksichtigung der inelastischen Streuung berechnet werden:

$$v_\mathrm{d} = \frac{1}{\tau}\frac{a\Delta}{2\hbar}\int\limits_0^\infty \mathrm{e}^{-t/\tau}\sin(\omega_\mathrm{B}t)\,\mathrm{d}t\,. \tag{1.20}$$

Durch Ausführen der Integration ergibt sich:

$$v_\mathrm{d} = 2v_\mathrm{p}\frac{\omega_\mathrm{B}\tau}{1+(\omega_\mathrm{B}\tau)^2} \quad \text{mit} \quad v_\mathrm{p} = \frac{\Delta a}{4\hbar}\,. \tag{1.21}$$

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld erhält man durch Einsetzen der Blochfrequenz (Gl. 1.18):

$$v_\mathrm{d} = 2v_\mathrm{p}\frac{E/E_\mathrm{c}}{1+(E/E_\mathrm{c})^2} \quad \text{mit} \quad E_\mathrm{c} = \frac{\hbar}{ea\tau}\,. \tag{1.22}$$

Dies ist die Esaki-Tsu-$v_\mathrm{d}(E)$-Abhängigkeit. Sie ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Die Kurve ist punktsymmetrisch zum Ursprung. Für kleine elektrische

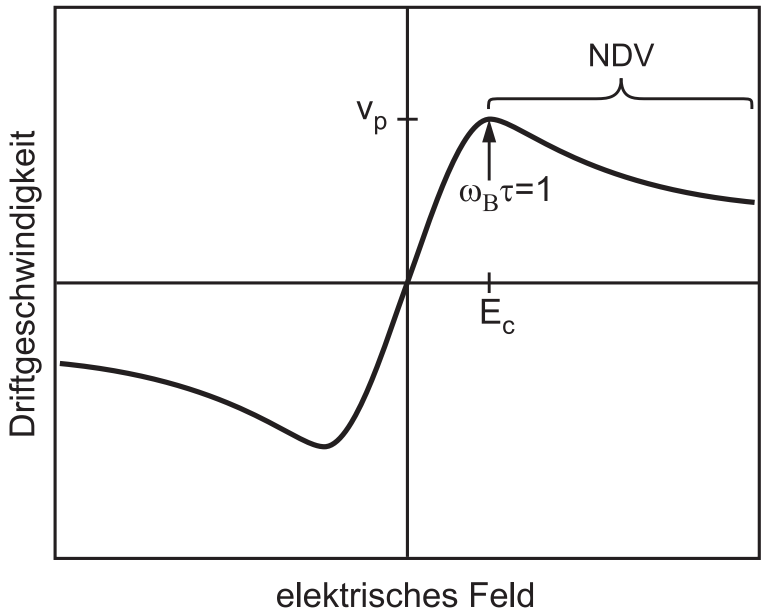


Abbildung 1.7: *Esaki-Tsu-Charakteristik eines Übergitters; oberhalb eines kritischen Feldes E_c existiert ein Bereich negativer differentieller Beweglichkeit (NDV).*

Felder $|E| < E_\mathrm{c}$ steigt die Driftgeschwindigkeit v_d linear mit dem Feld, erreicht ihr Maximum v_p bei der kritischen Feldstärke E_c und nimmt für noch größere Feldstärken wieder ab. Im Bereich $|E| > E_\mathrm{c}$ zeigt die Kennlinie eine negative differentielle Beweglichkeit (engl.: **n**egative **d**ifferential **v**elocity; NDV). Experimentell haben erstmals Sibille et al. [4] und Beltram et al. [8] die negative differentielle Beweglichkeit der Elektronen im Übergitter nachweisen können.

1.3.2 Hopping-Transport

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Transport in Übergittern bei moderaten elektrischen Feldern betrachtet. Die Verkippung der Bandstruktur war kleiner als die Minibandbreite des untersten Minibandes ($\mathrm{e}Ea < \Delta$). Der Transport wurde im Rahmen eines semiklassischen Modells behandelt. Unter Berücksichtigung von inelastischer Streuung wurde der Transport entlang der Übergitterachse beschrieben. Für hinreichend große elektrische Felder ($\mathrm{e}Ea > \Delta$) schrumpft jedoch die Lokalisationslänge Z_0 auf die Breite eines Quantentopfs zusammen. Die Wellenfunktion eines Elektrons ist dann nahezu auf einen Quantentopf lokalisiert (Wannier-Stark-Lokalisation [23]). Der Überlapp der Eigenfunktionen benachbarter Potentialtöpfe ist sehr klein. Die Beschreibung des Transports mit Hilfe des Minibandmodells verliert für elektrische Felder dieser Größe die Gültigkeit. Die Minibänder, deren Breite sich aus dem Überlappintegral berechnet, werden bedingt durch das elektrische Feld zu diskreten Niveaus. Die Niveaus haben voneinander einen energetischen Abstand von $\mathrm{e}Ea$ und bilden eine Stark-Leiter [26]. Die Existenz der Stark-Leiter in Übergittern bei großen elektrischen Feldern konnte 1988 von E. Mendez et al. [23] über Photostrom-Experimente und zeitgleich von Voisin et al. [24] über eine Blauverschiebung der optischen Absorptionskante nachgewiesen werden. Die energetische Lage der Niveaus bezüglich des Minibandes kann aus der Dispersionsrelation des Minibandes abgeleitet werden [28]. Dazu mittelt man die Energie über alle k-Vektoren innerhalb der reduzierten Brillouinzone:

$$\mathcal{E}_\nu = \frac{a}{2\pi} \int\limits_{-\pi/a}^{\pi/a} \mathcal{E}_\nu(k)\mathrm{d}k \qquad \text{mit} \qquad \nu \in \{\mathrm{A},\ \mathrm{B},\ \ldots\}\,. \tag{1.23}$$

Hierbei sind ν die einzelnen Energieniveaus eines Quantentopfs. Das unterste Niveau wird (wie schon zuvor das Miniband) mit A bezeichnet. Für die genäherte kosinus-förmige Dispersionsrelation (Gl. 1.12) erhalten wir Energieniveaus, die jeweils in der Mitte des zugehörigen Minibandes liegen: $\mathcal{E}_\nu = \Delta_\nu/2$. Die Niveaus sind auf Grund elastischer Streuung um $\hbar/\tau_{\mathrm{el}}$ verbreitert [31], wobei τ_{el} die Relaxationszeit für die elastische Streuung beschreibt. Typischerweise findet man eine Relaxationszeit τ_{el} in der Größenordnung von 30 fs. Die Verbreiterung liegt dann bei 20 meV.

Durch ein Hopping-Modell [20] ist es möglich, den Transport auch bei Feldern für $eEa > \Delta$ zu beschreiben. Die Wellenfunktionen eines Elektrons, das sich im periodischen Potential des Übergitters bewegt, kann durch Wannier-Funktionen [28] dargestellt werden. Im allgemeinen sind die Wellenfunktionen über mehrere Quantentöpfe hinweg ausgedehnt und überlappen einander. Der Überlapp der Wellenfunktionen ist abhängig vom elektrischen Feld und nimmt mit steigendem Feld ab. Dies resultiert in einer sinkenden Driftgeschwindigkeit der Elektronen mit steigendem Feld. Detaillierte Rechnungen hierzu finden sich z. B. in [28]. Ein Elektron wird also durch das elektrische Feld lokalisiert. Die $v_{\mathrm{d}}(E)$-Abhängigkeit zeigt eine negative differentielle Beweglichkeit. Transport von einem Quantentopf zum nächsten ist durch inelastische Streuung möglich. Das Elektron kann in einen energetisch tieferen Zustand „hüpfen"(Abb. 1.8). Der energetisch tiefere Zustand ist dabei ein Energieeigenwert der Wellenfunktion des benachbarten Quantentopfs. Das Elektron gibt einen Teil seiner Energie über Phononen ab und nimmt am Transport teil. Die Wahrscheinlichkeit in den benachbarten Quantentopf hüpfen zu können, ist abhängig vom Überlapp der Wellenfunktionen.

1.3.3 Resonantes Tunneln

Für elektrische Felder im Bereich

$$E \approx \frac{\mathcal{E}_{\mathrm{B}} - \mathcal{E}_{\mathrm{A}}}{ea} \tag{1.24}$$

setzt ein zusätzlicher Transportmechanismus ein. Der Transport wird bei Feldstärken in diesem Bereich von resonantem Tunneln dominiert. Dabei sind $\mathcal{E}_{\mathrm{A}}$ und $\mathcal{E}_{\mathrm{B}}$ die Energien des ersten (A) und zweiten (B) Niveaus. Für ein elektrisches Feld der Stärke $E = (\mathcal{E}_{\mathrm{B}} - \mathcal{E}_{\mathrm{A}})/ea$ ist die Verkippung der Leitungsbandkante in Abbildung 1.9 dargestellt. Es existieren Zustände aus Niveau A eines Quantentopfs, die energetisch gleich sind mit Zuständen aus Niveau B' des benachbarten Quantentopfs. Ein Elektron kann für $E = (\mathcal{E}_{\mathrm{B}} - \mathcal{E}_{\mathrm{A}})/ea$ resonant, also ohne Streuung an Phononen, von A nach B' des benachbarten Quantentopfs tunneln. Durch die Streuverbreiterung der Niveaus ist resonantes Tunneln auch bei elektrischen Feldstärken möglich, die nicht exakt der Bedingung $E = (\mathcal{E}_{\mathrm{B}} - \mathcal{E}_{\mathrm{A}})/ea$ genügen.

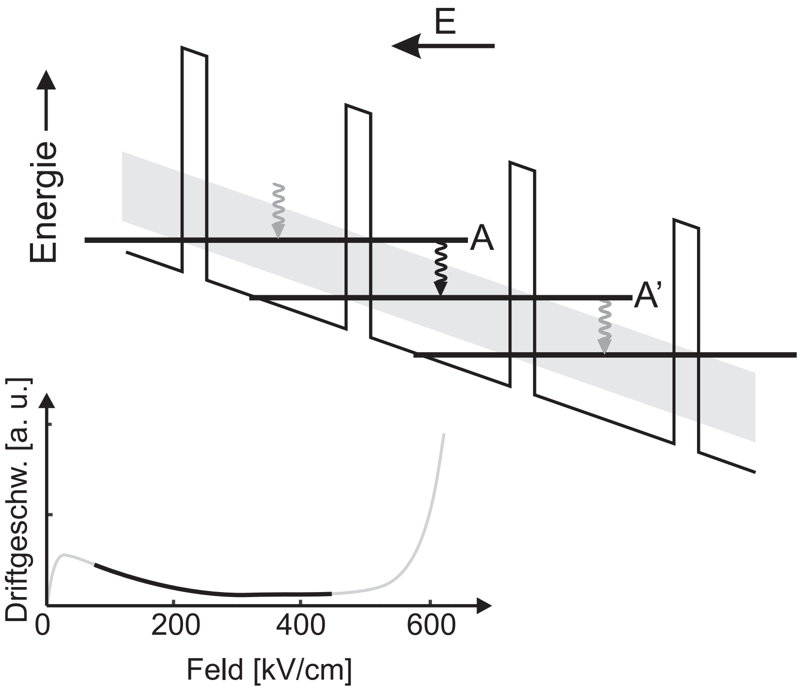


Abbildung 1.8: *Das Elektron „hüpft" unter Abgabe eines Phonons von Zustand A in Zustand A' des benachbarten Quantentopfs; die Driftgeschwindigkeit nimmt mit steigendem elektrischen Feld ab.*

Da die Wahrscheinlichkeit für einen resonanten Tunnelprozeß im Bereich $E = (\mathcal{E}_\mathrm{B} - \mathcal{E}_\mathrm{A})/ea$ sehr viel größer ist als für Hopping-Transport [20], steigt die Driftgeschwindigkeit stark an. Über inelastische Streuprozesse an Phononen kann das Elektron anschließend auf das untere Niveau A' relaxieren.

1.3.4 Ladungsträgeraufheizung

Bei der bisherigen Diskussion wurden verschiedene Modelle zum Transport betrachtet. Im Ein-Elektron-Bild wurde jedoch stets eine Aufheizung der Ladungsträger vernachlässigt. Diese Vereinfachung ist bei hohen elektrischen Feldern meist nicht mehr ausreichend. Um die Aufheizung der Ladungsträger zu verstehen, muß man das Ein-Elektron-Bild verlassen und die Statistik der Elektronen betrachten. Wir beschreiben die energetische Verteilung der Elektronen durch eine Boltzmannverteilung $\exp(-E/\mathrm{k_B}T_\mathrm{e})$. Die dem Elektronen-

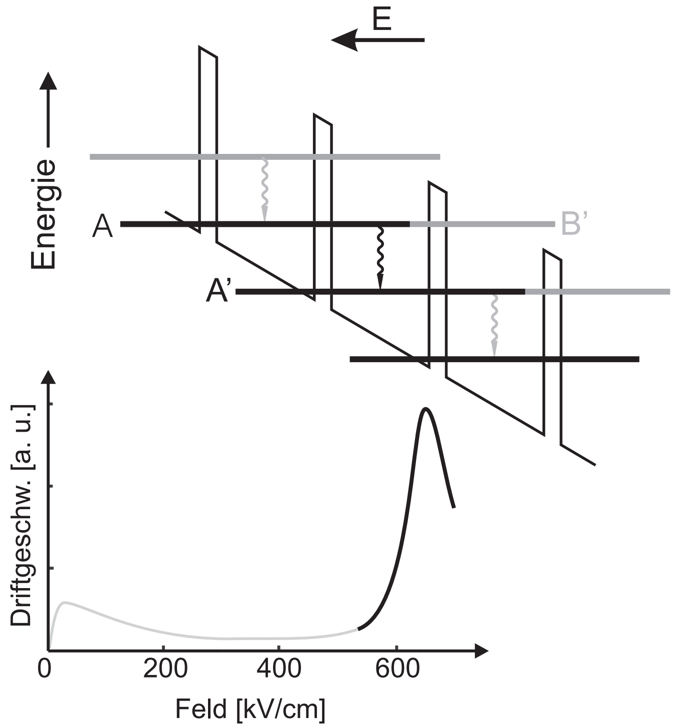


Abbildung 1.9: *Potentialverlauf eines GaAs/AlAs-Übergitters im elektrischen Feld der Stärke* 670 kV/cm*; das Elektron kann resonant von einem Quantentopf in den benachbarten tunneln; die Driftgeschwindigkeit nimmt zu.*

system zugeordnete Temperatur ist mit T_e bezeichnet. Die Boltzmannverteilung zur Beschreibung des Elektronensystems ist vernünftig unter der Voraussetzung, daß die Elektron-Elektron-Streuung im Vergleich zur Elektron-Phonon-Streuung sehr schnell ist [29, 31]. Die Energiebilanz der Ladungsträger für ein nichtentartetes Elektronengas lautet [30]:

$$\mathrm{k_B}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}T_\mathrm{e} = \underbrace{\mathrm{e}\mu E^2}_{\text{Energiezufuhr}} - \underbrace{\frac{3}{2}\mathrm{k_B}\frac{(T_\mathrm{e}-T)}{\tau_\epsilon}}_{\text{Verlustrate}}, \qquad (1.25)$$

dabei ist $\mathrm{k_B}$ die Boltzmannkonstante, μ die Beweglichkeit der Ladungsträger, E das angelegte elektrische Feld, τ_ϵ die charakteristische Zeit für die Energierelaxation der Elektronen und T die Temperatur des Gitters. Durch das angelegte elektrische Feld E wird dem Elektronensystem Energie zugeführt. Dabei heizt sich das Elektronensystem auf. Ein Teil der Energie wird an das Kristallgitter abgegeben und geht dem Elektronensystem verloren. Die Verlustrate wird durch die Energierelaxationszeit τ_ϵ beschrieben (Relaxationszeit-Näherung). Der Energieverlust an das Kristallgitter ist umso größer, je mehr sich die Temperatur T_e des Elektronensystems von der Temperatur T des Gitters unterscheidet. Das Elektronensystem heizt sich bis zu einer maximalen Temperatur $T_\mathrm{e}^\mathrm{max}$ auf, bei der der Energiegewinn aus dem elektrischen Feld gleich dem Energieverlust an das Kristallgitter ist. Die Elektronentemperatur bleibt dann konstant. Für den stationären Fall ($\dot{T}_\mathrm{e} = 0$) kann die Temperatur der Elektronen leicht berechnet werden:

$$\mathrm{e}\mu E^2 = \frac{3}{2}\mathrm{k_B}\frac{(T_\mathrm{e}^\mathrm{max} - T)}{\tau_\epsilon} . \tag{1.26}$$

Für ein elektrisches Feld von $E = 400\,\mathrm{kV/cm}$ und einer Energierelaxationszeit von $\tau_\epsilon = 0{,}5\,\mathrm{ps}$ [31, 30] heizt sich das Elektronensystem bis auf eine Temperatur von $T_\mathrm{e}^\mathrm{max} = 65\,000\,\mathrm{K}$ auf.

Bereits bei Elektronentemperaturen um 2500 K befinden sich auf Grund der Boltzmannverteilung der Ladungsträgerenergien 20 % der Ladungsträger im 2. Niveau und 1 % der Ladungsträger im Kontinuumband. Da Elektronen im Kontinuumband eine sehr viel größere ($\mu \approx 100\,\mathrm{cm^2/Vs}$ [31]) Beweglichkeit besitzen als in den Niveaus ($\mu < 1\,\mathrm{cm^2/Vs}$), können sie durch das elektrische Feld mehr Energie aufnehmen als Ladungsträger, die in den Niveaus nahezu lokalisiert sind. Wenige Ladungsträger im Kontinuumband reichen aus, um durch Elektron-Elektron-Stöße weitere Ladungsträger aus den Quantentöpfen zu befreien. Die neu befreiten Elektronen gewinnen ihrerseits Energie aus dem elektrischen Feld und befreien weitere Ladungsträger. Dieser Prozeß entspricht einer positiven Rückkopplung. Die Aufheizung des Elektronensystems geschieht lawinenartig und setzt ab einer bestimmten kritischen Feldstärke ein.

In der Arbeitsgruppe um Prof. Schöll wurden Kennlinien für Übergitter unter Berücksichtigung des Einflusses der Elektronentemperatur berechnet. Dabei wurde die beschriebene Relaxationszeit-Näherung verwandt. Die Auswirkung der Aufheizung des Elektronensystems auf die Kennlinien-Charakteristik konnte über die Verteilung der Elektronen auf die Minibänder und das Kontinuumband bestimmt werden (Abb. 1.10). Folgendes hat sich gezeigt [31]: Kennlinien, die unter Berücksichtigung der Aufheizung des Elektronensystems berechnet wurden (*durchgezoge-*

ne Linie in Abb. 1.10), weichen speziell bei großen elektrischen Feldern erheblich von Kennlinien ab, die ohne Elektronenaufheizung berechnet wurden (*gepunktete Linie* in Abb. 1.10). In einem Bereich der Feldstärke

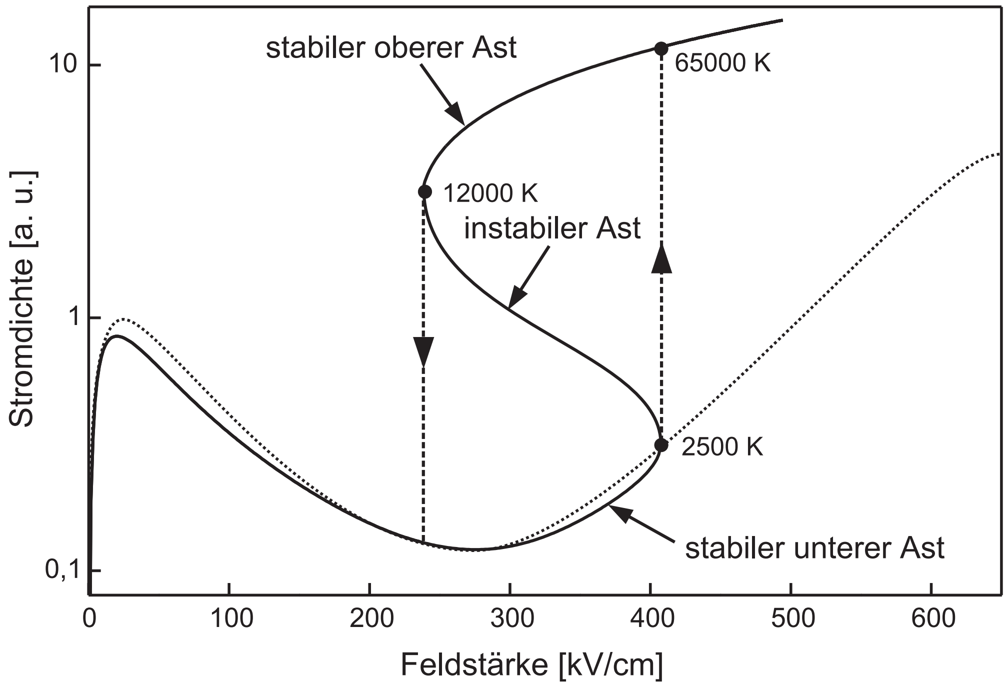


Abbildung 1.10: *Berechnete Kennlinie eines GaAs/AlAs-Übergitters mit (durchgezogen) und ohne (gepunktet) Berücksichtigung der Elektronenaufheizung; neben dem vorderen N-förmigen Teil der Kennlinie wurde ein S-förmiger Verlauf in einem Feldstärkebereich von* 240 – 410 kV/cm *gefunden.*

von 240 bis 410 kV/cm erhält man einen S-förmigen Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie. In diesem Feldstärkebereich der Kennlinie zeigt das System eine negative differentielle Leitfähigkeit. Für ein konstantes elektrisches Feld existieren im Bereich 240 – 410 kV/cm zwei stabile Äste der Kennlinie: ein unterer Ast mit niedriger Leitfähigkeit und ein oberer Ast mit hoher Leitfähigkeit. Durch Änderung der elektrischen Feldstärke kann man zwischen den beiden Ästen entlang der gestrichelt eingezeichneten Linie wechseln (Abb. 1.10). Beim Übergang vom unteren Ast in den oberen Ast steigt die Elektronentemperatur sehr stark an (von 2500 K auf 65 000 K).

