

denke etwa an einen kreiszylindrischen Leiter – durchführen. Die Differentialgleichungen des dem System (20) entsprechenden Systems sind jedoch nicht in einfacher Weise lösbar.

Der Problemkreis der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen einiger Studienarbeiten^{2–4} am Institut für Elektrophysik der Technischen Hochschule Braunschweig behandelt. Herrn Prof. Dr. G. LAUTZ danke ich für sein Interesse und für die Förderung, die er dieser Arbeit zuteil werden ließ, sowie für die Durchsicht des Manuskriptes.

² R. BREDO, Berechnung des elektromagnetischen Feldes in einem leitenden Halbraum unter Berücksichtigung der magnetischen Widerstandsänderung, Studienarbeit, Braunschweig 1965.

³ D. ELZE, Der Skin-Effekt in einem Leiterband unter Berücksichtigung der magnetischen Widerstandsänderung, Studienarbeit, Braunschweig 1966.

⁴ G. EWERDWALESLOH, Numerische Berechnungen zum Skin-Effekt unter Berücksichtigung der magnetischen Widerstandsänderung, Studienarbeit, Braunschweig 1966.

Quantenresonanzen der Ultraschallverstärkung in Wismut

K. WALTHER

Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Hamburg-Stellingen

(Z. Naturforsch. 21 a, 1443–1462 [1966]; eingegangen am 30. April 1966)

Build-up of ultrasonic noise and ultrasonic amplification in a bismuth sample subjected simultaneously to an electric and a magnetic field are investigated. The ultrasonic noise is generated in the direction of carrier drift. Under conditions of ultrasonic amplification the quantum resonances of the magneto-acoustic attenuation in Bi are “inverted”, i. e. maxima of attenuation are converted into minima by the application of a suitable electric field. Estimated values of the de-attenuation caused by the electric drift field range around 100 db/cm, the gain referred to the attenuation at zero magnetic field being 22 db/cm for shear waves at 265 Mc/s. Optimum signal amplification corresponds to a minimum of generated ultrasonic noise.

Seit einer grundlegenden Arbeit von WEINREICH¹ hat das Gebiet der „akusto-dynamischen“ Effekte in Halbleitern und Halbmetallen zunehmende Bedeutung erlangt. Man versteht hierunter die Wechselwirkungen zwischen bewegten Ladungsträgern und Ultraschallwellen in Festkörpern. Insbesondere interessiert hierbei der Fall, daß die Driftgeschwindigkeit v_d der Ladungsträger vergleichbar mit oder größer als die Schallgeschwindigkeit v_s ist. Die Wechselwirkung kann entweder piezoelektrischer Art sein, wie z. B. beim CdS, oder sie wird bei Halbleitern (z. B. Germanium) und Halbmetallen (z. B. Wismut) vorwiegend durch das Deformationspotential beschrieben.

Überschreitet die Driftgeschwindigkeit in Schallausbreitungsrichtung die Schallgeschwindigkeit, so tritt eine Ultraschallverstärkung auf, d. h. die Schallwelle gewinnt Energie durch die Trägerdriftbewegung. In der klassischen Vorstellungsweise läßt sich dieser Vorgang beschreiben², indem man die Mitführung der Ladungsträger durch die mit der Schall-

welle verknüpften elektrischen Feldkräfte berechnet („wave-particle-drag“). Eine mehr quantentheoretische Betrachtungsweise³ führt die Ultraschallverstärkung auf eine stimulierte Emission von Phononen infolge der Verschiebung der Elektronenverteilungsfunktion durch die Driftbewegung zurück („phonon-maser“). Sind die Bedingungen für Ultraschallverstärkung erfüllt, so ist eine Selbstanfachung von Ultraschallrauschen durch die Driftbewegung ohne Anwesenheit eines von außen zugeführten Ultraschallsignals möglich.

In engem Zusammenhang mit der Ultraschallverstärkung stehen der akusto-elektrische Effekt und der „Kink“-Effekt. Unter dem akusto-elektrischen Effekt versteht man das Auftreten eines Gleichstromes bzw. einer Gleichspannung an den Enden eines Kristalls, wenn dieser von einer Ultraschallwelle durchlaufen wird. Die von der Schallwelle mitgeführte Ladungsträgerkonzentration bewirkt einen Gleichstromanteil proportional dem Amplitudenquadrat der Welle. Mit „Kink“-Effekt bezeichnet man

¹ G. WEINREICH, Phys. Rev. 104, 321 [1956].

² D. L. WHITE, J. Appl. Phys. 33, 2547 [1962].

³ A. B. PIPPARD, Phil. Mag. 8, 161 [1963].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

das Auftreten eines Knickes in der Strom-Spannungskennlinie bestimmter Kristalle mit starker Elektron-Phonon-Wechselwirkung, wenn die Trägerdriftgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit überschreitet. Oberhalb des Knickpunktes werden Ultraschallwellen angefacht, deren Anwesenheit eine Veränderung des Gleichstromes bewirkt.

Die erläuterten akusto-dynamischen Effekte sind an einigen piezoelektrischen Halbleitern, insbesondere an CdS ausführlich untersucht worden^{2, 4-8}. Bei hochdotierten Halbleitern und Halbmetallen sind zur Erreichung der Driftgeschwindigkeiten beim Verstärkungseinsatz sehr hohe Stromdichten erforderlich, die sich experimentell nur sehr schwierig oder überhaupt nicht erreichen lassen. DUMKE und HAERING⁹ haben zuerst theoretisch eine Anordnung zur Untersuchung der Ultraschallverstärkung in Wismut vorgeschlagen, bei der senkrecht zum elektrischen Driftfeld \mathbf{E} ein starkes Magnetfeld \mathbf{B} angelegt wird. Im Falle isotroper Energieänderungen würden sich Elektronen und Löcher im Wismut mit einer durchschnittlichen Driftgeschwindigkeit $v_d = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$ bewegen. Läßt man durch die Bi-Probe eine Ultraschallwelle mit einer Ausbreitungsrichtung parallel zu \mathbf{v}_d hindurchlaufen, so sollte für $v_d > v_s$ Ultraschallverstärkung auftreten. Die zum Verstärkungseinsatz erforderliche Stromdichte ist gegenüber der Geometrie ohne Magnetfeld um einen Faktor von etwa 10^3 geringer, da der Ohmsche Widerstand von Wismut bei $T = 4,2^\circ\text{K}$ durch ein starkes Magnetfeld um einen Faktor 10^5 bis 10^6 erhöht werden kann.

Bisher ist nur eine experimentelle Arbeit zur Ultraschallverstärkung in Wismut von TOXEN und TANSAL¹⁰ veröffentlicht worden. Diese Autoren geben für Scherwellen der Frequenz 15 MHz in Bi eine maximale Ultraschallverstärkung von 14 db/cm an, es bleibt jedoch die Frage offen, auf welchen Ausgangspunkt sich dieser Verstärkungswert bezieht. TOXEN und TANSAL¹⁰ berichten ferner über das Auftreten von Ultraschallrauschen in Wismut oberhalb des „Kink“-Punktes¹¹, diese Ergebnisse scheinen jedoch nicht ganz eindeutig zu sein, da die zeitliche Korrelation zwischen elektrischem Driftimpuls und Ultraschallrauschen nicht den theoretischen Erwartungen entspricht.

⁴ A. R. HUTSON, J. H. McFEE u. D. L. WHITE, Phys. Rev. Letters **7**, 237 [1961].

⁵ WEN-CHUNG WANG, Phys. Rev. Letters **9**, 443 [1962].

⁶ R. W. SMITH, Phys. Rev. Letters **9**, 87 [1962].

⁷ A. R. HUTSON, Phys. Rev. Letters **9**, 296 [1962].

⁸ J. H. McFEE, J. Appl. Phys. **34**, 1548 [1963].

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst über Ultraschallausbreitung in Wismut als Funktion des Magnetfeldes berichtet. Der Zusammenhang zwischen dem „Kink“-Effekt der Strom-Spannungskurve und der Erzeugung von Ultraschallrauschen unter dem Einfluß eines elektrischen Driftfeldes wird untersucht. Das Ultraschallrauschen weist eine strenge zeitliche Korrelation mit dem Driftimpuls auf und wird in Richtung der Trägerdriftbewegung erzeugt. Die Quantenresonanzen der Dämpfung eines Ultraschallsignals als Funktion des Magnetfeldes werden unter Verstärkungsbedingungen „invertiert“ beobachtet, d. h. einem Dämpfungsmaximum bei $E = 0$ entspricht ein Dämpfungsminimum bei $E \neq 0$ und umgekehrt. Man erhält auf diese Weise ein Porträt der Elektronenzustandsdichte in Abhängigkeit vom Magnetfeld unter Bedingungen nahezu konstanter Driftgeschwindigkeit. Die erreichbare Ultraschallverstärkung wird offenbar durch nichtlineare Wechselwirkung mit dem erzeugten Ultraschallrauschen begrenzt: Optimale Signalverstärkung entspricht minimaler Rauscherzeugung und umgekehrt. Über einige der Ergebnisse ist bereits kurz berichtet worden^{12, 13}.

I. Experimentelles

a) Proben

Die Geometrie der Wismutproben zur experimentellen Untersuchung von Ultraschallverstärkung und -rauschen sowie des Kink-Effektes ist in Abb. 1 dargestellt. Die Proben haben quaderförmige Gestalt. Die Lage der Kanten wird durch die Einheitsvektoren $\hat{\xi}$, $\hat{\eta}$, $\hat{\zeta}$ beschrieben. Das elektrische Driftfeld \mathbf{E} wird in Richtung $\hat{\xi}$ angelegt, die Ultraschallausbreitung erfolgt parallel zu $\hat{\zeta}$ (\hat{q} ist der Einheitsvektor in Richtung der Wellennormale der Ultraschallwelle). Die Richtung des Magnetfeldes \mathbf{B} kann in der $\hat{\xi}\hat{\eta}$ -Ebene variiert werden, der Winkel zwischen \mathbf{E} und \mathbf{B} sei Θ . Innerhalb einer Justiergenauigkeit von 1° ist bei den Experimenten stets das Magnetfeld senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung \hat{q} .

Die Zuführung des elektrischen Driftimpulses sowie die Abnahme der zwischen den Probenenden liegenden elektrischen Spannung erfolgt mit Hilfe flexibler Cu-Drähte, welche an die Flächen senkrecht zu $\hat{\xi}$ mittels Woodschen Metalls angelötet sind. Zur Erzeugung und

⁹ W. P. DUMKE u. R. R. HAERING, Phys. Rev. **126**, 1974 [1962].

¹⁰ A. M. TOXEN u. S. TANSAL, Phys. Rev. Letters **10**, 481 [1963].

¹¹ L. ESAKI, Phys. Rev. Letters **8**, 4 [1962].

¹² K. WALTHER, Phys. Rev. Letters **15**, 706 [1965].

¹³ K. WALTHER, Phys. Rev. Letters **16**, 642 [1966].

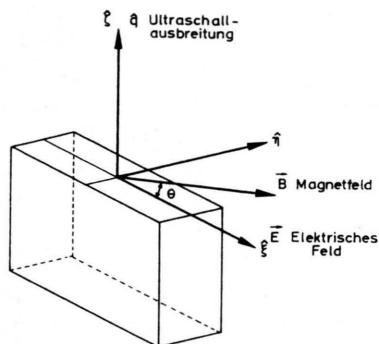


Abb. 1. Geometrie der Wismutprobe.

zum Empfang von Ultraschall-Scherwellen werden in der Mitte der Probenflächen senkrecht zu $\hat{\zeta}$ zwei Schwingquarze im Y-Schnitt mittels Glycerin angekoppelt. Glycerin besitzt bei tiefen Temperaturen eine genügend hohe Viskosität, um die Übertragung von Scherwellen zu ermöglichen. Die Resonanzfrequenz für die Grundwelle der Schwingquarze beträgt $f_1 = 20$ MHz. Eine Ultraschallübertragung ist bei allen ungeradzahligen Vielfachen der Grundwelle möglich, im vorliegenden Falle wurden Versuche bis zur Frequenz $13 \cdot f_1 = 260$ MHz durchgeführt. Die Schwingquarze besitzen einseitig eine aufgedampfte Goldelektrode von etwa $4\text{ mm } \phi$. Die Zuführung der Hochfrequenz erfolgt mit Hilfe eines Messingstempels unter leichtem Federdruck. Die hochfrequenzmäßige Erdung wird über den Bi-Einkristall vorgenommen.

Als Ausgangsmaterial für die Probenherstellung steht ein Bi-Einkristall der Reinheit 99,9999% von der Firma Metals Research Ltd., Cambridge, U.K., zur Verfügung. Da die Bi-Einkristalle sehr weich sind und bei der mechanischen Bearbeitung sehr leicht zu Versetzungs- und Zwillingsbildung neigen, werden die Proben mit Hilfe einer Drahtschneidevorrichtung (Cu-Draht, $0,3\text{ mm } \phi$) auf einer Agiatron-Funkenerosionsmaschine quaderförmig aus dem Einkristall herausgeschnitten. Hierbei ergibt sich eine Rauhtiefe der Probenoberfläche von etwa $5\text{ }\mu\text{m}$. Nun liegen aber die Wellenlängen von Scherwellen in Wismut für Frequenzen zwischen 60 und 260 MHz in der Größenordnung 3 bis $20\text{ }\mu\text{m}$. Daher müssen die Probenoberflächen senkrecht zu $\hat{\zeta}$ für eine gute Ultraschallübertragung sehr genau plan und parallel geläppt werden. Die Planität der Flächen wird interferometrisch kontrolliert; die Messung des Keilfehlers erfolgt mit Hilfe zweier einander gegenüberstehender Autokollimationsfernrohre, welche unter Verwendung eines optischen „Nullstückes“ justiert werden. Die erreichten Planitäten sind besser als $0,2\text{ }\mu\text{m}$, die Keilfehler liegen zwischen 5 und 7 Bogensekunden. Das Restwiderstandsverhältnis einer fertig geläppten Einkristallprobe beträgt z. B. $\varrho(300\text{ }^{\circ}\text{K})/\varrho(4,2\text{ }^{\circ}\text{K}) = 140$, für den un-

bearbeiteten Einkristall dürfte dieser Wert noch höher liegen. Die kristallographische Orientierung der Proben erfolgt entweder röntgenographisch oder nach der Methode der „Lichtfiguren“¹⁴. Die erreichten Genauigkeiten betragen etwa $\pm 1^{\circ}$.

b) Versuchsanordnung und Meßtechnik

Die Einkristallprobe ist in einem konventionellen Doppel-Dewar aus Metall in direktem Kontakt mit dem flüssigen Helium angeordnet. Durch Abpumpen des flüssigen Heliums können Temperaturen zwischen 1,6 und $4,2\text{ }^{\circ}\text{K}$ erreicht werden. HF-Schwingungsimpulse mit Trägerfrequenzen zwischen 20 und 260 MHz und Impulslängen von $0,8 - 1,0\text{ }\mu\text{sec}$ werden dem Sendequarz koaxial zugeführt. Nach Durchgang durch die Einkristallprobe werden die Ultraschallimpulse in einem Überlagerungsempfänger der Bandbreite 5 MHz verstärkt und nach Videogleichrichtung auf dem Oszilloskop sichtbar gemacht. Dämpfungsmessungen werden mit Hilfe eines Dämpfungsgliedes im ZF-Teil des Empfängers durchgeführt.

