

# Bloch-Oszillationen und ihre Kopplung an optische Phononen

Die Femtosekunden-Spektroskopie liefert neue Einblicke in die Dynamik von Halbleiter-Übergittern

Thomas Dekorsy

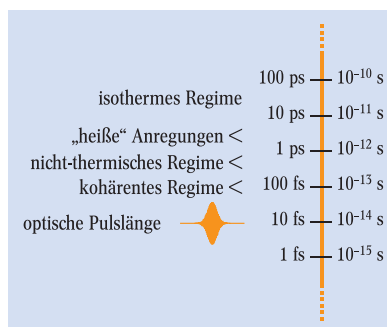
Mithilfe der zeitaufgelösten optischen Spektroskopie mit Femtosekunden-Laserpulsen lässt sich die Echtzeit-Dynamik von Elektronen und Phononen und deren Wechselwirkung in Halbleitern untersuchen. Ein fundamentales Problem der Festkörperphysik ist die Oszillation eines Elektrons im periodischen Potential eines Festkörpers unter dem Einfluss eines statischen elektrischen Feldes. Zwar haben Bloch und Zener diese sog. Bloch-Oszillation schon in frühen Arbeiten vorhergesagt. Doch erst Anfang der 90er Jahre gelang es, künstliche Kristallgitter herzustellen – sog. Halbleiter-Übergitter –, in denen sich Bloch-Oszillationen mit sub-Pikosekunden Zeitauflösung tatsächlich auch beobachten ließen. Vor kurzem konnten wir mit einem Halbleiter-Übergitter die Wechselwirkung der oszillierenden Elektronen mit optischen Phononen unter resonanten Bedingungen untersuchen. Die Experimente gaben Aufschluss über einen neuen Mechanismus zur Anregung kohärenter optischer Phononen.

Die zeitaufgelöste Beobachtung physikalischer Phänomene auf extrem kurzen Zeitskalen hat sich zu einer wichtigen Methode der Physik entwickelt, ja sogar zu einer neuen Querschnittswissenschaft. Sowohl in der Physik als auch in Chemie und Biologie gibt es eine große Nachfrage nach Methoden, die Einblicke in zeitliche Prozesse liefern, z. B. zur Untersuchung der elektronischen Dynamik in Halbleitern und Nanostrukturen, der Kinetik chemischer Reaktionen oder der mit vielen Freiheitsgraden behafteten Dynamik von Biomolekülen.

Die wichtigsten Primärprozesse spielen sich auf der Zeitskala einiger bis einiger hundert Femtosekunden ab ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ), weit entfernt vom zeitlichen Wahrnehmungsvermögen des Menschen. Im wissenschaftlichen Sprachgebrauch hat sich die Vorsilbe „ultra“ zur Beschreibung dieses Zeitbereichs eingebürgert – man spricht von ultraschnellen Phänomenen und ultrakurzen Lichtpulsen. In der Zukunft wird diese „Femto-Wissenschaft“ einen ähnlichen Stellenwert einnehmen wie die „Nano-Wissenschaft“ – die zunehmende Anzahl an Beiträgen zu diesem Thema in den Physikalischen Blättern mag ein Indiz dafür sein.

Der Femtosekunden-Zeitbereich wurde der Messtechnik durch neuentwickelte Laser erschlossen, die

ultrakurze Lichtpulse emittieren [1]. Zum Arbeitspferd auf diesem Gebiet wurde der Titan-Saphir-Laser: Innerhalb des breiten Verstärkungsspektrums eines mit Titan dotierten Saphir-Kristalls lassen sich durch passive Modenkopplung Pulse erzeugen, deren Dauern nur noch wenigen optischen Zyklen des elektromagnetischen Feldes entsprechen. Die kurze Dauer eines solchen Pulses ist dabei über die Heisenbergsche Unschärferelation mit einer gewissen spektralen Breite verknüpft.



**Abb. 1:** Zeitskala der relevanten Prozesse nach Anregung von Halbleitern mit kurzen Pulsen. Zusätzlich ist der elektrische Feldverlauf eines kurzen optischen Pulses angedeutet, der bei 10 fs Pulslänge nur noch einige Schwingungen des elektromagnetischen Feldes enthält.

Die Zeitauflösung erzielt man experimentell über eine optische Korrelationsmesstechnik, bei der der Laserstrahl über einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten wird. Die Pulse in dem einen Strahl werden zur optischen Anregung einer Probe verwendet, während die Pulse in dem anderen Strahl die Änderungen der optischen Eigenschaften der angeregten Probe abtasten – die so genannte Anrege-Abfrage oder *pump-probe*-Technik. Über die Laufzeitverzögerung der Pulse gegeneinander wird die Zeitauflösung erreicht. Im Experiment wird die Verzögerung durch die mechanische Translation eines Spiegels realisiert. Dabei entspricht eine Wegänderung von einem Mikrometer in einem der Teilstrahlen einer relativen Zeitverzögerung von 3,3 fs.

## Femtosekunden-Spektroskopie an Halbleitern

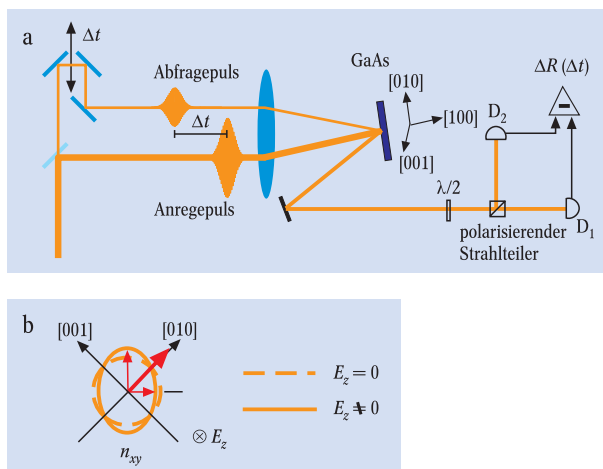
Seit der Entwicklung der ersten Kurzpulslaser werden Halbleiter mit der nun verfügbaren hohen zeitlichen Auflösung erforscht [2]. Die Untersuchungen lieferten ein detailliertes Bild, wie in Volumenhalbleitern die Energierelaxation nach der optischen Anregung abläuft. Die Prozesse lassen sich grob klassifizieren (Abb. 1): Bei der Interbandanregung eines Halbleiters durch ein kohärentes Laserfeld, das heißt bei der opti-

