

PHYSIK - DEPARTMENT

ZYKLOTRONRESONANZEXPERIMENTE
BEI FERNINFRAROTFREQUENZEN
AN RAUMLADUNGSSCHICHTEN VON SILIZIUM

Dissertation

von

Gerhard A b s t r e i t e r



TECHNISCHE UNIVERSITÄT

MÜNCHEN

ZYKLOTRONRESONANZEXPERIMENTE
BEI FERNINFRAROTFREQUENZEN
AN RAUMLADUNGSSCHICHTEN VON SILIZIUM

Doktor-Arbeit

von

Gerhard A b s t r e i t e r

ZYKLOTRONRESONANZEXPERIMENTE
BEI FERNINFRAROTFREQUENZEN
AN RAUMLADUNGSSCHICHTEN VON SILIZIUM

Vom
FACHBEREICH PHYSIK
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr.rer.nat.)
genehmigte Dissertation.

Vorgelegt von
Diplom-Physiker

Gerhard A b s t r e i t e r

geboren zu Allershausen

I. Berichterstatter: Prof.Dr. J. Frederick Koch
II. Berichterstatter: *prof. Dr. Menzel*
Tag der Einreichung der Arbeit: 25.2.75
Tag der Annahme der Arbeit: 21.4.75
Tag der Promotion: 6.5.75

Gewidmet

Kerstin und Roland

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
ZUSAMMENFASSUNG	1
I. EINLEITUNG	3
1. Historischer Rückblick und Grundlagen	3
2. Bedeutung für die Technik	5
3. Physikalisches Interesse an MOS-Strukturen	6
4. Ziel dieser Arbeit	8
II. GRUNDLEGENDE THEORIE OBERFLÄCHENGEBUNDENER ELEKTRONEN	10
1. Einführung	10
2. Formulierung des Problems und Lösungsmöglichkeiten	11
3. Näherungslösung	13
4. Oberflächengebundene Elektronen in einem Magnetfeld	15
III. THEORIE DER ZYKLOTRONRESONANZLINIE IN EINEM ZWEIDIMENSIONALEN ELEKTRONENGAS	17
1. Elektrodynamik einer dünnen Schicht und klassische Zyklotronresonanzlinie	17
2. Die dynamische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$	19
2.1. Streuung, Linienbreite und Zustandsdichte	19
2.2. $\sigma_{xx}(\omega)$ für kurzreichweitige Streupotentiale	21
2.3. $\sigma_{xx}(\omega)$ für langreichweitige Streupotentiale	22
2.4. Vergleich von $\sigma_{xx}(\omega)$ für verschieden reichweitige Streupotentiale	23
2.5. Die dynamische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$ in Abhängig- keit vom Magnetfeld	24
3. Abschließende Bemerkungen zu den theoretischen Ergebnissen	26

IV. EXPERIMENTELLE ASPEKTE	27
1. Probenanordnung und Probencharakterisierung	27
1.1. Art und Präparation der Proben	27
1.2. Allgemeine Eigenschaften der Proben	29
1.3. Kapazitätsmessungen	31
1.4. Beweglichkeitsmessungen ohne Kontakte	33
2. Versuchsaufbau	35
2.1. Der Probenhalter	35
2.2. Das Ferninfrarotlasersystem	37
2.3. Das Magnet- und Dewarsystem	37
2.3.1. Der supraleitende 10-Tesla-Magnet	38
2.3.2. Der 15-Tesla-Bittermagnet	39
2.4. Elektronik und Signalverarbeitung	41
3. Art der Experimente	42
3.1. Bemerkungen über die Größe des Signals	42
3.2. Transmission in Abhängigkeit vom Magnetfeld	44
3.3. Modulation des Magnetfeldes	45
3.4. Direkte Messung des Signals von der Oberfläche	46
3.5. Transmission in Abhängigkeit von der Gatespannung	46
V. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND DISKUSSION	47
1. Einführung	47
2. Experimente in verkippten Magnetfeldern: Beweis eines zweidimensionalen Elektronengases	48
3. Linienform und Linienbreite	50
3.1. Qualitative Eigenschaften der experimentellen Zyklotronresonanzlinien	50
3.2. Amplitude der Resonanzabsorption	51
3.3. Lebensdauer und Beweglichkeiten	52
3.4. Asymmetrie und Linienverbreiterung bei höherem Magnetfeld	53
4. Quantenoszillationen	57
4.1. Allgemeine Eigenschaften	57
4.2. Beschreibung der Oszillationen durch Andos Theorie	58
4.3. Die Phasenumkehr der Quantenoszillationen	60
5. Subharmonische Struktur	62

6. Linienposition und effektive Masse	66
6.1. Vorbemerkungen	66
6.2. Starke Inversion	67
6.3. Anstieg der effektiven Masse bei schwacher Inversion	68
6.4. Abfall der Resonanzposition bei schwacher Inversion	73
7. Anreicherungsschichten an der (100)-Oberfläche	78
7.1. Vergleich mit Inversionsschichten	78
7.2. Vergleich mit der Volumenresonanz	80
8. Andere Siliziumoberflächen	81
8.1. Vorbemerkungen	81
8.2. Elektronen an der (110)-Oberfläche	82
8.3. Löcher an der (110)-Oberfläche	83
9. Bemerkungen über Volumenresonanzen	84
VI. AUSBLICK	85
1. Andere Resonanzmessungen an Siliziumoberflächen	85
2. Andere Materialien	86
3. Untersuchung festkörperphysikalischer Eigenschaften mit Hilfe von Randschichten	87
LITERATURVERZEICHNIS	89
VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	95
VERZEICHNIS DER TABELLEN	151

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit ist es zum erstenmal gelungen, Zyklotronresonanzexperimente in Raumladungsschichten an Siliziumoberflächen durchzuführen. Zur Erzeugung dieser Raumladungsschichten werden Ladungsträger im Halbleiter durch ein starkes elektrisches Feld senkrecht zur Oberfläche an die Oberfläche gebunden. Die Ladungsträger sind dann parallel zur Oberfläche frei beweglich. Das System ist dadurch zweidimensional. Durch zusätzliches Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur Oberfläche kann man auch die parallele Bewegung quantisieren (Landauniveaus). Das Elektronengas wird dadurch vollständig quantisiert.

Das besondere Interesse an der Messung von Übergängen zwischen diesen Landauniveaus (Zyklotronresonanz) liegt darin, daß dadurch direkte Aussagen über die effektive Masse m_c^* und die Streuzeit τ der Ladungsträger gewonnen werden. Die Messungen können in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte durchgeführt werden, da sich proportional mit der Variation des elektrischen Feldes auch die Zahl der Ladungsträger ändert.

Im Verlauf der Arbeit haben sich jedoch eine Reihe neuer Gesichtspunkte ergeben, durch die ein besseres Verständnis dieser Systeme erreicht werden konnte. Ein Großteil dieser Messungen wurde an Inversionselektronen an der (100) Oberfläche von Silizium durchgeführt, da hierfür die Beweglichkeiten am besten und damit die Streuzeiten am längsten sind. Mit anderen Siliziumoberflächen konnten erste Ergebnisse erzielt werden.

Besonderer Wert wird auf die Zweidimensionalität des Elektronengases und deren Auswirkungen auf die dynamische Leitfähigkeit gelegt. Die Messung der Zyklotronresonanz in einem gegen die Oberfläche verkippten Magnetfeld zeigt eindeutig, daß dieses System einen zweidimensionalen Charakter besitzt, selbst bei sehr schwacher Inversion. Durch die Zweidimensionalität und die damit verbundene vollständige Quantisierung

ist die klassische Beschreibung einer Halbleiterzyklotronresonanzlinie nicht auf die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen anwendbar. Vielmehr zeigt sich, daß innerhalb der Zyklotronresonanzlinie von der Zahl der Ladungsträger abhängige Oszillationen auftreten und daß die Linie durch eine Verbreiterung auf der Hochfeldseite asymmetrisch wird. Dieses Verhalten ist charakteristisch für die Zweidimensionalität und kann mit einer Theorie erklärt werden, die kürzlich von Ando ausgearbeitet wurde. Die Linienbreite in Abhängigkeit von der Elektronenzahl zeigt ein probenabhängiges Minimum, d.h. die Lebensdauer der Elektronen variiert mit dem angelegten elektrischen Feld. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit Beweglichkeitsmessungen. Überraschend ist das Auftreten von subharmonischer Struktur bei hohen Elektronendichten. Mögliche Erklärungen werden diskutiert. Die Resonanzposition ist ebenfalls von der Ladungsträgerdichte abhängig. In allen Proben ergibt sich ein Anstieg der Resonanzfeldstärke mit abnehmender Elektronendichte ($< 10^{12}$ Elektronen/cm²). In einigen Proben zeigt sich jedoch bei sehr kleinen Elektronendichten ein starker Abfall der Resonanzposition. Modelle und Theorien zur Erklärung dieser Phänomene werden diskutiert. Außerdem werden Vergleiche zwischen Oberflächen- und Volumenelektronen durchgeführt und erste Ergebnisse von Raumladungsschichten an anderen Siliziumoberflächen gezeigt.

I. EINLEITUNG

1. Historischer Rückblick und Grundlagen

Die Eigenschaften von Festkörperoberflächen spielen bei vielen physikalischen und chemischen Vorgängen eine entscheidende Rolle. Jedoch erst seit wenigen Jahren werden Oberflächenphänomene genauer und systematisch untersucht. Deshalb ist unser Verständnis von Volumeneigenschaften zur Zeit noch wesentlich besser und grundlegender. Dies liegt aber auch daran, daß die auftretenden physikalischen und chemischen Phänomene an der Oberfläche wesentlich schwieriger zu verstehen und zu beschreiben sind. Die Bindungskräfte sind im Gegensatz zum Volumen nicht mehr symmetrisch, die Periodizität ist abgebrochen.

Seit der Entdeckung des Transistors vor etwa 25 Jahren ist speziell das Interesse an elektronischen Eigenschaften von Halbleiteroberflächen sprunghaft angestiegen. In den letzten Jahren wurden auf diesem Gebiet beträchtliche Fortschritte erzielt. Ein ausführlicher Rückblick auf diese Entwicklung ist bei Many et al.¹⁾ zu finden. Speziell die Entdeckung des Feldeffekttransistors ermöglichte große Fortschritte im Verständnis von Halbleiteroberflächen. Ein Überblick dieser Arbeiten ist in Ref. 2) gegeben. Der grundlegende Gedanke für die Wirkungsweise eines Feldeffekttransistors ist die Beeinflussung der elektrischen Leitfähigkeit von außen durch Anlegen eines elektrischen Feldes. Dabei spielt die Raumladungszone an der Oberfläche des Halbleiters eine entscheidende Rolle. In Abb. 1 sind drei mögliche Raumladungsschichten dargestellt.

Dieses sind im einzelnen:

- a) Die Anreicherungsschicht (Dichte der Majoritätsladungsträger nimmt zur Oberfläche hin zu)

- b) Die Verarmungsschicht (Dichte der Majoritätsladungsträger im Volumen ist größer als an der Oberfläche)
- c) Die Inversionsschicht (Dichte der Minoritätsladungsträger an der Oberfläche ist größer als Dichte der Majoritätsladungsträger. Zwischen der Oberfläche und dem Volumen existiert eine Verarmungsschicht.)

Die natürlich vorhandene Art der Raumladungszone bzw. Bandverbiegung hängt von der Zustandsdichte von Oberflächenzuständen innerhalb der Bandlücke sowie von deren Besetzung ab. Solche lokalisierten Energiezustände existieren an der freien Oberfläche von Silizium, da das Gitterpotential abgebrochen wird. In einem einfachen Modell folgt die Zahl der Oberflächenzustände an einer freien Oberfläche daraus, daß es für jedes Atom eine ungesättigte Bindung gibt, da die Koordinationszahl dieser Oberflächenatome geringer ist. Erste Berechnungen hierfür gehen auf Tamm³⁾ und Shockley⁴⁾ zurück. In beiden Arbeiten wird die Existenz von Bändern von Energiezuständen vorausgesagt. Diese Zustände haben die Eigenschaften von Akzeptorniveaus, d.h. sie können Elektronen einfangen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Oberflächeneigenschaften ist in der Arbeit von Davison und Levine⁵⁾ durchgeführt. Es existieren eine Reihe von experimentellen Untersuchungen an reinen Siliziumoberflächen. Eine Übersicht dieser Arbeiten ist z.B. in Ref. 6) zu finden. Durch Adsorption von Gasen kann man diese Oberflächenzustände absättigen und dadurch ihre Dichte verringern. Speziell bei Siliziumoberflächen hat das Aufwachsen von dünnen SiO₂-Schichten eine stabilisierende Wirkung. Erstens reduziert es die freien Bindungen an der Oberfläche durch die Bildung neuer Silizium-Sauerstoff-Bindungen; die Zahl der lokalisierten Bindungszentren wird von etwa 10¹⁵/cm² auf 10¹¹-10¹²/cm² reduziert. Zweitens kann durch Ionen im SiO₂ die Ladung an der Siliziumoberfläche verändert werden. Allerdings muß beachtet werden, daß durch die amorphe Struktur der SiO₂-Schicht Defekte erzeugt werden und Ionen an die Grenzfläche wandern können. Diese Effekte sind nur schwer kontrollierbar.

Wegen der großen Zahl von lokalisierten Bindungszentren ($\sim 10^{12}/\text{cm}^2$) war eine starke Änderung der Raumladungsdichte durch Anlegen eines elektrischen Feldes lange Zeit nicht möglich. Erst seit etwa 1960 gelingt es, durch Aufwachsen von dünnen SiO_2 -Schichten auf Silizium die Zahl dieser lokalisierten Bindungszentren auf weniger als $10^{11}/\text{cm}^2$ zu reduzieren. Seitdem ist es möglich, durch Anlegen eines elektrischen Feldes über die SiO_2 -Schicht, die Raumladungszone so stark zu beeinflussen, daß man je nach Wunsch Anreicherungs- oder Inversionsschichten erzeugen kann. Der Produktion von Feld-Effekt-Transistoren bzw. MOSFET's (Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor) stand nichts mehr im Wege.

2. Bedeutung für die Technik

In Abb. 2 ist schematisch ein MOS-Feldeffekttransistor gezeigt. Durch Anlegen einer Spannung V_g zwischen der sog. Gate-Elektrode und dem Siliziumvolumen ist es möglich, an der Oberfläche Inversion zu erzeugen. Der Strom zwischen dem Source- und Drainkontakt kann also durch die Gatespannung gesteuert werden. Diese Anordnung hat einige interessante Eigenschaften, die für einen großen Aufschwung in der Anwendung von MOS-Strukturen sorgten. In einem Übersichtsartikel von Hittinger⁷⁾ wird die Bedeutung für die Technik klar unterstrichen. Dabei ist die wichtigste Eigenschaft die Möglichkeit der extremen Miniaturisierung. So gibt es heute bereits Verfahren, die es ermöglichen, etwa 10^7 MOS-Komponenten auf einem Quadratzentimeter Fläche unterzubringen⁸⁾. Die Entwicklung scheint hierbei aber noch längst nicht abgeschlossen zu sein. Winzige integrierte Schaltkreise enthalten bereits bis zu 10^4 Komponenten, und es wird erwartet, daß bis etwa 1980 solche Schaltkreise mit 10^6 Elementen gebaut werden können. Viele elektronische Geräte in allen Anwendungsbereichen basieren auf der MOS-Technik, deren Vorzüge sich

besonders deutlich in der Entwicklung der handlichen elektronischen Taschenrechner zeigen. Heute werden bereits die Vorteile von MOS-Speicherelementen für riesige Computer gegenüber den herkömmlichen diskutiert⁷⁾. Das Bemerkenswerte dabei ist, daß sich alle diese Entwicklungen innerhalb der letzten zehn Jahre vollzogen haben.

3. Physikalisches Interesse an MOS-Strukturen

Obwohl diese MOS-Strukturen durch die Technik bereits gründlichst untersucht und zu hoher Perfektion ausgereift sind, bleiben sie doch auch für die Physik noch grundlegend interessant. Ja das Interesse ist in den letzten Jahren sogar, vergleichbar wie in der Technik, steil angestiegen. Dies ist sicher eben dieser perfektionierten Technik zu verdanken. Durch die Herstellung immer besserer Oberflächen ist es möglich, immer wieder neue Eigenschaften zu untersuchen. Die Auswirkungen von Oberflächen und Randschichten auf den Transport von Ladungsträgern und deren Streuung sind dabei von großem Interesse. Bereits 1957 hat Schrieffer⁹⁾ vermutet, daß Quantisierungseffekte bei den Eigenschaften der Raumladungsschichten eine Rolle spielen. Dabei wird angenommen, daß durch die starke Bandverbiegung senkrecht zur Oberfläche ein eindimensionaler Potentialtopf entsteht, der so eng und tief sein kann, daß die Ladungsträger in quantisierten Energiezuständen gebunden sind. Dieses Bindungspotential ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Die Breite des Potentialtopfes ist dabei von der Größenordnung einige zehn Ångström. Parallel zur Oberfläche sind die Ladungsträger jedoch frei beweglich.

Erst im Jahr 1966 ist es Fowler und Mitarbeiter¹⁰⁾ gelungen, solche Quantisierungseffekte durch die Messung von magnetfeldabhängigen Oszillationen der Leitfähigkeit in einer Inversionsschicht an der (100)-Oberfläche von Silizium

nachzuweisen. Praktisch alle bis dahin durchgeführten Messungen konnten eine klassische Erklärung finden. Durch ein senkrecht zur Oberfläche angelegtes Magnetfeld wird auch die Bewegung parallel zur Oberfläche quantisiert. Die Zustände der freien Elektronen werden auf bestimmte Kreise in der früheren k_x - k_y -Ebene beschränkt. Die Zahl der besetzten Kreise nimmt mit zunehmendem Magnetfeld ab. Dies führt zu Oszillationen in der Leitfähigkeit. Die Messung dieser sog. Shubnikov-de-Haas-Oszillationen haben sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Untersuchungen von Raumladungsschichten entscheidend stimuliert.

Ando und Mitarbeiter^{11,12)} zeigen durch genaues Studium und Analyse dieser Shubnikov-de-Haas-Oszillationen eine Aufhebung der Spin- und Valleyentartung. Durch Verkippen des Magnetfeldes wird ein Anstieg (bzw. Oszillationen) des effektiven Landé-g-Faktors mit abnehmender Elektronendichte gemessen^{13,14)}. Eine Erklärung dieses Effekts wird in verschiedenen Arbeiten¹⁵⁻¹⁷⁾ und kürzlich ausführlich von Ando und Uemura¹⁸⁾ durch eine effektive Elektron-Elektron-Wechselwirkung gegeben. Außerdem existieren Messungen über die Abhängigkeit der effektiven Masse von der Ladungsträgerdichte¹⁹⁻²²⁾. Die vollständige Quantisierung kann auch durch Kapazitätsmessungen in hohen Magnetfeldern nachgewiesen werden^{23,24)}. Von Anreicherungsschichten in InAs²⁵⁾ und PbTe²⁶⁾ gibt es Elektrontunnelexperimente. Shubnikov-de-Haas-Oszillationen sind in Inversionsschichten von InSb²⁷⁾ und HgCdTe²⁸⁾ und in Anreicherungsschichten von Tellur²⁹⁾ beobachtet worden. Dorda³⁰⁾ hat mit Hilfe von Piezowiderstandsmessungen in Silizium-Inversionsschichten gezeigt, daß die Quantisierungseffekte durch das elektrische Feld bereits bei Zimmertemperatur eine Rolle spielen. Zum besseren Verständnis der Eigenschaften von Raumladungsschichten haben auch eine Reihe von theoretischen Arbeiten beigetragen³¹⁻³⁵⁾. Das Ergebnis dieser Arbeiten für Inversionsschichten sei hier noch einmal kurz zusammengefaßt:

Durch das angelegte elektrische Feld erzeugt man eine Bandverbiegung im Halbleiter. Diese Bandverbiegung kann so groß sein, daß an der Oberfläche die Minoritätsträger überwiegen. Diese Ladungsträger sind durch ein Potential $V(z)$ an die Oberfläche gebunden, parallel zur Oberfläche aber frei beweglich. In diesem eindimensionalen Potentialtopf können die Ladungsträger nur in bestimmten Energieniveaus vorkommen. Diese Niveaus sind die tiefsten Energiezustände der sogenannten elektrischen Subbänder. Das System wird also durch das elektrische Feld in einer Richtung quantisiert und ist nur in zwei Dimensionen frei. Durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur Oberfläche kann man auch diese freie Bewegung quantisieren (Landauniveaus). Das System ist dann vollständig quantisiert. In Abb. 3 sind die hier kurz beschriebenen Eigenschaften dargestellt. Die grundlegende Theorie hierzu wird im zweiten Abschnitt dieser Arbeit wiedergegeben.

4. Ziel dieser Arbeit

Wegen der Zweidimensionalität, der Möglichkeit der vollständigen Quantisierung und vor allen Dingen wegen der variablen Elektronendichte (durch Veränderung des elektrischen Feldes) ohne Veränderung des Kristallgitters ist dieses System von großem Interesse. Bisher wurden jedoch fast ausschließlich Messungen von Transporteigenschaften^{10,12-14,19-22,36}, Kapazität^{23,24}, Tunnelwahrscheinlichkeiten^{25,26} oder Piezowiderstand^{30,37-39} durchgeführt. Ziel dieser Arbeit ist es, ein besseres Verständnis dieser Raumladungszonen mit Hilfe von Resonanzmessungen (Ferninfrarot-Zyklotronresonanz) zu gewinnen^{40,41}. Der Vorteil der Hochfrequenzmessungen (~ 1000 GHz) gegenüber Gleichstromleitfähigkeitsmessungen liegt darin, direktere Aussagen sowohl über effektive Masse der Ladungsträger wie auch der Streuzeiten zu gewinnen^{40,41}. Durch spektroskopische Untersuchungen ist es auch möglich, direkt Übergänge zwischen den elektrischen Subbändern zu messen

und damit die Quantisierung durch das elektrische Feld zu studieren⁴²⁾. Diese Resonanzmessungen geben wesentlich empfindlicher und genauer Auskunft über viele Eigenschaften der Raumladungsschichten.

Aus Beweglichkeitsmessungen ergibt sich für die Streuzeit von Elektroneninversionsschichten an der (100) Oberfläche von Silizium $\tau \sim 10^{-12}$ s. Um die für Zyklotronresonanzmessungen notwendige Bedingung $\omega\tau \gtrsim 1$ zu erfüllen, müssen diese Experimente bei Ferninfrarotfrequenzen (~ 1000 GHz) durchgeführt werden. Unter Verwendung der Zyklotronmasse von Elektronen in (100) Richtung in Silizium $m_C^* \approx 0,19 m_0$ erhält man für das benötigte Magnetfeld $H = \frac{m_C^* c}{e} \omega \approx 10$ Tesla. Der Zyklotronradius ist dann etwa 100 \AA . Im Rahmen dieser Arbeit werden die Möglichkeit solcher Zyklotronresonanzmessungen bei Frequenzen im Ferninfrarot und die daraus zu gewinnenden neuen Erkenntnisse gezeigt.

Dazu wird im zweiten Kapitel die grundlegende Theorie oberflächengebundener Elektronen besprochen. Eine Beschreibung der Theorie der Zyklotronresonanzlinie eines zweidimensionalen Elektronengases folgt in Kapitel III. Nach der Erklärung des experimentellen Aufbaus und der Art der durchgeführten Experimente in Abschnitt IV werde ich im fünften Teil dieser Arbeit besonders auf die Vielfalt der experimentellen Ergebnisse für Inversionselektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium eingehen und die Resultate ausführlich diskutieren. Eine kurze Analyse der Experimente an Elektronenanreicherungsschichten in der (100)-Oberfläche sowie an Löchern und Elektronen in anderen Siliziumoberflächen folgt zum Schluß des fünften Kapitels. Im letzten Abschnitt dieser Arbeit wird noch die Möglichkeit anderer Resonanzmessungen an diesem System, wie z.B. Spektroskopie zwischen elektrischen Subbändern, kombinierte Übergänge, Elektronenspinresonanz sowie ähnliche Messungen an Raumladungsschichten in anderen Materialien angedeutet. Dadurch wird die Vielfalt interessanter Untersuchungsmöglichkeiten von Raumladungsschichten an

Halbleiteroberflächen mit Hilfe von Resonanzmessungen verdeutlicht und eine Reihe von Anregungen gegeben, auf einem Gebiet zu arbeiten, das sowohl für die reine Physik als auch für die Technik große Bedeutung erlangt hat.

II. GRUNDLEGENDE THEORIE OBERFLÄCHENGEBUNDENER ELEKTRONEN

1. Einführung

Wie bereits in der Einleitung gezeigt wird, kann man durch hohe elektrische Felder die Bänder eines Halbleiters zur Oberfläche hin stark verbiegen. Senkrecht zur Oberfläche entsteht dabei ein Potentialtopf, bestehend aus der Potentialbarriere an der Grenzfläche zum SiO_2 und dem elektrostatischen Potential im Halbleiter (Abb. 3). Dieser Potentialtopf ist so eng und tief, daß quantenmechanische Effekte eine Rolle spielen. Die Ladungsträger sind senkrecht zur Oberfläche gebunden. Im Folgenden wird eine theoretische Beschreibung dieser Bindungszustände wiedergegeben. Um die Raumladungsdichte und die Energie der oberflächengebundenen Elektronen zu bestimmen, muß man gleichzeitig die Schrödingergleichung und die Poissongleichung lösen. Solche Rechnungen sind in verschiedenen Arbeiten durchgeführt worden³¹⁻³⁵). Dabei liegen folgende Annahmen zugrunde:

- a) Die effektive Massennäherung soll gültig sein. Dies ist eine sehr kritische Näherung, da die Ausdehnung in z-Richtung nur einige zehn Ångström und damit nur einige Atomlagen beträgt. Es wird jedoch angenommen, daß eine Separation der Schrödingergleichung in eine Bewegung parallel und die Bindung senkrecht zur Oberfläche möglich ist.

- b) Bevor freie Ladungsträger vorhanden sind, werden zuerst alle lokalisierten Bindungszentren an der Oberfläche besetzt (ungesättigte Bindungen, Leerstellen, Ionen im Oxyd oder an der Grenzfläche...).
- c) Die Wellenfunktion soll an der Oberfläche verschwinden. Dies bedeutet, die Potentialbarriere an der Grenzfläche wird als unendlich hoch angenommen.

Nicht berücksichtigt in all diesen Rechnungen werden die Auswirkungen des Bildpotentials der Bildladung im Dielektrikum SiO_2 :

$$V_{\text{Bild}}(z) \sim - \left(\frac{\epsilon_{\text{Si}} - \epsilon_{\text{SiO}_2}}{\epsilon_{\text{Si}} + \epsilon_{\text{SiO}_2}} \right) \frac{e^2}{z} \quad (1)$$

Erst neuere Arbeiten⁴³⁾ versuchen dies zu berücksichtigen, nachdem die Bedeutung der Bildkraft doch nicht vernachlässigbar scheint. In dieser Arbeit werden speziell die Berechnungen für Elektroneninversionsschichten an der (100)-Oberfläche von Silizium behandelt. Diese Rechnungen wurden ausführlich von Stern und Howard³¹⁾ und von Stern³²⁾ durchgeführt.

2. Formulierung des Problems und Lösungsmöglichkeiten

Die Bandverbiegung an der Siliziumoberfläche wird durch das elektrostatische Potential $V(z)$ beschrieben. Dabei muß die Poissongleichung erfüllt sein:

$$\frac{d^2V}{dz^2} = - \frac{4\pi\varrho}{\epsilon_{\text{Si}}} \quad (2)$$

ϱ ist dabei die Raumladungsdichte, zusammengesetzt aus festen und freien Ladungsträgern. ϵ_{Si} ist die Dielektrizitätskonstante von Silizium. Die freien Ladungsträger müssen der Schrödingergleichung genügen. In der effektiven Massennäherung läßt sich die Schrödingergleichung

wie folgt separieren³¹⁾:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_x} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\hbar^2}{2m_y} \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\hbar^2}{2m_z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - qV(z) \right\} \Psi = E \Psi \quad (3)$$

Mit dem Ansatz $\Psi(x, y, z) = \mathcal{Y}(z) e^{i(k_x x + k_y y)}$ (4)
und den Randbedingungen $\mathcal{Y}(0) = \mathcal{Y}(\infty) = 0$ folgt:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - qV(z) \right\} \mathcal{Y}(z) = E' \mathcal{Y}(z) \quad (5)$$

Gleichung (5) beschreibt die Bewegung senkrecht zur Oberfläche. Für die freie, parallele Bewegung ergibt sich:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_x} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\hbar^2}{2m_y} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} e^{i(k_x x + k_y y)} = E_{x,y} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (6)$$

Jeder Eigenwert E'_i der Gleichung (5) bedeutet das Minimum eines elektrischen Subbandes. Die Gesamtenergie ist:

$$E = E'_i + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} \quad (7)$$

m_x und m_y sind die effektiven Massen, die die Bewegung parallel zur Oberfläche beschreiben. Die effektiven Massen hängen von der Bandstruktur des Volumens und der Orientierung der Oberfläche ab. In Abb. 4 sind sowohl die Bandstruktur von Silizium^{44,45)} als auch Flächen konstanter Energie für Elektronen gezeigt. Zwei der sechs Flächen konstanter Energie zeigen senkrecht zur (100) Ebene eine "schwere Masse" $m_z = m_\ell = 0,916 m_0$ ⁴⁴⁾, während die vier anderen eine "leichte Masse" besitzen ($m_z = m_t = 0,1905 m_0$)⁴⁶⁾. In Tabelle 1 sind die Verhältnisse für verschiedene Siliziumoberflächen wiedergegeben³¹⁾. Für die Eigenwerte der Schrödingergleichung (5) bedeutet dies eine Aufteilung in zwei Gruppen für die (100)-Oberfläche: Es gibt elektrische Subbänder mit schweren Massen senkrecht zur Oberfläche und solche mit leichten Massen. Für die Bewegung parallel zur Oberfläche ergeben sich:

$$a) \quad m_z = 0,916 m_0 \implies m_x = m_y = m_t = 0,1905 m_0 \quad 46)$$

$$b) \quad m_z = 0,1905 m_0 \implies m_x = 0,1905 m_0; m_y = 0,916 m_0$$

Zur Lösung des Eigenwertproblems (5) geht man von einem Ansatz für das Potential $V(z)$ aus und bestimmt die Eigenfunktionen $\mathcal{P}_i(z)$. Diese beschreiben die Ladungsdichteverteilung der freien Elektronen:

$$\mathcal{S}_i(z) = e \left| \mathcal{P}_i(z) \right|^2 \quad (8)$$

Mit Hilfe der Poissongleichung (2) erhält man daraus das elektrostatische Potential $V(z)$. Dabei muß man aber auch die Ladungsträger in der Verarmungsschicht berücksichtigen. Man kann die Rechnung nun in einer selbstkonsistenten Weise durchführen, das heißt die Poisson- und die Schrödingergleichung müssen gleichzeitig gelöst werden. Stern³²⁾ hat dieses Problem mit Hilfe eines Iterationsverfahrens numerisch gelöst. Das Ergebnis für die Energieeigenwerte E' ist in Abb. 5 gezeigt. Mit Hilfe der Messung spektroskopischer Übergänge zwischen den elektrischen Subbändern konnten solche Berechnungen bis auf ~30% Genauigkeit bestätigt werden⁴²⁾.

3. Näherungslösung

Die wesentlichen Eigenschaften des Systems können bereits durch ein einfaches Modell (unter Verzicht auf die Selbstkonsistenz) gezeigt werden. Näherungsweise kann man das elektrostatische Potential $V(z)$ durch ein Dreieckspotential beschreiben:

$$V(z) = - eF_s z \quad (9)$$

F_s ist dabei das elektrische Feld an der Grenzfläche. Dabei wird die Abschirmung des Potentials durch bereits vorhandene Ladungsträger außer Acht gelassen. Die Lösung der Eigenwerte und Eigenfunktionen eines Dreieckspotentials ist aus der Quantenmechanik bekannt (z.B. Ref. 47)). Eine ähnliche Beschreibung ergibt sich für magnetisch gebundene Oberflächenzustände in Metallen⁴⁸⁾ oder für ein Teilchen in einem

Gravitationsfeld. Das Ergebnis für ein Dreieckspotential ist³⁹⁾:

$$E_i' = \left(\frac{\hbar e F_s}{\sqrt{2m_z}} \right)^{2/3} \cdot k_i \quad (10)$$

mit k_i als Lösung der Gleichung $Ai(-k_i) = 0$, wobei $Ai(-z)$ die Airy-Funktion darstellt. Näherungsweise gilt für k_i ⁴⁹⁾:

$$k_i \approx \left[\frac{3}{2} \pi \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

Gleichung (10) gibt die Beziehung der quantisierten Energieniveaus (elektr. Subbänder) zum elektrischen Feld F_s an der Oberfläche des Halbleiters und der effektiven Masse m_z senkrecht zur Oberfläche an. Es wird deutlich, daß die tiefsten Energiezustände E_i' eine große effektive Masse senkrecht zur Oberfläche besitzen, denn:

$$E_i' \sim \frac{F_s^{2/3}}{m_z^{1/3}} \quad (12)$$

Dies bedeutet für die (100)-Oberfläche in Silizium, daß das energetisch tiefste elektrische Subband von Elektronen mit der effektiven Masse senkrecht zur Oberfläche $m_z = m_\ell = 0,916 m_0$ gebildet wird. Dieses elektrische Subband wird zuerst besetzt. Wie zu Beginn dieses Kapitels gezeigt wird, entsteht dieses Subband aus zwei der sechs Flächen konstanter Energie für Elektronen im Leitungsband von Silizium (siehe Abb. 4b), d.h. es ist zweifach entartet. Für die effektiven Massen parallel zur Oberfläche ergibt sich hierfür $m_x = m_y = m_\ell = 0,1905 m_0$. Bei tiefen Temperaturen ist, bei den üblicherweise angelegten elektrischen Feldern, nur dieses tiefste Subband besetzt. Diesen Fall nennt man elektrischen Quantengrenzfall (electric quantum limit). Im Laufe der Diskussion wird sich zeigen, daß für alle hier durchgeführten Messungen dieser Grenzfall angenommen werden kann. Dies bedeutet, wir erwarten eine Zyklotronmasse der Elektronen parallel zur Oberfläche von $m_c^* = \sqrt{m_x \cdot m_y} \approx 0,19 m_0$.

Zu beachten ist noch, daß die Zustandsdichte des zweidimensionalen Elektronengases im Gegensatz zum dreidimensionalen unabhängig von der Energie ist (siehe Abb. 3):

$$D(E) = \frac{\sqrt{m_x m_y}}{2\pi\hbar^2} \quad (13)$$

Mit der Spin- und Valleyentartung ergibt sich:

$$D(E) = g_s g_v \frac{\sqrt{m_x m_y}}{2\pi\hbar} \quad (14)$$

wobei g_s die Spinentartung bedeutet (= 2 für Spin 1/2) und g_v im Fall des untersten Subbandes an der (100)-Oberfläche den Wert 2 hat.

Zur Näherung des elektrischen Potentials $V(z)$ durch ein Dreieckspotential ist noch folgendes zu beachten: Da in diesem Potential keine Abschirmeffekte berücksichtigt werden, ist diese Näherung nur gut, sofern die Zahl der Ladungsträger klein ist. Für zu große Elektronendichten wird daher der Abstand zwischen den elektrischen Subbändern überschätzt. Aber trotzdem zeigt diese Näherung alle wesentlichen Eigenschaften der Inversionsschichten. Die Behandlung von Anreicherungs-schichten verläuft ganz ähnlich. Rechnungen hierfür wurden erstmals von Duke³³⁾ durchgeführt.

4. Oberflächengebundene Elektronen in einem Magnetfeld

Durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur Oberfläche des Halbleiters kann das zweidimensionale Elektronengas weiter quantisiert werden. Die Elektronen bewegen sich in Zyklotronbahnen parallel zur Oberfläche. Die elektrischen Subbänder spalten in Landauniveaus auf. Das System ist vollständig quantisiert. Eine allgemeine Behandlung der Oberflächenquantisierung in einem Magnetfeld findet sich in den Arbeiten von Appelbaum und Baraff^{34, 35)}. Ausgehend von der

Schrödingergleichung

$$\left[(\vec{p} + e\frac{\vec{A}}{c})^2 / 2m + V(z) \right] \Psi = E \Psi \quad (15)$$

mit \vec{A} als Vektorpotential des Magnetfelds H in z-Richtung

$$\vec{A} = H (0, x, 0) \quad (16)$$

ergeben sich für die Energieeigenwerte:

$$E_{ni} = E_i' + (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + sg \mu_B \cdot H \quad (17)$$

mit $\omega_c = \frac{eH}{m_c \kappa c}$. n ist die Landauquantenzahl, $s = \pm \frac{1}{2}$ ist

der Spin, g ist der Landé-g-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton. In Gleichung (17) bedeutet der erste Term den Energieeigenwert von Gleichung (5), der zweite die Landauaufspaltung und der letzte Term die Spinaufspaltung im Magnetfeld H. Wegen der Zweidimensionalität geht in die Landauaufspaltung nur die Komponente des Magnetfelds ein, die senkrecht zur Oberfläche steht, während die Größe der Spinaufspaltung vom gesamten Magnetfeld abhängt. In Abb. 6 ist die Aufspaltung eines elektrischen Subbandes in diskrete Niveaus gezeigt. Die Zahl der erlaubten Zustände ist durch das Magnetfeld nicht geändert. Die Zustandsdichte pro Landauniveau ergibt sich wegen des gleichen Abstandes $\hbar \omega_c$ der einzelnen Landauniveaus zu:

$$D = D(E) \hbar \omega_c = \frac{g_s \cdot g_v eH}{2\pi \hbar} = \frac{g_s g_v}{2\pi \ell_o^2} \quad (18)$$

mit $\ell_o = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}}$ (19)

Dies bedeutet, die Zahl der Zustände pro Landauniveau ist unabhängig von der effektiven Masse der Ladungsträger. Abb. 7 zeigt die Zustandsdichte der Elektronen im Zweidimensionalen mit Magnetfeld unter der Annahme unendlicher Lebensdauer in den Landauniveaus, d.h. die Landauniveaus werden als

Deltafunktionen angenommen. Die Spinaufspaltung ist hierbei vernachlässigt. In Wirklichkeit sind die Niveaus natürlich nicht unendlich scharf, sondern durch Streuung verbreitert. Im nächsten Kapitel werden die Auswirkungen solcher verbreiterten, aber in hohem Magnetfeld voneinander getrennten Landauniveaus auf Transporteigenschaften und speziell Zyklotronresonanzexperimente beschrieben. Dabei spielt besonders die vollständige Quantisierung des Systems eine entscheidende Rolle.

III. THEORIE DER ZYKLOTRONRESONANZLINIE IN EINEM ZWEIDIMENSIONALEN ELEKTRONENGAS

1. Elektrodynamik einer dünnen Schicht und klassische Zyklotronresonanzlinie

Die Dicke der Inversionsschichten beträgt nur einige 10 \AA , und ihre Elektronendichten und Leitfähigkeiten können metallischen Charakter besitzen. Deshalb werden hier kurz die optischen Eigenschaften dünner metallischer Filme besprochen. Die Schichtdicke d soll dabei viel kleiner als die Skintiefe für eine einfallende elektromagnetische Welle sein. In der einfachen Beschreibung soll hier angenommen werden, daß sich die leitende Schicht im Vakuum befindet. Die Felder der elektromagnetischen Welle sind bei schwacher Absorption in erster Näherung auf beiden Seiten der Schicht gleich. Aus den Maxwell-Gleichungen erhält man die Felder in der Schicht. Für die Transmission und Absorption des senkrecht eingestrahlt Lichts ergibt sich^{50,51)}:

$$P = \frac{f}{(1 + \frac{f}{2})^2} ; \quad T = \frac{1}{(1 + \frac{f}{2})^2} \quad (20)$$

mit $f = 2 \cdot \frac{2\pi}{c} \sigma d$ (21)

f bedeutet dabei das Verhältnis aus dem Vakuumwellenwiderstand (377Ω) und dem Flächenwiderstand des Films.

$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2 \tau^2}$ ist die Leitfähigkeit der dünnen Schicht, d ist die Dicke (\ll Skintiefe). In Abb. 8 ist sowohl Transmission und Absorption als auch Reflexion gegen f aufgetragen⁵⁰⁾. Daraus wird deutlich, daß die Absorption von dünnen Filmen sehr hoch sein kann und für $f = 2$ sogar 50% beträgt. Falls $f \lesssim 0,1$, kann man die Gleichungen (20) entwickeln:

$$P \approx 2 \cdot \frac{2\pi}{c} \sigma d = f; \quad T \approx 1 - 2 \cdot \frac{2\pi}{c} \sigma d = 1 - f \quad (22)$$

Die Absorption ist dann direkt proportional zur Leitfähigkeit der Schicht. Für größere Werte von f müssen Terme höherer Ordnung in der Entwicklung berücksichtigt werden. Es ist allerdings möglich, bis zu $f \approx 0,5$ die Abhängigkeit der absorbierten Leistung von der Leitfähigkeit durch eine lineare Beziehung zu beschreiben. Die Abweichung von der exakten Gleichg.(20) ist dabei maximal 4%. Dies ist ebenfalls in Abb. 8 gezeigt.

Im Bereich sehr kleiner f -Werte, wenn also das elektromagnetische Feld beim Durchgang durch die Probe nicht stark geschwächt wird, sollte man annehmen, daß die Resonanzabsorption durch die klassische Halbleiterzyklotronresonanz beschrieben werden kann. Die klassische Linienform ist gegeben durch⁵²⁾:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1 + (\omega^2 + \omega_c^2) \tau^2}{[1 + (\omega_c^2 - \omega^2) \tau^2]^2 + 4\omega^2 \tau^2} \quad (23)$$

P_0 ist dabei die gesamte eingestrahlte Leistung einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle, P ist die absorbierte Leistung. Wie sich jedoch zeigen wird, ist diese klassische Linienform wegen der vollständigen Quantisierung unseres Systems bei hohen Magnetfeldern nicht anwendbar. Ando und Uemura⁵³⁻⁵⁵⁾ betonen in ihren Arbeiten, daß in einem solchen singulären System die Annahme einer konstanten Relaxationszeit τ für die Verbreiterung der Landaniveaus nicht

gerechtfertigt ist, und deshalb die klassische Linienform nicht direkt auf die hier beobachteten Zyklotronresonanzen anwendbar ist.

2. Die dynamische Leitfähigkeit $G_{xx}(\omega)$

Kürzlich arbeitete Ando⁵⁵⁾ eine Theorie des Linienprofils der Zyklotronresonanz für ein zweidimensionales Elektronengas aus. Dabei geht er von seinen früheren Arbeiten aus⁵⁶⁻⁵⁸⁾, in denen er die statische Leitfähigkeit und die Landau-niveauperbreiterung in verschiedenen Näherungen systematisch untersucht.

2.1. Streuung, Linienbreite und Zustandsdichte

Um Divergenzen in der theoretischen Berechnung zu vermeiden, müssen Linienverbreiterungseffekte berücksichtigt werden. Die einfachste Näherung, die Ando verwendet, ist dabei die sogenannte "selbstkonsistente Bornsche Näherung". Die Streuung an den einzelnen Streuzentren wird in der Bornschen Näherung beschrieben, während die Niveauperbreiterung selbstkonsistent berücksichtigt wird. Das Maximum der Zustandsdichte für jedes Landauniveau läßt sich abschätzen zu:

$$g \sim \frac{1}{2\pi\ell_0^2} \frac{1}{\Gamma_n} \quad (24)$$

$\frac{1}{2\pi\ell_0^2}$ ist nach (18) die Zahl der Elektronen pro Landau-niveau, ℓ_0 ist durch (19) definiert, und Γ_n bedeutet die Breite des n-ten Landauniveaus. Die Bornsche Näherung für Streuung an einzelnen Streuzentren ergibt mit Hilfe der goldenen Regel für die Breite Γ bei starken Magnetfeldern⁵⁹⁾:

$$\frac{\hbar}{\tau} \approx \Gamma = 4 N_s |u|^2 g = 0.46 \sqrt{\frac{H(\text{kOe})}{\mu(\frac{\text{cm}^2}{Vs})}} [\text{meV}] \quad (25)$$

$$(kT < \Gamma < \hbar\omega_c)$$

N_s ist dabei die Dichte der Streuzentren pro Einheitsfläche, u ist das Matrixelement der Streuung über die z -Richtung integriert. Γ wird aus Gleichung (24) und (25) selbstkonsistent bestimmt und ist proportional zu $\sqrt{\frac{H}{\mu}}$. In Gleichung (25) wurde eine statistische Verteilung von kurzreichweitigen Streuzentren angenommen. Bei tiefen Temperaturen tragen vor allen Dingen Verunreinigungen, Defekte und Oberflächenrauheiten zur Streuung bei. Dies sind im allgemeinen kurzreichweitige Streupotentiale.

Ando führte diese Rechnungen für verschieden reichweitige Streuzentren durch. Dabei beschreibt er das zweidimensionale Elektronensystem in einem Magnetfeld durch folgenden Hamiltonoperator^{55,56}:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} (\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}) + \mathcal{H}' \quad (26)$$

\mathcal{H}' ist dabei der Störhamiltonoperator

$$\mathcal{H}' = \sum_{\mu} \sum_i v^{\mu}(\vec{r} - \vec{R}_i, z_i) \quad (27)$$

mit dessen Hilfe Streuprozesse durch Verunreinigungen und Oberflächenrauheiten beschrieben werden, wobei die effektive Streuung durch

$$v^{\mu}(\vec{r} - \vec{R}_i, z_i) = \int dz |f_0(z)|^2 v^{\mu}(\vec{r} - \vec{R}_i, z - z_i) \quad (28)$$

beschrieben wird. $f_0(z)$ ist dabei die Wellenfunktion des tiefsten elektrischen Subbandes und $v^{\mu}(\vec{r} - \vec{R}_i, z - z_i)$ ist das Streupotential der Sorte μ am Ort (R_i, z_i) . Für Oberflächenrauheit ergibt sich z.B.:

$$v^{\mu}(\vec{r}, z) = eF\Delta(\vec{r}) \quad (29)$$

mit F als elektrischem Feld an der Oberfläche und $\Delta(\vec{r})$ als Oberflächenrauheit.

Ando verwendete in seinen Arbeiten den Greenschen Formalismus⁵³⁾. In der selbstkonsistenten Bornschen Näherung ergibt sich für die gemittelte Einteilchen-Green-Funktion⁵³⁾:

$$G_n(E) = \frac{E - E_n}{\Gamma_n^2} - i \frac{2}{\Gamma_n} \sqrt{1 - \left(\frac{E - E_n}{\Gamma_n}\right)^2} \quad (30)$$

Die Zustandsdichte der Landauniveaus erhält man daraus zu:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi\ell_0^2} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \text{Im} G_n(E) = \frac{1}{2\pi\ell_0^2} \frac{2}{\pi\Gamma_n} \sqrt{1 - \left(\frac{E - E_n}{\Gamma_n}\right)^2} \quad (31)$$

Dies bedeutet, daß die Zustandsdichte elliptisch um $E = E_n$ ist. Die Linienbreite ist Γ_n und der Maximalwert ist $\frac{1}{2\pi\ell_0^2} \cdot \frac{2}{\pi\Gamma_n}$ (siehe Abb. 9).

2.2. $\sigma_{xx}(\omega)$ für kurzreichweitige Streupotentiale

Die Zyklotronresonanzabsorption für linear polarisiertes Licht, das senkrecht zur Oberfläche einfällt, ist proportional zum Realteil der dynamischen Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$. Ando geht zur Berechnung von $\sigma_{xx}(\omega)$ von Kubo's Formel⁶⁰⁾ aus und drückt die dynamische Leitfähigkeit durch die gemittelten Einteilchen-Green-Funktionen $G_n(E)$ aus. Im Falle kurzreichweitiger Streupotentiale (δ -Potentiale) erhält Ando für den Realteil der dynamischen Leitfähigkeit⁵⁵⁾:

$$\text{Re } \sigma_{xx}(\omega) = \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \int \frac{f(E) - f(E + \hbar\omega)}{\hbar\omega_c} dE (n+1) \text{Im} G_n(E) \text{Im} G_{n+1}(E + \hbar\omega) \quad (32)$$

In diesem Fall sind alle Übergänge von Zuständen des n-ten Landauniveaus in alle Zustände des (n+1)ten Landauniveaus erlaubt. Dies ist in Bild 9 schematisch dargestellt. Die Breite $\Delta(\hbar\omega)$ der Resonanzlinie ist durch die Breite der Landauniveaus bestimmt. In diesem Grenzfall wird die Breite der Landauniveaus Γ unabhängig von der Landauquantenzahl.

Man kann sie mit der Relaxationszeit τ beschreiben⁵⁵⁾:

$$\Gamma_n^2 = \Gamma^2 = 4 \cdot 2\pi \ell_0^2 \sum_{\mu} \int dz N_i^{\mu}(z) \left(\frac{V^{\mu}(z)}{2\pi \ell^2} \right)^2 = \frac{2}{\pi} \hbar \omega_c \frac{f_i}{\tau} \sim \frac{H}{\mu} \quad (33)$$

(mit $\mu = \frac{e\hbar}{m}$)

Diesen Fall für kurzreichweitige Streuzentren bezeichnet man auch als homogenen oder lebensdauer verbreiterten Fall.

2.3. $\mathcal{G}_{xx}(\omega)$ für langreichweitige Streupotentiale

Für langreichweitige Potentiale ist die Beschreibung schwieriger. Hier wird vorausgesetzt, daß sich das Potential sehr langsam ändert. D.h., die Reichweite d des Potentials soll viel größer als der Zyklotronradius sein. Dieser Fall ist also gleichbedeutend mit inhomogener Verbreiterung. Die Linienbreite der Landauniveaus ergibt sich näherungsweise zu⁵⁵⁾:

$$\Gamma_n^2 = 4 \langle (V(r) - \langle V(r) \rangle)^2 \rangle - 4(n + \frac{1}{2}) \langle (\ell \nabla V(r))^2 \rangle + \dots \quad (34)$$

$V(r)$ bedeutet dabei die lokale Energie des Streupotentials. Diese wird gemittelt über alle Streuzentren. Die Breite der Landauniveaus hängt in diesem Fall von der Landauquantenzahl ab und es gilt: $\Gamma_{n-1} > \Gamma_n > \Gamma_{n+1}$.