Der elektrische Driftimpuls (Impulslänge $13\text{ }\mu\text{sec}$) wird mit Hilfe einer LC-Laufzeitkette (Wellenwiderstand $0,7\text{ }\Omega$) und eines Thyristors (Typ 2N689) als Schalter erzeugt und der Probe koaxial zugeführt. Der Impulstrom wird mit Hilfe eines niederohmig abgeschlossenen Stromwandlers (Ferritjoch) gemessen. Der Stromwandler verursacht für den vorliegenden Fall keine Meßfehler, da seine Impulsanstiegszeit nur 3 nsec beträgt; die für den Abfall der horizontalen Impulsdächer wirksame Zeitkonstante liegt bei $400\text{ }\mu\text{sec}$. Zur genauen Messung der zwischen den Endflächen der Probe liegenden Driftimpulsspannung sind von den Endkontakteen zwei Potentialsonden in Form einer abgeschirmten Doppelleitung aus dem Kyrostaten herausgeführt. Die Spannungsdifferenz zwischen diesen Leitungen wird mit Hilfe eines Differentialverstärkers (Typ CA-Einschub des Tektronix-Oszilloskop) gemessen.

Das Magnetfeld wird mit Hilfe eines Elektromagneten Varian Typ V-3401, erzeugt. Mit konischen Polschuhen kann bei einer Spaltbreite von $4,76\text{ cm}$ eine maximale Kraftflußdichte $B = 16\text{ kG}$ erreicht werden. Der Magnet ist in der Horizontalebene im Winkelbereich $\pm 100^{\circ}$ drehbar. Der Drehwinkel des Magneten wird auf ein Potentiometer übertragen, dessen Ausgangsspannung zur automatischen Registrierung einem XY-Schreiber (Varian Typ F-80) zugeführt werden kann. Die Regulierung des Magnetnetzgerätes (Varian Typ V-FR 2503) erfolgt mit Hilfe einer in den Magnetspalt eingebauten HALL-Sonde („Fieldial“). Dieses System hat den Vorteil, daß man bei der automatischen Registrierung des Magnetfeldes Hysteresis-Effekte vermeidet und mit Hilfe eines Drehpotentiometers eine Gleichspannung zur feldsynchroen Ablenkung der X-Achse eines XY-Schreibers erhält.

Zur automatischen Registrierung der Ultraschallimpulshöhe als Funktion des Magnetfeldes wird das Videosignal aus dem Empfänger durch einen Oszilloskop (Typ hp 175 A) mit Sampling-Einschub (Typ

¹⁴ D. T. J. HURLE u. S. WEINTROUB, Brit. J. Appl. Phys. **10**, 336 [1959].

hp 1782 A) geleitet. Nach dem Sampling-Prinzip¹⁵ wird in diesem Gerät ein bestimmter Zeitpunkt aus der Ultraschallimpulsfolge herausgegriffen und die Videospannung zu diesem Zeitpunkt in eine proportionale Gleichspannung umgesetzt, die mit dem XY-Schreiber registriert wird. Durch Wahl des Sampling-Zeitpunktes kann man in einer komplizierten Ultraschallimpulsfolge ein bestimmtes Echo für die Registrierung auswählen, um auf diese Weise z. B. die Unterschiede in der Magnetfeldabhängigkeit von Longitudinal- und Scherwellendämpfung zu ermitteln. Bei sehr niedrigen Impulsfolgefrequenzen* erwies sich die Einschaltung einer Spitzengleichrichterschaltung mit einem Speicher kondensator von 8 μF zwischen Oszillograph und Schreiber als zweckmäßig, um Schwankungen der registrierten Amplitude auszugläten. Nach dem gleichen Sampling-Verfahren können auch die Spitzenwerte des Ultraschallrauschens sowie der Driftimpulsspannung registriert werden.

II. Ultraschallausbreitung in Wismut

a) Parameter der Ultraschallausbreitung ohne Magnetfeld

Die Wahl der kristallographischen Orientierung einer Bi-Einkristallprobe zur Erzielung optimaler Ultraschallverstärkung ist ein äußerst kompliziertes Problem, weil die entscheidenden Parameter zum Teil noch nicht experimentell bekannt sind und zum Teil gar nicht von den bestehenden Theorien erfaßt werden. Diese Punkte werden im Laufe der vorliegenden Arbeit näher erläutert und seien an dieser Stelle nur kurz angedeutet. Zur Optimierung der Ultraschallverstärkung ist ein Kompromiß zwischen folgenden Bedingungen erforderlich:

1. Erzielung einer möglichst großen Kopplungskonstante zwischen Schallwelle und Ladungsträgern, welche durch das Deformationspotential bestimmt ist.

2. Erzielung einer möglichst großen Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger, welche durch die starke Anisotropie der Energiebänder wesentlich größer als beim freien Elektron werden kann.

3. Wahl einer möglichst kleinen Zyklotronmasse, um durch Quanteneffekte hohe „Resonanzverstärkungen“ zu erreichen.

4. Wahl einer Geometrie, bei der möglichst wenig Ultraschallrauschen erzeugt wird, weil durch die Anwesenheit des Rauschens die erreichbare Signalverstärkung reduziert wird.

¹⁵ A. M. TOXEN u. S. TANSAL, Phys. Rev. **137**, A 211 [1965].

* Etwa 10 Hz.

Die Angaben der Orientierung der Bi-Proben werden auf folgendes kristallographisches Koordinatensystem bezogen: x = binäre Achse, y = Bisektrix, z = trigonale Achse. Bei den bisherigen Untersuchungen ergaben sich für Schallausbreitungsrichtungen parallel zu den Symmetrieachsen des Kristalls folgende Ergebnisse: Für: $\hat{q} \parallel \hat{x}$, $\mathbf{E} \parallel \hat{z}$, $\mathbf{B} \parallel \frac{1}{2}(\hat{y}-\hat{z})$ erhält man im Bereich niedriger Magnetfelder ($B \approx 2 \text{ kG}$) für die langsame Scherwelle hohe Ultraschallverstärkungen¹⁶ $\Gamma - \Gamma_0 = -53,5 \text{ db/cm}$ bei $f = 267 \text{ MHz}$ (bezogen auf die Dämpfung Γ_0 bei $B = 0$). Bei der Geometrie: $\hat{q} \parallel \hat{y}$, $\mathbf{E} \parallel \hat{x}$, \mathbf{B} in der xz -Ebene, wie sie auch von TOXEN und TANSAL¹⁰ verwendet wird, ergaben sich unter dem Einfluß eines elektrischen Driftfeldes u. a. einige Effekte, die im Rahmen der bisherigen Theorien nicht verständlich sind und möglicherweise auf Wechselwirkung mit Ultraschallrauschen zurückzuführen sind. Bei $\hat{q} \parallel \hat{z}$ ist für die entartete Scherwelle die magneto-akustische Kopplung so schwach, daß keine nennenswerten Verstärkungseffekte auftreten. Die „Inversion“ von Quantenresonanzen durch ein elektrisches Driftfeld konnte an einer Bi-Probe mit stark „schiefwinkliger“ kristallographischer Orientierung beobachtet werden. Diese Orientierung ist in Tab. 1 durch Angabe der Komponenten der Kantenvektoren $\hat{\xi}$, $\hat{\eta}$, $\hat{\zeta}$ im Koordinatensystem x , y , z beschrieben. Auf diese Probenorientierung beziehen sich alle Experimente, über die in der vorliegenden Arbeit berichtet wird.

	$\hat{\xi}$	$\hat{\eta}$	$\hat{\zeta}$
x	-0,492	-0,848	+0,180
y	-0,636	+0,495	+0,580
z	+0,592	-0,195	+0,794

Tab. 1. Komponenten der Kantenvektoren $\hat{\xi}$, $\hat{\eta}$, $\hat{\zeta}$ der Bi-Probe im kristallographischen Koordinatensystem: x = binäre Achse; y = Bisektrix; z = trigonale Achse.

Die Abmessungen der Bi-Probe nach Tab. 1 betragen $1,407 \times 0,389 \times 0,680 \text{ cm}^3$ in den Kantenrichtungen $\hat{\xi}$, $\hat{\eta}$, $\hat{\zeta}$. Bei Ultraschallübertragung mit Y -Quarzen, deren Polarisationsrichtung parallel zu $\hat{\xi}$ liegt, beobachtet man experimentell die in Abb. 2 wiedergegebene Impulsfolge für $f = 60 \text{ MHz}$, $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$ und $B = 0$. Eine zeitliche Analyse ergibt, daß sich den Impulsen L und $3L$ die Longitudinalwelle

¹⁶ K. WALTHER, Solid State Commun. **4**, 341 [1966].

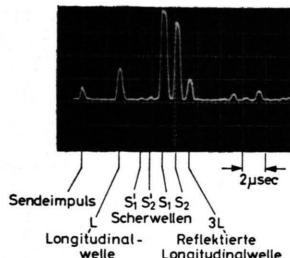


Abb. 2. Ultrachallimpulsfolge für $f = 60$ MHz; $T = 4,2$ °K; $B = 0$. Zeitbasis: $2 \mu\text{sec}$ /Einheit.

und deren Echo nach Reflexion zuordnen läßt. Die Impulse S_1' , S_2' , S_1 und S_2 entsprechen Scherwellen. Um die sehr schwachen Impulse S_1' und S_2' in Gegenwart der starken Impulse S_1 und S_2 sichtbar machen zu können, wurde der Empfänger bei Abb. 2 bewußt übersteuert. Die Amplituden von S_1' und S_2' liegen um 43 bzw. 36 db unter der von S_1 . In Tab. 2 sind die aus Laufzeit und Laufstrecke ermittelten Werte der Schallgeschwindigkeiten für die einzelnen Wellentypen zusammengestellt. Zum Vergleich sind ferner in Tab. 2 verschiedene Parameter

Wellen- typ	Schallgeschwindig- keit in 10^5 cm/sec		Richtung des Polarisations- vektors $\delta_e = \hat{\alpha}(\hat{e}, \hat{q})$	Richtung des Energiefluß- vektors $\delta_p = \hat{\alpha}(\hat{P}, \hat{q})$
	exp.	theor.		
L	2,12	2,12	13,5°	21,2°
S_1'	1,33	1,37	76,6°	33,6°
S_2'	1,04	1,04	87,8°	33,6°
S_1	0,96	—	—	—
S_2	0,83	—	—	—

Tab. 2. Schallgeschwindigkeiten, Polarisations- und Energieflußrichtungen in der Bi-Probe nach Tab. 1.

der Ultraschallausbreitung angegeben, welche aus den elastischen Konstanten c_{ik} des Wismuts^{17, 18} aufgrund der Elastizitätstheorie ermittelt wurden¹⁹. Zur Wellennormalenrichtung $\hat{q} \parallel \hat{\zeta}$ (Tab. 1) berechnet sich aus den c_{ik} eine Matrix (λ_{ik}) ¹⁹, aus deren Eigenwertgleichung sich die Schallgeschwindigkeiten $v_s^{(g)}$ der zu \hat{q} gehörigen Wellentypen ($g = 1, 2, 3$) ergeben. Die Einheitsvektoren $\hat{e}^{(g)}$ in Polarisations-

richtung der Wellen sind die Eigenvektoren der Matrix (λ_{ik}) . Die Vektoren $\mathbf{P}^{(g)}$ des Energieflusses der Wellen ergeben sich nach LOVE²⁰ aus dem Skalarprodukt des Spannungstensors mit der Teilchengeschwindigkeit. Für die Komponenten von $\mathbf{P}^{(g)}$ erhält man die Richtungsabhängigkeit¹⁸:

$$P_i^{(g)} \sim \sum_{j, r, s} c_{ijrs} e_j^{(g)} e_r^{(g)} q_s \quad (g = 1, 2, 3), \quad (1)$$

wobei die elastischen Konstanten hier in der Vier-Index-Darstellung auftreten. Dabei sind $e_j^{(g)}$ und q_s die Komponenten der Einheitsvektoren $\hat{e}^{(g)}$ und \hat{q} . Tab. 2 zeigt für die Wellentypen L, S_1' und S_2' starke Abweichungen der Polarisationsvektoren von rein longitudinaler und rein transversaler Polarisationsrichtung.

Durch die Geometrie des Sendequarzes werden die Scherwellentypen mit vergleichbarer Amplitude angeregt. Wegen $\delta_e = \hat{\alpha}(\hat{e}, \hat{q}) = 13,5^\circ$ (Tab. 2) tritt auch eine Anregung der Longitudinalwelle L mit merkbarer Amplitude auf (Abb. 2). Die Abweichungen des Energieflußvektors von der Wellennormale sind bei den Scherwellen größer als bei der Longitudinalwelle. Aus Tab. 2 und Abb. 2 geht hervor, daß nur ein sehr kleiner Teil der Energie sich in den Wellentypen S_1' und S_2' mit den berechneten Werten der Schallgeschwindigkeit in Richtung der Wellennormale \hat{q} fortpflanzt. Der größte Teil der Energie läuft in Richtung des Energieflußvektors $\mathbf{P}^{(g)}$. Wegen der großen Winkelabweichungen $\delta_p = \hat{\alpha}(\hat{P}, \hat{q}) = 33,6^\circ$ werden die Scherwellenimpulse von den Seitenflächen der Probe reflektiert und erleiden dabei unter Umständen eine Modenumwandlung, bevor sie den Empfangsquarz erreichen¹⁸. Hierdurch trifft die Scherwellenenergie in Form der Impulse S_1 und S_2 (Abb. 2) am Empfänger zu einem späteren Zeitpunkt als theoretisch berechnet ein. Die starke elastische Anisotropie des Wismuts erschwert auf diese Weise eine genaue Interpretation der Scherwellenausbreitung im Falle der stark schiefwinkligen Geometrie nach Tab. 1. — Ergänzend sei bemerkt, daß auch in hochsymmetrischen Kristallrichtungen des Wismuts starke Abweichungen zwischen Energieflußvektor und Wellennormale auftreten können: Für $\hat{q} \parallel \hat{z}$ ist für alle Polarisationsvektoren $\hat{e} \perp \hat{q}$ die Scherwellengeschwindigkeit ent-

¹⁷ Y. ECKSTEIN, A. W. LAWSON u. D. H. RENEKER, J. Appl. Phys. **31**, 1534 [1960].

¹⁸ S. EPSTEIN u. A. P. DEBRETTEVILLE JR., Phys. Rev. **138**, A 771 [1965].

¹⁹ W. P. MASON, Physical Acoustics and the Properties of Solids, D. van Nostrand Comp., Inc., Princeton, N. J. 1958, S. 368.