Dr. Thomas Dekorsy, Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung, Forschungszentrum Rossendorf, Postfach 510119, 01314 Dresden, t.dekorsy@fz-rossendorf.de – Festvortrag anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2001 auf der 65. Physikertagung in Hamburg

schen Anregung eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband, prägt der optische Puls den angeregten Wellenfunktionen eine feste Phasenbeziehung auf. Doch wegen der großen Anzahl möglicher Streuprozesse zerfällt diese Kohärenz in Volumenhalbleitern innerhalb der ersten 100 fs nach der optischen Anregung. Nach diesem Kohärenzverlust lassen sich die Ladungsträgerverteilungen noch nicht durch eine Gleichgewichtsverteilung beschreiben. Dieses Regime wird nicht-thermisches Regime genannt, da man den Verteilungsfunktionen der Elektronen und Löcher keine Temperatur zuordnen kann. Innerhalb der ersten Pikosekunde findet jedoch über Stöße zwischen den Ladungsträgern eine Thermalisierung statt. Dieses Regime wird als das der heißen Anregungen bezeichnet, weil die entsprechenden Temperaturen der Ladungsträgerverteilungen – je nach optischer Anregungsenergie – relativ zur Energie der Bandlücke weit oberhalb der

lässt sich auch der Zerfall von gekoppelten Plasmon-Phonon-Moden zeitaufgelöst untersuchen.

In Halbleiter-Heterostrukturen, d. h. in Quantentrögen, -drähten und -punkten, liefern zeitaufgelöste Experimente detaillierten Einblick in viele Prozesse: z. B. in die Einfangdynamik von Ladungsträgern in Potentialminima, in exzitonische Nichtlinearitäten, in Vielteilcheneffekte und die Dynamik der Coulomb-Abschirmung. Aufgrund der veränderten Zustandsdichten werden in niedrigdimensionalen Halbleiter-Strukturen die Streuratzen verringert. Deshalb lässt sich in solchen Systemen elektronische Quantenkohärenz über mehrere Pikosekunden beobachten. Bloch-Oszillationen in Halbleiter-Übergittern stellen in diesem Zusammenhang ein interessantes Modellsystem dar, um kohärente elektronische Dynamik zu untersuchen. Doch bevor ich zu diesem System komme, möchte ich die verwendete Messtechnik näher erläutern, und zwar am Beispiel der zeitaufgelösten Spektroskopie eines Volumenhalbleiters (Abb. 2a).



**Abb. 2:**  
 ► a) Experimenteller Aufbau zur zeitaufgelösten Detektion elektrischer Feldänderungen an GaAs(100)-Oberflächen über den elektro-optischen Effekt. Die Zeitauflösung wird über die mechanische Verzögerung des Abfrageimpulses gegen den Anregepuls erzielt. Die Polarisationsdrehung des von der Probe reflektierten Abfragepulses wird mittels eines polarisierenden Strahlteilers analysiert. D<sub>1</sub> und D<sub>2</sub> sind Photodioden, deren Differenzsignal elektronisch mittels eines Differenzverstärkers gebildet wird.  
 ► b) Feldabhängigkeit des Brechungsindex (optische Indikatrix) in der (100)-Ebene. Die roten Pfeile zeigen die Polarisation des Abfragepulses auf der Probe und deren Aufspaltung durch den polarisierenden Strahlteiler an.

Gittertemperatur liegen können. Diese Überschussenergie wird über Phononenemission auf einer Pikosekundenskala an das Gitter abgegeben, bis sich ein isothermer Zustand eingestellt hat. Auf dieser Zeitskala rekombinieren in direkten Halbleitern in der Regel die angeregten Ladungsträger.

Neben der Ladungsträgerdynamik lässt sich auch die Gitterdynamik zeitaufgelöst beobachten. Erste Experimente hierzu basierten auf zeitaufgelöster Raman-Streuung (*coherent anti stokes Raman scattering*, CARS) mit Pikosekunden-Zeitauflösung [3]. Später stellte man fest, dass ein Laserpuls, dessen Dauer kürzer als die Periode einer Phononschwingung ist, Gitterschwingungen kohärent anregen kann und sich der Zerfall dieser kohärenten Anregung in einem Anrege-Abfrage-Experiment in Amplitude und Phase zeitaufgelöst beobachten lässt [4]. Generiert ein optischer Puls gleichzeitig Ladungsträger und kohärente Phononen,

### Anregung kohärenter Phononen in GaAs

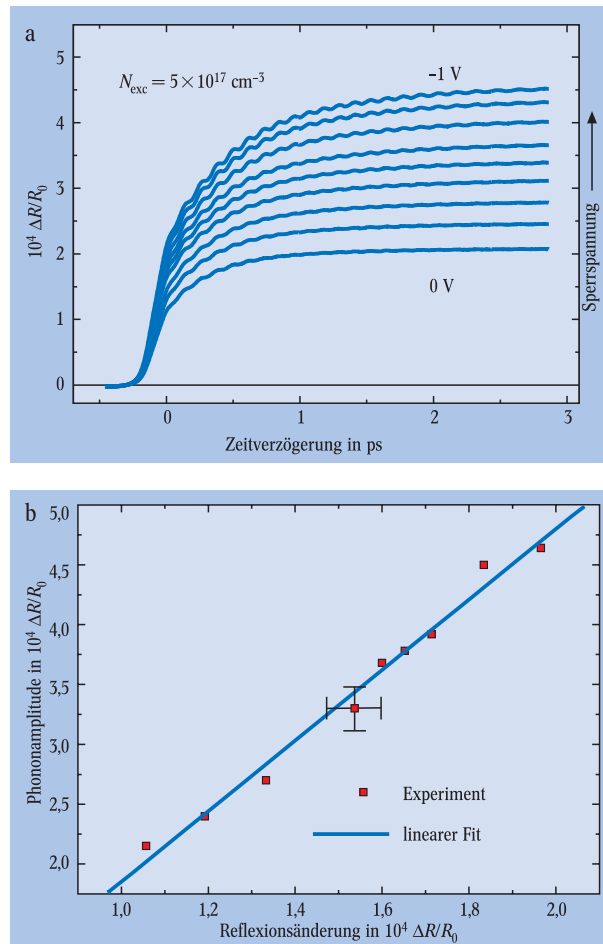
Für das Verhalten opto-elektronischer Bauelemente ist neben der oben beschriebenen Relaxationsdynamik optisch angeregter Ladungsträger noch ein weiterer Prozess von großer Bedeutung: die Änderung des elektrischen Feldes. Um die Dynamik elektrischer Felder auf einer sub-Pikosekunden-Zeitskala untersuchen zu können, benötigt man ein Verfahren, mit dem sich Feldänderungen rein optisch detektieren lassen. Eine mögliche Methode nutzt dazu den linearen elektro-optischen Effekt, oder Pockels-Effekt, der eine lineare Abhängigkeit des Brechungsindex vom elektrischen Feld beschreibt. Der Pockels-Effekt basiert auf der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung und wird durch eine tensorielle Größe beschrieben. In Abb. 2b sind die Änderungen des Brechungsindex in der (100)-Ebene eines GaAs-Kristalls für ein elektrisches Feld entlang der [100]-Richtung dargestellt: Entlang der [011]-Richtung erhöht sich der Brechungsindex, während er sich entlang der [0 $\bar{1}$ 1]-Richtung vermindert. Diese Änderungen lassen sich empfindlich mithilfe eines linear polarisierten Laserstrahls detektieren.