Bei diesem inhomogenen Fall sind nun nicht mehr alle Übergänge von Zuständen des n -ten zu denen des $(n+1)$ ten Landau-niveaus erlaubt (Bild 9). Dies kann man sich so erklären, daß sich die Breite der Landauniveaus durch die Überlagerung der Niveaus von verschiedenen Orten r , d.h. mit verschiedenen Störpotentialen $V(r)$, ergibt. Durch die Variation von $V(r)$ variiert auch die Energie der Landauniveaus. Dies hat eine inhomogene Verbreiterung zur Folge. Anders ausgedrückt heißt das: Man kann sich die Landauniveaus als zusammengesetzt aus sehr scharfen Niveaus mit etwas unterschiedlichen Energien

und Energieabständen für verschiedene Orte r vorstellen. Übergänge sind dann nur möglich zwischen den zusammengehörigen scharfen Niveaus in jedem Landauniveau. Dies ist in Abb. 9 schematisch dargestellt. Die Energieabstände $\hbar\omega_c$ variieren leicht von Ort zu Ort, je nach der Größe und dem Vorzeichen des Störpotentials $V(r)$. Die Breite der Resonanz ergibt sich ungefähr zu:

$$\Delta(\hbar\omega) \approx \frac{1}{2} \left| \Gamma_n - \Gamma_{n+1} \right| = \frac{\langle (\ell \nabla V(r))^2 \rangle}{2 \sqrt{\langle (V(r) - \langle V(r) \rangle)^2 \rangle}} \quad (35)$$

2.4. Vergleich von $\sigma_{xx}(\omega)$ für verschieden reichweitige Streupotentiale

Um die Linienform in Abhängigkeit von der Reichweite der Streuzentren zu untersuchen, hat Ando Streupotentiale in Gaußscher Form angenommen⁵⁵⁾:

$$V^\mu(r, z) = \frac{V^\mu(z)}{\pi d^2} \exp\left(-\frac{r^2}{d^2}\right) \quad (36)$$

Er berechnete die Linienform für verschiedene Werte von $\alpha = \frac{d}{\ell}$. d ist die Reichweite des Potentials, ℓ der Bahnradius des Elektrons. Dabei werden zwei Fälle unterschieden:

- a) Die Fermienergie liegt zwischen zwei Landauniveaus (gefüllte Landauniveaus)
- b) Die Fermienergie liegt genau auf einem Landauniveau (halbgefülltes Landauniveau)

In Abb. 10a und 10b sind berechnete Kurven von $\sigma_{xx}(\omega)$ für verschiedene Werte von α gezeigt. Die dynamische Leitfähigkeit ist in Fall a) um $\omega = \omega_c$ symmetrisch. Dies kann man sich leicht an Hand von Abb. 9 klarmachen. Für kurzreichweitige Streupotentiale ist bei gleicher Breite der Landauniveaus die Resonanzlinie breiter als für langreichweitige.

Ist das n-te Landauniveau nur halb besetzt, so wird die Linie asymmetrisch, und die Resonanzfrequenz ist im Falle kurzreichweitiger Streuzentren zur Hochenergieseite verschoben. In Abb. 11 versuche ich dies anschaulich zu erklären. Für kurzreichweitige Streuzentren sind Übergänge zwischen allen Zuständen benachbarter Landauniveaus erlaubt. Die Intensität ist dabei durch das Produkt der Zustandsdichte der Anfangs- und Endzustände gegeben. Bei gleicher Breite der Landauniveaus wird mit Zunahme der Reichweite der Streupotentiale die Verschiebung und die Breite der Resonanzlinie wieder kleiner, und es erscheint zusätzliche Struktur (Abb. 10b). Da für langreichweitige Streuzentren gilt: $\Gamma_{n-1} > \Gamma_n > \Gamma_{n+1}$ und die möglichen Übergänge etwa dem Abstand der Landauniveaus entsprechen müssen, gibt es auf der Niederfrequenzseite hauptsächlich Übergänge vom (n-1)ten zum n-ten und bei höherer Frequenz hauptsächlich vom n-ten zum (n+1)ten Landauniveau. Im Falle $\alpha \approx 1$ unterscheiden sich diese beiden Beiträge zur Resonanzlinie, der obere Teil der Linie ist nicht symmetrisch mit dem unteren Teil. Dadurch ergibt sich Struktur in der zusammengesetzten Resonanzlinie.

2.5. Die dynamische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld

Um die Theorie direkt mit den Experimenten vergleichen zu können, hat Ando die im Experiment beobachtete Magnetfeldabhängigkeit^{40,41,61)} von $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega, H)$ berechnet. Dabei setzt er voraus, daß nur kurzreichweitige Streupotentiale zur Linienverbreiterung beitragen. Dies scheint im Falle hoher Inversion gerechtfertigt, da dann die Hauptursachen für Streuung bei tiefer Temperatur

- a) geladene Störstellen und
- b) Oberflächenrauhigkeiten sind.

Wenn viele Ladungsträger vorhanden sind, dann werden auch die geladenen Störstellen gut abgeschirmt, und die Abschirmlänge beträgt nur einige zehn Ångström. Ebenso sind die

effektivsten Streupotentiale durch Oberflächenrauheiten von der Größenordnung einiger Gitterkonstanten, und damit viel kleiner als ein typischer Zyklotronradius bei $H \approx 10$ T und hoher Gatespannung:

$$R_c \approx \frac{c\hbar k_F}{eH} \approx 400 \text{ \AA} \quad (37)$$

Die Berechnung der dynamischen Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld ist nur numerisch möglich und erfordert sehr aufwendige Computerrechnungen⁵⁵⁾. In Abb. 12 sind einige dieser, von Ando durchgeführten Rechnungen, gezeigt. Dazu ist gestrichelt auch noch die Form der klassischen Zyklotronresonanzlinie wiedergegeben.

Durch die Änderung des Magnetfeldes geht die Fermienergie durch verschiedene Landauniveaus. In Abb. 13 ist der Verlauf des Fermienergie und der Landauniveaus in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei $T = 0$ K gezeigt. Da die dynamische Leitfähigkeit von der Position des Fermienergie abhängt, zeigen die Kurven bei tiefen Temperaturen Oszillationen. Diese Oszillationen sind nicht die üblichen Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, wie sie in statischen Leitfähigkeitsmessungen beobachtet werden. Es ergeben sich drei wichtige Unterschiede zu den gewöhnlichen Shubnikov-de-Haas-Oszillationen:

- a) Die Oszillationen treten nur im Bereich der Zyklotronresonanzlinie auf, denn sie entstehen durch Variation der Resonanzamplitude in Abhängigkeit vom Magnetfeld.
- b) Die Oszillationen werden mit größerer Breite der Landau-niveaus stärker, solange $\omega\tau \gtrsim 2$.
- c) Die Phase der Oszillationen kehrt sich bei $\omega_c = \omega$ um, d.h. im Falle gefüllter Landau-niveaus ergibt sich ein Minimum für $\omega_c < \omega$ und ein Maximum für $\omega_c > \omega$. Dies kann man leicht an Hand von Abb. 10a und 10b zeigen.

Diese Quantenoszillationen sind charakteristisch für ein zweidimensionales System. Erhöht man die Temperatur, so daß $\hbar\omega_c \lesssim kT$, dann verschwinden die Oszillationen. Im Dreidimensionalen sind sie wegen eines zusätzlichen Freiheitsgrades der Ladungsträger, der möglichen Bewegung in Richtung des Magnetfeldes, ausgeschmiert und dadurch nicht beobachtbar. Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Asymmetrie der Linien, die darauf zurückzuführen ist, daß die Breite der Landauniveaus bei hohen Magnetfeldern proportional zu \sqrt{H} zunimmt.

3. Abschließende Bemerkungen zu den theoretischen Ergebnissen

Es zeigt sich, daß die Zyklotronresonanzlinie eines zweidimensionalen Elektronengases bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern, wenn also die Landauniveaus voneinander getrennt sind, sich nicht mit der klassischen Theorie beschreiben läßt. Die wesentlichen Unterschiede sind dabei das Auftreten von Quantenoszillationen, wenn die Fermienergie durch mehrere Landauniveaus geht, sowie die Asymmetrie der Linie. Dabei ergeben sich Unterschiede für kurzreichweitige und langreichweitige Streupotentiale. Aus der Linienform lassen sich daher Rückschlüsse auf die Art der Streupotentiale ziehen. Die Quantenoszillationen verschwinden für langreichweitige Streupotentiale.

Ando berechnet die Zyklotronresonanzlinie in der "selbstkonsistenten Bornschen Näherung". Dies ergibt eine elliptische Zustandsdichte für jedes Landauniveau. Diese Näherung ist aber im Bereich der Ränder der einzelnen Landauniveaus sicher nicht gut. Man erwartet Verbreiterungen auf der Hoch- und Niederenergieseite, da sich die Linienverbreiterung sicher aus kurz- und langreichweitigen Streupotentialen zusammensetzt. Dies hat zur Folge, daß die Quantenoszillationen in Wirklichkeit nicht so stark auftreten, wie in der Theorie berechnet wird. Qualitativ sollte sich an der Form aber

nichts ändern, und wie in Abschnitt V dieser Arbeit gezeigt wird, ist die Übereinstimmung von Andos Theorie mit unseren Experimenten für den Fall starker Inversion ausgezeichnet.

IV. EXPERIMENTELLE ASPEKTE

Wie zu Beginn des dritten Abschnittes kurz erläutert wird, kann die Absorption einer elektromagnetischen Welle in einer sehr dünnen metallischen Schicht überraschend groß sein, ja sogar bis zu 50% betragen. Wir versuchten deshalb, die Zyklotronresonanz in einem einfachen Transmissionsexperiment zu messen. Mit Hilfe der aus Beweglichkeitsmessungen bekannten Streuzeiten der Elektronen in einer Inversionsschicht an der (100)-Oberfläche von Silizium, $\tau \sim 10^{-12}$ s, ergibt sich mit der Bedingung $\omega_c \tau \gtrsim 1$ eine Meßfrequenz von etwa 1000 GHz. Die Wellenlänge der verwendeten elektromagnetischen Strahlung beträgt etwa 0,3 mm. Bei allen experimentellen Aspekten müssen diese Randbedingungen beachtet werden.

1. Probenanordnung und Probencharakterisierung

1.1. Art und Präparation der Proben

Um eine ausreichend hohe Leistung der elektromagnetischen Strahlung durch die Inversionsschicht zu transmittieren und eine gute Ankopplung zu erhalten, muß die Querschnittsfläche der Proben einige mm^2 betragen. Daher ist es nicht möglich, für diese Messungen gebräuchliche MOSFET's zu verwenden, da deren Querschnittsfläche nur einige $10 \mu\text{m}^2$ beträgt. Außerdem ist die Gateelektrode von normalen Transistoren zu dick, um Ferninfrarotlicht durchstrahlen zu können. In Abb. 2 ist bereits schematisch die Anordnung eines MOSFET's gezeigt worden. Bemerkenswert sind hierbei noch die eindiffundierten

Source- und Drainkontakte. Diese Kontakte sind für die Wirkungsweise des Transistors und das Beladen der Inversionsschicht von entscheidender Bedeutung. Um eine sichere Arbeitsweise zu gewährleisten, müssen diese Kontakte bis unter die Gatefläche diffundiert werden, von der Gateelektrode aber elektrisch gut isoliert sein. Nur dann ist bei angelegtem Gatefeld auch ein guter Kontakt zur Inversionsschicht sichergestellt, denn die Dotierung der Kontakte ist so, daß die Majoritätsträger, im Gegensatz zum Volumen, dasselbe Vorzeichen wie die Inversionsladungsträger haben. Die Herstellung solcher Kontakte ist technologisch schwierig.

Wir verzichten auf diese Kontakte und benützen Probenanordnungen, wie z.B. in Abb. 14 dargestellt. Zur Herstellung dieser Proben verwenden wir Siliziumscheiben⁶²⁾, die in den Forschungslaboratorien der Siemens AG München oxidiert werden. Dabei wird auf 0,2 mm dicke, polierte Siliziumeinkristalle, die von der Firma Wacker GmbH Burghausen hergestellt werden, eine etwa 2000 Å dicke SiO₂-Schicht thermisch aufgewachsen. Die Scheiben werden anschließend in etwa 6 x 6 mm große Stücke zerschnitten und in Aceton und Trichloräthylän gereinigt, bevor wir dann sehr dünne (~ 30 Å) Ni-Cr-Filme als Gateelektroden auf das SiO₂ aufdampfen. Die Größe der Gatefläche beträgt dabei, je nach Versuchsanordnung, zwischen 4 und 20 mm². Die Gatespannung wird zwischen dem Ni-Cr-Film und dem Siliziumsubstrat angelegt. Zwei Probleme ergaben sich zu Beginn der Arbeit mit dieser Anordnung:

a) Durch die Größe der Gateelektrode (mehrere mm²) treten sehr oft Leckströme durch das SiO₂ auf. Dies kommt von Löchern in der Oxydschicht, die dadurch entstehen, daß während des Oxydationsvorgangs Staubkörner auf der Siliziumoberfläche liegen. Diese Löcher spielen bei der Herstellung von Transistoren keine große Rolle, da dort die Gateflächen

sehr klein sind, und dadurch ebenso die Wahrscheinlichkeit, auf ein Loch zu treffen, sehr klein wird. Die Wahrscheinlichkeit wächst jedoch mit zunehmender Gatefläche stark an. Aus diesem Grund werden die Proben in zwei Schritten oxidiert und zwischendurch nochmals gereinigt. Dadurch ergibt sich eine andere Verteilung der Staubkörner, und die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen von Löchern wird verringert. Auf diese Weise gelingt es, daß 60-80% der Proben mit 10 mm^2 Gatefläche gute, nichtleitende Oxydschichten besitzen.

b) Ein zweites Problem ist die Beladung der Inversionsschicht. Da bei tiefen Temperaturen Silizium ein guter Isolator ist und nur äußerst wenig Minoritätsladungsträger erzeugt werden, ist es schwierig, die Inversionsschicht ohne Kontakte durch das Siliziumvolumen aufzubauen. Es stellt sich jedoch heraus, daß bei gleichzeitigem Einfall von optischem Licht der Beladungsvorgang möglich ist. Dieses Verhalten wird im nächsten Teilabschnitt genauer besprochen.

Für unsere Experimente verwendeten wir verschieden stark dotierte Siliziumproben ($0,1 - 100 \Omega \text{ cm}$, p- und n-Typ) mit Oberflächenorientierungen in (100), (110) und (111)-Richtung. Die besten Ergebnisse sind mit Proben in (100)-Richtung möglich, da an dieser Oberfläche die Beweglichkeit der Inversions- und Anreicherungsselektronen am besten ist. Im folgenden wird die Charakterisierung dieser Proben genauer besprochen.

1.2. Allgemeine Eigenschaften der Proben

Bei allen verwendeten Proben sind Eigenschaften wie Dotierung, Oberflächenorientierung und Oxydschichtdicke in den Siemens-Forschungslaboratorien bestimmt worden. Die Dicke der SiO_2 -Schichten wird dabei aus der Dauer des thermischen Aufwachsungsvorgangs abgeschätzt und anschließend ellipsometrisch nachgemessen. Dabei wird die, von der Schichtdicke

abhängige Drehung der Polarisationssebene von elliptisch polarisiertem Licht beim Durchlaufen der Schicht ausgenützt. Die Genauigkeit beträgt bei Dicken von 2000 Å etwa ± 10 Å. Eine Zusammenstellung dieser Eigenschaften für alle verwendeten Proben ist in Tabelle 2 gegeben.

Aus der Oxydschichtdicke läßt sich die Zahl der pro Volt Gatespannung an die Grenzfläche gebrachten Ladungsträger bestimmen. Für die Kapazität der Anordnung ergibt sich:

$$C_{\text{ox}} = \frac{A \epsilon_{\text{SiO}_2} \epsilon_0}{d} \approx 33 \frac{\text{nF}}{\text{cm}^2} \quad (38)$$

mit $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 3,8$ und $d = 1000$ Å. Daraus erhält man leicht für die Zahl der pro Volt bei einer 2000 Å dicken SiO₂-Schicht an der Grenzfläche befindlichen Ladungsträger:

$$n_t = 1,05 \cdot 10^{11} \text{ Elektronen/cm}^2 \text{ V } 2000 \text{ Å.}$$

Für die (100) p-Typ Silizium-Proben mit der Bezeichnung A in Tabelle 2 bedeutet dies z.B.:

$$n_t(A) = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ Elektronen/cm}^2 \text{ V.}$$

Damit hat man eine Beziehung zwischen der Gatespannung und der Zahl der Ladungsträger an der Grenzfläche n_t . Diese Zahl ist aber nicht gleich der Zahl der freien Ladungsträger n_s , da ein Teil in lokalisierten Bindungszentren an der Oberfläche gebunden wird. Es kann auch bereits bei $V_g = 0$ V eine Raumladungsschicht existieren. Unter der Annahme, daß diese lokalisierten Zustände zuerst besetzt werden, kann man die Zahl der freien Ladungsträger durch Abziehen einer sogenannten "Threshold-Spannung V_t " bestimmen. Dazu ist es nötig, diese Spannung unabhängig zu messen, d.h. man muß wissen, ab welcher Spannung die Verarmungsschicht vollständig aufgebaut ist, ab wann also die Inversionsschicht aufgefüllt wird, und ab wann die ersten Minoritätsladungsträger parallel zur Oberfläche frei beweglich sind. Mit Hilfe von Kapazitäts- und Beweglichkeitsmessungen kann man diese Werte bestimmen.

Die maximal erreichbare Zahl von Inversionsladungsträgern ist durch die Durchschlagsfestigkeit von SiO_2 festgelegt. Diese obere Grenze liegt bei den hier verwendeten Proben bei $V_g \approx 100$ V. Dies entspricht einer elektrischen Feldstärke von

$$F_s = \frac{\epsilon_{\text{Si}}}{\epsilon_{\text{SiO}_2}} \frac{V_g}{d} \approx 2 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{cm}} \quad (39)$$

$n_t(\text{max})$ ergibt sich daraus zu etwa 10^{13} Elektronen/cm².

Eine weitere nützliche Beziehung ist noch der Zusammenhang zwischen der Zahl der Ladungsträger n_s und der Fermienergie E_F :

$$n_s = \int_0^{\infty} f(E) D(E) dE = \frac{g_v g_s m_c^*}{2\pi^2 \hbar^2} E_F \quad (40)$$

Für die typische Zahl von Ladungsträgern $n_s \approx 1 \cdot 10^{12}$ Elektronen/cm² ergibt sich daraus eine Fermienergie $E_F \approx 6$ meV.

1.3. Kapazitätsmessungen

Die Oberflächenkapazität C_t beschreibt die Änderung der Zahl der Ladungsträger bei einer Variation des Oberflächenpotentials um ΔV_s :

$$C_t = \left| \frac{\Delta Q_t}{\Delta V_s} \right| \quad (41)$$

Q_t setzt sich zusammen aus an der Oberfläche lokalisierten Ladungsträgern Q_{ss} und parallel zur Oberfläche frei beweglichen Ladungsträgern Q_s . Daraus folgt für die Oberflächenkapazität:

$$C_t = \left| \frac{\Delta Q_{ss} + \Delta Q_s}{\Delta V_s} \right| = C_{ss} + C_s \quad (42)$$

Bei Messungen der Kapazität einer MOS-Anordnung muß noch die Kapazität der SiO_2 -Schicht berücksichtigt werden, d.h. man

hat effektiv zwei in Serie geschaltete Kondensatoren vorliegen:

$$\frac{1}{C_T} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_t} \quad (43)$$

Die Gesamtkapazität ist dabei von der kleinsten Kapazität bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung von theoretischen und experimentellen Kapazitätskurven von MOS-Anordnungen ist in der Literatur zu finden (z.B. Ref. 63, 64). In Abb. 15 sind experimentelle C-V-Kurven für den Hochfrequenz- und Niederfrequenzfall gezeigt. Im Hochfrequenzfall können auf der Inversionsseite die Inversionsladungsträger der Änderung ΔV nicht mehr folgen, d.h. die Kapazität wird durch die Änderung der Majoritätsladungsträger am Rande der Verarmungsschicht bestimmt. Dadurch ergibt sich ein kleinerer Wert für die Kapazität. Dieses Minimum hängt von der Breite der Verarmungsschicht, und damit von der Zahl der Akzeptoren bzw. Donatoren im Silizium ab. Aus C-V-Kurven lassen sich nun folgende Eigenschaften bestimmen:

- a) Beladungszeiten von Inversionsschichten: Aus dem Frequenzverhalten kann man zeigen, wie schnell die Minoritätsladungsträger einer Änderung in V folgen können (Hochfrequenz- und Niederfrequenzverhalten).
- b) Bei fester Temperatur läßt sich aus dem Verhältnis C_{min}/C_{ox} bei bekannter SiO_2 -Dicke die Zahl der Akzeptoren bzw. Donatoren bestimmen⁶³⁾.
- c) Außerdem kann man feststellen, bei welcher Gatespannung keine Bandverbiegung vorliegt (V_{fb}) und wann sich die Verarmungsschicht voll ausgebildet hat (C_{min}), wann also die Inversion beginnt. Freie Ladungsträger in der Oberfläche erhält man jedoch erst bei etwas höherer Gatespannung V_g , da zunächst noch die lokalisierten Bindungszentren in der Oberfläche besetzt werden. Die exakte Threshold-Spannung V_t läßt sich deshalb aus C-V-Kurven nur ungefähr bestimmen. Wenn die Zahl der lokalisierten Bindungszentren an der Oberfläche sehr klein ist ($\ll 10^{11}/cm^2$), stimmt jedoch die Einsatzspannung für die

Beweglichkeit mit den Kapazitätsmessungen überein. Zu beachten ist noch, daß unterschiedliche Metalle als Gateelektroden eine Verschiebung der C-V-Kurven wegen unterschiedlicher Kontaktpotentiale bewirken. Für Vergleiche müssen deshalb dieselben Elektroden benützt werden, oder man muß bezüglich des Kontaktpotentials Korrekturen vornehmen.

1.4. Beweglichkeitsmessungen ohne Kontakte

Für Zyklotronresonanzexperimente erweisen sich Beweglichkeitsmessungen, neben Kapazitätsmessungen, als eine wertvollere Methode der Probencharakterisierung. Da unsere Proben jedoch keine Source-Drain-Kontakte besitzen, mußte eine kontaktlose Methode zur Messung von Leitfähigkeit und Beweglichkeit gefunden werden. Es ist möglich, solche Experimente mit Hilfe von Mikrowellenabsorptionsmessungen durchzuführen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode und der damit erzielten Ergebnisse ist in der Arbeit von Stallhofer⁶⁵⁾ zu finden. Hier sollen nur kurz qualitativ die wichtigsten Resultate besprochen werden.

Durch Einschalten von Inversions- oder Anreicherungsschichten ändert man die Absorption von Mikrowellen in einer, im Wellenleiter angebrachten MOS-Anordnung. Die Absorption in der Randschicht ist proportional zum Realteil der Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$. Dadurch kann man direkte Aussagen über die Leitfähigkeit der Inversions- und Anreicherungsschichten gewinnen. Die Vorteile der Methode sind im einzelnen:

- a) Je nach Polarität der Gatespannung kann man alle Messungen für Inversions- und Anreicherungsschichten durchführen. Dies ist mit Kontakten nicht immer möglich, da man im Falle von Anreicherungsschichten oft keine Unterscheidung mit den Volumeneigenschaften durchführen kann.

- b) Durch Messung des zeitlichen Verlaufs des Absorptions-
signals nach Einschalten der Gatespannung kann man die
Beladungszeiten von Inversions- und Anreicherungsschich-
ten bestimmen.
- c) Die Einsatzspannung der Leitfähigkeit gibt genau den Wert
an, ab dem sich frei bewegliche Ladungsträger in der
Oberfläche befinden. Dasselbe ist für Anreicherungsschich-
ten möglich (siehe Abb. 16).
- d) Alle bisher mit Hilfe von Gleichstromleitfähigkeit gemes-
senen Eigenschaften, wie z.B. Feldeffektbeweglichkeit
oder Shubnikov-de-Haas-Oszillationen, können mit Hilfe
der Mikrowellenabsorption für Inversions- und Anreiche-
rungsschichten gemessen werden. Dabei ergibt sich noch
ein entscheidender Vorteil gegenüber den Messungen mit
Kontakten, bei denen immer der Widerstand ρ gemessen wird.
Mit der Mikrowellenabsorption erhält man direkt die Leit-
fähigkeit $\sigma(\omega)$. D.h., durch Messung der Magnetfeld-
abhängigkeit der Leitfähigkeit kann man direkt die Streu-
zeit τ der Ladungsträger bestimmen, denn $\sigma(H) = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2}$,
sofern $\omega\tau \ll 1$.

Besonders interessant für die Zyklotronresonanzmessungen ist
außerdem noch die Beladungszeit von Inversionsschichten bei
tiefen Temperaturen. Es stellt sich heraus, daß diese Zeit
bei He-Temperaturen ($\sim 4,2$ K) sehr stark von der Intensität
des einfallenden optischen Lichts abhängt. So dauert das
Beladen einer Inversionsschicht an der (100)-Oberfläche von
Silizium bei $T \sim 4,2$ K und Dunkelheit mehrere Stunden,
während bei Lichteinfall, je nach Intensität, diese Zeit
einige Sekunden bis zu Bruchteilen von Sekunden betragen
kann. Der Entladungsvorgang ist dagegen auch bei wenig Licht-
einfall sehr schnell. Deshalb ist es notwendig, zum Beladen
der Inversionsschicht immer sichtbares Licht auf die Probe
zu strahlen. Die Zyklotronresonanzexperimente dagegen werden
bei Dunkelheit durchgeführt, um zu vermeiden, daß ständig
Ladungsträger im Volumen erzeugt werden. Außerdem ändert

sich bei einfallendem Licht auch die Einsatzspannung, da optisch zusätzlich Oberflächenzustände angeregt werden⁶⁵⁾. Will man dagegen Signale durch Ein- und Ausschalten der Gatespannung messen, so muß bei tiefen Temperaturen notwendigerweise Licht eingestrahlt werden, um den Aufladevorgang zu beschleunigen.

2. Versuchsaufbau

2.1. Der Probenhalter

Der Probenhalter und die Probenanordnung muß so konstruiert werden, daß die besprochenen Bedingungen erfüllt werden können. Dabei sind drei Teile von Bedeutung:

- a) die gleichzeitige Einkopplung der Ferninfrarotstrahlung und des optischen Lichts,
- b) die Probenanordnung mit den elektrischen Kontakten,
- c) der Detektor für Ferninfrarotstrahlung (Ge-Bolometer).

Diese drei Teile sind durch Lichtleiter miteinander verbunden. In Abb. 17 ist dies schematisch dargestellt. Die einzelnen Teile werden im folgenden genauer besprochen:

Zu a)

Um gleichzeitig Ferninfrarotstrahlung und optisches Licht einkoppeln zu können, wird ein spezieller Umlenkspiegel verwendet. Der wichtigste Teil ist dabei das feine Nickelgitter (Hersteller: Fa. Buckbee Mears Company, St. Paul, Minnesota, 1900 Linien/cm²), das Ferninfrarotlicht ($\lambda = 337 \mu\text{m}$) fast vollständig reflektiert, optisches Licht aber größtenteils transmittiert. Wird die Ferninfrarotlaserstrahlung horizontal eingestrahlt, so kann man vertikal gleichzeitig optisches Licht in den Lichtleiter einkoppeln (siehe Abb. 17). Die einfallende Strahlung wird dann mit Hilfe eines Konus auf die Probe gebündelt.

Zu b)

Die Probenanordnung am Ende des Konus ist ebenfalls in Abb. 17 genauer gezeigt. Da die Gateelektrode sehr dünn ist ($\sim 30 \text{ \AA}$), ist es schwierig, gute Kontakte anzubringen. Wir benützen hierzu zwei Druckkontakte auf gegenüberliegenden Seiten der Gateelektrode. Mit Hilfe eines Teflonscheibchens werden dabei zwei dünne Federdrähte auf die Probe gepreßt. Dadurch kann man sich durch die Messung des Widerstands über die Gateschicht ständig eines guten Kontaktes vergewissern. Beim Anbringen der Probe kann man nach Wunsch auch noch Keile zur Probenverkipfung gegen das Magnetfeld unterlegen.

Zu c)

Unterhalb der Probe wird das Ferninfrarotlaserlicht ebenfalls mit Hilfe eines Konus auf einen Detektor fokussiert. Dieser Detektor besteht aus einem Ga-dotierten Germaniumkristall ($0,4 \text{ } \Omega \text{ cm}$). Die Bolometerwirkung⁶⁶⁾ basiert auf folgendem Prinzip: Die auftreffende Strahlung wird im Bolometermaterial absorbiert und erhöht dadurch die Temperatur. Dies hat eine Änderung des elektrischen Widerstands des Halbleiters zur Folge. Diese Widerstandsänderung wird im allgemeinen durch eine Spannungsänderung gemessen. Eine ausführliche Beschreibung der Wirkungsweise eines Ge-Bolometers ist in Ref. 67 wiedergegeben. Typische Werte für den Betrieb eines Ge-Bolometers bei $T = 4,2 \text{ K}$ sind: $J = 10 \text{ } \mu\text{A}$; $R = 0,5 \text{ M}\Omega$; $V = 2,5 \cdot 2,5 \cdot 8 \text{ mm}^3$. Für die Zeitkonstante des Detektors ist die Art der Kopplung zum Heliumbad von entscheidender Bedeutung. Für die meist gewählten Arbeitsfrequenzen von einigen Hz eignet sich dünnes Messingblech zur Ankopplung ans Heliumbad. Dieses Blech dient gleichzeitig als Sockel, auf dem der Ge-Kristall mit Hilfe eines Ultraschall-Lötgerätes und Indium angelötet wird. Abschließend sei noch bemerkt, daß der Detektor nur dann gut und rauscharm arbeitet, wenn er sich im Vakuum befindet. Das bedeutet für diese Anordnung (Abb. 17), daß der Probenhalter evakuierbar sein muß. Da der Widerstand des Ge-Detektors auch vom Magnetfeld abhängt

(Magnetwiderstand, siehe z.B. Ref. 68), muß er bei allen Messungen weit genug vom Magneten entfernt sein und, z.B. durch eine supraleitende Hülle, magnetisch abgeschirmt angebracht werden. Die notwendige Entfernung des Detektors richtet sich nach der Größe des Streufeldes des Magneten und dem kritischen Feld H_c des zur Abschirmung verwendeten Supraleiters. Im Falle eines Zinn-Blei-Mantels muß daher das Magnetfeld am Detektor kleiner als etwa 600 G sein.

2.2. Das Ferninfrarotlasersystem

Seit der Entdeckung von Ferninfrarotmolekularlasern⁶⁹⁾ entwickelte sich diese Strahlungsquelle zu einem wertvollen Hilfsmittel für Resonanzuntersuchungen im Festkörper. Heute stehen eine Reihe von Wellenlängen im Submillimeterbereich zur Verfügung. Die größten Leistungen können dabei mit Gas-mischungen erzielt werden, die HCN⁷⁰⁾ oder H₂O und D₂O enthalten. Eine allgemeine Erklärung der Wirkungsweise solcher Molekularlaser ist z.B. in Ref. 71, 72 zu finden. In Abb. 18 ist der Aufbau eines solchen Lasers schematisch gezeigt. In unseren Experimenten wurde hauptsächlich die 337 μ HCN-Laserlinie verwendet, da mit dieser Linie sowohl die größte Leistung als auch die beste zeitliche Stabilität im gewünschten Frequenzbereich zu erreichen ist. In einigen Messungen wurden auch die 311 μ HCN-, 220 μ H₂O- und 135 μ DCN-Linien zur Messung der Zyklotronresonanz benützt.

2.3. Das Magnet- und Dewarsystem

Zur Erzeugung der für die Messung notwendigen hohen Magnetfelder werden zwei verschiedene Systeme verwendet. Dieses sind ein System aus supraleitenden Spulen bis maximal $H = 10$ T, und ein Bittermagnetsystem des Hochfeldmagnetlabors in Grenoble bis maximal $H = 15$ T. In Abb. 18 und 19 sind beide

Magnetsysteme zusammen mit den Heliumdewars schematisch dargestellt. Wegen der unterschiedlichen Anforderungen werden diese Anordnungen getrennt beschrieben.

2.3.1. Der supraleitende 10-Tesla-Magnet

Die Eigenschaften der supraleitenden Spule⁷³⁾ zur Erzeugung eines Magnetfeldes von 10 T sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Die Messung des Magnetfeldes erfolgt mit Hilfe eines vom Hersteller geeichten und eingebauten Widerstandmagnetometers. Die Eichung ist jedoch von uns wiederholt und korrigiert worden, da sich die Angabe des Herstellers als falsch herausstellte (siehe Tabelle 3 und Abb. 18). Die Stromversorgung des Magneten erfolgt mit einem Versorgungsgerät (bis 180 A) der Fa. Intermagnetics General Corporation (Model JGC 180 M). Mit Hilfe dieses Gerätes kann die Geschwindigkeit des Aufladevorgangs intern oder extern festgelegt werden. Bei vielen Messungen wird das Magnetfeld mit einer kleinen supraleitenden Spule moduliert. Diese ist aus NbTi-Draht selbst gewickelt und zum Teil direkt an der Probenhalterung befestigt; oder aber sie ist fest im großen Magneten eingebaut. Die Modulationsspule erzeugt pro Ampere Strom ein Magnetfeld von etwa 0,08 Tesla. Ihr Betrieb erfolgt meist mit einer Modulationsfrequenz von 3-8 Hz und einer Modulationsamplitude von 0,3 T.

Das ganze Magnetsystem ist in einem Glaskryostaten mit Schwanzstück befestigt. Das Schwanzteil ist notwendig, um den Ge-Detektor möglichst weit außerhalb des Magnetfeldes anbringen zu können. Das Heliumgas wird durch spezielle Stromzuführungen⁷⁴⁾ zu deren Kühlung in das Heliumrückführungssystem geleitet. Über dem Magneten steht ein Heliumreservoir von etwa 3 Liter zur Verfügung.

Das System hat zwei große Nachteile, die seine Ausnutzung negativ beeinflussen. Durch die langsame Geschwindigkeit, mit der das Magnetfeld wegen des maximal erlaubten Spannungsabfalls (siehe Tabelle 3) hochgefahren werden kann, dauert die Messung einer Zyklotronresonanzlinie etwa 20 min. Dazu kommt noch der hohe Heliumverbrauch des Systems (~ 1 Liter flüssiges Helium/h). Dies bedeutet eine Meßzeit nach einer Heliumfüllung von maximal 3 Stunden, da nur ein sehr geringes Heliumreservoir zur Verfügung steht. Dadurch kann mit diesem System nicht sehr effektiv gearbeitet werden.

2.3.2. Der 15-Tesla-Bittermagnet

Nach den ersten Experimenten mit dem supraleitenden Magneten hat sich herausgestellt, daß für viele dieser Versuche ein höheres Magnetfeld wünschenswert wäre. Deshalb haben wir uns entschlossen, ein Meßsystem im Hochfeldmagnetlabor in Grenoble aufzubauen. In Abb. 19 ist diese Anordnung schematisch dargestellt. Abb. 20 zeigt zwei Photos des experimentellen Aufbaus in Grenoble. Bei allen Messungen ist ein vertikaler Bittermagnet verwendet worden, dessen Eigenschaften in Tabelle 4 zusammengefaßt sind.

Das Hochfeldmagnetlabor ist mit vier gleichen Energieversorgungseinheiten zu je 2,5 MW Leistung ausgerüstet, die parallel geschaltet werden können. Die Versorgungsgeräte und die Bittermagnete werden in einem geschlossenen System mit deionisiertem Wasser gekühlt. Mit vier Pumpen wird bei einer maximalen Durchflußrate von $400 \text{ m}^3/\text{h}$ eine Druckdifferenz von 20 bar am Magnet erzeugt. Der Bittermagnet besteht aus etwa 200 elektrolytisch polierten Kupferplatten. Um einen guten elektrischen Kontakt zwischen den Platten zu gewährleisten, wird eine dünne Silberschicht aufgetragen. Die Isolation besteht aus Kaptonfolien. Die Anordnung der Kupferplatten und der Isolation ist ebenfalls in Abb. 19 schematisch gezeigt.

Bei unseren Messungen wird im allgemeinen das Magnetfeld bis zum maximal möglichen Wert hochgefahren und dann in derselben Weise wieder auf Null gebracht. Dies konnte direkt mit Hilfe der Steuereinheit für die Stromversorgungsgeräte geschehen. In einigen Messungen ist es notwendig, das Magnetfeld zu modulieren. Auch hier wird direkt der Strom durch den Bittermagnet moduliert. Das maximale Modulationsfeld bei einer Frequenz von 3 Hz beträgt 0,3 T Spitze zu Spitze. Die Begrenzung ist dabei durch die Stromversorgungsgeräte gegeben.

Um Experimente bei $T = 4,2$ K durchführen zu können, benötigt man spezielle Kryostaten, die in die innere Öffnung des Bittermagneten (50 mm) passen. Wir verwenden hierbei Glas-kryostaten mit sehr langen Schwanzstücken und einem äußeren Durchmesser von maximal 50 mm. Die Länge dieser Dewars ist einerseits durch die Größe des Bittermagneten, andererseits durch die notwendige Entfernung des Ge-Detektors vom Magnetzentrum festgelegt. Die Anordnung ist in Abb. 19 gezeigt. Der Abstand des Bolometers vom Magnetzentrum beträgt etwa 70 cm. Das Magnetfeld an diesem Ort ist mit Rechnungen und Messungen zu maximal 0,03 T bestimmt worden. Im Heliumteil des Kryostaten ist bei dieser Anordnung nur die Probenhalterung unterzubringen. Sie unterscheidet sich von der Halterung im supraleitenden Magneten nur dadurch, daß der Lichtleiter zum Detektor wegen der größeren Streufelder wesentlich länger sein muß. Der Innendurchmesser des Schwanzteils des Heliumdewars beträgt nur 28 mm. Mit Hilfe von Federn wird der Probenhalter in diesem Teil zentriert. Nach oben weitet sich der Dewar, so daß einige Liter flüssiges Helium als Reservoir zur Verfügung stehen. Der Heliumverbrauch ist mit dieser Anordnung so gering, daß mit einer Füllung etwa zehn Stunden gemessen werden kann. Ein weiterer Vorteil des Systems ist die Geschwindigkeit, mit der man das Magnetfeld hochfahren kann. So benötigt man für eine Messung nur etwa 3 min.

Abschließend sei hierzu noch bemerkt, daß der Aufwand solcher Messungen in Grenoble durch den Erfolg der durchgeführten Experimente voll gerechtfertigt wird. So sind etwa 80% aller Daten dieser Arbeit in Grenoble gewonnen worden. Als Nachteil ist eigentlich nur die notwendige strikte Termineinhaltung der jeweiligen Meßperiode zu betrachten, wenn man davon absieht, daß auch die schöne Umgebung Grenobles den Experimentator leicht dazu verleiten kann, die Messungen zu unterbrechen und die Berge zu genießen. Zum Vorteil dieser Arbeit sind wir jedoch dieser Versuchung nicht erlegen.

2.4. Elektronik und Signalverarbeitung

In Abb. 21 ist in einem Blockschaltbild die Verwendung aller zur Signalgewinnung und -verarbeitung notwendigen Geräte gezeigt. Dabei erfolgt die Weiterverarbeitung des vom Ge-Detektor kommenden, modulierten Signals mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers (PAR 124 A). Das dadurch erhaltene und verstärkte Analogsignal wird dann direkt auf den Y-Eingang eines X-Y-Schreibers gegeben. Auf der X-Achse wird das Magnetfeld aufgetragen. Dazu wird bei Benützung des supraleitenden Magneten direkt der Spannungsabfall über die eingebaute Magnetowiderstandssonde bei einem konstanten Strom von 50 mA gemessen. Die Zuordnung des Magnetfeldes zu dieser Spannung erfolgt mit Hilfe der Eichkurve von Abb. 18. Im Falle des Bittermagneten wird das dem Magnetstrom proportionale Steuersignal auf der X-Achse aufgetragen. Die Eichung erfolgt jeweils vor den Experimenten. Die so direkt gewonnenen Daten können sehr einfach ausgewertet werden. Dabei interessiert besonders die Position und Breite der Resonanzstrukturen. Mit Hilfe eines Kapazitätsthermometers kann die Temperatur während der einzelnen Messungen kontrolliert werden. Einige Experimente sind bei höheren Temperaturen

als $T = 4,2$ K durchgeführt worden. Eine genaue Beschreibung der Temperaturexperimente wird in der Arbeit von Küblbeck⁷⁵⁾ durchgeführt. Wie hier gezeigt wurde, kann der Aufwand an Elektronik bei all diesen Messungen sehr gering gehalten werden.

3. Art der Experimente

Im Laufe der Arbeit stellte sich heraus, daß es günstig ist, verschiedene Methoden zur Messung der Ferninfrarotzyklotronresonanz anzuwenden, da es bei jeder Art von Messung andere Detailinformationen, aber auch andere Probleme gibt. Dabei wird jedoch immer die Transmission der elektromagnetischen Strahlung durch die Probe gemessen.

3.1. Bemerkungen über die Größe des Signals

Zu Beginn des dritten Kapitels wird gezeigt, daß die Absorption in einer dünnen metallischen Schicht sehr groß sein kann. Entscheidend ist dabei der durch Gleichung (21) definierte f -Wert der Schicht. Eine Abschätzung dieses Wertes für unsere Randschichten ergibt für typische Werte ($\tau \sim 10^{-12}$ s, $n_s \sim 1 \times 10^{12}$ e⁻/cm²):

$$f \approx 0,5 \quad (\text{für die statische Leitfähigkeit } \sigma_0).$$

Bei den Zyklotronresonanzexperimenten kann die dynamische Leitfähigkeit bis maximal $\frac{\sigma_0}{2}$ anwachsen. Dies bedeutet typische f -Werte von 0,2 - 0,3. Für diese Werte liefert die Entwicklung der Gleichungen (21) nach f (Gleichungen (22)) bereits sehr ungenaue Resultate. Allerdings kann auch in diesem Bereich bis $f \lesssim 0,5$ eine lineare Näherung zwischen P und σ durchgeführt werden (siehe Abb. 8, Fehler bis zu 4%).

Dies ist möglich, weil die reflektierte Leistung dann immer noch vernachlässigbar klein ist. Erst bei sehr hohen Gate-Spannungen ($V_g \gtrsim 30$ V) und Proben mit guten Beweglichkeiten ($\tau \gtrsim 10^{-12}$ s) ist diese Näherung nicht mehr vertretbar, und es müssen Terme höherer Ordnung in der Entwicklung berücksichtigt werden.

Für $f \lesssim 0,5$ läßt sich die absorbierte Leistung ausdrücken durch:

$$P \sim \sigma_{xx}(\omega) E_{\text{lokal}}^2 \quad (44)$$

E_{lokal} bedeutet dabei das elektrische Feld am Ort der Inversionsschicht. Dies muß nicht mit dem Feld der eingestrahlten elektromagnetischen Welle übereinstimmen. Durch Vielfachreflexionen an den dielektrischen Schichten Si und SiO_2 oder durch Störung der elektromagnetischen Welle an Metallkanten und Spitzen kann sich am Ort der Randschicht ein anderes elektrisches Feld einstellen als im Vakuum. Eine besondere Rolle spielt dabei auch die Dicke des Siliziumscheibchens, die etwa von der Größenordnung der Wellenlänge der verwendeten Strahlung ist. Dadurch können sich Interferenzeffekte ergeben, die das elektrische Feld am Ort der Probe verstärken. Solange alle diese Effekte nicht vom Magnetfeld abhängen, ist die Beziehung (44) für unsere Experimente gültig. Es muß allerdings beachtet werden, daß E_{lokal} bei $f \approx 0,5$ über die Dicke der Randschicht variiert, da die absorbierte Leistung dann bereits 32% beträgt. Gleichung (44) ist dann umzuschreiben:

$$P \sim \int_{\text{Schichtdicke}} dz \sigma_{xx}(\omega) E^2(x) \quad (45)$$

Da die Reflexion bis $f \approx 0,5$ vernachlässigbar ist, lassen sich unsere Experimente, in denen die Transmission gemessen wird, in den meisten Fällen mit der Beziehung $T \approx 1 - P$, und damit direkt mit der absorbierten Leistung P interpretieren.

3.2. Transmission in Abhängigkeit vom Magnetfeld

Als sehr erfolgreiche Methode erweist sich die direkte Messung der Transmission von Ferninfrarotstrahlung durch die Probe in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Bei diesem Experiment wird die Intensität des Ferninfrarotlaserstrahles mit Hilfe einer rotierenden Chopperscheibe moduliert. Durch die Probe gelangt der Laserstrahl dann zum Detektor und erzeugt dort mit derselben Frequenz, mit der er moduliert wird, ein Spannungssignal, das mit Hilfe des Lock-in-Verstärkers in ein Gleichspannungssignal umgewandelt und verstärkt wird. An der Probe liegt bei dieser Messung eine konstante Gate-Spannung V_g an. Das transmittierte Lasersignal wird in Abhängigkeit vom Magnetfeld H gemessen. Beim Resonanzfeld H_{res} ist die Absorption in der Inversions- oder Anreicherungsschicht groß, d.h. das transmittierte Signal nimmt ab. Auf diese Weise wird die Zyklotronresonanzabsorption mit Hilfe des gesamten Transmissionssignals gemessen. In Abb. 22 ist ein Beispiel für eine solche Meßkurve gezeigt.

Der Nachteil dieser Methode liegt in der unbedingt notwendigen großen Stabilität der Laserleistung. Da hierbei das gesamte Lasersignal gemessen wird, ist das Signal-Rausch-Verhältnis stark von den Schwankungen in der Laserleistung abhängig. Die kurzzeitigen Schwankungen konnten (speziell in Grenoble) bis auf etwa 0,1% des Gesamtsignals verkleinert werden. Störend wirken aber auch Langzeitschwankungen oder Drifts in der Laserleistung, da dies, sofern sie innerhalb einer Messung passieren, wegen der Veränderung der Grundlinie zu einer Verzerrung der Zyklotronresonanzlinie führt. Aus diesem Grund wird ein Strahlenteiler in den Strahlengang gebaut und die Stabilität des Lasers mit einem zweiten Detektor separat gemessen. Dadurch kann man auftretende Schwankungen später noch korrigieren. Bei sehr breiten Linien ist diese Meßmethode gegenüber einer Modulationsmethode von Vorteil, da dort, wegen der begrenzten Modulationsamplitude,

die Signale sehr klein werden. Ein weiterer Vorteil ist die direkte Bestimmung der Größe des Absorptionssignals, da hierbei ja das gesamte Lasersignal gemessen wird.

3.3. Modulation des Magnetfeldes

Mit Hilfe dieser Methode ist es möglich, Laserdrifts in erster Näherung auszuschalten. Gemessen wird auch hier das transmittierte Lasersignal bei konstanter Gatespannung. Der Laserstrahl wird jedoch jetzt nicht mehr periodisch unterbrochen, sondern unmoduliert durch die Probe auf das Ge-Bolometer geleitet. Eine Variation der am Detektor ankommenden Leistung entsteht durch die Modulation des Magnetfeldes, das kontinuierlich verändert wird. Ändert sich das Transmissions-signal nicht mit dem Magnetfeld, so ist das hier gemessene und wieder mit dem Lock-in-Verstärker verarbeitete Signal null. Es wird also die Ableitung der Transmission nach dem Magnetfeld in Abhängigkeit vom Magnetfeld H bei fester Gate-spannung gemessen. In Abb. 22 ist das Ergebnis an einem Bei-spiel gezeigt.

Der Nachteil dieser Methode liegt darin, daß durch die Modu-lation des Magnetfeldes Kräfte auf nicht zentrisch im Magnet-feld befindliche elektrisch leitende Materialien ausgeübt werden (Wirbelströme). Dadurch ist eine Bewegung dieser Teile mit der Modulation möglich. Die Deformation des Licht-leiters mit der Modulationsfrequenz kann am Detektor zu einem überlagerten Störsignal führen, das nur sehr schwer zu elimi-nieren ist. Bei dieser Methode müssen also der Probenhalter und alle Drähte sehr stabil im Magneten befestigt werden. Wegen der Messung der Ableitung kann dafür aber die Fein-struktur der Zyklotronresonanzlinien wesentlich genauer be-stimmt werden. Auf diese Weise wurden zuerst die Strukturen bei kleineren Magnetfeldern in Bild 22 beobachtet.

3.4. Direkte Messung des Signals von der Oberfläche

Bei dieser Methode wird ein kontinuierlicher Laserstrahl, zusammen mit einer einfachen Magnetfeldvariation (ohne Modulation) verwendet. Das gemessene Signal entsteht durch Ein- und Ausschalten der Gatespannung V_g und die damit verbundene Änderung der Absorption von elektromagnetischer Strahlung. Die Messung erfolgt wiederum in Transmission. Mit dieser Methode werden Volumeneffekte vollkommen ausgeschaltet und Laserschwankungen nur abgeschwächt wirksam. Es ist jedoch notwendig, ständig ausreichend optisches Licht einzustrahlen, um das schnelle Beladen der Inversionsschichten zu gewährleisten. Da dies zu Beginn der Experimente etwas Schwierigkeiten bereitete, wird die Möglichkeit dieser Meßmethode im Rahmen dieser Arbeit nur demonstriert. In Abb. 23 ist ein Beispiel dieser Art von Messung gezeigt. Durch Verbesserung der experimentellen Anordnung konnte in kürzlich durchgeführten Experimenten die Zahl der Inversionsladungsträger n_s selbst bei einer Ein-, Ausschaltfrequenz von mehreren Hz schnell ins Gleichgewicht gebracht, und dadurch diese Methode zu einer sehr wertvollen und erfolgreichen Meßart entwickelt werden⁷⁵⁾. Der Nachteil besteht darin, daß durch das ständig eingestrahlte Licht die Einsatzspannung verschoben werden kann⁶⁵⁾.

3.5. Transmission in Abhängigkeit von der Gatespannung

Zum Abschluß möchte ich noch auf eine Meßmethode zu sprechen kommen, mit der nicht direkt die Zyklotronresonanzlinie gemessen wird, die sich aber für einige Aspekte als sehr nützlich erweist. Bei dieser Messung wird das Magnetfeld H in der Nähe von H_{res} festgehalten und die Zyklotronresonanzabsorptionsstärke bei einem festen Magnetfeld H in Abhängigkeit von der Gatespannung V_g gemessen. Das besondere Interesse an dieser Art Messung liegt an den auftretenden Oszillationen in der Absorptionsstärke. Eine Beschreibung der Ergebnisse ist im nächsten Kapitel gegeben.

V. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND DISKUSSION

1. Einführung

Das besondere Interesse dieser Arbeit gilt der Bestimmung der effektiven Masse m_c^* und der Streuzeit τ von Inversionselektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium. Speziell die Möglichkeit, die Zahl der Inversionselektronen n_s um zwei Größenordnungen variieren zu können, macht die Zyklotronresonanzmessungen interessant. Dadurch ist es möglich, eventuelle Vielteilchenwechselwirkungen, Oberflächeneigenschaften, Eigenschaften des zweidimensionalen Charakters des Systems und einiges mehr an einer Probe zu studieren. Bei der Durchführung der Experimente ergaben sich viele neue Aspekte. Dadurch wird zwar die Auswertung der Daten nach m_c^* und τ erschwert, dafür aber ein neues und besseres physikalisches Verständnis von einem zweidimensionalen Elektronengas gewonnen.