²⁰ A. E. H. LOVE, A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, Dover Publications Inc., New York 1944.

artet, es tritt aber z. B. für die Polarisationsrichtungen $e \parallel \hat{x}$ und $e \parallel \hat{y}$ eine Winkelabweichung $\delta_P = 32,5^\circ$ auf.

b) Einfluß des Magnetfeldes auf die Ultraschalldämpfung

Untersuchungen der Ultraschalldämpfung in Wismut als Funktion des Magnetfeldes bei tiefen Temperaturen wurden zuerst von RENEKER²¹ durchgeführt. Aus derartigen Messungen lassen sich Rückschlüsse auf die Energiebandstruktur der Ladungsträger im Magnetfeld ziehen. Die Ultraschalldämpfung setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen: In Abwesenheit eines Magnetfeldes ergibt sich ein Dämpfungsanteil Γ_g , welcher durch Gitterfehler, Verunreinigungsstreuung etc. bedingt ist, und ein Anteil Γ_e , der durch die Anwesenheit der Ladungsträger hervorgerufen wird. Legt man ein Magnetfeld an, so werden im Bereich oberhalb der geometrischen Resonanzen die Bahndurchmesser der Elektronen- und Löcherbewegung klein gegen die Schallwellenlänge. Man beobachtet dann in Wismut einen monotonen Anstieg der Ultraschalldämpfung $\Gamma_{kl}(B)$ bis zu einem Sättigungswert. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes sind nach der klassischen Rechnung keine Änderungen mehr zu erwarten. Bei hohen Magnetfeldern treten Quantenoszillationen der Ultraschalldämpfung auf (beschrieben durch den Dämpfungsanteil $\Gamma_Q(B)$), welche durch die Quantisierung der Elektronenbahnen im Magnetfeld verursacht werden.

Für eine Berechnung der Ultraschalldämpfung als Funktion des Magnetfeldes sind im Falle des Wismuts quantentheoretische Methoden erforderlich²²⁻²⁶. Die Energiezustände der Elektronen im Magnetfeld („LANDAU“-Niveaus) ergeben sich zu:

$$\varepsilon_{n, s, k_{\parallel}} = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2 m^* m_0} + (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + (s/2) \hbar \omega_s, \quad (2)$$

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$ Bahn-Quantenzahl, $s = \pm 1$ Spin-Quantenzahl. Dabei bedeuten k_{\parallel} und m^* Wellenzahl und effektive Masse des Elektrons für die Bewegung parallel zum Magnetfeld. (Effektive Massen werden in der vorliegenden Arbeit stets in Einheiten der freien Elektronenmasse m_0 angegeben). Bei ellip-

soidischen Energieflächen erfolgt der Bahnumlauf der Elektronen in der Ebene senkrecht zu \mathbf{B} gequantelt mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = (e/m_c m_0) B. \quad (3)$$

Die Zyklotronmasse m_c läßt sich aus dem Tensor der effektiven Masse \tilde{m} und dem Einheitsvektor \hat{b} in Richtung des Magnetfeldes berechnen:

$$m_c = \sqrt{\det(\tilde{m}) / (\hat{b} \cdot \tilde{m} \cdot \hat{b})}. \quad (4)$$

Die FERMI-Oberfläche für Elektronen in Bi besteht aus 3 Energiebändern²⁷, welche man für die vorliegende Betrachtung mit genügender Genauigkeit als ellipsoidisch-parabolisch ansehen kann (EP-Modell) und welche mit Hilfe der Massentensoren $\tilde{m}^{(l)} = (m_{ik})^{(l)}$ ($l = 1, 2, 3$) dargestellt werden können. Die Elektronenellipsoide $l = 2$ und 3 sind gegenüber dem Ellipsoid $l = 1$ um $\pm 120^\circ$ in der xy -Ebene gedreht. Beim ungedrehten Ellipsoid $l = 1$ liegt die Hauptachse „1“ (leichte Masse) parallel zur x -Achse, während die Hauptachse „2“ (schwere Masse) um etwa 6° gegen die y -Achse in der yz -Ebene geneigt ist. Experimentelle Werte der effektiven Massen und Zyklotronmassen im Hauptachsensystem der Elektronenellipsoide nach KAO²⁸ sind in Tab. 3 zu-

Richtung des Magnetfeldes	Effektive Masse in Richtung \hat{b} m_b	Zyklotronmasse m_c
$\hat{b} \parallel 1$	$m_1 = 0,00709$	$\sqrt{m_2 \cdot m_3} = 0,140$
$\hat{b} \parallel 2$	$m_2 = 1,71$	$\sqrt{m_1 \cdot m_3} = 0,00902$
$\hat{b} \parallel 3$	$m_3 = 0,0115$	$\sqrt{m_1 \cdot m_2} = 0,11$

Tab. 3. Effektive Massen m_b und Zyklotronmassen m_c im Hauptachsensystem $\langle 1, 2, 3 \rangle$ der Elektronen-Ellipsoide von Bi (nach KAO²⁸)

sammengestellt. Die FERMI-Oberfläche der Löcher in Bi (Massentensor $\tilde{m}^{(l)}$ mit $l = 4$) besteht aus einem Ellipsoid mit Rotationssymmetrie um die z -Achse. Die Löcher spielen für die Quanteneffekte im vorliegenden Falle keine wesentliche Rolle, da ihre effektiven Massen relativ groß sind. Zahlenwerte nach KAO²⁸: $m \parallel z = 0,76$, $m \perp z = 0,068$.

²¹ D. H. RENEKER, Phys. Rev. **115**, 303 [1959].

²² V. L. GUREVICH, V. G. SKOBOV u. Y. A. FIRSOV, Soviet Phys.-JETP **13**, 552 [1961].

²³ V. G. SKOBOV, Soviet Phys.-JETP **13**, 1014 [1961].

²⁴ H. N. SPECTOR, Phys. Rev. **132**, 522 [1963].

²⁵ J. J. QUINN, Phys. Rev. **137**, A 889 [1965].

²⁶ S. H. LIU u. A. M. TOXEN, Phys. Rev. **138**, A 487 [1965].

²⁷ A. L. JAIN u. S. H. KOENIG, Phys. Rev. **127**, 442 [1962].

²⁸ Y. H. KAO, Phys. Rev. **129**, 1122 [1963].

Der Term $(s/2) \hbar \omega_s$ in Gl. (2) stellt die Spin-Aufspaltung der LANDAU-Niveaus dar. Dabei bedeutet ω_s eine „Spinfrequenz“, die analog Gl. (3) definiert ist, wobei anstelle der effektiven Masse der Bahnbewegung in Gl. (4) die Masse m_s für die Spinbewegung tritt. Mit der Schreibweise

$$\hbar \omega_s = g \mu_B B \quad (5)$$

$(\mu_B = e \hbar/2 m_0 = \text{BOHRSCHE Magneton})$ ergibt sich für die Spinaufspaltung ein g -Faktor:

$$g = 2/m_s. \quad (6)$$

Nach der Theorie des „Zweibänder“-Modells für Bi²⁹ wird die starke Krümmung der Energieflächen für Elektronen (leichte Massen) durch Wechselwirkung mit einem benachbarten vollbesetzten Valenzband verursacht. Hierdurch ergibt sich theoretisch eine sehr große Spin-Aufspaltung entsprechend:

$$\omega_s = \omega_c; \quad m_s = m_c. \quad (7)$$

Der g -Faktor erreicht nach Gl. (6) und (7) und Tab. 3 in der Richtung leichter Massen die Größenordnung 200. Für die LANDAU-Niveaus ergibt sich aufgrund des Zweibänder-Modells aus Gl. (2) :

$$\varepsilon_{n, s, k_{\parallel}} = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2 m^* m_0} + (n + \frac{1}{2} + s/2) \hbar \omega_c \quad (8)$$

und damit die charakteristische Entartung:

$$\varepsilon_{n+1, s=-1} = \varepsilon_{n, s=+1}. \quad (9)$$

Die Abweichungen von den Vorhersagen des Zweibänder-Modells [Gl. (8) und (9)], die man aus oszillatatorischen Quanteneffekten experimentell ermitteln kann, sind in Richtung der leichten Massen relativ klein und können in den Richtungen schwerer Massen sehr groß werden^{30, 31}, da hier das Zweibänder-Modell seine Gültigkeit verliert.

Zur Berechnung der Ultraschalldämpfung im Magnetfeld sei zunächst der Fall betrachtet²², daß ein Phonon mit einer Komponente q_{\parallel} des Wellenvektors

$$\Gamma \sim (\hat{q} \cdot \hat{C} \cdot \hat{e})^2 \frac{\hbar \omega_c}{k T} \sum_s \sum_{n=0}^{N_1} |I_{nn}|^2 \times \int d\eta \left\{ \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\eta}{2 k T} \right) \right\} \frac{1}{\zeta_0 \sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{\delta/\zeta_0}{(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon_0})^2 + (\delta/\zeta_0)^2} + \frac{\delta/\zeta_0}{(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0})^2 + (\delta/\zeta_0)^2} \right]. \quad (13)$$

Hierin bedeuten:

$\delta \cong 1/\tau$,
 τ = Relaxationszeit der Elektronen,
 $l = v_F \tau$ = freie Weglänge der Elektronen,
 ω = Kreisfrequenz der Ultraschallwelle,

²⁹ M. H. COHEN u. E. I. BLOUNT, Phil. Mag. 5, 115 [1960].

³⁰ G. E. SMITH, G. A. BARAFF u. J. M. ROWELL, Phys. Rev. 135, A 1118 [1964].

parallel zu \mathbf{B} absorbiert wird, wobei die Elektronen vom Ausgangszustand (n, k_{\parallel}) in den Endzustand (n', k_{\parallel}') übergehen. Berücksichtigt man die Erhaltungssätze von Energie und Impuls, so ergeben sich im Bereich höherer Magnetfelder aus Gl. (2) folgende Auswahlregeln für den Übergang:

$$\Delta n = n - n' = 0, \quad (10)$$

$$v_{\parallel}^0 = \frac{v_s}{\sin \nu} = \frac{\hbar k_{\parallel}^0}{m^* m_0}. \quad (11)$$

Dabei bedeuten v_{\parallel}^0 die Komponente der Elektronengeschwindigkeit parallel zu \mathbf{B} , $\sin \nu = q_{\parallel}/q$ und $\nu = 90^\circ - \angle(\mathbf{B}, \mathbf{q})$. Da nun stets $v_{\parallel}^0 \leq v_F$ gelten muß (v_F = FERMI-Geschwindigkeit der Elektronen), so erkennt man, daß die Auswahlregel Gl. (11) für $\nu < \nu_c$ nicht mehr erfüllt werden kann. Der kritische Winkel ν_c ist gegeben durch:

$$\sin \nu_c = v_s/v_F \quad (12)$$

und liegt wegen $v_s/v_F \cong 10^{-3}$ bei Bi in den meisten Fällen unter $0,1^\circ$. Aufgrund des „Tilt“-Effektes, der sich sowohl in halbklassischen^{32, 33} wie in quantentheoretischen Rechnungen²²⁻²⁶ ergibt, sollte die Ultraschallabsorption für $\nu \rightarrow \nu_c$ stark anwachsen und für $\nu < \nu_c$ auf einen sehr kleinen Wert absinken, der nur durch Stöße bestimmt wird. Der Tilt-Effekt in Bi wurde experimentell von RENEKER²¹ und von TOXEN und TANSAL¹⁵ beobachtet. Die Auswahlregeln Gl. (10) und (11) besagen, daß die Wahrscheinlichkeit für Absorption eines Phonons dann besonders hoch wird, wenn ein LANDAU-Niveau bei der Wellenzahl k_{\parallel}^0 mit der FERMI-Energie ε_F zusammenfällt.

Die genaueste theoretische Diskussion für die Magnetfeldabhängigkeit der Ultraschallabsorption bei Anwesenheit von Stößen haben LIU und TOXEN²⁶ gegeben. Die allgemeine Formel für die Ultraschall-dämpfung lautet:

$$\begin{aligned} \zeta_0 &= q_{\parallel} (2 m^* m_0)^{-1/2}, \\ \varepsilon &= \eta + \varepsilon_F - (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c - \frac{1}{2} s \cdot \hbar \omega_s, \\ \varepsilon_0 &= (\omega/2 \zeta_0)^2, \\ \eta &= \text{Integrationsvariable}, \\ N_1 &= \text{Index des letzten LANDAU-Niveaus, für welches } \varepsilon > 0 \text{ gilt.} \end{aligned}$$

³¹ G. A. BARAFF, Phys. Rev. 137, A 842 [1965].

³² H. N. SPECTOR, Phys. Rev. 120, 1261 [1960].

³³ S. G. ECKSTEIN, Phys. Rev. 131, 1087 [1963].

I_{nn} ist ein Überlappungsintegral, welches die Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators sowie die Komponenten q_{\perp} des Phononen-Wellenvektors senkrecht zu \mathbf{B} enthält. Die Kopplung zwischen Schallwelle und Ladungsträgern wird durch den Tensor \tilde{C} des Deformationspotentials beschrieben. Im Falle des Bi ergeben sich vier Tensoren $\tilde{C}^{(l)}$, $l=1, 2, 3$ für die Elektronenbänder und $l=4$ für das Lochband. Die $\tilde{C}^{(l)}$ haben dieselbe Symmetrie wie die Massentensoren $\tilde{m}^{(l)}$. Experimentelle Werte der Tensorkomponenten des Deformationspotentials in Bi sind nur sehr ungenau aus galvanomagnetischen Messungen bekannt³⁴. Eine genaue Berechnung der Anisotropie der Kopplungskonstanten $(\hat{q} \cdot \tilde{C}^{(l)} \cdot \hat{e})^2$ für die einzelnen Bänder ist daher nicht möglich. Das Verhalten der Ultraschalldämpfung in Abhängigkeit vom Magnetfeld wird durch das Produkt dreier Funktionen mit scharfen Maxima innerhalb des Integrals von Gl. (13) bestimmt: 1. Der Faktor $\text{sech}^2(\eta/2kT)$ hat ein Maximum bei $\eta=0$ und gibt die thermische Verbreiterung der Absorptionslinien an. 2. In der Zustandsdichte der Elektronen $\sim \varepsilon^{-1/2}$ treten Singularitäten bei $\varepsilon=0$ auf. 3. Für den Resonanzfaktor in eckigen Klammern liegt das Maximum bei $\varepsilon \cong \varepsilon_0$ und $\eta=0$. Nach LIU und TOXEN²⁶ hat man für das Verhalten der Quantenoszillationen der Ultraschalldämpfung drei Bereiche zu unterscheiden:

*1. Bereich „gigantischer“ Quantenoszillationen:
 $\omega\tau \gg 1$; $q_{\parallel}l \gg 1$:*

Diese Bedingungen sind für Bi experimentell nicht realisiert. Es ergeben sich schmale Magnetfeldbereiche mit sehr hoher Ultraschallabsorption ($\Gamma_{\max}/\Gamma_{\min} \gtrsim 10^3$), deren Lage durch den Resonanzfaktor zu $\varepsilon \cong \varepsilon_0$ und $\eta=0$ bestimmt ist. Diese Bedingung für maximale Absorption ist mit der Auswahlregel Gl. (11) bei Vernachlässigung des Stoßeinflusses identisch. Die Linienform der Absorptionsbereiche ist symmetrisch und wird durch eine thermisch verbreiterte LORENTZ-Funktion beschrieben.