Zu diesem Zweck wird die Polarisationsrichtung des Lasers parallel zur [010]-Richtung des Kristalls gelegt. Ein polarisierender Strahlteiler spaltet den reflektierten Strahl in zwei orthogonale Komponenten entlang der [011]- und [0 $\bar{1}$ 1]-Richtung auf. Photodetektoren messen die Intensität in diesen beiden orthogonalen Teilstrahlen, die anschließend elektronisch voneinander subtrahiert werden. Die so gemessene relative Reflexionsänderung wird durch  $\Delta R/R_0 = (4r_{41}n_0^3\Delta F)/(n_0^2 - 1)$  beschrieben, wobei  $r_{41}$  der relevante elektro-optische Koeffizient,  $n_0$  der ungestörte Brechungsindex und  $\Delta F$  die elektrische Feldänderung entlang der [100]-Richtung ist. Wird diese elektro-optische Reflexionsänderung als Funktion der Zeitverzögerung gemessen, so erhält man quantitativ einen über die Eindringtiefe des Laserstrahls integrierten Wert der elektrischen Feldänderung entlang der [100]-Richtung, also senkrecht zur Probenoberfläche. Die Auflösung für die Änderungen des elektrischen Feldes wird durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis begrenzt. Mit einer schnellen Datenermittlung über mehrere Zeitverzögerungen lassen sich relative Reflexionsänderungen von bis zu  $10^{-7} \Delta R/R_0$  detektieren. Das entspricht einer elektrischen Feldänderung von nur 40 V/cm.

Diese Experimente haben wir an GaAs(100)-Oberflächen durchgeführt. Aufgrund von Oberflächenzuständen wird das Fermi-Niveau ungefähr in der Mitte der Bandlücke an der Oberfläche festgelegt (so genanntes *Fermi level pinning*). Je nach Größe der Dotierung des Kristalls führt dies zu einer Verbiegung der Bänder zur Oberfläche hin. Damit verbunden ist ein Oberflächenfeld in [100]-Richtung von einigen 10 kV/cm bis zu einigen 100 kV/cm. Bei der optischen Anregung von Ladungsträgern innerhalb der Eindringtiefe des Laserstrahls werden freie Elektron-Loch-Paare erzeugt, die durch das elektrische Feld räumlich separieren und einen Dipol aufbauen, der dem vorhandenen Oberflächenfeld entgegenwirkt und dieses abschirmt. Diese für die THz-Abstrahlung verantwortliche Dynamik der Ladungsträger-Separation wollen wir näher untersuchen. Der schnelle Dipolaufbau ist einer der dominanten Mechanismen für die THz-Abstrahlung von Halbleiter-Oberflächen nach der Anregung mit Femtosekunden-Pulsen. Gemäß der Hertzschen Dipolstrahlung ist die abgestrahlte Feldamplitude proportional zur zweiten Zeitableitung der Polarisationsänderung.

Abbildung 3a zeigt zeitaufgelöste Messungen dieser Reflexionsänderung an einer GaAs-Oberfläche, auf die zusätzlich ein transparenter Schottky-Kontakt (Metall-Halbleiter-Übergang) aufgebracht wurde, sodass das Oberflächenfeld gezielt variiert werden kann. Die Experimente wurden mit einem Farbstofflaser durchgeführt, der Pulse von 50 fs Dauer bei einer Energie von 2 eV emittiert. Die für unterschiedlich starke statische Felder gemessenen Kurven zeigen alle einen schnellen Anstieg auf der Zeitskala der Pulslänge, gefolgt von einem etwas langsameren Anstieg auf der Zeitskala einiger Pikosekunden. Dieses Verhalten und die Spannungsabhängigkeit der Signale lässt sich quantitativ durch Drift- und Diffusionsströme innerhalb des Oberflächenfeldes erklären [5]. Moduliert werden die Signale durch hochfrequente Oszillationen bei einer Frequenz von 8,8 THz. Diese Frequenz entspricht der longitudinalen optischen (LO) Phononfrequenz von GaAs. Die initialen Feldänderungen während der optischen Anregung sind kurz gegen die Periode der Phonenschwingung von 115 fs. Dieser so genannte Feldschlag führt zu einer impulsiven Anregung der optischen Phononen innerhalb des Oberflächenfeldes, was die Phasenlage der kohärenten Gitterschwingung bestätigt: Der Anregungsmechanismus führt zu einem Kosinusförmigen Anschwingen, entsprechend dem Starten eines Oszillators aus einer zum Zeitnullpunkt ausgelenkten Lage (Abb. 3a). Die Amplitude der kohärenten LO-Phononen nimmt dabei linear mit der Reflexionsänderung nach dem 50-fs-Puls zu (Abb. 3b). Und da diese Reflexionsänderung proportional zur initialen Feldänderung nach dem Anregungspuls ist, ist dieser Zusammenhang ein weiterer Beleg dafür, dass die ultraschnelle initiale Feldänderung die treibende Kraft für die kohärente Phononenanregung ist. Die Amplitude der kohärenten Phononen zerfällt mit einer Zeitkonstante von 4 ps, d. h. die Kohärenz der Gitterschwingungen ist wesentlich „robuster“ als die elektronische Kohärenz. Das als Dephasierung bezeichnete Abklingen der kohärenten Amplitude wird bestimmt durch den anharmonischen Zerfall der optischen Phononen in zwei niederenergetischere akustische Phononen unter Energie- und Impulserhaltung.