In den folgenden Abschnitten werden diese Eigenschaften erläutert, mit Theorien verglichen und mögliche Erklärungen diskutiert. Verschiedene Gesichtspunkte wie Zweidimensionalität, Linienform, Linienbreite, Quantenoszillationen, subharmonische Struktur, Resonanzfeldstärke und effektive Masse werden dabei angesprochen. Experimente an Anreicherungsschichten werden mit den Daten für Inversions- und Volumenelektronen verglichen, und zum Schluß dieses Kapitels wird noch über erste Ergebnisse und Probleme an anderen Siliziumoberflächen berichtet.

2. Experimente in verkippten Magnetfeldern: Beweis eines zweidimensionalen Systems

Zu Beginn dieser Diskussion steht die Frage: Ist unser System ein zweidimensionales Elektronengas? Ohne eine positive Beantwortung dieser Frage ist ein Vergleich der Experimente mit Andos Theorie⁵⁵⁾ nicht sinnvoll, und alle besonderen Eigenschaften dieses Systems, wie die Möglichkeit der vollständigen Quantisierung, sind dann nicht gültig. Die Zweidimensionalität der Inversionselektronen soll durch folgende zwei Bedingungen definiert werden:

- a) Die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger soll größer sein als die Bindungslänge senkrecht zur Oberfläche.
- b) Die Anregungsenergie ($\sim \hbar \omega_c$) soll wesentlich kleiner sein als die Bindungsenergie (E_1) senkrecht zur Oberfläche.

Das bedeutet, die Eigenschaften der Elektronen sollen parallel zur Oberfläche, nicht aber senkrecht dazu untersucht werden. Für die Zyklotronresonanzmessungen heißt dies, daß nur die senkrechte Komponente des Magnetfeldes zur Landauaufspaltung beiträgt, daß also die Zyklotronbahnen trotz eines verkippten Magnetfeldes parallel zur Oberfläche und nicht senkrecht zum gesamten Magnetfeld verlaufen. Dies ist gültig, solange die Kraft der elektrischen Bindung an die Oberfläche stärker ist als die durch das Magnetfeld ausgeübte Kraft.

Wir haben versucht, den experimentellen Nachweis hierfür bei allen typisch verwendeten Gatespannungen zu erbringen. Dazu wurden Experimente durchgeführt, in denen das Magnetfeld gegen die Siliziumoberfläche verkippt ist. Die Erwartung für ein zweidimensionales System ist dabei, daß sich die Resonanzlinie um $(\cos \theta)^{-1}$ zu höherem Magnetfeld verschiebt. θ ist dabei der Verkippfungswinkel. In Abb. 24

sind zwei experimentelle Kurven gezeigt. Im einen Fall steht das Magnetfeld H senkrecht zur Oberfläche, im anderen um 45° verkippt. Es ist deutlich eine Verschiebung im verkippten Magnetfeld zu erkennen. Diese Messungen wurden für eine Reihe verschiedener Gatespannungen V_g durchgeführt. Dabei ist das Magnetfeld jeweils um 0° , 30° und 45° gegen die (100)-Oberfläche verkippt worden. Die Zahl der Inversionselektronen n_s ist bei diesen Experimenten von $0,2 \times 10^{12}$ bis ungefähr $4 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ variiert worden. In Abb. 25 ist eine zusammenfassende Auswertung aller Daten gezeigt. Die relative Linienposition ist dabei gegen $(\cos \theta)^{-1}$ aufgetragen. Die durchgezogene Linie bedeutet dabei die erwartete Linienverschiebung, wenn das System strikt zweidimensional ist. Der gestrichelt eingezeichnete Verlauf gilt für Elektronen im Volumen⁷⁶⁾. Die Verschiebung der Volumenresonanz kommt von der Zunahme der effektiven Masse, wenn man das Magnetfeld aus der (100)-Richtung verkippt⁷⁶⁾. Die experimentellen Punkte sind gemittelte Werte über alle Messungen. Es zeigt sich, daß der zweidimensionale Charakter für alle gemessenen Elektronendichten erhalten bleibt, d.h. daß auch bereits bei den kleinsten angelegten Gatespannungen die Bindung an die Oberfläche stark genug ist, um dies zu gewährleisten. Aus Rechnungen³²⁾ und Experimenten⁴²⁾ ergibt sich diese Bindungsenergie zu etwa 10 meV, während die Magnetfeldenergie $\hbar\omega_{c\perp}$ nicht größer als $\sim 3,7$ meV wird. Es ist sicher interessant, Messungen mit noch stärkeren Magnetfeldern parallel zur Oberfläche durchzuführen und dadurch eventuell den zweidimensionalen Charakter zu zerstören. Auswirkungen eines parallelen Magnetfeldes auf die Energieniveaus der elektrischen Subbänder werden in Ref. 77 behandelt. Kürzlich gelang es auch, spektroskopische Untersuchungen hierzu durchzuführen⁷⁸⁾. In den, im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten, ergibt sich keine Verschiebung der Resonanzposition durch den Einfluß des parallelen Magnetfeldes, d.h. die Voraussetzung, daß unser System einen zweidimensionalen Charakter besitzt, ist voll gerechtfertigt.

3. Linienform und Linienbreite

3.1. Qualitative Eigenschaften der experimentellen Zyklotronresonanzlinien

In diesem Abschnitt wird sowohl auf die Form der Zyklotronresonanzlinie wie auch auf deren Breite in Abhängigkeit von n_g genauer eingegangen. Dabei werden die experimentellen Daten mit der klassischen Halbleiter-Zyklotronresonanzlinie und mit Andos Theorie⁵⁵⁾ verglichen und daraus Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Systems gezogen. Es ist also die Frage zu beantworten: Ist die klassische Linienform für dieses System anwendbar, oder ist diese Annahme einer lorentzverbreiterten Linie wegen der vollständigen Quantisierung des Systems nicht gültig? D.h., ist die Linienform durch die Singularität des Systems bestimmt, und damit durch Andos Theorie beschreibbar? In den Bildern 26, 27 sind einige Beispiele von Zyklotronresonanzlinien gezeigt. Dabei ist direkt die Transmission T in Abhängigkeit vom Magnetfeld H aufgetragen. Die experimentellen Kurven sind für verschiedene Gatespannungen V_g , bzw. Elektronendichten n_g gezeigt. In den Bildern 28, 29 sind noch Daten aufgetragen, in denen die Ableitung der Transmission nach dem Magnetfeld H gemessen wird. Dazu wird, wie im letzten Kapitel beschrieben, das Magnetfeld moduliert und gleichzeitig verändert.

Aus allen gezeigten experimentellen Daten wird sofort deutlich, daß hier keine klassischen Halbleiterzyklotronresonanzlinien vorliegen. Daß diese Aussagen auch für schwache Inversion zutrifft, wird in Abb. 30 deutlich gezeigt. Dort ist versucht worden, eine klassische Halbleiter-Zyklotronresonanzlinie (nach Gleichung (23)) an die experimentelle Kurve anzupassen. Dabei wird für eine differenzierte Linie der Abstand Maximum-Minimum ($\sim (\omega\tau)^{-1}$) und die Größe des Maximums in Übereinstimmung gebracht. Die Abweichungen sowohl auf der Hochfeldseite wie auch bei kleinen Magnetfeldern sind beträchtlich. Bei stärkerer Inversion tritt

sogar zusätzliche Struktur auf. Qualitativ ergeben sich folgende Eigenschaften:

- a) Die Linien sind asymmetrisch und zeigen eine Verbreiterung zu höheren Magnetfeldern hin.
 - b) Bei großen Elektronendichten treten Oszillationen in der Resonanzamplitude auf.
 - c) Ab etwa $0,8 \times 10^{12}$ Elektronen/cm² erscheint Struktur bei etwa folgenden Magnetfeldern: $H_n = H_{res}/n$ mit $n = 2, 3, 4$
 - d) Die Linienbreite ist minimal bei $n_s \approx 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$.
 - e) Bei $n_s < 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ verschiebt sich die Resonanzposition.
- Diese Eigenschaften sind probenunabhängig und treten neben Inversionsschichten auch in Anreicherungsschichten an der (100)-Oberfläche von Silizium auf (siehe V.7. dieser Arbeit).

3.2. Amplitude der Resonanzabsorption

Ein wesentlicher Gesichtspunkt bei der Diskussion dieser Experimente ist die Größe des gemessenen Signals. Nach Andos Rechnungen ergibt sich für den Realteil von $\epsilon_{xx}(\omega)$ ein Maximalwert von etwa $0,4 \times$ statische Leitfähigkeit $\epsilon(0)$. Mit der Annahme $\tau \sim 10^{-12}$ s erhält man daraus für Elektronendichten $n_s \sim 1 \times 10^{12}$ bis $4 \times 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ eine absorbierte Leistung P von etwa 20 bis 40% der eingestrahlten Leistung (nach Gleichung (20)). Die gemessenen Werte $(1 - T)$ bei diesen Elektronendichten liegen im selben Bereich (siehe z.B. Abb. 27). Dies ist jedoch von Probe zu Probe leicht unterschiedlich, wobei die absorbierte Leistung im allgemeinen kleiner ist als der berechnete Wert. Interferenzeffekte scheinen bei diesen Messungen keine große Rolle zu spielen, da die absorbierte Leistung immer von derselben Größenordnung oder etwas kleiner als berechnet ist. Das heißt, daß also E_{lokal} , das elektrische Feld am Ort der Raumladungsschicht, in etwa gleich groß wie das Feld der eingestrahlten elektromagnetischen Welle ist.

Bei sehr hohen Elektronendichten ($n_s > 2 \times 10^{12} \text{e}^-/\text{cm}^2$) ergibt sich für f (Gleichung (21)) mit $\tau \sim 10^{-12} \text{s}$ ein Wert von $\gtrsim 0,5$. In diesem Bereich ist kein linearer Zusammenhang zwischen P und $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ gegeben. Im allgemeinen ist die Beweglichkeit schlechter, als hier angenommen wird ($\tau \sim 0,5 \times 10^{-12} \text{s}$). Dies bedeutet, daß die Bedingung $f \lesssim 0,5$ bis $n_s \sim 4 \times 10^{12} \text{e}^-/\text{cm}^2$ gültig ist. Fast alle durchgeführten Experimente können daher direkt mit Andos Theorie verglichen werden, da die Beziehung $P \sim \text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ (Gleichung (22)) für einen großen Bereich gemessener Elektronendichten gültig ist. Der Absolutwert der Absorption kann abweichen.

3.3. Lebensdauer und Beweglichkeiten

Der erste Punkt dieser Diskussion wird die Linienbreite und damit die Lebensdauer der Inversionselektronen sein. Wegen der Asymmetrie der Linie und den Quantenoszillationen ist eine genaue Auswertung nach der Linienbreite schwierig. Die Bestimmung der Breite der Zyklotronresonanzlinien erfolgt sowohl aus den Daten der direkten Absorption als auch aus dem Abstand Maximum-Minimum der Ableitungskurven. Dabei muß man beachten, daß der Abstand Maximum-Minimum $\Delta H_{\text{max-min}}$ nicht gleich der Halbwertsbreite sein muß. So gilt z.B. für eine Lorentzlinie:

$$0,86 \frac{\Delta H_{\text{max-min}}}{H_{\text{res}}} = \frac{\Delta H_{1/2}}{H_{\text{res}}} = \frac{1}{\omega\tau} \quad (46)$$

$\Delta H_{1/2} = \Gamma$ bedeutet dabei die halbe Linienbreite bei halber Resonanzamplitude. Nach Andos Theorie ist bei gleichem $\omega\tau$ die gemessene Linienbreite größer als die klassische Linienbreite $\Gamma_{\text{klassisch}} = \Delta(\hbar\omega_c) = h/\tau$. Unter der Voraussetzung nur kurzreichweitiger Streupotentiale folgt:

$$\Gamma_{\text{klassisch}} = 0,8 \Gamma_{\text{SCBA}} \quad (47)$$

Dies ist auch in Abb. 12 deutlich zu sehen.

Die Linienbreite ist von Probe zu Probe unterschiedlich; jedoch zeigen alle das gleiche qualitative Verhalten. Bei allen Proben gibt es in Abhängigkeit von der Gatespannung ein Minimum in der Linienbreite, d.h. ein Maximum in der Lebensdauer τ . Sowohl zu kleinen als auch zu großen Gatespannungen nimmt $\Delta H/H$ zu. Unter der Annahme der einfachen Beziehung

$$\mu = \frac{e\tau}{m_c} \quad (48)$$

erhält man die Beweglichkeit μ und kann damit unser Ergebnis mit Beweglichkeitsmessungen³⁶⁾ vergleichen. Bei diesen zeigt sich dasselbe qualitative Verhalten. Die direkt gemessenen Beweglichkeiten haben ein Maximum und nehmen sowohl zu kleinen als auch zu großen Elektronendichten n_s ab.

Im Bereich kleiner Elektronendichten wird die geringe Beweglichkeit durch Streuung an geladenen Verunreinigungen erklärt. Diese Coulombstreucentren sind in diesem Fall noch nicht abgeschirmt. Mit zunehmender Elektronendichte n_s wird die Abschirmung besser und damit die Streuung geringer. Bei sehr kleiner Elektronendichte bevölkern die Ladungsträger während der Zyklotronresonanzexperimente nur den untersten Teil des tiefsten Landauniveaus (siehe Abb. 13). Nach Andos Theorie sollte daher die Breite effektiv kleiner werden. Dies scheint sich in dieser Form jedoch nicht zu bestätigen. Hierzu ist jedoch noch zu betonen, daß bei sehr schwacher Inversion die Streumechanismen nicht eindeutig sind, da hier auch Effekte wie Elektronenlokalisierung und nicht besetzte Oberflächenzustände eine große Rolle spielen (siehe hierzu auch V.6. dieser Arbeit). Der Abfall der Beweglichkeit zu höheren Gatespannungen hin wird im allgemeinen durch verstärkte Streuung an Oberflächenrauheiten erklärt, denn die Ladungsträger sind näher an die Oberfläche gebunden.

Es gibt eine Reihe von experimentellen^{36,79-82)} und theoretischen⁸³⁻⁸⁵⁾ Arbeiten, die sich mit diesen Streumechanismen befassen und diese mit Messungen von Transporteigenschaften untersuchen. Leider können solche Messungen nicht bei unseren Proben durchgeführt werden, da diese keine Source-Drain-Kontakte besitzen. Deshalb ist ein direkter quantitativer Vergleich noch nicht möglich. Jedoch kann dieser Mangel, wie kürzlich gezeigt werden konnte⁶⁵⁾, mit Hilfe von Mikrowellenabsorptionsmessungen behoben werden (siehe IV.1.4. dieser Arbeit). Ein absoluter Vergleich mit Zyklotronresonanzmessungen ist zur Zeit jedoch noch nicht möglich, da die Messungen nicht an denselben Proben durchgeführt wurden. In Abb. 31 ist als Beispiel die Feldeffektbeweglichkeit μ_{FE} gemessen mit Hilfe von Mikrowellenabsorption zusammen mit der Auswertung der Zyklotronresonanzkurven nach der Linienbreite gezeigt. Daß die Maxima nicht übereinstimmen, ist neben der Tatsache, daß es sich um unterschiedliche Proben handelt, auch darauf zurückzuführen, daß die Feldeffektbeweglichkeit $\mu_{FE} \sim \frac{d\sigma}{dV_g}$ nicht direkt proportional zur Beweglichkeit μ und damit zur Streuzzeit τ ist:

$$\mu_{FE} \sim \frac{d\sigma}{dV_g} \sim \text{const } \mu(V_g) + n(V_g) \frac{\partial \mu(V_g)}{\partial V_g} \quad (49)$$

Der zweite Term in dieser Gleichung verursacht eine Verschiebung des Maximums zu kleineren Gatespannungen (siehe auch Ref. 65). Die Bestimmung von τ ist auch durch Messung der Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit möglich (siehe IV.1.4. dieser Arbeit). Solche Messungen sind in Vorbereitung.

Bei hohen Elektronendichten ergibt sich bei einer Variation der Temperatur von $T = 4,2$ K bis $T \sim 30$ K innerhalb der Fehlergrenzen keine Veränderung in der Linienbreite. Im Bereich hoher Gatespannungen sollte die Streuung an Oberflächenrauheiten dominieren und sich deshalb bei tiefen Temperaturen nur eine schwache T-Abhängigkeit von τ zeigen.

Genaue Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit, speziell bei kleinen Gatespannungen, sind in Ref. 75 durchgeführt. Gerade bei kleinen Elektronendichten sind die Streuzeiten bei tiefen Temperaturen nicht mehr unabhängig von der Temperatur. In Tabelle 5 sind die aus den Zyklotronresonanzmessungen bei $T \approx 4,5$ K erhaltenen Streuzeiten τ und Beweglichkeiten μ für einige Proben zusammengestellt.

3.4. Asymmetrie und Linienverbreiterung bei höherem Magnetfeld

Wie sich gezeigt hat, ist die Auswertung der Linienbreiten wegen der asymmetrischen Form der Zyklotronresonanzlinie schwierig. Woher kommt diese Asymmetrie? Nach Andos Arbeiten⁵⁵⁾ ist die Breite der Zyklotronresonanz für kurzreichweitige Streuzeiten durch die Breite der Landauniveaus bestimmt. In diesem Fall ist die Breite der Landauniveaus zwar unabhängig von der Landauquantenzahl n , nimmt aber mit \sqrt{H} zu. Dies liegt daran, daß die Streuwahrscheinlichkeit mit Zunahme der Zustandsdichte pro Landauniveau ebenfalls zunimmt (siehe III.2. dieser Arbeit). Die Verbreiterung der Landauniveaus mit \sqrt{H} kann eine Erklärung für die experimentell gefundene Verbreiterung der Zyklotronresonanzlinie zur Hochfeldseite hin sein. In Abb. 32 sind experimentelle Daten wiedergegeben, die deutlich diese Verbreiterung zeigen. Es wird versucht, die klassische Halbleiterzyklotronresonanzlinie (Gleichung (23)) an diese experimentellen Kurven anzupassen. Die Abweichungen sind jedoch besonders auf der Hochfeldseite beträchtlich. Mit Andos Theorie ergibt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung. Dies weist eindeutig auf eine Linienverbreiterung mit \sqrt{H} hin.

Um die Linienverbreiterung mit \sqrt{H} experimentell eindeutig zu bestätigen, haben wir versucht, Zyklotronresonanzexperimente bei höheren Frequenzen durchzuführen. Das Zentrum der Linie verschiebt sich dadurch zu einem höheren Magnetfeld H .

Hierzu wurde die $220 \mu \text{H}_2\text{O}$ - und die $195 \mu \text{DCN}$ -Linie verwendet. Dabei ergaben sich jedoch einige experimentelle Probleme. Zum einen erreichen wir im supraleitenden Magnet-system nicht das nötige Magnetfeld, so daß mit der 220μ Laserlinie nur die halbe Zyklotronresonanzlinie gemessen werden kann. Zum anderen steht uns am Bittermagneten neben den HCN -Laserlinien nur die $195 \mu \text{DCN}$ -Linie im gewünschten Wellenlängenbereich zur Verfügung. Die Leistung dieser Laserlinie ist jedoch sehr unstabil. Außerdem ist dabei oft eine andere Linie mit ähnlicher Frequenz überlagert. Trotz dieser Schwierigkeiten konnten die Experimente durchgeführt werden. In Abb. 33 ist als Beispiel der Vergleich einer Zyklotronresonanzlinie mit 337μ und 195μ gezeigt. Die Auswertung aller frequenzabhängigen Messungen ergibt deutlich eine Verbreiterung der Resonanzlinie (\sim mit \sqrt{H}). Eine exakte \sqrt{H} -Abhängigkeit kann aus den experimentellen Daten, wegen der Ungenauigkeit der Experimente bei höheren Frequenzen, nicht eindeutig bestätigt werden. Eine Zunahme der Linienbreite ist jedoch eindeutig aus den Experimenten abzulesen. Dies ist in Übereinstimmung mit Andos Theorie.

Es zeigt sich jedoch, daß die Linienbreite auch zunimmt, wenn man nicht bei einer höheren Frequenz, sondern unter einem verkippten Magnetfeld mißt. Dadurch verschiebt sich die Resonanzposition wegen der Zweidimensionalität auch zu einem höheren Gesamtmagnetfeld. Die \sqrt{H} -Verbreiterung sollte in diesem Fall nicht zutreffen, da nur die senkrechte Komponente des Magnetfeldes für die Landauaufspaltung wirksam ist. Da sich H_{\perp} durch die Verkipfung nicht ändert und nur zusätzlich ein paralleles Magnetfeld H_{\parallel} angelegt wird, muß eine andere Erklärung für die Linienverbreiterung gesucht werden. Möglicherweise wird durch H_{\parallel} die Streuung der Elektronen an Oberflächenrauheiten stärker, denn durch das parallele Magnetfeld werden die Elektronen stärker an die Oberfläche gebunden. Dadurch nimmt die Streuung zu, was zu einer Linienverbreiterung führt.

Zusammenfassend sei noch einmal betont, daß die asymmetrische Linienform durch die Verbreiterung der Landau-niveaus mit \sqrt{H} erklärt werden kann. Die Asymmetrie zeigt sich bei kleinen Gatespannungen nicht so deutlich. Dies kann darauf zurückzuführen sein, daß wegen der schlechteren Abschirmung auch langreichweitige Streupotentiale zur Linienverbreiterung beitragen.

4. Quantenoszillationen

Besonders auffällig bei all diesen Experimenten sind die Oszillationen innerhalb der Zyklotronresonanzlinie (Abb. 27 und 29).

4.1. Allgemeine Eigenschaften

Experimentell finden wir folgendes Verhalten:

- a) Die Zahl der Oszillationen nimmt mit steigender Elektrodendichte n_s zu, ihre Positionen verschieben sich.
- b) Mit steigender Temperatur nimmt die Amplitude der Oszillationen stark ab; bei $T \sim 25$ K sind sie verschwunden (Abb. 34).
- c) Bei Erniedrigung der Temperatur unter 4,2 K nimmt die Amplitude der Oszillationen nicht mehr stark zu (Abb. 35).

Diese Quantenoszillationen treten bei allen gemessenen Proben auf, und ihr Verhalten ist immer dasselbe. Durch das Auftreten dieser Oszillationen ist eindeutig erwiesen, daß die klassische Zyklotronresonanzlinienform für diese Experimente nicht anwendbar ist. Quantenoszillationen sind jedoch durch Andos Theorie⁵⁵⁾ sehr gut zu erklären.

4.2. Beschreibung der Oszillationen durch Andos Theorie

Wie in Abschnitt III. dieser Arbeit gezeigt wird, ist für kurzreichweitige Streuzentren die maximale Resonanzabsorption von der Lage des Fermi-niveaus in bezug auf die Landau-niveaus abhängig. Für gefüllte Landau-niveaus liegt dieses Maximum bei $\omega = \omega_c$, während im Falle halbgefüllter Landau-niveaus eine Verschiebung zu einer höheren Frequenz vorliegt (Abb. 10b und 11). Führt man nun Experimente bei einer festen Frequenz durch und variiert das Magnetfeld, so ergeben sich magnetfeldabhängige Oszillationen der Resonanz-amplitude. In Abb. 12 sind theoretische Rechnungen gezeigt. Im dreidimensionalen Fall sind solche Oszillationen, die auf Grund der Schwankungen der Zustandsdichte an der Fermi-kante entstehen, wegen der möglichen Bewegung in Richtung des Magnetfeldes nicht beobachtbar. In den Abb. 36, 37, 38 sind Vergleiche von Andos Theorie und unseren Experimenten gezeigt. In den theoretischen Kurven ist dabei Temperatur und Beweglichkeit festgehalten und nur die Größe n_s , die Zahl der Inversionselektronen, an das Experiment angepaßt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung in der Position der Oszillationen.

Da die Zahl und Lage der Oszillationen stark von der Elektronenzahl n_s abhängt, kann man mit Hilfe dieser Oszillationen die Beziehung zwischen angelegter Gatespannung V_g und Zahl der Inversionselektronen n_s bestimmen. Dies ist eine nützliche und genaue Methode der Probencharakterisierung, da in die Oszillationen nur die Zahl der freien Ladungsträger eingeht. Ein Vergleich von $n_s(V_g)$ mit der herkömmlichen Methode (Messung der Oxydschichtdicke und Berechnung von $n_s(V_g)$) zeigt Abweichungen bis zu maximal 7%. In Abb. 39 ist dies für die Proben A1 (Übereinstimmung) und D1 (7% Abweichung) gezeigt. Andere Proben zeigen Übereinstimmung oder kleinere Abweichungen. Die Unterschiede sind wohl darauf zurückzuführen, daß die zu Beginn dieser

Arbeit gemachte Annahme, daß zuerst alle Oberflächenzustände besetzt werden, nicht bei allen Proben richtig ist. Man muß annehmen, daß in einem Teil der Proben ständig solche lokalisierten Bindungszentren an der Oberfläche besetzt werden und diese Elektronen dadurch nicht zur Leitfähigkeit beitragen. Der Prozentsatz der für die Leitfähigkeit verlorenen Ladungsträger schwankt von Probe zu Probe und beträgt bei diesen Messungen maximal 7%.

Im Gegensatz zur guten Übereinstimmung der Position der Quantenoszillationen ist jedoch deren Amplitude im Experiment wesentlich kleiner als theoretisch berechnet. Dieser Unterschied kann verschiedene Ursachen haben:

- a) Bei den hier verwendeten Proben, mit sehr großen Gateelektroden, kann die Oxydschichtdicke über die Probe leicht variieren. Dies bedeutet eine unterschiedliche Elektronendichte n_s von Ort zu Ort innerhalb der Oberfläche. Dadurch ergibt sich eine inhomogene Verbreiterung bzw. Verschmierung der Oszillationen.
- b) Die Beweglichkeit ist in einem Teil unserer Proben nicht so gut, wie in der Theorie angenommen wurde. Die Übereinstimmung in der Amplitude der Oszillationen ist z.B. für die Probe A1 besser als für die Probe D1. Eine schlechte Beweglichkeit auf Grund von vielen Oberflächenrauheiten hat bei tiefen Temperaturen eine temperaturunabhängige Streuzeit τ zur Folge. Das bedeutet, daß eine Erniedrigung der Temperatur unter die sogenannte Dingle-Temperatur T_D keine Zunahme der Oszillationsamplituden mehr bringt. Dies wird in der Tat beobachtet (Abb. 35).
- c) Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die Quantenoszillationen nur bei homogener Linienverbreiterung, also bei kurzreichweitigen Streupotentialen, auftreten. In den Inversionsschichten tragen jedoch sicher auch langreichweitige Streupotentiale zur Linienverbreiterung bei.

Dadurch werden aber die Oszillationen abgeschwächt. Anders ausgedrückt bedeutet dies, daß die Annahme einer elliptischen Zustandsdichte für die Landauniveaus nicht realistisch ist. Vielmehr ist durch den Beitrag langreichweitiger Streupotentiale die Zustandsdichte der Landauniveaus nicht mehr von elliptischer Form, sondern besitzt Schwänze (inhomogene Verbreiterung). Dadurch verringert sich die Amplitude der Oszillationen (siehe auch Punkt a)). Ando betont in seinen Arbeiten⁵⁵⁾, daß durch die einfache Näherung in seiner Theorie zwar die charakteristischen Eigenschaften der Zyklotronresonanzlinien wiedergegeben werden, daß gerade aber Beiträge von den Rändern der Landauniveaus zu vereinfacht beschrieben werden.

Es sei hier aber nochmals betont, daß die charakteristischen Eigenschaften dieser Experimente, die Quantenoszillationen, ausgezeichnet mit Andos Theorie erklärt werden können. Um dies noch klarer zu zeigen, wird im folgenden eine spezielle Aussage der Theorie genauer diskutiert.

4.3. Die Phasenumkehr der Quantenoszillationen

Im Abschnitt III. dieser Arbeit wird gezeigt, daß ein Oszillationsmaximum für $\omega_c > \omega$ und -minimum in $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ für $\omega_c < \omega$ auftritt, wenn das Fermi-niveau genau auf einem Landauniveau liegt, und umgekehrt. Das heißt, unterhalb des Resonanzfeldes kennzeichnet das Maximum der Oszillation jeweils das Zentrum eines Landauniveaus, während oberhalb des Resonanzfeldes die Minima zum jeweiligen Landauniveau gehören. Die Phase der Oszillationen ändert sich also beim Durchgang durch die Resonanz. Um dies experimentell eindeutig zu bestätigen, wurden die in IV.3.5. beschriebenen Experimente durchgeführt. Dabei wird die Gatespannung V_g bei festem, aber moduliertem Magnetfeld variiert. Diese Messungen sind oberhalb und unterhalb des Resonanzmagnetfeldes

durchgeführt worden. In Abb. 40 sind einige der Ergebnisse wiedergegeben. Eine Auswertung dieser Daten ist in Abb. 41 gezeigt. Hier ist die Position der Maxima und Minima gegen das Magnetfeld aufgetragen. Punkte kennzeichnen dabei Maxima, Kreuze Minima. Es ist deutlich eine Phasenumkehr der Oszillationen zu erkennen. Unterhalb von H_{res} sind Maxima, oberhalb Minima die zu den Landauniveaus gehörigen Punkte. Genau beim Resonanzfeld sind keine Oszillationen meßbar.

Ich will hier noch einmal den Unterschied dieser Quantenoszillationen gegenüber normalen, in der Gleichstromleitfähigkeit oder Mikrowellenleitfähigkeit gemessenen Shubnikov-de-Haas-Oszillationen deutlich machen. Die Quantenoszillationen treten nur im Bereich der Zyklotronresonanzlinie auf, d.h. sie verschwinden bei kleinen, aber auch bei sehr hohen Magnetfeldern. Sie treten außerdem nur auf, wenn das Elektronensystem zweidimensional ist und $kT < \hbar\omega_c$. Sie verschwinden bei sehr schmalen Landauniveaus (im Gegensatz zu Shubnikov-de-Haas-Oszillationen), ($\Gamma_n \ll \hbar\omega_c$), ebenso wie bei sehr breiten Landauniveaus ($\Gamma_n \gtrsim \hbar\omega_c$). Bei der Resonanzfeldstärke H_{res} kehrt sich ihre Phase um.

Zusammenfassend sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die Quantenoszillationen in dieser Art bisher nicht beobachtet werden konnten, daß sie den speziellen Charakter des zweidimensionalen Elektronensystems widerspiegeln, und daß sie außerdem die Feststellung der Zahl der Inversionselektronen n_s bei diesen Zyklotronresonanzmessungen ermöglichen. Durch Andos Theorie können alle wesentlichen Eigenschaften dieser Quantenoszillationen erklärt und verstanden werden.

5. Subharmonische Struktur

Ein weiterer interessanter Gesichtspunkt der Zyklotronresonanzmessungen ist die Existenz zusätzlicher (subharmonischer) Struktur auf der Niedermagnetfeldseite der Resonanzlinie. Bei genügend hoher Gatespannung V_g erkennt man drei zusätzliche Resonanzstrukturen, deren Positionen etwa bei H_{res}/n liegen. H_{res} bedeutet dabei das Resonanzmagnetfeld der ungestörten Ferninfrarotzyklotronresonanz und n hat die Werte 2, 3 und 4. In Abb. 42 sind Beispiele hierfür gezeigt. Die zusätzliche Struktur ist in allen Proben zu sehen und erscheint ab einer Elektronenzahl von ungefähr 10^{12} Elektronen/cm². Bei Frequenzerhöhung verschieben sich diese Resonanzen analog zur Hauptlinie zu höheren Magnetfeldern. Dasselbe geschieht in einem verkippten Magnetfeld. Bei Erhöhung der Temperatur wird die Amplitude der Substruktur sehr schnell kleiner und ist bei $T \sim 25$ K nicht mehr meßbar.

Die Positionen der zusätzlichen Resonanzen (Mittelpunkt zwischen Maximum und Minimum) sind jedoch nicht genau bei den Magnetfeldern $H_n = H_{res}/n$ ($n = 2, 3, 4, \dots$), sondern etwas zu höheren Magnetfeldern verschoben. In Tabelle 6 sind die Positionen für verschiedene Gatespannungen zusammengestellt. Dabei erweist es sich als zweckmäßig, die Beziehung zwischen den einzelnen Magnetfeldern durch entsprechende Vielfache $n \times H_n$ auszudrücken. In Abb. 43 sind die Ergebnisse dargestellt. Bei Erhöhung der Elektronendichte verschieben sich die Positionen leicht zu kleineren Magnetfeldern, nähern sich also der ungestörten Resonanzposition $H_{res} \sim 6,2$ Tesla.

Mit der Annahme, daß in der Inversionsschicht ein freies Elektronengas vorliegt, ist das Auftreten der subharmonischen Struktur vollkommen unerwartet. Das elektromagnetische Feld der Ferninfrarotstrahlung ist im ganzen Bereich der Zyklotronbahn des Elektrons konstant. Nicht lokale Anregung ist deshalb auszuschließen. Ebenso ist nach allen bisherigen Erfahrungen

die Leitungsbandkante in Silizium parabolisch, und die Elektronenbahnen an der (100)-Oberfläche sind kreisförmig. Hierin kann kein Grund für das Auftreten der subharmonischen Struktur gefunden werden.

Wir versuchen diesen Effekt mit Hilfe einer gestörten Zyklotronresonanz zu erklären⁸⁶⁾. In Halbleiterexperimenten sind sogenannte Verunreinigungsresonanzen ein bekannter Effekt⁸⁷⁻⁹⁰⁾. Dies führt im allgemeinen zu einer doppelten Resonanzlinie, eine für die ungestörte Zyklotronresonanz, und verschoben dazu eine Linie für die gestörte Resonanz. Die Störung wird dabei durch geladene Verunreinigungen erzeugt. Für die Grenzfläche Si-SiO₂ bedeutet dies folgendes: Da an der Grenzfläche und im SiO₂ sicher geladene Störstellen vorhanden sind, kann das, sich im Magnetfeld auf einer Kreisbahn bewegende Elektron in Wechselwirkung mit dem Coulombpotential der Störstellen treten. Die Störstelle kann innerhalb der Zyklotronbahn eines Elektrons liegen und, je nach Vorzeichen ihrer Ladung, abstoßend oder anziehend wirken. Dadurch wird die Energie des Elektrons im n-ten Landauniveau gestört, das Energieniveau also verschoben. Die Größe der Verschiebung hängt sowohl von der Landauquantenzahl als auch von der Stärke des Magnetfeldes ab⁸⁹⁾, da dadurch der Radius der Zyklotronbahn und damit der Abstand des Elektrons von der Störstelle bestimmt wird. In Abb. 43 ist dies für ein abstoßendes Potential schematisch dargestellt. Aus diesem Modell der gestörten Zyklotronresonanz folgt natürlicherweise das Auftreten von subharmonischer Struktur, denn die Energieniveaus für die Elektronen sind nicht mehr die Niveaus eines harmonischen Oszillators, und dadurch ist die Auswahlregel $\Delta n = \pm 1$ nicht mehr strikt gültig. Da typische Zustandsdichten für Oberflächenzustände an MOS-Grenzflächen in der Größenordnung $10^{11}/\text{cm}^2$ sind und der charakteristische Zyklotronradius $R_c \gtrsim 100 \text{ \AA}$, ist es möglich, daß ein beträchtlicher Anteil der Elektronen ein geladenes Störzentrum in seiner Bahn einschließt. Deshalb ist auch eine meßbare Amplitude

der subharmonischen Struktur zu erwarten. Mit diesem Modell einer einfachen Coulombwechselwirkung ist die Störung für die höheren Landauniveaus kleiner, da der Zyklotronradius zunimmt (siehe Abb. 43). Da mit zunehmender Gatespannung V_g die Fermienergie größer wird und dadurch Übergänge zwischen Landauniveaus mit höheren Quantenzahlen erfolgen, muß sich die Position der subharmonischen Struktur mit zunehmender Elektronendichte n_s der ungestörten Position H_{res} nähern. Eine solche Tendenz wird in der Tat beobachtet (Abb. 43). Dies trifft auch für die höheren Subharmonischen zu. Allerdings sollte die zweite und dritte subharmonische Struktur insgesamt näher bei der ungestörten Resonanz auftreten, da die Störung wegen des zunehmenden Zyklotronradius abnimmt. Dieser Sachverhalt wird experimentell jedoch nicht beobachtet. Darin wird deutlich, daß dieses einfache Modell sicher nicht ausreicht, um die beobachteten Effekte zu beschreiben. Es zeigt sich die Notwendigkeit, Abschirmeffekte zu berücksichtigen und andere Erklärungsmöglichkeiten zu suchen. Dies wird auch dadurch noch deutlich, daß für die fundamentale Zyklotronresonanzlinie keine Störung (Verschiebung zu höherem Magnetfeld) beobachtet wird. Die Störung sollte aber gerade für $\Delta n = 1$ Übergänge und niedrige Landauquantenzahlen am größten sein. Ein weiteres Argument, an der Richtigkeit dieses einfachen Modells zu zweifeln, ist die Tatsache, daß die subharmonischen Strukturen bei allen Proben in etwa gleicher Stärke auftreten. Das Auftreten der Subharmonischen, ihre Verschiebung zu höheren Magnetfeldern und die Abnahme der Resonanzposition mit steigender Gatespannung können jedoch mit diesem Modell erklärt werden.

Das hier beschriebene Modell stellt natürlich nicht die einzig mögliche Erklärung für das Auftreten der subharmonischen Struktur dar. Gerade in letzter Zeit entstanden eine Reihe von Arbeiten über mögliche Elektron-Plasmon-Wechselwirkungen als Ursache solcher Störungen⁹¹⁻⁹³). So wurden unter anderem

Plasmondispersionsrelationen für ein zweidimensionales Elektronengas berechnet und eine Aufspaltung bei etwa $2\omega_c$, $3\omega_c$, $4\omega_c \dots$ gefunden⁹¹⁾. Dies könnte ebenfalls die Ursache für die auftretende Struktur bei ungefähr H_{res}/n ($n = 2, 3, 4, \dots$) sein.

Da die Resonanzen nicht genau bei H_{res}/n auftreten, liegt der Gedanke nicht fern, daß es sich hierbei um kombinierte Resonanzen handelt. Unter kombinierter Resonanz verstehe ich hierbei, daß gleichzeitig mit der Zyklotronresonanz auch der Spin des Elektrons umgeklappt wird. Das heißt, Zyklotron- und Spinresonanz werden in einem Übergang gemessen. Jedoch eine einfache Überlegung bezüglich der Energieverhältnisse zeigt ebenso wie die Verkipfungsexperimente, daß dies nicht der Fall sein kann.

Ando versucht in seiner Theorie⁵⁵⁾ ebenfalls eine Erklärung für das Auftreten und die Stärke der subharmonischen Struktur zu geben. Er geht dabei von einer Kopplung der verschiedenen Landauniveaus aus und berechnet die dadurch verursachte Energieverschiebung jedes Landauniveaus in zweiter Ordnung. Dies wird im Falle hoher Elektronendichten und kleiner Magnetfelder wichtig und führt zu einer endlichen Übergangswahrscheinlichkeit zwischen Landauniveaus mit $\Delta n > 1$. Die Strukturen bei etwa $H_{res}/2$ in den Abbildungen 12, 36, 37 sind auf diese Rechnungen zurückzuführen.

Abschließend sei noch folgendes bemerkt. Das Auftreten der quasisubharmonischen Struktur ist unerwartet. Einige Vorschläge für eine mögliche Erklärung werden gemacht. Vom experimentellen Standpunkt aus ist noch interessant, das genaue Temperaturverhalten der Amplituden dieser Strukturen zu untersuchen, um damit auf eine Störenergie in unserem einfachen Modell schließen zu können. Solche Messungen werden durchgeführt⁷⁵⁾.

6. Linienposition und effektive Masse

6.1. Vorbemerkungen

Das besondere Interesse dieser Arbeit gilt der Bestimmung der effektiven Masse m_c^* der Inversionselektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium in Abhängigkeit von der Elektronendichte. Dazu muß die Position der Zyklotronresonanz genau bestimmt werden. Wegen der überlagerten Struktur, speziell der Quantenoszillationen, ist es jedoch schwierig, eine genaue Linienposition festzustellen. Ganz besonders für hohe Gatespannungen ist es bei $T = 4,2$ K kaum möglich, ein resonantes Magnetfeld anzugeben. Aus diesem Grund haben wir zur Bestimmung von H_{res} die Messungen für starke Inversion auch bei höheren Temperaturen durchgeführt, um dadurch die Quantenoszillationen zu verkleinern. Bei kleinen Gatespannungen ist dies wegen der wesentlich geringeren Störung durch Oszillationen nicht nötig. Die Auswertung der Daten erfolgt je nach Meßart unterschiedlich. Bei Messung der direkten Transmission wird das Minimum der Kurve bestimmt und das dazugehörige Magnetfeld H_{res} bezeichnet. Für die klassische Halbleiterzyklotronresonanzlinie erhält man daraus direkt die effektive Masse ($\omega \tau > 2$):

$$m_c^* = \frac{eH_{res}}{c\omega} \quad (50)$$

Nach Andos Theorie ist das Maximum von $\text{Re } \mathcal{E}_{xx}(\omega, H)$ bei tiefen Temperaturen wegen der Phasenumkehr der Quantenoszillationen beim Resonanzfeld leicht zu kleinerem Magnetfeld verschoben. Bei $T = 4,2$ K und $n_s \sim 1 \times 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ beträgt die Verschiebung etwa 3% ($\mu \sim 10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Mit zunehmender Temperatur und schlechterer Beweglichkeit μ wird diese Verschiebung kleiner. Bei der Auswertung der Daten wird dieser Unterschied nicht berücksichtigt.

Fast alle Messungen wurden auch in der Ableitung durchgeführt (Magnetfeldmodulation). Bei diesen Daten kann das Resonanzfeld auf zwei Arten gemessen werden. Die Bestimmung von H_{res} erfolgt dabei sowohl durch die Messung des Nulldurchgangs in den Ableitungsdaten (dies ist gleichbedeutend mit der Bestimmung des Minimums bei der Messung der direkten Transmission) als auch durch die Bestimmung des Mittelpunkts zwischen Maximum und Minimum dieser Kurven. Wegen der asymmetrischen Form der Linien müssen diese Werte nicht übereinstimmen. Die Abweichungen sind jedoch gering und innerhalb des Fehlers ergibt sich derselbe Wert. Der absolute Fehler bei der Bestimmung von H_{res} bzw. m_c^* ist wegen der großen Linienbreite und der asymmetrischen Form relativ groß. Durch eine konsistente Auswertung aller Daten und direkte Vergleiche untereinander kann der relative Fehler jedoch wesentlich kleiner gehalten werden. Dadurch können Unterschiede in Abhängigkeit von n_s teilweise bis auf 1% genau bestimmt werden. Das Verhalten von H_{res} bzw. m_c^* ist in bezug auf die Elektronendichte n_s in zwei Bereiche einzuteilen, die im folgenden getrennt diskutiert werden.

6.2. Starke Inversion

Zunächst wird das Verhalten bei hohen Gatespannungen besprochen, da, wie sich herausstellen wird, dieser Fall nicht so interessant ist wie das Verhalten bei schwacher Inversion. Hier wird mit starker Inversion bezeichnet, wenn die Zahl der Ladungsträger $n_s > 10^{12} \text{e}^-/\text{cm}^2$ ist. Das besondere Interesse gilt dabei einem Vergleich der effektiven Masse m_c^* des Volumens und der Oberfläche sowie einer möglichen Abhängigkeit von der Zahl der Ladungsträger. Nach der Theorie sollte die effektive Masse der Elektronen an der (100)-Oberfläche derjenigen von Volumenelektronen entsprechen³¹⁾ (Tabelle 1). Das Ergebnis der Messungen bei starker Inversion lässt sich

sehr einfach zusammenfassen: Innerhalb des Fehlers ist für Elektronendichten $n_s \gtrsim 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ das resonante Magnetfeld H_{res} und damit auch die effektive Masse m_c^* der Elektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium unabhängig von der Gate-Spannung V_g . Als Mittelwert der vielen Messungen ergibt sich:

$$H_{\text{res}} = (6,2 \pm 0,1) \text{ T} \Rightarrow m_c^* = (0,195 \pm 0,003) m_0$$

Im Volumen ergibt sich bei Mikrowellenfrequenzen für m_c^* in (100)-Richtung ein Wert von $m_c^* = 0,1905 m_0$ ⁴⁶⁾, während bei Ferninfrarotfrequenzen $m_c^* = (0,197 \pm 0,002) m_0$ im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurde (siehe hierzu auch V.9.). Innerhalb der Fehlergrenzen ergibt sich also für das Volumen und die Oberfläche bei starker Inversion derselbe Wert für die effektive Masse m_c^* . Dieses Ergebnis wird zwar nach der Theorie erwartet³¹⁾, ist aber trotzdem überraschend, da sich die Verhältnisse an der Oberfläche in dem engen Potentialtopf doch stark vom Volumen unterscheiden. So ist z.B. nicht anzunehmen, daß die Gitterkonstante an der Grenzfläche Si-SiO₂ denselben Wert wie im Siliziumvolumen besitzt. Dies bedeutet aber auch eine Veränderung der Bandstruktur an der Oberfläche. Weiterhin ist überraschend, daß gerade dann, wenn die Bindung an die Oberfläche sehr stark und die Elektronendichte sehr groß ist, sich ein Verhalten (m_c^*) wie im Volumen zeigt, während bei schwacher Inversion, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, erhebliche Unterschiede gefunden werden.

6.3. Anstieg der effektiven Masse bei schwacher Inversion

Das Verhalten bei Elektronendichten unter $10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ ist vollständig verschieden von dem bei starker Inversion. So nimmt das Resonanzfeld mit abnehmender Elektronenzahl bei allen Proben zunächst einmal zu, um dann bei einigen Proben plötzlich stark abzufallen. Der Anstieg der effektiven Masse scheint probenunabhängig zu sein. Der Abfall dagegen ist

unterschiedlich von Probe zu Probe und ist teilweise nicht vorhanden. Zunächst wird das Phänomen des Massenanstiegs genauer besprochen.

In Abb. 28 ist für eine Probe mit besonders kleiner Linienbreite (A1) deutlich eine Erhöhung des Resonanzfeldes H_{res} mit abnehmender Gatespannung V_g zu erkennen. Innerhalb der Fehlergrenzen ist solch ein Anstieg bei allen verwendeten Proben in gleicher Weise beobachtbar. Jedoch nur bei den Proben mit der besten Beweglichkeit ist der Anstieg bis zu den kleinsten Elektronendichten fortgesetzt. In Tabelle 7 sind die Resonanzpositionen bei kleinen Elektronendichten für einige Proben zusammengestellt. Der Anstieg scheint probenunabhängig, also intrinsisch zu sein. Die maximale Erhöhung des Resonanzfeldes beträgt etwa 15 - 20% (A1 von $\sim 6,2$ T bis $\sim 7,2$ T bei $n_s = 2 \times 10^{11} e^-/cm^2$).

In Shubnikov-de-Haas-Messungen wird ebenfalls ein Anstieg der effektiven Masse von Elektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium mit abnehmender Elektronendichte gefunden¹⁹⁾. Die Autoren dieser Arbeit versuchen die erhöhte effektive Masse m_c^* mit Hilfe von Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu erklären. Dabei wird die Wechselwirkung im allgemeinen durch einen dimensionslosen Parameter r_s beschrieben. r_s ist ein Maß für den mittleren Abstand zwischen den einzelnen Elektronen. Für das zweidimensionale System ergibt sich¹⁹⁾:

$$r_s^2 = \frac{1}{n_s a_0^2 \pi} \quad (51)$$

$a_0 \approx 30 \text{ \AA}$ ist dabei der Bohrsche Radius für Elektronen im Silizium, d.h. angepaßt an die Dielektrizitätskonstante ϵ_{Si} und die effektive Masse m_c^* . Der Vorteil des Systems liegt in der Möglichkeit, die Elektronenzahl n_s und damit den Wechselwirkungsparameter r_s zu variieren, ohne das Kristallgitter zu verändern. Smith und Stiles¹⁹⁾ führten ihre Experimente bis zu einer minimalen Elektronenzahl von $0,6 \times 10^{12} e^-/cm^2$ durch. Dies entspricht einem r_s von ungefähr 2,1. Unsere Messungen überstreichen dagegen einen Bereich bis zu einer

Elektronendichte $n_s \approx 0,2 \times 10^{12} e^- / \text{cm}^2$ oder, gleichbedeutend, bis zu einem $r_s \approx 3,8$. Ein Vergleich der effektiven Massen von Ref. 19 mit dieser Arbeit zeigt zwar in beiden Fällen einen Anstieg von m_c^* mit abnehmender Elektronendichte, jedoch von unterschiedlicher Stärke und ab verschiedenen Elektronendichten. Hier stellt sich jedoch die Frage, ist so ein Vergleich überhaupt sinnvoll? Wird in den verschiedenen Experimenten dieselbe physikalische Größe gemessen? Kohn⁹⁴⁾ argumentiert, daß in Zyklotronresonanzexperimenten keine erhöhte effektive Masse auf Grund von Elektron-Elektron-Wechselwirkung gemessen werden kann. Dabei wird angenommen, daß das elektromagnetische Feld gleichförmig mit den Elektronen in Wechselwirkung tritt. Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Ladungsträgern sind bei einer homogenen Anregung aller Elektronen nicht direkt meßbar. Dies würde bedeuten, daß der Anstieg der effektiven Masse bei unseren Experimenten eine andere Ursache haben muß.

Gerade in letzter Zeit wird jedoch sehr stark die Möglichkeit einer Kristallisation des Elektronengases diskutiert. Damit ist gemeint, daß die Coulombenergie bei tiefen Temperaturen gleich groß oder größer als die thermische Energie der Elektronen werden kann, und daß dadurch die Möglichkeit besteht, daß bei bestimmten Elektronendichten eine Kristallisation des Elektronengases zustande kommt. Es kann sich also ein sogenanntes Wignergitter bilden. Diese Diskussion wurde bisher fast ausschließlich für das zweidimensionale Elektronengas, das durch die Bildkraft an der Oberfläche von Helium⁹⁵⁻⁹⁷⁾ entstehen kann, geführt⁹⁸⁻¹⁰⁰⁾. Ein experimenteller Nachweis dieser Wignerkrystallisation konnte jedoch bisher nicht eindeutig erbracht werden. Kürzlich wurde auch das Phasendiagramm eines zweidimensionalen Elektronengases berechnet¹⁰¹⁾. Danach sollte es möglich sein, diesen Übergang sowohl an Heliumoberflächen als auch in Siliziuminversionsschichten zu beobachten. Ein perfektes Wignergitter würde sich in Zyklotronresonanzexperimenten jedoch nicht in der effektiven Masse bemerkbar machen, denn der gesamte Elektronenkristall wäre im Magnetfeld homogen angeregt. Kohns⁹⁴⁾ Argument, daß die Wechselwirkung

zwischen den Elektronen sich dabei nicht bemerkbar macht, ist auch hier wieder anwendbar. Dies trifft aber nicht zu, wenn eine Störung auftritt. Das heißt, ein lokales Festhalten eines Teils des Wignergitters durch Störstellen (z.B. Oberflächenrauheiten) könnte zu einer Veränderung von m_c^* führen. Eine Ableitung der Schmelztemperatur des Elektronenkristalls ist äußerst schwierig. Alle Abschätzungen führen jedoch zu Temperaturen kleiner als $5 \text{ K}^{95)}$. In einem kürzlich durchgeführten Experiment⁷⁵⁾ konnte jedoch gezeigt werden, daß auch bei höheren Temperaturen ($T \sim 20 \text{ K}$) sich die Resonanzposition mit abnehmender Elektronendichte nach oben verschiebt. Dies bedeutet aber, daß hierin kein Zusammenhang mit einem Wignergitter gefunden werden kann, da dieses bei $T \sim 20 \text{ K}$ sicher nicht mehr existiert. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung scheint daher als Erklärung für den Anstieg der effektiven Masse bei den Zyklotronresonanzexperimenten auszuschließen.