2. Zwischenbereich: $\omega\tau < 1$; $q_{\parallel}l \gg 1$:

Dieser Fall liegt für Bi experimentell vor, wie folgendes Zahlenbeispiel zeigt: Mit den Parametern $f = 60 \text{ MHz}$, $v_s = 10^5 \text{ cm/sec}$, $\tau = 2,7 \times 10^{-10} \text{ sec}$ ³⁵

³⁴ S. MASE, S. VON MOLNAR u. A. W. LAWSON, Phys. Rev. **127**, 1030 [1962].

und $l \gtrsim 0,5 \text{ mm}$ ³⁶ erhält man die Werte $\omega\tau \approx 0,1$ und $q_{\parallel}l \approx 200$. Der Zyklotronumlauf der Elektronen mit der Frequenz ω_c wird durch Stöße praktisch nicht gestört, denn für $B = 16 \text{ kG}$ und $m_e = 0,01$ erhält man: $\omega_c\tau = 7,6 \times 10^3$. (Bei der vorliegenden Probe mit einem Restwiderstandsverhältnis von 140 können die Werte von τ und l um einen Faktor 2–3 niedriger liegen). Im Zwischenbereich weist die Zustandsdichte ein schärferes Maximum als der Resonanzfaktor auf und bestimmt somit das oszillatorische Verhalten der Ultraschalldämpfung. Nähert sich bei Erhöhung des Magnetfeldes das LANDAU-Niveau $n = N_1$ dem Wert ε_F , so steigt die Ultraschalldämpfung allmählich an bis zu einem Maximum bei $\varepsilon = 0$, $\eta = 0$. Bei weiterer Felderhöhung liegt dieses LANDAU-Niveau oberhalb ε_F und verschwindet aus der Summe in Gl. (13), daher sinkt Γ innerhalb eines Energiebereiches $\Delta(\hbar\omega_c) \approx kT$ steil ab. Die Quantenoszillationen sind durch eine Variation der Dämpfung von der Größenordnung $\Gamma_{\max}/\Gamma_{\min} \cong 10 \dots 10^3$ gekennzeichnet. Die Linienform der Ultraschallabsorption als Funktion des Magnetfeldes ist unsymmetrisch mit einem flacheren Anstieg unterhalb und einem steileren Abfall oberhalb des Maximums. Die Linienform unterhalb des Maximums wird durch die Veränderung der Zustandsdichte im Magnetfeld verursacht, während die Linienform oberhalb des Maximums die thermische Verbreiterung widerspiegelt.

*3. DE HAAS – VAN ALPHEN Oszillationen:
 $\omega\tau \ll 1$; $q_{\parallel}l \lesssim 1$:*

In diesem Bereich sind die Quantenoszillationen durch kleine Variationen der Dämpfung ($\Gamma_{\max}/\Gamma_{\min} \cong 1$) und durch stark unsymmetrische Linienform charakterisiert. Der Fall $q_{\parallel}l \lesssim 1$ kann entweder durch eine zu kleine Weglänge der Elektronen oder durch Annäherung an die Bedingung $\mathbf{q} \perp \mathbf{B}$ ($\nu \rightarrow 0$) verursacht sein.

Im Bereich der Quanteneffekte (niedrige Quantenzahlen, hohe Magnetfelder) gilt in Gl. (13) $|I_{nn}|^2 \rightarrow 1$. Die Periode der Quantenoszillationen ergibt sich näherungsweise zu:

$$\Delta(1/B) = \frac{e\hbar}{m_0 m_e \varepsilon_F (1 - \sin^2 \nu_c / \sin^2 \nu)} \text{ für } \nu > \nu_c. \quad (14)$$

Im Bereich der geometrischen Resonanzen (hohe Quantenzahlen, niedrige Magnetfelder) gilt in Gl.

³⁵ L. ESAKI u. J. HEER, J. Appl. Phys. **34**, 234 [1963].

³⁶ A. N. FRIEDMAN u. S. H. KOENIG, IBM J. Res. Develop. **4**, 158 [1960].

(13) die Entwicklung²⁴:

$$|I_{nn}|^2 \rightarrow J_0^2(q_\perp \cdot R_{\text{extr}}). \quad (15)$$

J_0 ist die BESEL-Funktion nullter Ordnung. $D_{\text{extr}} = 2R_{\text{extr}} \sim 1/B$ ist der extreme Bahndurchmesser der Elektronenbewegung in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld in Richtung q_\perp . Die geometrischen Resonanzen werden durch die Nullstellen und Maxima von J_0^2 bestimmt. Die Sättigung der Ultraschalldämpfung im Feldbereich oberhalb der geometri-

schen Resonanzen wird durch den monotonen Anstieg von $J_0^2 \rightarrow 1$ für $(q_\perp \cdot R_{\text{extr}}) \rightarrow 0$ beschrieben.

Im vorliegenden Falle der Bi-Probe mit einer Orientierung entsprechend Tab. 1 ist die experimentell ermittelte Abhängigkeit der Scherwellenamplituden S_1 und S_2 vom Magnetfeld in Abb. 3 für $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$ und $1,6 \text{ }^\circ\text{K}$ wiedergegeben. Die Orientierung des Magnetfeldes ist in diesem Beispiel $\Theta = 86^\circ$ (s. Abb. 1), die Frequenz beträgt $f = 60 \text{ MHz}$. Für die Longitudinalwelle L erhält man nur einen

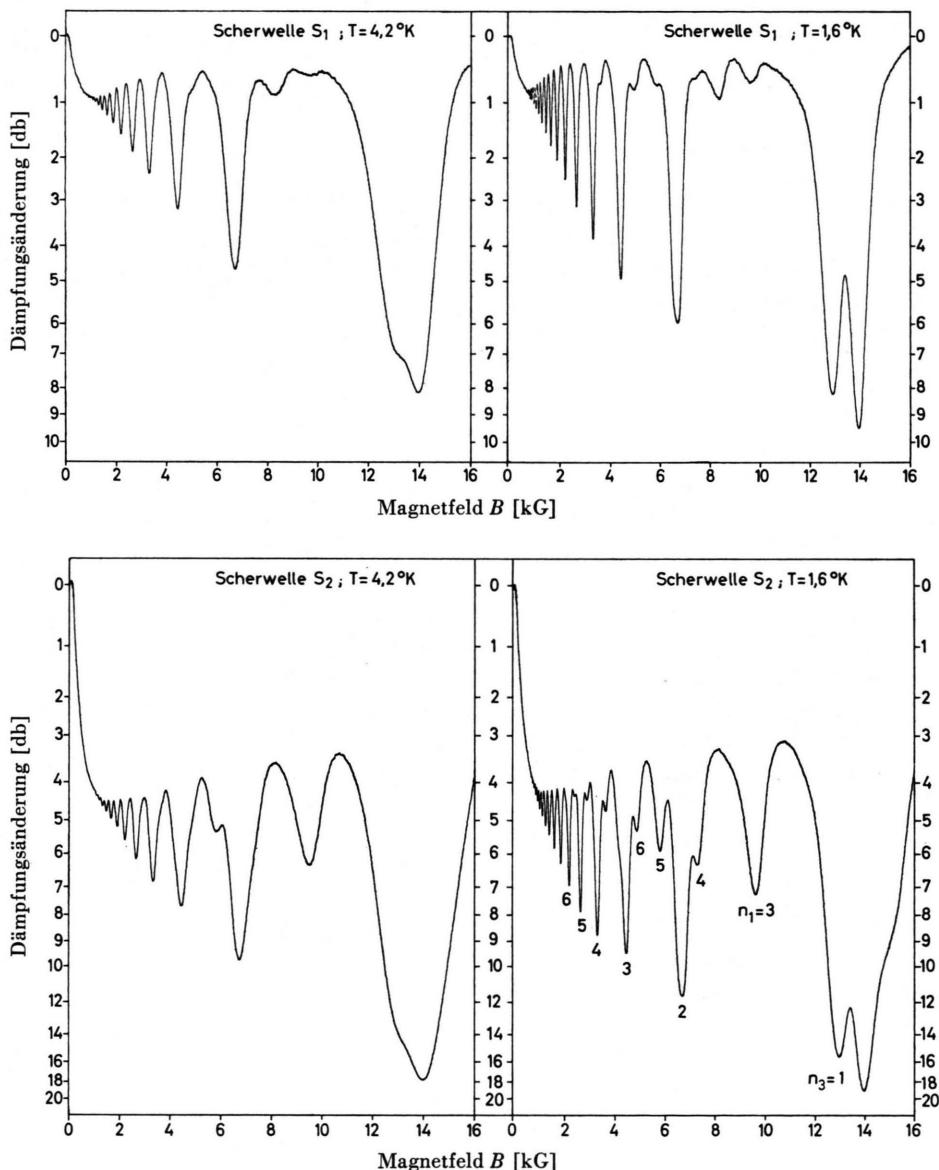


Abb. 3. Amplitude der Scherwellen S_1 und S_2 ($f=60 \text{ MHz}$) als Funktion des Magnetfeldes für $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$ und $1,6 \text{ }^\circ\text{K}$. Magnetfeldorientierung $\Theta=86^\circ$. (Die Dämpfungsänderungen beziehen sich auf $B=0$.)

sehr kleinen monotonen Dämpfungsanstieg, Quantenoszillationen konnten nicht nachgewiesen werden. Die Scherwelle S_2 weist eine wesentlich stärkere magnetoakustische Kopplung als S_1 auf. Der Dämpfungsanstieg im Sättigungsbereich oberhalb der geometrischen Resonanzen beträgt z. B. bei S_1 nur 1 db ($\Gamma - \Gamma_0 \approx 1,5$ db/cm) bezogen auf den Wert bei $B = 0$, für S_2 dagegen ergibt sich ein Dämpfungsanstieg von etwa 5 db ($\Gamma - \Gamma_0 \approx 7,4$ db/cm). Ebenso sind die Maximaldämpfungen im Bereich der Quantenoszillationen für S_2 wesentlich höher als für S_1 . Bei $T = 1,6$ °K sind die Absorptionsbereiche schmäler und die Maximaldämpfungen höher als bei 4,2 °K. Die Asymmetrie des Linienprofils ist bei $T = 1,6$ °K gerade erkennbar. Das am stärksten ausgeprägte System von Quantenoszillationen mit einer Periode $\Delta(1/B) = 7,3 \times 10^{-5}$ Gauss⁻¹ wird von den Elektronen des Ellipsoids $l = 3$ hervorgerufen. Bei $T = 1,6$ °K sind die beiden eng benachbarten Absorptionslinien bei 13 und 14 kG deutlich getrennt. Aus der Orientierungsabhängigkeit der Quantenoszillationen kann man nachweisen, daß diese beiden Absorptionslinien zum Band $l = 3$ gehören. Sie entsprechen den LANDAU-Niveaus

$$\varepsilon_{n=1, s=-1} \quad \text{und} \quad \varepsilon_{n=0, s=+1},$$

welche in der Näherung des Zweiänder-Modells theoretisch zusammenfallen sollten [s. Gl. (9)]. Die „Phasenlage“ der Absorptionsmaxima aufgrund des Zweiänder-Modells:

$$\frac{1}{B_n} = n \frac{e \hbar}{m_0 m_c \varepsilon_F} \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (16)$$

ist annähernd erfüllt. Der Index n ist in Abb. 3 für S_2 und $T = 1,6$ °K bei den Oszillationen angegeben. Man erkennt in Abb. 3 ein zweites, schwächer gekoppeltes System von Quantenoszillationen mit einer Periode $\Delta(1/B) = 3,43 \times 10^{-5}$ Gauss⁻¹, welches von den Elektronen des Ellipsoids $l = 1$ hervorgerufen wird.

In Abb. 4 sind die Zyklotronmassen $m_c^{(l)}$ für Elektronen ($l = 1, 2, 3$) und Löcher ($l = 4$) als Funktion des Magnetfeldwinkels Θ (s. Abb. 1) wiedergegeben. Die $m_c^{(l)}$ wurden nach Gl. (4) mit den Massentensor-Komponenten m_{ik} nach RENEKER²¹ berechnet. Die experimentellen Zyklotronmassen wurden aus den gemessenen Perioden der Quantenoszillationen von S_1 und S_2 bei $f = 60$ MHz und $T = 1,6$ °K mit Hilfe von Gl. (14) ermittelt. Da auch bei Variation des Winkels zwischen \mathbf{q} und \mathbf{B} und bei Annäherung an die Bedingung $\mathbf{q} \perp \mathbf{B}$ in

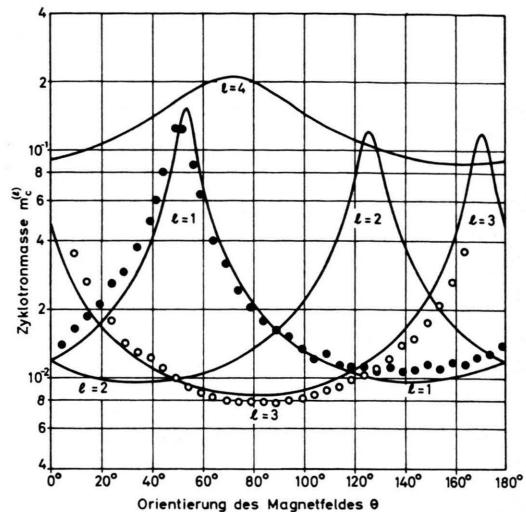


Abb. 4. Zyklotronmassen $m_c^{(l)}$ für Elektronen ($l = 1, 2, 3$) und Löcher ($l = 4$) als Funktion der Magnetfeldorientierung Θ . Ausgezogene Kurven: Berechnet mit den m_{ik} nach RENEKER²¹, Meßpunkte aus den Perioden $\Delta(1/B)$: ● für $l = 1$ und ○ für $l = 4$.

der Amplitude der Quantenoszillationen keine Anzeichen für einen Tilt-Effekt auftraten, wurde dieser Effekt vernachlässigt ($\nu_c = 0$). Die Anpassung zwischen theoretischen Kurven und Meßpunkten in Abb. 4 erfolgte mit Hilfe des Wertes $\varepsilon_F = 19,3$ meV in Gl. (14). Die Meßpunkte weichen im Bereich kleiner Zyklotronmassen bis zu 30 % von den theoretischen Kurven ab. Eine genaue Massenbestimmung ist jedoch nicht das Ziel der vorliegenden Arbeit, die aus den $\Delta(1/B)$ ermittelten Zyklotronmassen sollen lediglich zur Identifizierung des Bandindex l bei den Experimenten zur Ultraschallverstärkung dienen. Im Winkelbereich zwischen $\Theta = 20^\circ$ und 130° weist das Band $l = 3$ eine stärkere magnetoakustische Kopplung als das Band $l = 1$ auf. Quantenoszillationen, die dem Elektronenband $l = 2$ oder dem Löcherband $l = 4$ entsprechen, konnten nicht mit Sicherheit identifiziert werden.