Dieses relativ einfache Experiment an Volumen-GaAs zeigt einige interessante Aspekte der Wechselwir-



**Abb. 3:**  
 ► a) Zeitaufgelöste relative elektro-optische Reflexionsänderungen  $\Delta R/R$  an einer GaAs(100)-Oberfläche, an der die Bandverbiegung über einen transparenten Schottky-Kontakt variiert werden kann. Die Oszillationen stammen von kohärent angeregten optischen Phononen.  
 ► b) Die lineare Abhängigkeit der kohärenten Phononamplitude von Reflexionsänderungen nach einem 50-fs-Puls gibt Aufschluss über den Anregungsmechanismus.

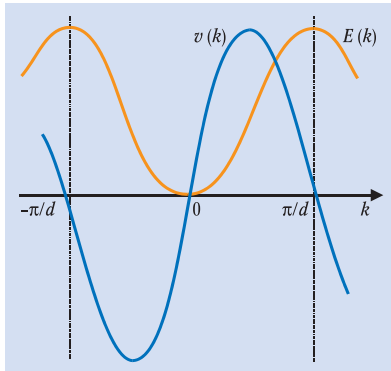
kung von Ladungsträgern, elektrischen Feldern und LO-Phononen nach einer impulsiven Anregung durch einen ultrakurzen Laserpuls, insbesondere auch die Anregung kohärenter Phononen über ultraschnelle Feldänderungen. Dieser Anregungsmechanismus ist eines der prominentesten Beispiele für eine kohärente Gitteranregung mithilfe eines Femtosekunden-Pulses, die sich nicht im Bild der inelastischen Raman-Streuung beschreiben lässt [4]. Dieses Szenario soll später mit der Wechselwirkung von optischen Phononen und Bloch-Oszillationen verglichen werden.

### Bloch-Oszillationen

Bloch-Oszillationen sind eine fundamentale Manifestation der Quantentheorie des Festkörpers. Ihre Formulierung geht auf Felix Bloch zurück [6]: Die elektronischen Eigenzustände eines periodischen Kristalls, so genannte Bloch-Wellen, besitzen ebenfalls einen gitterperiodischen Anteil. Entsprechend der Dispersionsrelation der Einelektronenzustände  $E(\mathbf{k})$  im reziproken Raum lassen sich eine effektive Masse  $m^*$  und ein Quasiimpuls  $\mathbf{k}$  ableiten, mit deren Hilfe sich die Elektronenbewegung völlig analog zu den klassischen Bewegungsgleichungen einer punktförmigen Ladung im elektrischen Feld beschreiben lässt. Betrachtet man jedoch die Dynamik eines Elektrons im Festkörper, so

ergeben sich entscheidende Abweichungen von der Dynamik eines freien Elektrons. Angenommen, ein elektronisches Wellenpaket – zusammengesetzt aus Bloch-Zuständen mit Impulsen um  $\mathbf{k} = 0$  – befinde sich zum Zeitnullpunkt im Minimum der Bandstruktur. Dann beschreibt das Newtonsche Beschleunigungstheorem die Dynamik jedes dieser Bloch-Zustände unter dem Einfluss eines statischen elektrischen Feldes  $\mathbf{F}$ :

$$\hbar \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = -e\mathbf{F},$$



**Abb. 4:** Bandstruktur  $E(\mathbf{k})$  (orange) und Geschwindigkeit  $v(\mathbf{k})$  (blau) innerhalb der ersten Brillouin-Zone eines periodischen Potentials mit Periode  $d$  (adaptiert von [8]).

d. h. der  $\mathbf{k}$ -Vektor des Wellenpaketes wächst linear mit der Zeit. Aufgrund der Translationsinvarianz der Bandstruktur gegenüber einer Verschiebung um einen reziproken Gittervektor  $\mathbf{K} = 2\pi/d$  (wobei  $d$  die Gitterperiode ist) ist der Wellenvektor nur modulo  $\mathbf{K}$  eine gut definierte Quantenzahl. Die Dynamik des Wellenpaketes lässt sich nun aus der Bandstruktur ableiten. Die Geschwindigkeit  $v$  wird durch die Dispersion der Bandstruktur ( $v = 1/\hbar \partial E(\mathbf{k})/\partial \mathbf{k}$ ) bestimmt (Abb. 4). Setzt man in diese Gleichung ein periodisches Potential der Form  $E(\mathbf{k}) \propto \cos(\mathbf{k}d)$  und die Zeitabhängigkeit des Wellenvektors ein, so folgt daraus eine räumliche Oszillation des Wellenpaketes – die Bloch-Oszillation – mit der Frequenz

$$v = \frac{eFd}{h} \quad [7].$$

Diese Frequenz ist über das elektrische Feld kontinuierlich abstimmbare und hängt nicht von der effektiven Masse des Elektrons ab.

Eine wichtige Folge einer oszillatorischen Bewegung der Elektronen ist die Emission elektromagnetischer Strahlung. Doch warum beeinflusst diese oszillatorische Bewegung nicht auch entscheidend die Leitfähigkeit eines Metalls oder eines Halbleiters? Als direkte Konsequenz dürfte ja kein Gleichstrom fließen. Die Antwort liegt darin, dass die Streuraten von Elektronen wesentlich größer sind als die mit realistischen Feldstärken erzielbaren Bloch-Frequenzen. In Metallen liegen die Streuzeiten im Bereich einiger bis einiger zehn Femtosekunden, in Volumenhalbleitern im Bereich von hundert Femtosekunden. Um folglich eine volle Bloch-Oszillation ausführen zu können, müssten die Frequenzen im Bereich größer 10 THz liegen. Mit einer typischen atomaren Gitterperiode von 5 Å und einem elektrischen Feld von 1 kV/cm liegt die Bloch-Frequenz jedoch bei 12 GHz, also circa drei Größenordnungen unterhalb der Streuraten. Mit anderen Worten: Die Änderung des Wellenvektors eines Wellenpaketes zwischen zwei Streuvorgängen ist nur ein Bruchteil der gesamten Brillouin-Zone. Aus diesem

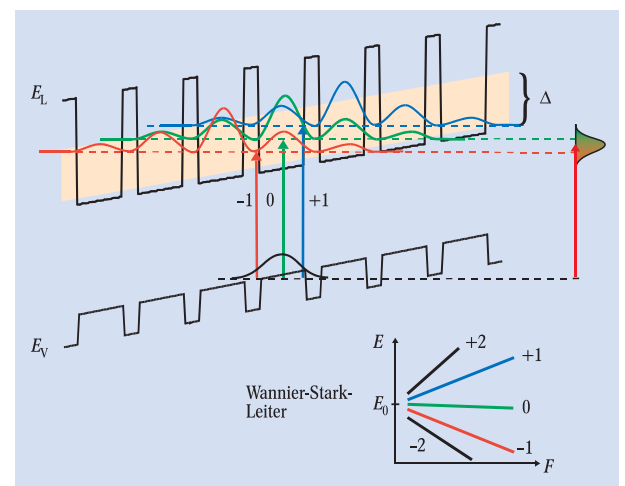
Grund finden sich Bloch-Oszillationen in einigen Lehrbüchern eher als hypothetisches Kuriosum wieder [8].