Eventuell spielt hierbei jedoch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung eine entscheidende Rolle. Die Erhöhung der effektiven Masse eines Elektrons in einem Halbleiter durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung ist ein bekannter Effekt. Eine Beschreibung dieses Sachverhalts ist in Ref. 102 zu finden. In der einfachsten Näherung ergibt sich dabei:

$$m_c^* = \frac{m_c^*}{1 - \frac{\alpha}{6}} \quad (52)$$

wobei α die Stärke der Kopplung beschreibt. Im Siliziumvolumen wird keine Erhöhung der effektiven Masse durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung beobachtet. D.h., die gemessene effektive Masse stimmt mit der berechneten Bandmasse innerhalb der Fehlergrenzen überein. Der Grund hierfür liegt wohl in der Tatsache, daß durch eine Auslenkung der Atome im Volumen nur ein geringes Dipolmoment verursacht wird, daß dadurch die Kopplung der Elektronen an Phononen sehr gering ist. Dies verhält sich jedoch vollständig anders in polaren

Halbleitern wie z.B. InSb. An der Siliziumoberfläche, an der Grenzfläche zum SiO_2 also, kann ebenfalls durch Auslenkung von Siliziumatomen ein Dipolmoment erzeugt werden, da die Symmetrie aufgehoben ist. Die Elektron-Phonon-Kopplung ist dadurch möglicherweise an der Oberfläche wesentlich stärker als im Volumen. Dies könnte für die erhöhte effektive Masse in der Inversionsschicht verantwortlich sein. Die Elektron-Phonon-Kopplung wird durch Abschirmeffekte stark abgeschwächt. Dadurch könnte der Abfall der effektiven Masse mit zunehmender Elektronendichte erklärt werden. Bei starker Inversion ist die Abschirmung dann so gut, daß wieder der Volumenwert von m_c^* erreicht wird. Eine genauere Analyse dieses Problems erfordert jedoch Kenntnis über mögliche Phononen und Kopplungsmechanismen an der Grenzfläche zwischen Si und SiO_2 .

Ein wichtiger Gesichtspunkt bei dieser Diskussion ist auch die Tatsache, daß der Anstieg der effektiven Masse bei einer Elektronendichte n_g beginnt, bei der der mittlere Abstand zwischen den Elektronen größer als der Zyklotronradius wird. Dadurch ist es möglich, daß das von den einzelnen Elektronen erzeugte Dipolmoment eine Polarisierung der Siliziumoberfläche bewirkt. Eventuell spielt hierbei auch die Bildladung der Inversionselektronen im SiO_2 eine Rolle, das heißt, daß auch das SiO_2 polarisiert wird. Mit zunehmender Elektronendichte sollten diese Effekte dann auch wieder schwächer werden, da Abschirmeffekte eine große Rolle spielen.

Abschließend ist hierzu zu sagen, daß bis jetzt keine wirklich befriedigende Erklärung für die bei allen Proben auftretende Erhöhung der effektiven Masse m_c^* mit abnehmender Elektronendichte gefunden werden konnte.

6.4. Abfall der Resonanzposition bei schwacher Inversion

Das Verhalten bei sehr kleinen Elektronendichten spiegelt die komplizierten Verhältnisse an der Grenzfläche zwischen Si und SiO₂. Sowohl Mott¹⁰³⁾ als auch Stern¹⁰⁴⁾ schlagen in ihren Arbeiten vor, daß bei schwacher Inversion wegen Potentialfluktuationen an der Siliziumoberfläche Lokalisierung der Elektronen auftreten könnte. Eine Berechnung dieser Lokalisierungszustände wird auch von Abram¹⁰⁵⁾ durchgeführt. Solche Potentialschwankungen können verschiedene Ursachen haben, wie z.B. Ionen im SiO₂ oder an der Grenzfläche, unterschiedliche Oxydschichtdicken und Oberflächenrauheiten. Sind nur sehr wenig Leitungselektronen in der Inversionsschicht vorhanden, so bevölkern diese die Oberfläche bevorzugt in den Potentialmulden. Die Leitfähigkeit muß man sich dann als eine Art Hüpfleitfähigkeit vorstellen, d.h. die Elektronen können von einer Mulde in die andere nur durch Überspringen des dazwischenliegenden Potentialwalles gelangen. Diese Anregungsenergie kann den Ladungsträgern thermisch zugeführt werden. Bei sehr tiefen Temperaturen sollte die Beweglichkeit dann nach einem $e^{-(T_0/T)^{1/3}}$ Gesetz verlaufen¹⁰⁴⁾. Die kürzlich durchgeführten Beweglichkeitsmessungen von Pepper und Mitarbeitern¹⁰⁶⁻¹⁰⁸⁾ und Tsui und Allen¹⁰⁹⁾ scheinen diese Lokalisierung der Inversionsladungsträger zu bestätigen. Aber auch die Arbeiten von Fang und Fowler³⁶⁾ Komatsubara und Mitarbeiter⁸²⁾ und Tidey und Stradling¹¹⁰⁾ finden mögliche Erklärungen in Elektronenlokalisierung. In den beiden letztgenannten Arbeiten werden sogar bestimmte Bindungsenergien unterhalb der Leitungsbandkante gemessen. Eine ähnliche Beschreibung ist auf die Experimente von Eisele und Dorda^{111,112)} anwendbar. Alle diese Arbeiten zeigen eine Verkleinerung der Bindungsenergie mit zunehmender Elektronendichte, bis schließlich keine Anregung mehr nötig ist und metallische Leitfähigkeit vorliegt. Dann sind sozusagen die Mulden vollständig mit Ladungsträgern aufgefüllt und dadurch abgeschirmt.

Im Rahmen dieser Arbeit haben wir bei Zyklotronresonanzmessungen im Bereich sehr kleiner Elektronendichten ($\sim 0,2 - 0,5 \times 10^{12} \text{e}^-/\text{cm}^2$) folgende Ergebnisse erzielt¹¹³⁾: Unterschiedlich von Probe zu Probe ergibt sich eine Verschiebung der Resonanzposition zu kleinen Magnetfeldern. Bei allen Proben zeigt sich mit abnehmender Gatespannung zunächst ein Anstieg von H_{res} . Bei einigen Proben allerdings verschiebt sich dann plötzlich H_{res} unterschiedlich ausgeprägt zu kleineren Magnetfeldern. Gleichzeitig mit dem Abfall nimmt die relative Linienbreite $\Delta H/H$ zu. In Abb. 44 sind die Ergebnisse einer speziellen Probe (mit der am stärksten ausgeprägten Verschiebung zu kleinen Magnetfeldern) gezeigt. In Abb. 45a ist die Variation von H_{res} mit V_g bzw. mit der Elektronendichte n_s für verschiedene Proben gezeigt. Dabei wird die besprochene Probenabhängigkeit deutlich. Für die Probe mit der Nummer A1 ist z.B. überhaupt keine Verschiebung von H_{res} zu kleineren Magnetfeldern erkennbar, solange das Signal beobachtet werden kann. In den Proben D3 und D5 dagegen ist eine Verschiebung in diesem niedrigen Bereich von n_s vorhanden. Es zeigt sich, daß die starke Verschiebung speziell bei Proben auftritt, die eine schlechte Beweglichkeit zeigen, d.h. die eine große Linienbreite in den Zyklotronresonanzexperimenten besitzen (z.B. D3 und D5). Die sehr guten Proben dagegen, mit sehr schmalen Zyklotronresonanzlinien (z.B. A1) zeigen keinen Abfall des Resonanzfeldes H_{res} bis zu den kleinsten, gerade noch meßbaren Elektronendichten n_s .

Im folgenden wird versucht, diese Verschiebung der Resonanzlinie zu kleineren Magnetfeldern mit Hilfe von Elektronenlokalisierung an der Siliziumoberfläche zu erklären. Bei sehr kleinen Elektronendichten, wo die verschobene Resonanzlinie beobachtet wird, befinden sich die Ladungsträger in kleinen Potentialmulden. Die Tiefe und Reichweite dieser Mulden soll in der Größenordnung 10 meV und 100 Å liegen.

Der Zyklotronradius von Elektronen im niedrigsten Landau-niveau ist ebenfalls ungefähr 100 \AA . Der Einfachheit halber soll hier ein ganz spezielles Modell der Oberflächenpotentiale angenommen werden. Das Potential soll die Form eines Grabens besitzen, der in y -Richtung unendlich lang ist und in x -Richtung sich parabolisch verändert. Der Hamiltonoperator des Systems wird damit:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m_c^*} (\vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A})^2 + \frac{1}{2}m_c^* \omega_0^2 x^2 \quad (53)$$

Mit $\vec{A} = -H(0, x, 0)$ und nach einer Koordinatentransformation ergibt sich die Schrödingergleichung eines eindimensionalen harmonischen Oszillators¹¹⁴⁾. Die Energieeigenwerte hierfür haben, falls die Zentren der Zyklotronbahnen bei $x = 0$ liegen, den Abstand $\hbar\omega_{\text{res}}$, mit

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2} \quad (54)$$

wobei ω_c die Zyklotronfrequenz des ungestörten Elektrons bedeutet. Dieses einfache Modell erklärt die Verschiebung von H_{res} zu kleineren Magnetfeldern. Die Variation von H_{res} mit n_s kann mit einer Abnahme der Stärke der Bindung und damit kleiner werdendem ω_0 bei zunehmender Elektronendichte n_s erklärt werden. Dies ist gleichbedeutend mit der Tatsache, daß das Potential nicht parabolisch und außerdem endlich ist. Die Linienverbreiterung kommt von einer Überlagerung statistisch verteilter, unterschiedlicher Bindungspotentiale (inhomogene Verbreiterung). Die Annahme eines in y -Richtung unendlich ausgedehnten Grabens ist natürlich unrealistisch. Eine wirklichkeitsnähere Beschreibung ergibt sich mit einem kreisförmigen parabolischen Potentialtopf der Form:

$$V = \frac{1}{2} m_c^* \omega_0^2 r^2 \quad \text{mit } r^2 = x^2 + y^2 \quad (55)$$

In der symmetrischen Eichung $\vec{A} = (-\frac{1}{2}Hy, \frac{1}{2}Hx, 0)$ ergibt sich der Hamiltonoperator zu:

$$\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_c^*} (p_x^2 + p_y^2) + \frac{1}{2} m_c^* r^2 \left(\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2 \right) + \frac{1}{2} \omega_c \ell_z \quad (56)$$

$\ell_z = xp_y - yp_x$ ist dabei die z-Komponente des Drehimpulses. Die Resonanzfrequenz ergibt sich hierbei zu:

$$\omega_{res} = \frac{1}{2} \omega_c + \frac{1}{2} \sqrt{\omega_c^2 + \omega_0^2} \quad (57)$$

Daraus folgt auch eine Verschiebung zu kleineren Magnetfeldern. Eine Verallgemeinerung dieses Modells wurde kürzlich von Mikeska und Schmidt¹¹⁵⁾ durchgeführt. Sie verwenden in ihrer Arbeit eine Verteilung endlicher harmonischer Oszillatorpotentiale der Form:

$$V(r) \begin{cases} \frac{m_c^*}{2} \omega_0^2 r^2 - U_0 & \text{wenn } r^2 < a^2 = \frac{2U_0}{m_c^* \omega_0^2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (58)$$

Bei der Durchführung der Rechnung (WKB-Näherung) unterscheiden sie drei Fälle:

- a) Beide klassischen Umkehrpunkte des Elektrons im Magnetfeld liegen innerhalb des Potentialtopfes.
- b) Ein Teil der Elektronenbahn liegt innerhalb des Potentialtopfes.
- c) Das Elektron befindet sich ständig außerhalb des Potentialtopfes (ungestörter Fall).

Das Ergebnis dieser Arbeit bringt ein ähnliches Resultat wie unser einfaches Modell. In Abb. 45b ist die theoretisch berechnete Verschiebung dargestellt.

Unsere Überlegungen gehen nur von Effekten auf Grund von langreichweitigen Potentialen aus. Andos und Uemuras Arbeiten^{54,55)} dagegen behandeln vorwiegend den Einfluß kurzreichweitiger Streupotentiale. Auch in diesem Fall, der homogenen Linienverbreiterung, wird eine Verschiebung der

Resonanzposition zu kleineren Magnetfeldern erwartet, wenn die Elektronendichte sehr klein wird (siehe Abb. 12). Dies kommt dadurch zustande, daß bei genügend kleiner Gatespannung und dem hohen Resonanzfeld (~ 5 Tesla) nur noch das unterste Landauniveau mit der Breite Γ_0 besetzt bzw. teilweise besetzt ist. Bei einer symmetrischen Niveauverbreiterung liegt dann das Zentrum der besetzten Zustände unterhalb des Landauniveauezentrums. Die maximale Übergangswahrscheinlichkeit ist dann gegeben, wenn die eingestrahlte Frequenz gerade gleich dem Abstand zwischen dem Maximum der besetzten Zustände im untersten Landau-niveau und dem Maximum der Zustandsdichte des nächsten Landauniveaus ist. Dieser Abstand ist für kleine Elektronendichten aber größer als $\hbar\omega_c$. Das bedeutet eine Verschiebung der Zyklotronresonanzlinie zu niedrigeren Magnetfeldern. Die Verschiebung hängt dann aber eng mit der Breite der Landauniveaus zusammen. Da diese Korrelation mit der Linienbreite nicht beobachtet wird, ist es unwahrscheinlich, daß dadurch unser Effekt erklärt werden kann.

Zwei interessante Folgen, die sich aus unserer Diskussion ergeben, sind wert, etwas genauer betrachtet zu werden. Zum einen sollte durch Erhöhung der Temperaturen der Einfluß des Bindungspotentials verringert werden. Bei hohen Temperaturen ($kT \gtrsim \hbar\omega_0$) sollten die Ladungsträger homogener über die Oberfläche verteilt und nicht mehr nur in den Potentialmulden lokalisiert sein. Dies hat zur Folge, daß mit zunehmender Temperatur wieder das Resonanzfeld der ungestörten Zyklotronresonanz erreicht wird. Solche Experimente wurden kürzlich durchgeführt. Die Resonanzposition bei kleinen Gatespannungen verschiebt sich mit zunehmender Temperatur stark zu höheren Magnetfeldern¹¹⁶⁾.

Ein weiterer interessanter Gesichtspunkt folgt aus der Frequenzabhängigkeit. Die Position der verschobenen Zyklotronresonanzlinie sollte sich nicht linear mit der Frequenz verschieben. Es ist sogar möglich, daß zusätzliche Struktur

auftritt, da sich die Frequenzverteilung der Übergangswahrscheinlichkeiten stark mit dem Magnetfeld ändert¹¹⁵⁾. Dies wird durch eine genaue Analyse des Problems mit einer Verteilung von Störpotentialen der Form (58) deutlich. Es ergibt sich eine Aufspaltung der Landauniveaus, was zu verschiedenen Übergangsmöglichkeiten führt. Eine ausführliche Diskussion dieses Sachverhalts wird in Ref. 115 durchgeführt. Der experimentelle Nachweis hierfür ist jedoch sehr schwierig zu erbringen, da bei den kleinen Elektronendichten das Resonanzsignal sowohl sehr klein ($\lesssim 1\%$) als auch äußerst breit ist. Dies erfordert eine leistungsstabile Laserlinie. Bisher wurde eine genügend große Stabilität jedoch nur mit der 337μ HCN-Linie erreicht. Es wird jedoch weiter daran gearbeitet, die genaue Frequenzabhängigkeit, speziell der verschobenen Zyklotronresonanzlinien, zu studieren.

7. Anreicherungsschichten an der (100)-Oberfläche

7.1. Vergleich mit Inversionsschichten

Im Gegensatz zu Inversionsschichten an Siliziumoberflächen gibt es praktisch keine, bzw. äußerst wenig experimentelle Arbeiten, die Quantisierungseffekte von Anreicherungsschichten in Silizium behandeln. Neben den Ferninfrarotzyklotronresonanzmessungen, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind, sind nur noch die kürzlich durchgeführten Experimente zur Messung der direkten Übergänge zwischen elektrischen Subbändern mit Hilfe von Ferninfrarotstrahlung⁴²⁾ von besonderer Bedeutung. Auf Grund dieser Experimente wurden von Stern¹¹⁷⁾ die Energieniveaus und die optische Absorption von Anreicherungsschichten an der (100)-Oberfläche von n-Typ Silizium berechnet. Der Unterschied zu Inversionsschichten

besteht dabei hauptsächlich darin, daß die Konzentration der Minoritätsverunreinigungen (in n-Silizium-Akzeptorniveaus) sehr empfindlich auf die Energieaufspaltung der elektrischen Subbänder wirkt. Für die Zyklotronresonanzmessungen hat dies jedoch wenig Auswirkungen, da hier ja nur Übergänge zwischen Landaniveaus innerhalb eines elektrischen Subbandes gemessen werden.

Die Zyklotronresonanzexperimente zeigen auch fast alle Eigenschaften, die für Inversionsschichten gefunden werden. So ergeben sich auch bei den Anreicherungsschichten die für ein zweidimensionales System charakteristischen Quantenoszillationen. Dies ist in Abb. 46 deutlich erkennbar. Ebenso kann die quasisubharmonische Struktur an diesem System beobachtet werden. Die Linienbreiten sind vergleichbar mit den Daten für Inversionsschichten, jedoch erreicht keine der verwendeten Proben eine so gute Streuzeit τ wie die besten Proben für Inversionsschichten. Die relative Linienbreite $\Delta H/H$ ist für Anreicherungselektronen bei $V_g \approx + 20 \text{ V}$ ($n_s \sim 1,7 \times 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$) minimal und nimmt sowohl zu kleinen als auch zu großen Elektronendichten zu. Die Resonanzposition bei hoher Gate-Spannung scheint im Vergleich mit Inversionselektronen bei kleinerem Magnetfeld zu liegen. Mit abnehmender Elektronendichte nimmt H_{res} leicht zu. Dies ist in Abb. 47 gezeigt. Lokalisierungseffekte können bei Anreicherungsschichten nicht eindeutig nachgewiesen werden, da die Signale nicht bis zu sehr kleinen Elektronendichten beobachtbar sind. Bei den Messungen an Anreicherungsschichten zeigt sich teilweise eine stark asymmetrische Linie, stärker als nach der \sqrt{H} -Verbreiterung erwartet wird (Abb. 46). Dies deutet auf eine zusätzliche Absorption der elektromagnetischen Strahlung bei kleinen Magnetfeldern hin, deren Ursache bisher nicht geklärt werden konnte. Es zeigen sich jedoch alle wesentlichen Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases analog zu den Messungen an Inversionsschichten. In Tabelle 8 sind die Ergebnisse für Anreicherungsschichten an der (100)-Oberfläche von n-Typ Silizium zusammengestellt.

7.2. Vergleich mit der Volumenzyklotronresonanz

Um Elektronenanreicherungsschichten an Siliziumoberflächen erzeugen zu können, muß man von n-Typ Volumenmaterial ausgehen. Dies hat den großen Vorteil, daß man sehr leicht, durch Erhöhung der Temperatur, auch Zyklotronresonanzexperimente an Volumenelektronen durchführen kann und dadurch ein direkter Vergleich zwischen Oberfläche und Volumen an ein und derselben Probe möglich ist. In Abb. 48 ist neben einer Resonanzkurve für die Anreicherungsschicht auch die Ferninfrarotzyklotronresonanz von thermisch angeregten Volumenelektronen gezeigt. Hierbei ist von besonderem Interesse ein Vergleich bezüglich der Resonanzposition H_{res} und der relativen Linienbreite $\Delta H/H$. Es zeigt sich, daß das Minimum der Transmission für die Oberflächensignale (für $V_g > +10$ V) immer unterhalb der Volumenresonanz liegt. Da sich dies bei allen Messungen und für verschiedene Proben ergibt und der Unterschied trotz der teilweise asymmetrischen Linie außerhalb der Fehlergrößen liegt, bedeutet dies, daß die effektive Masse von Anreicherungselektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium kleiner ist als im Volumen, wann immer die Elektronendichte groß genug ist ($\gtrsim 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}^2$). Hierfür gibt es bisher auch keine befriedigende Erklärung. Die Linienbreite ist im allgemeinen für die Anreicherungsschichten mindestens doppelt so groß als für die Volumenresonanz. Dabei ist jedoch zu beachten, daß diese Experimente bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt werden. Die Linienbreiten der Volumenzyklotronresonanzen sind von Probe zu Probe unterschiedlich. Die Streuzeiten an der Oberfläche sind jedoch in allen Fällen kleiner als im Volumen. Im Anschluß an den nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen an Volumenelektronen genauer diskutiert.

8. Andere Siliziumoberflächen

8.1. Vorbemerkungen

Beim Versuch, diese Messungen auf andere Siliziumoberflächen auszudehnen, ergeben sich eine Reihe von Schwierigkeiten. Ebenso erfolgreiche Untersuchungen wie an (100)-Oberflächen in Silizium scheitern hauptsächlich an der kleineren Streuzzeit der Ladungsträger an anderen Oberflächen. Deshalb ist es auch erst kürzlich gelungen, Shubnikov-de-Haas-Oszillationen an (110)²⁰⁾ und (111)^{21,22)} Löcherinversionsschichten zu messen. Dieselbe Schwierigkeit ergibt sich auch für Löcher an der (100)-Oberfläche^{21,22)}. Die Ursachen der schlechteren Beweglichkeit liegen einerseits in der technologischen Schwierigkeit, andere Oberflächen ebenso perfekt herzustellen wie die (100)-Oberfläche, und zum anderen an der höheren effektiven Masse der Ladungsträger. Bei diesen Messungen ist jedoch die Streuzzeit τ entscheidend. Im Rahmen dieser Arbeit ist es nicht gelungen, Ferninfrarotzyklotronresonanzmessungen an Raumladungsschichten (Elektronen und Löcher) an der (111)-Oberfläche und an Löcher-Randschichten an der (100)-Oberfläche durchzuführen. Dies kann einerseits daran liegen, daß die Beweglichkeiten in diesen zweidimensionalen Ladungsträgerschichten zu klein sind und dadurch die Bedingung $\omega\tau \gtrsim 1$ mit der verwendeten Frequenz (890,7 GHz) nicht erfüllt ist, oder aber die effektiven Massen m_c^* der Ladungsträger sind so groß, daß das maximale Magnetfeld (14 Tesla) zur Messung der Zyklotronresonanz noch nicht ausreicht. Im Gegensatz dazu konnten jedoch erste Ergebnisse über Raumladungsschichten an der (110)-Oberfläche von Silizium erzielt werden.

8.2. Elektronen an der (110)-Oberfläche

Zunächst werden kurz die Ergebnisse von Elektronen an der (110)-Oberfläche von Silizium diskutiert. Die Messungen wurden sowohl an n-Typ wie auch p-Typ Silizium durchgeführt. Die Resultate für Elektronenanreicherungs- und -inversions-schichten sind ähnlich. Die Zyklotronresonanzlinien sind sehr breit ($\omega\tau \approx 1$). Ein Signal kann nur in einem kleinen Bereich von Gatespannungen ($V_g \sim 20-30$ V) beobachtet werden. Die Resonanzposition liegt etwa bei 13,5 Tesla, d.h. H_{res} kann experimentell bei unserem Aufbau in Grenoble gerade noch erreicht werden. Die Linienposition kann aus dem Nulldurchgang der Ableitungskurven bestimmt werden. Daraus ergibt sich für die effektive Masse m_c^* :

$$m_c^* \text{ (Elektronen an der (110)-Oberfläche)} = (0,42 \pm 0,04) m_0$$

Ein Vergleich mit Tabelle 1 zeigt, daß dieser Wert nicht mit dem erwarteten Wert für das unterste elektrische Subband übereinstimmt, daß er sich aber mit dem Wert für das zweite Subband (leichte Masse senkrecht zur Oberfläche) deckt. Dies deutet darauf hin, daß bei diesen Experimenten das elektrische Subband mit leichter Masse senkrecht zur Oberfläche besetzt ist und daß das beobachtete Signal von diesen Elektronen stammt. Kürzlich durchgeführte Shubnikov-de-Haas-Experimente¹¹⁸⁾ scheinen dieses Resultat zu bestätigen. In dieser Arbeit wird eine "Valley"entartung von 2 und eine effektive Masse von etwa $0,38 m_0$ gefunden. Hier deutet besonders die Valleyentartung auf die Besetzung des zweiten Subbandes vor dem ersten hin (siehe Tabelle 1). Aus einem noch nicht bekannten Grund scheint also an der (110)-Oberfläche das elektrische Subband mit der leichteren Masse senkrecht zur Oberfläche zuerst besetzt zu werden. Da die experimentellen Daten hierzu jedoch noch sehr unvollständig sind, will ich hier nicht weiter über mögliche Erklärungen spekulieren.

Das Ziel ist nur, aufzuzeigen, daß noch interessante Phänomene mit Hilfe der Zyklotronresonanz zu untersuchen sind. Bei diesen Messungen an Elektronen an der (110)-Oberfläche werden außerdem keine Quantenoszillationen und auch keine subharmonischen Strukturen beobachtet. Dies ist wohl auf die sehr große Linienbreite (schlechtes $\omega\tau$) zurückzuführen.

8.3. Löcher an der (110)-Oberfläche

Bei den Experimenten an Löchern an der (110)-Oberfläche ergeben sich zwei entscheidende Unterschiede zu den eben besprochenen Ergebnissen für Elektronen. Zum einen ist das Verhalten von Anreicherungsschichten unterschiedlich zu Inversionsschichten, zum anderen ist die Beweglichkeit der Löcher besser, so daß $\omega\tau$ bei der verwendeten Laserlinie (337 μ) ungefähr 1,5 beträgt. Dadurch werden hier auch wieder die charakteristischen Quantenoszillationen beobachtet. In Abb. 49 ist dies für Löcherinversions- und -anreicherungsschichten an der (110)-Oberfläche von Silizium gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß für Inversionsschichten das Zentrum der Linie (Nulldurchgang der Ableitungskurven) gerade noch erreicht werden kann, während für Anreicherungsschichten dies bei wesentlich höherem Magnetfeld liegt. Das Signal kann in beiden Fällen erst bei relativ hohen Gatespannungen beobachtet werden ($V_g \gtrsim -40$ V). Für Inversionsschichten ergibt sich ein Resonanzfeld von etwa 12 Tesla. Daraus folgt für die effektive Masse ($V_g \gtrsim -40$ V):

$$m_c^* \text{ (Löcher (110)-Inversionsschicht)} = (0,38 \pm 0,04) m_0$$

Dies ist in Übereinstimmung mit Ref. 20. Bei sehr hohen Gatespannungen ($V_g \gtrsim -60$ V) taucht bei $H \sim 4,5$ Tesla der Linie zusätzlich überlagerte Struktur auf. Bei Anreicherungsschichten

ist diese Struktur bereits bei kleineren Gatespannungen zu beobachten (siehe Abb. 49). Es könnte sich hier um die Besetzung eines zweiten elektrischen Subbandes mit niedrigerer effektiver Masse parallel zur Oberfläche handeln. Die Berechnung der Energieniveaus und der effektiven Massen für Löcher ist wegen der starken Spin-Bahn-Kopplung der Valenzbänder in Silizium wesentlich schwieriger als für Elektronen. Kürzlich wurden solche Rechnungen unabhängig sowohl von Bangert und Mitarbeiter¹¹⁹⁾ als auch von Uemura und Mitarbeiter¹²⁰⁾ durchgeführt. Das Ergebnis ist in überraschend guter Übereinstimmung mit Shubnikov-de-Haas-Messungen²⁰⁾ und diesen Experimenten. Für Anreicherungsschichten zeigt sich jedoch, daß die Resonanzposition wesentlich höher liegt und hier wegen des begrenzten Magnetfeldes nicht bestimmt werden kann. Um eine genaue Analyse dieser Daten vornehmen zu können, ist es wünschenswert, Proben mit besserer Beweglichkeit und damit besserer Auflösung zu besitzen. Wir hoffen solche Experimente bald durchführen zu können.

9. Bemerkungen über Volumenzyklotronresonanzen

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch kurz über Ferninfrarotzyklotronresonanzexperimente im Siliziumvolumen berichtet werden. Die Majoritätsladungsträger werden dazu thermisch angeregt. Wir benützen diese Messungen gleichzeitig, um die Eigenschaften und Güte des verwendeten Siliziummaterials zu testen. Dabei werden in allen Fällen nur Zyklotronresonanzmessungen an Majoritätsladungsträgern durchgeführt, da bei den verwendeten Temperaturen fast ausschließlich nur diese Ladungsträger thermisch erzeugt werden. In Abb. 50 sind experimentelle Daten für n-Typ Silizium gezeigt. In allen Proben ist die Linienbreite der Volumenresonanzen wesentlich

geringer als bei den Messungen der Randschichten. Für die Streuzeiten ergeben sich Werte zwischen 1,4 und 4×10^{-12} s. Die Unterschiede können auf verschiedene Dotierungen zurückgeführt werden. Im Gegensatz zur Oberfläche werden im Volumen die besten Streuzeiten (4×10^{-12} s) für die Proben in (110)-Richtung gemessen. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse dieser Experimente ist in Tabelle 8 gegeben.

Besonders interessant ist die Frage nach der effektiven Masse bei so hohen Anregungsenergien, und damit die Frage nach einer eventuellen Nichtparabolizität des Leitungsbandes in Silizium. Die gemessenen Zyklotronmassen in (100)- und (110)-Richtung sind in Tabelle 8 angegeben. Daraus folgt für die transversale und longitudinale Bandmasse:

$$m_t = (0,197 \pm 0,002) m_0$$

$$m_l = (0,92 \pm 0,02) m_0$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Messungen bei höheren Temperaturen ($T \sim 70$ K) durchgeführt wurden. Auch der bei Mikrowellenfrequenzen gemessene Wert für m_t ($= 0,1905 m_0^{46}$) steigt mit zunehmender Temperatur an und erreicht bei $T \sim 70$ K den Wert $0,197 m_0^{121}$.

VI. AUSBLICK

1. Andere Resonanzmessungen an Siliziumoberflächen

Zum Schluß einer solchen Arbeit stellt sich immer die Frage, was ist noch zu tun, bzw. was kann noch getan werden? Dabei ist besonders die Möglichkeit anderer Resonanzmessungen (neben Zyklotronresonanz) in Betracht zu ziehen. Die Messung direkter Übergänge zwischen elektrischen Subbändern ist dabei von großem Interesse. Solche Experimente wurden kürzlich mit großem Erfolg von Kamgar und Mitarbeitern^{42,78} durchgeführt.

Ähnliche Ergebnisse wurden mit Hilfe von Photoleitfähigkeitsmessungen erzielt¹²²⁾. Durch solche Messungen ist es möglich, Auskunft über das Energieniveauschema der elektrischen Subbänder zu erlangen.

Durch Anlegen von parallelen und senkrechten Magnetfeldern sollte es möglich sein, kombinierte Resonanzen zu messen. Damit ist gemeint, daß gleichzeitig Übergänge zwischen elektrischen Subbändern und Landauniveaus (Zyklotronresonanz) gemessen werden. Dabei stellt sich jedoch die Frage, ob die Matrixelemente für solche Übergänge groß genug sind. Eine besondere Rolle spielt dabei die mögliche Kopplung der senkrechten und parallelen Bewegung der Ladungsträger in den Raumladungsschichten.

Besonders interessant wäre auch die Messung der Spinresonanz. Gerade die Frage nach dem g-Faktor der Elektronen in Inversionsschichten ist in letzter Zeit wieder sehr aktuell geworden. Es ist jedoch fraglich, ob diese Resonanzmessung direkt möglich ist. Vielleicht gelingt es aber indirekt, z.B. über die Leitfähigkeit. Solche Messungen sind jedoch sehr schwierig durchzuführen.

2. Andere Materialien

Alle hier besprochenen Experimente lassen sich auch an anderen Halbleiteroberflächen durchführen. Da aber an anderen Materialien eine Oxydschicht meist nur sehr schwierig herzustellen ist, muß man hier eine MIS-Struktur (Metal-Insulator-Semiconductor) verwenden. Der Isolator kann z.B. aus einer dünnen Hostafanfolie ($3-6 \mu$) bestehen, die direkt auf die polierte Oberfläche gelegt wird. Kürzlich ist es erstmals gelungen, mit solch einer Anordnung Zyklotronresonanz an Raumladungsschichten von InSb¹²³⁾ und Te¹²⁴⁾ zu messen. Diese Methode

läßt sich sicher auch auf andere Materialien ausdehnen, wie z.B. GaAs, Ge, ZnO... Gerade bei den polaren Halbleitern, wie z.B. InSb und GaAs, besteht großes Interesse, die Elektron-Phonon-Kopplung an der Oberfläche zu untersuchen. An allen diesen Materialien sollten auch die eben besprochenen anderen Arten von Resonanzmessungen möglich sein. Das Problem bei all diesen Messungen ist wohl die Tatsache, daß die Oberfläche nicht wie bei Silizium durch eine Oxydschicht geschützt ist. Dadurch können sich sehr leicht die Eigenschaften der Oberfläche durch Adsorption von Gasen verändern, verschlechtern. Es können zusätzlich Oberflächenzustände und Oberflächenrauheiten entstehen, die die Einsatzspannung bzw. Flachbandbedingung verändern und die Beweglichkeit verschlechtern. Der Vorteil ist allerdings, daß die Oberfläche jederzeit wieder neu poliert und geätzt werden kann. Dies ist bei einer schlechten Silizium-Oberfläche wegen der Oxydschicht nicht mehr möglich.

Es ist noch zu erwähnen, daß die Möglichkeit einer Bandverbiegung auch durch das Aufdampfen bestimmter Materialien auf die Halbleiteroberfläche besteht. Dabei spielt das Kontaktpotential eine entscheidende Rolle. Durch geeignete Wahl der Aufdampfmaterialien kann man sowohl Inversion als auch Anreicherung erzeugen.

3. Untersuchung festkörperphysikalischer Eigenschaften mit Hilfe von Randschichten

Zum Abschluß dieser Arbeit sei noch darauf hingewiesen, daß es vielleicht möglich ist, Eigenschaften des Festkörpers, wie z.B. Magnetismus oder Supraleitung, mit Hilfe der Randschichten zu untersuchen. Dabei spielt besonders die variable Elektronendichte an der Oberfläche eine Rolle. Alle Eigenschaften des Festkörpers, die von der Zahl der Ladungsträger beeinflusst

werden, können mit Hilfe von Raumladungsschichten studiert werden. Da sich z.B. magnetische Eigenschaften von Halbleitern wie EuS, EuSe, ... auf die Leitfähigkeit der Materialien auswirken¹²⁵⁾, sollte es möglich sein, diese Eigenschaften durch Veränderung der Zahl der Ladungsträger (Anreicherungsschichten) zu untersuchen. Ein anderer interessanter Gesichtspunkt wäre die Möglichkeit, Supraleitung durch Variation der Zahl der Ladungsträger zu beeinflussen. Ausgehend von supraleitenden Halbleitern wie z.B. GeTe¹²⁶⁾ sollte man versuchen, die Auswirkungen einer starken Anreicherungsschicht auf die supraleitenden Sprungtemperaturen T_c zu untersuchen. Vielleicht ergibt sich für das Oberflächensystem, da es ja zweidimensional ist, eine höhere Sprungtemperatur als im Volumen. Dazu ist sicher eine gute Elektron-Phonon-Kopplung an der Oberfläche nötig. Mit der Spekulation, daß bei einem Halbleiter mit starker Elektron-Phonon-Kopplung und sehr starker Inversion sich ein zweidimensionaler Supraleiter mit beeinflusbarer Sprungtemperatur ergeben könnte, möchte ich diese Arbeit abschließen.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) A. Many, Y. Goldstein und N.B. Grover, "Semiconductor Surfaces", North Holland Publishing Company, Amsterdam (1965)
- 2) G. Dorda in "Festkörperprobleme XIII", Pergamon Press, Vieweg (1973), S. 215-239
- 3) I.E. Tamm, Z. Phys. 76, 849 (1932)
- 4) W. Shockly, Phys.Rev. 56, 317 (1939)
- 5) S.G. Davison und J.D. Levine in "Solid State Physics 25", Academic Press, N.Y. and London (1970)
- 6) W. Mönch in "Festkörperprobleme XIII", Pergamon Press, Vieweg (1973), S. 241-274, und
G. Heiland und W. Mönch, Surface Science 37, 30 (1973)
- 7) W.C. Hittinger, Scientific American (August 1973)
- 8) B. Hoeneisen und C.A. Mead, Solid State Electronics 15, 819 (1972)
- 9) J.R. Schrieffer in "Semiconductor Surface Physics", Univ. of Pennsylvania Press, Philadelphia (1957)
- 10) A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard und P.J. Stiles, Phys.Rev.Letters 16, 901 (1966)
- 11) T. Ando und Y. Uemura, J.Phys.Soc.Japan 30, 632 (1971)
- 12) T. Ando, Y. Matsumoto, Y. Uemura, M. Kobayashi und K.F. Komatsubara, J.Phys.Soc.Japan 32, 859 (1972)
- 13) F.F. Fang und P.J. Stiles, Phys.Rev. 174, 823 (1968)
- 14) M. Kobayashi und K.F. Komatsubara in "Proceedings of the Second International Conference on Solid Surfaces", Kyoto (1974)
- 15) J.F. Janak, Phys.Rev. 178, 1416 (1969)
- 16) K. Narita, S. Takaoka und K.F. Komatsubara, Sol.State Comm. 12, 1221 (1973)
- 17) K. Suzuki und Y. Kawamoto, J.Phys.Soc.Japan 35, 1456 (1973)
- 18) T. Ando und Y. Uemura, J.Phys.Soc.Japan 37, 1044 (1974)
- 19) J.L. Smith und P.J. Stiles, Phys.Rev.Letters 29, 102 (1972)

- 20) K.v.Klitzing, G. Landwehr und G. Dorda, Sol.State Comm. 14, 387 (1974)
- 21) K.v.Klitzing, G. Landwehr und G. Dorda, Sol.State Comm. 15, 489 (1974)
- 22) A.A. Lakhani, P.J. Stiles und Y.C. Cheng, Phys.Rev.Letters 32, 1003 (1974)
- 23) M. Kaplit und J.N. Zemel, Phys.Rev.Letters 21, 212 (1968)
- 24) A.M. Voshchenkov und J.N. Zemel, Phys.Rev. B 9, 4410 (1974)
- 25) D.C. Tsui, Phys.Rev. B 4, 4438 (1971)
- 26) D.C. Tsui, G. Kaminsky und P.H. Schmidt, Phys.Rev. B 9, 3524 (1974)
- 27) N. Kotera, Y. Katayama und K.F. Komatsubara, Phys.Rev. B 5, 3065 (1972)
- 28) G.A. Antcliffe, R.T. Bate und R.A. Reynolds in "Phys. of Semimetals and Narrow Gap Semiconductors", Pergamon Press, Oxford (1971), S. 499
- 29) K.v.Klitzing und G. Landwehr, Sol. State Comm. 9, 2201 (1971) und
R. Silbermann, G. Landwehr und J.C. Thullier in "Proceedings of the Second International Conference on Solid Surfaces", Kyoto, Japan (1974)
- 30) G. Dorda, Appl.Phys.Letters 17, 406 (1970)
- 31) F. Stern und W.E.Howard, Phys.Rev. 163, 816 (1967)
- 32) F. Stern, Phys.Rev. B 5, 4891 (1972)
- 33) C.B. Duke, Phys.Rev. 168, 816 (1968)
- 34) J.A. Appelbaum und G.A. Baraff, Phys.Rev. B 4, 1235 (1971)
- 35) G.A. Baraff und J.A. Appelbaum, Phys.Rev. B 5, 475 (1972)
- 36) F.F. Fang und A.B. Fowler, Phys.Rev. 169, 619 (1967)
- 37) G. Dorda, I. Eisele und E. Preuß, Sol.State Comm. 11, 1625 (1972)
- 38) G. Dorda, I. Eisele, Phys.Stat.Sol. 20, 263 (1973)
- 39) D. Colman, R.T. Bate und J.P. Mize, J.Appl.Phys. 39, 1923 (1968)
- 40) G. Abstreiter, P. Kneschaurek, J.P. Kotthaus und J.F. Koch, Phys.Rev.Letters 32, 104 (1974)

- 41) J.S. Allen, D.C. Tsui und J.V. Dalton, Phys.Rev.Letters 32, 107 (1974)
- 42) A. Kamgar, P. Kneschaurek, G. Dorda und J.F. Koch, Phys. Rev.Letters 32, 1251 (1974)
- 43) T. Ando, private Mitteilung
- 44) M.L. Cohen und T.K. Bergstresser, Phys.Rev. 141, 789 (1966)
- 45) C. Kittel, "Einführung in die Festkörperphysik", Olden- burg-Verlag, München (1969)
- 46) J.C. Hensel, H. Hasegawa und W. Nakayama, Phys.Rev. 138, 225 (1965)
- 47) z.B. S. Flügge, "Rechenmethoden der Quantentheorie", Heidelberger Taschenbücher, Band 6 (1965)
- 48) R. Doezema und J.F. Koch, Phys.Rev. B 5, 3866 (1972)
- 49) L.D. Landau und E.M. Lifshitz, "Quantum Mechanics: Nonrelativistic Theory", Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass., (1958) S. 70
- 50) L.N. Hadley und D.M. Dennison, J.Opt.Soc.Am. 37, 451 (1947)
- 51) P. Kneschaurek, Diplomarbeit Technischen Universität München (1974)
- 52) B. Lax und J.G. Mvroides in "Solid State Physics 11", Academic Press, N.Y. (1960)
- 53) T. Ando, Dissertation, Universität von Tokio (1972)
- 54) T. Ando und Y. Uemura in "Proceedings of the Twelfth International Conference on the Physics of Semiconductors 1974", Teubner, Stuttgart, S. 724
- 55) T. Ando, wird veröffentlicht
- 56) T. Ando und Y. Uemura, J.Phys.Soc.Japan 36, 959 (1974)
- 57) T. Ando, J.Phys.Soc.Japan 36, 1521 (1974)
- 58) T. Ando, J.Phys.Soc.Japan 37, 622 (1974)
- 59) Y. Uemura in "Proceedings of the Twelfth International Conference on the Physics of Semiconductors 1974", Teubner, Stuttgart, S. 665
- 60) R. Kubo, J.Phys.Soc.Japan 12, 570 (1957)
- 61) G. Abstreiter, J.P.Kotthaus, J.F. Koch und G. Dorda, in Vorbereitung

- 62) Die Proben wurden freundlicherweise von der Halbleiterentwicklungsabteilung der Forschungslaboratorien der Siemens AG München zur Verfügung gestellt.
- 63) S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", J. Wiley, N.Y. (1969)
- 64) A.S. Grove, E.H. Snow, B.E. Deal und C.T. Sah, J.Appl. Phys. 35, 2458 (1964)
- 65) P. Stallhofer, Diplomarbeit Technische Universität München (1975)
- 66) F.J. Low, J.Opt.Soc.Am. 51, 1300 (1961)
- 67) M. Wanner, Diplomarbeit Technische Universität München (1974)
- 68) L.J. Neuringer, A.J. Perlman, L.G. Rubin und Y. Shapira, Rev.Scient.Instr. 42, 9 (1971)
- 69) H.A. Gebbie, N.W.B. Stone und F.D. Findlay, Nature 202, 685 (1964)
- 70) J.P. Kotthaus, Appl.Optics 7, 2422 (1968)
- 71) A.L.Bloom, "Gas Lasers", Wiley, N.Y. (1968)
- 72) J.P. Kotthaus, Dissertation Univ. Calif. Santa Barbara (1972)
- 73) Hersteller der supraleitenden Magneten (Seriennummer: 5123/3111) ist die Fa. CSCC.
- 74) Hersteller der Stromzuführungen ist die Fa. American Magnetics. Eine Beschreibung ist in "The Rev. of Scientific Instruments" 38, 1776 (1967) zu finden.
- 75) H. Küblbeck, Diplomarbeit Technische Universität München (1975)
- 76) G. Dresselhaus, A.F. Kip und C. Kittel, Phys.Rev. 98, 368 (1955)
- 77) Y. Uemura und Y. Matsumoto in "Proceedings of the Second Conference on Solid State Devices", Tokyo (1970), S. 205
- 78) A. Kamgar, P. Kneschaurek, W.Beinvogl und J.F. Koch in "Proceedings of the Twelfth International Conference on the Physics of Semiconductors 1974", Teubner, Stuttgart, S. 709, und private Mitteilung

- 79) Y. Murayama, Y. Kamigaki und E. Yamada in "Proceedings of the Third Conference on Solid State Devices", Tokyo (1971), S. 133
- 80) Y.C. Cheng und E.O. Sullivan, Surface Science 34, 717 (1973)
- 81) Y.C. Cheng und E.O. Sullivan, J.Appl.Phys. 44, 3619 (1973)
- 82) K.F. Komatsubara, K.Narita, Y. Katayama, N. Kotera und M. Kobayashi, J.Phys.Chem.Solids 35, 723 (1974)
- 83) T.H. Ning und C.T. Sah, Phys.Rev. B 9, 527 (1974)
- 84) Y. Matsumoto und Y. Uemura in "Proceedings of the Second International Conference on Solid Surfaces", Kyoto (1974)
- 85) C.M. Krowne und J.W. Holm-Kennedy, Surface Science 46, 197 (1974)
C.M. Krowne und J.W. Holm-Kennedy, Surface Science 46, 232 (1974)
- 86) J.P. Kotthaus, G. Abstreiter und J.F. Koch, Solid State Comm. 15, 517 (1974)
- 87) W.S. Boyle und A.D. Brailsford, Phys.Rev. 107, 903 (1957)
- 88) E.J. Johnson und D.H. Dickey, Phys.Rev. B 1, 2676 (1970)
- 89) R.F. Wallis und H.J. Bowlden, J.Phys.Chem.Solids 7, 78 (1958)
- 90) J.R. Apel, T.O. Poehler und C.R. Westgate, Appl.Phys.Lett. 14, 161 (1969)
- 91) K.W. Chiu und J.J. Quinn, Phys.Rev. B 9, 4724 (1974)
- 92) B.D. McCombe, R.J. Wagner, S. Teitler und J.J. Quinn, Phys.Rev.Letters 28, 34 (1972)
- 93) M. Orman und N.J. Morgenstern, Sol.State Comm. 15, 1381 (1974)
- 94) W. Kohn, Phys.Rev. 123, 1242 (1961)
- 95) M.W. Cole, Rev.Mod.Phys. 46, 451 (1974)
- 96) T.R. Brown und C.C. Grimes, Phys.Rev.Letters 29, 1233 (1972)
- 97) C.C. Grimes und T.R. Brown, Phys.Rev.Letters 32, 280 (1974)
- 98) L.P. Gorkov und D.M. Chernikova, JETP Lett. 18, 68 (1973)
- 99) R.S. Crandall und K. Williams, Phys.Lett. 34 A, 404 (1971)
- 100) V.B. Shikin, JETP Lett. 19, 335 (1974)
- 101) P.M. Platzmann und H. Fukuyama, Phys.Rev. B 10, 3150 (1974)
- 102) D.Pines in "Polarons and Excitons", Eds. C.G. Kuper und G.D. Whitfield, Plenum Press N.Y. (1962)

- 103) N.F. Mott, Electron. Power 19, 321 (1973)
- 104) F. Stern, Phys.Rev. B 9, 2762 (1974)
- 105) R.A. Abram, J.Phys. C 6, L 379 (1973)
- 106) M. Pepper, S. Pollitt, C.J. Adkins und R.E. Oakley, Phys. Lett. 47 A, 71 (1974)
- 107) M. Pepper, S. Pollitt und C.J. Adkins, Phys.Lett. 48 A, 113 (1974)
- 108) M. Pepper, S. Pollitt und C.J. Adkins, J.Phys. C 7, L 273 (1974)
- 109) D.C. Tsui und S.J. Allen, Phys.Rev.Letters 32, 1200 (1974)
- 110) R.J. Tidey und R.A.Stradling, J.Phys. C 7, L 356 (1974)
- 111) I. Eisele und G. Dorda, Sol.State Comm. 15, 1391 (1974)
- 112) I. Eisele und G. Dorda, Phys.Rev.Letters 32, 1360 (1974)
- 113) J.P. Kotthaus, G. Abstreiter, J.F. Koch und R. Ranvaud, Phys.Rev.Letters 34, 151 (1975)
- 114) D. Childers und P. Pincus, Phys.Rev. 177, 1036 (1969)
- 115) H.J. Mikeska und H. Schmidt, wird veröffentlicht in Z.Physik
- 116) H. Küblbeck und J.P. Kotthaus, private Mitteilung
- 117) F. Stern, Phys.Rev.Letters 33, 960 (1974)
- 118) P. Neugebauer, K.v.Klitzing und G. Landwehr, private Mitteilung
- 119) E. Bangert, K.v.Klitzing und G. Landwehr in "Proceedings of the Twelfth International Conference on the Physics of Semiconductors 1974", Teubner, Stuttgart, S. 714
- 120) Y. Uemura, private Mitteilung
- 121) R.A. Stradling und V.V. Zhukov, Proc.Phys.Soc. 87, 263 (1966)
- 122) H.S. Goldberg und R.G. Wheeler in "International Conference on Submillimeter Waves and their Applications", Atlanta, Georgia, 1974
- 123) A. Därr, J.P. Kotthaus und J.F. Koch, wird veröffentlicht
- 124) M.v.Ortenberg und R. Silbermann, wird veröffentlicht
- 125) siehe z.B.: S. Metfessel, Z. angew. Phys. 18, 414 (1965)
- 126) Supraleitende Halbleiter siehe z.B.:
K. Seeger, "Semiconductor Physics", Springer-Verlag, Wien (1973)

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 1: Bandverlauf in der Nähe der Oberfläche von n- und p-Typ Halbleitern für drei unterschiedliche Raumladungszonen: Anreicherungsschicht, Verarmungsschicht, Inversionsschicht.
- Abb. 2: Schematische Anordnung eines MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor)
- Abb. 3: Schematische Darstellung des eindimensionalen Potentialtopfes an der Halbleiteroberfläche mit den Energieniveaus (tiefste Werte der elektrischen Subbänder) und Wellenfunktionen sowie der Zustandsdichte $D(E)$.
- Abb. 4: a) Bandstruktur von Silizium (Ref. 45)
b) Flächen konstanter Energie für Elektronen im Leitungsband von Silizium und Projektion auf die (100)-Oberfläche
- Abb. 5: Energieniveaus von Elektronen in Inversionsschichten an der (100)-Oberfläche von p-Silizium nach Stern³²⁾. Alle Energien sind vom Boden des niedrigsten Subbandes aus gemessen.
- Abb. 6: Quantisierung der Elektronenzustände im Magnetfeld
- Abb. 7: Zustandsdichte im Zweidimensionalen mit Magnetfeld
- Abb. 8: Reflexion R , Transmission T und Absorption P dünner Filme als Funktion von $f = \frac{4\pi}{c} \epsilon d$ unter der Annahme $d \ll$ Eindringtiefe (Ref. 50).
- Abb. 9: Mögliche Übergänge vom n -ten Landauniveau in das $(n+1)$ te Landauniveau im Falle kurzreichweitiger und langreichweitiger Streupotentiale. Für die Landaniveaus wird hierbei eine elliptische Form angenommen. Für kurzreichweitige Streuzentren sind alle Übergänge zwischen den Landauniveaus erlaubt; bei inhomogener Verbreiterung ist die Auswahlregel für mögliche Übergänge eingeschränkt.