III. Einfluß eines elektrischen Driftfeldes

a) Kink-Effekt und Ultraschallrauschen

Unter dem Einfluß eines elektrischen Driftfeldes erfahren die Ladungsträger in Bi eine Driftgeschwindigkeit³⁷:

$$\mathbf{v}_d^{(l)} = \frac{(\mathbf{E} \times \tilde{m}^{(l)} \cdot \mathbf{B})}{(\mathbf{B} \cdot \tilde{m}^{(l)} \cdot \mathbf{B})} \quad (17)$$

³⁷ S. G. ECKSTEIN, Phys. Letters 13, 30 [1964].

($l=1, 2, 3$ für Elektronenellipsoide, $l=4$ für das Löcherellipsoid). Wegen der starken Anisotropie der Energieflächen können die Driftgeschwindigkeiten der Elektronen in Bi etwa 7–8mal größer als die des freien Elektrons bei gleichem E/B -Verhältnis werden. Für eine Ultraschallwelle mit der Wellen-normalenrichtung \hat{q} lautet die Verstärkungsbedingung³⁷:

$$\mathbf{v}_d \cdot \hat{q} \geq v_s. \quad (18)$$

Es bleibt die Frage ungeklärt, wie weit diese Bedingung durch die bei Bi vorliegende starke elastische Anisotropie verändert wird.

Überschreitet die elektrische Feldstärke einen durch $\mathbf{v}_d \cdot \hat{q} = v_s$ gegebenen kritischen Wert E_k , so beobachtet man einen scharfen Knick in der Strom-Spannungskennlinie einer Bi-Probe im transversalen Magnetfeld; dieser Effekt wurde zuerst von ESAKI¹¹ gefunden. Das Verhältnis der differentiellen Widerstände unterhalb und oberhalb des Knickpunktes kann sehr groß werden: $\varrho/\varrho' \gtrsim 50$. Genauere Untersuchungen des Kink-Effektes mit impulsförmigem Driftfeld hat YAMADA³⁸ durchgeführt. In einer akustoelektrischen Erklärung des Kink-Effektes gehen HUTSON⁷ und HOPFIELD³⁹ davon aus, daß für $E > E_k$ auf Grund der Verstärkungsbedingung eine Selbstanfachung von Ultraschallrauschen einsetzt. Der starke Stromanstieg oberhalb des Knickpunktes wird durch das Auftreten des akustoelektrischen Stromes, welcher mit dem Ultraschallrauschen verknüpft ist, qualitativ richtig erklärt. Eine quantitative Theorie, welche den Kink-Effekt sowie Aufbau und Sättigungsamplitude des Ultraschallrauschen richtig beschreibt, ist wegen der Nichtlinearität des Problems außerordentlich schwierig und hat bisher noch nicht zu einer vollständigen Lösung geführt^{40, 41}. YAMADA³⁸ erhielt zu Beginn des Driftimpulses für Strom und Spannung die Werte I_1 und U_1 , welche bis weit oberhalb des Knickpunktes ($\mathbf{v}_d \cdot \hat{q} = 5 v_s$) eine rein Ohmsche Kennlinie ergaben. Innerhalb eines Zeitintervalls τ_1 steigt der Strom durch den akustoelektrischen Beitrag vom Wert I_1 auf I_2 an, während gleichzeitig die Spannung von U_1 auf U_2 absinkt. Die mit den Werten I_2 und U_2 aufgetragene Strom-Spannungskennlinie weist den Knick bei E_k auf, welchen man auch bei Gleichspannungsmessungen findet. Nach den Ergebnissen von YAMADA³⁸

nimmt die Aufbauzeit τ_1 des akustoelektrischen Stromes mit wachsendem Magnetfeld stark ab. Der Zusammenhang zwischen dem Aufbau des akustoelektrischen Stromes und dem Einsatz des Ultraschallrauschen bei impulsförmigem Driftfeld wurde vom Verfasser¹² untersucht. Dabei ergab sich experimentell, daß das Ultraschallrauschen in Richtung der Trägerdriftbewegung erzeugt wird.

Im Falle der vorliegenden Bi-Probe mit einer Orientierung nach Tab. 1 ist der Zusammenhang zwischen Ultraschallrauschen und Driftimpuls bei $T = 4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$ für ein Magnetfeld $B = 14 \text{ kG}$ mit $\Theta = 86^\circ$ in Abb. 5 wiedergegeben (Impulsfolgefrequenz

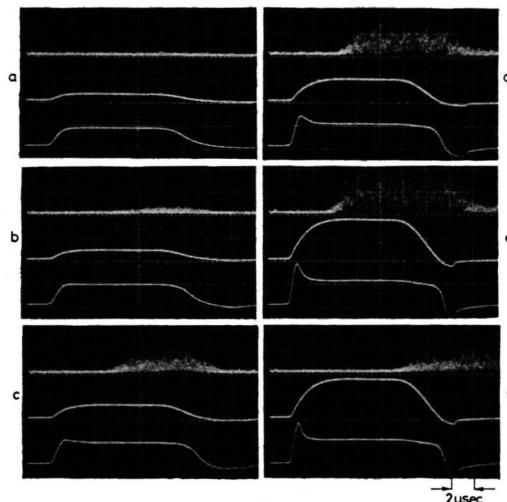


Abb. 5. Ultraschallrauschen bei 60 MHz (oberer Kanal), Driftstrom (mittlerer Kanal) und Driftspannung (unterer Kanal) als Funktion der Driftimpulshöhe. $T = 4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$; $B = 14 \text{ kG}$; $\Theta = 86^\circ$. Polarität des Magnetfeldes: a) – e) : B „normal“; f) : B „umgepolt“. Eichung: Driftstrom: 100 A/Einheit; Driftspannung: 20 V/Einheit; Zeitbasis: 2 μsec /Einheit.

= 10 Hz). Messungen oberhalb und unterhalb des λ -Punktes von flüssigem Helium ($T_\lambda = 2,18 \text{ }^{\circ}\text{K}$) ergeben dieselben Resultate. Oberhalb des Knickpunktes erhält man am Anfang des Driftimpulses eine Spannungsspitze. Die Abfallzeit τ_1 auf einen konstanten Spannungswert liegt in der Größenordnung 1–2 μsec . In Abb. 5 a) – e) ist die Polarität des Magnetfeldes (B „normal“) so gewählt, daß die Trägerdriftbewegung auf den Empfängerquarz zu gerichtet ist. Der Zeitpunkt, bei dem die Rauschamplitude meßbare Werte annimmt, liegt in Abb. 5 e) 3 μsec hinter dem Beginn des Driftimpulses. Dies

³⁸ T. YAMADA, J. Phys. Soc. Japan **20**, 1647 [1965].

³⁹ J. J. HOPFIELD, Phys. Rev. Letters **8**, 311 [1962].

⁴⁰ R. ABE, Progr. Theor. Phys. **30**, 149 [1963].

⁴¹ J. YAMASHITA u. K. NAKAMURA, Progr. Theor. Phys. **33**, 1022 [1965].

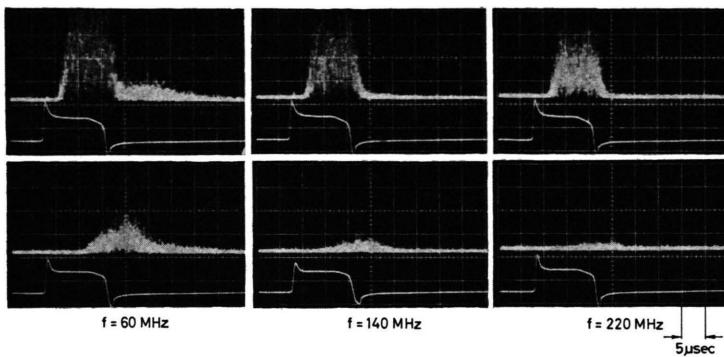


Abb. 6. Ultraschallrauschen in verschiedenen Frequenzbereichen (oberer Kanal) und Driftspannung (unterer Kanal) bei Umpolung des Magnetfeldes: Obere Reihe: B „normal“; untere Reihe: B „umgepolt“. $T = 4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$; $B = 13 \text{ kG}$; $\Theta = 86^{\circ}$. Eichung: Driftspannung: 20 V/Einheit; Zeitbasis: 5 $\mu\text{sec}/\text{Einheit}$.

entspricht etwa der halben Laufzeit eines Scherwellenimpulses durch die Probendicke in Richtung ζ (s. Abb. 1). Der Abfall der Driftspannung macht sich schon früher bemerkbar. Aufbauzeit des Ultraschallrauschen und Abfallzeit der Driftspannung werden mit zunehmendem Driftfeld kürzer, weil der für den Rauschaufbau verantwortliche Verstärkungsfaktor zunimmt. Bei Umpolung des Magnetfeldes [Abb. 5 f)] ist die Trägerdriftbewegung vom Empfängerquarz weg gerichtet, und man beobachtet das Ultraschallrauschen erst zu einem späteren Zeitpunkt. Die Zeitdifferenz im Rauscheinsatz zwischen Abb. 5 e) und 5 f) von etwa 6 μsec entspricht ungefähr der Laufzeit von Scherwellenimpulsen durch die Probendicke, womit nachgewiesen ist, daß das Ultraschallrauschen in Richtung der Trägerdriftbewegung erzeugt wird. In Abb. 6 sind direkter und reflektierter Rauschimpuls bei Umpolung des Magnetfeldes für verschiedene Frequenzbereiche entsprechend der 3., 7. und 11. Oberwelle des Empfängersquarzes wiedergegeben. Die Empfängerbandbreite beträgt jeweils 5 MHz. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Amplitude des reflektierten Rauschimpulses im Verhältnis zum direkten Impuls stark ab, weil die Dämpfung nach Reflexion (Schallausbreitung entgegen der Trägerdriftbewegung) mit der Frequenz anwächst. Im Frequenzbereich um 60 MHz erhält man auch im Anschluß an den direkten Rauschimpuls noch ein schwaches Echo, welches etwa um die doppelte Scherwellenlaufzeit verzögert ist. Bei höheren Frequenzen ist dieses Echo nicht mehr sichtbar.

Der Zusammenhang zwischen Trägerdriftbewegung, Ultraschallrauschen und Ultraschallverstärkung wird in Abb. 7 erläutert: In Abb. 7 a) ist eine Ultraschallimpulsfolge für $f = 60 \text{ MHz}$ bei einem Magnetfeld $B = 13 \text{ kG}$ mit $\Theta = 86^{\circ}$ wiedergegeben. Gegenüber Abb. 2 ist die starke magneto-akustische Dämpfung der Scherwellenimpulse S_1 und S_2 zu

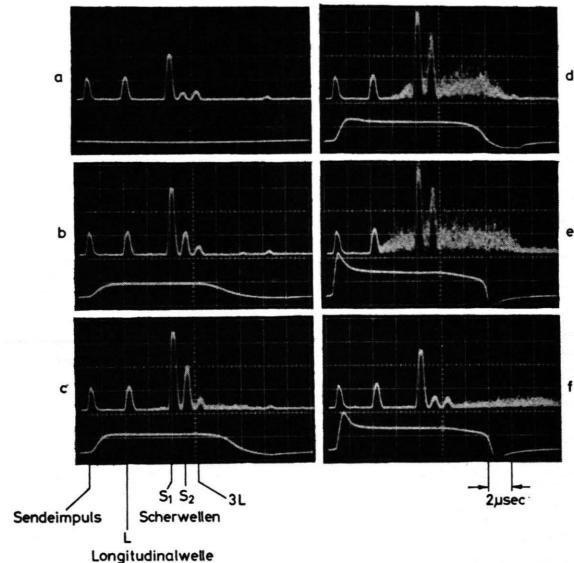


Abb. 7. Ultraschallverstärkung und -rauschen bei 60 MHz (oberer Kanal) als Funktion der Driftspannung (unterer Kanal). $T = 4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$; $B = 13 \text{ kG}$; $\Theta = 86^{\circ}$. Polarität des Magnetfeldes: a) – e): B „normal“, f): B „umgepolt“. Eichung: Driftspannung: 20 V/Einheit; Zeitbasis: 2 $\mu\text{sec}/\text{Einheit}$.

erkennen (s. Abb. 3). Beim Anlegen eines elektrischen Driftimpulses ergibt sich bereits unterhalb des Knick-Punktes ein Anstieg der Amplituden von S_1 und S_2 [s. Abb. 7 b)] und oberhalb des Knick-Punktes zusätzlich die Anfachung des Ultraschallrauschen [s. Abb. 7 c)]. Nach Einsatz des Rauschens erreicht der Amplitudenanstieg von S_1 und S_2 sehr bald eine Sättigung [Abb. 7 d) und e)]. Der Verstärkungseffekt ist für die Scherwelle S_2 wesentlich stärker ausgeprägt als für S_1 . Für die Longitudinalwelle L ergibt sich keine meßbare Amplitudenänderung durch das Driftfeld. In Abb. 7 wurde die Amplitude des 60 MHz-Signalimpulses absichtlich klein gehalten, um Signal- und Rauschimpulse im

linearen Maßstab gleichzeitig sichtbar machen zu können. In Abb. 7 b) bis e) (B „normal“) sind Trägerdriftbewegung und Schallausbreitung auf den Empfängerquarz zu gerichtet. Unter diesen Bedingungen beobachtet man eine starke Erhöhung der Signalamplituden S_1 und S_2 sowie eine frühe Ankunft des Ultraschallrauschimpulses. In Abb. 7 f) (B „umgepolt“) ist die Trägerdriftbewegung vom Empfängerquarz weg gerichtet. Hierbei ergeben sich nur kleine Amplitudenänderungen für S_1 und S_2 und eine verzögerte Ankunft des Rauschimpulses.

Die starke Anisotropie der Ultraschallrauschamplitude im Frequenzbereich um 60 MHz als Funktion der Magnetfeldorientierung zeigt Abb. 8. Der Driftstrom liegt weit oberhalb des Knickpunktes.

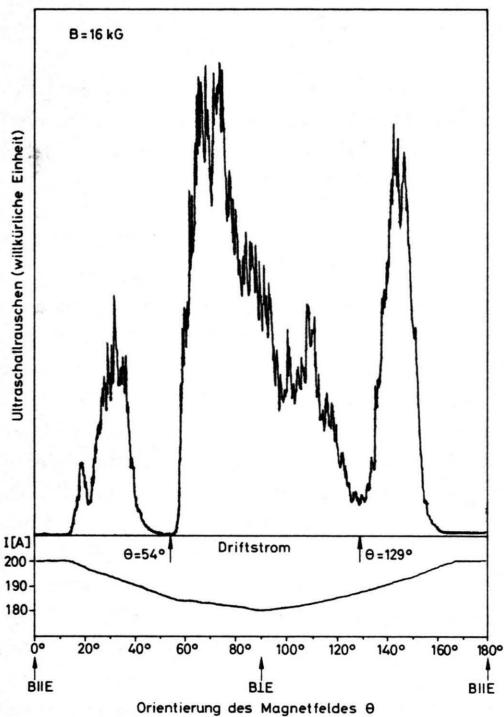


Abb. 8. Ultraschallrauschen bei 60 MHz und Driftstrom I als Funktion der Magnetfeldorientierung Θ . $T=4,2$ K; $B=16$ kG. Polarität des Magnetfeldes: B „normal“.