### Bloch-Oszillationen in Übergittern

Der Ausweg, Bloch-Oszillationen trotzdem realisieren zu können, geht auf eine Arbeit von Esaki und Tsu aus dem Jahr 1970 zurück [9]. Sie machten den Vorschlag, künstliche Kristalle, so genannte Übergitter, durch das alternierende Aufwachsen zweier verschiedener Halbleiter herzustellen. In solchen Kristallen sollten sich analog zu den Bändern des Volumenfestkörpers elektronische Bänder (Minibänder) ausbilden. Da die Gitterkonstante der Übergitter ein Vielfaches der atomaren Gitterkonstante ist, sollte entsprechend die Bloch-Frequenz um den gleichen Faktor erhöht sein. Damit würden sich Frequenzen im Bereich einiger hundert GHz bis einiger THz erreichen lassen, was bei niedrigen Gittertemperaturen kleiner als die Streuraten in Halbleitern sein könnte. Ein solches Übergitter könnte als „Bloch-Oszillator“ – also als ein kontinuierlich arbeitendes Bauelement – die bis heute existierende technologische Frequenzlücke zwischen hochfrequenten elektronischen Bauelementen im GHz-Bereich und langwelligen photonischen Emittoren schließen.

Es mussten jedoch erst fast 20 Jahre vergehen, bis es gelang, qualitativ hochwertige Halbleiter-Übergitter herzustellen, mit denen sich das von Esaki und Tsu vorhergesagte Phänomen untersuchen ließ. Innerhalb dieser Zeitspanne wurde die Molekularstrahlepitaxie für Halbleiter entwickelt und perfektioniert, sodass das Aufwachsen alternierender Schichten mit Monolagenpräzision möglich ist.

Abbildung 5 zeigt die Bandstruktur eines Übergitters im Materialsystem GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-2x</sub>As. Sowohl im Valenz- als auch im Leitungsband bilden sich Banddiskontinuitäten aus. Die Zustände der entsprechenden Einzelquantentöpfe im GaAs koppeln durch die dünnen Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-Barrieren und bilden elektronische Minibänder. Legt man nun ein elektrisches Feld an, lo-



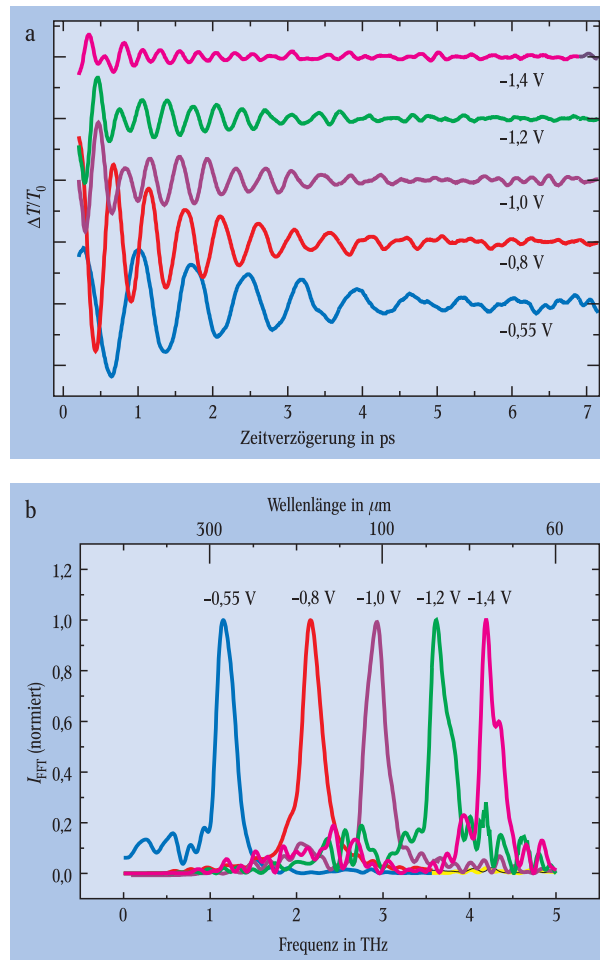
**Abb. 5:** Bandstruktur eines GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-2x</sub>As-Übergitters mit einem statisch angelegten elektrischen Feld. Die Amplitudenquadrate der elektronischen Wannier-Stark-Wellenfunktionen sind ebenfalls eingezeichnet. Unten rechts ist die Aufspaltung der optischen Übergänge zwischen Wannier-Stark-Niveaus mit steigendem elektrischen Feld, die so genannte Wannier-Stark-Leiter, angedeutet. Ein kurzer Laserpuls überstreicht mit seinem breiten Spektrum mehrere Wannier-Stark-Niveaus und erzeugt so ein kohärentes Wellenpaket.

kalisieren die Wellenfunktionen partiell. Die Lokalisierungslänge  $L$  ist dabei durch die Breite des Minibandes  $\Delta$  und das elektrische Feld  $F$  gegeben über  $L = \Delta/eF$ . Diese Zustände bezeichnet man als Wannier-Stark-Zustände. Die Lokalisierung der Wellenfunktionen wurde in den oben dargestellten semi-klassischen Ableitungen der Bloch-Oszillationen nicht berücksichtigt. In einer quantenmechanisch korrekten Beschreibung müssen die Wellenpakete aus einer Anzahl von Wannier-Stark-Funktionen zusammengesetzt werden. Doch dies ändert nichts an der schon aus der semi-klassischen Beschreibung abgeleiteten Dynamik.

Der energetische Abstand der Wannier-Stark-Wellenfunktionen entspricht gerade der Energie der Bloch-Oszillationen. Eine solche Aufspaltung der elektronischen Zustände eines Minibandes in Wannier-Stark-Zustände ließ sich erstmals Ende der 80er Jahre in statischen Absorptions- und Photoleitungsspektren beobachten [10]. Die Löcher im Valenzband lokalisieren (wegen der größeren effektiven Massen) bei niedrigeren Feldstärken, sodass für höhere Feldstärken optische Übergänge aus vollständig, d. h. in einem Quantentopf lokalisierten Lochfunktionen in elektronische Wannier-Stark-Niveaus erfolgen. Diese Experimente waren notwendig, um Bloch-Oszillationen im Zeitbereich beobachten zu können.