- Abb. 10: Dynamische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$ für Streupotentiale mit Gaußschem Profil und verschiedenen Reichweiten (nach Ref. 55)
- a) gefülltes Landauniveau
 - b) halbgefülltes Landauniveau
- Abb. 11: Verschiebung des Resonanzmaximums im Falle kurzreichweitiger Streupotentiale und einem halbgefüllten Landauniveau. Die maximale Übergangswahrscheinlichkeit ist nicht bei der Resonanzfrequenz $\omega_c = \omega_2$ gegeben. Für $\omega_3 > \omega_c$ ist das Produkt aus besetzten Anfangszuständen und leeren Endzuständen am größten. Dies ist schematisch durch die schraffierten Flächen gezeigt.
- Abb. 12: Beispiele der dynamischen Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(\omega)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld für Inversionselektronen an der (100)Oberfläche von Silizium. Zum Vergleich ist jeweils auch die klassische Halbleiterzyklotronresonanzlinie eingetragen (nach Ref. 55).
- Abb. 13: Landauniveaus und Fermienergie als Funktion des Magnetfeldes H (nach Ref. 55) ($T = 0K$)
- Abb. 14: Schematische Anordnung der verwendeten Proben.
- Abb. 15: Hochfrequenz- und Niederfrequenzverhalten von C-V-Kurven einer MOS-Anordnung
- Abb. 16: Qualitative Bestimmung der Leitfähigkeit mit Hilfe von Mikrowellenabsorptionsmessungen bei $H = 0 T$ und $H = 4 T$
- Abb. 17: Der Probenhalter mit Lichteinkopplung, Probenanordnung und Ge-Detektor (schematisch)
- Abb. 18: Versuchsaufbau (schematisch): Das Dewarsystem, der supraleitende Magnet mit Modulationsspule, die Eichkurve, der Molekularlaser
- Abb. 19: Das System in Grenoble: Der Bittermagnet, das Dewarsystem, die Steuerungseinheit
- Abb. 20: Photos der Anordnung in Grenoble

- Abb. 21: Blockschaltbild der verwendeten Geräte und Schaltbild der Stromversorgung des Detektors
- Abb. 22: Transmission in Abhängigkeit vom Magnetfeld direkt und in Ableitung (Magnetfeldmodulation)
- Abb. 23: Direkte Messung des Signals von der Inversionsschicht durch periodisches Ein- und Ausschalten der Gate-spannung (kein Gleichgewichtszustand)
- Abb. 24: Zwei typische Zyklotronresonanzlinien für Inversionselektronen der (100)-Oberfläche von Silizium. Dabei steht das Magnetfeld H in einen Fall senkrecht zur Oberfläche und im anderen Fall 45° verkippt.
- Abb. 25: Relative Linienposition gegen $(\cos \theta)^{-1}$ aufgetragen. θ ist dabei der Verkippfungswinkel des Magnetfeldes H gegen die Oberfläche. Gestrichelt ist der Verlauf für Volumenelektronen in Silizium wiedergegeben.
- Abb. 26: Transmission T in Abhängigkeit von H für kleine Gate-spannungen (Beispiele)
- Abb. 27: Transmission T in Abhängigkeit von H für große Gate-spannungen (Beispiele)
- Abb. 28: Die Ableitung der Resonanzlinie nach dem Magnetfeld H für kleine Gatespannungen (Beispiele)
- Abb. 29: Die Ableitung der Resonanzlinie nach dem Magnetfeld H für große Gatespannungen (Beispiele)
- Abb. 30: Vergleich der Ableitung einer klassischen Zyklotronresonanzlinie mit einer Meßkurve bei kleinen Gate-spannungen
- Abb. 31: Streuzeiten τ und Beweglichkeiten μ aus der Linienbreite nach Andos Theorie. Zum Vergleich ist auch eine Meßkurve der Feldeffektbeweglichkeit μ_{FE} mit Hilfe von Mikrowellenabsorptionsmessungen gezeigt.
- Abb. 32: Vergleich von gemessenen Zyklotronresonanzlinien mit der klassischen Linie nach Gleichung (23) und Andos Theorie.
- Abb. 33: Vergleich der Zyklotronresonanzlinie, aufgenommen bei verschiedenen Laserfrequenzen: 337μ , 195μ

- Abb. 34: Temperaturabhängigkeit der Zyklotronresonanzlinien bei einer Gatespannung $V_g = + 40 \text{ V}$ ($T > 4,2 \text{ K}$). Ab einer Temperatur von etwa 30 K erscheinen Resonanzlinien von thermisch angeregten Löchern im Volumen. Die Quantenoszillationen sind bei $T \sim 20 \text{ K}$ verschwunden.
- Abb. 35: Temperaturabhängigkeit der Zyklotronresonanzlinien (direkte Transmission, $V_g = + 30 \text{ V}$)
- Abb. 36: Vergleich zwischen Andos Theorie und den Experimenten mit der Probe A1
- Abb. 37: Vergleich zwischen Andos Theorie und den Experimenten mit der Probe D1
- Abb. 38: Vergleich zwischen Andos Theorie und einer Zyklotronresonanzlinie der Probe D3
- Abb. 39: $n_s(V_g)$ bestimmt mit Hilfe der Quantenoszillationen und aus der Oxydschichtdicke (Probe A1: Übereinstimmung, Probe D1: maximal gemessene Abweichung ($\sim 7\%$))
- Abb. 40: Direkte Messung der Quantenoszillationen bei konstantem Magnetfeld H (Magnetfeldmodulation). Die Gatespannung V_g wird variiert.
- Abb. 41: Positionen der Maxima und Minima der Quantenoszillationen bei verschiedenen Magnetfeldern. Es ist deutlich eine Phasenumkehr bei H_{res} zu erkennen.
- Abb. 42: Subharmonische Strukturen bei verschiedenen Gatespannungen V_g
- Abb. 43: Positionen der subharmonischen Struktur in Abhängigkeit von der Gatespannung V_g und einfaches Modell zur Erklärung der Strukturen (Coulombabstoßung, $R \approx 200 \text{ \AA}$)
- Abb. 44: Zyklotronresonanzlinien bei kleinen Elektronendichten (Probe D3)
- Abb. 45: a) Positionen der Zyklotronresonanzlinien für verschiedene Proben in Abhängigkeit von der Elektronendichte
b) Berechnung der Positionen nach dem Modell von Miskeska und Schmidt¹¹⁵⁾

- Abb. 46: Zyklotronresonanzlinien (Beispiele) für Anreicherungsschichten an der (100)-Oberfläche von Silizium. Direkte Transmission der Ferninfrarotstrahlung und Ableitung (Magnetfeldmodulation) sind gleichzeitig gegen das Magnetfeld aufgetragen.
- Abb. 47: Effektive Masse m_c^* für Anreicherungselektronen an der (100)-Oberfläche von n-Typ Silizium in Abhängigkeit von der Gatespannung V_g . Es ist auch der Wert für Volumenelektronen eingetragen.
- Abb. 48: Vergleich der Zyklotronresonanzlinien für Anreicherungs- und Volumenelektronen
- Abb. 49: Erste Ergebnisse der Zyklotronresonanzexperimente an Löchern an der (110)-Oberfläche von Silizium. Anreicherungsschichten und Inversionsschichten.
- Abb. 50) Zyklotronresonanz bei einer Frequenz von 890,7 GHz an Elektronen in Silizium (thermisch angeregte Elektronen)
- (100)-Richtung (direkte Transmission)
- (110)-Richtung (Ableitung)

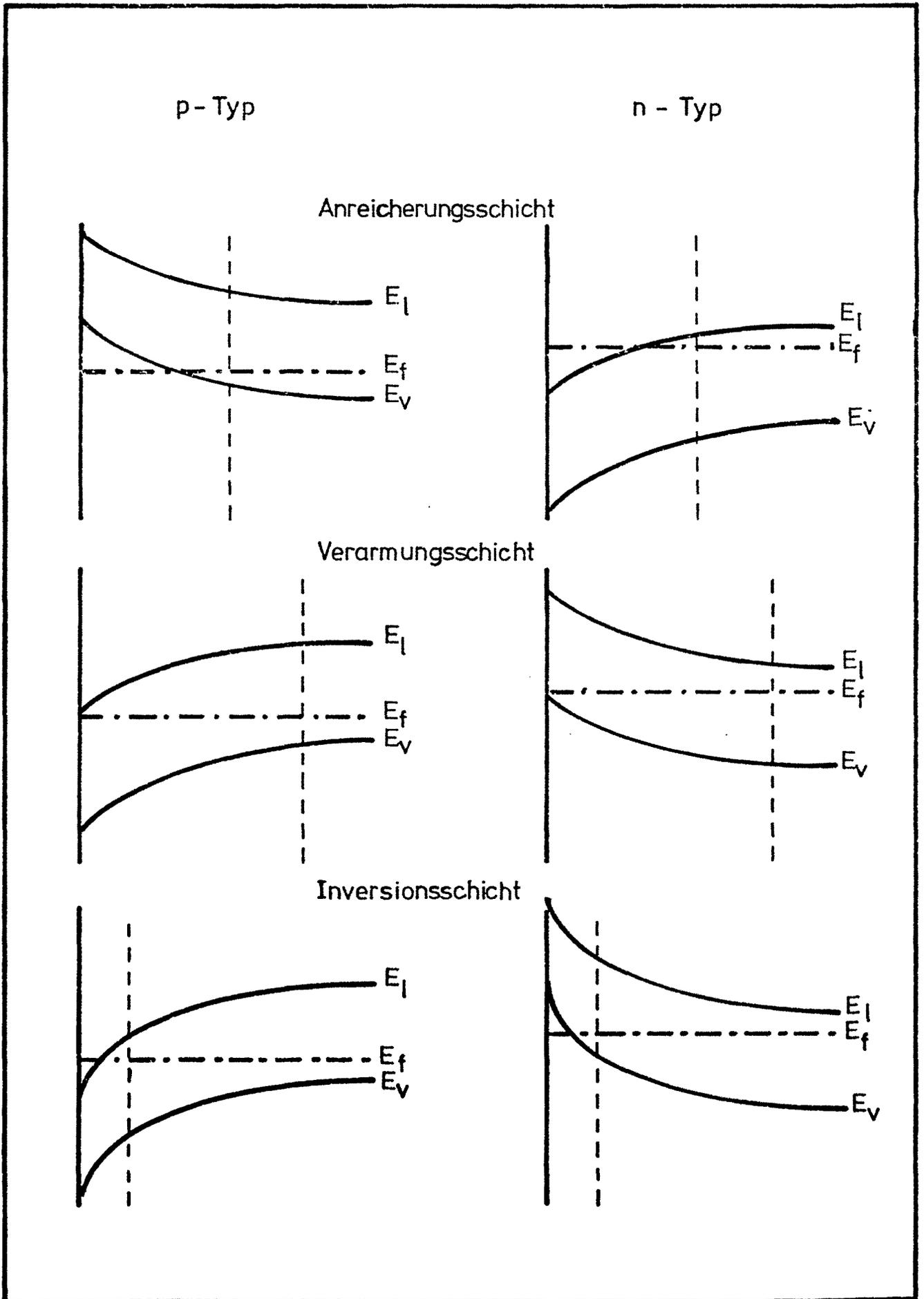


Abb. 1

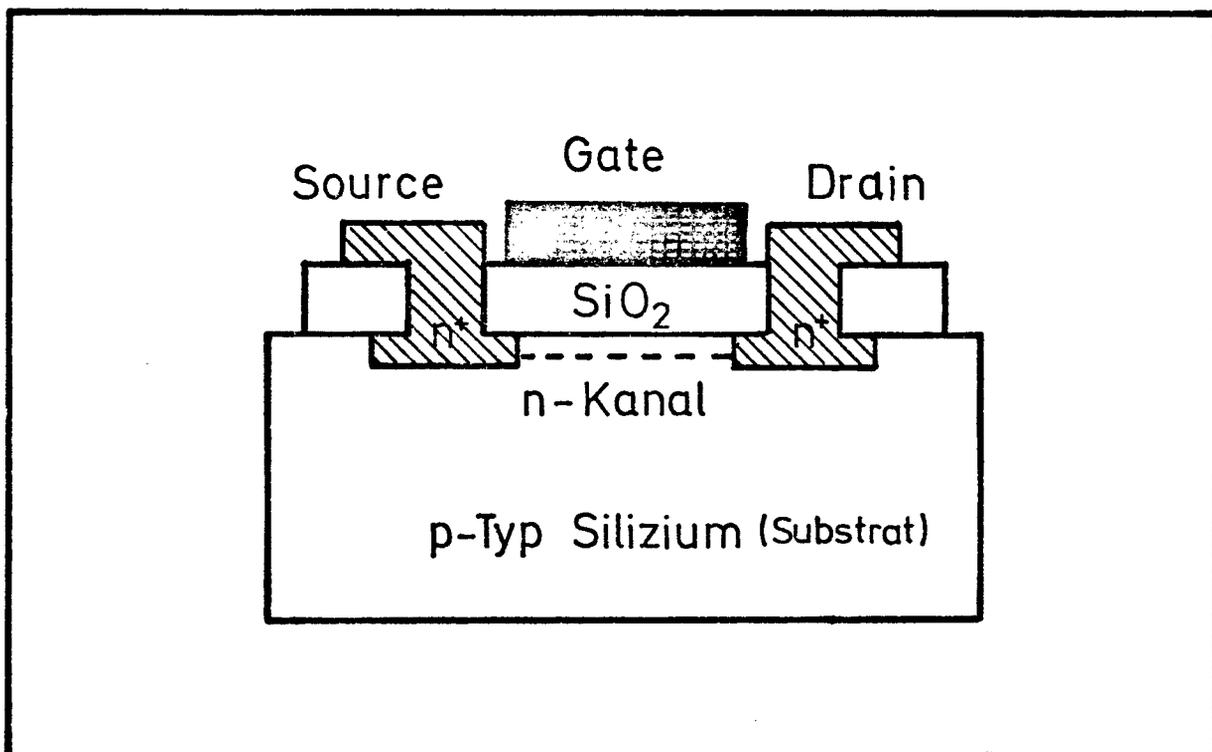


Abb. 2

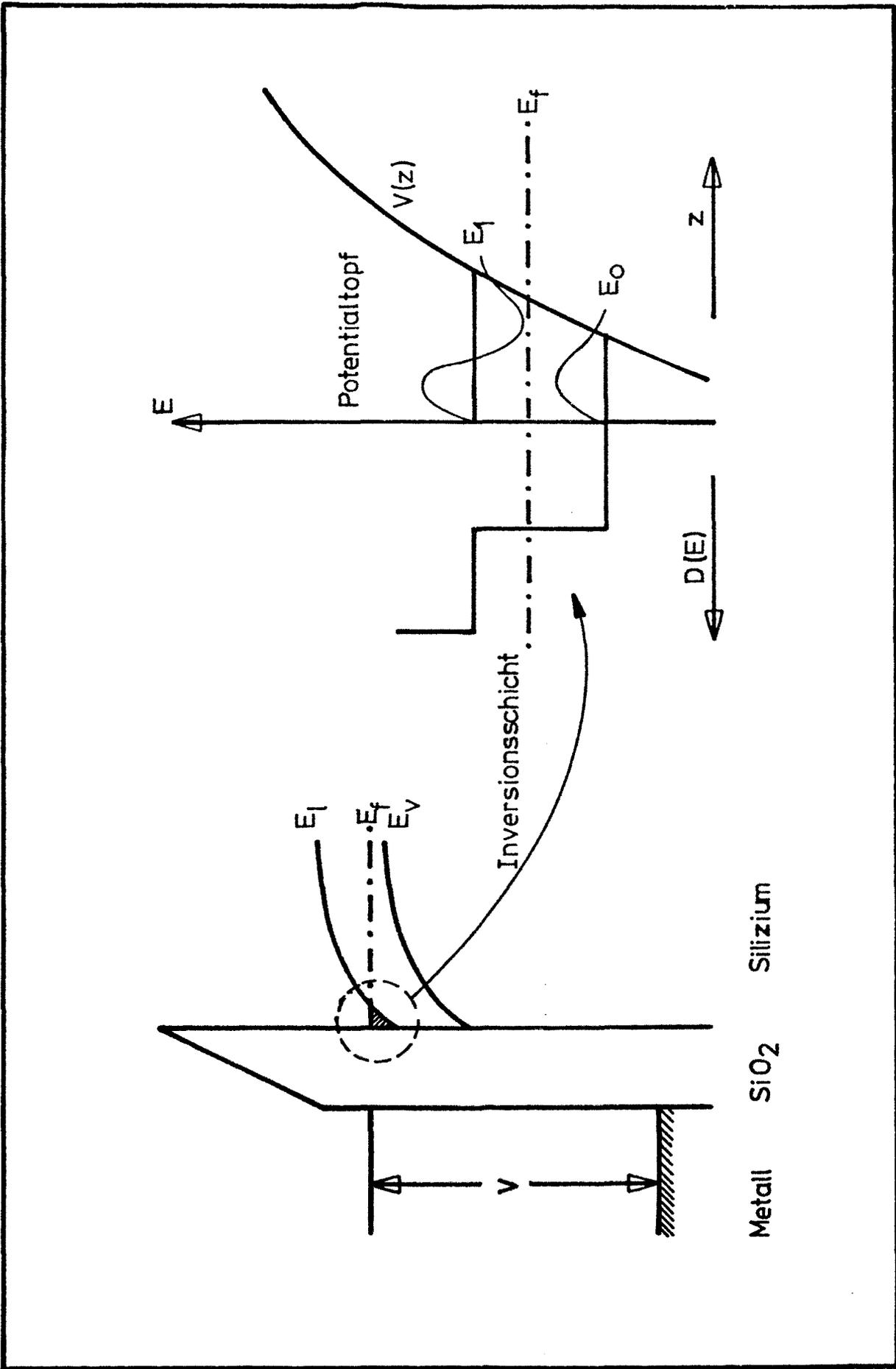
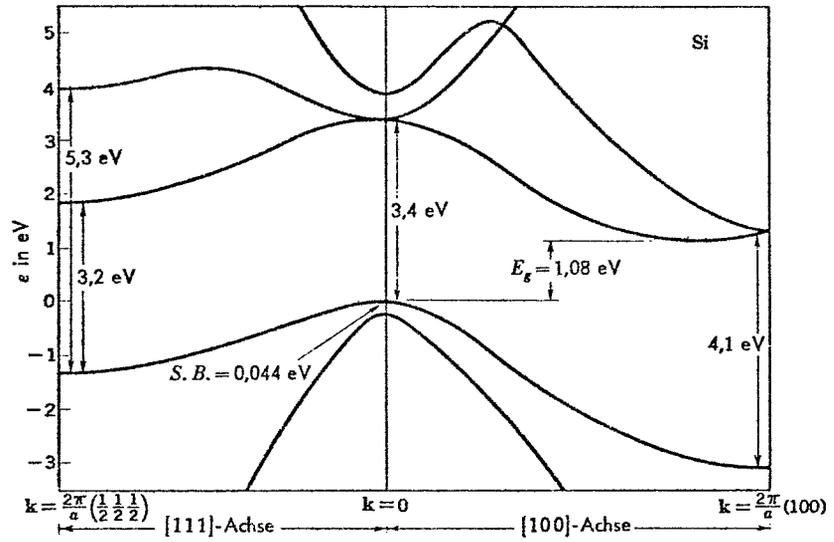
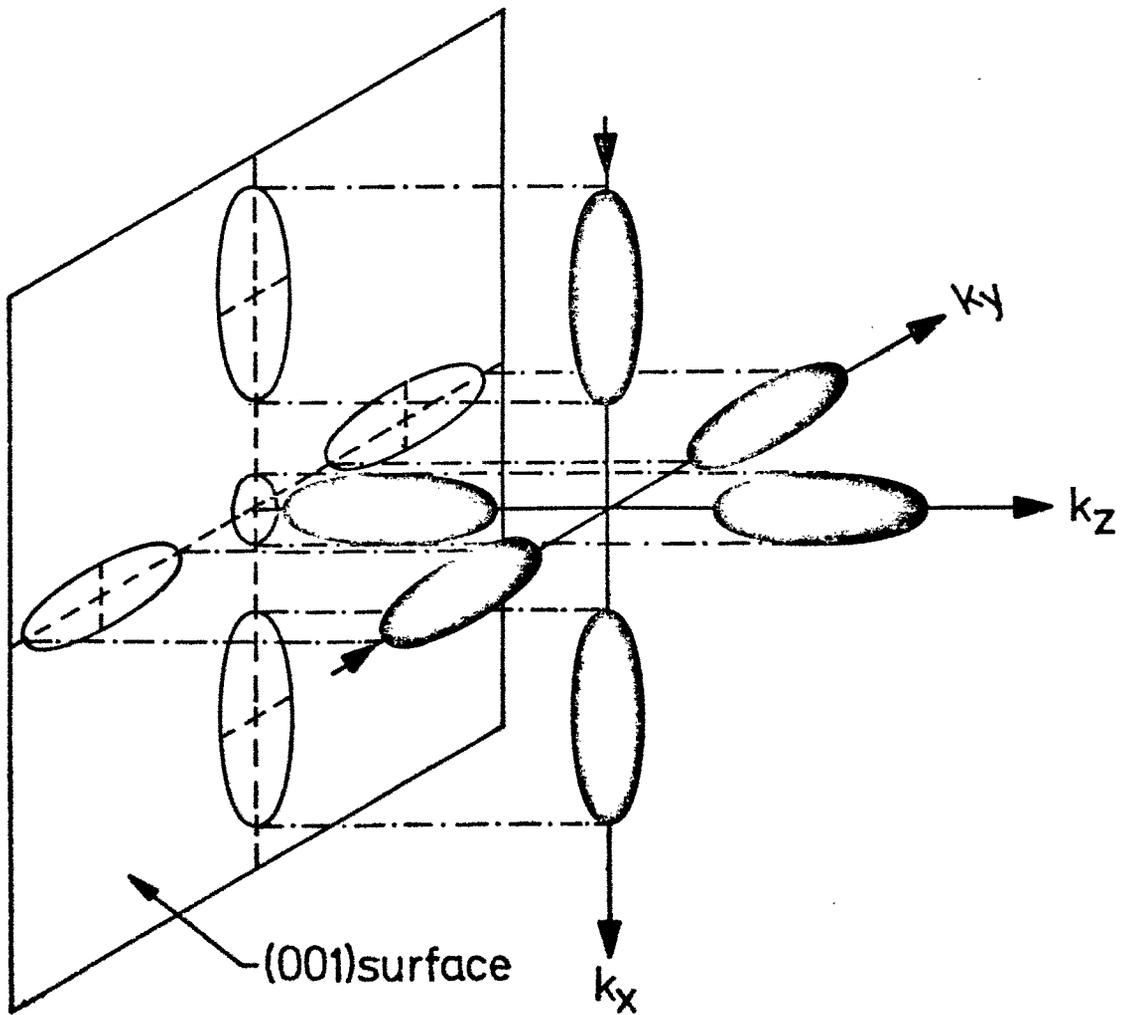


Abb.3



a



b

Abb. 4

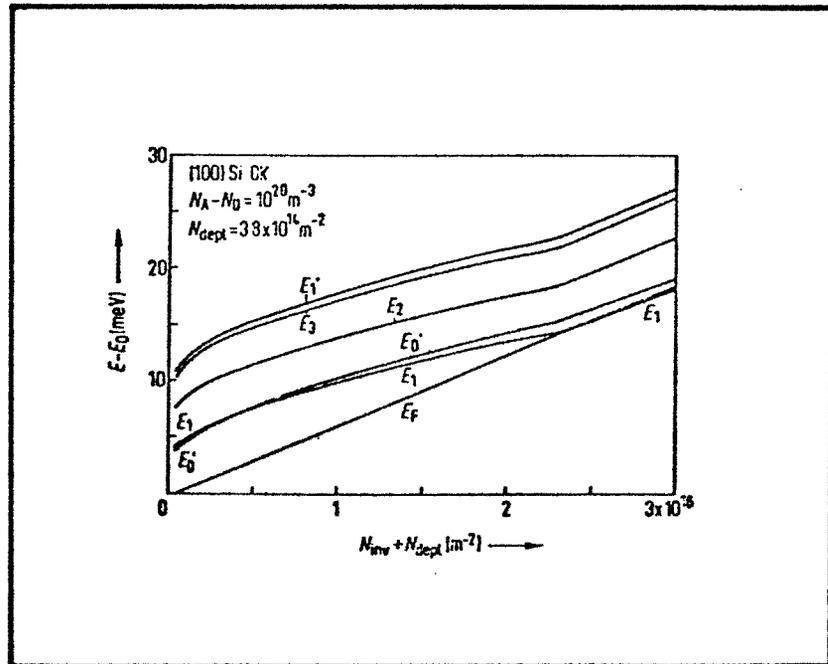


Abb.5

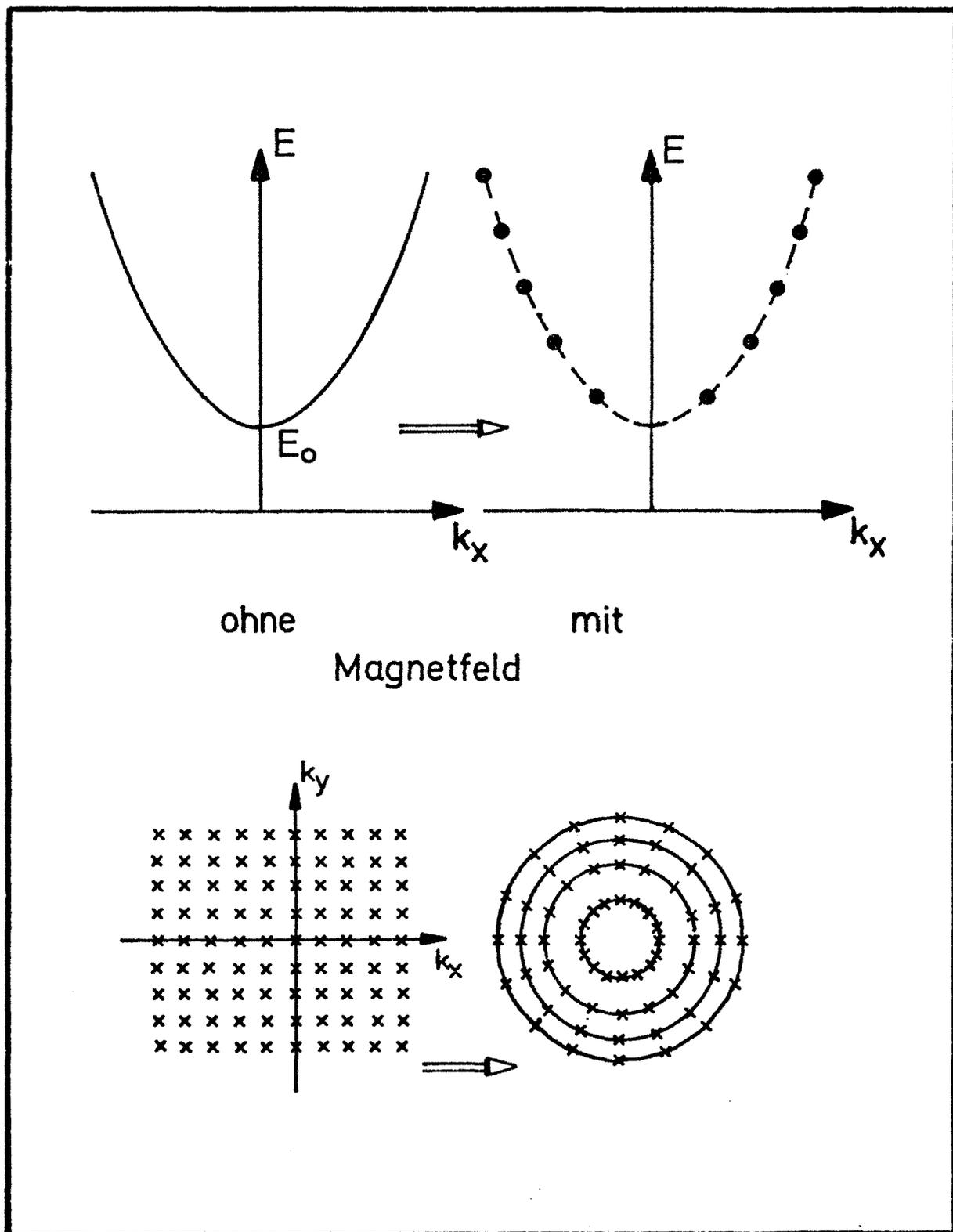


Abb. 6

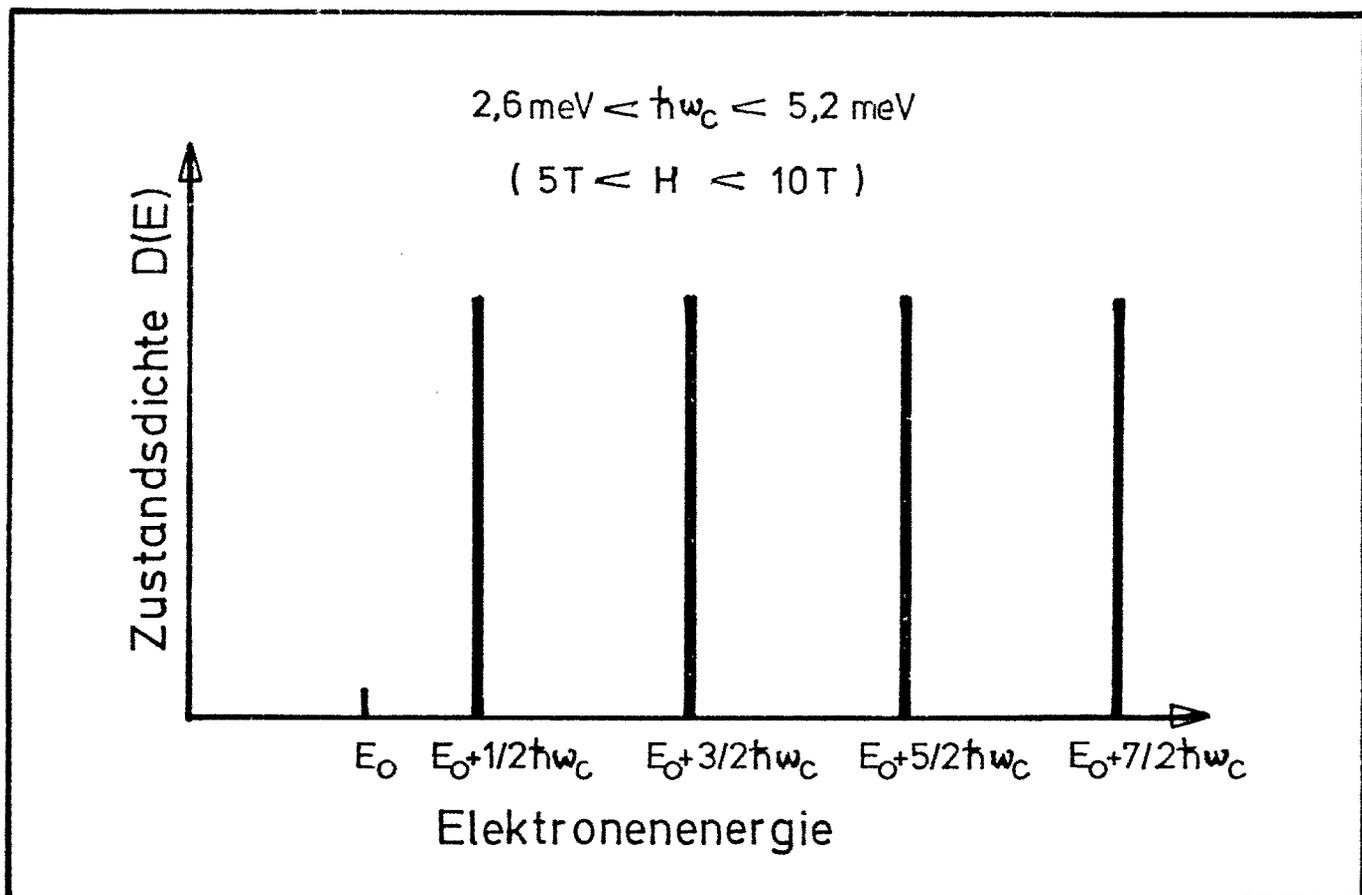


Abb. 7

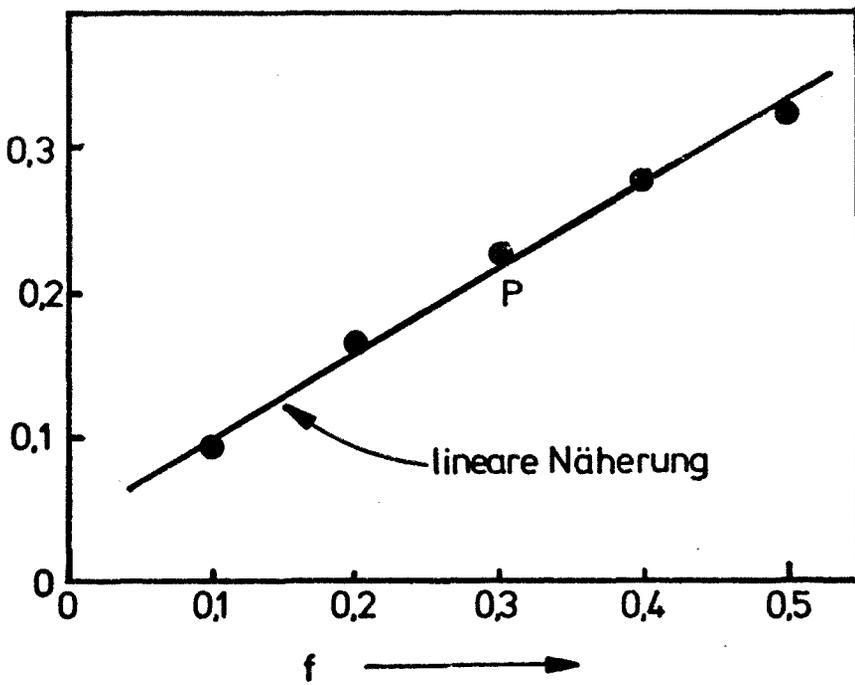
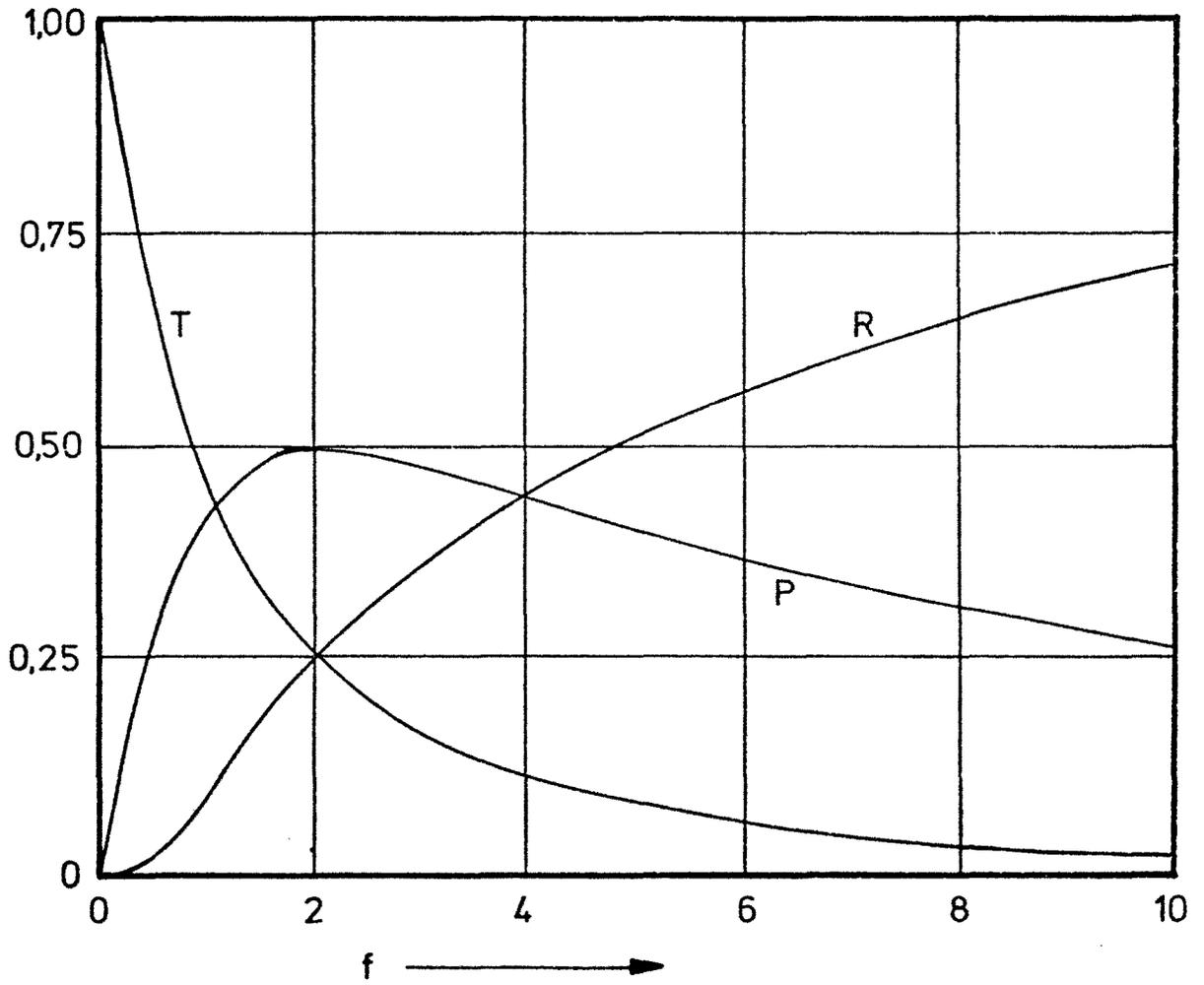


Abb.8

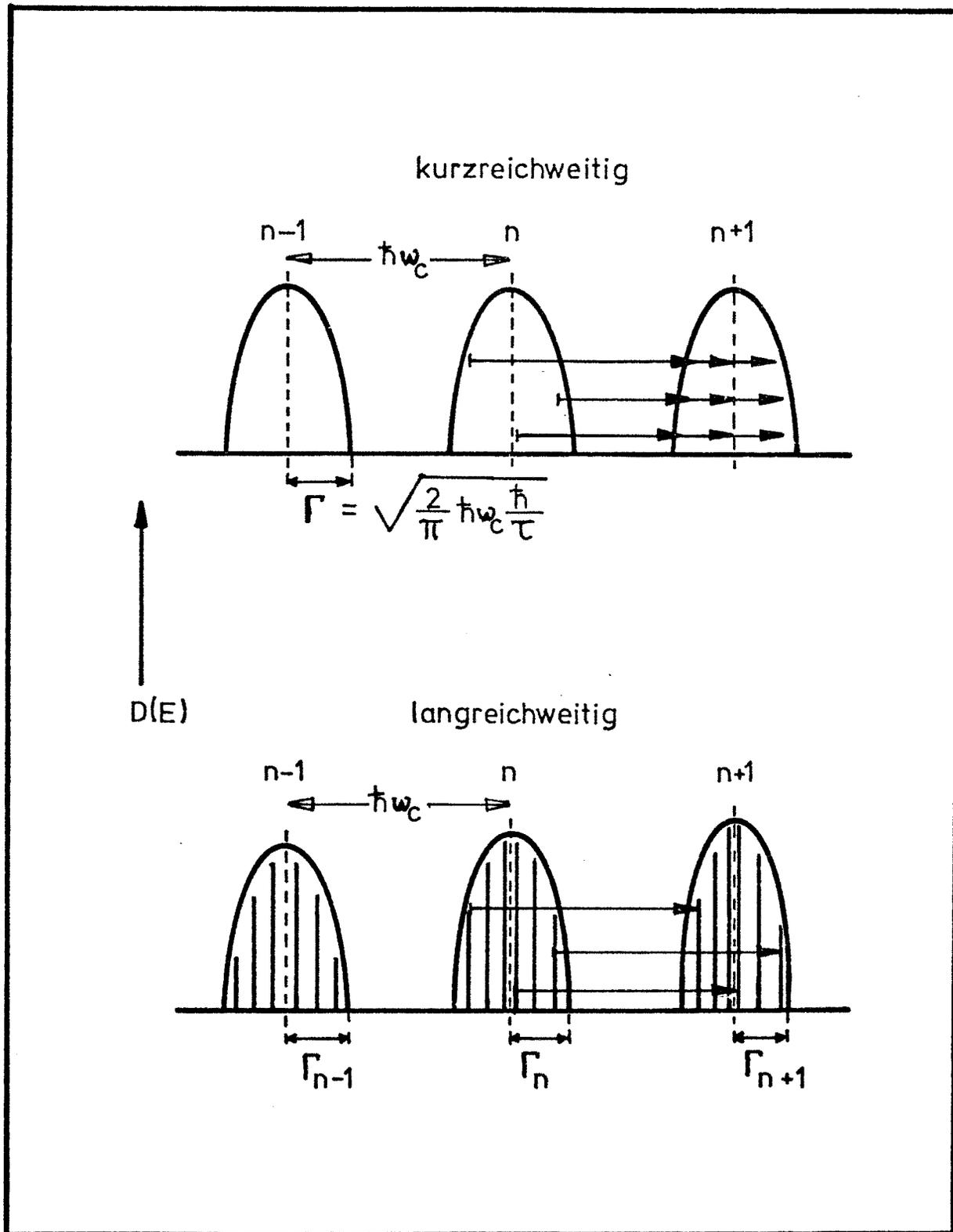
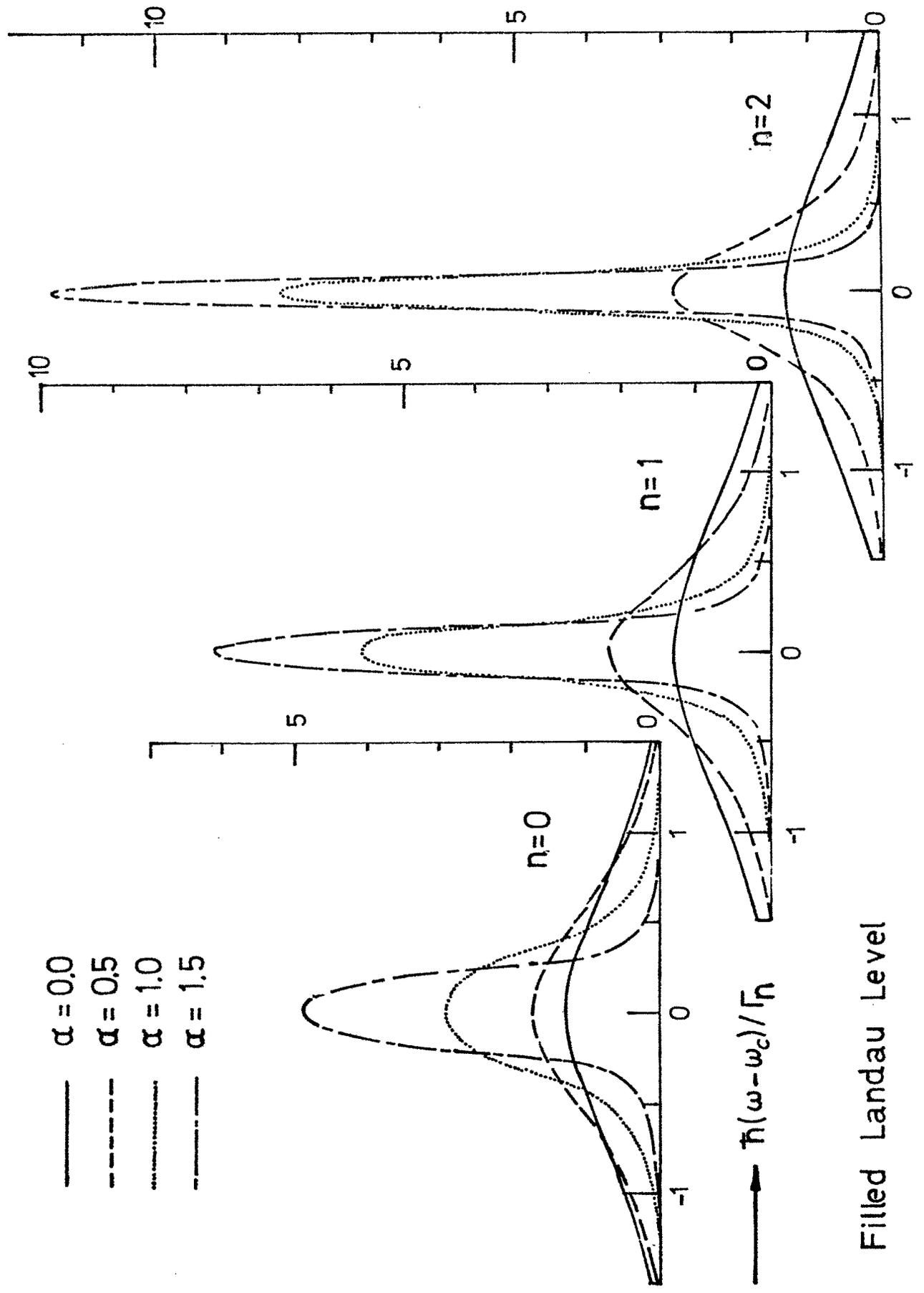
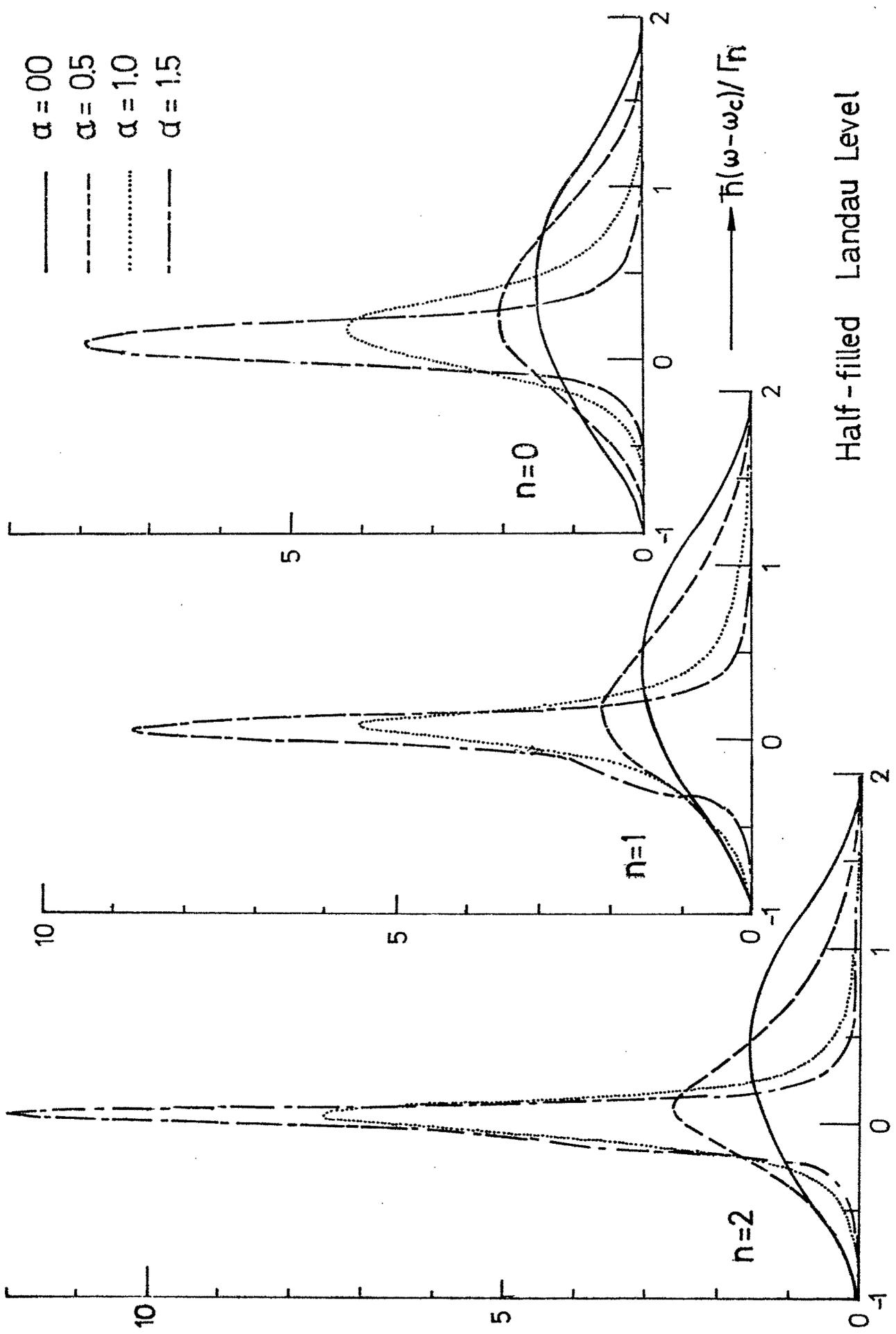