Für longitudinale Magnetfeldorientierung ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ bei $\Theta=0^\circ$ und 180°) wird der Magnetowiderstand der Probe sehr klein, die Driftspannung bricht zusammen, und der Driftstrom erreicht einen Maximalwert $I_0=200$ A. Im transversalen Magnetfeld ($\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ bei $\Theta=90^\circ$) erreichen der Magnetowiderstand und die Driftspannung einen Maximalwert, und der Driftstrom sinkt auf $I=180$ A ab. Aus den

gemessenen Werten des relativen Driftfeldes E/B wurden mit Hilfe der Gl. (17) und der Massentensor-Komponenten m_{ik} nach RENEKER²¹ die Driftgeschwindigkeiten $v_d^{(l)} \cdot \hat{q}$ für Elektronen ($l=1, 2, 3$) und Löcher ($l=4$) als Funktion von Θ berechnet (s. Abb. 9). Auffällig ist die starke Aniso-

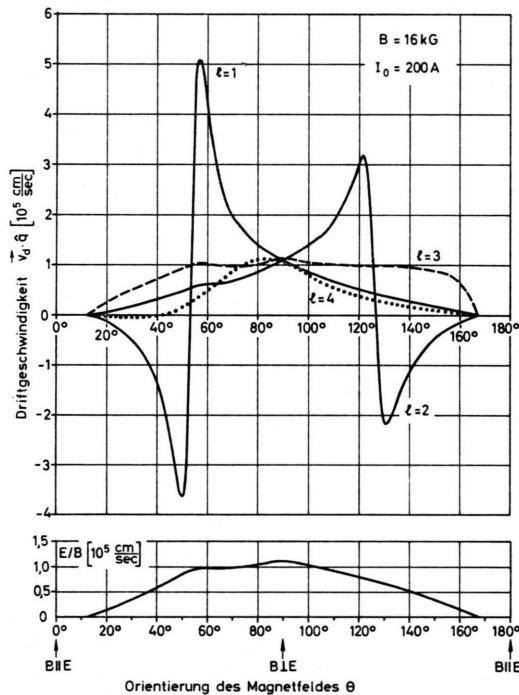


Abb. 9. Berechnete Driftgeschwindigkeiten $v_d^{(l)} \cdot \hat{q}$ von Elektronen ($l=1, 2, 3$) und Löchern ($l=4$) (m_{ik} nach RENEKER²¹) sowie gemessene Werte von E/B als Funktion der Magnetfeldorientierung Θ (gleiche Bedingungen wie in Abb. 8).

tropie der Elektronendriftgeschwindigkeiten mit einem Vorzeichenwechsel beim Durchgang durch eine Richtung schwerer Zyklotronmasse (s. Abb. 4). Es liegt zunächst die Vermutung nahe, daß die Anisotropie der Driftgeschwindigkeiten für die Winkelabhängigkeit des Ultraschallrauschen verantwortlich ist. Ein Vergleich zwischen Abb. 8 und 9 zeigt in der Tat eine grob qualitative Übereinstimmung. Für das Ultraschallrauschen ergibt sich eine Nullstelle bei $\Theta=54^\circ$ und ein flacheres Minimum bei $\Theta=129^\circ$, die Nulldurchgänge der Driftgeschwindigkeit für die Elektronenbänder $l=1$ und $l=2$ liegen bei 53° und 127° . Würde man das Ultraschallrauschen für $\Theta < 54^\circ$ und $\Theta > 129^\circ$ vorwiegend den Elektronenbändern $l=1$ und $l=2$ zuordnen, so ergäbe sich theoretisch die Konsequenz, daß in diesem Winkelbereich der Rauschimpuls verzögert

nach Reflexion eintreffen müßte, weil sich das Vorzeichen der Driftgeschwindigkeit umkehrt (s. Abb. 9). Diese Schlußfolgerung wird vom Experiment nicht bestätigt, so daß das Problem einer Interpretation der Anisotropie des Ultraschallrauschens vorläufig noch als ungelöst angesehen werden muß, zumal die Kopplungskonstanten für die einzelnen Bänder experimentell nicht bekannt sind.

b) Quantenresonanzen der Ultraschallverstärkung

Für die Ultraschalldämpfung in Anwesenheit eines elektrischen Driftimpulses erhalten KAZARINOV und SKOBOV⁴² in einer quantenmechanischen Theorie den Ausdruck:

$$\Gamma \sim (\hat{q} \cdot \tilde{C} \cdot \hat{e})^2 \frac{\mu}{\sin \nu} \frac{\hbar \omega_c}{k T} \sum_{n=0}^{\infty} J_0^2(q_{\perp} \cdot R_n) \frac{1}{\cosh^2 \xi_n}, \quad (19)$$

wobei

$$\xi_n = \varepsilon_F (1 - \mu^2 \cdot \sin^2 \nu_c / \sin^2 \nu) - n \hbar \omega_c; \quad \frac{\sin \nu}{\sin \nu_c} > \mu, \quad (20)$$

$$\mu = 1 - \hat{q} \cdot \mathbf{v}_d / v_s. \quad (21)$$

R_n ist der durchschnittliche Radius der Zyklotronumlaufbahn mit der Quantenzahl n . Gl. (19) bis (21) beschreiben eine ähnliche Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung im Bereich der geometrischen Resonanzen und der Quantenoszillationen wie bereits in Gl. (13) diskutiert. Die Bedingung für das Auftreten des Tilt-Effektes wird durch die Anwesenheit eines Driftfeldes beeinflußt. Für $\sin \nu / \sin \nu_c \rightarrow \mu$ ergeben sich sehr hohe Werte für Ultraschalldämpfung und -verstärkung, für $\sin \nu / \sin \nu_c < \mu$ sinken Dämpfung und Verstärkung auf einen sehr kleinen, durch Stöße bedingten Betrag ab. Die Bedingung für Ultraschallverstärkung:

$$\Gamma < 0 \quad \text{für } \mu < 0 \quad (22)$$

stimmt mit Gl. (18) überein. Bei Vernachlässigung des Tilt-Effektes sollte die Ultraschalldämpfung bzw. -verstärkung als Funktion des Driftfeldes einen antisymmetrischen Verlauf um den Punkt $\mu = 0$ aufweisen.

Für die vorliegende Bi-Probe ist die experimentell gemessene Abhängigkeit der Ultraschalldämpfung $\Gamma - \Gamma_0$ der Scherwelle S_1 und S_2 von der elektrischen Driftspannung U für $T = 4,2$ °K in Abb. 10 wiedergegeben. Die Dämpfung wird stets als Differenz

⁴² R. F. KAZARINOV u. V. G. SKOBOV, Soviet Phys.-JETP 16, 1057 [1963].

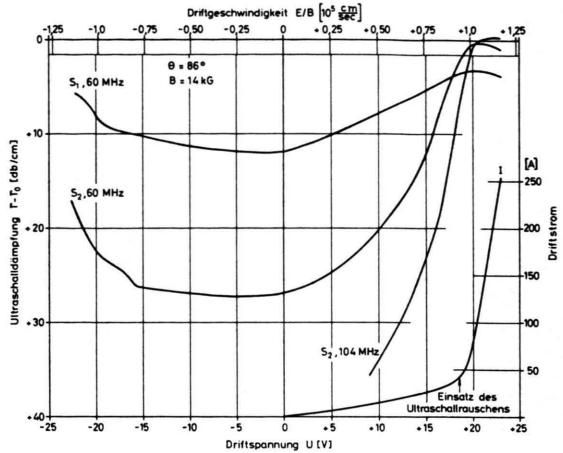


Abb. 10. Ultraschalldämpfung $\Gamma - \Gamma_0$ von S_1 und S_2 und Driftstrom I als Funktion der Driftspannung U . $T = 4,2$ °K; $B = 14$ kG; $\theta = 86^\circ$. Polarität des Magnetfeldes: $U > 0$: B „normal“; $U < 0$: B „umgepolt“.

gegenüber dem Wert Γ_0 bei $B = 0$ und in [db/cm] angegeben. Das Vorzeichen der Driftspannungsskala ist so gewählt, daß bei $U > 0$ (B „normal“) Schallausbreitung und Trägerdriftbewegung gleichsinnig gerichtet sind, während sie für $U < 0$ (B „umgepolt“) gegensinnig gerichtet sind. Das Magnetfeld $B = 14$ kG mit $\theta = 86^\circ$ entspricht maximaler Ultraschallabsorption im Bereich einer Quantenresonanz (s. Abb. 3) ohne Driftfeld. Für $U > 0$ ergibt sich eine Verringerung der Dämpfung mit wachsender Driftspannung, für $U < 0$ erhält man bis $U = -16$ V nur relativ kleine Dämpfungsänderungen. Die Abnahme der Dämpfung ist für S_2 wesentlich größer als für S_1 . Bei $f = 60$ MHz erhält man zwischen $U = 0$ und $+21$ V folgende Dämpfungsänderungen: Für S_1 : $\Gamma(0 \text{ V}) - \Gamma(21 \text{ V}) = 8,8 \text{ db/cm}$, für S_2 : $\Gamma(0 \text{ V}) - \Gamma(21 \text{ V}) = 26,6 \text{ db/cm}$. Bei $f = 104$ MHz ergibt sich für S_2 durch Extrapolation: $\Gamma(0 \text{ V}) - \Gamma(21 \text{ V}) = 45 \text{ db/cm}$. Im folgenden wird nur über Ergebnisse für die stärker gekoppelte Scherwelle S_2 berichtet. Für $U \gtrsim 20$ V beobachtet man keine weitere Verringerung der Dämpfung, sondern wieder eine leichte Zunahme mit wachsender Driftspannung. Die Strom-Spannungskurve der Bi-Probe ist in Abb. 10 ebenfalls wiedergegeben. Der Knickpunkt und der Einsatzpunkt des Ultraschallrauschens liegen bei $U_k = 18,5$ V. Das Verhältnis der differentiellen Widerstände unterhalb und oberhalb des Knickpunktes beträgt $\varrho/\varrho' = 40$. Bei der Magnetfeldorientierung $\theta = 86^\circ$ gilt näherungsweise für die Driftgeschwindigkeit von Elektronen und Löchern: $\mathbf{v}_d \cdot \hat{q} \cong E/B$ [s. Gl. (17) und Abb. 9], diese Skala ist in Abb. 10

ebenfalls eingetragen. Am Knickpunkt erhält man $v_d \cdot q = 0,94 \times 10^5 \text{ cm/sec}$, was etwa den Scherwellengeschwindigkeiten in Tab. 2 entspricht. Die in Abb. 10 maximal erreichte Driftspannung entspricht einem Verhältnis $U/U_k = 1,24$.

Nach der theoretischen Voraussage von Gl. (19) sollte man auch für $U > 20 \text{ V}$ in Abb. 10 eine weitere Verringerung der Ultraschalldämpfung mit wachsendem Driftfeld erhalten. Für den beobachteten Sättigungseffekt und Dämpfungsanstieg oberhalb $U = 20 \text{ V}$ können zwei Effekte verantwortlich sein, die in den bisherigen theoretischen Ansätzen nicht berücksichtigt werden:

1. Heiße-Elektronen-Effekte können die erreichbaren Ultraschallverstärkungen bei hohen Driftfeldern begrenzen. Die experimentellen Werte der Ultraschallverstärkungen bei CdS⁴ und n-Ge⁴³ liegen um 1–2 Größenordnungen unter den theoretischen Abschätzungen. CONWELL⁴⁴ diskutiert den Einfluß heißer-Elektronen-Effekte für diese Fälle, wo durch die Erhöhung der Elektronentemperatur die Trägerdiffusion zunimmt und daher die durch die Schallwelle mitgeführte Trägerkonzentration abnimmt. Nach Rechnungen von KALASHNIKOV⁴⁵ und CHUENKOV⁴⁶ ist die Aufheizung der Ladungsträger in einem Halbmetall mit starkem Elektron-Phonon-Drag für Driftfelder unterhalb des Knickpunktes sehr gering. Beim Überschreiten des Knickpunktes erhält man einen sehr starken Anstieg der Elektronentemperatur über die Gittertemperatur.

2. Nichtlineare Wechselwirkung mit dem durch die Trägerdriftbewegung erzeugten Ultraschallrauschen kann die Verstärkung eines Ultraschallsignals erheblich reduzieren. Dieser Effekt wurde von McFEE⁸ am CdS untersucht. In diesem Falle ist die Einsatzverzögerung des Ultraschallrauschen nach Anschalten des Driftimpulses länger als die Laufzeit von Scherwellenimpulsen durch die Probe. Durch Verschiebung des Signaleinsatzes in bezug auf den Driftimpuls kann man die Signalverstärkung vor und nach Einsatz des Rauschens messen. McFEE⁸ erhielt für Scherwellen der Frequenz 45 MHz in CdS eine Reduktion der maximalen Signalverstärkung um 23 db/cm durch die Anwesenheit des Rauschens. Im Falle von Bi in Abb. 10 ist die Magnetfeldorientierung $\Theta = 86^\circ$ so gewählt, daß

eine starke Anfachung von Ultraschallrauschen vorliegt (s. Abb. 8). Da die Einsatzverzögerung des Rauschens kürzer als die Laufzeit der Signalimpulse ist [s. Abb. 7 e)], kann man eine starke nichtlineare Wechselwirkung mit dem Signal erwarten. Bei der Diskussion dieses Effektes ist zu beachten, daß das Ultraschallrauschen aufgrund der Verstärkungsbedingung in einem breiten Frequenzbereich bis ins GHz-Gebiet hinein angefacht wird und einen Gesamtenergieinhalt besitzt, der wesentlich größer als der des Signals sein kann. Der Signalimpuls erzeugt eine mit Schallgeschwindigkeit laufende sinusförmige elektrische Feldstärke, die für eine Mitführung der Ladungsträger („bunching“) verantwortlich ist. Das Ultraschallrauschen verursacht große statistische Schwankungen der elektrischen Feldstärke oberhalb des Knickpunktes; hierdurch wird die von der Signalwelle kohärent mitgeführte Trägerkonzentration und damit die Signalverstärkung reduziert.

Müßt man die Ultraschalldämpfung als Funktion der Driftspannung bei $B = 6,6 \text{ kG}$; $\Theta = 86^\circ$ (ent-

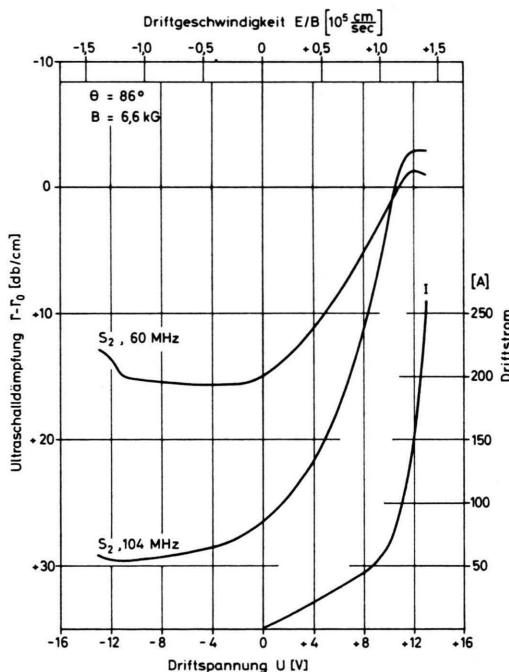


Abb. 11. Ultraschalldämpfung $\Gamma - \Gamma_0$ von S_2 und Driftstrom I als Funktion der Driftspannung U . $T = 4,2 \text{ K}$; $B = 6,6 \text{ kG}$; $\Theta = 86^\circ$. Polarität des Magnetfeldes: $U > 0$: B „normal“; $U < 0$: B „umgepolt“.