Ausgelöst wird der Temperaturanstieg durch die rasant wachsende Zahl der Kontinuumelektronen. Es folgt eine Beschreibung, wie in einem eindimensionalen Modell die Elektronen aus den Quantentöpfen befreit werden können und ins Kontinuumband des Übergitters gelangen (Abb. 1.11). Ein Elektron

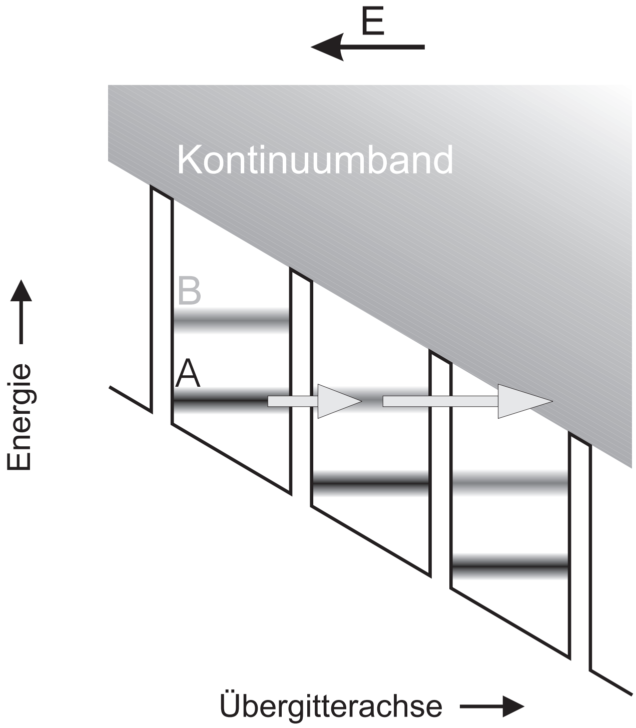


Abbildung 1.11: *Potentialverlauf eines GaAs/AlAs-Übergitters im elektrischen Feld der Stärke* 670 kV/cm*; Elektronen können von Niveau A über Niveau B in das Kontinuumband der Halbleiter-Übergitters tunneln.*

kann bedingt durch das elektrische Feld resonant aus dem unteren Niveau A in das oberen Niveau B des benachbarten Quantentopfs tunneln. Von Niveau B kann das Elektron über einen weiteren Tunnelprozeß in das Kontinuumband des Übergitters gelangen. Vorausgesetzt werden muß dafür, daß die Elektron-Phonon-Streuung hinreichend langsam ist [29], so daß das Elektron nicht von Niveau B ins Niveau A relaxieren kann. Elektronen erreichen innerhalb weniger Perioden des Übergitters das Kontinuumband. Im Kontinuumband besitzen die Elektronen eine um mehrere Größenordnungen höhere Beweglichkeit. Dort werden sie durch das elektrische Feld beschleunigt und können durch Elektron-Elektron-Stöße weitere Ladungsträger aus den unteren Niveaus befreien.

Kapitel 2

Experimentelle Anordnung

2.1 Herstellung eines Halbleiter-Übergitters

Die Herstellung eines Halbleiter-Übergitters kann in zwei Abschnitte eingeteilt werden: das Wachstum der Übergitterstruktur mittels MBE und die Strukturierung in Mesaelemente. In dem MBE-Laboratorium des Physikalisch-Technischen Instituts (Ioffe Institute) der Russischen Akademie der Wissenschaften in St. Petersburg in der Gruppe von Prof. Kop'ev wurde eine Übergitterstruktur gewachsen. Anschließend wurde ein Teil dieses Übergitters von Dr. Pavel'ev am Department of Radiophysics der Universität Nizhny Novgorod strukturiert.

2.1.1 Struktur des Übergitters

Das Wachstum des Übergitters erfolgte mittels Molekularstrahlepitaxie. Das Übergitter setzte sich aus mehreren epitaktisch gewachsenen Halbleiterschichten zusammen (Abb. 2.1). Auf ein GaAs-Substratmaterial wurde zuerst eine 0,2 μm dicke Bufferschicht, bestehend aus hochdotiertem ($2 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$) GaAs, aufgewachsen, um Gitterfehler des Substrats auszugleichen. Die eigentliche Übergitterstruktur ist zwischen zwei 0,05 μm dicken Übergangsschichten eingebettet. Schließlich wurde eine 0,3 μm dicke oberste Bufferschicht, bestehend aus GaAs, gewachsen, auf die später ohmsche Kontakte aufgebracht wurden. Die Übergitterstruktur bestand aus 120 Perioden, die sich jeweils aus 17 Monolagen GaAs und 3 Monolagen AlAs zusammensetz-

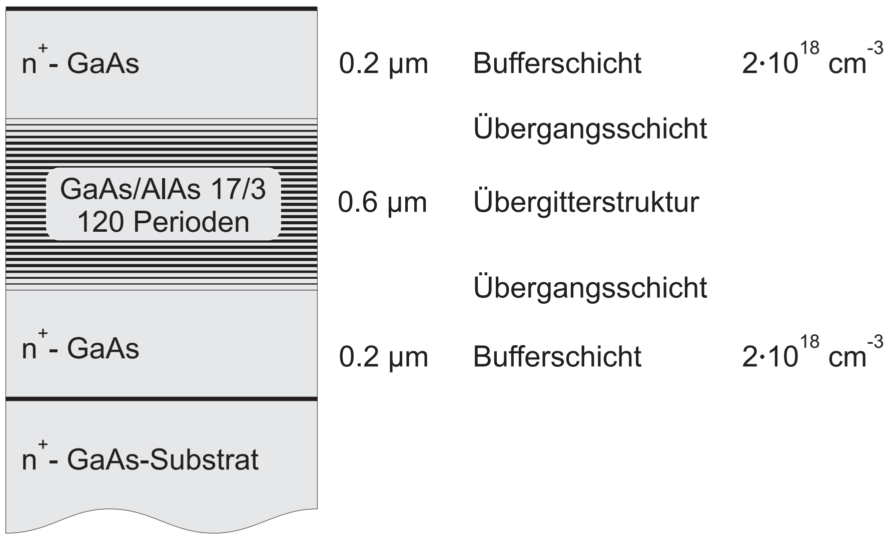


Abbildung 2.1: *Schichtstruktur des untersuchten GaAs/AlAs-Übergitters.*

ten. Das Übergitter war nominell mit $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ Si-Atomen n-dotiert und hatte eine Länge von 0,68 μm. Eine nachträglich durchgeführte CV-Messung zur Bestimmung der Dotierung zeigte, daß die Dotierung unterhalb der Meßgenauigkeit der CV-Messung von $1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ lag [32]. Die Übergangsschichten sorgten für einen stufenlosen Angleich der Bandstruktur und der Dotierung an die GaAs-Bufferschichten. In den Übergangsschichten wurde durch Variation der Barrierendicke (Abb. 2.2 *rechts*) die Leitungsbandunterkante des GaAs-Bulk-Materials an die Minibandunterkante des Übergitters angepaßt. Zudem wurde die Dotierung kontinuierlich von $2 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ Si-Atomen in den hochdotierten Schichten auf die Dotierkonzentration des Übergitters abgesenkt (Abb. 2.2 *links*).

Die Qualität des Übergitterwachstums wurde mittels Photolumineszenzspektren untersucht. Die Photolumineszenzuntersuchungen wurden mit einem Ar-Ionen-Laser mit einer Leistung von 400 mW durchgeführt. Um Photolumineszenzdaten über das Übergitter zu erhalten, wurde die oberste Bufferschicht durch naßchemisches Ätzen abgetragen. Abbildung 2.3 zeigt zwei Photolumineszenzspektren, die bei 77 K aufgenommen wurden. Bei einer Energie von 1,528 eV fand sich ein breites Maximum (Abb. 2.3 *links*). Das Spektrum wurde vor dem Entfernen der GaAs-Bufferschicht aufgenommen. Die Energie des Maximums entspricht in etwa dem Übergang eines ange-

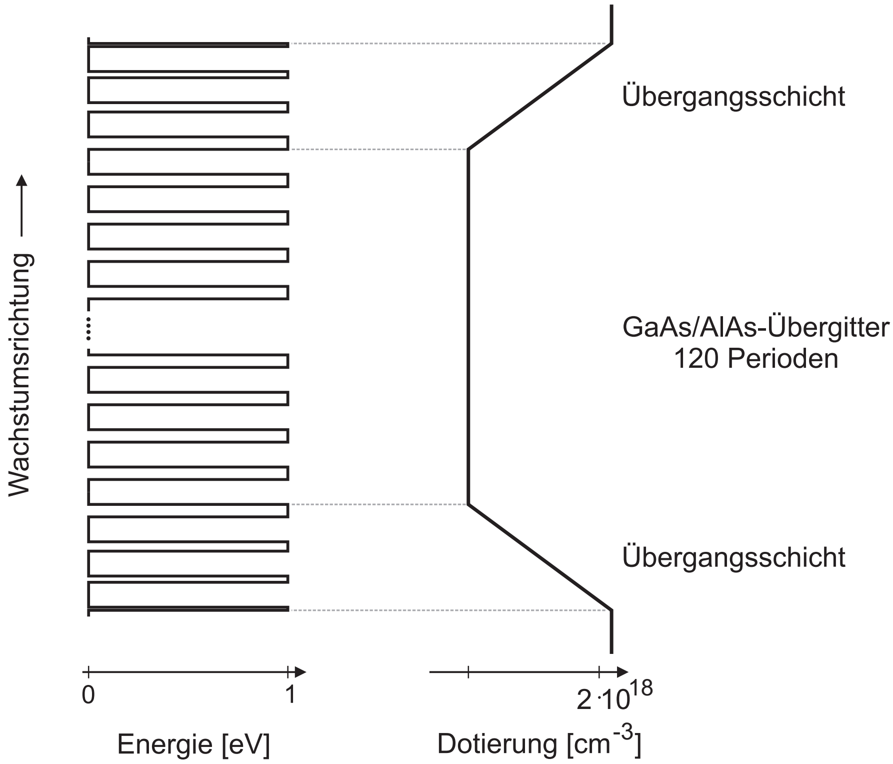


Abbildung 2.2: *Leitungsbandunterkante (links) und Dotierprofil (rechts) des Übergitters; in den Übergangsschichten wird die Dotierung von* $2 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ *auf das Dotierniveau des Übergitters abgesenkt.*

regten Elektrons von der Leitungsbandunterkante bei GaAs zum schweren Lochzustand des Valenzbandes. Nach dem Entfernen der GaAs-Bufferschicht wurde das Photolumineszenzspektrum rechts daneben aufgenommen (Abb. 2.3 *rechts*). Das Maximum des Spektrums lag bei 1,627 eV. Elektronen rekombinierten von der Minibandunterkante in den schweren Lochzustand des Valenzbandes. Der Abstand der Maxima betrug 99 meV. Dies stimmt gut mit dem in Tabelle 1.1 angegebenen Wert von 93 meV für den Abstand der Minibandunterkante zur GaAs-Leitungsbandunterkante überein. Anhand der Position des Lumineszenzpeaks läßt sich folglich eine Aussage über die energetische Lage des untersten Minibandes und damit indirekt über die Dicken der Barrieren- und Trogschichten treffen.

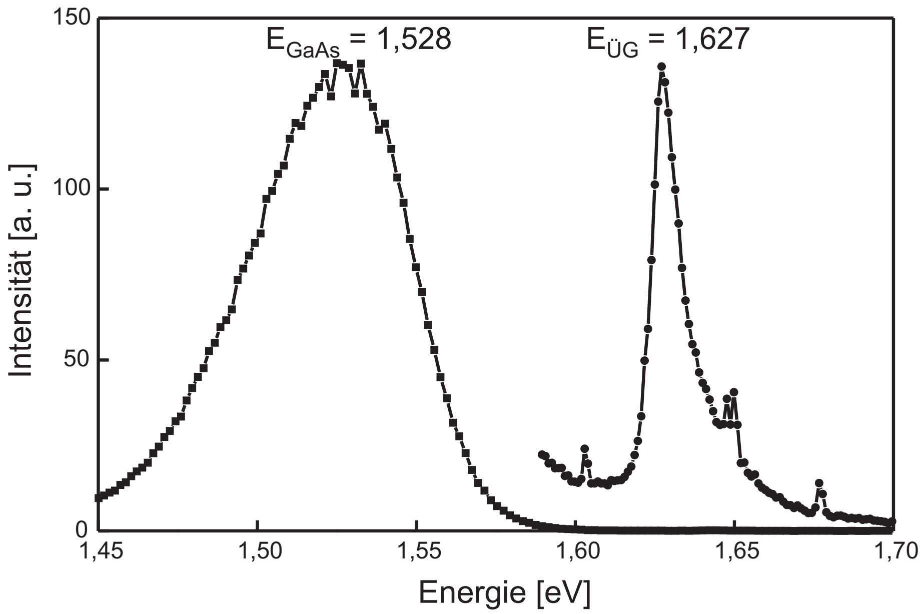


Abbildung 2.3: *Photolumineszenzspektren der GaAs-Bufferschicht (links) und des Halbleiter-Übergitters (rechts); aufgenommen bei 77 K.*

2.1.2 Strukturierung

Bevor Transportuntersuchungen durchgeführt wurden, ist das Übergitter in Mesaelemente strukturiert und mit ohmschen Kontakten versehen worden (Abb. 2.4). Die Mesaelemente wurden in mehreren Schritten durch photolithographische Verfahren, elektrolytische Abscheidung von Goldkontakten und naßchemisches Ätzen geformt.

1. Aufbringen von Photolack mittels Lackschleuder; Belichtung und Entwicklung des Photolacks; die Mesaelemente werden später an den nicht mit Photolack bedeckten Stellen stehen bleiben.

2. Elektrolytische Abscheidung von Gold-, Germanium-, Nickel-Schichten; die abgeschiedenen Schichten sind zusammen ca. 1 μm dick; Entfernen des Photolacks; durch anschließendes Tempern der Gold-, Germanium- und Nickel-Schichten wird eine ohmsche Verbindung zwischen Halbleiter und Goldkontakt hergestellt.

3. Naßchemisches Ätzen der Übergittermesas; die Goldkontakte dienen

dabei als Ätzmaske für die Mesaelemente.

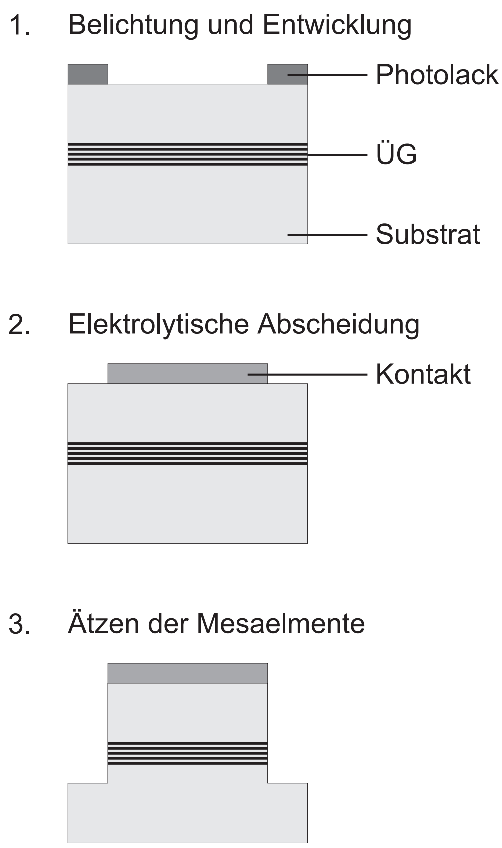


Abbildung 2.4: *Herstellung der Übergittermesas in drei Schritten: 1. Belichtung und Entwicklung des aufgeschleuderten Photolacks; 2. elektrolytische Abscheidung der Goldkontakte 3. Ätzen der Mesaelemente.*

Nach der Strukturierung standen Mesaelemente verschiedener Größe zur Verfügung. Die Querschnittsfläche der untersuchten Übergittermesas reichte von $100\,\mu\mathrm{m}^2$ bis $250\,\mu\mathrm{m}^2$. Der Querschnitt der Mesas war rechteckig. Alle Mesas hatten eine Breite von $10\,\mu\mathrm{m}$ und differierten in ihrer Länge. Die ohmschen Kontakte wurden so angebracht, daß eine Kontaktierung der Übergittermesas in einer Ebene möglich war. Der Strom floß entlang der Übergitterachse.

Anmerkung

Die untersuchten und in dieser Arbeit vorgestellten Übergittermesas wurden von Dr. Pavel'ev in Nizhny Novgorod strukturiert. In Regensburg sind weitere Mesaelemente aus dem gleichen Wafer strukturiert worden. Die Kennlinien der in Regensburg hergestellten Mesaelemente unterschieden sich in ihren elektrischen Eigenschaften erheblich. Charakteristische Merkmale wie das in der Theorie diskutierte Schaltverhalten oder ein hysteretischer Verlauf der Kennlinie wurde nicht beobachtet. Der Strom durch das Übergitter stieg exponentiell mit der Spannung an; bei 18 V floß ein Strom von ca. 10 mA. Bei höheren Spannungen wurde das Übergitter-Bauelement zerstört. Es ist noch unklar, warum die in Regensburg strukturierten Proben in ihren elektrischen Eigenschaften ein anderes Verhalten zeigten.

2.2 Meßaufbau

Das Übergitter befand sich bei allen Messungen auf Zimmertemperatur. Das Übergitter wurde über einen Hochfrequenztastkopf (PICOPROBE 67A) kontaktiert (Abb. 2.5). Der Tastkopf besaß zwei Kontaktspitzen, deren Abstand 100 μm betrug. Zur Kontaktierung des Übergitters wurde der Tastkopf über eine Mikropositionier-Einheit gesteuert. Der Stromkreis wurde durch das Übergitter, das Substrat und ein zweites, großes Mesaelement geschlossen. Eine angelegte Spannung fiel hauptsächlich an dem kleinen Mesaelement, dem Übergitter, ab, welches als aktives Element arbeitete. Das große Mesaelement wirkte lediglich als ohmscher Widerstand ($< 100\,\Omega$) und nahm keinen Einfluß auf die Messung. Die in dieser Arbeit vorgestellten Kennlinien (Kapitel 3) wurden mit einem Parameteranalyser HP 4155A der Firma HEWLETT PACKARD gemessen. Sowohl stromkontrollierte als auch spannungskontrollierte Aufzeichnungen der Kennlinie waren möglich.

Zur Messung von selbsterregten Oszillationen (Kapitel 4) wurde das Übergitter mit einer Konstantstromquelle (KEITHLEY 238) verbunden (Abb. 2.6). Die Oszillationen wurden mit einem Sampling-Oszilloskop (HP 5411 D) registriert. Die zeitliche Auflösung des Geräts betrug 1 GHz (2,5 GS/s). Das Gerät besaß zwei Eingänge (jeweils 6,5 pF und wahlweise $50\,\Omega$ oder $1\,\mathrm{M}\Omega$

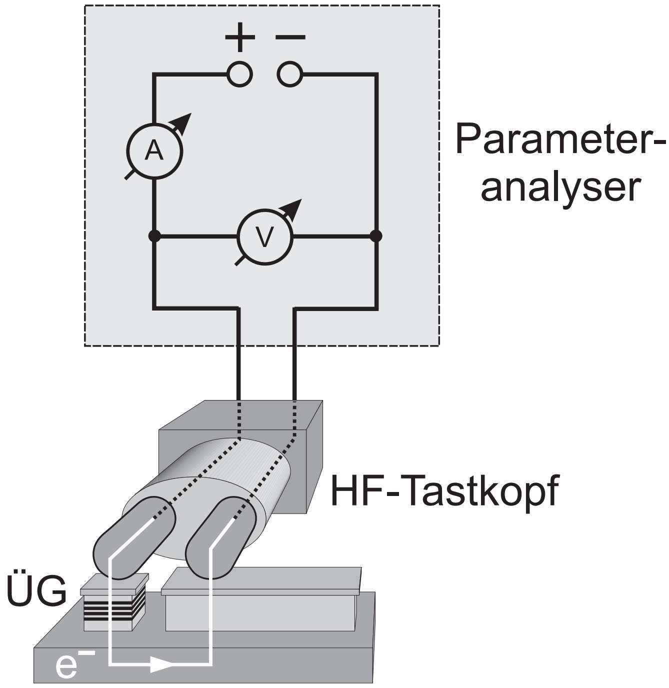


Abbildung 2.5: *Kontaktierung des Übergitters mittels HF-Tastkopf.*

Eingangsimpedanz), so daß es möglich war, den zeitlichen Verlauf von Strom (Kanal 1) und Spannung (Kanal 2) gleichzeitig zu messen. Die Zuleitungen zum Oszilloskop waren RG58 Koaxial-Kabel. Sie waren ca. 8 m lang, besaßen eine spezifische Kapazität von 100 pF/m und eine spezifische Induktivität von 250 nH/m.

Ein Frequenzspektrum ist mit einem Spektrumanalysator (Tektronix 2782) aufgenommen worden (Abb. 2.7). Dazu wurde der Wechselstromanteil vom Gleichstromanteil durch eine Gleichstrom-Wechselstrom-Weiche (Bias-Tee) der Firma Picosecond getrennt. Das Bias-Tee besaß eine Kapazität von 0,02 μF, eine Induktivität von 1 mH und eine Dämpfung von 0,4 dB.

Zur Bestimmung der Schaltzeiten (Kapitel 5) wurde als RF-Strahlungsquelle ein Synthetisator HP 83732 A (100 kHz bis 20 GHz) verwendet. Die Leistung der Strahlungsquelle konnte kontinuierlich bis 30 dBm (entspricht 1 W) geregelt werden.