Abb. 9



Filled Landau Level



Half-filled Landau Level

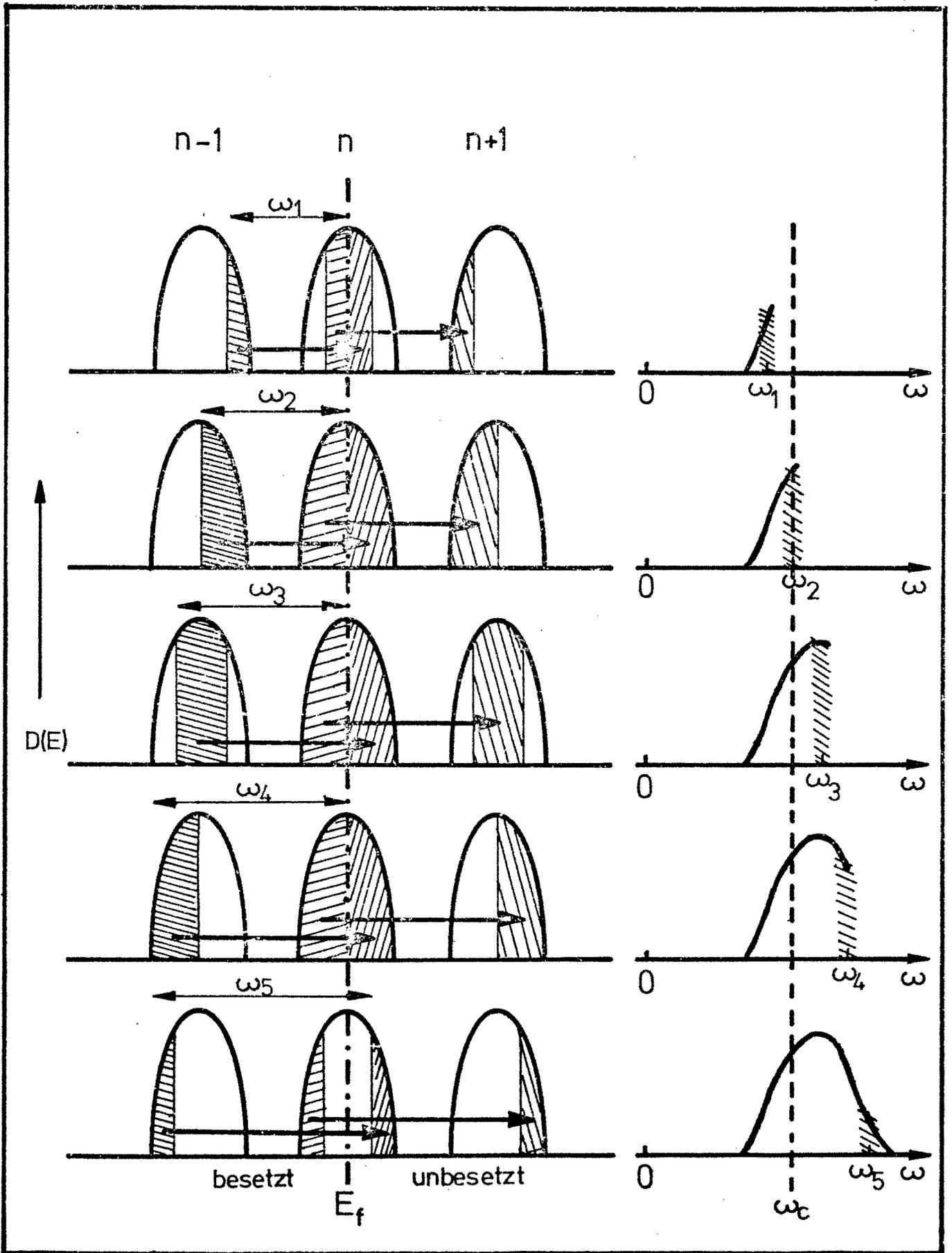


Abb. 11

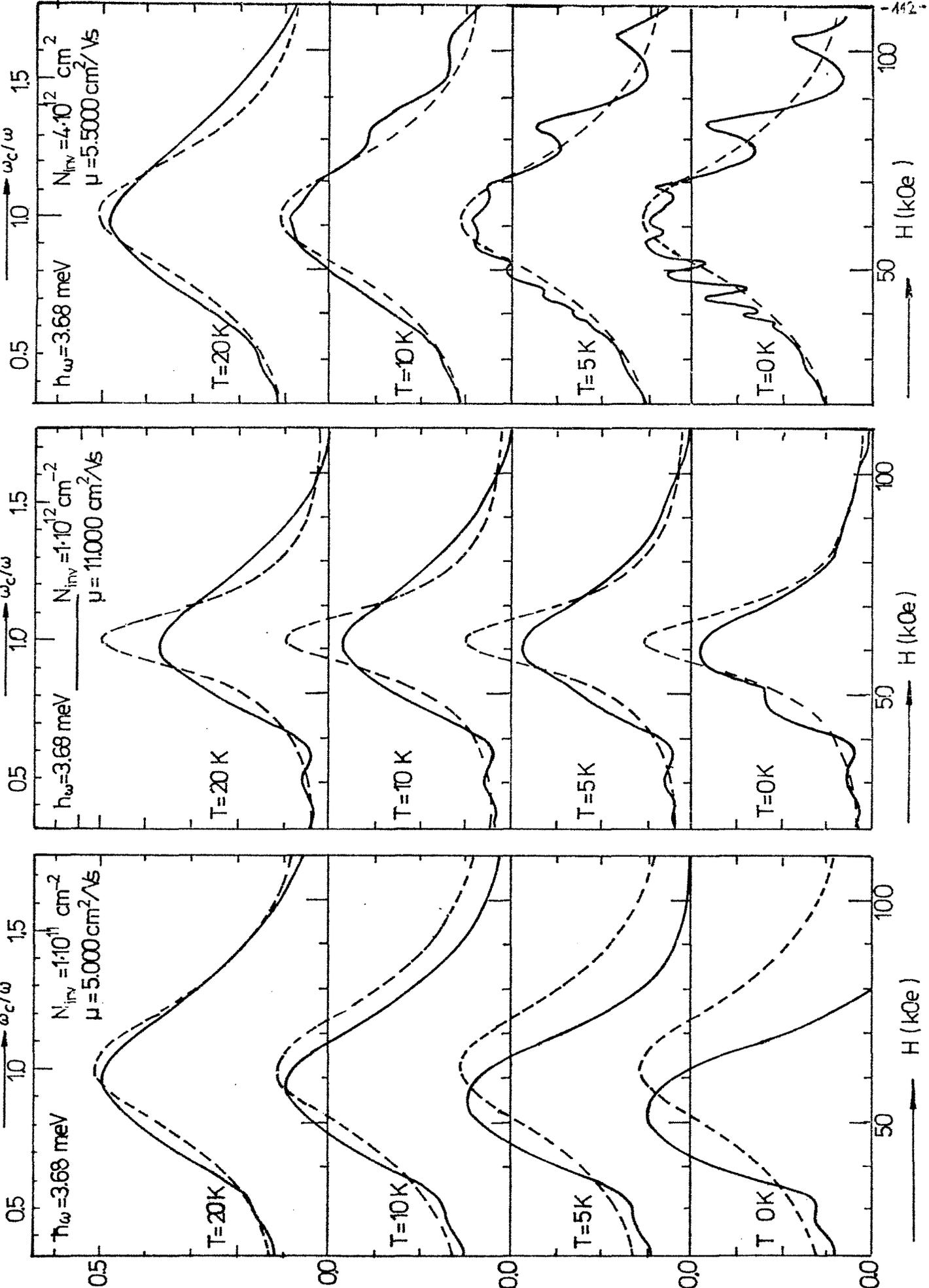


Abb. 12

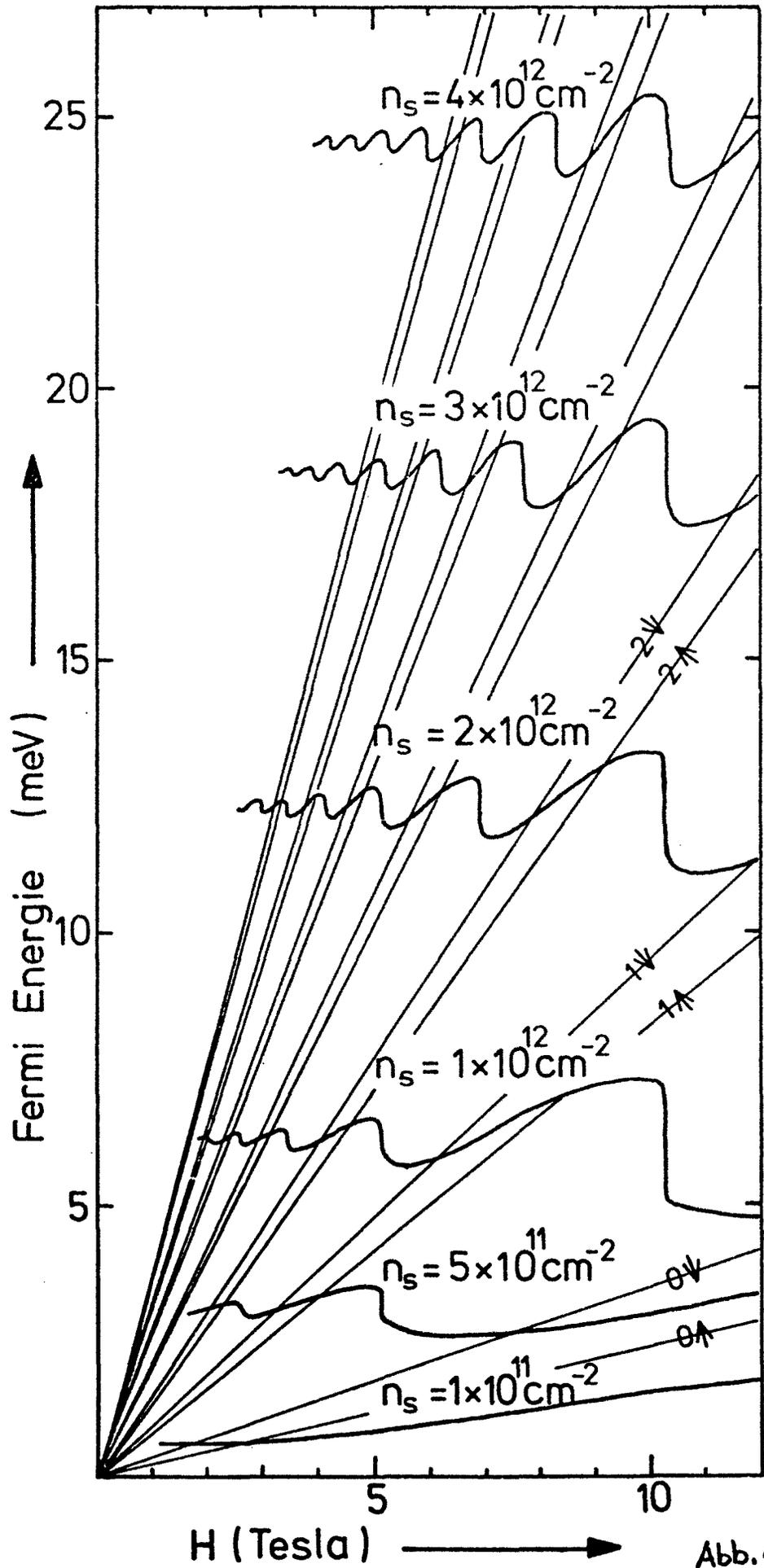


Abb. 13

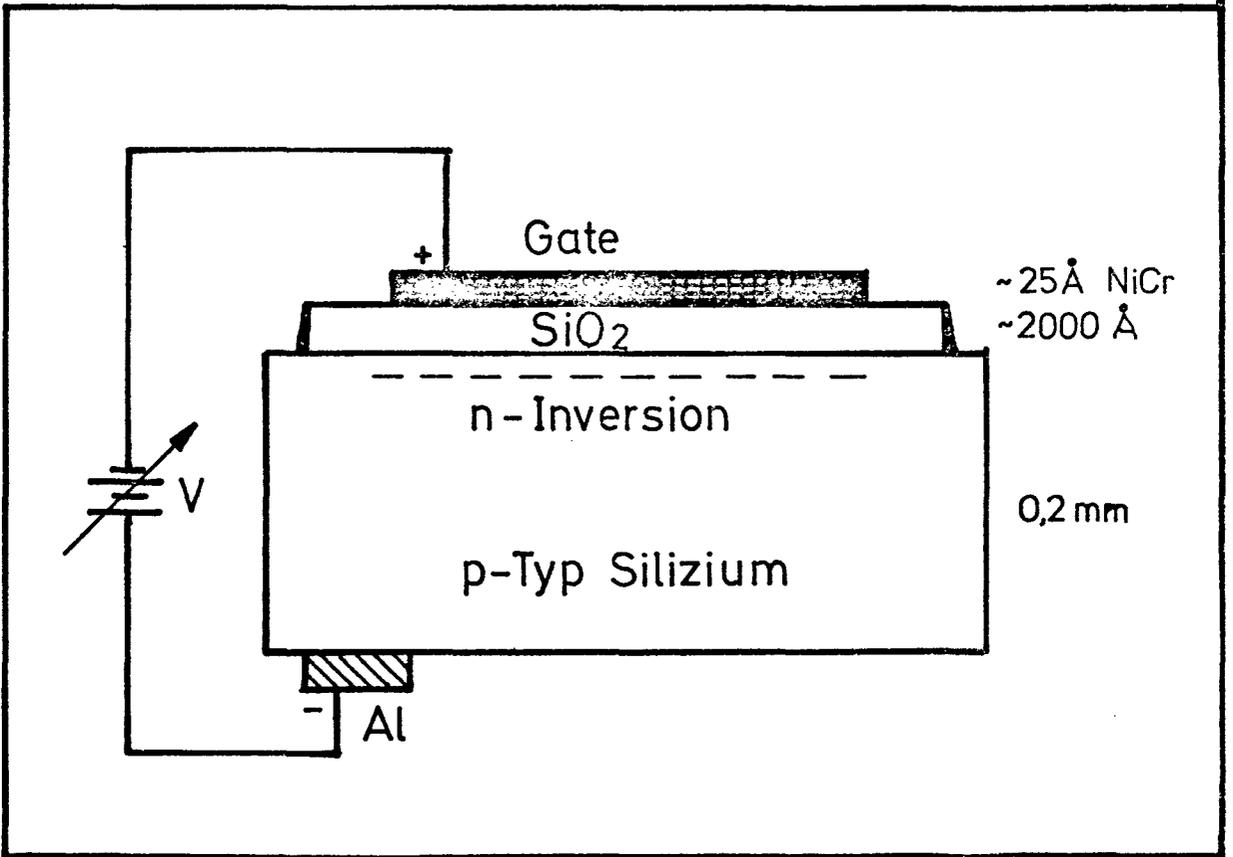


Abb. 14

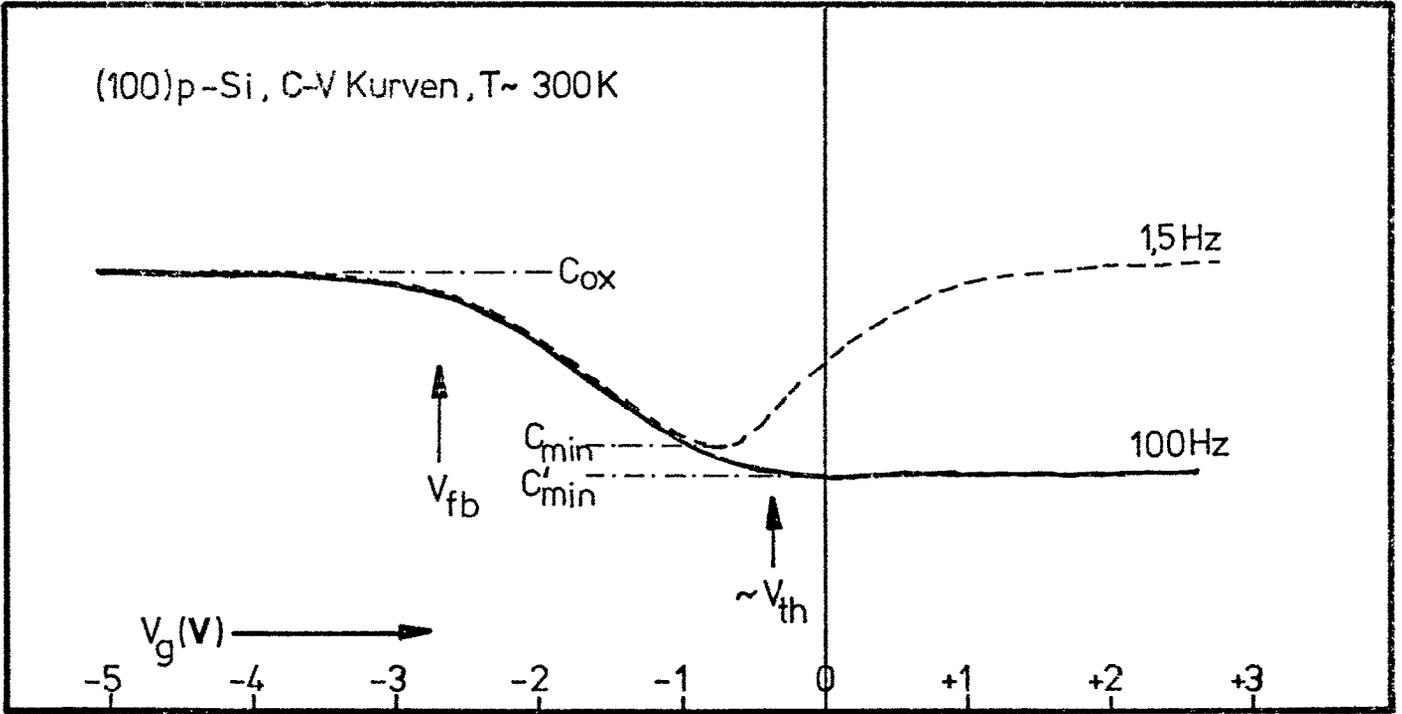


Abb.15

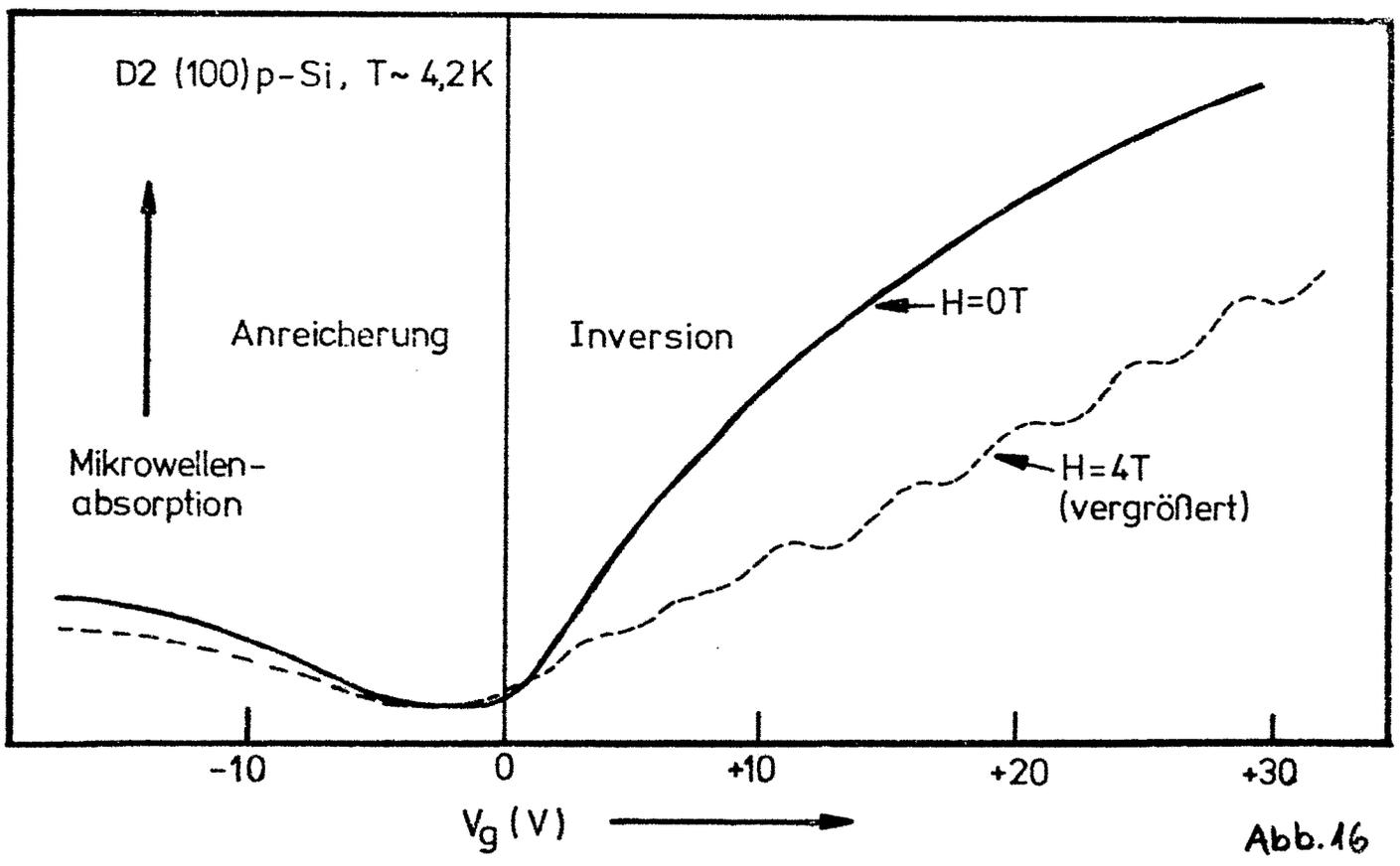


Abb.16

Probenhalter

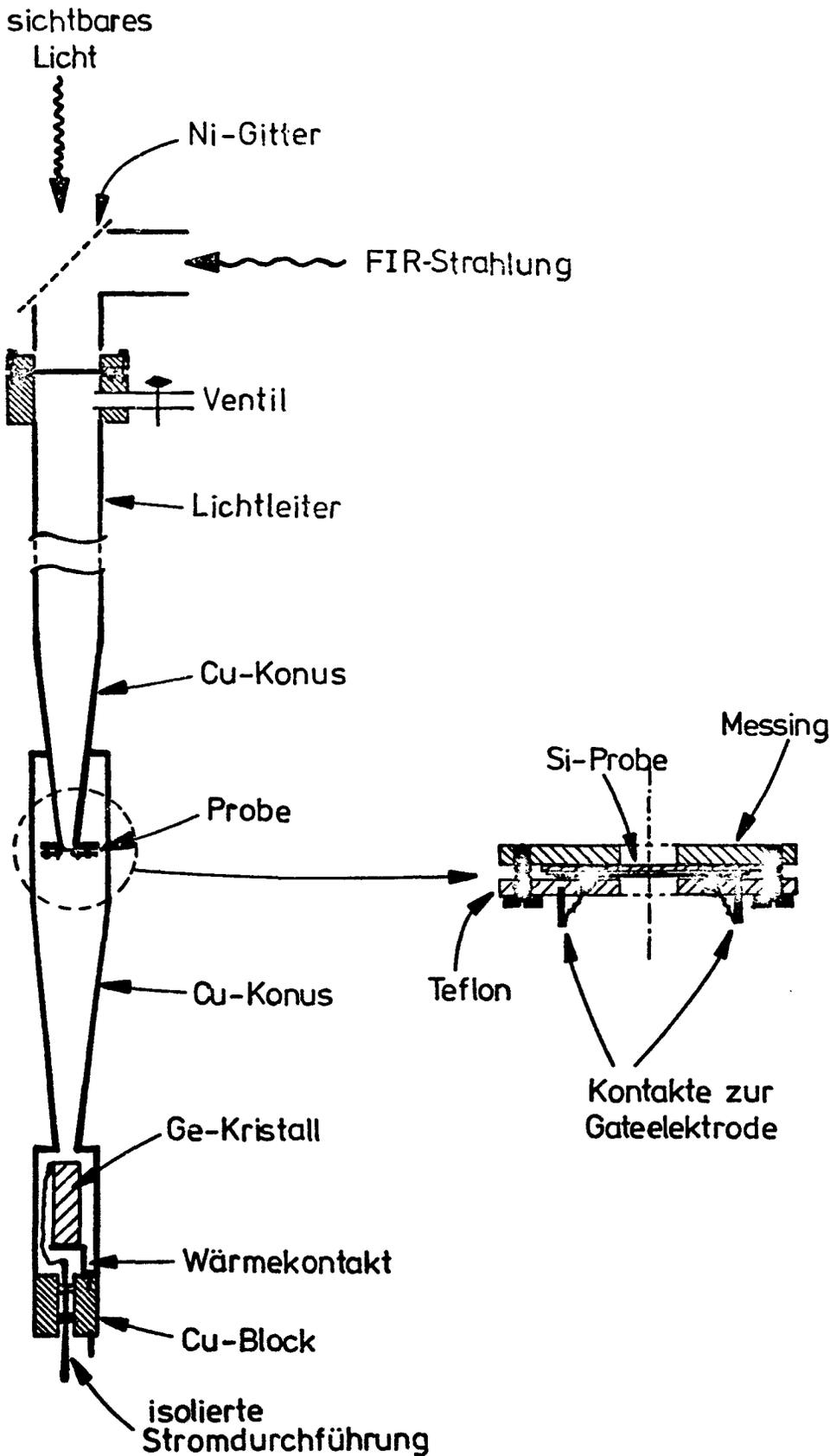


Abb. 17

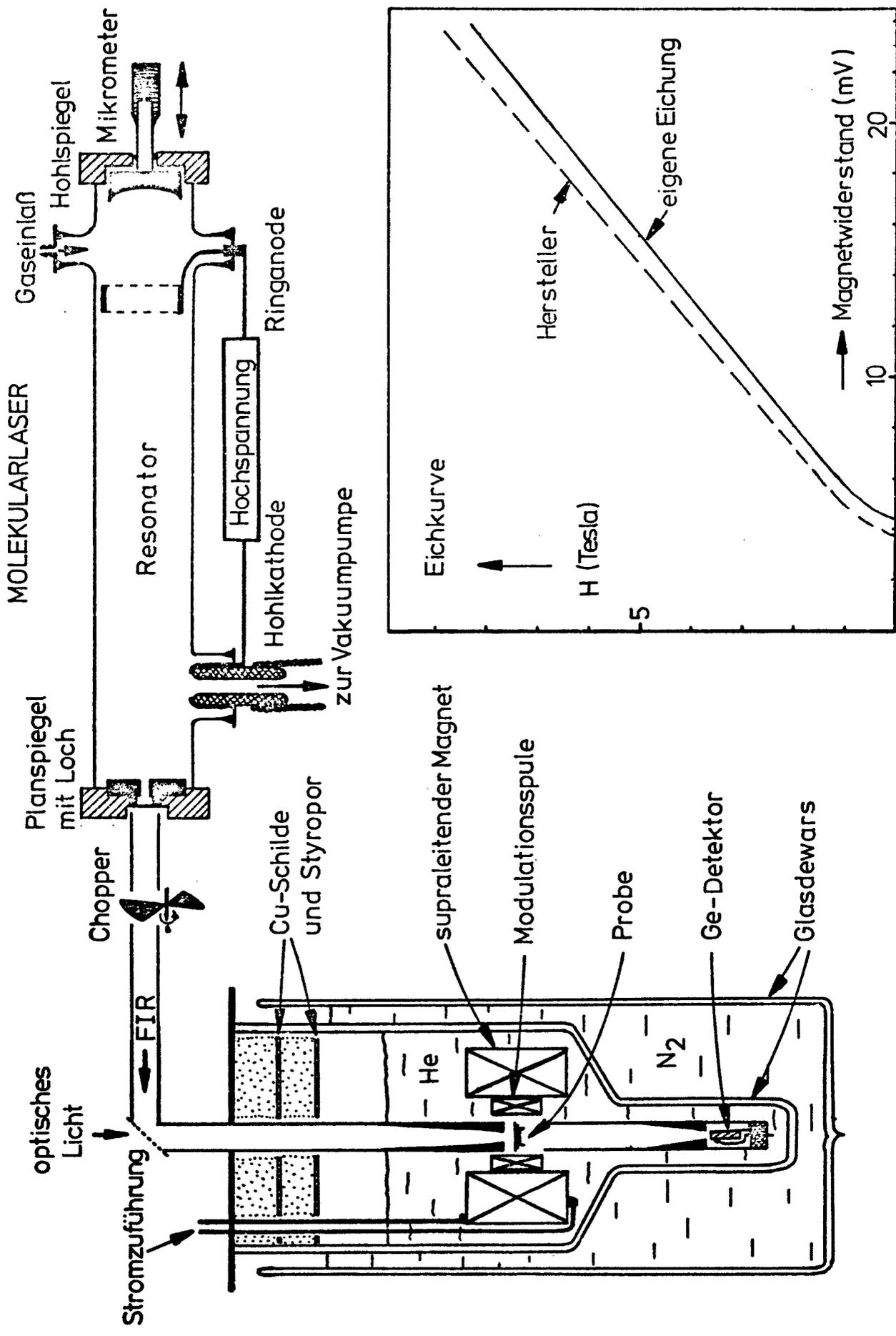


Abb.18

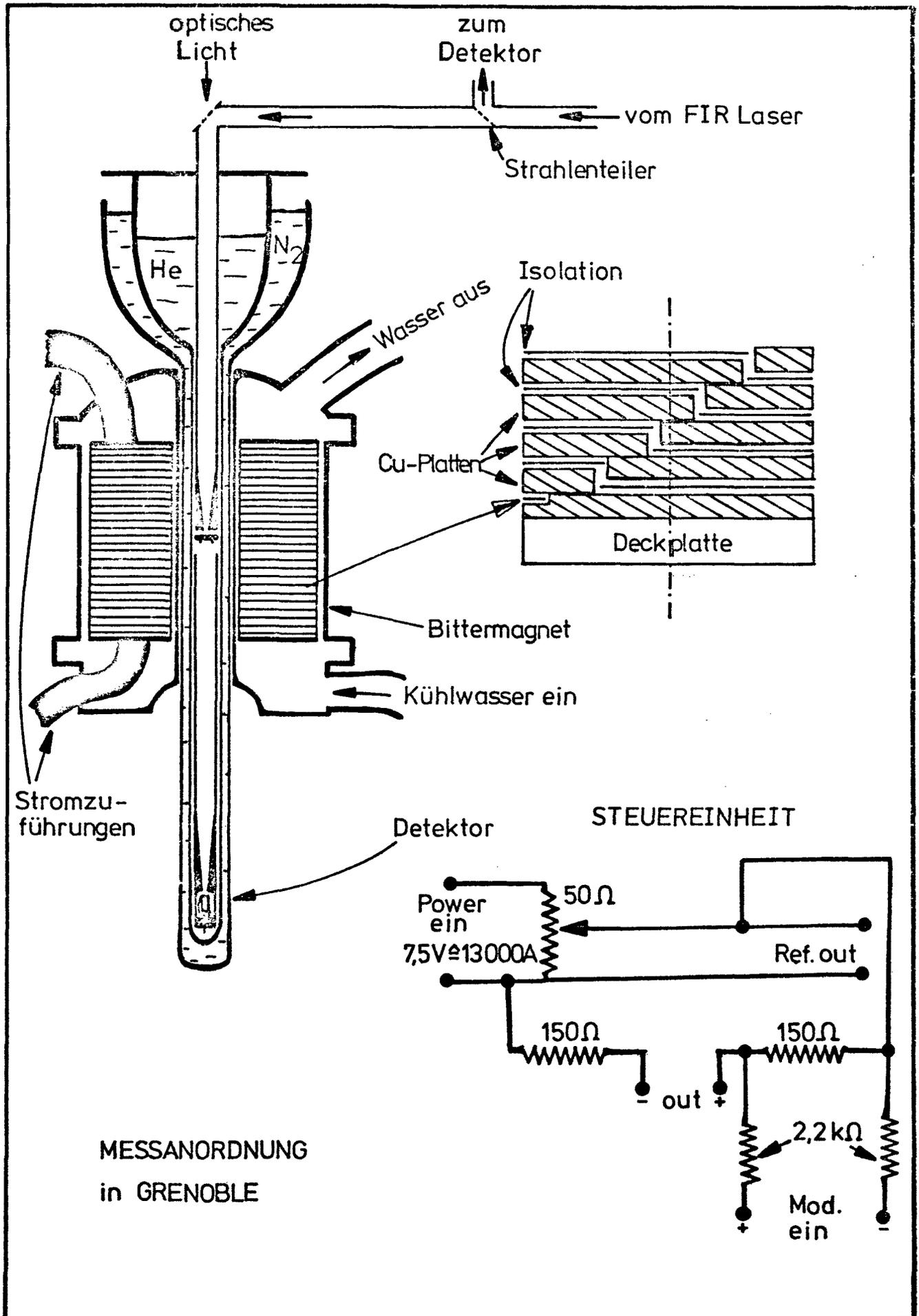
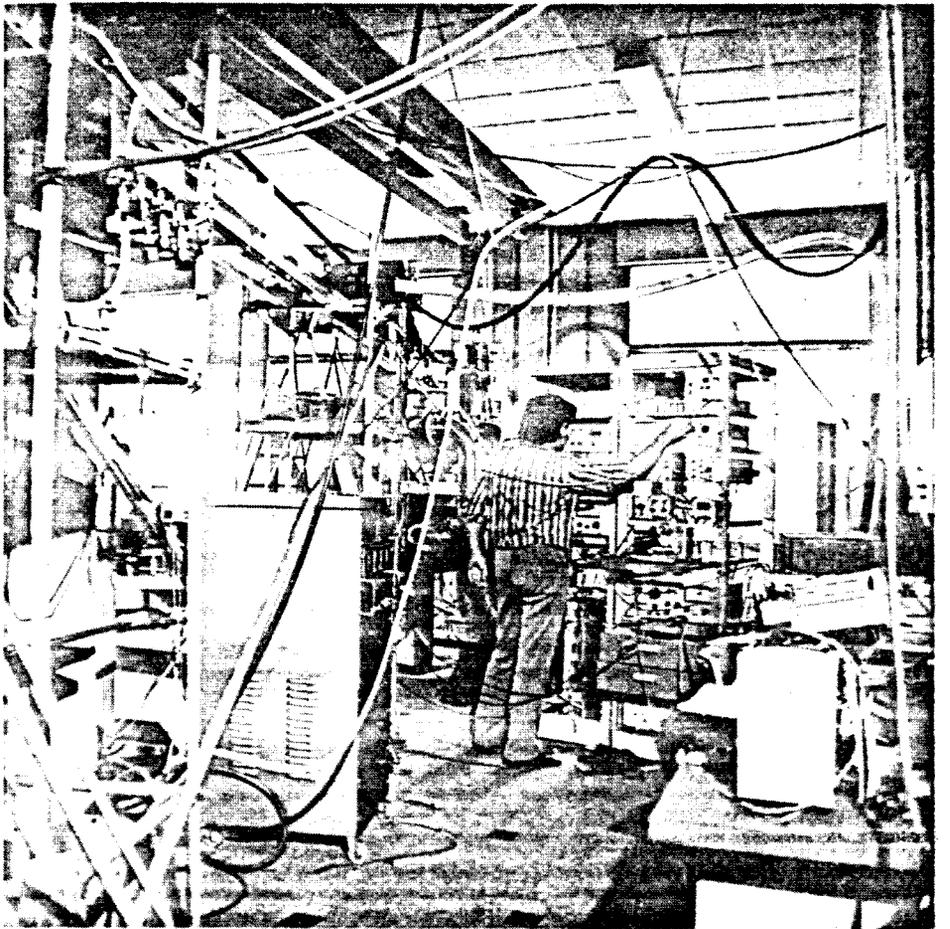
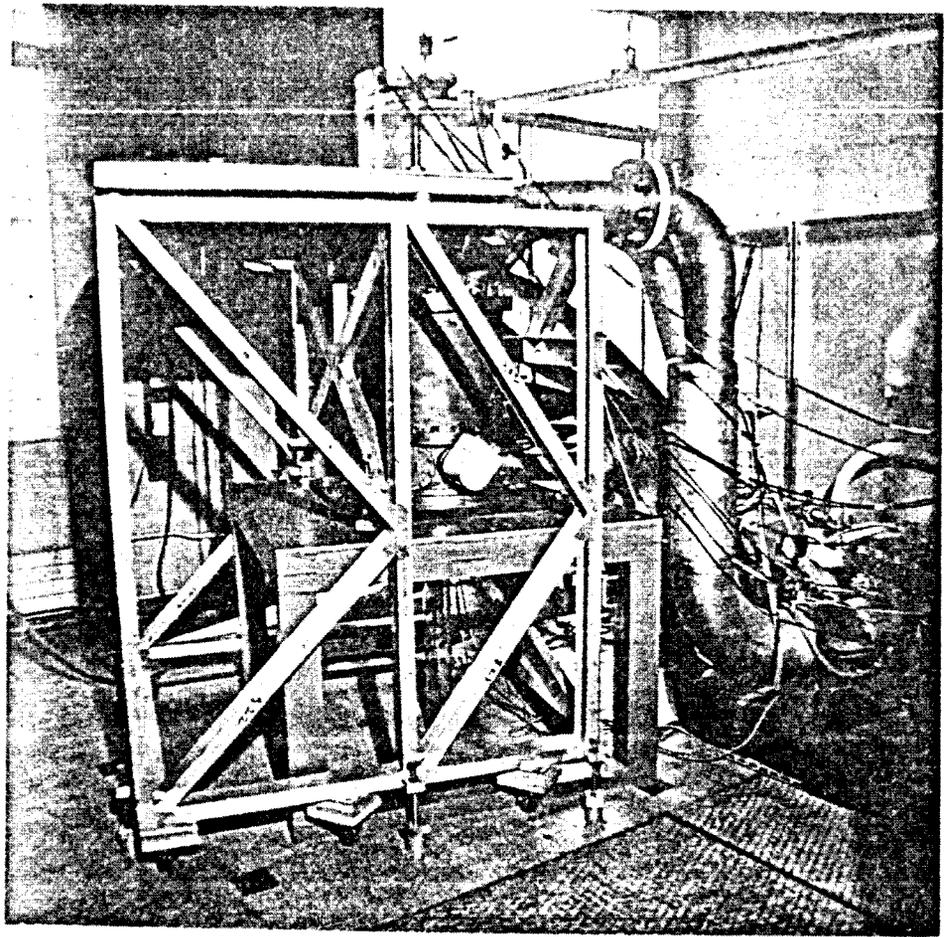
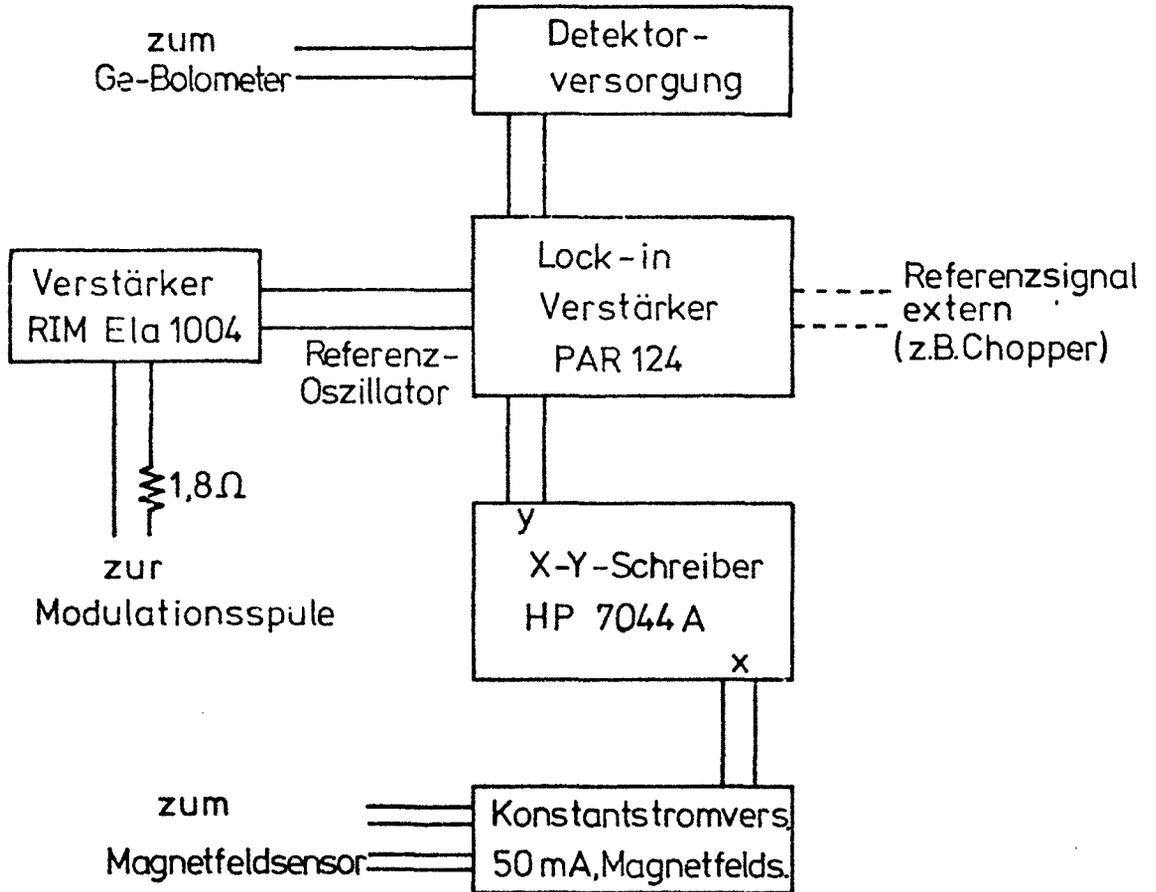