⁴³ M. POMERANTZ, Phys. Rev. Letters 13, 308 [1964].
⁴⁴ E. M. CONWELL, Proc. IEEE 52, 964 [1964].

⁴⁵ V. P. KALASHNIKOV, Soviet Phys. — Solid State 6, 1931 [1965].
⁴⁶ V. A. CHUENKOV, Soviet Phys. — Solid State 7, 1990 [1966].

spredend der Quantenresonanz $n_3 = 2$ in Abb. 3), so erhält man (s. Abb. 11) einen schwächer ausgeprägten Knick in der Strom-Spannungskennlinie, man erreicht höhere maximale Driftgeschwindigkeiten $\{(E/B)_{\max} = 1,4 \times 10^5 \text{ cm/sec bei } 6,6 \text{ kG gegenüber } 1,17 \times 10^5 \text{ cm/sec bei } 14 \text{ kG}\}$, und es ergeben sich geringere Minimaldämpfungen mit Driftfeld: Für S_2 bei 104 MHz sind die Minimalwerte $\Gamma - \Gamma_0 = -3 \text{ db/cm}$ bei 6,6 kG gegenüber $-0,3 \text{ db/cm}$ bei 14 kG. Bezogen auf die gleiche Driftgeschwindigkeit erhält man bei $B = 6,6 \text{ kG}$ erheblich weniger Ultraschallrauschen als bei $B = 14 \text{ kG}$. Daher kann die Signalverstärkung oberhalb des Knickpunktes in Abb. 11 mehr ansteigen als in Abb. 10. Diese Beobachtung deckt sich mit einem Ergebnis von YAMADA³⁸, welcher bei konstantem E/B und abnehmendem Magnetfeld eine starke Erhöhung der Abklingzeitkonstante τ_1 des Driftspannungsimpulses erhielt und daraus schloß, daß auch der Aufbau des Ultraschallrauschen entsprechend langsamer vor sich gehen müßte. Eine theoretische Erklärung dieses experimentellen Befundes steht noch aus.

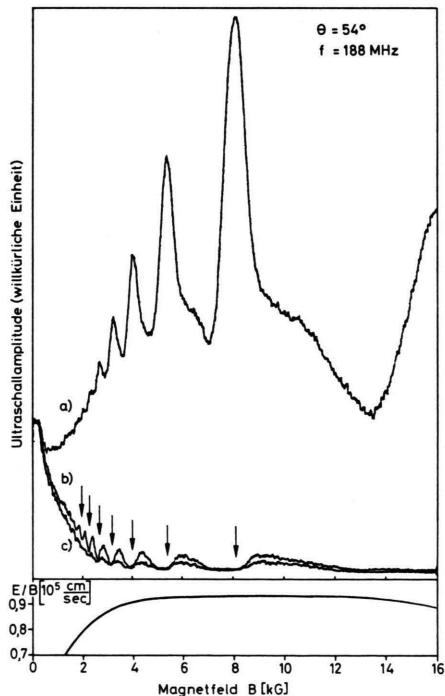


Abb. 12. Amplitude der Scherwelle S_2 ($f = 188 \text{ MHz}$) und E/B als Funktion des Magnetfeldes. $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$; $\Theta = 54^\circ$. a) Mit Driftfeld, B „normal“; b) ohne Driftfeld, B „normal“ (die Magnetfelder maximaler Ultraschalldämpfung sind durch Pfeile markiert); c) mit Driftfeld, B „umgepolt“.

Die optimalen Werte der Ultraschallsignalverstärkung wurden bei der vorliegenden Bi-Probe für die Magnetfeldorientierung $\Theta = 54^\circ$ erhalten, bei der nach Abb. 8 nur ein sehr kleiner Betrag an Ultraschallrauschen durch die Driftbewegung erzeugt wird. Das Rauschen liegt bei $B = 14 - 15 \text{ kG}$ gerade an der Nachweisgrenze des Empfängers. Abb. 12 zeigt die Amplitude der Scherwelle S_2 bei $f = 188 \text{ MHz}$ als Funktion des Magnetfeldes. In Kurve b) ist kein elektrisches Driftfeld angelegt. Man erhält Quantenoscillationen mit einer Periode $\Delta(1/B) = 6,56 \times 10^{-5} \text{ Gauss}^{-1}$. Die Magnetfeldwerte maximaler Ultraschallabsorption lassen sich wegen der hohen Dämpfung genauer aus Messungen bei $f = 60 \text{ MHz}$ bestimmen (s. Abb. 13) und sind in Abb. 12 durch Pfeile markiert. In den Kurven a) und c) ist ein elektrisches Driftfeld anwesend, welches in Kurve a) die Polarität B „normal“ ($\mu < 0$) und in Kurve c) die Polarität B „umgepolt“ ($\mu > 1$) besitzt. Der Driftstrom wurde auf optimale Verstärkungsbedingungen oberhalb des Knickpunktes eingestellt und ändert sich als Funktion des Magnetfeldes nur wenig: $I = 180 \text{ A}$ bei $B = 0 \text{ kG}$ und $I = 155 \text{ A}$ bei $B = 16 \text{ kG}$.

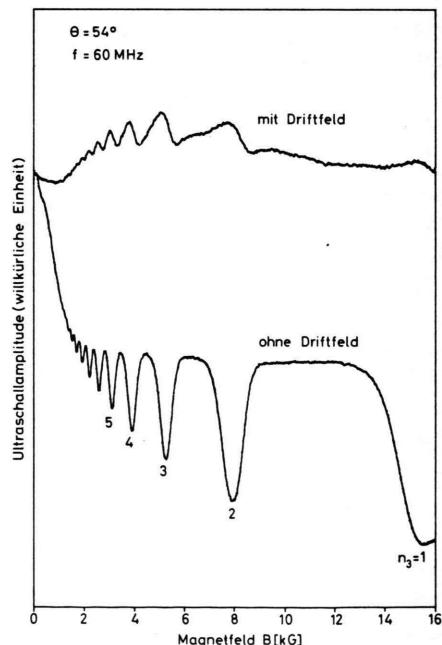


Abb. 13. Amplitude der Scherwelle S_2 ($f = 60 \text{ MHz}$) als Funktion des Magnetfeldes (B „normal“) mit und ohne Driftfeld. $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$; $\Theta = 54^\circ$.

Bei konstantem Driftstrom erwartet man theoretisch für kleine Magnetfelder (schwach ausgeprägter Kink-Effekt): $E \sim B^2$ und $(E/B) \sim B$, und für höhere Magnetfelder (stark ausgeprägter Kink-Effekt) sollte gelten: $E \approx E_k \sim B$ ¹¹, also $(E/B) \sim \text{const}$. Abb. 12 zeigt, daß das Verhältnis (E/B) für Magnetfelder zwischen 3 und 16 kG nahezu konstant bleibt. Man erhält also in Kurve a) die Ultraschallverstärkung als Funktion des Magnetfeldes unter Bedingungen nahezu konstanter Driftgeschwindigkeit, während Kurve c) die zusätzliche Dämpfung bei Umpolung der Driftgeschwindigkeit zeigt. Entsprechend der Gl. (13) liefert die Kurve b) für $\omega\tau < 1$; $qI \gg 1$ ein Porträt der Elektronenzustandsdichte als Funktion des Magnetfeldes. Nach Gl. (19) sollte für die Magnetfelder, bei denen die Ultraschalldämpfung ohne Driftfeld Maximalwerte erreicht, auch die Ultraschallverstärkung bei Anwesenheit eines Driftfeldes ($\mu < 0$) maximal werden. Die Theorie sagt also eine „Inversion“ der Quantenresonanzen durch das Driftfeld voraus, welche in Abb. 12 experimentell nachgewiesen ist: Den Minima der Kurve b) entsprechen die Maxima der Kurve a) und umgekehrt. Führt man den gleichen Versuch bei einer Frequenz von 60 MHz aus, so ist die „Inversion“ der Quantenresonanzen durch das Driftfeld weniger stark ausgeprägt (s. Abb. 13), weil der Verstärkungsfaktor mit sinkender Frequenz abnimmt. Mißt man die Ultraschallabsorption als Funktion des Magnetfeldes bei konstanter Driftgeschwindigkeit, die von Kurve zu Kurve schrittweise erhöht wird, so erhält man zunächst eine „Verflachung“ der Quantenoszillationen. Man kann in diesem Bereich von einer „Entdämpfung“ des oszillatorischen Wechselwirkungsanteils ($\Gamma_Q(B) > 0$) durch das Driftfeld sprechen. Schließlich wird die Oszillationsamplitude näherungsweise Null ($\Gamma_Q(B) \approx 0$). Bei weiterer Erhöhung des Driftfeldes tritt die Inversion der Quantenoszillationen auf: $\Gamma_Q(B) < 0$, man erhält also eine Ultraschallverstärkung im oszillatorischen Wechselwirkungsanteil. Eine analoge Überlegung gilt für den monoton veränderlichen, klassischen Dämpfungsanteil $\Gamma_{kl}(B)$. Die Art der Darstellung in Abb. 12, ein Porträt der Magnetfeldabhängigkeit der Ultraschallverstärkung bei nahezu konstanter Driftgeschwindigkeit, hat den Vorteil, daß man eine Netto-Verstärkung der Wechselwirkungsanteile $\Gamma_{kl}(B)$ und $\Gamma_Q(B)$ in bezug auf den Dämpfungswert Γ_0 bei $B = 0$ nachweisen kann. Die Frage einer Gesamtverstärkung unter Einschluß von Γ_0 wird weiter unten

diskutiert. Zyklotronmassen $m_e^{(l)}$ und projizierte Driftgeschwindigkeiten $\mathbf{v}_d^{(l)} \cdot \hat{q}$ der Ladungsträger für $\Theta = 54^\circ$ nach Gl. (4) und (17) mit den m_{ik} nach RENEKER²¹ sind in Tab. 4 zusammengestellt. Aufgrund der gemessenen Oszillationsperiode $\Delta(1/B) = 6,56 \times 10^{-5} \text{ Gauss}^{-1}$ in Abb. 12 könnten für die Ultraschallverstärkung die Elektronen der Bänder $l = 2$ und $l = 3$ in Betracht kommen, doch zeigt Tab. 4, daß nur die Elektronen des Bandes $l = 3$ eine genügend hohe Driftgeschwindigkeit $\mathbf{v}_d \cdot \hat{q} = 1,12 E/B$ aufweisen, um die Verstärkungsbedingung Gl. (22) zu erfüllen.

Band-Index l	Zyklotronmasse $m_e^{(l)}$ in Einheiten m_0	Driftgeschwindigkeit $\mathbf{v}_d^{(l)} \cdot \hat{q}$
1	0,151	$+ 2,55 E/B$
2	0,010	$+ 0,62 E/B$
3	0,0093	$+ 1,12 E/B$
4	0,175	$+ 0,28 E/B$

Tab. 4. Zyklotronmassen $m_e^{(l)}$ und projizierte Driftgeschwindigkeiten $\mathbf{v}_d^{(l)} \cdot \hat{q}$ von Elektronen ($l=1, 2, 3$) und Löchern ($l=4$) für die Magnetfeldorientierung $\Theta = 54^\circ$ (m_{ik} nach RENEKER²¹).

Die Abhängigkeit der Ultraschalldämpfung der Scherwelle S_2 von der Driftgeschwindigkeit ist in Abb. 14 für verschiedene Frequenzen wiedergegeben. Das Magnetfeld $B = 8 \text{ kG}$ bei $\Theta = 54^\circ$ entspricht dem Maximum der Quantenresonanz mit der Ordnungszahl $n_3 = 2$ in Abb. 12 und 13. Der Knickpunkt der Strom-Spannungskennlinie in Abb. 14 ist wegen des geringen Magnetfeldes relativ unscharf ausgeprägt und fällt etwa mit dem Nulldurchgang der Ultraschalldämpfung $\Gamma - \Gamma_0 = 0$ bei einer Driftgeschwindigkeit $(\mathbf{v}_d \cdot \hat{q})_k = 0,87 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ zusammen. Die maximal erreichte Driftgeschwindigkeit oberhalb des Knickpunktes entspricht einem Verhältnis $(v_d)_{\text{max}}/(v_d)_k = 1,31$. Die maximale Ultraschallverstärkung erhält man im Bereich $\mathbf{v}_d \cdot \hat{q} = 1,1 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ bei einer elektrischen Feldstärke $E = 7,8 \text{ V/cm}$ und einer Driftstromdichte $j = 730 \text{ A/cm}^2$. Die in Wärme umgesetzte elektrische Leistungsdichte in der Probe beträgt also: $j \cdot E = 5,7 \text{ kW/cm}^3$. Für höhere Driftgeschwindigkeiten macht sich wieder ein Abfall der Ultraschallverstärkung bemerkbar. Die maximal erzielte Ultraschallverstärkung mit Driftfeld sowie die maximale Ultraschalldämpfung

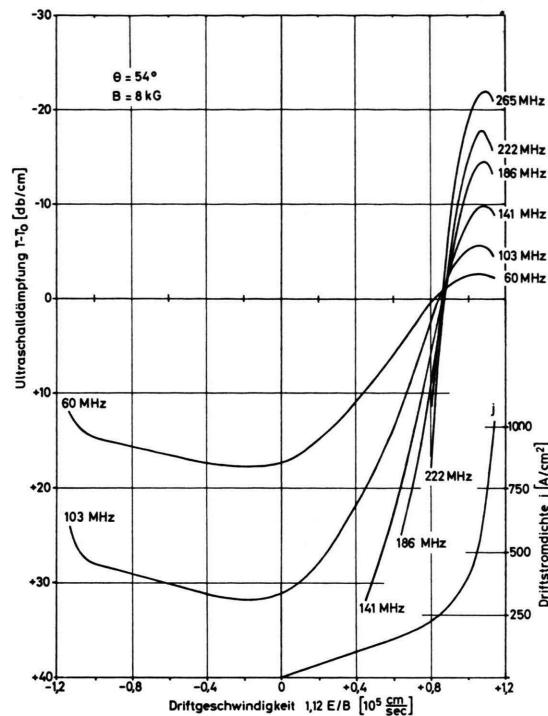


Abb. 14. Ultraschalldämpfung $\Gamma - \Gamma_0$ der Scherwelle S_2 bei verschiedenen Frequenzen und Driftstromdichte j als Funktion der Driftgeschwindigkeit $v_d \cdot q = 1,12 E/B$. $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$; $B = 8 \text{ kG}$; $\Theta = 54^\circ$. Polarität des Magnetfeldes: $E/B > 0$: B „normal“, $E/B < 0$: B „umgepolt“.