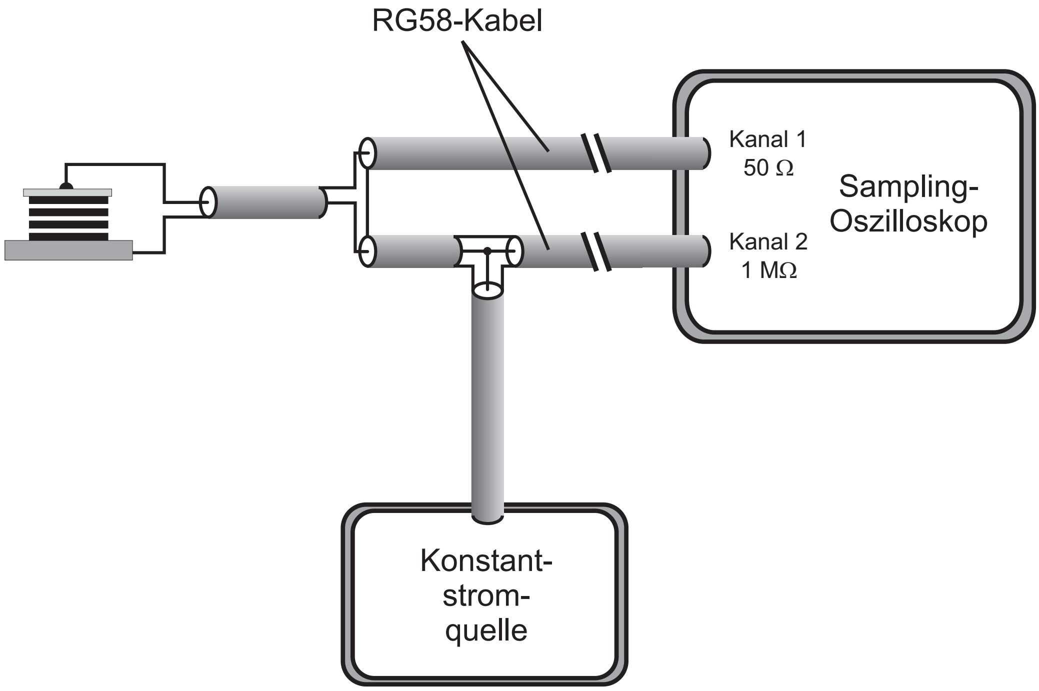


Abbildung 2.6: *Versuchsaufbau zur Messung von Strom- (Kanal 1) und Spannungsoszillationen (Kanal 2).*

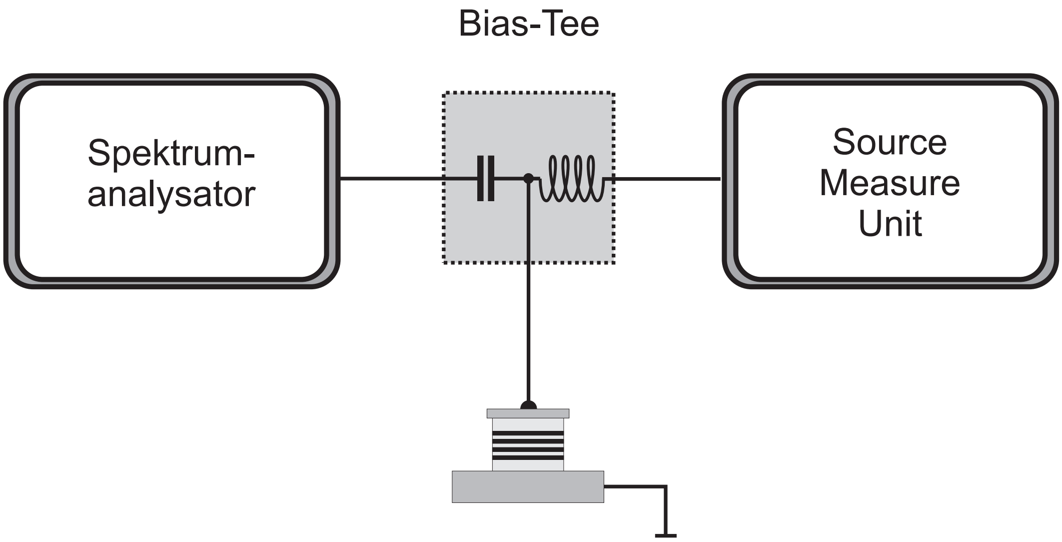


Abbildung 2.7: *Aufbau zur Messung des Frequenzspektrums; der Wechselstromanteil wird durch ein Bias-Tee vom Gleichstromanteil getrennt.*

Kapitel 3

Untersuchungen des statischen Transports

Für die Untersuchungen von Transporteigenschaften sind die Kennlinien eines Bauelements in der Halbleiterphysik von zentraler Bedeutung. Speziell bei bistabilen Bauelementen hängen die Kennlinien von der Lastgerade der Messung ab. In dieser Arbeit wird zwischen zwei Arten der Messung von Kennlinien unterschieden:

- I(U)-Kennlinie: der Strom durch das Bauelement wird in Abhängigkeit der angelegten Spannung gemessen (Abschnitt 3.1).
- U(I)-Kennlinie: der Spannungsabfall am Bauelement wird in Abhängigkeit des eingeprägten Stroms gemessen (Abschnitt 3.2).

3.1 I(U)-Kennlinie des Übergitters

Das Übergitter-Bauelement wurde mit einer Konstantspannungsquelle (Spannung U) so verbunden, daß ein Strom I durch das Übergitter floß. Die Richtung des Stroms wurde so gewählt, daß die Elektronen vom Kontakt zum Substrat durch das Übergitter flossen (Abb. 3.1). Das Übergitter hatte eine Querschnittsfläche von $250\,\mu\text{m}^2$ und befand sich auf Zimmertemperatur. Die Kennlinie des Übergitters ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Kennlinie zeigte zwei Zustände: einen Zustand mit niedrigem Leitwert ($G_1 \approx 6 \cdot 10^{-8}\,\Omega^{-1}$)

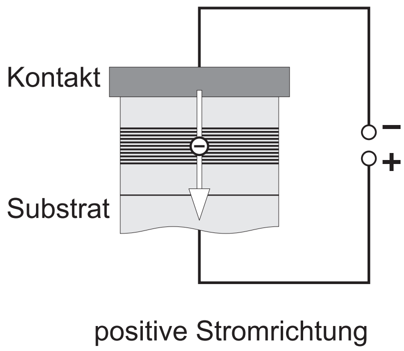


Abbildung 3.1: *Stromrichtung bei den Messungen der Kennlinien: die Elektronen fließen vom Kontakt zum Substrat.*

und einen Zustand mit höherem Leitwert ($G_2 \approx 8 \cdot 10^{-4}\,\Omega^{-1}$). In einer zweiten Grafik (Abb. 3.2 *oben*) ist der Zustand mit niedrigem Leitwert zur Verdeutlichung um einen Faktor 1000 vergrößert dargestellt. Für Spannungen von 3 V bis 17 V blieb der Strom nahezu konstant (etwa 2 μA). Bei ca. 18 V zeigte sich ein sprunghafter Übergang vom niedrigleitenden zum höherleitenden Zustand. Bei diesem Übergang erhöhte sich der Strom um drei Größenordnungen (auf etwa 6 mA). Der Zustand mit höherem Leitwert blieb bei Reduzierung der Spannung bis ca. 14 V erhalten. Bei kleineren Spannungen schaltete das Übergitter sprunghaft in den niedrigleitenden Zustand zurück. Die Kennlinie zeigte also eine Bistabilität in Form einer Hysteresekurve.

Die Eigenschaft, zwei stabile Zustände mit entweder niedrigem oder hohem Leitwert einnehmen zu können, macht das Übergitter zu einem Schalter. Eine Reihe von Bauelementen, die ebenfalls eine bistabile Kennlinie aufweisen und zwischen einem „EIN"- und einem „AUS"-Zustand schalten können, werden in der Familie der Thyristoren zusammengefaßt [33]. Charakteristisch für Thyristoren ist eine Vervielfachung von Ladungsträgern, meist durch Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, ab einer bestimmten Schwellspannung (Avalanche-Durchbruch). Die Schwellspannung kann vielfach durch eine Steuerelektrode (Gate) beeinflußt werden. Die Ladungsträgervervielfachung geschieht lawinenartig und führt zu einer starken Aufheizung des Ladungsträgersystems. Eine spezielle Art des Thyristors ist der Diac (engl.: **di**ode **ac** switch). Ein Diac ist ein Bauelement, dessen symmetrischer Aufbau sich im einfachsten Fall aus drei Schichten unterschiedlicher Dotierung

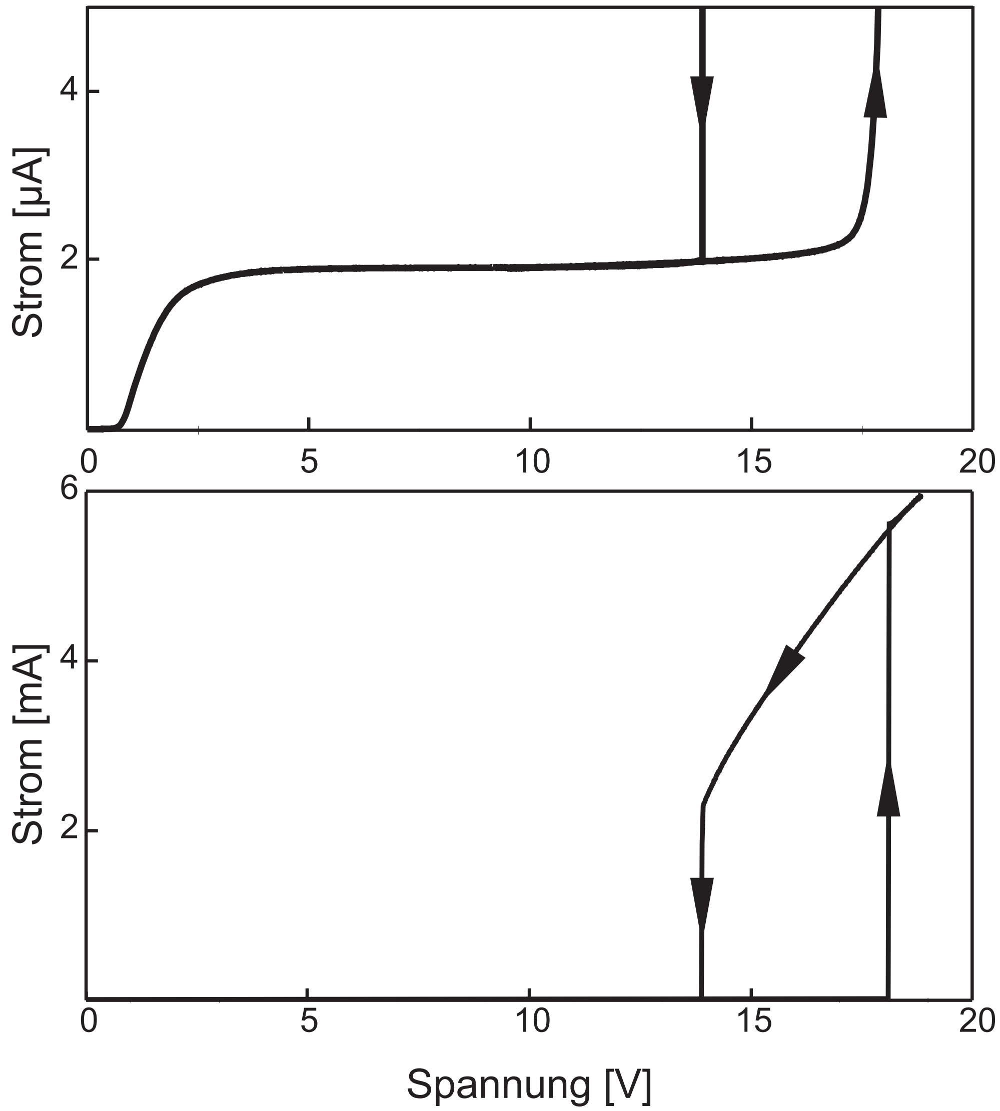


Abbildung 3.2: *Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie des GaAs/AlAs-Übergitters; der niedrigleitenden Bereich ist zusätzlich um einen Faktor 1000 vergrößert dargestellt (oben); die Pfeile deuten die Richtung an, in der die Hysterese durchlaufen wird.*

zusammensetzt ($n-p-n$). Durch den symmetrischen Aufbau kann der Diac sowohl in positiver als auch in negativer Vorspannungsrichtung als Schalter eingesetzt werden.

Das Schalten eines Übergitters ähnelt dem eines Diacs. Der Übergang vom niedrigleitenden in den höherleitenden Zustand wird durch ein lawinenartiges Anwachsen der Ladungsträgerzahl mit hoher Beweglichkeit verursacht. Ähnlich wie beim Diac besitzt auch das Übergitter prinzipiell eine symmetrische Kennlinie; d. h. das Schalten sollte unabhängig von der Polung des Übergitters auftreten. Dies läßt sich auf Grund des symmetrischen Aufbaus eines Übergitters leicht verstehen und konnte experimentell auch verifiziert werden. Doch zeigte sich für die negative Spannungsrichtung eine wesentlich kürzere Lebensdauer des Übergitter-Schalters. Negative Vorspannungen bis 20 V führten nach kurzer Zeit (< 1 s) zur Zerstörung des Bauelements. Es wird vermutet, daß sich bei negativer Vorspannung das Übergitter stärker erwärmt. Grund dafür ist wahrscheinlich eine asymmetrische Abfuhr der Wärme. Die bei hohen Stromdichten entstehende Wärme wird größtenteils zum Substrat hin abgeführt.

3.1.1 Vergleich: Experiment und Theorie

In Abbildung 3.3 ist ein Vergleich zwischen berechneter (*oben*) und gemessener (*unten*) Kennlinie zu sehen. Die Berechnungen wurden von der Arbeitsgruppe um Prof. Schöll durchgeführt [31]. Grundlage für die Berechnungen war das in Abschnitt 1.3.4 vorgestellte Modell. Die Dotierung des Übergitters wurde für die Berechnungen mit $1 \cdot 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ angesetzt. Die berechnete Kennlinie zeigt im vorderen Teil einen Bereich negativer differentieller Leitfähigkeit. Im hinteren Teil ist eine ausgeprägte Hysterese zu erkennen. Der Verlauf der experimentellen Kennlinie wird vom Modell qualitativ beschrieben. Die Hysterese der experimentellen Kennlinie ist gegenüber der berechneten Kennlinie zu niedrigeren Spannungen hin verschoben, und der Spannungsbereich der Hysterese ist im Experiment kleiner.

Für die Simulationsrechnungen wurde eine homogene Feldverteilung im Übergitter vorausgesetzt [34]. Eine Ladungsträgerinjektion an den Kontaktbereichen des Übergitters, die in den Simulationsrechnungen unberück-

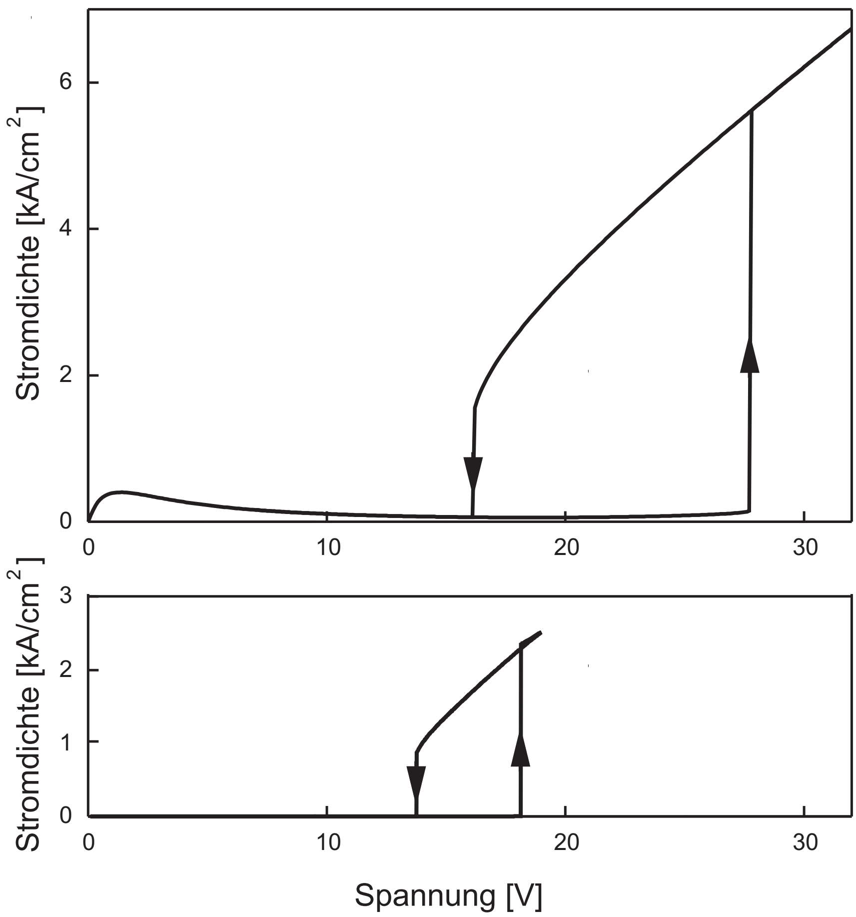


Abbildung 3.3: *Vergleich zwischen berechneter (oben) und gemessener (unten) Kennlinie.*

sichtigt blieb, kann im Experiment eine räumlich inhomogene Feldverteilung verursachen [22]. An der Kathode des Übergitters kommt es auf Grund der Ladungsträgerinjektion zu einer Reduktion der Feldstärke, an der Anode hingegen zu einer starken Erhöhung. Diese inhomogene Feldverteilung könnte erklären, warum die Übergänge zwischen höher- und niedrigleitenden Zuständen bei niedrigeren Spannungen stattfinden, als in der Rechnung vorhergesagt.

Schwell- (U_t) und Haltespannung (U_h) weichen zwischen Experiment und Theorie ab. Die theoretischen Werte für U_t und U_h entspringen der Simulationsrechnung. In dem Modell, das der Simulationsrechnung zugrunde liegt, wird die Aufheizung der Elektronen in stark vereinfachter Weise beschrieben. Die Energieverteilung der Elektronen wird mit einer Boltzmann-Verteilung angenähert und dem Elektronensystem wird eine Elektronentemperatur zugeordnet. Im Experiment ist von einer komplizierteren Verteilung der Elektronenenergien auszugehen. Das Elektronensystem befindet sich in einem Nicht-Gleichgewichtszustand und eine Elektronentemperatur ist nicht definiert.

Die experimentelle Kennlinie weist über einen weiten Bereich (3 V – 18 V) eine Sublinearität auf. Eine negative differentielle Leitfähigkeit, wie sie im vorderen Teil der berechneten Kennlinien zu sehen ist, wird nicht beobachtet. Sibille et al. [4] konnten allerdings zeigen, daß eine Sublinearität in der Kennlinie eines schwach dotierten Übergitters auf eine negative differentielle Geschwindigkeit der Elektronen zurückgeführt werden kann, und daß sich eine negative differentielle Leitfähigkeit in der Kennlinie auf Grund einer starken Inhomogenität des elektrischen Feldes nicht ausbilden kann.

Unterschiede zwischen Experiment und Theorie existieren auch bezüglich der Amplitude des Stroms im niedrigleitenden Zustand. Grund dafür könnte sein, daß bei kleinen Feldstärken die Ladungsträger in tiefen Störstellen gefangen sind und erst beim Übergang in den höherleitenden Zustand freigesetzt werden. Ein ohmscher Verlauf der Übergitter-Kennlinie nahe $U = 0$ wurde nicht beobachtet. Ein möglicher Heteroübergang an den Kontaktbereichen des Übergitters ist eine Erklärung für dieses Verhalten.

3.2 U(I)-Kennlinie des Übergitters

In diesem Abschnitt wird eine Kennlinie vorgestellt, bei der ein Übergittermesa an eine Konstantstromquelle angeschlossen wurde. Das Übergittermesa hatte eine Fläche von $150\,\mu\mathrm{m}^2$. In Abbildung 3.4 ist die Kennlinie des Übergitters dargestellt. Es wurde der Strom vorgegeben und das zeitliche Mittel[1] der am Übergitter abfallenden Spannung gemessen. Das Übergitter zeigte zwei stabile Zustände mit niedrigem und höherem Leitwert. Die Zustände entsprachen denen, die auch in der $I(U)$-Kennlinie beobachtet wurden. Die am Übergitter abfallende Spannung stieg für kleine Ströme ($< 150\,\mu$A) bis

[1] Für jeden Meßwert wurde über eine Zeit von 20 ms gemittelt.

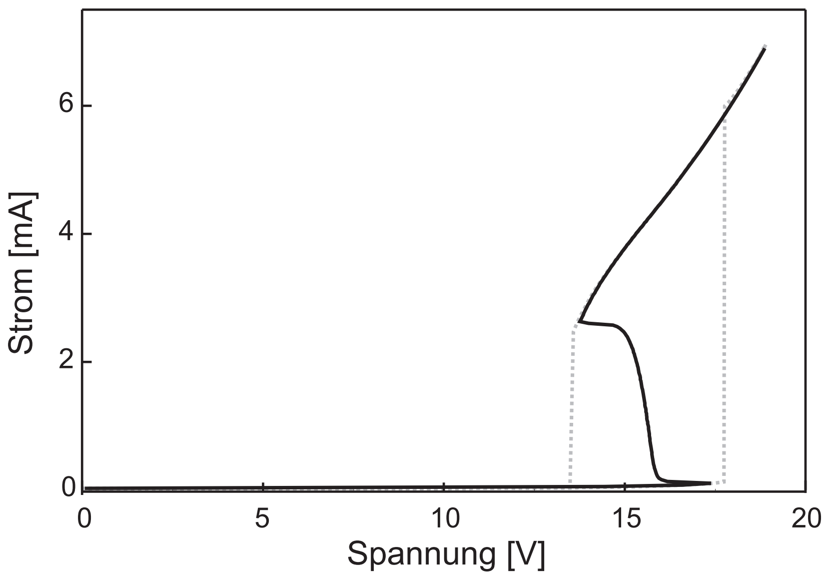


Abbildung 3.4: *Kennlinie des Übergitters bei stromkontrollierter Messung; zum Vergleich ist zusätzlich die Hysterese bei spannungskontrollierter Messung abgebildet (gestrichelt).*

17 V steil an (Abb. 3.4). Zwischen 200 μA und 3 mA besaß die Kennlinie einen Bereich negativen differentiellen Leitwerts. In diesem Bereich sank die Spannung am Übergitter auf ca. 14 V ab. Das Absinken der Spannung erfolgte in einer charakteristischen Weise. Im Bereich des negativen differentiellen Leitwerts war die am Übergitter abfallende Spannung zeitlich nicht konstant. Man beobachtete Spannungsoszillationen, deren Frequenz stark vom vorgegebenen Strom abhing. Im folgenden Kapitel 4 soll auf die Spannungsoszillationen näher eingegangen werden. Für Ströme größer als 3 mA erfolgte ein linearer Anstieg der Spannung.

3.2.1 Hinweis auf Stromfilamente

Bauelemente, deren Kennlinie eine negative differentielle Leitfähigkeit aufweist, zeigen in ihren elektrischen Eigenschaften häufig Instabilitäten. Solche Instabilitäten können abhängig von ihrer Art (N- oder S-förmig) zur Ausbildung von Ladungsträgerdomänen oder Filamentierung des Stroms führen [35]. Es wurden im Rahmen dieser Arbeit Kennlinien von Übergittern gefunden, die durch ihre Form Hinweise auf eine Filamentierung des Stroms geben. Die Argumentation stützt sich dabei hauptsächlich auf die Charakteristika von Kennlinien, die in anderen Systemen (theoretisch z. B. [35] – [37] und experimentell z. B. [39]) schon gefunden worden sind. Ein Experiment zur Visualisierung von Filamenten (wie z. B. in [38]) wurde nicht durchgeführt.