Die Superposition mehrerer Wannier-Stark-Funktionen zu einem Bloch-oszillierenden Wellenpaket wird durch die spektrale Breite eines modengekoppelten Femtosekunden-Lasers erzielt, dessen Zentralwellenlänge auf die Interbandübergänge des Übergitters abgestimmt wird. Eine zeitaufgelöste Beobachtung von Bloch-Oszillationen gelang erstmals in Vier-Wellen-Mischungsexperimenten, bei denen ein nichtlineares optisches Signal dritter Ordnung durch die Bloch-Oszillationen moduliert wird [11]. Die Esaki-Tsu-Vorhersage wurde eindrucksvoll bestätigt, als man von einem Übergitter die Abstrahlung kontinuierlich durchstimmbarer THz-Wellen messen konnte [12]. In diesen Experimenten, die bei tiefen Gittertemperaturen durchgeführt wurden, wurden in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-Übergittern Bloch-Oszillationen von einigen 100 GHz bis etwa 4 THz beobachtet. Die Dephasierungszeiten der Bloch-Oszillationen lagen bei einigen Pikosekunden.

Die schon oben für die Detektion von Feldänderungen in GaAs beschriebene Messtechnik erwies sich ebenfalls als sehr empfindlich, um die Dynamik von Bloch-Oszillationen zu studieren (Abb. 2a) [13]. Das detektierte Signal beruht dabei im Wesentlichen auf der longitudinalen Polarisation, die durch die oszillierende Wellenpakete hervorgerufen wird. Abbildung 6 zeigt zeitaufgelöste Daten, die mit der elektro-optischen Messtechnik bei einer Gittertemperatur von 10 K aufgenommen wurden. Die Probe besteht aus 35 Perioden von 9,7 nm breiten GaAs-Töpfen und 1,7 nm breiten Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-Barrieren. Um das elektrische Feld anlegen zu können, befindet sich das Übergitter in einer Schottky-Diode. Deutlich sind die Oszillationen mit Dephasierungszeiten von einigen Pikosekunden zu sehen. Die Spektren in Abb. 6b (die über eine Fourier-Transformation aus den Daten gewonnen wurden) zeigen, dass die Frequenz von 250 GHz bis 5 THz durchstimmbar ist, also über mehr als eine Größenordnung. Die Änderung der Frequenz mit dem angelegten Feld erfolgt gemäß der für Bloch-Oszillationen erwarteten Steigung  $ed/h$ . Das beobachtete Frequenzmaximum ist in diesem Fall gegeben durch die Energiebreite des er-

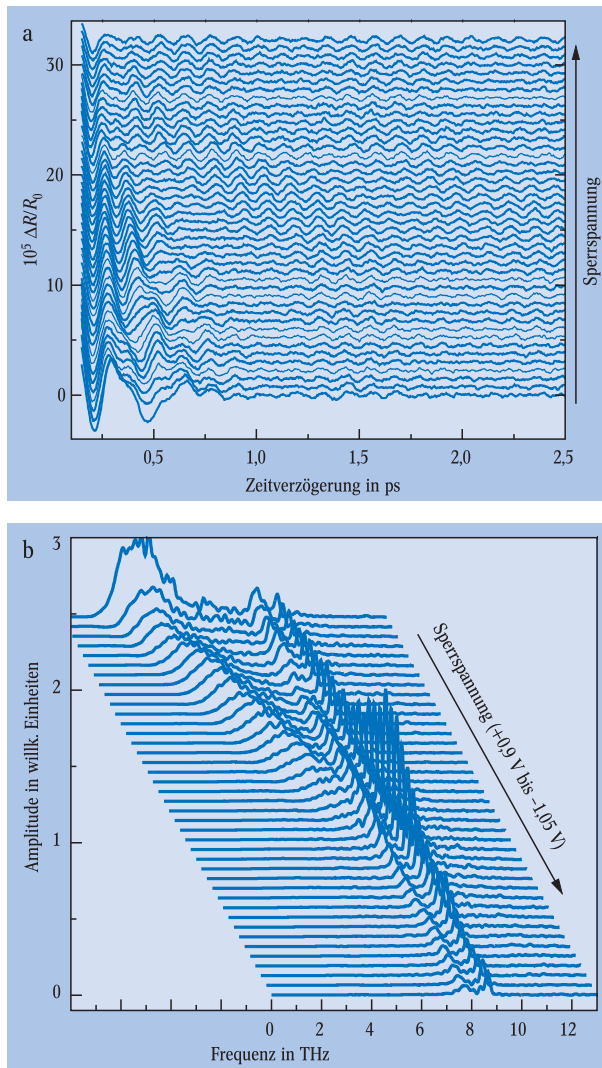


**Abb. 6:**  
 ► a) Bloch-Oszillationen in einem Übergitter mit 20 meV Minibandbreite für verschiedene angelegte Spannungen bei einer Proben temperatur von 10 K.  
 ► b) Numerische Fourier-Transformierte der Zeitbereichsdaten in (a).

sten elektronischen Minibandes des Übergitters von 20 meV, was gerade 5 THz entspricht.

Übergitter mit stärkerer Kopplung haben größere Minibandbreiten – folglich lassen sich höhere Frequenzen erzielen. Da die stärkere Kopplung über verringerte Topf- oder Barrierebreiten erzielt wird, nimmt der „schädliche“ Einfluss von Monolagenfluktuationen zu, die zu größeren inhomogenen Verbreiterungen und kürzeren Dephasierungszeiten führen. Während die Dephasierungszeit eines Übergitters mit einer Minibandbreite von 20 meV noch bei einigen Pikosekunden liegt, fällt diese für Übergitter mit größeren Minibandbreiten schnell in den Sub-Pikosekunden-Bereich. So beobachteten wir in einem Übergitter mit einer Minibandbreite von 36 meV eine Dephasierungszeit von 370 fs bei 10 K.