ohne Driftfeld sind in Abb. 15 als Funktion der Frequenz aufgetragen. Die theoretische Frequenzabhängigkeit der Ultraschalldämpfung für $B = 0$ ist nach LIU und TOXEN²⁶ näherungsweise gegeben durch:

$$\Gamma(q) \sim q \cdot l \tan^{-1}(q \cdot l). \quad (23)$$

Ein ähnliches Frequenzverhalten kommt auch in Abb. 15 für $B = \text{const} \neq 0$ zum Ausdruck. Im Bereich $q \cdot l \gg 1$ sollte nach der Theorie²⁴ die Dämpfung für $B = \text{const}$ linear mit der Frequenz zunehmen. Bei $f = 265 \text{ MHz}$ ergibt sich mit Driftfeld eine maximale Verstärkung $\Gamma - \Gamma_0 = -22 \text{ db/cm}$ und ohne Driftfeld eine durch Extrapolation ermittelte Dämpfung von etwa 80 db/cm , so daß die gesamte Dämpfungsänderung durch das Driftfeld in der Größenordnung 100 db/cm liegt. Für die Dämpfung ohne Magnetfeld kann man durch Extrapolation von niedrigen Frequenzen her (siehe auch RENEKER²¹) nur ganz rohe Anhaltswerte erhalten. Bei $f = 265 \text{ MHz}$ ergibt sich auf diese Weise $\Gamma_0 \approx 90 \text{ db/cm}$. Man erhält daher durch Anwendung eines elektrischen Driftfeldes keine Gesamt-Ultraschallverstär-

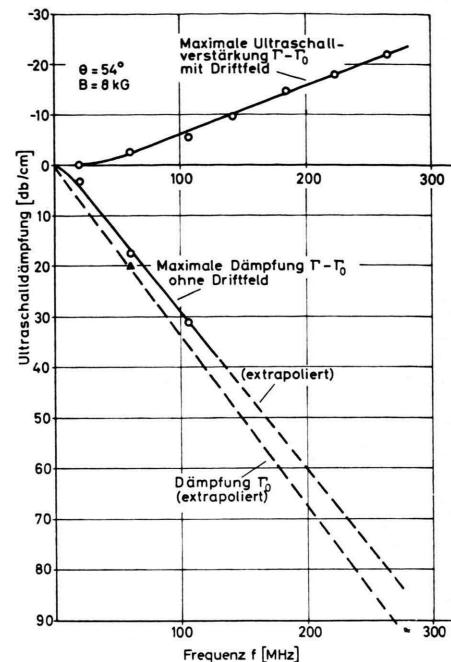


Abb. 15. Maximale Ultraschallverstärkung mit Driftfeld, maximale Dämpfung ohne Driftfeld bei $B = 8 \text{ kG}$ und Dämpfung Γ_0 bei $B = 0$ als Funktion der Frequenz für die Scherwelle S_2 . $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$; $\Theta = 54^\circ$.

kung in Bi ($\Gamma > 0$). Bei der Diskussion dieser Frage muß man die Dämpfung Γ_0 in die Anteile Γ_g und Γ_e zerlegen [s. Abschn. II b)], wobei der Gitteranteil Γ_g keinen Beitrag zur Ultraschallverstärkung liefert. Die Größe des elektronischen Dämpfungsanteils Γ_e ist experimentell noch nicht bekannt. Aus Messungen des magneto-akustoelektrischen Effekts in Bi schloß YAMADA⁴⁷, daß nur ein Teil der elektronischen Wechselwirkung mit Elektron-Phonon-Drag verknüpft ist und daher zum Verstärkungsprozeß beitragen kann.

Abschließend soll der Einfluß des Ultraschallrauschen auf die „Inversion“ der Quantenresonanzen durch das elektrische Driftfeld erläutert werden (s. Abb. 16). Die Parameter sind analog wie in Abb. 12 gewählt, aber die Magnetfeldorientierung $\Theta = 129^\circ$ in Abb. 16 entspricht einem Bereich, wo mehr Ultraschallrauschen als in Abb. 12 angeregt wird (s. Abb. 8). In Abb. 16 erhält man Quantenresonanzen mit einer Periode $\Delta(1/B) = 5,7 \times 10^{-5} \text{ Gauss}^{-1}$, welche durch das elektrische Driftfeld invertiert werden. Aufgrund der Zyklotronmassen (s. Abb. 4) könnten für den Verstärkungseffekt die Elektronen

⁴⁷ T. YAMADA, J. Phys. Soc. Japan **20**, 1424 [1965].

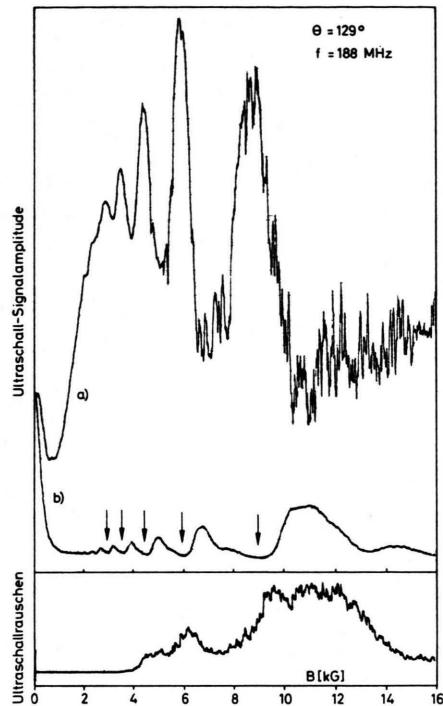
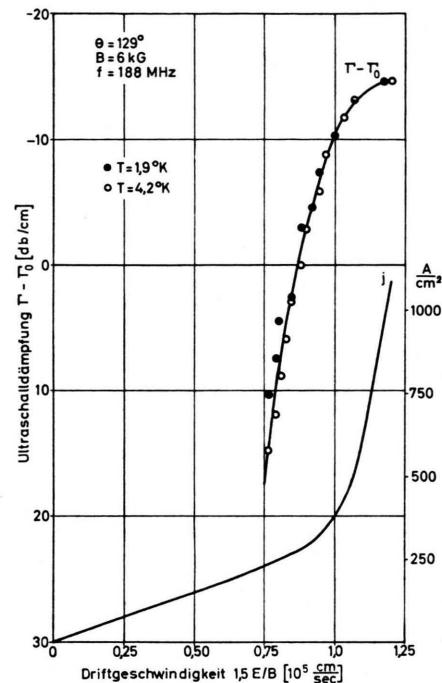


Abb. 16. Amplitude der Scherwelle S_2 ($f=188$ MHz) und Ultraschallrauschen als Funktion des Magnetfeldes: a) mit Driftfeld; b) ohne Driftfeld. $T=4,2$ K; $\Theta=129^\circ$.

der Bänder $l=1$ und $l=3$ in Betracht kommen. Abb. 9 zeigt aber, daß nur die Elektronen des Bandes $l=3$ eine genügend hohe Driftgeschwindigkeit $(\mathbf{v}_d \cdot \hat{\mathbf{q}}) = 1,5 E/B$ besitzen, um die Verstärkungsbedingung [Gl. (22)] zu erfüllen. Der Einsatz des Ultraschallrauschen in Abb. 16 liegt bei einem Magnetfeld von etwa 3,5 kG. Die Quantenresonanzen bis 6 kG zeigen, wie nach Gl. (19) theoretisch zu erwarten, mit dem Magnetfeld wachsende maximale Ultraschallverstärkungen. Oberhalb von 6 kG ist der Einfluß des Ultraschallrauschen auf das verstärkte Signal deutlich: Für die Quantenresonanz in der Nähe von $B=9$ kG erhält man eine erheblich geringere maximale Signalverstärkung als bei $B=6$ kG. Die Abhängigkeit der Ultraschalldämpfung (S_2 , $f=188$ MHz) von der Driftgeschwindigkeit für die Quantenresonanz bei $B=6$ kG ist in Abb. 17 wiedergegeben. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $(\mathbf{v}_d \cdot \hat{\mathbf{q}})_{\max} = 1,21 \times 10^5$ cm/sec erhält man eine maximale Ultraschallverstärkung $\Gamma - \Gamma_0 = -14,8$ dB/cm. Die Meßpunkte bei $T=4,2$ K und 1,9 K (oberhalb und unterhalb des λ -Punktes) zeigen, daß die Ultraschallverstärkung bei den hohen Driftgeschwindigkeiten in der Nähe des Knickpunktes in diesem Be-



reich nicht mehr von der Ausgangstemperatur abhängt, da die Elektronentemperatur ohnehin oberhalb der Gittertemperatur liegt. Der Knickpunkt der Strom-Spannungskennlinie und der Punkt $\Gamma - \Gamma_0 = 0$ liegen in Abb. 17 bei $(\mathbf{v}_d \cdot \hat{\mathbf{q}})_k = 0,87 \times 10^5$ cm/sec wie in Abb. 14. Man erreicht also ein maximales Verhältnis $(v_d)_{\max}/(v_d)_k = 1,39$ oberhalb des Knickpunktes.

Zusammenfassung

1. Für elektrische Driftfelder oberhalb des Knickpunktes in Bi wird Ultraschallrauschen in Richtung der Trägerdriftbewegung erzeugt.
2. Durch Anwendung eines geeigneten Driftfeldes E werden die Quantenresonanzen in Bi „invertiert“, d.h. einem Magnetfeldbereich maximaler Ultraschalldämpfung für $E=0$ entspricht ein Bereich minimaler Dämpfung mit $E \neq 0$ und umgekehrt.
3. Im Bereich einer „invertierten“ Quantenresonanz ($B=8$ kG) erhält man für die Scherwelle S_2 bei $f=265$ MHz eine maximale Ultraschallverstärkung $\Gamma - \Gamma_0 = -22$ dB/cm in bezug auf die Dämpfung Γ_0 (bei $B=0$). Die gesamte Dämpfungsänderung durch das Driftfeld liegt in der Größenordnung

100 db/cm. Wegen des hohen Wertes von Γ_0 erreicht man keine Gesamtverstärkung $\Gamma < 0$.

4. Die optimale Signalverstärkung erhält man unter Bedingungen minimaler Rauschanfachung. Die Begrenzung der Signalverstärkung durch Ultraschallrauschen und Heiße-Elektronen-Effekte müßte durch Erweiterung der bisherigen theoretischen Ansätze in

einer nichtlinearen Theorie noch genauer geklärt werden.

Ich danke Herrn Dr. K. J. SCHMIDT-TIEDEMANN für anregende Diskussionen, sowie den Herren D. RESTORFF und W. FUNK für ihre Mitarbeit bei den Experimenten.

Studies on Semiconducting Properties of Lead Sulphide and Lead Selenide Films*

A. GOSWAMI and S. S. KOLI

National Chemical Laboratory, Poona-8, India

(Z. Naturforschg. 21 a, 1462—1467 [1966]; received 14 April 1966)

Some studies have been made on the semiconducting properties viz. resistivity (ρ), activation energy (ΔE), HALL Coefficient (R_H), mean free path (l_0), thermoelectric power (α) etc. of PbS and PbSe films of thicknesses ranging from 1500 Å to 35 000 Å. The activation energies varied from 0.6 to 1.6 eV and 0.7 to 0.9 eV respectively for PbS and PbSe films depending on film thickness and temperature range. Thinner films had higher ΔE values. The thermoelectric power not only varied but also changed its sign from positive to negative with increase of temperature. Thinner films had greater α than corresponding thicker films. The HALL coefficient and mobility increased particularly for PbSe films both with increase of film thickness and substrate temperature. The negative temperature coefficient of resistance slowly decreased and again increased passing through a minimum with rise of temperature. The semiconduction behaviour of thin films is better explained on the island structure model than by SONDHEIMER's theory.

Chalcogenides of lead in bulk form have been studied in detail by many workers¹⁻⁹ for their electrical, optical and other properties, since these materials have many applications in diverse fields. In the thin film-state, many investigations¹⁰⁻¹⁵ have been made on the photoconducting properties of these compounds, but very few results^{16, 17} are available on the other parameters. Here we report on a detailed investigation of the semiconducting properties of PbS and PbSe films.

Experimental

Lead sulphide was prepared by passing H₂S gas through a solution of lead nitrate (A. R.) in distilled

water till the precipitation of PbS was complete. The precipitate was filtered, washed several times with H₂S water, then with warm distilled water to free from H₂S and finally with alcohol. The material was then dried in a vacuum desiccator and used for evaporation.

Lead selenide was prepared by melting the elements in atomic proportion (1 : 1) in vacuo in a sealed silica tube, gradually heating in a furnace to $\cong 1000$ °C (m. p. of PbSe 950 °C) for about six hours and cooling.

Lead sulphide and lead selenide were then evaporated from microconical silica baskets and condensed in vacuo ($\cong 10^{-4}$ mm Hg) on glass substrates of suitable dimensions ($l/b = 3:1$). The film thickness was estimated from the difference in weight before and after deposition and from the known area assuming the density of the deposited film to be that of the bulk material.

- * Communication No. 900 from National Chemical Laboratory, Poona-8, India.
- 1 M. A. CLARK and R. J. CASHMASS, Phys. Rev. **85**, 1043 [1952].
- 2 E. H. PUTLEY and J. B. ARTHUR, Proc Phys. Soc. London **B 64**, 616 [1951].
- 3 E. H. PUTLEY, Proc. Phys. Soc. London **B 65**, 388 [1952].
- 4 E. H. PUTLEY, Proc. Phys. Soc. London **B 68**, 35, 38 [1955].
- 5 D. G. AVERY, Proc. Phys. Soc. London **B 64**, 1087 [1951].
- 6 W. W. SCANLON, Phys. Rev. **92**, 1523 [1953].
- 7 W. W. SCANLON, Phys. Rev. **109**, 47 [1958].
- 8 R. A. SMITH, Semiconducting Materials, Butterworths Scientific Publications, London 1951, p. 198.
- 9 R. A. SMITH, Physica **20**, 910 [1954].
- 10 R. P. CHASMER, Nature **161**, 281 [1948].
- 11 B. T. KOLOMIETS, Zh. Tekhn. Fiz. **18**, 1456 [1948].
- 12 J. N. HUMPHREY and R. L. PETRITZ, Phys. Rev. **105**, 1736 [1957].
- 13 J. N. HUMPHREY and W. W. SCANLON, Phys. Rev. **105**, 469 [1957].
- 14 C. WOOD, Proc. Phys. Soc. London **B 69**, 613 [1956].
- 15 F. L. LUMMIS and R. L. PETRITZ, Phys. Rev. **105**, 502 [1957].
- 16 G. W. MAHLMAN, Phys. Rev. **103**, 1619 [1956].
- 17 R. B. SCHOOLAR and J. N. ZEMEL, J. Appl. Phys. **35**, 1848 [1964].