Abbildung 3.5 zeigt zwei berechnete Kennlinien einer HHED (**h**eterostructure **h**ot-**e**lectron **d**iode). Die Kennlinien wurden für eine homogene und eine inhomogene Stromdichteverteilung ermittelt und sind aus [35] schematisch übernommen. Die Kennlinien weisen zwei stabile Äste (*durchgezogen*) auf, die in beiden Fällen identisch sind. Im instabilen Bereich des Bauelements zeigen die berechneten Kennlinien jedoch einen unterschiedlichen Verlauf. Die gestrichelte, S-förmige Kennlinie entspricht dem Fall einer homogenen Stromdichte entlang des Querschnitts des Bauelements. Für eine räumlich nicht homogene Stromdichte ist eine zweite Kennlinie berechnet worden, die in Abbildung 3.5 gepunktet eingezeichnet ist. Man erkennt eine deutliche Abweichung zum homogenen Fall. Die Spannung, die am Bauelement abfällt, bleibt innerhalb eines bestimmten Strombereichs nahezu konstant. Die Ursache dafür sind Stromfilamente, die die am Bauelement abfal-

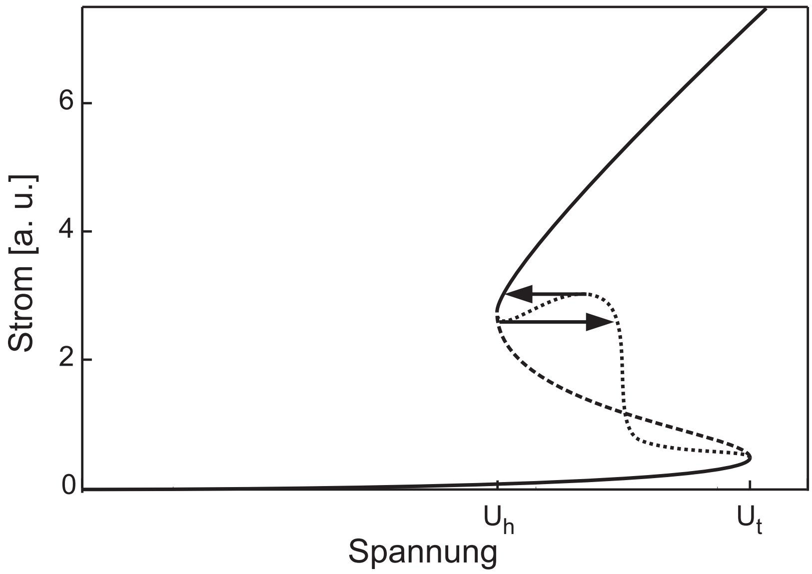


Abbildung 3.5: *Schematische Kennlinie bei homogener (gestrichelt) und inhomogener (gepunktet) Verteilung der Stromdichte (nach [35]).*

lende Spannung begrenzen [35]. Stromfilamente können durch kleine räumliche Fluktuationen in der Stromdichte entstehen, wenn das Bauelement im Bereich negativer differentieller Leitfähigkeit betrieben wird. Die in Abbildung 3.5 dargestellten Pfeile entsprechen Sprüngen in der Spannung. Im Experiment, bei dem der Strom durch das Bauelement konstant gehalten wird, springt die Spannung an den durch die Pfeile gekennzeichneten Stellen. Diese Sprünge markieren den Übergang zwischen einer räumlich homogenen und einer räumlich inhomogenen Stromdichte. Die Sprünge entstehen durch eine Wechselwirkung der Filamentbegrenzung mit dem Rand des Bauelements.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kennlinien lassen Rückschlüsse auf das Vorhandensein von Filamenten zu (Abb. 3.4 oder Abb. 3.6). Ähnlich wie bei den berechneten Kennlinien der HHED weicht die Kennlinie

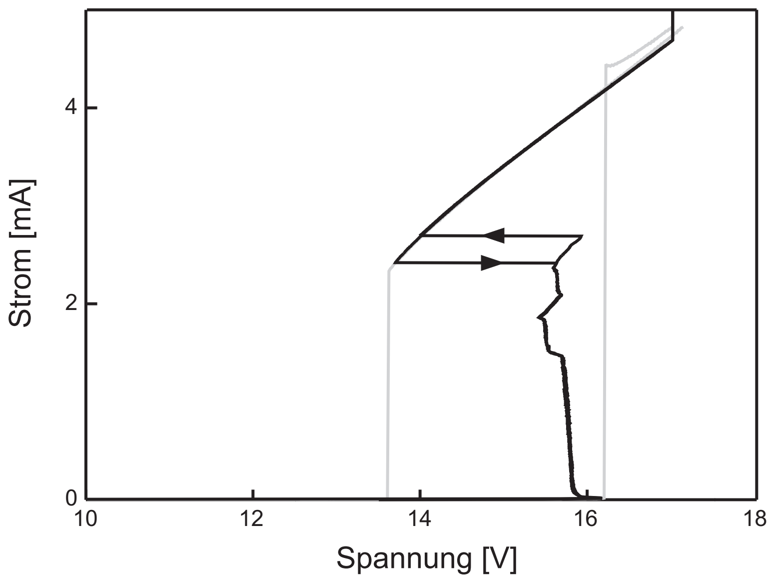


Abbildung 3.6: *Gemessene Kennlinie mit Sprüngen, die auf einen Übergang zwischen einer räumlich homogenen und einer räumlich inhomogenen Stromdichteverteilung hindeuten.*

des Übergitter-Schalters im instabilen Bereich deutlich von einem S-förmigen Verlauf ab, wie er für den Fall homogener Stromdichte berechnet worden ist [31]. Bei einzelnen Kennlinien (Abb. 3.6) wurden zudem Sprünge gefunden, die einen Hinweis auf eine räumlich inhomogene Stromdichte im Übergitter und auf die Existenz von Filamenten geben. Die Querschnittsfläche des Mesaelements, dessen Kennlinie in Abbildung 3.6 zu sehen ist, betrug 250 μm^2. Es ist noch unklar, warum die Sprünge in der Kennlinie nur an manchen Mesaelementen gefunden wurden. In der Mehrzahl der Fälle wurde eine Kennlinie gefunden, wie sie in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Theoretische Untersuchungen [35] haben gezeigt, daß Randbedingungen und die Form und Größe des Bauelements für die Ausbildung von Filamenten von entscheidender Bedeutung sind. Bekannt ist, daß durch die naßchemische Strukturierung zahlreiche Störstellen in die Randschicht der Mesaelemente eingebracht werden. Möglicherweise beeinflussen diese Störstellen die Ausbildung von Stromfilamenten und haben somit Auswirkungen auf die Form der Kennlinie.

Kapitel 4

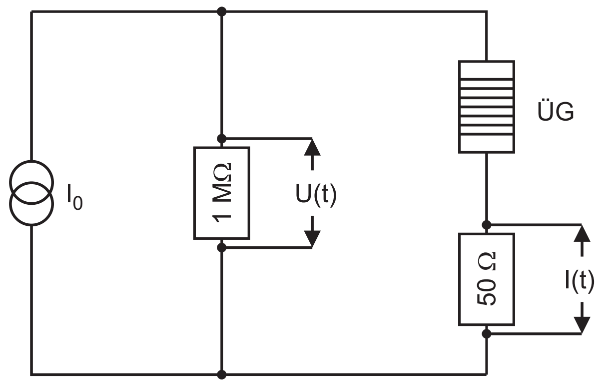
Selbsterregte Oszillationen

Bereits in Abschnitt 3.2 wurde erwähnt, daß Spannungsoszillationen auftreten können, wenn der Strom durch das Übergitter im instabilen Bereich der Kennlinie konstant gehalten wird. In diesem Kapitel werden Messungen vorgestellt, die die Zeitabhängigkeit von Strom und Spannung zeigen. Mit Hilfe eines einfachen Modells wird verdeutlicht, wie sich die Frequenz der Oszillationen auf schaltkreisspezifische Parameter zurückführen läßt. Selbsterregte Spannungsoszillationen sind bereits bei Thyristoren und anderen Bauelementen mit S-förmiger Strom-Spannungs-Kennlinien bekannt und waren Gegenstand von Untersuchungen [40] – [42].

4.1 Messung von Oszillationen

4.1.1 Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung

In das Übergitter wurde mittels einer Konstantstromquelle ein von außen vorgegebener Strom I_0 so eingeprägt, daß das Übergitter im instabilen Bereich betrieben wurde. Die am Übergitter abfallende Spannung zeigte zusätzlich zu einem Gleichspannungsanteil selbsterregte Spannungsoszillationen. In Abbildung 4.1 *oben* ist das Prinzip der Messung dargestellt. Das zeitliche Signal des Stroms wurde an einem $50\,\Omega$ Widerstand abgegriffen und am Kanal 1 eines Oszilloskops registriert. Das zeitliche Signal der am Übergitter abfallenden Spannung wurde über einen hochohmigen Eingang ($1\,\mathrm{M}\Omega$) des Oszilloskops (Kanal 2) gemessen.



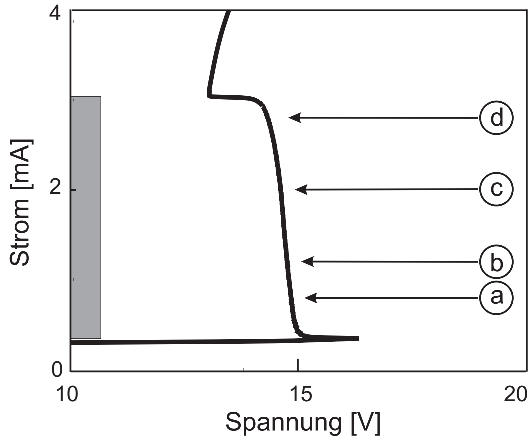


Abbildung 4.1: *Oben: Prinzip zur Messung der Strom- und Spannungsoszillationen; unten: instabiler Bereich der Kennlinie; Spannungsoszillationen wurden in dem Bereich beobachtet, der mit einem grauen Balken gekennzeichnet ist.*

Die selbsterregten Spannungsoszillationen traten im gesamten Bereich des instabilen Astes der Kennlinie auf (grauer Balken in Abbildung 4.1 *unten*). Der instabile Ast umfaßte einen Strombereich von 0,36 mA bis 3,1 mA. Die Form des Signals und die Frequenz der Oszillationen variierte mit der Stärke des durch das Übergitter fließenden Stroms I_0. In Abbildung 4.2 sind für unterschiedliche Stromstärken (a: $I_0 = 0,8\,\mathrm{mA}$, b: 1,2 mA, c: 2,0 mA und d: 2,8 mA) die zeitlichen Signale von Spannung $U(t)$ und Strom $I(t)$ dargestellt. Für alle vier Messungen ist der gleiche zeitliche Ausschnitt abgebildet. Relativ zueinander sind die vier Graphen so ausgerichtet, daß bei einer Zeit von $t = 10\,\mu\mathrm{s}$ im Stromsignal die steile Flanke des Einschaltvorgangs liegt.

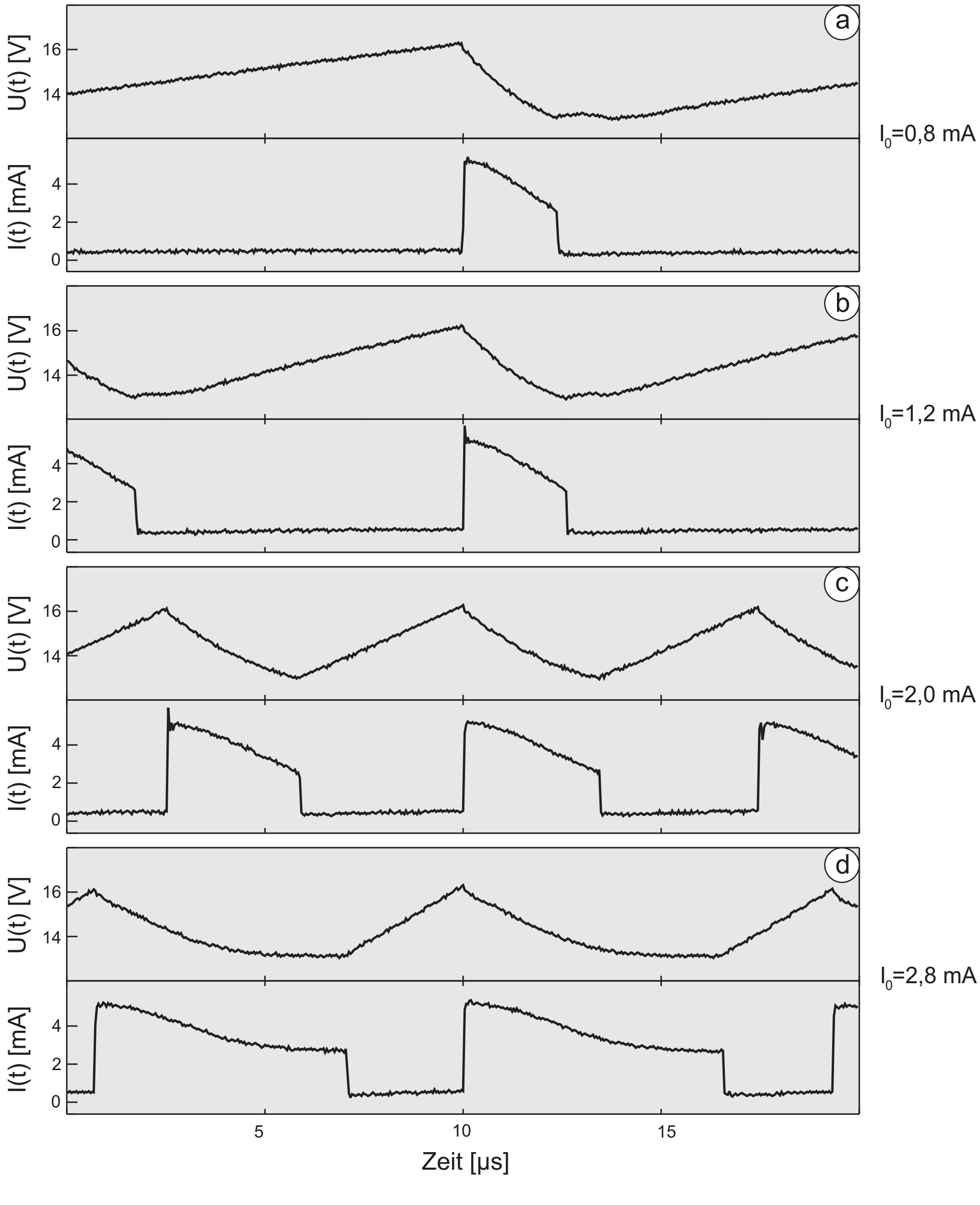


Abbildung 4.2: *Strom I(t)- und Spannungsoszillationen U(t); die Abbildung zeigt für vier unterschiedliche Ströme (a: $I_0 = 0,8\,mA$, b: 1,2 mA, c: 2,0 mA und d: 2,8 mA) den zeitlichen Verlauf von Spannung U(t) und Strom I(t).*

Man erkennt, daß die Frequenz der Oszillation in Abhängigkeit des eingeprägten Stroms variierte. Die Amplituden von Strom und Spannung blieben nahezu konstant. Das schnelle Schalten zwischen den Zuständen ist am zeitlichen Signal des Stroms deutlich zu erkennen. Der zeitliche Verlauf von Strom und Spannung kann in Abschnitte eingeteilt werden, die den niedrigleitenden und den höherleitenden Zustand des Übergitters widerspiegeln. In Abbildung 4.2 können wir folgendes beobachten. Mit zunehmendem Strom I_0 wird die Zeit immer kürzer, in der sich das Übergitter im niedrigleitenden Zustand befindet. Ab etwa $I_0 = 2\,\mathrm{mA}$ wird die Zeit, die sich das Übergitter im höherleitenden Zustand befindet, mit zunehmenden Strom immer größer.

Im folgenden wird das Frequenzverhalten des Übergitters in Abhängigkeit des eingeprägten Stroms untersucht. Der zeitliche Verlauf von Strom und Spannung wird im Abschnitt 4.3 näher betrachtet.

Frequenzverhalten

Die Frequenz der Schwingung konnte mit dem Strom, der durch das Übergitter floß, variiert werden. Die Frequenzen der beobachteten Schwingungen lagen im Bereich von 2 kHz bis 180 kHz. In Abbildung 4.3 *oben* ist der Zusammenhang zwischen dem eingeprägten Strom I_0 und der beobachteten Oszillationsfrequenz f aufgetragen. Die Frequenz nahm mit dem Strom bis etwa 1,2 mA linear zu. Für einen Strom $I_0 = 2{,}3\,\mathrm{mA}$ erreichte die Frequenz ein Maximum von 180 kHz. Für Ströme oberhalb von 2,3 mA nahm die Frequenz wieder ab. Es hat sich gezeigt, daß die Schaltzeiten (Kap. 5) unterhalb einer Nanosekunden lagen, und somit keinen Einfluß auf das Frequenzverhalten der Strom- und Spannungsoszillationen nahmen.

In einem Zusatzexperiment wurde das Stromsignal $I(t)$ und das Spannungssignal $U(t)$ an die Eingänge eines Analogoszilloskops, das im X-Y-Modus arbeitete, weitergeleitet. Der eingeprägte Strom lag bei $I_0 = 2{,}0\,\mathrm{mA}$. Abbildung 4.4 ist eine Fotographie des Oszilloskopschirms. Man sieht eine geschlossene Figur, die deutliche Ähnlichkeit mit der Hysterese der Kennlinie hat. Die geschlossene Figur wurde pro Oszillationsperiode einmal durchlaufen. Man erkennt einen steilen Anstieg und Abfall des Stroms bei den Ein-

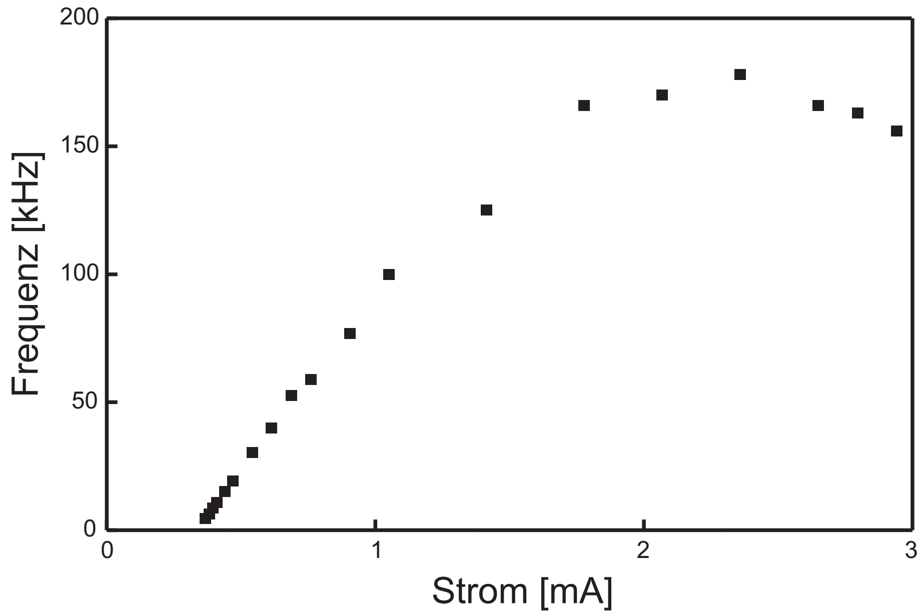


Abbildung 4.3: *Frequenz der Spannungsoszillation in Abhängigkeit des eingeprägten Stroms.*

und Ausschaltvorgängen. Induktivitäten im Bauelement, die eine schnelle Stromänderung retardieren würden, spielten für die Oszillation nahezu keine Rolle. Der Unterschied in der Intensität zwischen Ein- und Ausschaltvorgang, der am Oszilloskopschirm deutlich erkennbar war, gab einen Hinweis darauf, daß der Ausschaltvorgang langsamer ablief als der Einschaltvorgang. Im folgenden Kapitel 5 wird versucht, die Schaltzeiten zu quantifizieren.

4.1.2 Spektrum

Mit einem Spektrumanalysator wurde das Spektrum der Oszillation aufgenommen. Dazu mußte der Wechselstromkreis vom Gleichstromkreis getrennt werden. Dies geschah über ein Bias-Tee, das eine Kapazität von $C_{\mathrm{BT}} = 20\,\mathrm{nF}$ und eine Induktivität von $L_{\mathrm{BT}} = 1\,\mathrm{mH}$ besaß, wodurch die Frequenz der Schwingung nicht unerheblich beeinflußt wurde (die maximal gemessene Frequenz betrug bei dieser Messung mit Bias-Tee nur noch 14 kHz). Parasitäre Kapazitäten im externen Kreis (z. B. zusätzliche Kabel $C \approx 1\,\mathrm{nF}$) hatten ebenfalls einen Einfluß auf die Frequenz der Schwingung. Ein Strom von

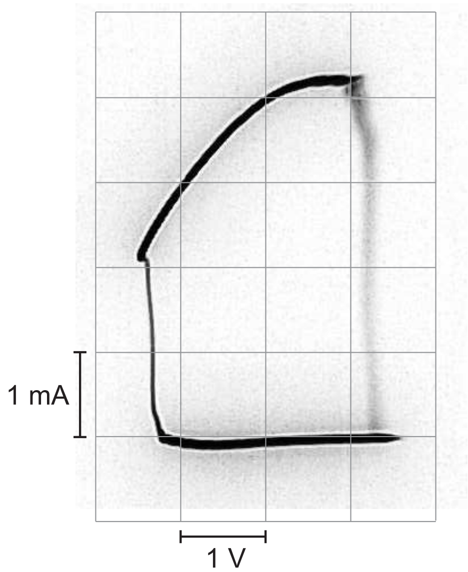


Abbildung 4.4: *Fotographie des Oszilloskopschirms; Strom und Spannung sind gegeneinander aufgetragen ($I_0 = 2,0\,mA$).*

I_0 = 1,5 mA wurde vorgegeben und ein Frequenzspektrum aufgenommen (Abb. 4.5 *oben*). Die Grundharmonische des Spektrums lag bei einer Frequenz von 14 kHz und hatte eine Leistung von −12 dBm (entspricht 60 μW). Die Halbwertsbreite der Grundharmonischen betrug 800 Hz. Es wurde ein zweites Spektrum aufgenommen, das bis 2 GHz reichte (Abb. 4.5 *unten*). Oberwellen konnten bis zu einer Frequenz von 1,7 GHz nachgewiesen werden. Die Leistung der Oberwellen nahm mit steigender Frequenz stetig ab. Die große Anzahl an Oberwellen (ca. 100) gab einen Hinweis auf schnelle Änderungen im zeitlichen Signal.