Abb. 19



BLOCKDIAGRAMM



DETEKTORVERSORGUNG

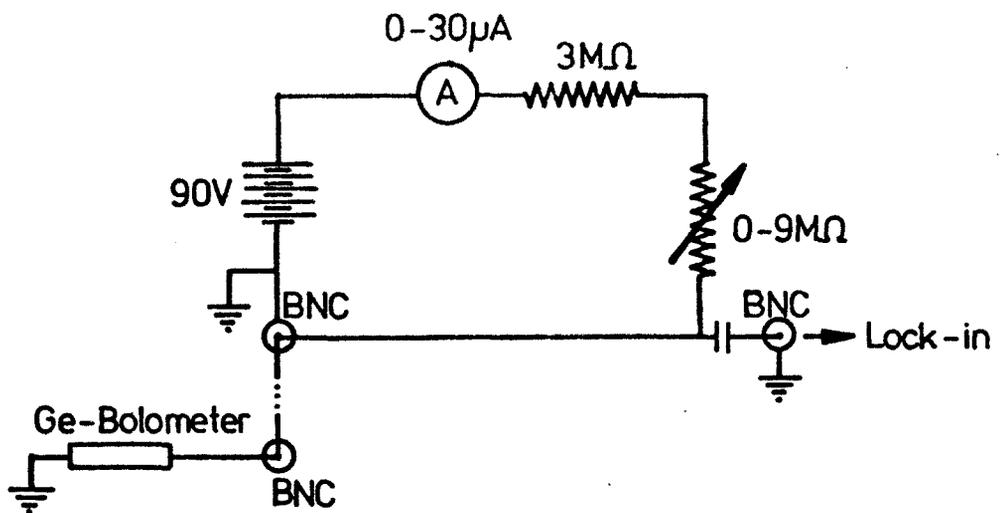


Abb. 21

D2(100)p-Si, n-Inversion, $f = 890,7 \text{ GHz}$, $T \sim 4,5 \text{ K}$

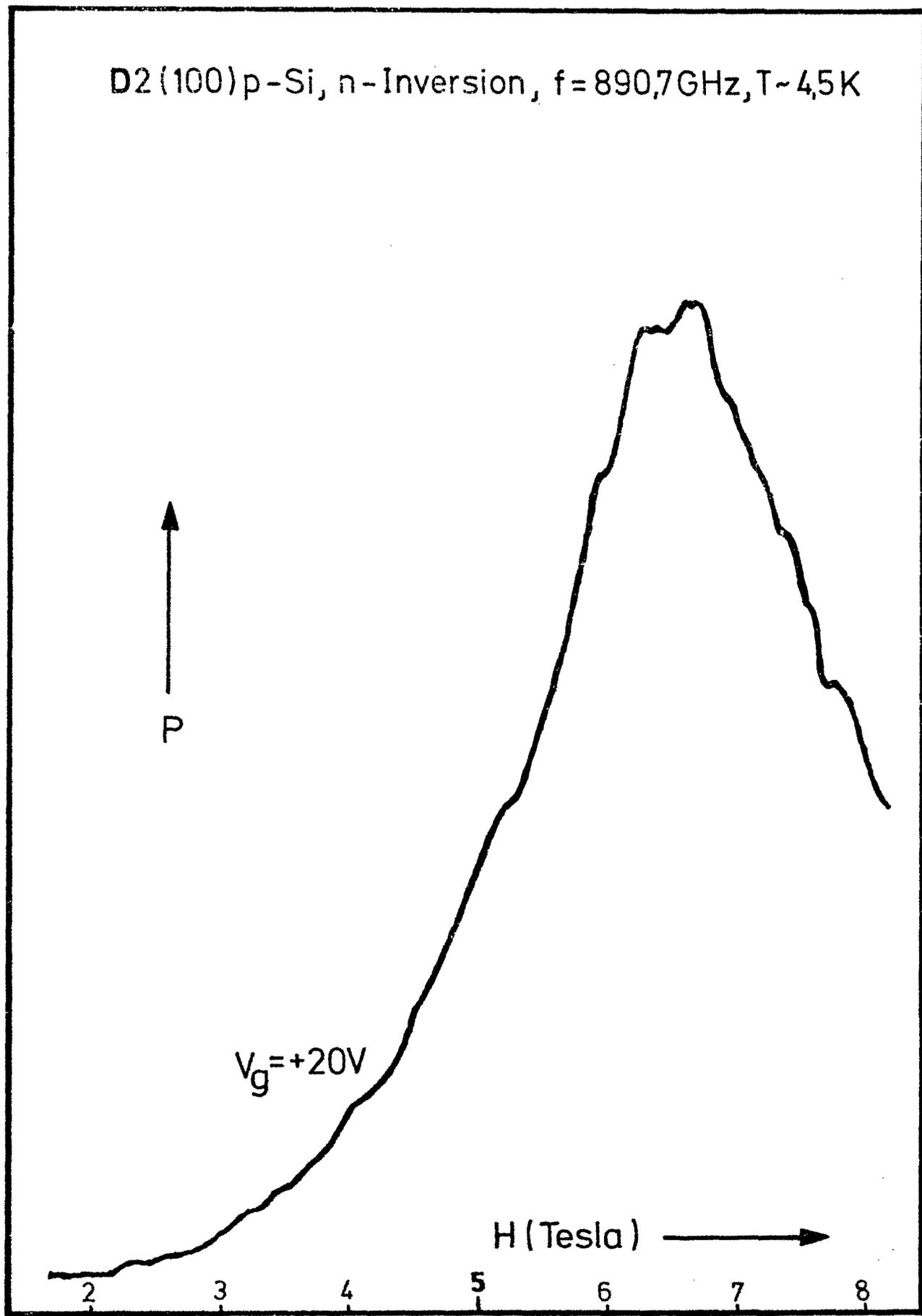


Abb. 23

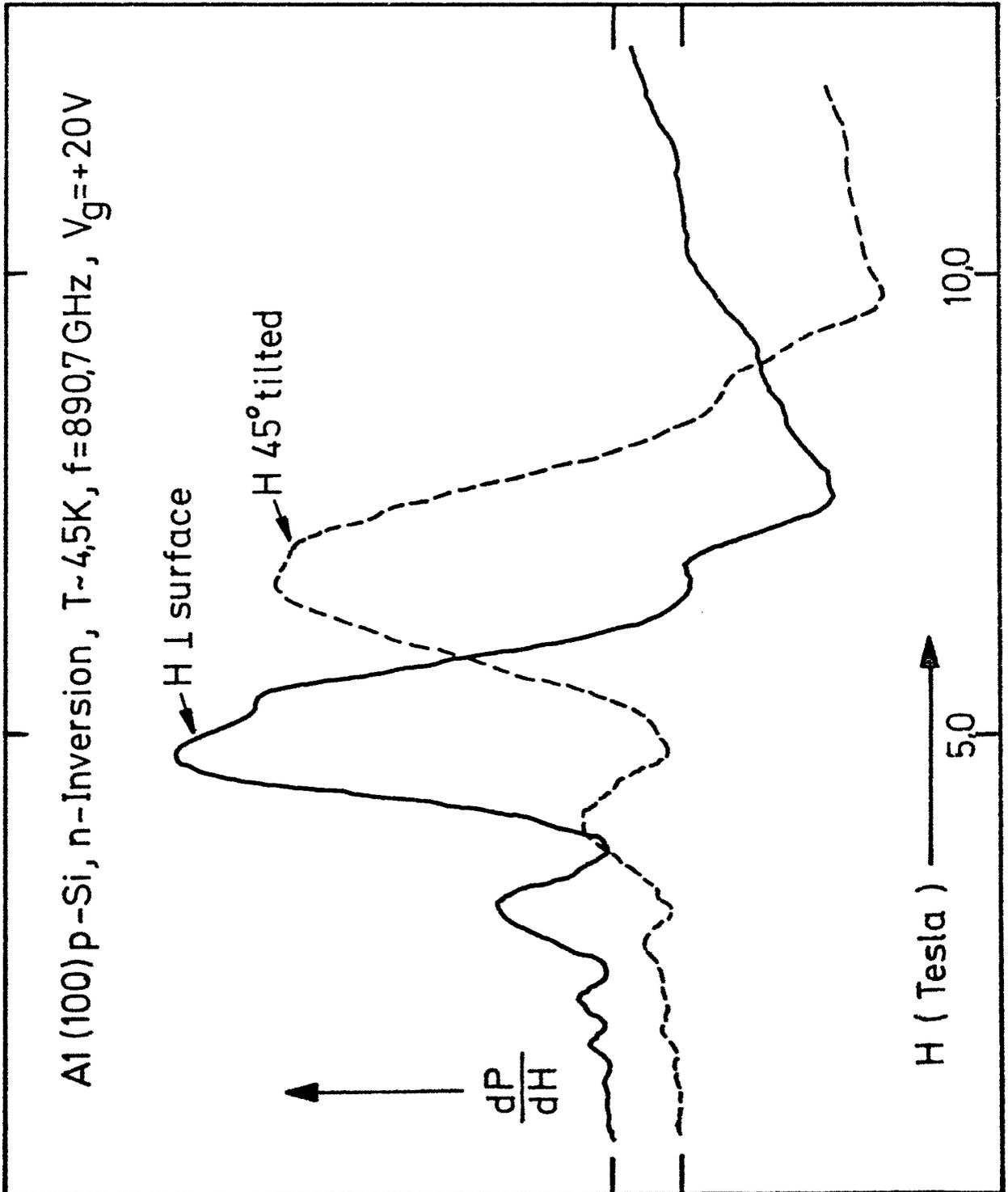


Abb.24

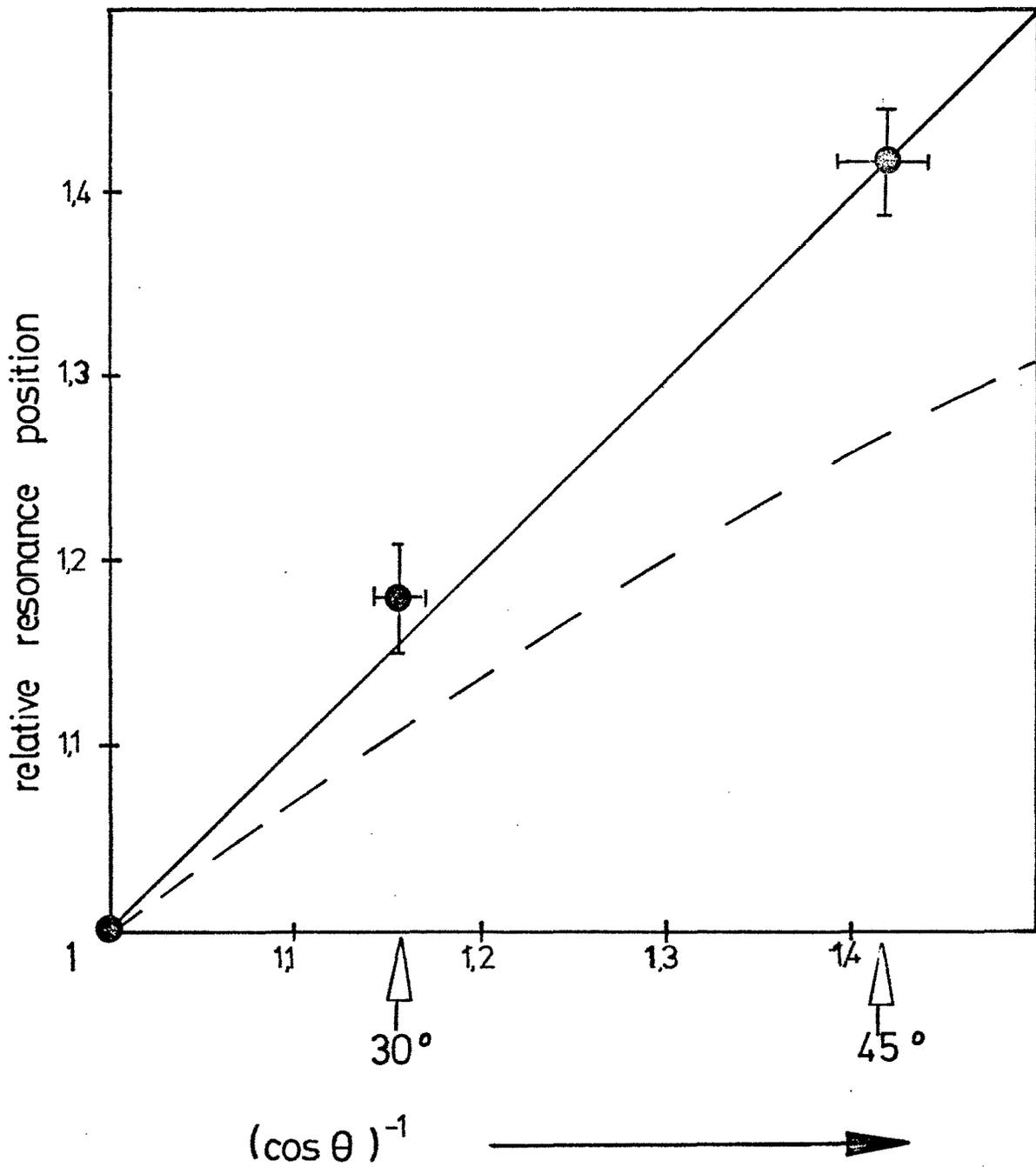


Abb.: 25

D5 (100) p-Si, n-Inversion, $T \sim 1,7K$, $f = 890,7GHz$

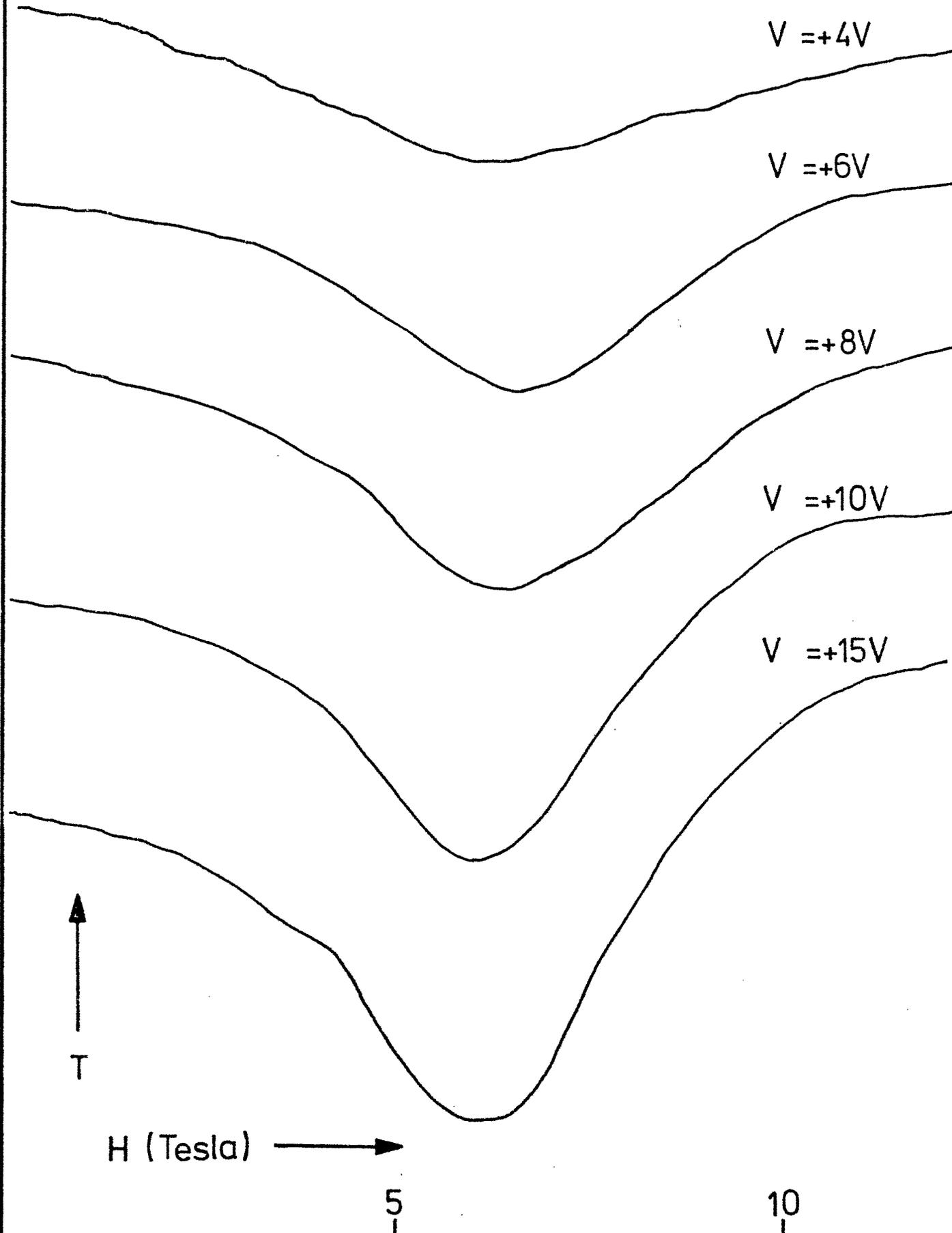


Abb.26

D3(100) p-Si, n-Inversion, $T \sim 4,5\text{K}$, $f = 890,7\text{GHz}$

-426-

+20V

+30V

+40V

+50V

+60V

10%

10%

10%

10%

10%

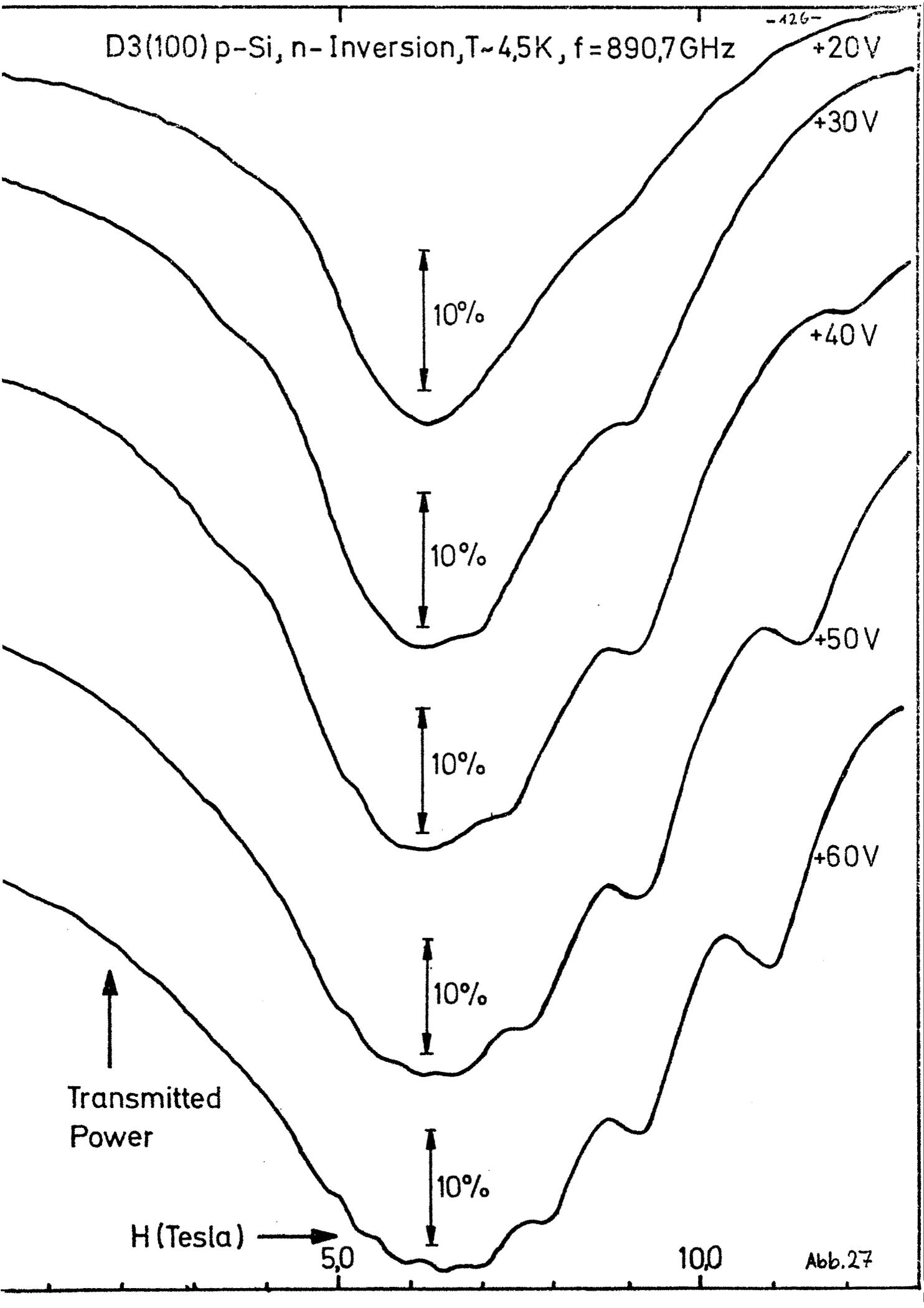
↑
Transmitted
Power

H (Tesla) →

50

100

Abb.27



Al p-Si (100) n-Inversion, $T \sim 4,5K$, $f = 890,7 GHz$

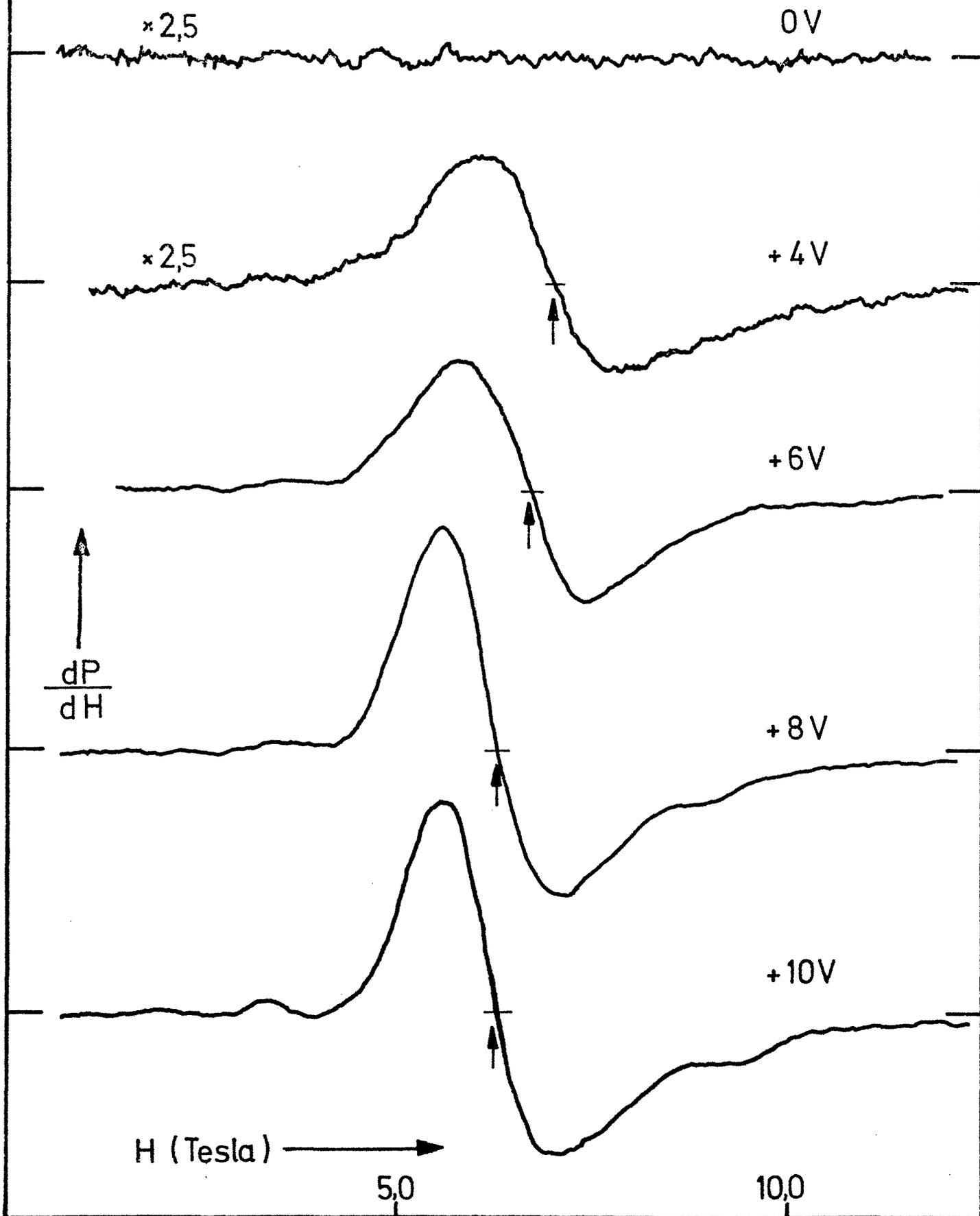


Abb. 28

D1(100)p-Si, n-Inversion, $T \sim 4,5\text{K}$, $f = 890,7\text{ GHz}$

- 128 -

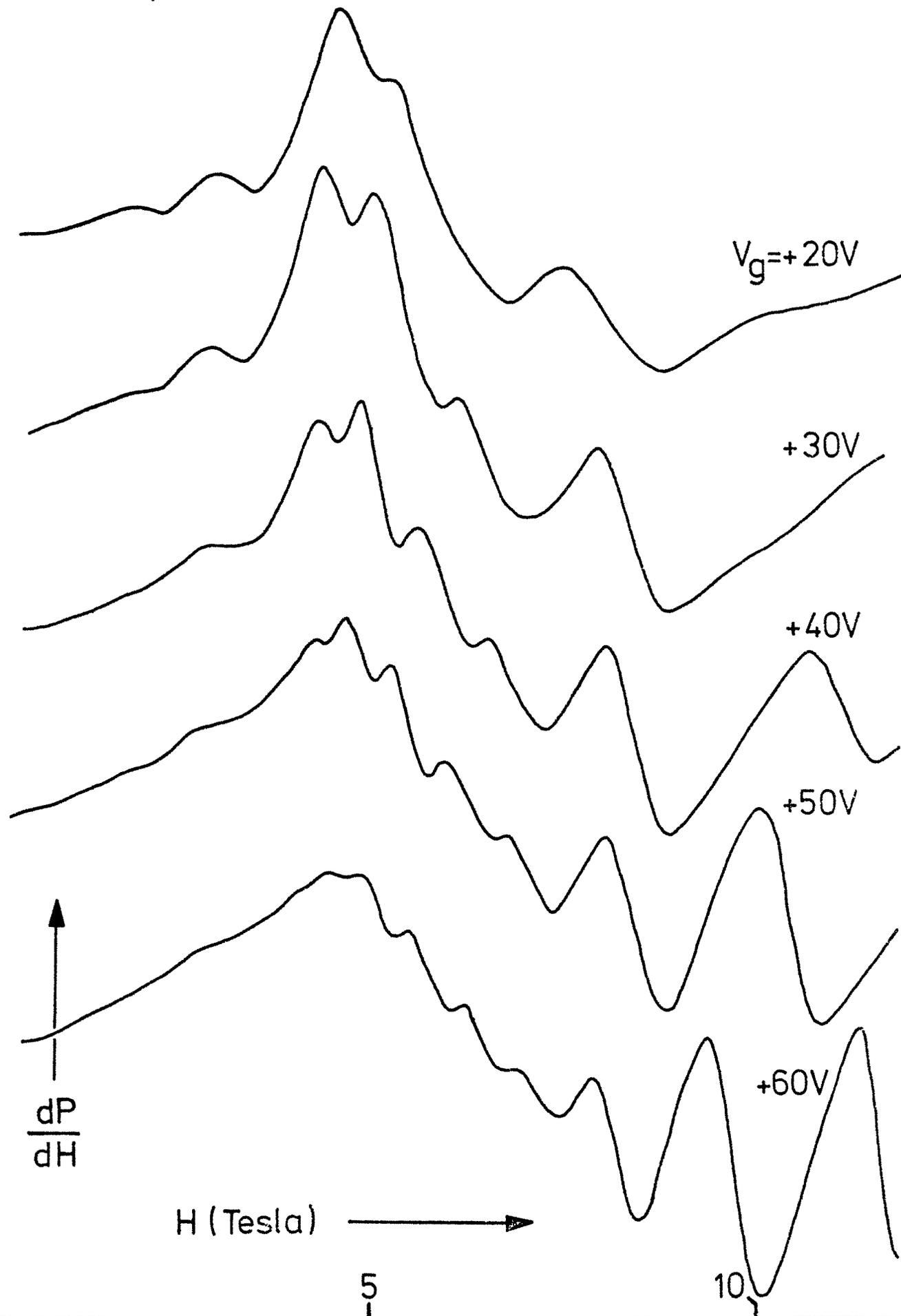


Abb. 29

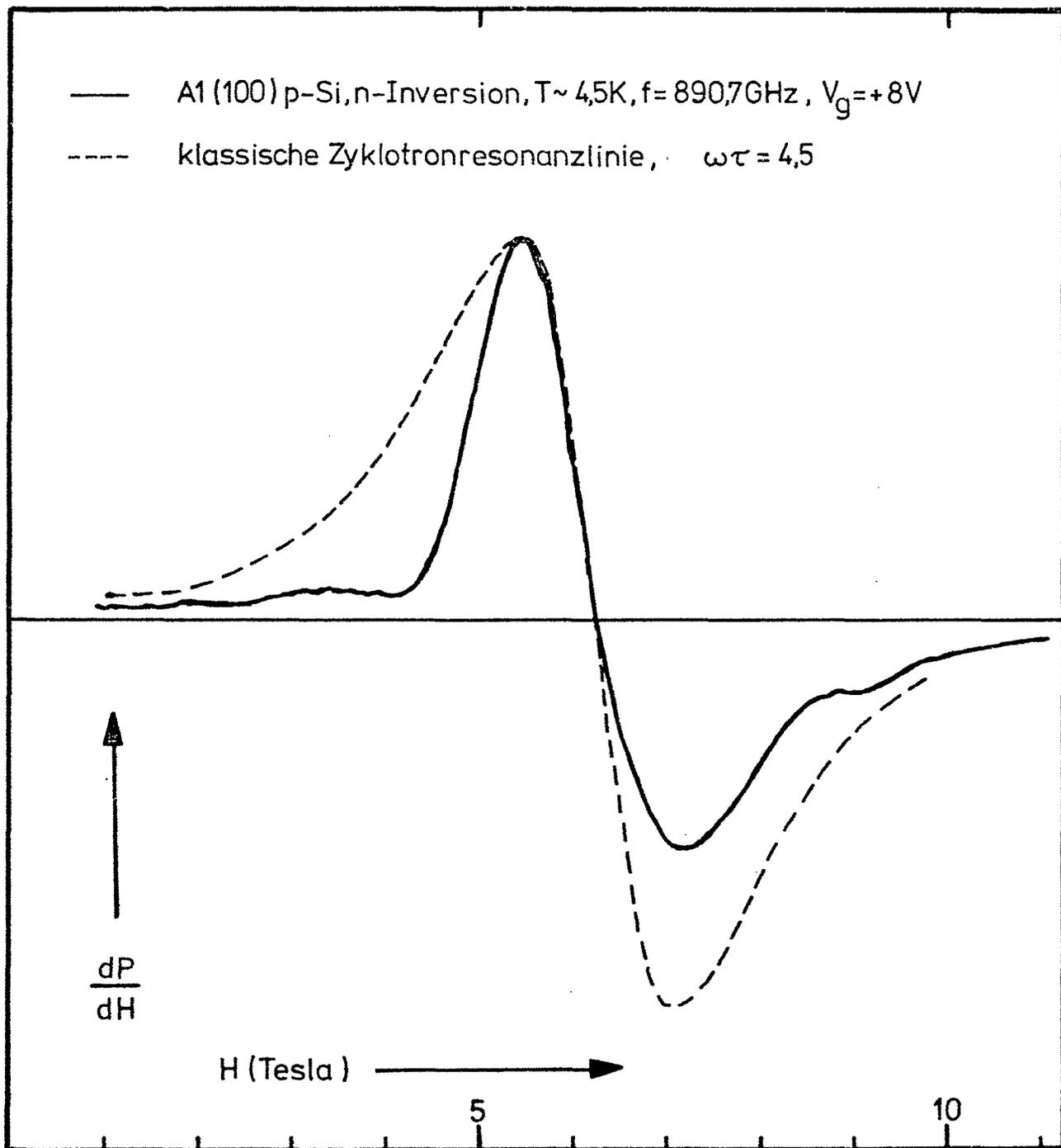


Abb. 30

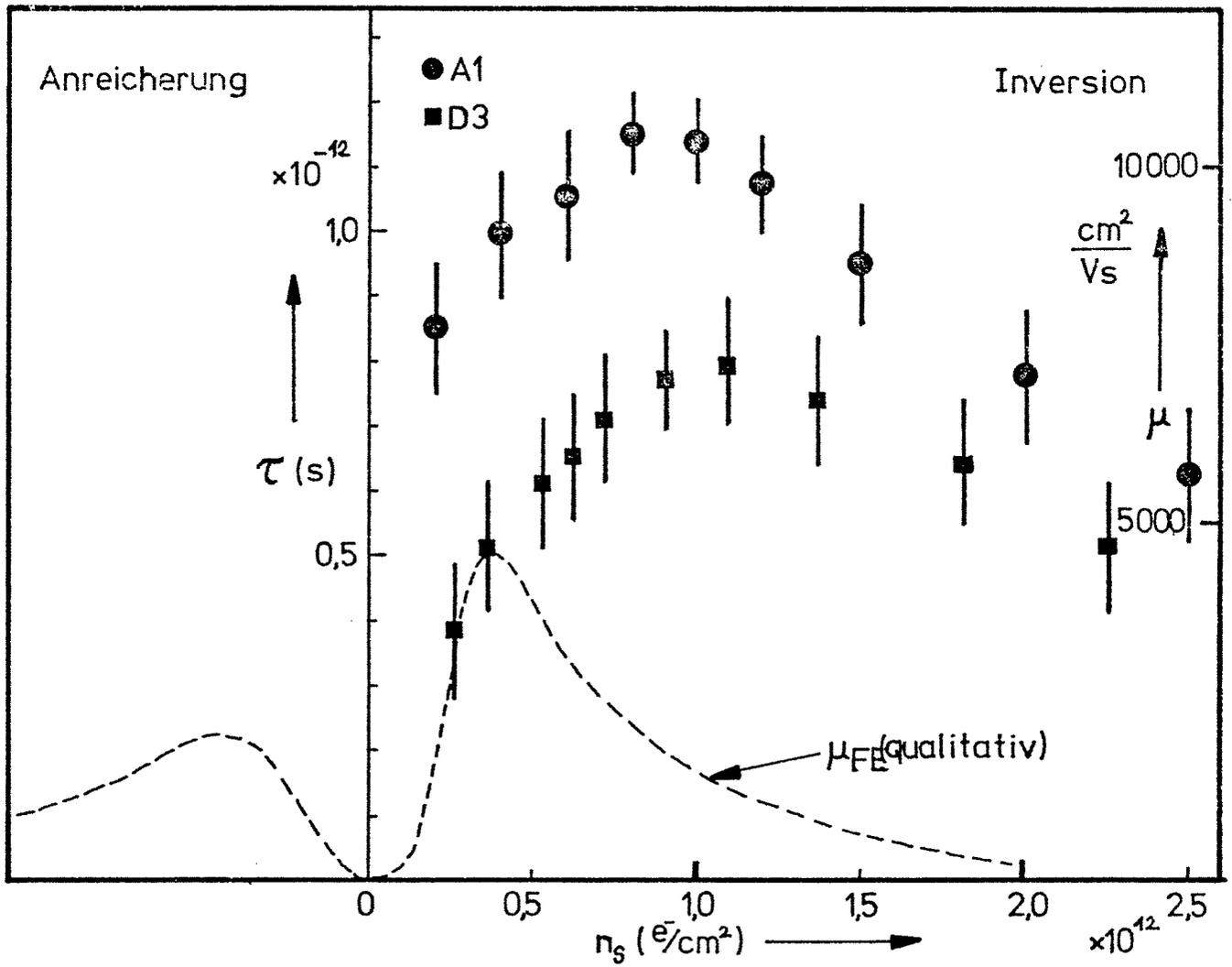
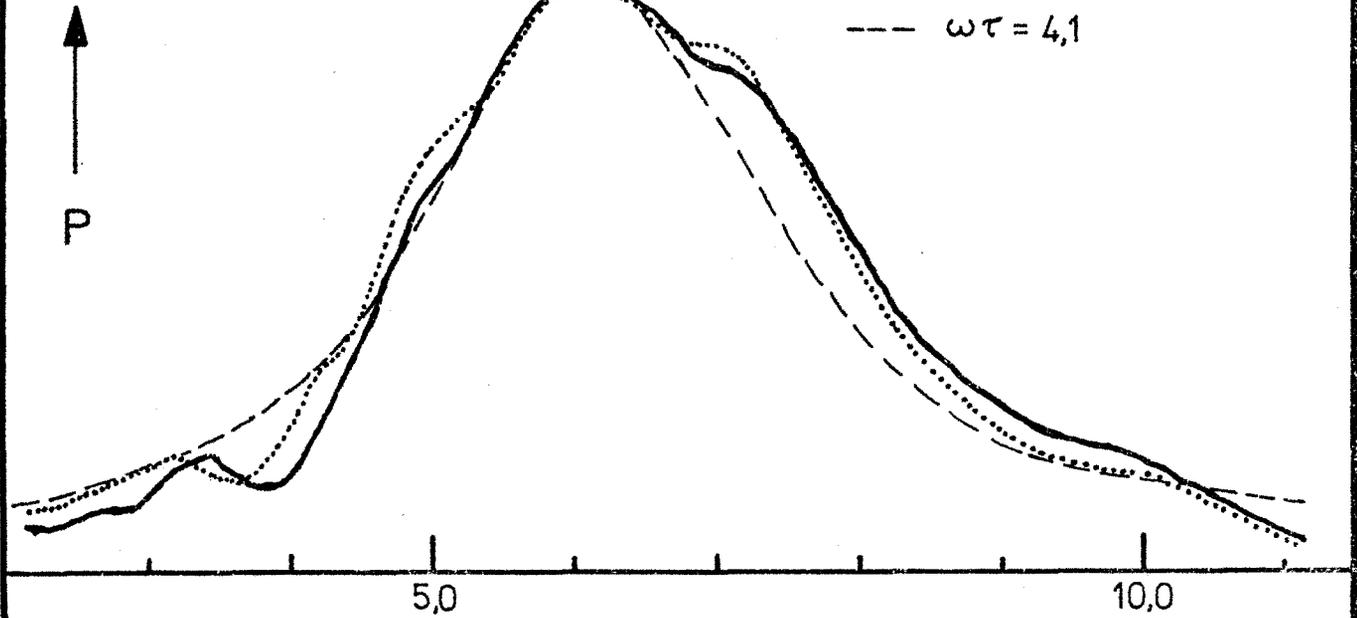


Abb. 31

- Experiment (A1 p-Si, T ~ 4,5K, f = 890,7GHz, (100)n-Inversion)
- ZRlinie nach Ando's Theorie
- klassische ZRlinie

- $V_g = +20V$
- $n_s = 2,06 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}, \omega\tau = 5,5$
- $\omega\tau = 4,1$



- $V_g = +25V$
- $n = 2,56 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}, \omega\tau = 4,8$
- $\omega\tau = 3,3$

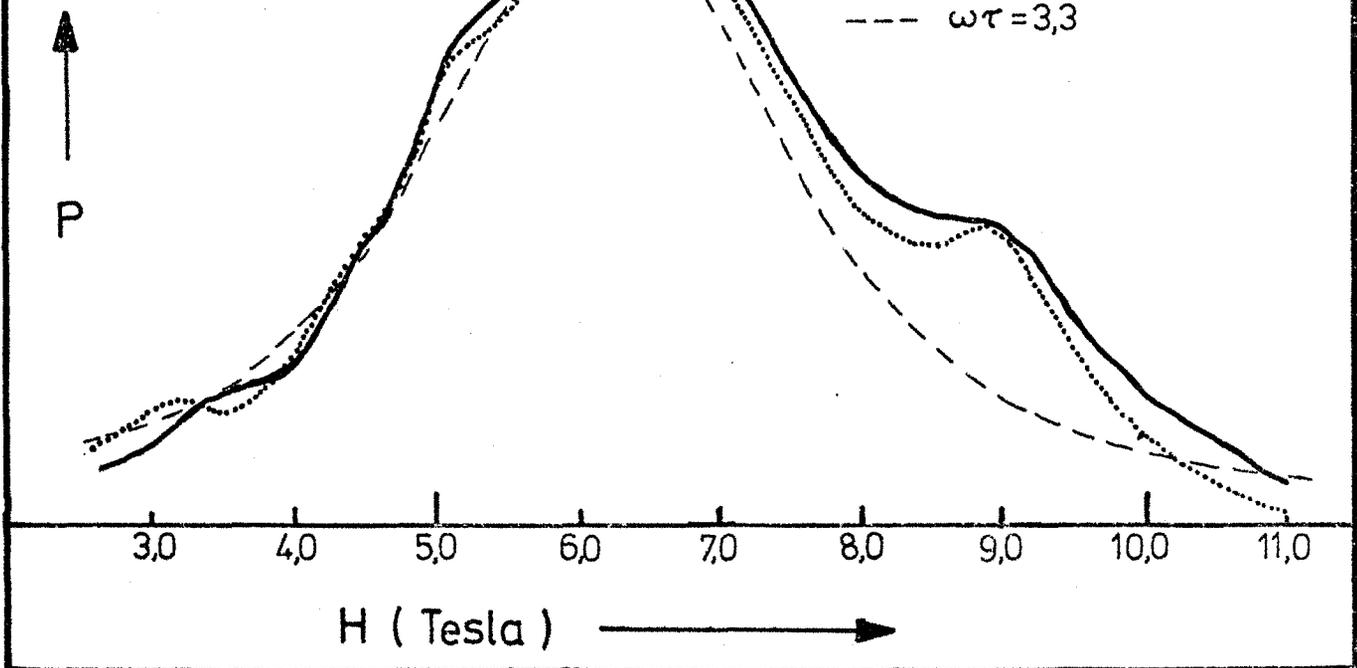


Abb. 32

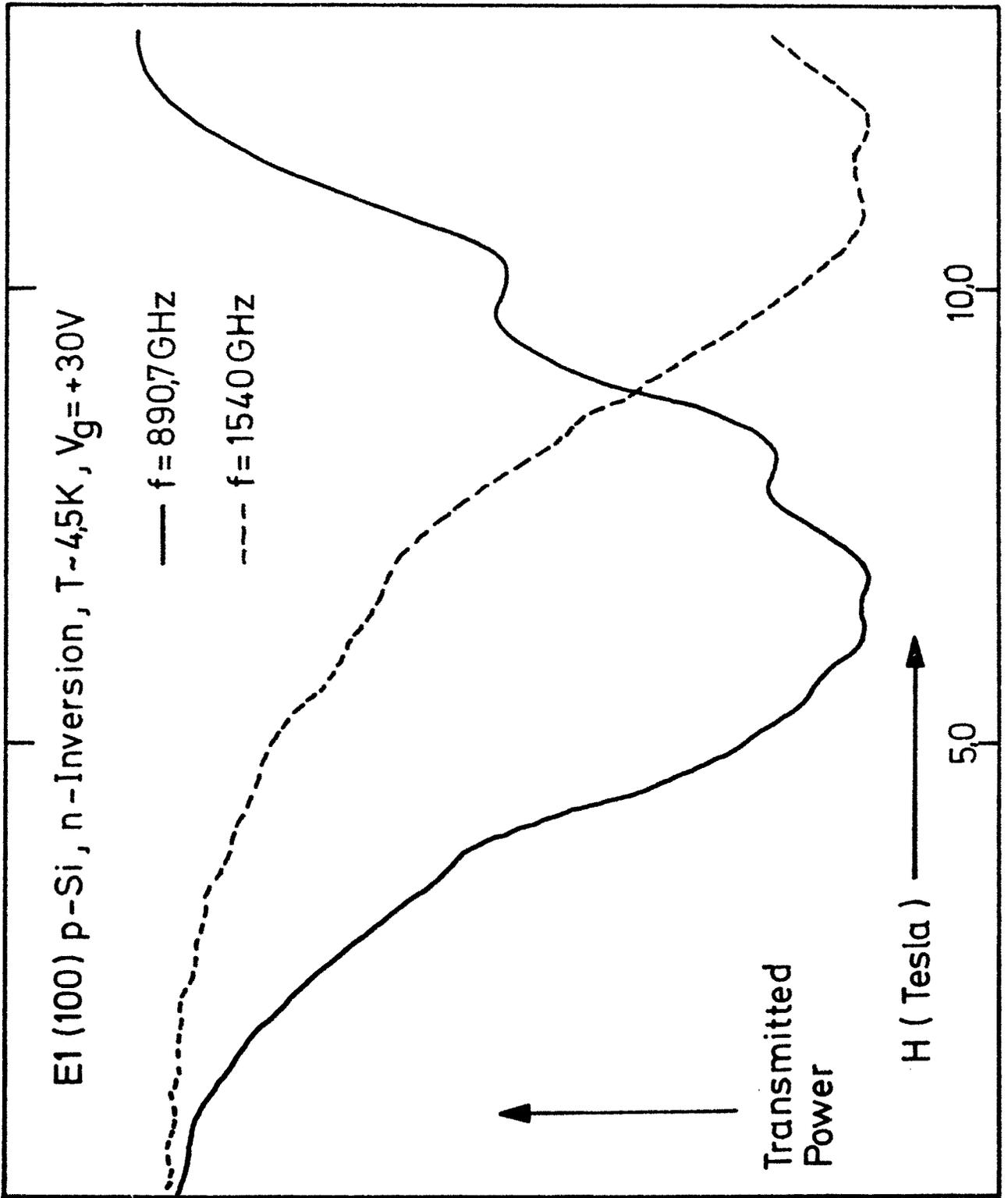
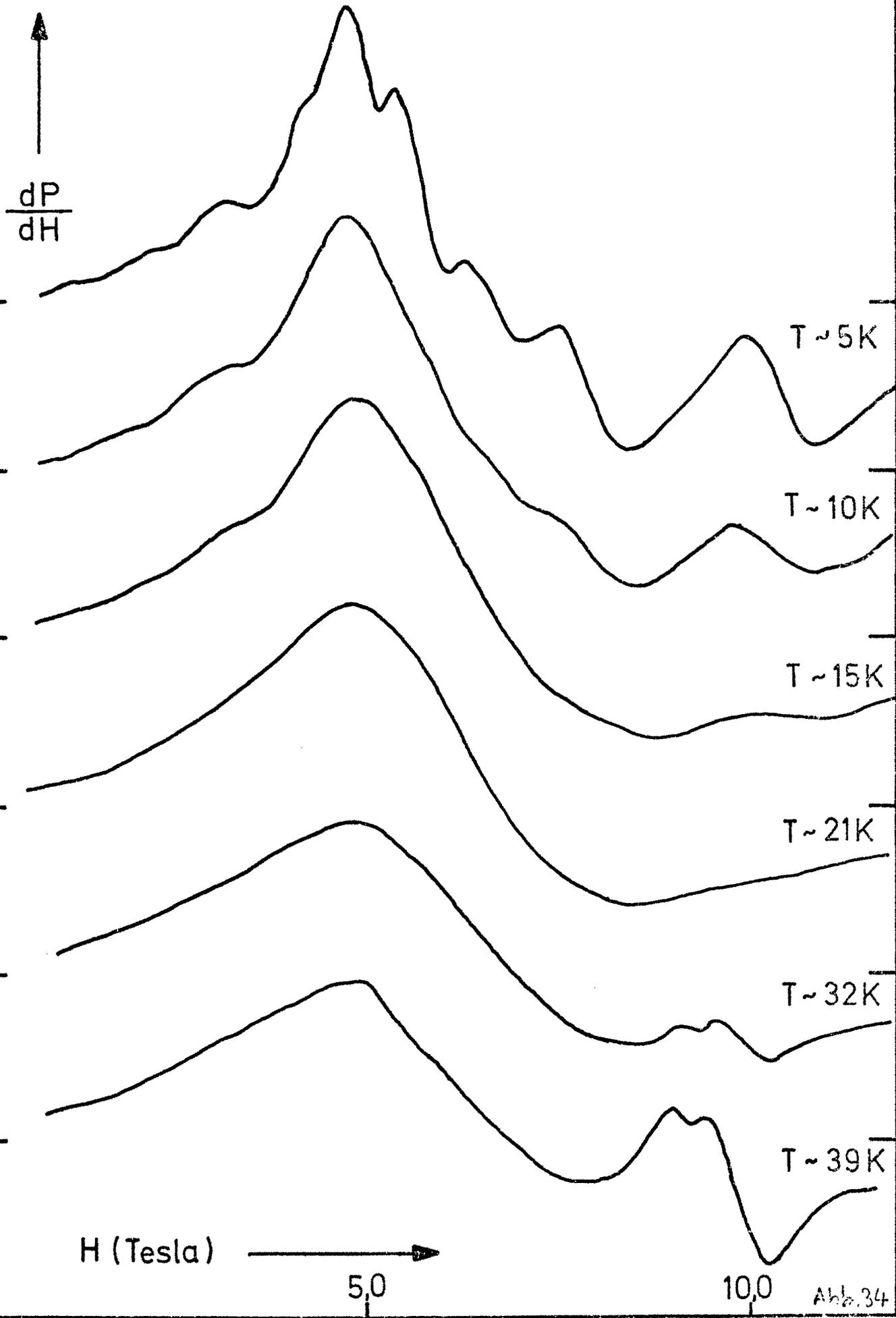


Abb. 33

D1 (100) p-Si, n-Inversion, $V_g = +40V$, $f = 890,7 \text{ GHz}$



D5 (100)p-Si,n-Inversion, $f = 890,7 \text{ GHz}$, $V_g = +30 \text{ V}$

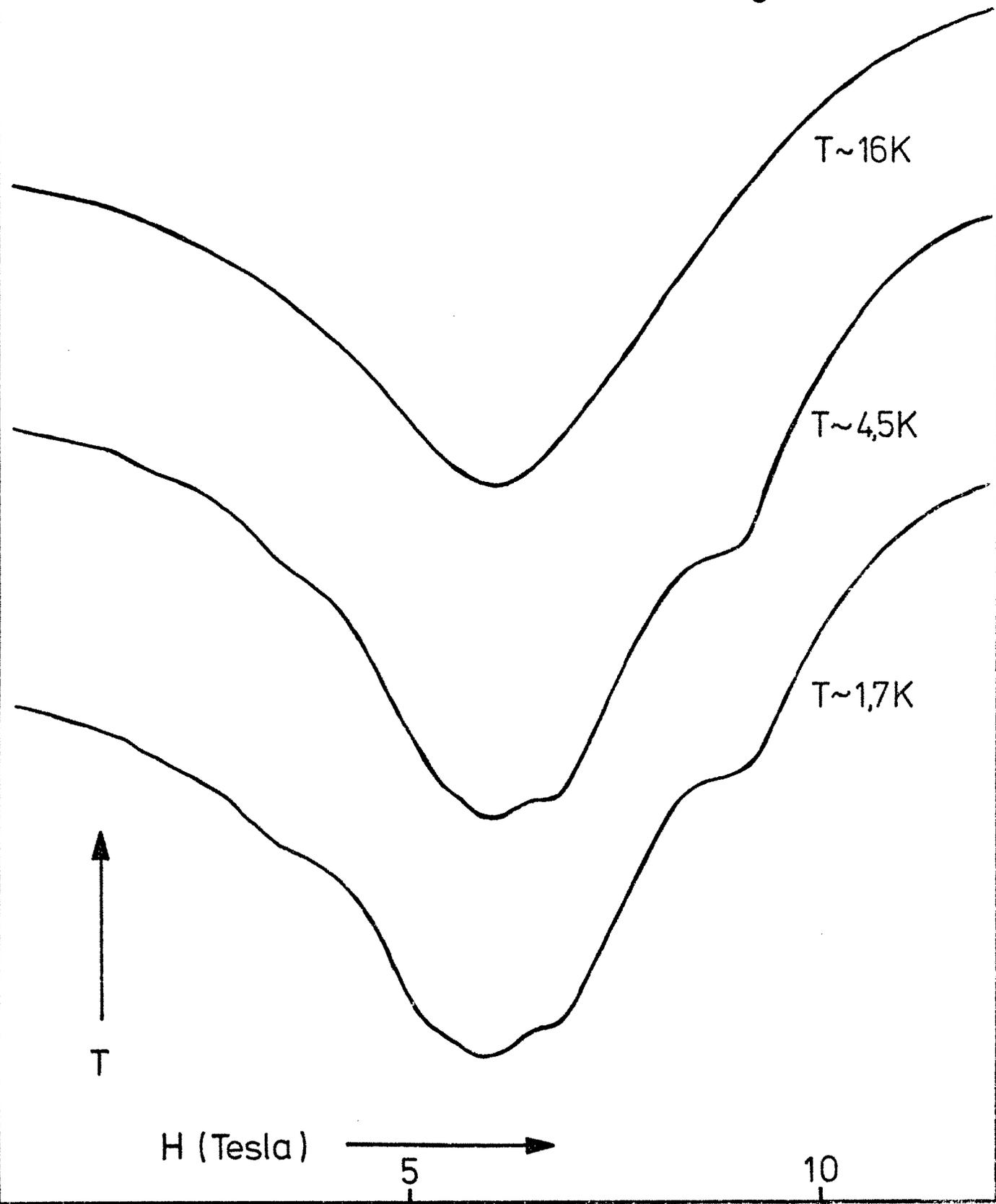


Abb. 35

A1 (100)p-Si,n-Inversion,T~4,5K,f=890,7GHz

— Experiment
..... Theory

$V_g = +30V$
 $n_s = 3,1 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +25V$
 $n_s = 2,56 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +20V$
 $n_s = 2,06 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +15V$
 $n_s = 1,53 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

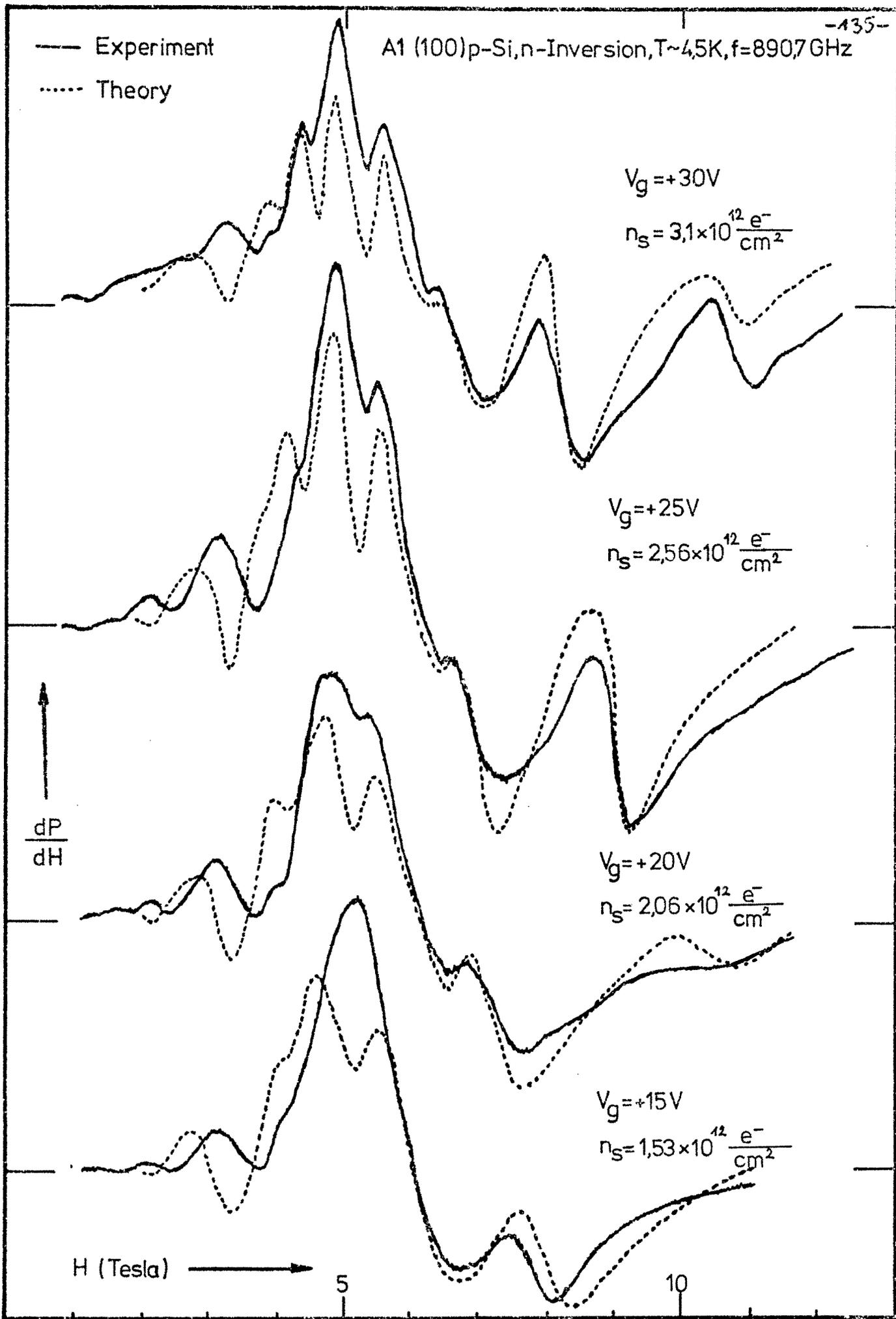
\uparrow
 $\frac{dP}{dH}$

H (Tesla) \rightarrow

5

10

Abb.36



D1 (100) p-Si, n-Inversion, T~4,5K, f=890,7GHz

— Experiment
..... Theory

$V_g = +10V$
 $n_s = 0,8 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +15V$
 $n_s = 1,22 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +25V$
 $n_s = 2,06 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +40V$
 $n_s = 3,28 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

$V_g = +50V$
 $n_s = 4,1 \times 10^{12} \frac{e^-}{cm^2}$

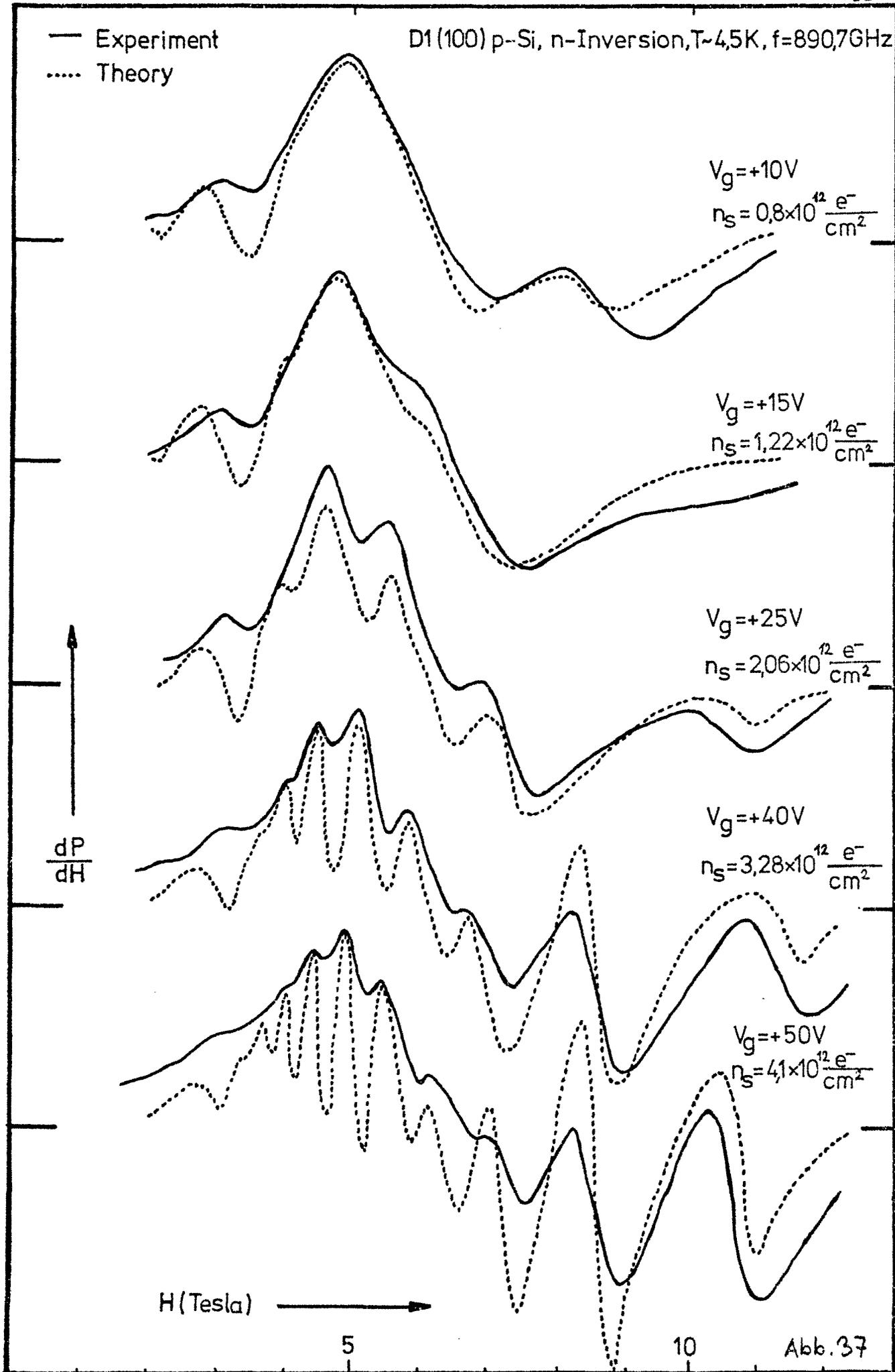
$\frac{dP}{dH}$

H (Tesla)