Bei diesen Experimenten stand immer eine Frage zur Diskussion: Lassen sich Bloch-Oszillationen auch bei Raumtemperatur beobachten? Bei Raumtemperatur dominiert in der Regel die Streuung der Elektronen an thermisch aktivierten LO-Phononen über die Fröhlich-Wechselwirkung mit Streuzeiten im Bereich von 100 fs. Für die Bloch-Oszillationen bedeutet dies, dass die beobachtbare minimale Frequenz sich zu höheren Werten hin verschiebt, was wiederum Übergitter mit breiten Minibändern erfordert. Trotz des Dilemmas, dass breite Minibänder kürzere Dephasierungszeiten nach sich ziehen, konnten wir in einem Übergitter mit einer



**Abb. 7:**  
 ► a) Bloch-Oszillationen in einem Übergitter mit 60 meV Minibandbreite für verschiedene angelegte Spannungen bei einer Proben­temperatur von 10 K.  
 ► b) Numerische Fourier-Transformierte der Zeitbereichsdaten in (a).

Minibandbreite von 36 meV ein Fenster finden, in dem tatsächlich Bloch-Oszillationen von etwa 4 THz bis 8 THz mit Dephasierungszeiten von 130 fs erstmals bei Raumtemperatur zu beobachten waren [14].

### Bloch-Phonon-Kopplung

Die Experimente bei Raumtemperatur zeigten deutlich, dass die Wechselwirkung mit LO-Phononen einen entscheidenden Einfluss auf die Dephasierung der Bloch-Oszillationen hat. Doch was passiert, wenn die Bloch-Frequenz in Resonanz mit dem optischen Phonon gebracht wird? Theoretische Arbeiten sagen für die Bloch-Phonon-Resonanz voraus, dass die Dephasierungszeiten um über eine Größenordnung abnehmen [15]. Diese starke Abnahme beruht auf der Tatsache, dass die Elektronen unter Emission von LO-Phononen in benachbarte Wannier-Stark-Niveaus streuen können.

Die experimentellen Untersuchungen führten wir kürzlich in einem Übergitter mit 60 meV elektronischer Minibandbreite durch [16]. Abbildung 7 zeigt die zeit­aufgelösten Daten und deren Fouriertransformierte bei einer Gittertemperatur von 10 K. Deutlich ist die Zunahme der Bloch-Frequenz mit der an das Übergitter

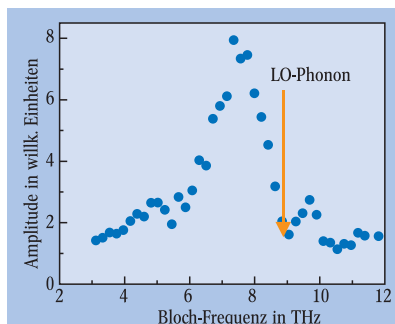
angelegten Spannung zu sehen. Gleichzeitig taucht bei höheren Spannungen eine langlebige Oszillation auf, die sich mit der Frequenz des LO-Phonons der GaAs-Töpfe identifizieren lässt: Es sind kohärente LO-Phononen, die über die longitudinale Polarisation der Bloch-Oszillationen entlang der Wachstumsrichtung des Übergitters angeregt werden. Die Amplitude der kohärenten Phonon-Oszillation zeigt ein deutliches Resonanzverhalten. Trägt man, wie in Abb. 8 geschehen, die Amplitude der Phononen gegen die Bloch-Frequenz auf, so ist diese Resonanz leicht zu erkennen. Das Maximum der Amplitude tritt allerdings nicht bei einer Bloch-Frequenz von 8,8 THz auf, wie für die resonante Anregung der Phononen durch die Polarisation der Bloch-Oszillationen zu erwarten wäre, sondern bei einer Bloch-Frequenz von 7 THz – also unterhalb der erwarteten Resonanz. Diese Verschiebung lässt sich durch die erhöhte Dephasierung der Bloch-Oszillationen in der Phononresonanz erklären, durch die die treibende Kraft für die Phononenanregung gerade ein Minimum erfährt [17].

Im Vergleich zu den oben angeführten Experimenten in Volumen-GaAs ist zu bemerken, dass die kohärente Anregung optischer Phononen über die Bloch-Phonon-Kopplung in Übergittern bei Anregungsdichten erfolgt, die über zwei Größenordnungen kleiner sind als für die Anregung über ultraschnelle Feldabschirmung in Volumen-GaAs notwendig wäre. Dies kann in Analogie zu Experimenten zur doppelt-resonanten Raman-Streuung in Heterostrukturen gesehen werden, bei denen die Energie des einfallenden und des gestreuten Lichtes in Resonanz mit Interbandübergängen ist. Im Vergleich zu nicht-resonanter Raman-Streuung erhöht sich auch hier die Streueffizienz um mehrere Größenordnungen [18].

### Ausblick

Ich hoffe, dass mein Vortrag Interesse an der Femtosekunden-Spektroskopie an Halbleitern wecken und das Faszinierende an Bloch-Oszillationen in Übergittern verdeutlichen konnte. Neben den hier vorgestellten Arbeiten wird derzeit zum einen an der gezielten kohärenten Kontrolle der Wellenfunktionen in Übergittern geforscht [19]. Zum anderen wird der Einfluss des Zener-Tunnelns auf die Dephasierung von Bloch-Oszillationen untersucht [20]. All diese Arbeiten beschäftigen sich mit optisch angeregten Bloch-Oszillationen. Der oben postulierte Bloch-Oszillator – also ein integriertes, rein elektrisch getriebenes Halbleiter-Bauelement mit kontinuierlich abstimmbarer Emissionsfrequenz – ließ sich bis heute nicht realisieren. Dies hat mehrere Gründe, auf die einzugehen hier den Rahmen sprengen würde. Ein wichtiger Grund ist jedoch, dass sich in dotierten Übergittern bei Anlegen einer Spannung elektrische Felddomänen bilden, also das elektrische Feld im Übergitter inhomogen wird und damit keine definierte Bloch-Frequenz vorliegt [21]. Kürzlich machte der Nobelpreisträger Herbert Kroemer einen Vorschlag, wie sich diese Domänenbildung durch die Einstrahlung eines THz-Feldes unterhalb der Bloch-Frequenz unterdrücken lassen könnte [22]. Für den Nachweis, dass dieser Weg praktikabel ist, werden allerdings hohe THz-Feldstärken von der Größenordnung der angelegten statischen Feldstärke benötigt, wie sie sich bislang nur von Freie-Elektronen-Lasern erzeugen lassen. Solche Felder werden bald am Forschungszentrum Rossendorf zur Verfügung stehen, wo im

Moment der supraleitender Elektronenbeschleuniger ELBE und ein Freie-Elektronen-Laser für das ferne Infrarot in Betrieb genommen werden [23]. Experimente entsprechend dem Vorschlag von Herbert Kroemer sowie weitere Untersuchungen zur Dynamik von Halbleitern in starken THz-Feldern lassen sich mit diesem Laser durchführen. Der Freie-Elektronen-Laser mit seinen Pikosekunden- und sub-Pikosekunden-Pulsen in Verbindung mit synchronisierten Femtosekunden-Lasern ermöglicht uns auch in Zukunft, weiter spannende Forschung auf diesem Gebiet zu betreiben.