4.2 Statistische Fluktuationen

Wurde das Übergitter innerhalb des instabilen Bereichs bei sehr kleinen Strömen ($0,36\,\mathrm{mA} - 0,40\,\mathrm{mA}$) betrieben, waren das Strom- und Spannungssignal nicht periodisch. In zeitlich unregelmäßigen Abständen sprang die Probe für kurze Zeit in den höherleitenden Zustand; anschließend relaxierte das System wieder in den niedrigleitenden Zustand. In Abbildung 4.6 ist der zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung abgebildet. Es wurde ein Strom

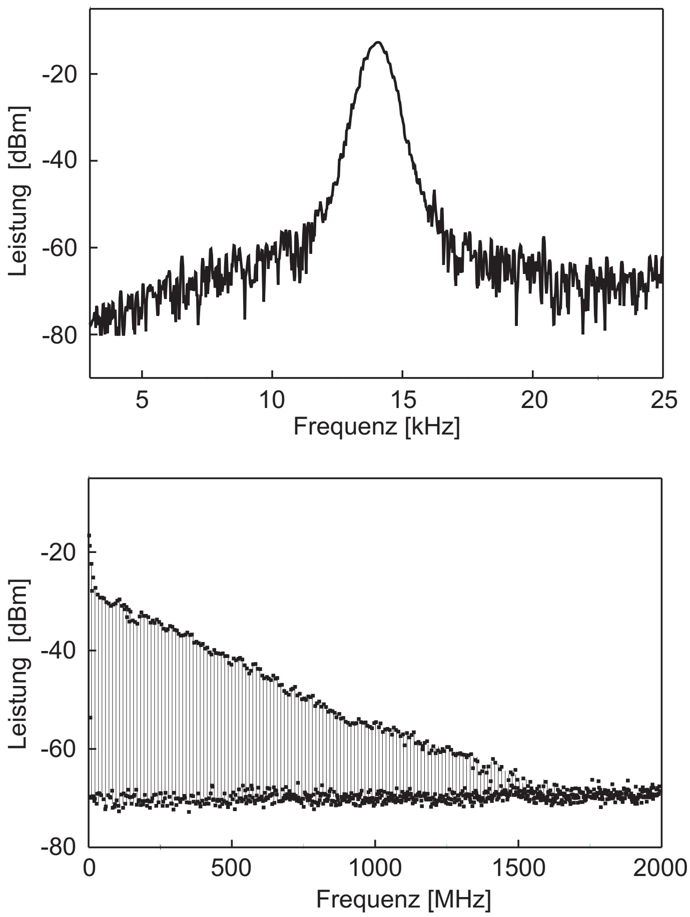


Abbildung 4.5: *Frequenzspektren bei $I_0 = 1,5\,mA$; oben: Grundharmonische bei 14 kHz; unten: Spektrum mit allen beobachteten Oberwellen.*

von $I_0 = 0{,}37\,\mathrm{mA}$ eingeprägt, der gerade ausreichte, um das Übergitter auf dem instabilen Ast der Kennlinie zu betreiben. Die beobachteten Sprünge zwischen niedrigleitendem und höherleitendem Zustand traten in zeitlich unregelmäßigen Abständen auf. Die durchschnittliche Anzahl an Sprüngen pro Zeiteinheit war abhängig vom Strom, den die Stromquelle lieferte. Je größer der Strom, desto häufiger und regelmäßiger traten die Sprünge auf. Ab $I_0 = 0,41\,\mathrm{mA}$ waren die Sprünge zwischen niedrig- und höherleitendem Zustand periodisch.

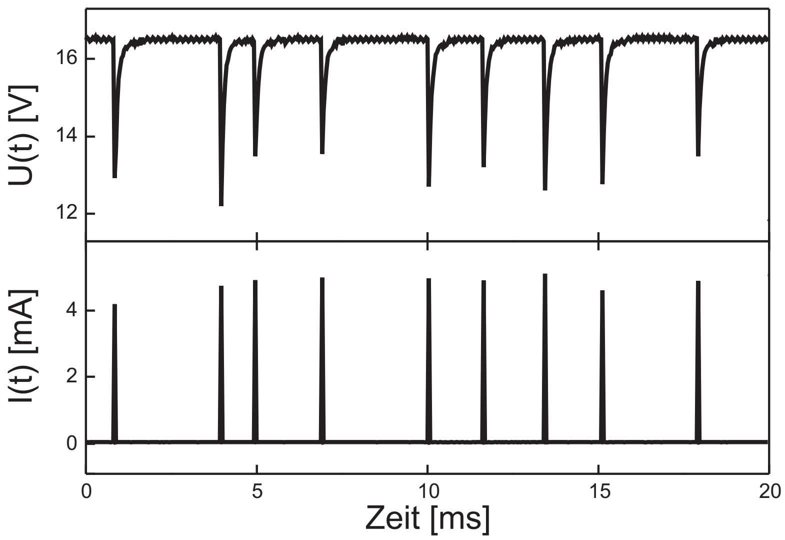


Abbildung 4.6: *Statistische Strom- und Spannungsoszillationen bei kleinen Strömen.*

4.3 Diskussion der Resultate

Anhand eines Modells (nach [43] und [44]) sollen im folgenden die Eigenschaften der Strom- und Spannungsoszillation erörtert werden. Das Übergitter wird in diesem Modell durch einen Schalter ersetzt, der einen hochohmigen (R_1) und einen niederohmigen (R_2) Zustand einnehmen kann. Oberhalb einer Schwellspannung U_t geht der Schalter von einem hochohmigen in einen niederohmigen Zustand über. Unterhalb einer Haltespannung U_h, die geringer ist als die Schwellspannung U_t, geht der Schalter von einem niederohmigen in einen hochohmigen Zustand über. Die Zeit für das Umschalten zwischen den Zuständen wird in diesem Modell vernachlässigt. In Kapitel 5 werden die Schaltzeiten des Übergitter-Schalters bestimmt, und es wird aufgezeigt, daß diese Vernachlässigung gerechtfertigt ist. Der Schalter ist parallel mit einem Kondensator und parallel mit einer Konstantspannungsquelle verbunden (Abb. 4.7). Der Kondensator repräsentiert in diesem Modell die parasitären Kapazitäten der Leitungen und des Übergitters. Es soll nun gezeigt werden, daß der zeitlich Verlauf von Strom und Spannung im wesentlichen durch das Laden und Entladen des Kondensators bestimmt wird. Eine Oszillationsperiode läßt sich in vier Abschnitte (I, II, III und IV) unterteilen (Abb. 4.8 a), die

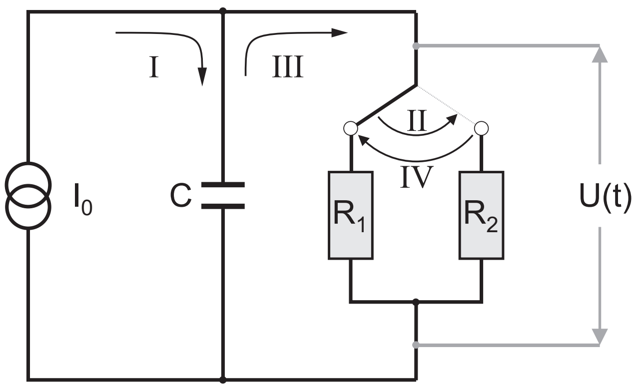


Abbildung 4.7: *Ersatzschaltbild für den Übergitter-Oszillator.*

hier im einzelnen aufgeführt werden. Der Anfangszustand sei ein entladener Kondensator und ein hochohmiger Schalter.

I Der Kondensator lädt sich auf; bedingt durch die Konstantstromquelle (Strom I_0) steigt die Spannung $U(t)$ am Kondensator (Kapazität C) linear mit der Zeit t

$$U(t) = \frac{I_0 t}{C}. \tag{4.1}$$

Es wird vernachlässigt, daß ein Teil des Stroms $U(t)/R_1$ durch den Widerstand R_1 fließt und nicht den Kondensator auflädt.

II Erreicht die Spannung am Kondensator den Schwellwert U_{t}, so folgt ein instantanes Schalten vom hochohmigen (R_1) in den niederohmigen (R_2) Zustand.

III Der Kondensator kann sich nun über den Widerstand R_2 entladen, bis die am Schalter abfallende Spannung die Haltespannung U_{h} unterschreitet. Die am Kondensator abfallende Spannung $U(t)$ verhält sich dabei wie

$$U(t) = U_{\mathrm{t}} \exp(-t/\tau) \quad \text{mit} \quad \tau = CR_2. \tag{4.2}$$

Die Zeitkonstante τ für den exponentiellen Abfall wird durch das R_2C-Glied der Schaltung bestimmt.

IV Anschließend findet ein instantanes Schalten vom niederohmigen in den hochohmigen Zustand statt.

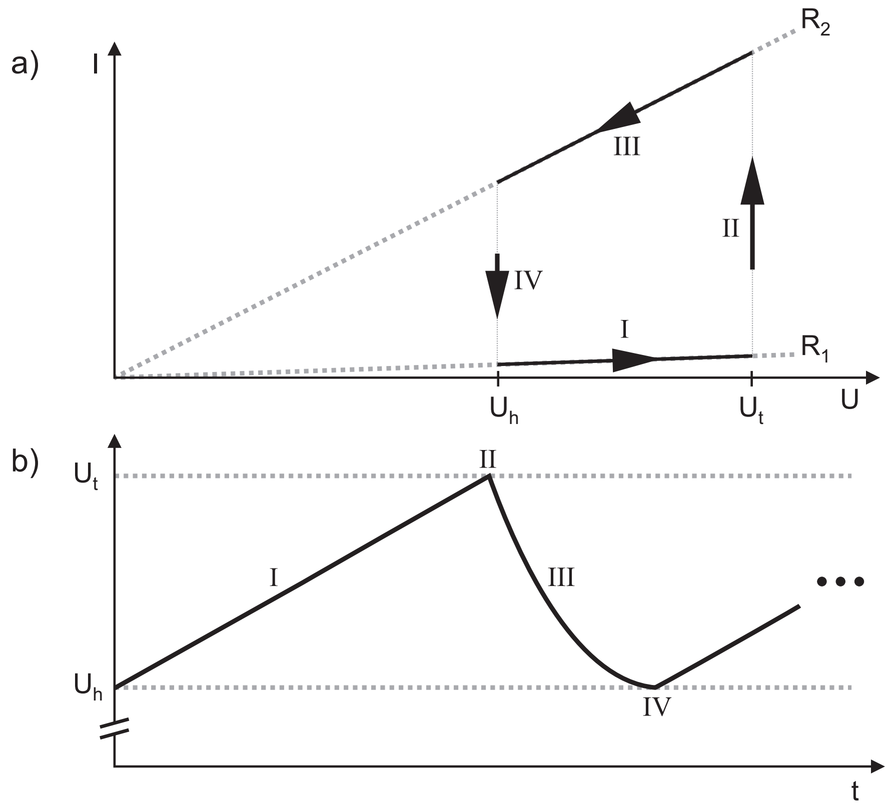


Abbildung 4.8: *a) Einteilung der Kennlinie in vier Abschnitte: I: Laden des Kondensators; II: Sprung in den niederohmigen Zustand; III: Entladen des Kondensators; IV: Schalten in den hochohmigen Zustand; b) Zeitlicher Verlauf der am Kondensator anliegenden Spannung.*

Unter Vernachlässigung der Schaltzeiten kann die Periodendauer T der Oszillation mit diesem einfachen Modell berechnet werden:

$$T = \underbrace{\frac{U_\mathrm{t} - U_\mathrm{h}}{I_0} C}_{\text{I: Laden}} + \underbrace{\ln\left(\frac{U_\mathrm{t}}{U_\mathrm{h}}\right) R_2 C}_{\text{III: Entladen}} \ . \tag{4.3}$$

Eine Oszillationsperiode setzt sich zusammen aus einem zeitlich linearen Anstieg der Spannung bis zum Schwellwert U_t (*Laden*) und einem exponentiellen Abfall der Spannung auf den Wert U_h (*Entladen*).

Das Modell ist in der Lage, den zeitlichen Verlauf von Strom $I(t)$ und Spannung $U(t)$ stückweise zu beschreiben (Abb. 4.8 b). Ebenso kann mit diesem Modell eine Aussage über die Frequenz $f = T^{-1}$ in Abhängigkeit des eingeprägten Stroms gemacht werden. Für kleine Ströme steigt die Frequenz linear mit dem Strom an:

$$f(I_0) = \frac{I_0}{C(U_\mathrm{t} - U_\mathrm{h})}\,. \tag{4.4}$$

Mit $C = 1{,}6\,\mathrm{nF}$, und $U_\mathrm{t} - U_\mathrm{h} = 3,4\,\mathrm{V}$ ergibt sich ein Anstieg der Frequenz von ca. 180 kHz/mA. Im Experiment wurde ein Anstieg von 140 kHz/mA beobachtet (Abb. 4.3). Man beachte, daß die Eigenschaften der Kennlinie lediglich durch die Schwell- und Haltespannung repräsentiert werden. Die Widerstände R_1 und R_2 spielen für den linearen Anstieg der Frequenz keine Rolle.

Beschreibung der Schwingung mittels Differentialgleichungen

Eine genauere Analyse der Schwingungseigenschaften kann erfolgen, indem man das System durch Differentialgleichungen beschreibt [45]. Ausgehend von einem Ersatzschaltbild (Abb. 4.9) stellen wir das System durch zwei Differentialgleichungen erster Ordnung dar. Die Differentialgleichungen ergeben

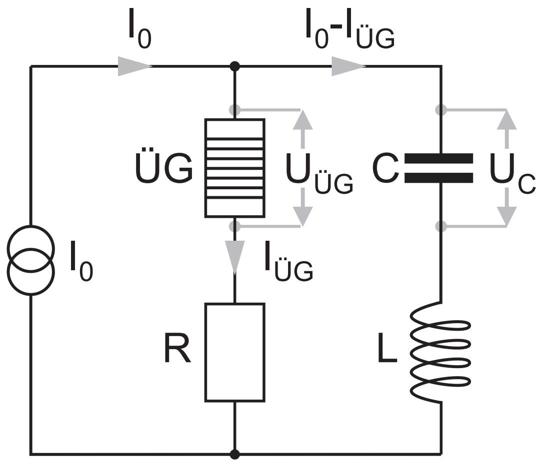


Abbildung 4.9: *Ersatzschaltbild zur Ableitung der Differentialgleichungen.*

sich dabei aus den Kirchhoff-Regeln. Das System aus zwei Differentialgleichungen lautet:

$$\dot{U}_\mathrm{C} = \frac{1}{C}\,(I_0 - I_\mathrm{ÜG})\,, \tag{4.5}$$

$$\dot{I}_\mathrm{ÜG} = -\frac{1}{L}\,(U_\mathrm{ÜG}(I_\mathrm{ÜG}) + R \cdot I_\mathrm{ÜG} - U_\mathrm{C})\,. \tag{4.6}$$

Dabei sind die parasitären Kapazitäten durch einen Kondensator C zusammengefaßt, die parasitären Induktivitäten durch eine Spule L. U_C ist die Spannung am Kondensator, $U_{\text{ÜG}}$ die Spannung am Übergitter und $I_{\text{ÜG}}$ der Strom durch das Übergitter. Aus den zwei Differentialgleichungen erster Ordnung kann eine Differentialgleichung zweiter Ordnung abgeleitet werden:

$$\ddot{I}_{\text{ÜG}} = \frac{1}{LC}\left(I_0 - I_{\text{ÜG}}\right) - \frac{1}{L}\underbrace{\left(\frac{\mathrm{d}U_{\text{ÜG}}(I_{\text{ÜG}})}{\mathrm{d}I_{\text{ÜG}}} + R\right)}_{=:\,\varrho}\dot{I}_{\text{ÜG}}. \tag{4.7}$$

Dies ist eine gewöhnliche Differentialgleichung zweiter Ordnung. Die Eigenschaften des Übergitters gehen durch die Kennlinie $U_{\text{ÜG}}(I_{\text{ÜG}})$ ein. Da die Darstellung einer S-förmigen Kennlinie als Funktion Terme höherer Ordnung (I^2, I^3) enthält, handelt es sich bei Gleichung 4.7 um eine nichtlineare Differentialgleichung. Die Summe aus differentiellem Widerstand $\mathrm{d}U_{\text{ÜG}}(I_{\text{ÜG}})/\mathrm{d}I_{\text{ÜG}}$ der Kennlinie und dem Widerstand R eines Verbrauchers wird als effektiver differentieller Widerstand ϱ definiert. Durch numerisches Lösen der Differentialgleichung 4.7 können Erkenntnisse über Eigenschaften des Systems gewonnen werden.

Ein entdämpftes System zeigt selbsterregte Schwingungen. Das System ist dann entdämpft, wenn der effektive differentielle Widerstand negativ wird ($\varrho < 0$). Der ohmsche Widerstand R muß dafür kleiner als der negative differentielle Widerstand der Kennlinie am Arbeitspunkt I_0 sein:

$$R < -\left.\frac{\mathrm{d}U_{\text{ÜG}}(I_{\text{ÜG}})}{\mathrm{d}I_{\text{ÜG}}}\right|_{I=I_0}. \tag{4.8}$$

Unabhängig von den Anfangsbedingungen ($U(t=0)$ und $I(t=0)$) schwingt sich das System auf einen stabilen Zyklus ein; d. h. jede Bahnkurve im Phasenportrait (U über I) nähert sich asymptotisch ein und dem selben Grenzzyklus an [46]. Das Aussehen des Grenzzyklus und damit der zeitliche Verlauf von Strom und Spannung hängen neben der Kennlinie und dem Arbeitspunkt sehr stark von der Induktivität L des Systems ab. Entscheidend dabei ist, daß die Induktivität die Größe des nichtlinearen Terms in Gleichung 4.7 mitbestimmt.

Abschließend sollen zwei Fälle betrachtet werden, die den Einfluß der Induktivität auf das Schwingungsverhalten des Systems verdeutlichen. Ausgehend von der Schwingungsgleichung 4.7 wurden der zeitliche Verlauf von

Strom und Spannung und eine zugehörige Trajektorie im Phasenportrait (U über I) für zwei verschiedene Induktivitäten berechnet. Zur Vereinfachung definieren wir $\tau_L := L/\varrho$ und $\omega_0 := (LC)^{-1/2}$.

Die folgenden Fälle sind untersucht worden:

$\omega_0\tau_L < 1$: Der nichtlineare Term in Gleichung 4.7 nimmt starken Einfluß auf die Form der Oszillationen.

$\omega_0\tau_L \gg 1$: Der nichtlineare Term kann nahezu vernachlässigt werden.

In Abbildung 4.10 sind sowohl der zeitliche Verlauf von Strom und Spannung zu sehen als auch die Trajektorie des Grenzzyklus im Phasenportrait. Die Berechnung wurde für eine kleine Induktivität $L = 1,5\,\mu$H durchgeführt. Die Kapazität C betrug 1,6 nF und es wurde ein Strom von $I_0 = 1{,}5$ mA eingeprägt. Als Resultat erhält man eine Relaxationsschwingung. Diese Form der Schwingung ist auch im Experiment (Abb. 4.2) beobachtet worden.

Für eine Induktivität von $L = 5$ mH ist das Resultat der Rechnung in Abbildung 4.11 zu sehen. Der Einfluß des nichtlinearen Terms der Differentialgleichung ist geringer. Die resultierende Trajektorie im Phasenraum ist „runder“. Für noch größere Induktivitäten kann der nichtlineare Term vollständig vernachlässigt werden. Gleichung 4.7 beschreibt dann einen harmonischen Oszillator mit der Kreisfrequenz ω_0. Die Schwingung ist sinusförmig.

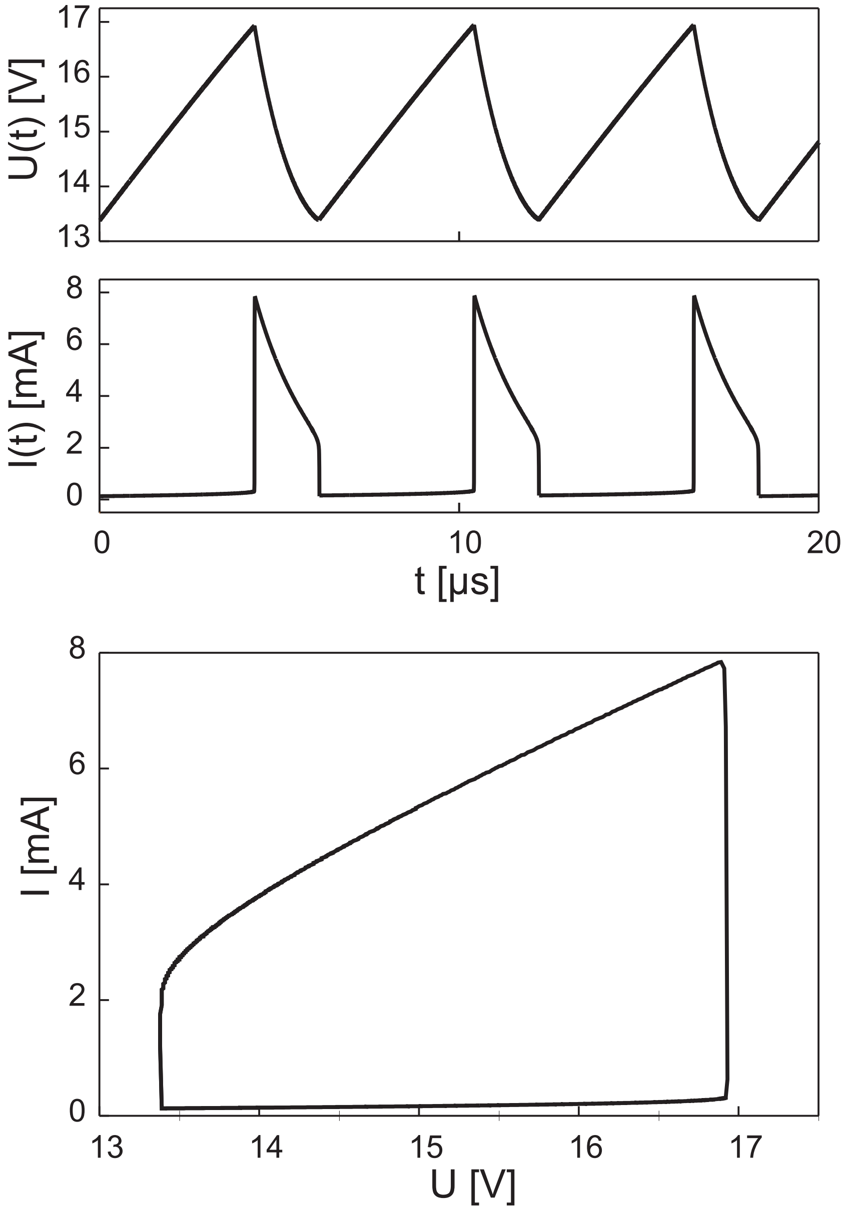


Abbildung 4.10: *Berechnete Spannungs- und Stromoszillation und Phasenportrait für kleine* ($L = 1,5\,\mu\mathrm{H}$) *Induktivität.*

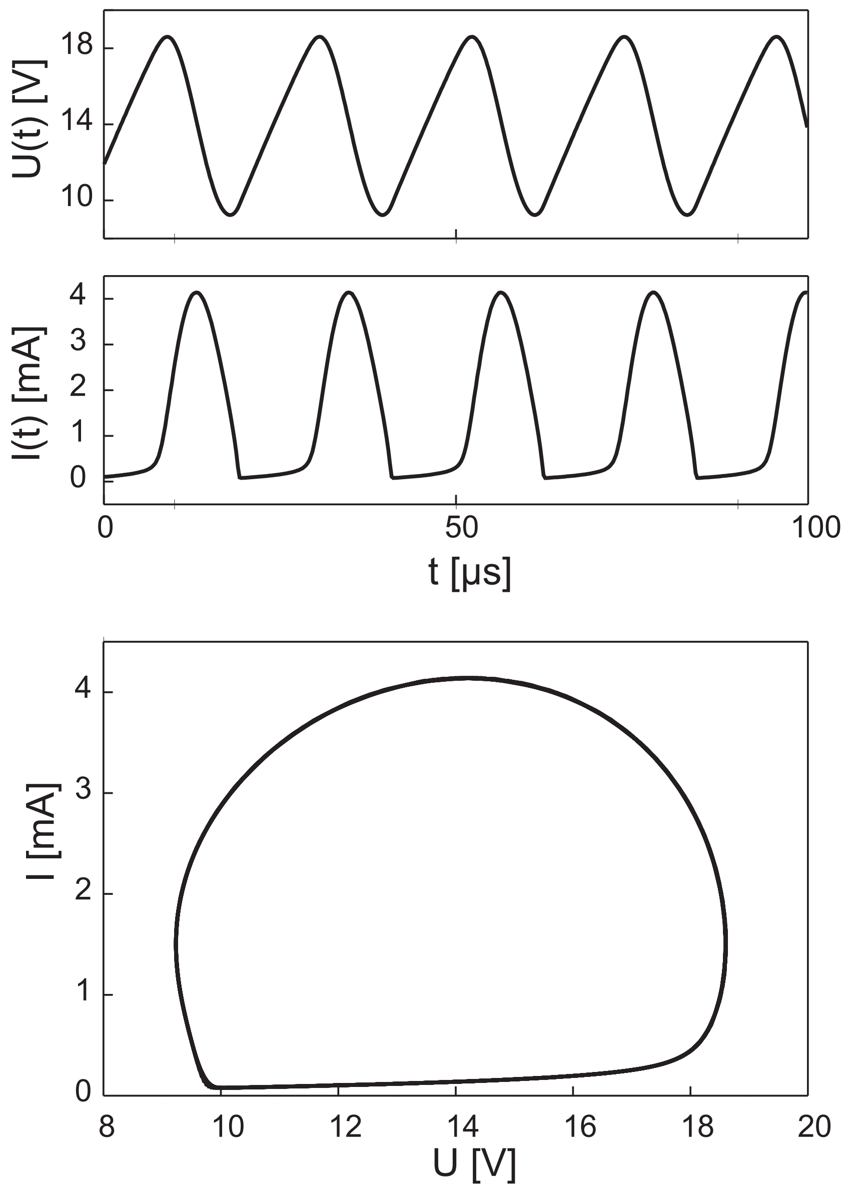


Abbildung 4.11: *Berechnete Spannungs- und Stromoszillation und Phasenportrait für große ($L = 5\,\mathrm{mH}$) Induktivität.*

Kapitel 5

Schaltzeiten

Interessant für die Anwendung als Schalter ist die Frage, wie schnell das Übergitter von einem Zustand in den anderen schalten kann. Dabei wurde sowohl der Vorgang des Einschaltens (Übergang vom niedrigleitenden in den höherleitenden Zustand) als auch der Vorgang des Ausschaltens (Übergang vom höherleitenden in den niedrigleitenden Zustand) untersucht. Unter der Schaltzeit des Übergitters soll diejenige Zeit verstanden werden, die benötigt wird, damit das Übergitter von einem Zustand in den anderen übergeht. Die Stromdichte sei über den gesamten Übergitterquerschnitt hinweg als konstant angenommen. Die Auswirkungen von evtl. vorhandenen Filamenten sollen unberücksichtigt bleiben. Die Einschaltzeit, die benötigt wird, damit das Übergitter vom niedrigleitenden in den höherleitenden Zustand übergeht, wird im folgenden mit τ_{ein} bezeichnet, die Ausschaltzeit mit τ_{aus}. In diesem Kapitel werden Ergebnisse einer Messung präsentiert, mit Hilfe derer eine Aussage über die Schaltzeiten des Übergitters getroffen werden kann.

5.1 Messung der Schaltzeiten

An das Übergitter wurde eine konstante Biasspannung U_{bias} angelegt. Die Biasspannung lag zwischen den Schwellspannungen U_{h} und U_{t}: $U_{\mathrm{h}} < U_{\mathrm{bias}} < U_{\mathrm{t}}$. Zusätzlich wurde eine Wechselspannung $U_\nu \cos(2\pi\nu t)$ überlagert. Die am Übergitter anliegende Spannung betrug demnach: $U_{\mathrm{bias}} + U_\nu \cos(2\pi\nu t)$. Die Biasspannung U_{bias} und die Amplitude U_ν der Wechselspannung wurden so gewählt, daß pro Oszillationsperiode der Wechselspannung jeweils ein Ein- und ein Ausschaltvorgang möglich waren. Die Amplitude der Wechselspannung mußte dazu folgende Bedingungen erfüllen (Abb. 5.1):

- Einerseits mußte die Amplitude so groß sein, daß die zum Ein- bzw. Ausschalten benötigte Spannung (U_t bzw. U_h) über- bzw. unterschritten wurde.
- Andererseits sollte die Amplitude der Wechselspannung so klein wie möglich gewählt werden. Die zum Einschalten erforderliche Spannung U_t sollte nur für die Dauer der Zeit τ_ein überschritten werden, und die zum Ausschalten erforderliche Spannung U_h sollte nur für die Dauer der Zeit τ_aus unterschritten werden.

Durch die richtige Wahl der Biasspannung U_bias und der Amplitude der Wechselspannung U_ν konnte innerhalb einer Oszillationsperiode zwischen beiden Zuständen geschaltet werden. Die Frequenz der Wechselspannung mußte folgende Voraussetzung erfüllen: $\nu^{-1} > \tau_\mathrm{ein} + \tau_\mathrm{aus}$. Diese Bedingung stellt sicher, daß das Schalten von einem Zustand in den jeweils anderen innerhalb *einer* Oszillationsperiode geschieht. Eine Verfälschung der Messung durch einen schrittweisen Übergang wird somit ausgeschlossen.

Die Messung wurde für Frequenzen im Bereich $\nu = 100 - 700\,\mathrm{MHz}$ in 100 MHz-Schritten durchgeführt. Für jede Frequenz wurde die Biasspannung U_bias und die Amplitude U_ν der Wechselspannung neu bestimmt, so daß obige Bedingungen erfüllt waren. Auf Grund des unbekannten Impedanzverhaltens des Übergitters konnte die Amplitude der Wechselspannung U_ν nicht als Meßwert dienen. Es wurde lediglich U_bias in Abhängigkeit der Frequenz der Wechselspannung aufgezeichnet. Die Schwellspannung betrug bei diesem Mesaelement $U_\mathrm{t} = 18{,}0\,\mathrm{V}$, die Haltespannung $U_\mathrm{h} = 16{,}0\,\mathrm{V}$. Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis der Messung. Für kleine Frequenzen ($\nu < 200\,\mathrm{MHz}$) wurde eine Biasspannung benötigt, die in der Mitte zwischen U_h und U_t bei 17 V lag. Für Frequenzen $\nu > 200\,\mathrm{MHz}$ mußte die Biasspannung abgesenkt werden. Bei $\nu = 700\,\mathrm{MHz}$ lag die Biasspannung bei 16 V, was der Haltespannung U_h entsprach. Die gestrichelte Linie in Abbildung 5.2 ist das Ergebnis der im folgenden beschriebenen Auswertung.

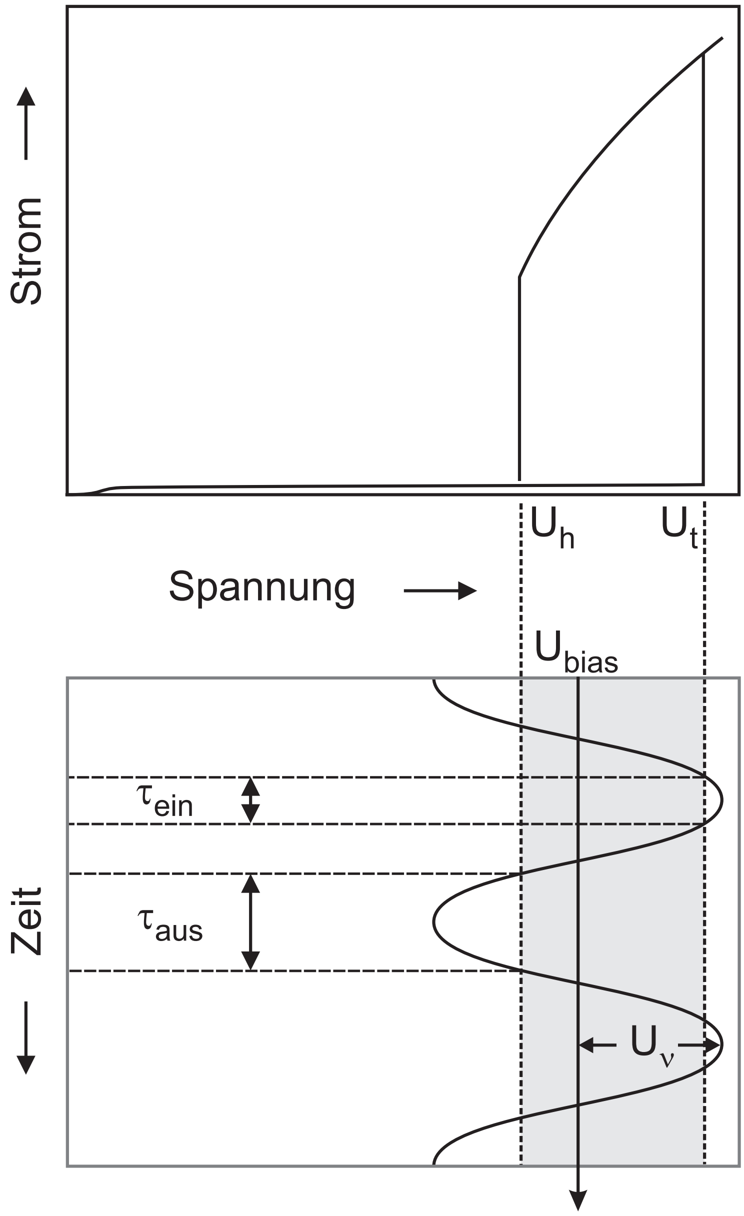


Abbildung 5.1: *Prinzip der Hochfrequenzabtastung zur Messung der Schaltzeiten des Übergitters.*

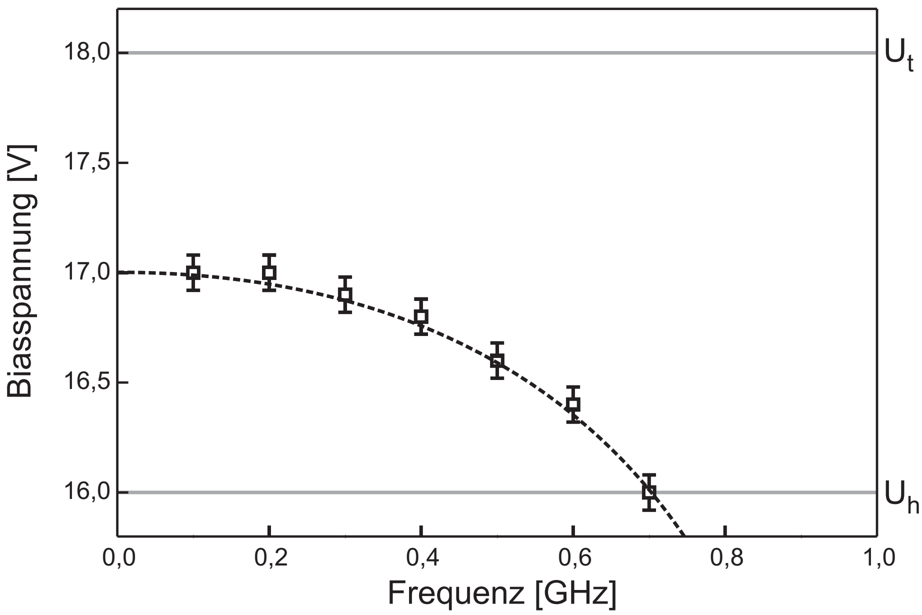


Abbildung 5.2: *Meßergebnis zur Bestimmung der Schaltzeiten.*

5.2 Diskussion der Resultate

Eine Änderung der Biasspannung mit steigender Frequenz läßt sich verstehen, wenn man ungleiche Schaltzeiten ($\tau_{\mathrm{ein}} \neq \tau_{\mathrm{aus}}$) annimmt. Verkleinert sich mit steigender Frequenz die Biasspannung (wie im Experiment beobachtet), so ist die Zeit, die das Übergitter zum Ausschalten benötigt, größer als die Zeit zum Einschalten ($\tau_{\mathrm{aus}} > \tau_{\mathrm{ein}}$). Durch die Messung der Biasspannung in Abhängigkeit der Frequenz ist es im Prinzip möglich, sowohl auf die Ausschaltzeit τ_{aus} als auch auf die Einschaltzeit τ_{ein} zu schließen. Dazu wurde die Verschiebung der Biasspannung in Abhängigkeit der Frequenz berechnet. Abbildung 5.3 zeigt, wie aus der Verschiebung der Biasspannung auf die Schaltzeiten geschlossen werden kann. Über die Beziehungen (Abb. 5.3)

$$U_{\mathrm{t}} = U_{\mathrm{bias}}(\nu) + U_{\nu} \cos(\pi \nu \tau_{\mathrm{ein}}) \tag{5.1}$$

und

$$U_{\mathrm{h}} = U_{\mathrm{bias}}(\nu) - U_{\nu} \cos(\pi \nu \tau_{\mathrm{aus}}) \tag{5.2}$$

ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$U_{\mathrm{bias}}(\nu) = \frac{1}{2} \left(U_{\mathrm{t}} + U_{\mathrm{h}} + (U_{\mathrm{t}} - U_{\mathrm{h}}) \frac{\cos(\pi \nu \tau_{\mathrm{ein}}) - \cos(\pi \nu \tau_{\mathrm{aus}})}{\cos(\pi \nu \tau_{\mathrm{ein}}) + \cos(\pi \nu \tau_{\mathrm{aus}})} \right) . \tag{5.3}$$

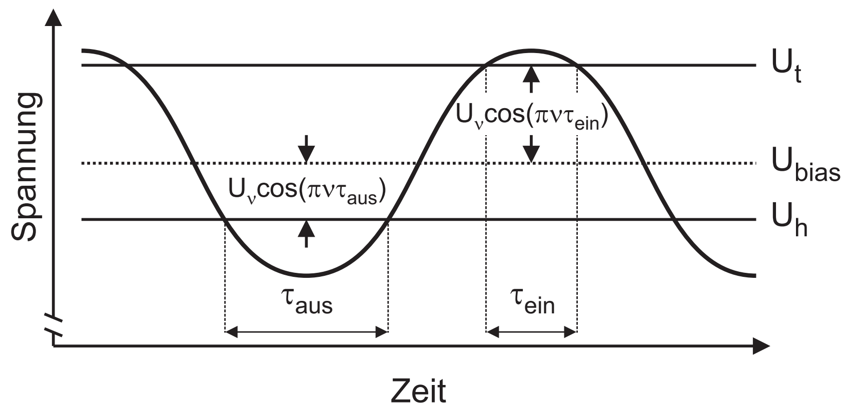


Abbildung 5.3: *Bestimmung der Schaltzeiten über die Verschiebung der Biasspannung.*

Für verschiedene τ_{ein} und τ_{aus} wurde in Abbildung 5.4 und 5.5 die berechnete Abhängigkeit der Biasspannung von der Frequenz dargestellt. In Abbildung 5.4 wurde die Einschaltzeit τ_{ein} bei einer festen Ausschaltzeit τ_{aus} variiert. Für vier verschiedene Einschaltzeiten $\tau_{\mathrm{ein}} = 0\,\mathrm{ns}$, 0,5 ns, 0,6 ns und 0,7 ns sind die Graphen dargestellt. Die Krümmung der Graphen ist von der Einschaltzeit abhängig. Je weniger sich die Einschaltzeit von der Ausschaltzeit unterscheidet, desto stärker ist die Krümmung der Graphen. Für eine vernachlässigbar kleine Einschaltzeit ($\tau_{\mathrm{ein}} = 0\,\mathrm{ns}$) ist die Krümmung minimal.

In Abbildung 5.5 wurde die Ausschaltzeit τ_{aus} bei einer festen Einschaltzeit τ_{ein} variiert. Für 0,5 ns, 0,7 ns, 0,9 ns und 1,1 ns sind die Graphen eingezeichnet. Am Punkt $U_{\mathrm{bias}} = U_{\mathrm{h}}$ ist $\tau_{\mathrm{aus}} = \frac{1}{2\nu}$ (dies gilt unabhängig von τ_{ein}). Daraus läßt sich die Ausschaltzeit bestimmen.

Durch Variation von τ_{ein} und τ_{aus} in Gleichung 5.3 wurde $U_{\mathrm{bias}}(\nu)$ an die gemessenen Werte angepaßt. Die Analyse (Abb. 5.2) liefert folgendes Ergebnis: Die Ausschaltzeit betrug bei diesem Mesaelement $\tau_{\mathrm{aus}} = 0,7\,\mathrm{ns}$, und die Einschaltzeit $\tau_{\mathrm{ein}} < 0,1\,\mathrm{ns}$ lag unterhalb der Meßgenauigkeit dieses Experiments von 0,1 ns.

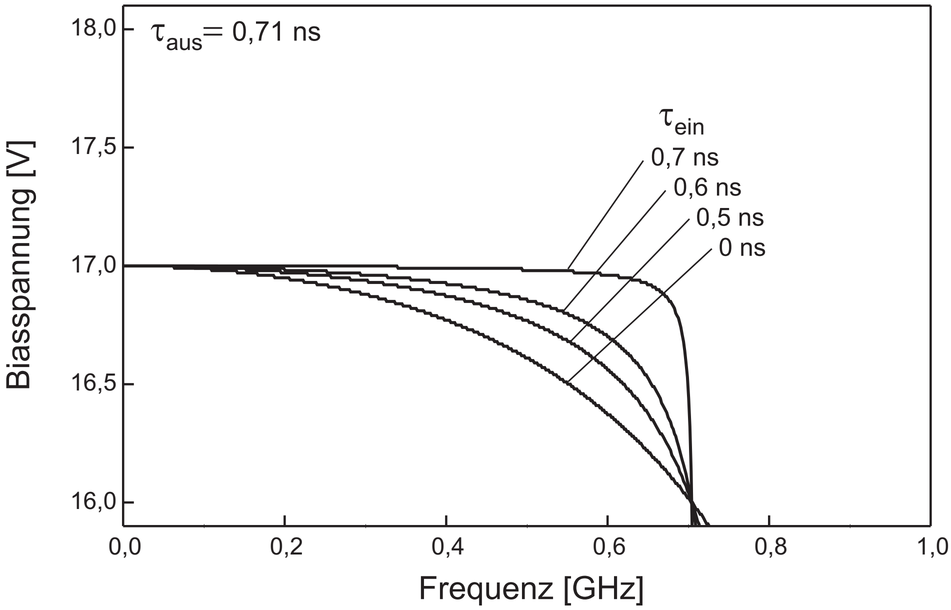


Abbildung 5.4: *Abhängigkeit der Biasspannung von der Frequenz der angelegten Wechselspannung für verschiedene τ_{ein}.*

Bemerkungen

An dieser Stelle soll eine Bemerkung folgen, die bei der bisherigen Diskussion der Schaltzeiten ausgeklammert wurde. Die Besprechung der Schaltzeiten wurde unter vollständiger Vernachlässigung von evtl. vorhandenen Filamenten geführt. Es ist denkbar, daß Filamente Einfluß auf die Zeit des Schaltens haben. So könnte beispielsweise das Zünden eines Filaments auf einer wesentlich kürzeren Zeitskala ablaufen. Der Übergang des Übergitters vom Zustand niedrigen Leitwerts in den Zustand höheren Leitwerts ist dann vom Aufbau eines Filaments geprägt. Mit der dargestellten Methode war es nicht möglich, zwischen dem Zünden eines Filaments und dem Schalten des gesamten Übergittervolumens zu unterscheiden.

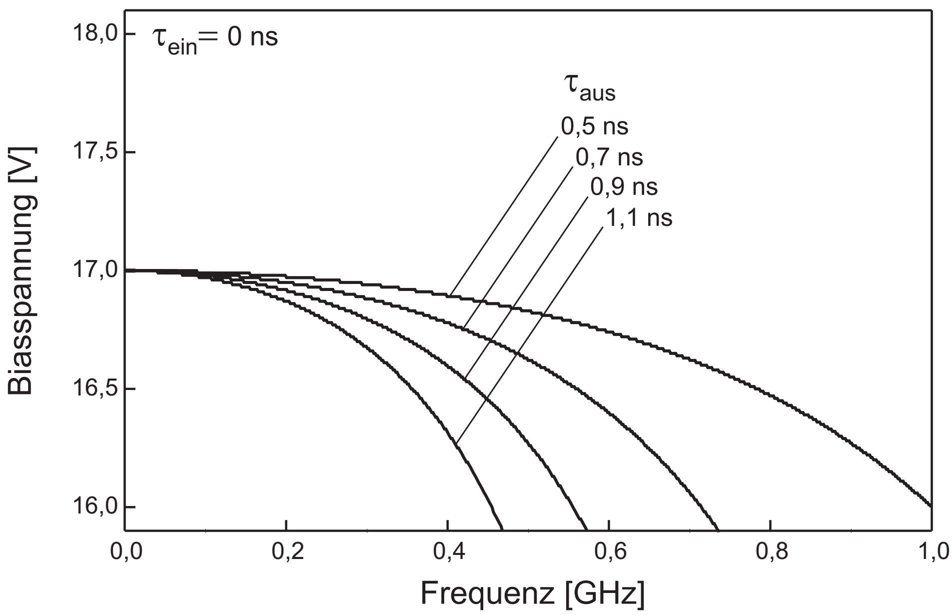


Abbildung 5.5: *Abhängigkeit der Biasspannung von der Frequenz der angelegten Wechselspannung für verschiedene* τ_{aus}.

Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine neue Anwendung von Halbleiter-Übergittern vorgestellt: der Halbleiter-Übergitter-Schalter. Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben ergeben, daß die Strom-Spannungs-Charakteristik des Übergitter-Schalters einen S-förmigen Verlauf hat. S-förmige Strom-Spannungs-Kennlinien wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals experimentell in einem Halbleiter-Übergitter gefunden. Bisher untersuchte Halbleiter-Übergitter zeigten eine N-förmige Strom-Spannungs-Kennlinie. Sowohl N-förmige als auch S-förmige Kennlinien weisen einen Bereich negativer differentieller Leitfähigkeit auf. Im Bereich negativer differentieller Leitfähigkeit kommt es zu Instabilitäten im Bauelement, die sich häufig in der Ausbildung von Ladungsträgerdomänen (N-förmige Kennlinien) oder in einer Filamentierung des Stroms (S-förmige Kennlinien) äußern.

Zukünftige Halbleiter-Übergitter könnten bei entsprechender Planung sowohl eine N- als auch S-förmige Strom-Spannungs-Kennlinie aufweisen. Dies würde zu völlig neuartigen, nichtlinearen Eigenschaften eines Bauelements führen. Berechnungen an entsprechenden Übergittern zeigten bereits [31], daß sich N- und S-förmige Bereiche in der Stromdichte-Feld-Charakteristik überlappen können. In Abbildung 5.6 ist eine solche Kennlinie schematisch dargestellt. Die Kennlinie wurde in verschiedene Bereiche eingeteilt, die unterschiedlich grau hinterlegt wurden. Die hellgrauen Flächen (A) heben Bereiche der Kennlinie mit einfacher negativer differentieller Leitfähigkeit hervor (*links*: N-förmig; *rechts*: S-förmig). Innerhalb des dunkelgrau hinterlegten Bereichs (B) überlappen sich N-förmige und S-förmige Abschnitte, die jeweils eine negative differentielle Leitfähigkeit zeigen.

Die experimentelle Untersuchung eines Übergitters, dessen Kennlinie sowohl N-förmige als auch S-förmige Merkmale zeigt, steht noch aus. Ein

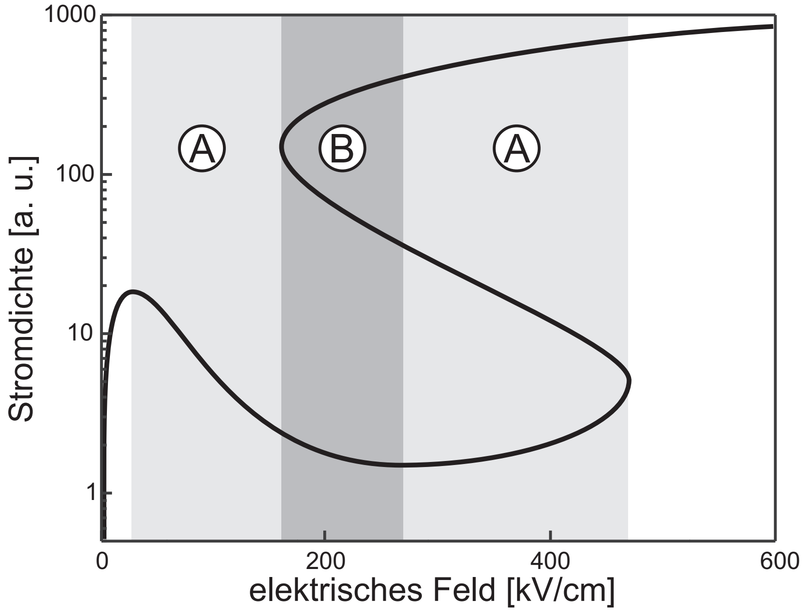


Abbildung 5.6: *Schematische Kennlinie eines Übergitter; in Bereich B werden neue nichtlineare Phänomene erwartet.*

solches Übergitter muß zwei Voraussetzung erfüllen. Einerseits muß es hohen elektrischen Feldern E standhalten, um das Schalten beobachten zu können, andererseits muß eine gewisse Schwelle bei der Dotierung n überschritten sein [64], damit sich Ladungsträgerdomänen ausbilden können. Beide Bedingungen führen wegen $j \propto n \cdot E$ zu einer hohen Stromdichte im Übergitter. Um Halbleiter-Übergitter bei hohen Stromdichten untersuchen zu können, ist eine sehr gute Abfuhr der entstehenden Wärme zu gewährleisten. Eine Reihe von technischen Verbesserungen ist notwendig, um dieses Ziel zu erreichen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals ein Halbleiter-Übergitter-Schalter untersucht. Das Übergitter, das als Schalter wirkte, bestand aus epitaktisch gewachsenen GaAs-/AlAs-Schichten. Das Übergitter zeigte in seinen elektrischen Eigenschaften Bistabilität mit einem Zustand niedrigen Leitwerts ($\approx 10^{-7}\,\Omega^{-1}$) und einem Zustand höheren Leitwerts ($\approx 10^{-3}\,\Omega^{-1}$). Die Bistabilität kann mit einem Übergang vom Hopping-Transport zum Transport im Kontinuumband erklärt werden. In einer Kennlinie, die mit einer Konstantspannungsquelle gemessen wurde, äußerte sich die Bistabilität in einer ausgeprägten Hysterese. Wurde die Kennlinie mit einer Konstantstromquelle untersucht, so wurde ein Bereich mit negativer differentieller Leitfähigkeit gefunden. Als mikroskopische Ursache wurden Stromfilamente im Übergitter vermutet. Im Bereich der negativen differentiellen Leitfähigkeit wurden Oszillationen von 300 Hz bis 180 kHz gemessen, wobei die Frequenz wesentlich durch die Kapazität des äußeren Kreises bestimmt war. Die Schaltzeiten, gemessen durch Bestrahlung des Übergitters mit einem Hochfrequenzfeld, lagen im Bereich von 1 ns.

Das Halbleiter-Übergitter bestand aus einer periodischen Abfolge von Quantentöpfen (17 Monolagen) und -barrieren (3 Monolagen), die durch epitaktisch gewachsene GaAs- und AlAs-Schichten gebildet wurden. Für das periodische Potential wurde mit einem modifizierten Kronig-Penney-Modell die Bandstruktur des Übergitters berechnet. Man erhält ein System von Minibändern, deren Breite durch die Höhe und Breite der Quantentöpfe und Quantenbarrieren festgelegt ist. Oberhalb der Bandkante des AlAs-Barrierenmaterials schließt ein breites Kontinuumband an. Durch ein großes, von außen angelegtes elektrisches Feld (Feldstärke: 400 kV/cm) wird die Wellenfunktion eines Elektrons nahezu auf einen Quantentopf lokalisiert; der Überlapp der Wellenfunktionen benachbarter Quantentöpfe ist sehr gering. Man erhält pro Quantentopf zwei diskrete Energieniveaus, die auf Grund elastischer Streuung verbreitert sind. Das Anlegen eines statischen elektrischen Feldes kann durch die Verkippung der Bandstruktur beschrieben werden. Bedingt durch die Verkippung ist es einem Elektron bei großer Feldstärke möglich, vom unteren Niveau des einen Quantentopfs resonant in das obere Niveau des benachbarten Quantentopfs zu tunneln. Anschließend kann das Elektron vom oberen Niveau weiter in das Kontinuumband des Übergitters tunneln. Im Kontinuumband besitzt das Elektron eine um mehrere Größenordnungen höhere Beweglichkeit. Ist der Anteil der Elektronen, die ins Kontinuumband tunneln können, hinreichend groß, steigt schlagartig die Stromdichte im Übergitter. Die energetische Verteilung der Elektronen hat entscheidenden Einfluß auf den Transport.

Im Rahmen des Modells wurde von der Arbeitsgruppe Schöll von der TU Berlin eine Strom-Spannungs-Kennlinie berechnet, in der die thermische Verteilung der Elektronen auf die Energiezustände zugrunde gelegt wurde. In einem Bereich der Feldstärke von 200 bis 400 kV/cm erhält man einen S-förmigen Verlauf der Kennlinie. In diesem Feldstärkebereich zeigt das System eine negative differentielle Leitfähigkeit. Für ein konstantes elektrisches Feld existieren in diesem Bereich zwei stabile Äste der Kennlinie: ein unterer Ast mit niedriger Leitfähigkeit und ein oberer Ast mit höherer Leitfähigkeit. Durch eine entsprechende Änderung der elektrischen Feldstärke kann man sprunghaft zwischen den beiden Ästen wechseln. Beim Übergang vom unteren Ast in den oberen Ast steigt die Elektronentemperatur sehr stark an (von 2500 K auf 65 000 K). Der Auslöser für diesen Temperaturanstieg ist der Beitrag der Kontinuumelektronen zum Transport. Das Modell ist in der Lage, den Verlauf der experimentellen Kennlinie qualitativ zu beschreiben.

Die experimentelle Strom-Spannungs-Kennlinie, die mit einer Konstantspannungsquelle gemessen wurde, zeigte einen hysteretischen Verlauf. Bis zu einer Spannung von 18 V befand sich das Übergitter in einem niedrigleitenden Zustand. Es floß ein Strom von wenigen μA durch das Übergitter. Bei ca. 18 V schaltet das Übergitter sprunghaft vom niedrigleitenden in einen höherleitenden Zustand. Der Strom vergrößerte sich dabei um mehr als drei Größenordnungen. Wurde die Spannung auf 14 V reduziert, schaltete das Übergitter zurück in den niedrigleitenden Zustand.

Es wurde eine zweite Kennlinie mittels einer Konstantstromquelle gemessen. Der Strom durch das Übergitter wurde vorgegeben und der Spannungsabfall zeitlich gemittelt aufgezeichnet. Auch diese Kennlinie zeigte einen Zustand niedrigen und einen Zustand höheren Leitwerts. Zwischen den Zuständen wurde ein Bereich mit negativer differentieller Leitfähigkeit (NDC) beobachtet, in dem das Übergitter elektrisch instabil war. Der charakteristische Verlauf der Kennlinie innerhalb des Bereichs der NDC gab ein Hinweis auf Stromfilamente im Übergitter. Im Bereich der negativen differentiellen Leitfähigkeit traten zusätzlich zum Gleichspannungsanteil Strom- und Spannungsoszillationen auf. Form und Frequenz der Oszillationen konnten durch Änderung des Stroms, der durch das Übergitter floß, variiert werden. Eine genauere Betrachtung ergab, daß die Oszillationen durch parasitäre Induktivitäten und Kapazitäten des externen Kreises bestimmt wurden. Die Frequenzen der Oszillationen lagen im Bereich von 300 Hz bis 180 kHz. Bei sehr kleinen Strömen traten die Oszillationen nicht mehr regelmäßig auf; der zeitliche Verlauf von Strom und Spannung war nicht mehr periodisch.

Weiterhin wurde untersucht, welche Zeiten für das Schalten zwischen niedrigleitendem und höherleitendem Zustand charakteristisch waren. Dazu wurde einer Gleichspannung zusätzlich eine hochfrequente Wechselspannung (Frequenz: 0,1 GHz – 0,7 GHz) überlagert, so daß kurzfristig die zum Schalten notwendigen Feldstärken im Übergitter über- bzw. unterschritten wurden. Durch Variation der Frequenz der Wechselspannung und Änderung der Gleichspannung konnte die Zeit ermittelt werden, die benötigt wurde, um zwischen den Zuständen zu schalten. Für das Schalten vom höherleitenden in den niedrigleitenden Zustand wurde eine Zeit von ca. 0,7 ns abgeleitet. Die Zeit für das Schalten vom niedrigleitenden in den höherleitenden Zustand lag unterhalb der Meßgenauigkeit von ungefähr 0,1 ns.

Anhang A

Kennlinien-Vergleich

In diesem Abschnitt findet sich eine Zusammenstellung verschiedener Kennlinien, die an mehreren Mesaelementen gemessen wurden. Die Kennlinien wiesen trotz gleicher Übergitterstruktur Unterschiede auf, die im folgenden dokumentiert werden.

A.1 Unterschiede in der Schwell- und Haltespannung

Es wurden bei den Untersuchungen an verschiedenen Mesaelementen unterschiedliche Schwell- und Haltespannungen gefunden. In Abbildung A.1 sind drei Kennlinien dargestellt. Alle drei Kennlinien stammen von Mesaelemente mit einer Fläche von 250 $\mu\mathrm{m}^2$. Die Schwellspannung U_t variierte zwischen 16,2 V und 18,0 V. Die Haltespannung U_h reichte von 13,6 V bis 16,0 V. Als Ursache für die Schwankungen der Schwell- und Haltespannungen werden Störstellen im Übergitter vermutet. Die Störstellen werden durch die Strukturierung der Mesaelemente eingebracht und sind überwiegend am Rand der Übergittermesas lokalisiert. Es ist aus anderen Systemen bekannt, daß diese Störstellen die Ausbildung von Filamenten erheblich beeinflussen können.

A.2 Unterschiede im niedrigleitenden Zustand

Eine genauere Betrachtung des niedrigleitenden Zustands verschiedener Übergittermesas lieferte Unterschiede in der Amplitude des Stroms. Abbildung A.2 zeigt vier niedrigleitende Zustände aus Kennlinien unterschiedlicher Mesas. Die Mesas hatten jeweils eine Größe von $250\,\mu\mathrm{m}^2$. Für den niedrigleitenden Zustand wurden Werte des Stroms zwischen $3\,\mu\mathrm{A}$ (Abb. A.2 b) und $110\,\mu\mathrm{A}$ (Abb. A.2 d) (jeweils gemessen bei 7 V) gefunden. Der Grund für die Abweichungen des Stroms im niedrigleitenden Zustand ist noch unklar. Es wird vermutet, daß tiefe Störstellen (Traps) hierbei eine entscheidende Rolle spielen. Tiefe Störstellen entstehen beim Wachstum durch den Einbau von Fremdatomen in den Kristall des Übergitters und nehmen auf die elektrischen Eigenschaften des Kristalls Einfluß. Ladungsträger werden durch Traps eingefangen, und die Zahl der effektiv zum Transport zur Verfügung stehenden Elektronen wird reduziert.

A.3 Untersuchung verschiedener Mesagrößen

Es wurden Kennlinien von Mesaelementen unterschiedlicher Größe aufgezeichnet. In Abbildung A.3 sind drei Kennlinien zusammengestellt. Die Größe der Mesas betrug: a) $100\,\mu\mathrm{m}^2$, b) $150\,\mu\mathrm{m}^2$ und c) $250\,\mu\mathrm{m}^2$. Eine Abhängigkeit des Stroms von der Querschnittsfläche der Mesas konnte nicht beobachtet werden. Weder die Leitwerte noch die Amplitude des Stroms im höherleitenden Zustand unterschieden sich signifikant voneinander. Diese Beobachtung legt den Schluß nahe, daß der Strom unabhängig von der Querschnittsfläche des Mesas ist. Eine Möglichkeit wäre, daß der Strom begrenzt wird durch Filamente im Übergitter, deren Existenz auch schon in anderem Zusammenhang in Kapitel 3 diskutiert wurde.

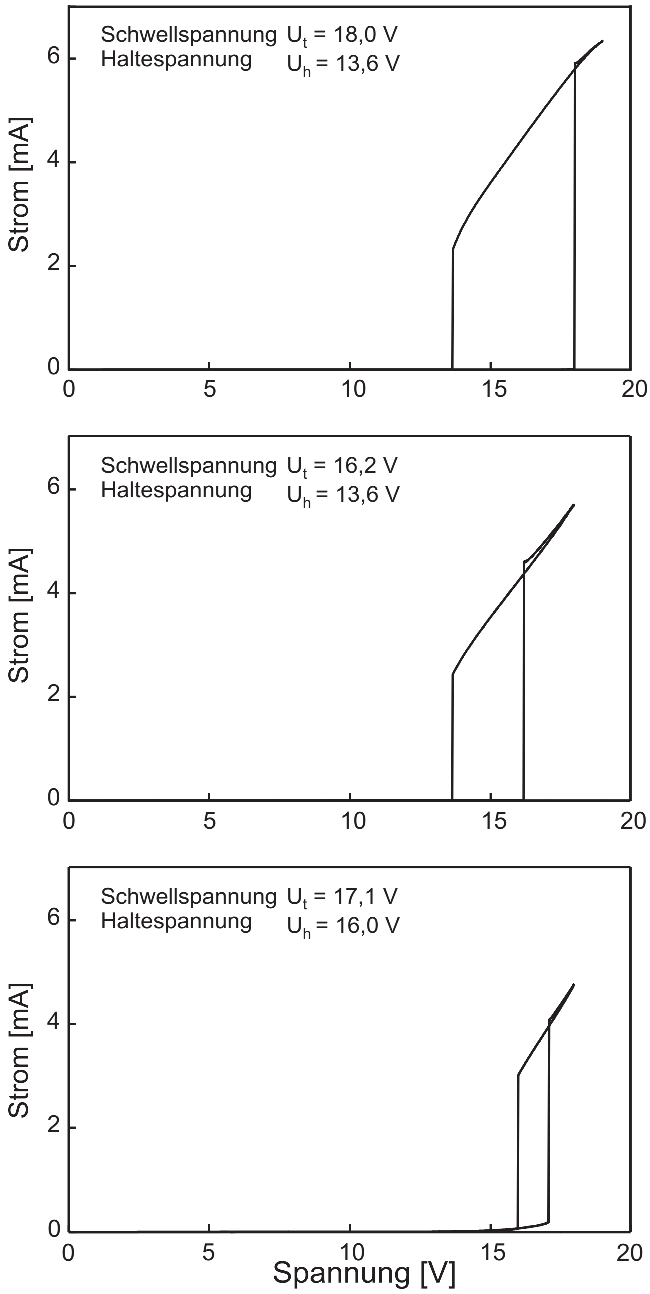


Abbildung A.1: *Drei Kennlinien gemessen an verschiedenen Mesaelementen; die Schwell- und Haltespannungen variieren um bis zu 2,5 V.*

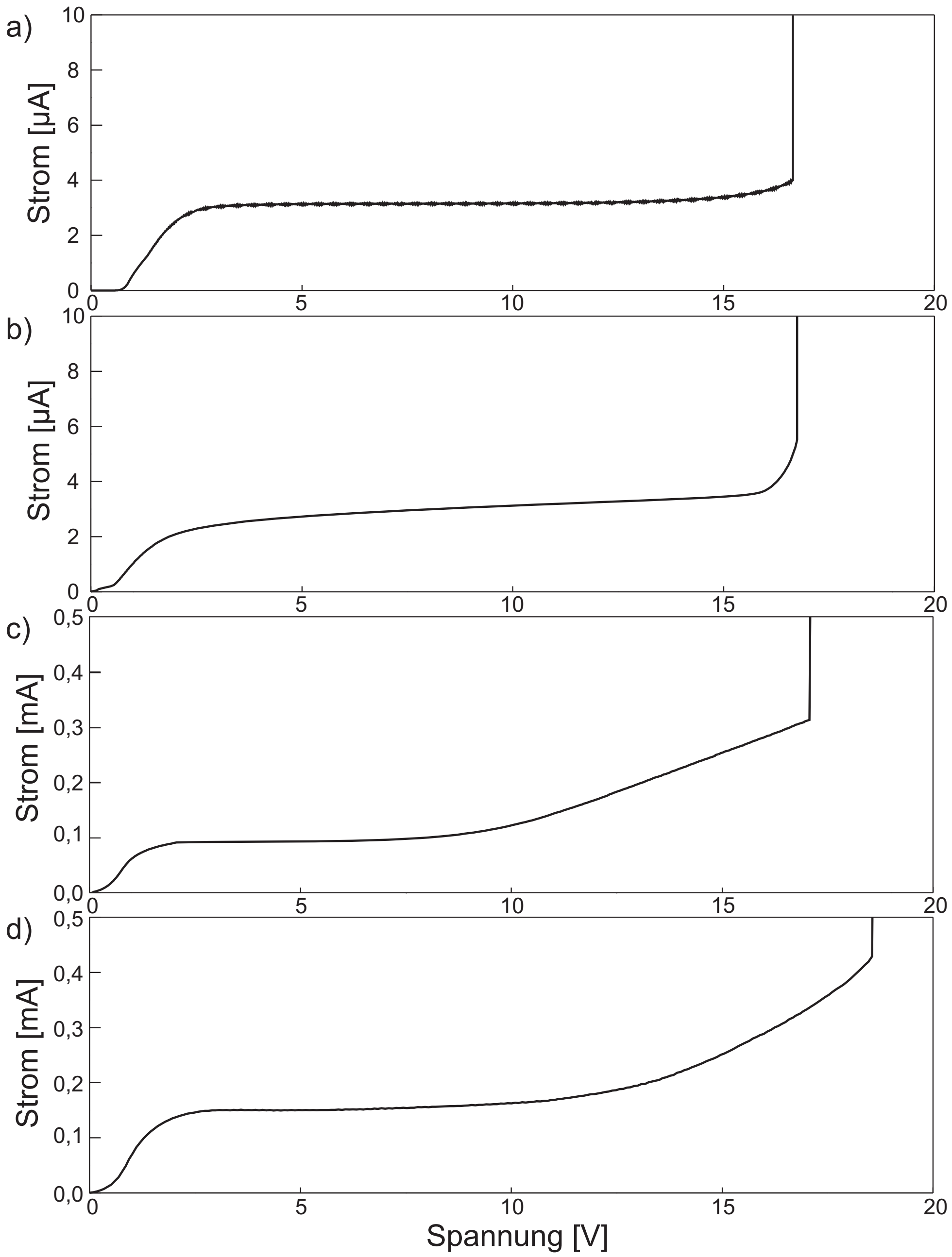


Abbildung A.2: *Vier niedrigleitende Zustände aus Kennlinien verschiedener Mesas mit gleicher Querschnittsfläche; bei einer Spannung von 7 V betrug der Strom: a) 3,6* μA, *b) 2,9* μA, *c) 95* μA *und d) 110* μA.