**Abb. 8:** Amplitude der kohärenten LO-Phononen aus Abb. 7 als Funktion der Bloch-Frequenz.

### Schlussbemerkung

Es sei mir noch eine zweite Schlussbemerkung gestattet, die sich direkt aus der Nachlese der DPG-Tagung in Hamburg, dem eigenen Wechsel vom westlichsten Zipfel der Republik in den östlichsten, aber auch aus der Beschäftigung mit der Biographie von Gustav Hertz ergeben hat: Die öffentliche Diskussion wird zur Zeit stark von dem dramatischen Rückgang der Nachwuchszahlen – vor allem in den Naturwissenschaften – beherrscht. Der Präsident der DPG, Dirk Basting, brachte dies, die Konsequenzen und die daraus resultierenden Forderungen in seiner Rede in Hamburg deutlich zum Ausdruck. Diese Entwicklungen finden in den östlichen Bundesländern noch eine Verstärkung. Eine gesunde wissenschaftliche Forschungsstruktur setzt jedoch frisches Blut voraus. Aus der eigenen Erfahrung möchte ich junge Physikerinnen und Physiker daher ermuntern, dass sie die guten Lern- und Forschungsbedingungen in den neuen Bundesländern in ihre Überlegungen zur Ortswahl für das Studium, das Doktorat oder die Postdoc-Zeit mit einbeziehen. Gerade junge Physikerinnen und Physiker können durch ihre Aufgeschlossenheit und Unvoreingenommenheit entscheidend zum weiteren Zusammenwachsen Deutschlands beitragen.

### Danksagung

Ich möchte betonen, dass viele der hier vorgestellten Ergebnisse nicht ohne die intensive Zusammenarbeit mit einer Vielzahl von Doktoranden und Diplomanden zustande gekommen wäre, insbesondere danke ich Albrecht Bartels, Guy Cheon Cho, Michael Först, Albert Kim, Patrick Leisching, Reinhold Ott und Torsten Pfeifer. Bei Avik Ghosh, Lars Jönsson und John W. Wilkins möchte ich mich für die Zusammenarbeit zur Theorie gekoppelter Bloch-Phonon-Oszillationen bedanken. Waldemar Kütt danke ich für seine Einführung in die Welt der Femtosekunden-Pulse. Huib Bakker, Holger Grahn, Manfred Helm, Karl Leo und Arne Stahl danke ich für vielfältige Diskussionen und Anregungen. Heinrich Kurz danke ich für die kreative Atmosphäre im Institut für Halbleitertechnik der RWTH

Aachen, an dem diese Arbeiten durchgeführt wurden. Klaus Köhler, Rudolf Hey und Klaus Ploog haben diese Arbeit nicht zuletzt durch das Wachstum hochwertiger Übergitter ermöglicht. Der Volkswagen-Stiftung möchte ich dafür danken, dass sie die Untersuchung von Bloch-Oszillationen in ihrem Photonik-Schwerpunkt förderte.

### Literatur

- [1] U. Morgner, R. Ell, W. Drexler und F.X. Kärtner, Phys. Bl., März 2001, S. 53.
- [2] J. Shah, Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures, 2. Auflage, Springer, Berlin 2000.
- [3] W.E. Bron, J. Kuhl und B.K. Rhee, Phys. Rev. B **34**, 6961 (1986).
- [4] T. Dekorsy, G. C. Cho und H. Kurz, in: Light Scattering in Solids VIII, Topics in Applied Physics **76**, M. Cardona und G. Güntherodt (Hrsg.), Springer Verlag, Berlin 2000.
- [5] T. Dekorsy et al., Phys. Rev. B **47**, 3842 (1993).
- [6] F. Bloch, Z. Phys. **52**, 555 (1928).
- [7] C. Zener, Proc. Royal Soc. London Ser. A **145**, 523 (1934).
- [8] N.W. Ashcroft und N.D. Mermin, Solid State Physics, Holt, Rinehart, Winston International Edition, S. 225 (1987).
- [9] L. Esaki und R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- [10] E.E. Mendez et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988), P. Voisin et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).
- [11] J. Feldmann et al., Phys. Rev. B **46**, 7252 (1992), K. Leo et al., Solid State Comm. **84**, 943 (1992).
- [12] C. Waschke et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993), H.G. Roskos, in: Festkörperprobleme, R. Helbig (Hrsg.) **34**, 247 (1994).
- [13] T. Dekorsy et al., Phys. Rev. B **50**, 8106 (1994).
- [14] T. Dekorsy et al., Phys. Rev. B **51**, 17275 (1995).
- [15] J. Hader et al., Phys. Rev. B **55**, 13799 (1997).
- [16] T. Dekorsy et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1080 (2000).
- [17] A.W. Ghosh et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1084 (2000).
- [18] F. Agullo-Rueda, E.E. Mendez und J.M. Hong, Phys. Rev. B **38**, 12720 (1988).
- [19] M. Sudzius et al., Phys. Rev. B **57**, 12693 (1998).
- [20] B. Rosam et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1307 (2001).
- [21] H.T. Grahn, in: Semiconductor Superlattices, H.T. Grahn (Hrsg.), World Scientific Publishing, Singapur 1995.
- [22] H. Kroemer, „Large-amplitude oscillation dynamics and domain suppression in a superlattice Bloch oscillator“, cond-mat/0009311 (www.arXiv.org).
- [23] Informationen unter [www.fz-rossendorf.de/ELBE](http://www.fz-rossendorf.de/ELBE)

### Der Autor

Thomas Dekorsy, 35, ist seit einem Jahr Leiter der neuen Abteilung „Halbleiterspektroskopie“ am Forschungszentrum Rossendorf bei Dresden. Ein Schwerpunkt seiner Arbeit ist die Anwendung des Freie-Elektronen-Lasers am supraleitenden Beschleuniger ELBE in der Halbleiterspektroskopie. Der private Schwerpunkt liegt derzeit in ausgiebigen Erkundungen der Sächsischen Schweiz.