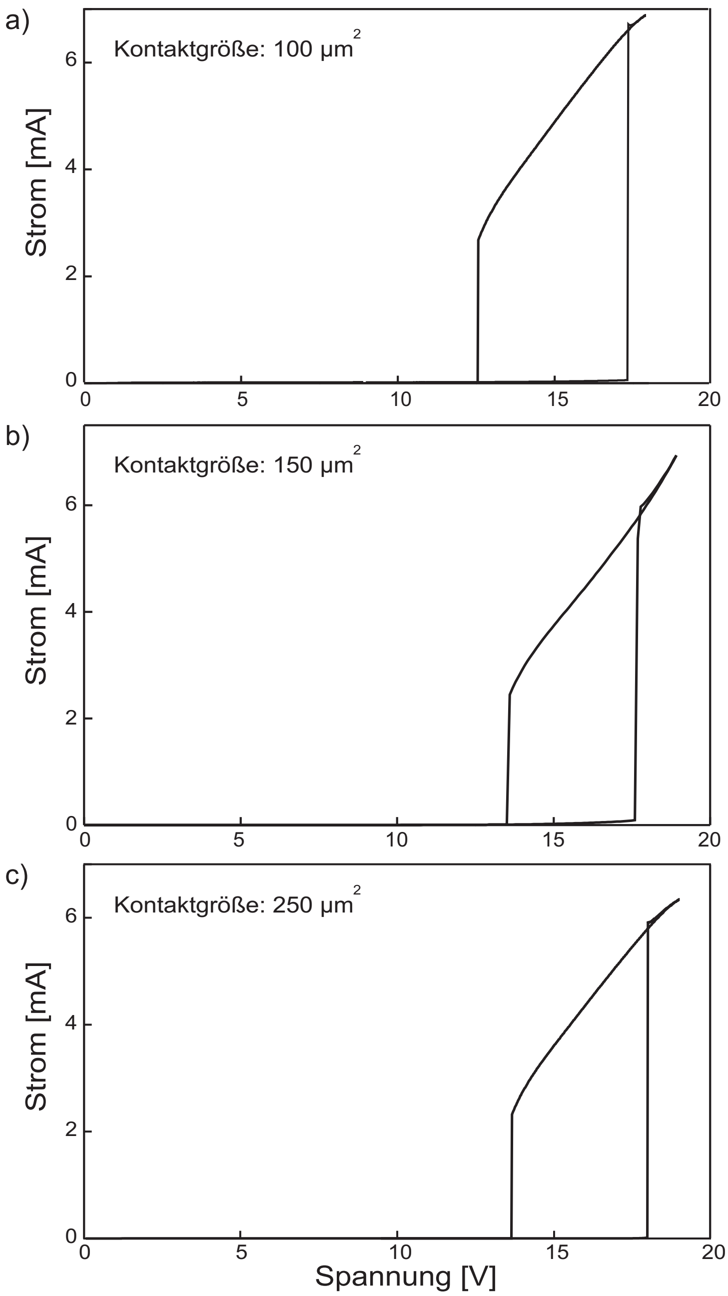


Abbildung A.3: *Kennlinien von Übergittermesas mit unterschiedlicher Querschnittsfläche: a) 100* μm^2*, b) 150* μm^2 *und c) 250* μm^2*.*

Anhang B

Optische Beeinflussung des Schaltens

Es wurde untersucht, wie sich das Schaltverhalten des Übergitters durch optische Strahlung beeinflussen läßt. Insbesondere sollten die Auswirkungen zusätzlicher Ladungsträger auf den Übergitter-Schalter ermittelt werden. Durch Bestrahlung des Übergitters mit einem Halbleiter-Laser wurde die Konzentration freier Ladungsträger im Übergitter erhöht. Die zusätzlichen Ladungsträger wurden durch Absorption von Lichtquanten aus dem Valenzband generiert.

Zur Bestrahlung wurde ein Dauerstrich-Halbleiter-Laser der Firma LASER 2000 verwendet. Die Emissionswellenlänge betrug 685 nm (entspricht $1,81\,\mathrm{eV}$) und die Strahlungsleistung konnte kontinuierlich bis 8 mW geregelt werden. Der Strahl des Lasers wurde senkrecht zur Stromflußrichtung im Übergitter ausgerichtet (Abb. B.1). Durch seitliche Bestrahlung des Übergitters mit einem Laser wurde in einer schmalen Randschicht die Konzentration freier Ladungsträger erhöht. Bei einer Wellenlänge von 685 nm beträgt der Absorptionskoeffizient für GaAs ca. $2{,}7{\cdot}10^4\,\mathrm{cm}^{-1}$ [65]. Damit ergibt sich eine Eindringtiefe der Laserstrahlung von ca. $0{,}4\,\mu$m. Bezogen auf das Gesamtvolumen des Übergitters war lediglich in 4% des Übergitters eine erhöhte Ladungsträgerkonzentration vorhanden. Durch die Bestrahlung des Übergitters mit einem Laser der Wellenlänge 685 nm gelangen Elektronen aus dem

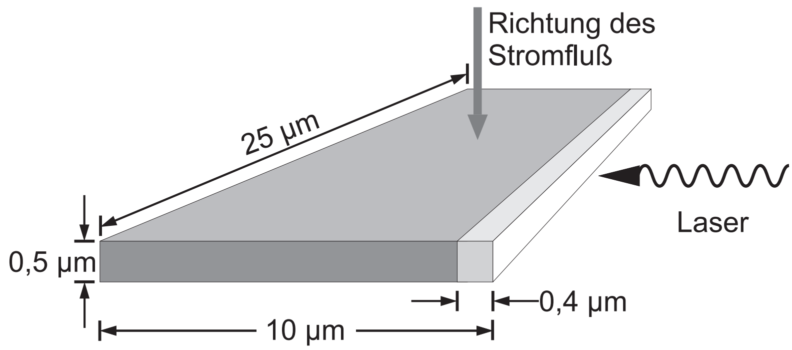


Abbildung B.1: *Beeinflussung des Schaltens durch Bestrahlung des Randes des Übergitters.*

Valenzband durch Absorption eines Photons direkt in das zweite Miniband des Übergitters (Abb. B.2); die Zahl der Ladungsträger erhöht sich.

Um etwas über das Schaltverhalten des Übergitter-Schalters bei optischer Bestrahlung zu erfahren, wurden in Abhängigkeit der Laserleistung Kennlinien mit einer Konstantspannungsquelle aufgezeichnet. In Abbildung B.3 sind vier unterschiedliche Kennlinien des Übergitters abgebildet. Neben der Kennlinie des unbestrahlten Übergitters (*schwarz*) sind weitere Kennlinien in unterschiedlichen Grauabstufungen gezeigt, die bei unterschiedlichen Strahlungsleistungen des Lasers gemessen wurden. Folgendes wurde beobachtet:

- Mit zunehmender Strahlungsleistung erhöhte sich der Strom im niedrigleitenden Zustand. Ohne Bestrahlung betrug der Strom ca. $2\,\mu$A. Durch die Bestrahlung konnte der Strom bis auf $500\,\mu$A erhöht werden. Die Erhöhung des Stroms ist in einem weiten Bereich proportional zur abgestrahlten Laserleistung.

- Die Experimente haben zeigt, daß bei Bestrahlung des Übergitters die Schwellspannung U_t verkleinert werden kann. Die Schwellspannung U_t verschob sich mit zunehmender Strahlungsleistung zu kleineren Spannungen hin. Bei einer Laserleistung von 8 mW konnte die Schwellspannung um bis zu 1,6 V verkleinert werden.

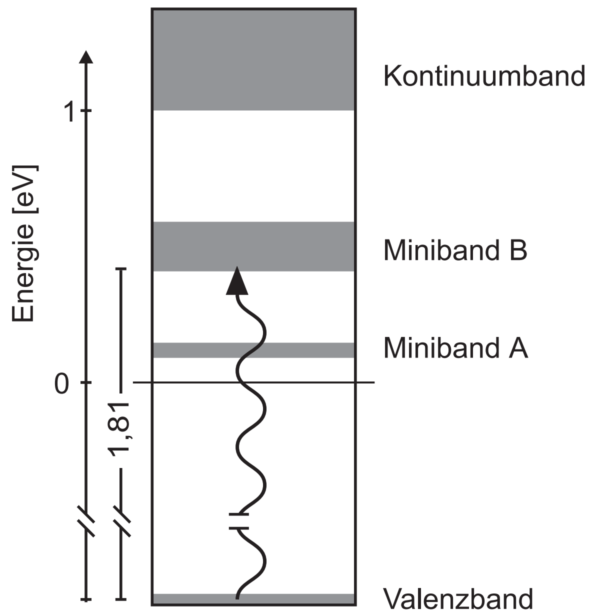


Abbildung B.2: *Optische Generation von Ladungsträgern aus dem Valenzband in das zweite Miniband des Übergitters.*

- Eine signifikante Vergrößerung des Stroms im höherleitenden Zustand durch optische Bestrahlung konnte nicht festgestellt werden.
- Die Haltespannung U_h war bis zu einer Laserleistung von 8 mW nahezu konstant. Sie konnte durch die Bestrahlung mit dem Halbleiterlaser kaum beeinflußt werden.

Die Experimente haben gezeigt, daß sich die Kennlinie eines Halbleiter-Übergitter-Schalters durch optische Bestrahlung beeinflussen läßt. Insbesondere konnte die Schwellspannung U_t um bis zu 1,6 V herabgesetzt werden.

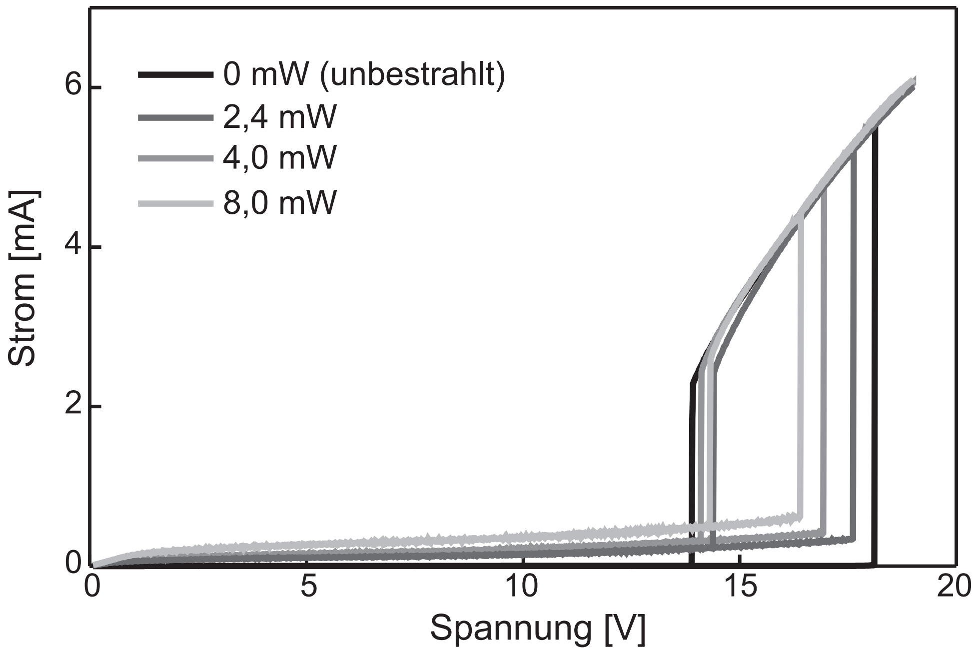


Abbildung B.3: *Vergleich zwischen Kennlinien des unbestrahlten und des bestrahlten Übergitters; die unterschiedlichen Grauabstufungen beziehen sich auf die von Laser abgestrahlte Leistung.*

Literaturverzeichnis

[1] L. Esaki und R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970)

[2] C. Zener, Proc. Roy. Soc. London Ser. A **145**, 523 (1934)

[3] C. Waschke, H. G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurz, K. Köhler, Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993)

[4] A. Sibille, J. F. Palmier, C. Minot, F. Mollot, Appl. Phys. Lett. **54**, 165 (1989)

[5] M. Büttiker und H. Thomas, Phys. Rev. Lett. **38**, 78 (1977)

[6] A. A. Ignatov, V. L. Piskarev, V. I. Shashkin, Sov. Phys. Semicon. **19**, 1345 (1985)

[7] J. Kastrup, R. Klann, H. T. Grahn, K. Ploog, L. L. Bonilla, J. Galán, M. Kindelan, M. Moscoso, R. Merlin, Phys. Rev. B **52**, 13761 (1995)

[8] F. Beltram, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S. -N. G. Chu, A. Y. Cho, Phys. Rev. Lett. **64**, 3167 (1990)

[9] D. Miller, B. Laikhtman, Phys. Rev. B **50**, 18426 (1994)

[10] A. Wacker, A.-P. Jauho, Phys. Scr. **T69**, 321 (1997)

[11] K. Hofbeck, E. Schomburg, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Melzer, S. Ivanov, S. Schaposchnikov und P. S. Kop'ev, Phys. Lett. A **218**, 349 (1996)

[12] H. Le Person, C. Minot, L. Boni und J. F. Palmier, Appl. Phys. Lett. **60**, 2397 (1992)

[13] E. Schomburg, M. Henini, J. M. Chamberlain, D. P. Steenson, S. Brandl, K. Hofbeck, K. F. Renk, W. Wegscheider, Appl. Phys. Lett. **74**, 2179 (1999)

[14] E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kosvsch, P. S. Kop'ev, Elect. Lett. **35**, 1491 (1999)

[15] S. Winnerl, E. Schomburg, J. Grenzer, H.-J. Regl, A. A. Ignatov, A. Semenov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, S. Schaposchnikov, P. S. Kop'ev, Phys. Rev. B **56**, 10303 (1997)

[16] S. Winnerl, H.-J. Regl, T. Blomeier, E. Schomburg, J. Grenzer, A. A. Ignatov, A. Semenov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, S. Schaposchnikov, P. S. Kop'ev, Phys. Stat. Sol. B **204**, 58 (1997)

[17] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Editions de Physique, Paris (1988)

[18] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, München (1973)

[19] A. Wacker, A.-P. Jauho, Phys. Rev. Lett. **80**, 369 (1998)

[20] R. Tsu, G. Döhler, Phys. Rev. B, **12**, 680 (1975)

[21] R. F. Kazarinov, R. A. Suris, Sov. Phys.Semicond. **6** 120 (1972)

[22] E. Schomburg, *Kohärenter Transport in n-dotierten GaAs/AlAs-Übergittern in statischen und hochfrequenten Feldern*, Dissertation, Regensburg (1996)

[23] E. E. Mendez, F. Agulló-Ruega, J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988)

[24] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny, Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988)

[25] P. A. Lebwohl, R. Tsu, J. Apl. Phys. **41**, 2664 (1970)

[26] G. Wannier, *Elements of Solid State Theory*, Cambridge U. P. London (1959)

[27] H. Fukuyama, R. A. Barl, H. C. Fogedby, Phys. Rev. B **8**, 5579 (1973)

[28] S. Rott, *Theory of Electronic Transport in Semiconductor Superlattices*, Dissertation, Erlangen (1999)

[29] C. H. Yang, M. Carlson-Swindle, S. A. Lyon, J. M. Worlock, Phys. Rev. Lett. **55**, 2359 (1985)

[30] K. Seeger, *Halbleiterphysik: eine Einführung*, Vieweg, Braunschweig (1992)

[31] H. Steuer, *Selbstgenerierte Oszillationen in Halbleiterübergittern*, Diplomarbeit, Berlin (1999)

[32] D. G. Pavel'ev, *private Mitteilung*

[33] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons (1981)

[34] H. Steuer, A. Wacker, E. Schöll, M. Ellmauer, E. Schomburg, K. F. Renk, Appl. Phys. Lett. **76**, 2059 (2000)

[35] E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin (1987)

[36] A. M. Nechayev, Rad. Engin. and Elec. Phys. **27**, 158 (1982)

[37] A. Wacker, E. Schöll, Appl. Phys. Lett. **59**, 1702 (1991)

[38] J. Hirschinger, H. Kostial, W. Prettl, Sol. Stat. Com. **106**, 187 (1998)

[39] U. Rau, *Räumliche und zeitliche Strukturbildung beim nichtlinearen Ladungstransport in Halbleitern*, Dissertation, Stuttgart (1990)

[40] A. M. Belyantsev, V. I. Gavrilenko, A. A. Ignatov, V. I. Piskarev, V. I. Shashkin, A. A. Andronov, Sol.-State Electr. **31**, 379 (1988)

[41] A. M. Belyantsev, A. A. Ignatov, V. I. Piskarev, M. A. Sinitsyn, V. I. Shashkin, B. S. Yavich, M. L. Yakovlev, YEPT Lett. **43**, 438 (1986)

[42] C. Song, K. P. Roenker, J. Appl. Phys. **72**, 4417 (1992)

[43] U. Rau, W. Clauß, A. Kittel, M. Lehr, M. Bayerbach, J. Parisi, J. Peinke, R. P. Huebener, Phys. Rev. B **43**, 2255 (1990)

[44] A. Wacker, E. Schöll, J. Appl. Phys. **78**, 7352 (1995)

[45] M. P. Shaw, I. J. Gastman, Appl. Phys. Lett. **19**, 243 (1971)

[46] F. K. Kneubühl, *Lineare und nichtlineare Schwingungen und Wellen*, B. G. Teubner, Stuttgart (1995)

[47] A. Sibille, J. F. Palmier, F. Mollot, H. Wang, J. C. Esnault, Phys. Rev. B **39**, 6272 (1989)

[48] S. Winnerl, *Quantenresponse der Minibandelektronen in Halbleiter-Übergittern in THz-Feldern*, Dissertation, Regensburg (1999)

[49] E. Schomburg, K. Hofbeck, J. Grenzer, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, S. Ivanov, P. S. Kop'ev, Appl. Phys. Lett. **71**, 401 (1997)

[50] A. Sibille, J. F. Palmier, H. Wang, J. C. Esnault, F. Mollot, Appl. Phys. Lett. **56**, 256 (1990)

[51] A. Sibille, J. F. Palmier, H. Wang, F. Mollot, Phys. Rev. Lett. **64**, 52 (1990)

[52] A. Sibille, J. F. Palmier, F. Laruelle, Phys. Rev. Lett. **80**, 4506 (1998)

[53] S. Brandl, E. Schomburg, R. Scheuerer, K. Hofbeck, J. Grenzer, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, A. Zhukov, A. Kovsch, V. Ustinov, S. Ivanov, P. S. Kop'ev, Appl. Phys. Lett. **73**, 3117 (1998)

[54] E. Schomburg, T. Blomeier, K. Hofbeck, J. Grenzer, S. Brandl, I. Lingott, A. A. Ignatov, K. F. Renk, Phys. Rev. B **58**, 4035 (1998)

[55] E. Schomburg, T. Blomeier, J. Grenzer, K. Hofbeck, I. Lingott, S. Brandl, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, A. Zhukov, P. S. Kop'ev, Physica E **2**, 295 (1998)

[56] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, J. Wiley & Son, New York (1996)

[57] A. Wacker, *Semiconductor Superlattices: A modell system for nonlinear transport*, Habliliationsschrift, Berlin (2000)

[58] J. Spangler, U. Margull, W. Prettl, Phys. Rev. B **45**, 12137 (1992)

[59] T. Blomeier, E. Schomburg, K. Hofbeck, J. Grenzer, S. Brandl, I. Lingott, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, P. S. Kop'ev, Phys. Stat. Sol. B **204**, 485 (1997)

[60] J. Spangler, W. Prettl, Phys. Scrip. **T55**, 25 (1994)

[61] C. F. Klingshirn, *Semiconductor Optics*, Springer-Verlag, Berlin (1995)

[62] E. Schöll, *Nonliniear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors*, Cambridge U. P. London (2001)

[63] O. A. Mezrin, S. I. Troshkov, Sov. Phys. Semicond. **20**, 819 (1986)

[64] H. Krömer, IEEE Trans. on Elect. Dev. **13**, 27 (1966)

[65] P. S. Kirejew, *Physik der Halbleiter*, Akad.-Verl., Berlin (1974)

Danksagung

Während der Durchführung dieser Arbeit ist mir von vielen Seiten Hilfe zugekommen. Zahlreichen Personen, die an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt waren, schulde ich großen Dank.

Herrn Prof. Dr. K. F. Renk für die Möglichkeit, an seinem Lehrstuhl promovieren zu können. Er war sehr um den Fortschritt der Arbeit bemüht und hat mich durch eine Vielzahl von Diskussionen und Anregungen oft vor Irrwegen bewahrt. Ich habe sehr viel von ihm gelernt.

Herrn Dr. E. Schomburg für die unermüdliche Diskussionsbreitschaft, seinen ansteckenden Ehrgeiz und sein Interesse an meiner Arbeit. Er investierte viel Zeit darin, mir beim Lösen von Problemen zu helfen.

Herrn Dipl. Phys. H. Steuer und Herrn Dr. A. Wacker. Sie haben die Theorie zum Halbleiter-Übergitter-Schalter entwickelt und geduldig meine vielen Fragen beantwortet. Für Diskussionen (auch via E-mail) standen sie stets zur Verfügung.

Herrn Dr. A. A. Ignatov, von dessen Erfahrungsschatz ich sehr profitierte. Er hat mit vielen Diskussionen einen wesentlichen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet.

Den Mitgliedern des Graduiertenkollegs „Komplexität in Festkörpern: Phononen, Elektronen und Strukturen“. Die zahlreichen Vorträge und anschließenden Diskussionen waren sehr aufschlußreich und informativ. Der interdisziplinäre Austausch mit Doktoranden anderer Fachrichtungen war ebenso lehrreich wie amüsant.

Den Mädls und Jungs des Lehrstuhls: Herrn J.–M. Batke, Herrn J. Brandl, Herrn M. Häußler, Herrn F. Klappenberger, Herrn M. Krätschmer, Frau T. Kube, Herrn F. Maier, Herrn W. Pamler, Herrn R. Scheuerer, Herrn R. Summer, Herrn H. Tietz und Frau A. Vollnhals. Durch ihre freundliche Art schufen sie ein gutes Klima und ermöglichten ein angenehmes Arbeiten. Danke für die ungezählten Tips, Anregungen und Diskussionen.

Frau U. Turba, den Fels in der Brandung. Mit ihrer netten, zuvorkommenden Art löste sie alle Probleme bürokratischer Art.

Meiner Mutter, die mich immer unterstützte und stets zu mir hielt.

Mein besonderer Dank gilt meiner lieben Frau Sandra. Sie ließ mich meine Ideen und Vorstellungen umsetzen und zweifelte (mir gegenüber) nie an der Richtigkeit meines Handelns.