5

10

Abb. 37



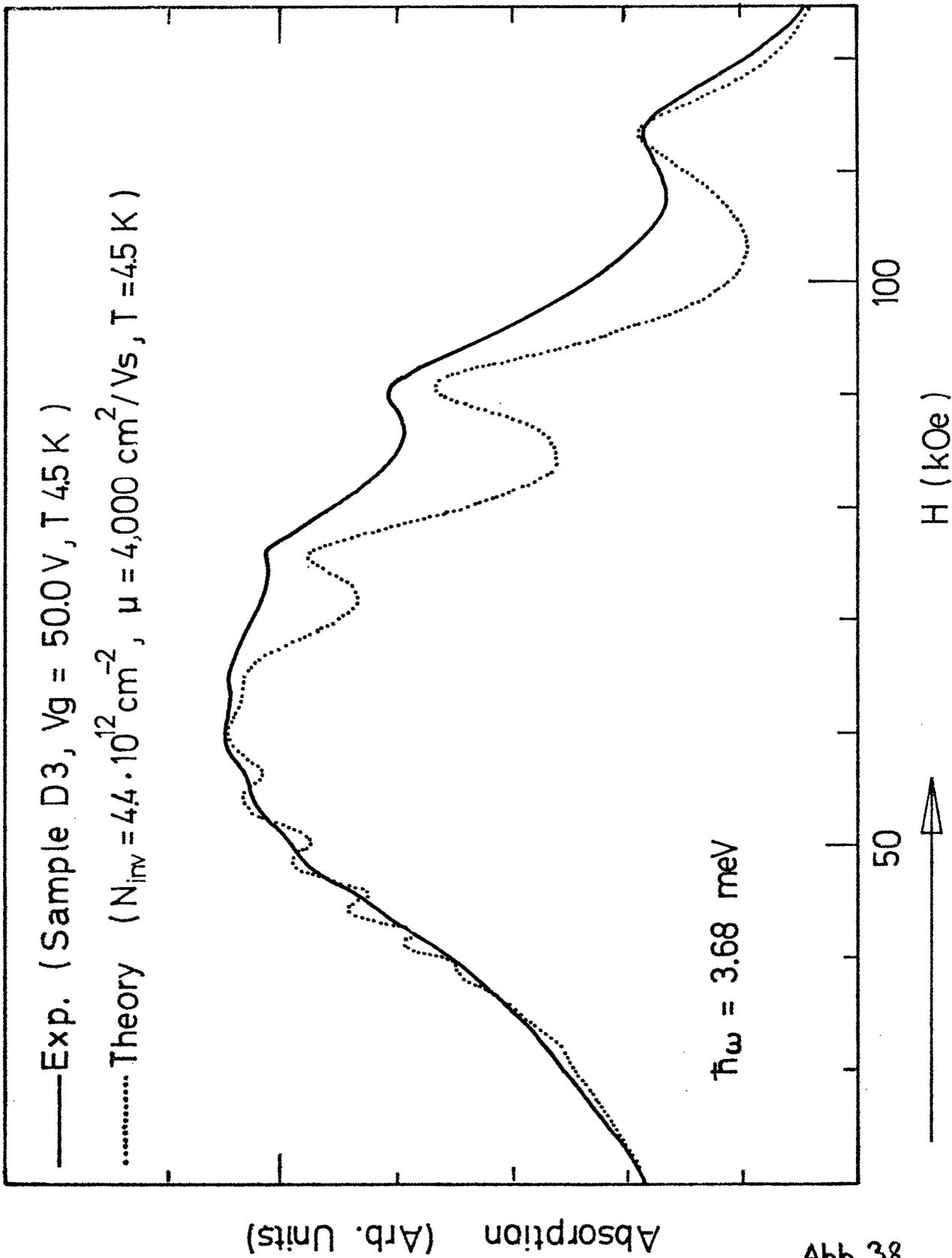


Abb. 38

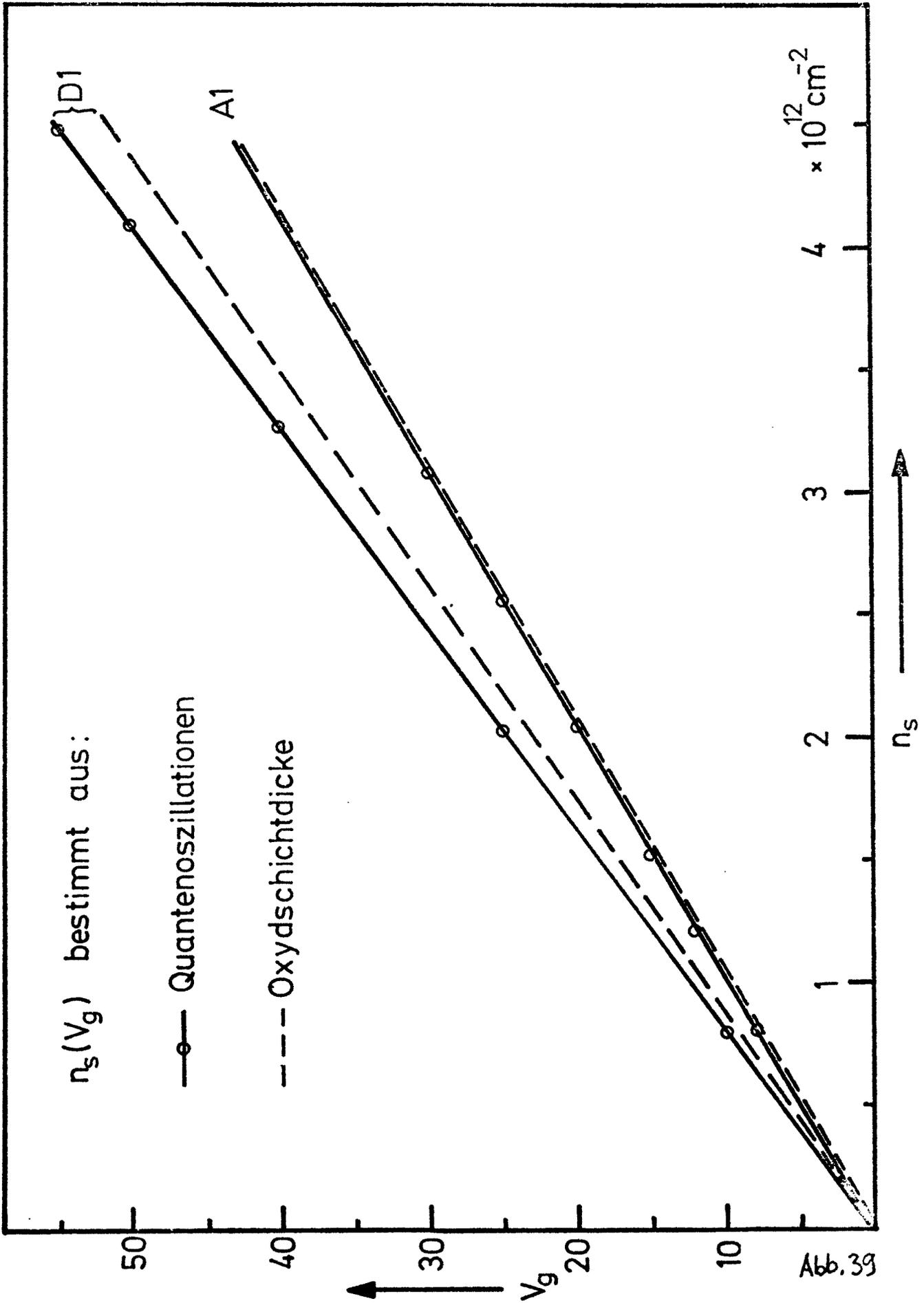


Abb. 39

D2 (100) p-Si, n-Inversion, $f=890,7$ GHz,

$T \sim 4,5$ K

\uparrow
 $\frac{dP}{dH}$

$H=4,7$ T

$H=5,4$ T

$H=6,8$ T

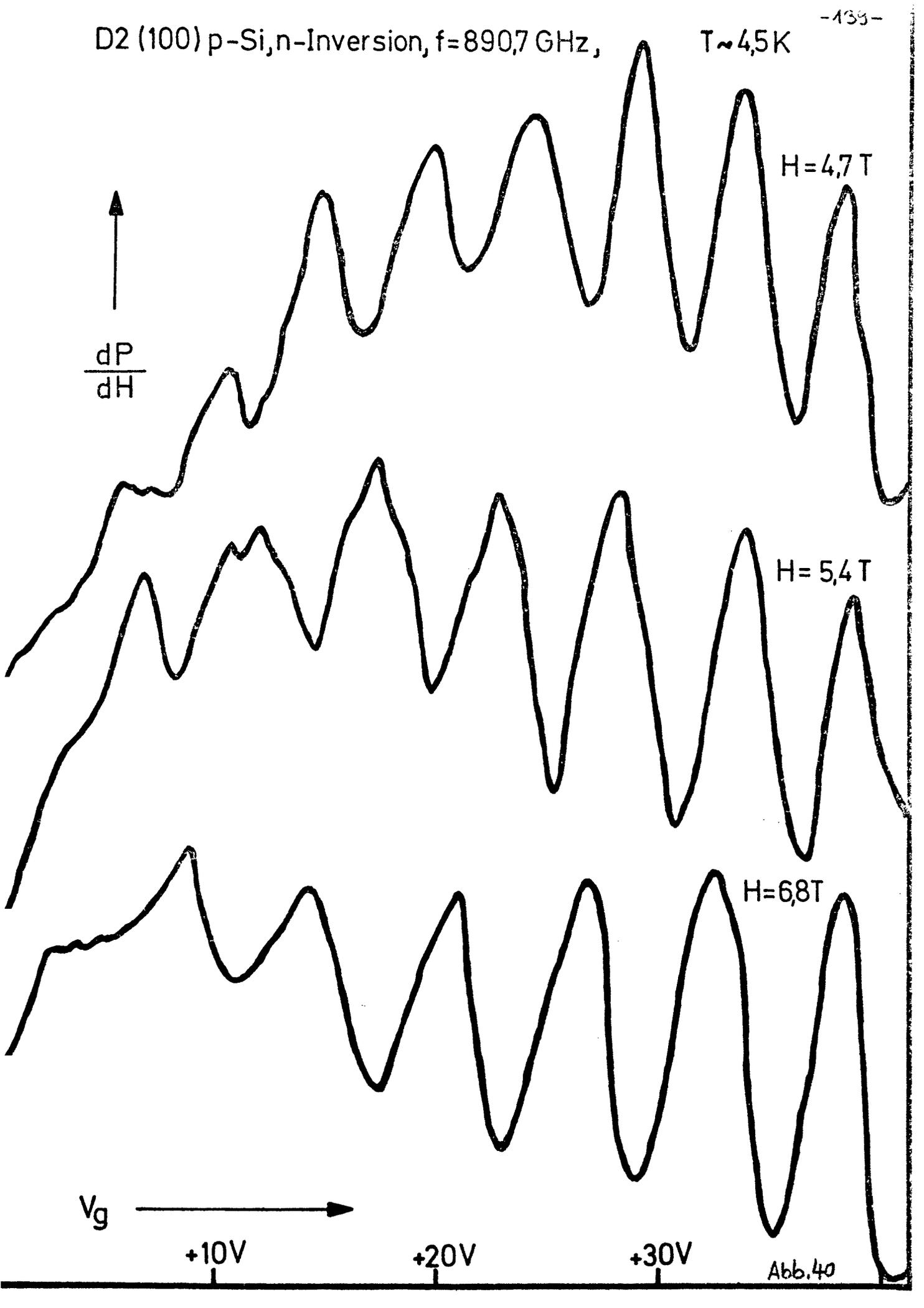
$V_g \rightarrow$

+10V

+20V

+30V

Abb. 40



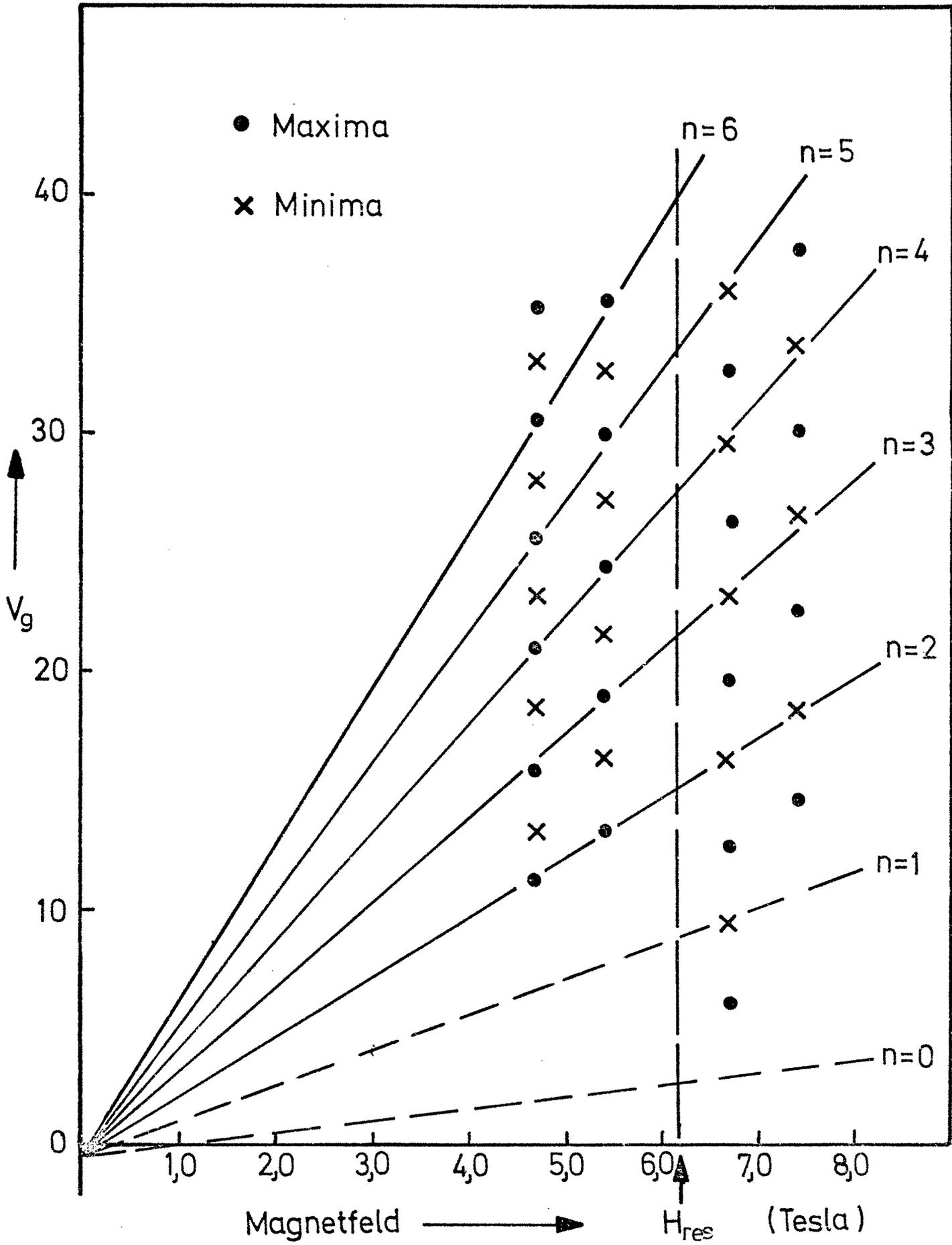


Abb.41

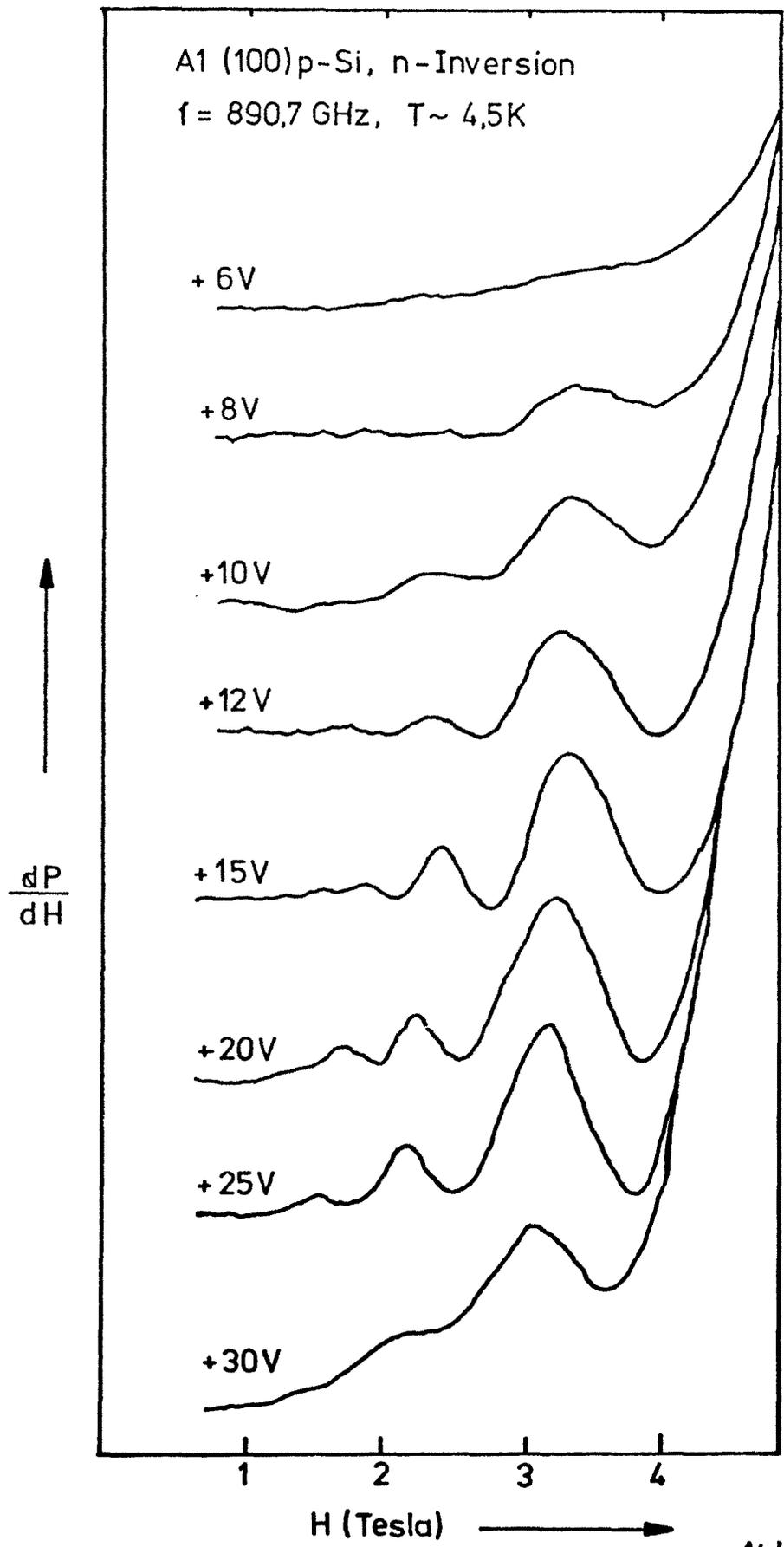


Abb. 42

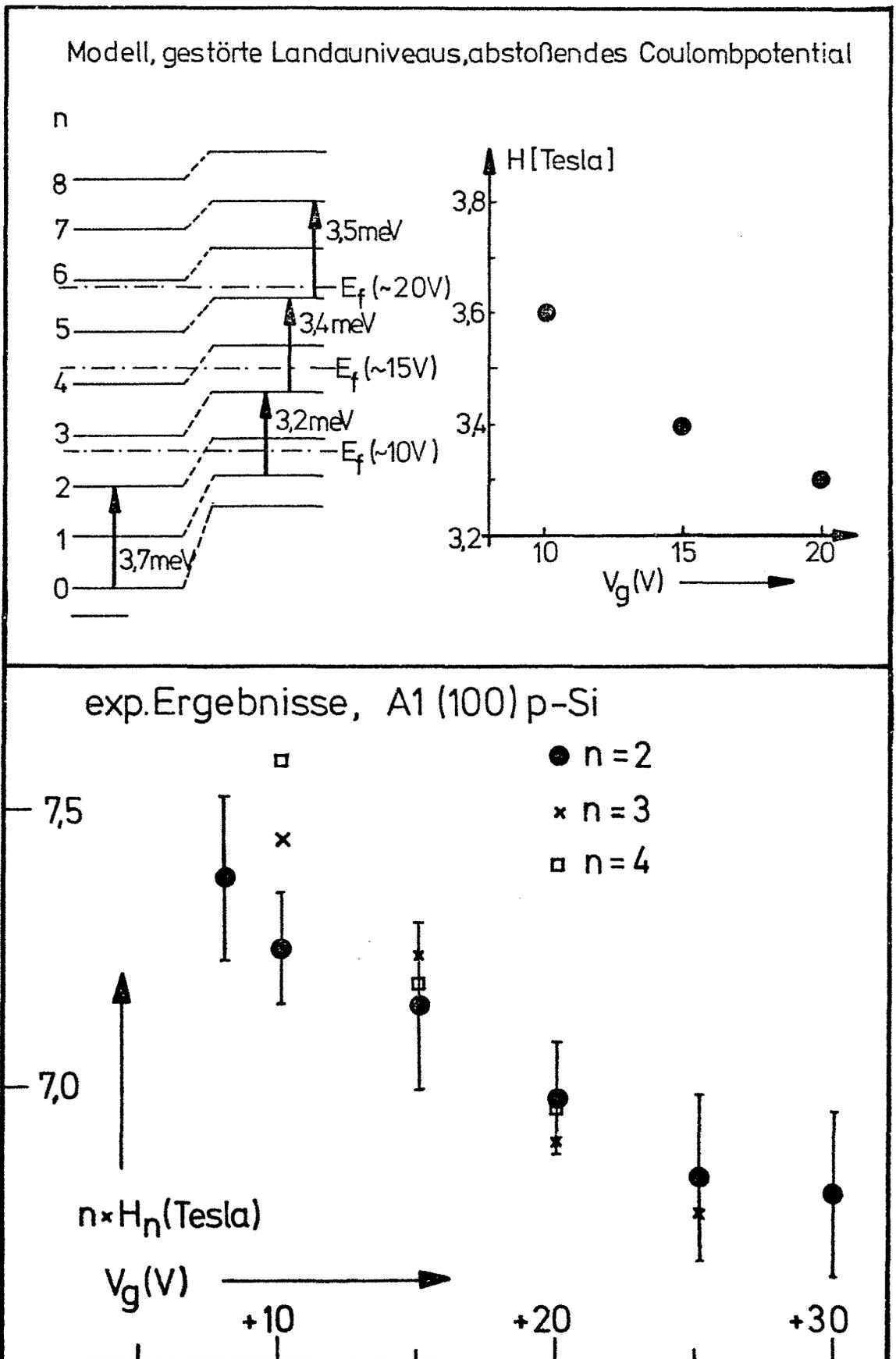
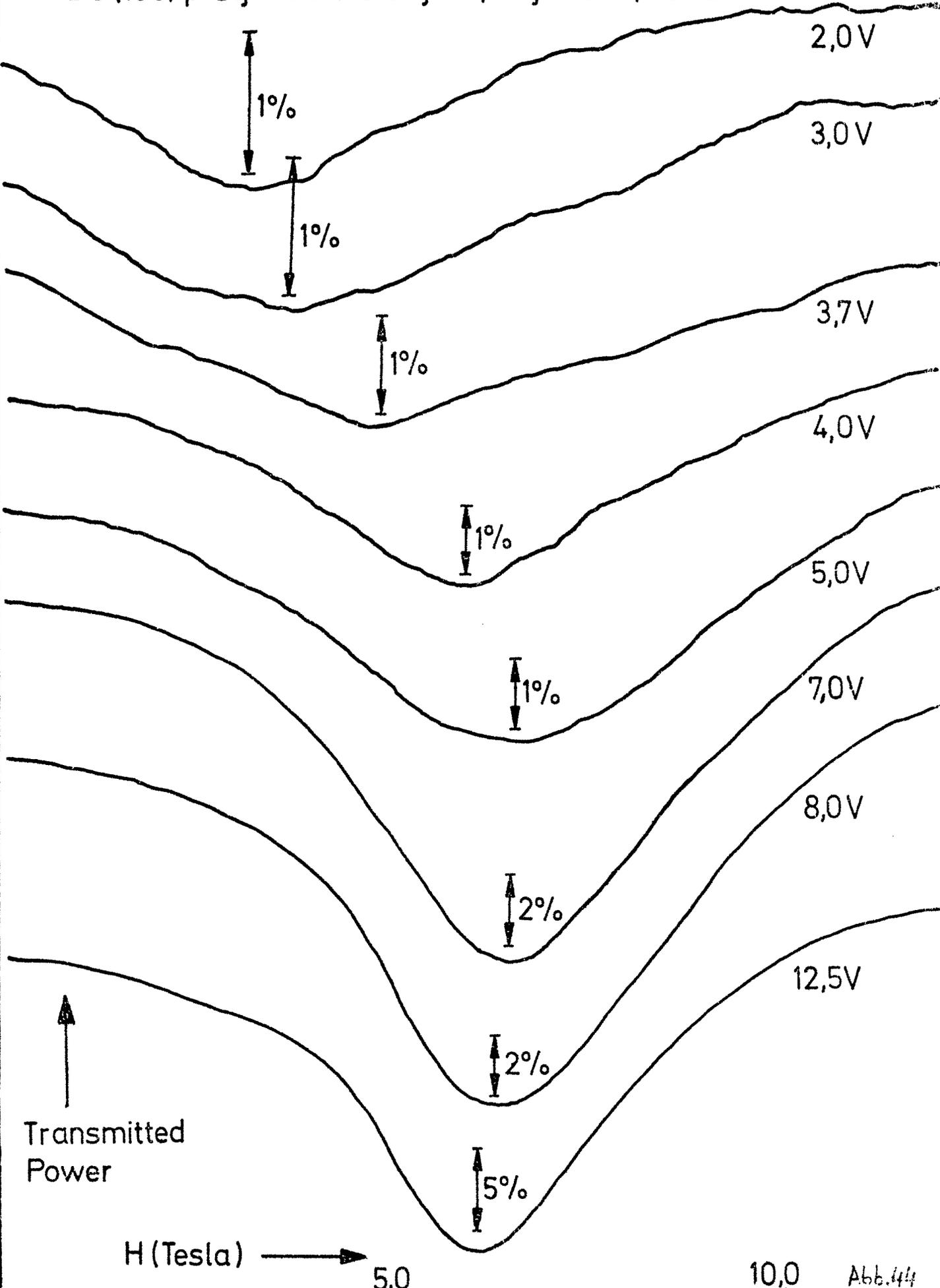


Abb.43

D3 (100) p-Si, n-Inversion, T~4,5K, f=890,7 GHz



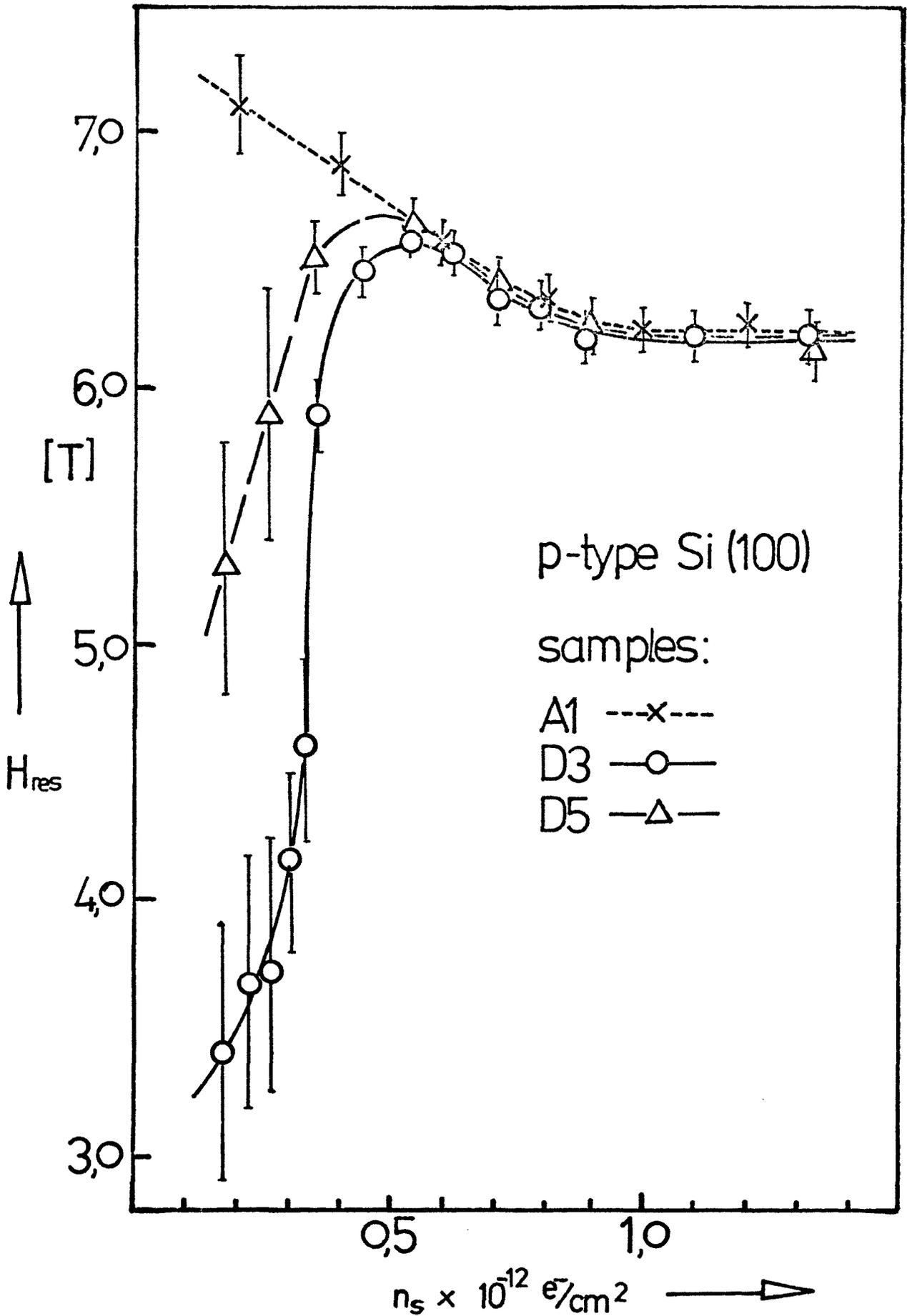


Abb.45a

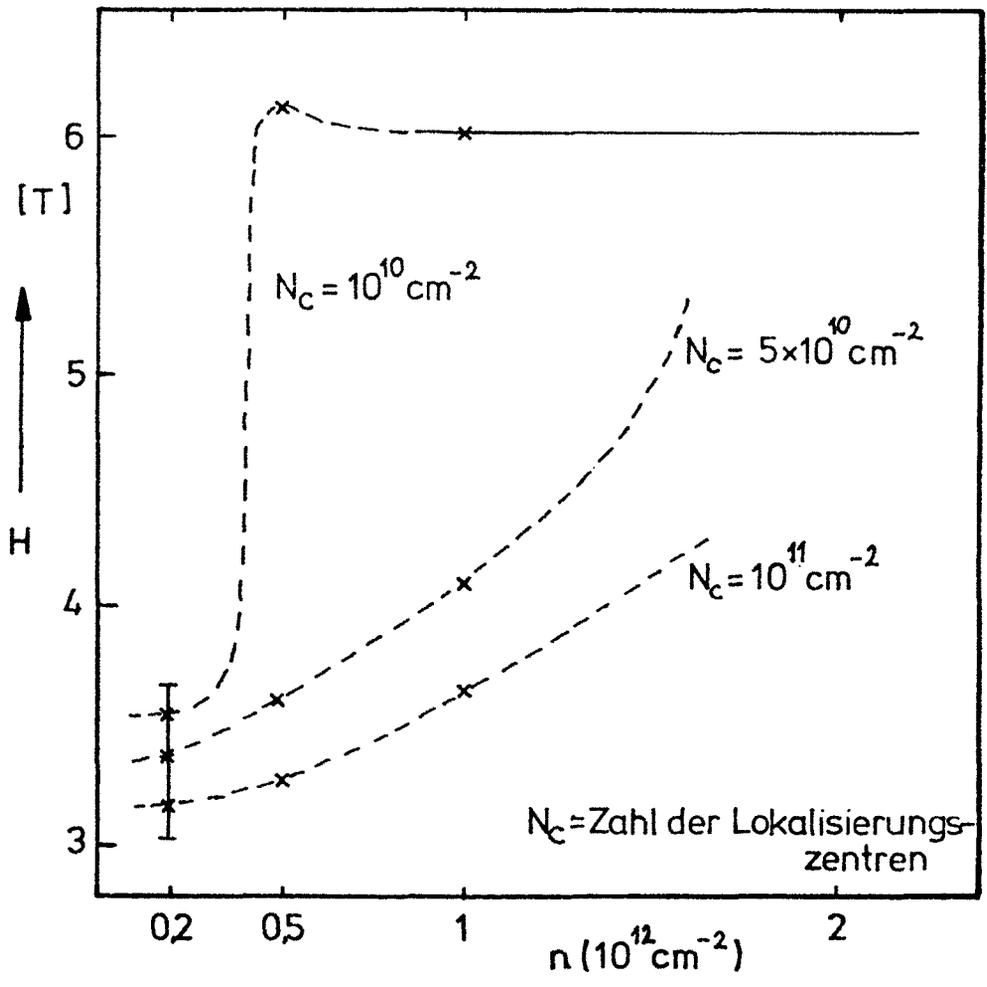


Abb. 45b

B1 (100) n-Si, n-Anreicherung, $f = 890,7\text{GHz}$, $T \sim 4,5\text{K}$

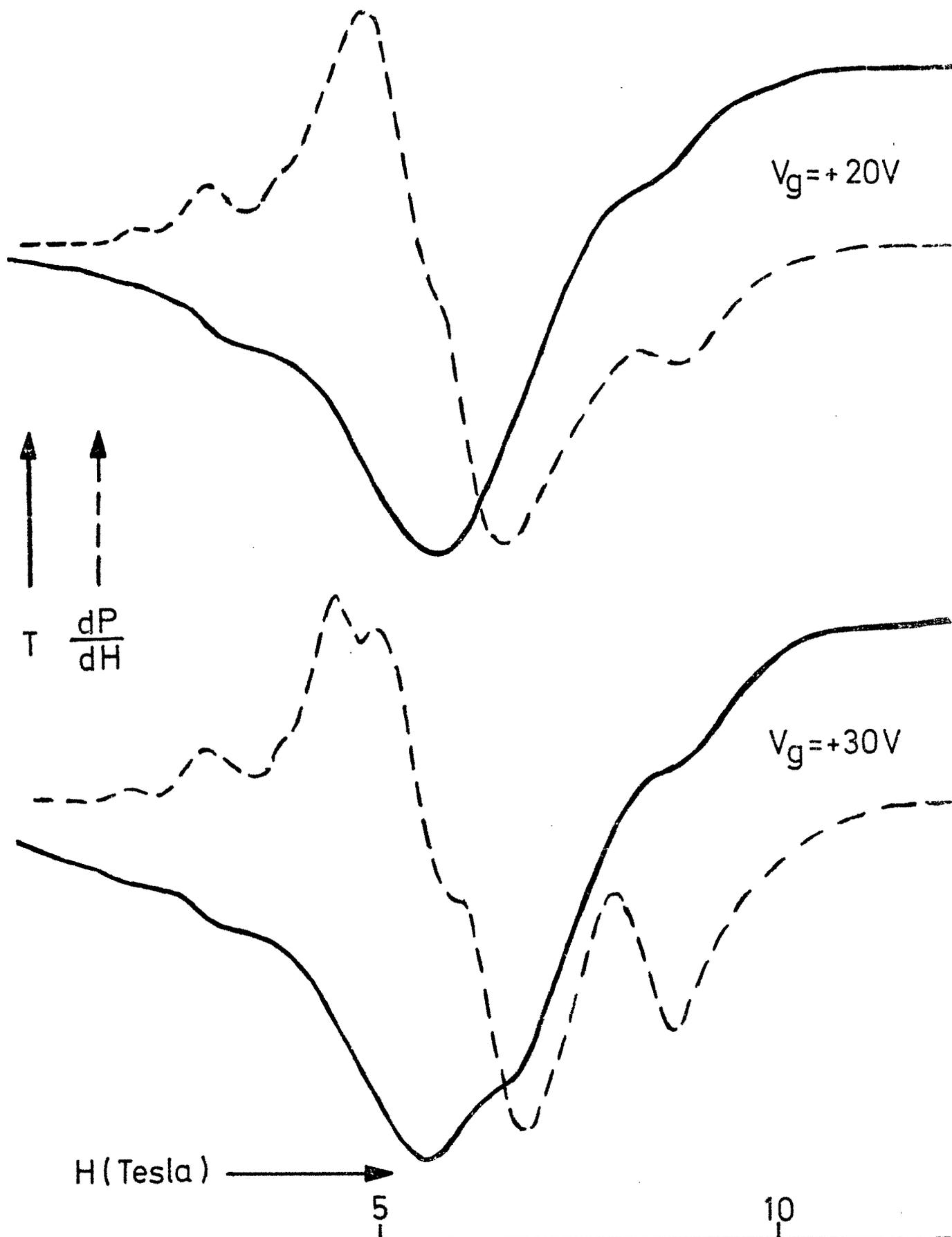


Abb.46

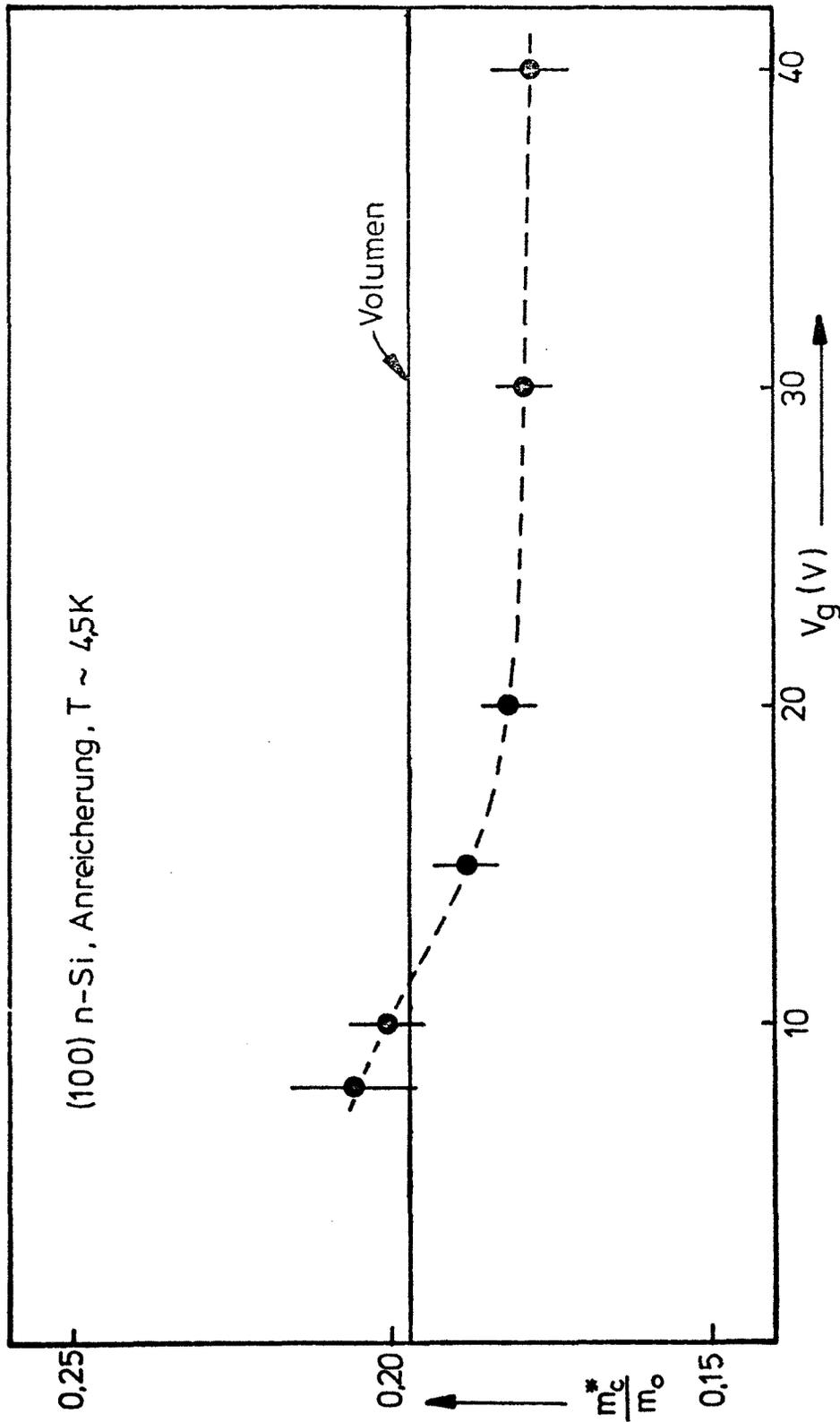


Abb. 47

B4 (100) n-Si, $f = 890,7 \text{ GHz}$

n-Anreicherung
 $V_g = +20 \text{ V}$, $T \sim 4,5 \text{ K}$

Volumen, $T \sim 60 \text{ K}$



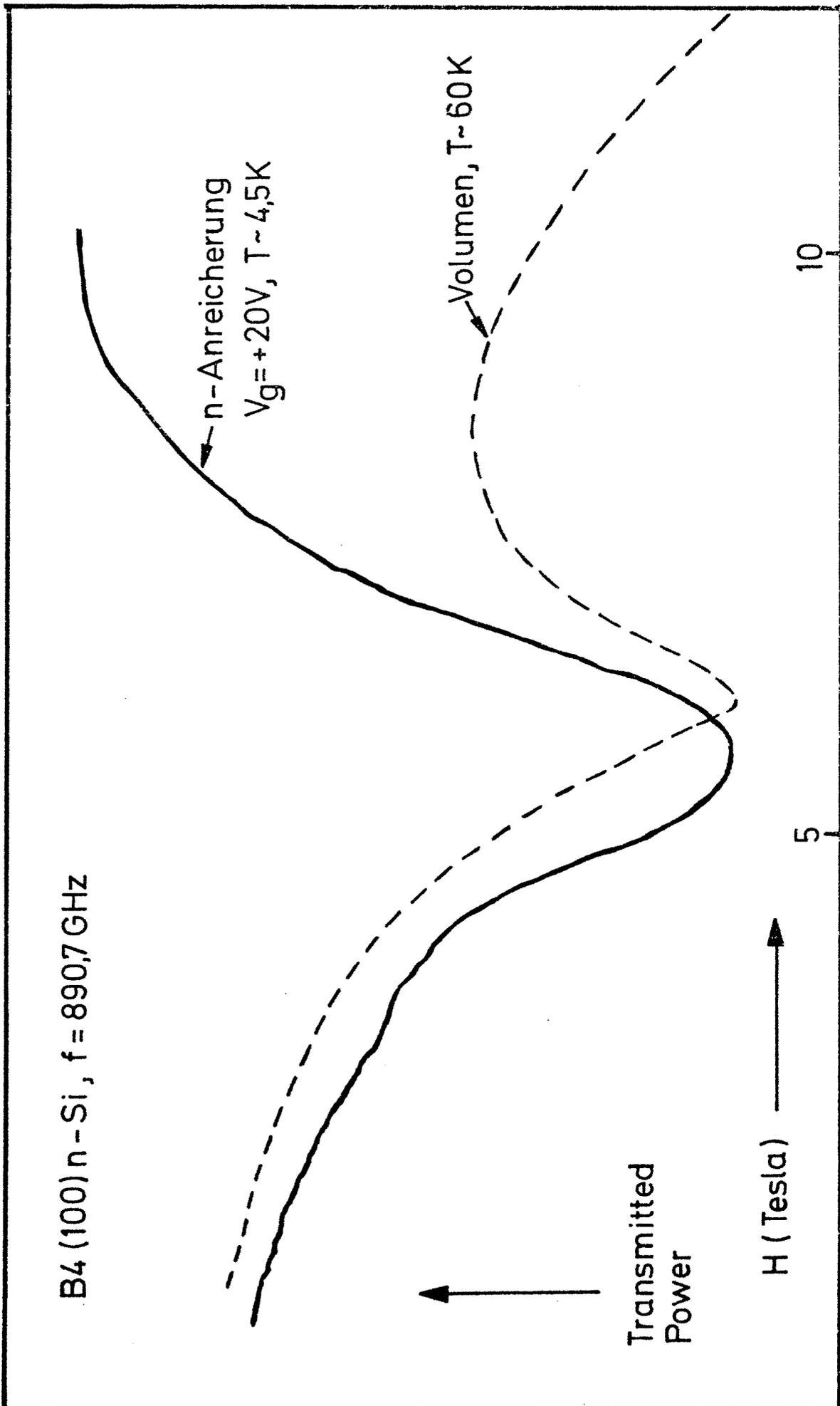
Transmitted
Power

H (Tesla)

5

10

Abb. 48



p-Anreicherung, $f=890,7\text{ GHz}$, $T\sim 4,5\text{ K}$

A1(110) p-Si

$V_g = -40\text{ V}$

$V_g = -50\text{ V}$

$V_g = -60\text{ V}$

p-Inversion, $T\sim 4,5\text{ K}$

A4(110) n-Si

$V_g = -40\text{ V}$

$V_g = -60\text{ V}$

$V_g = -80\text{ V}$

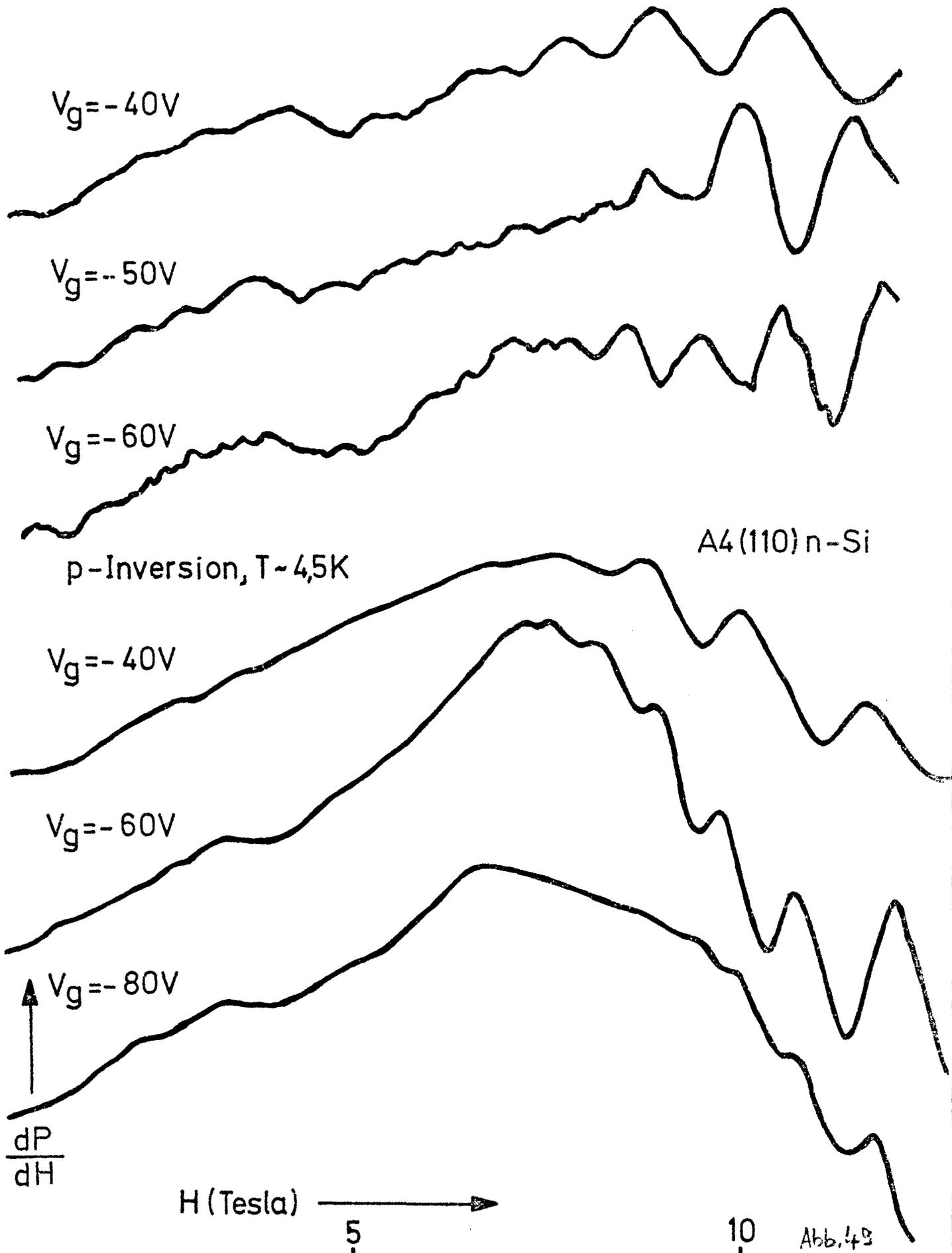
$\frac{dP}{dH}$

H (Tesla)

5

10

Abb. 4B



B1 (100) n-Si

↑
T

$T \geq 70K$

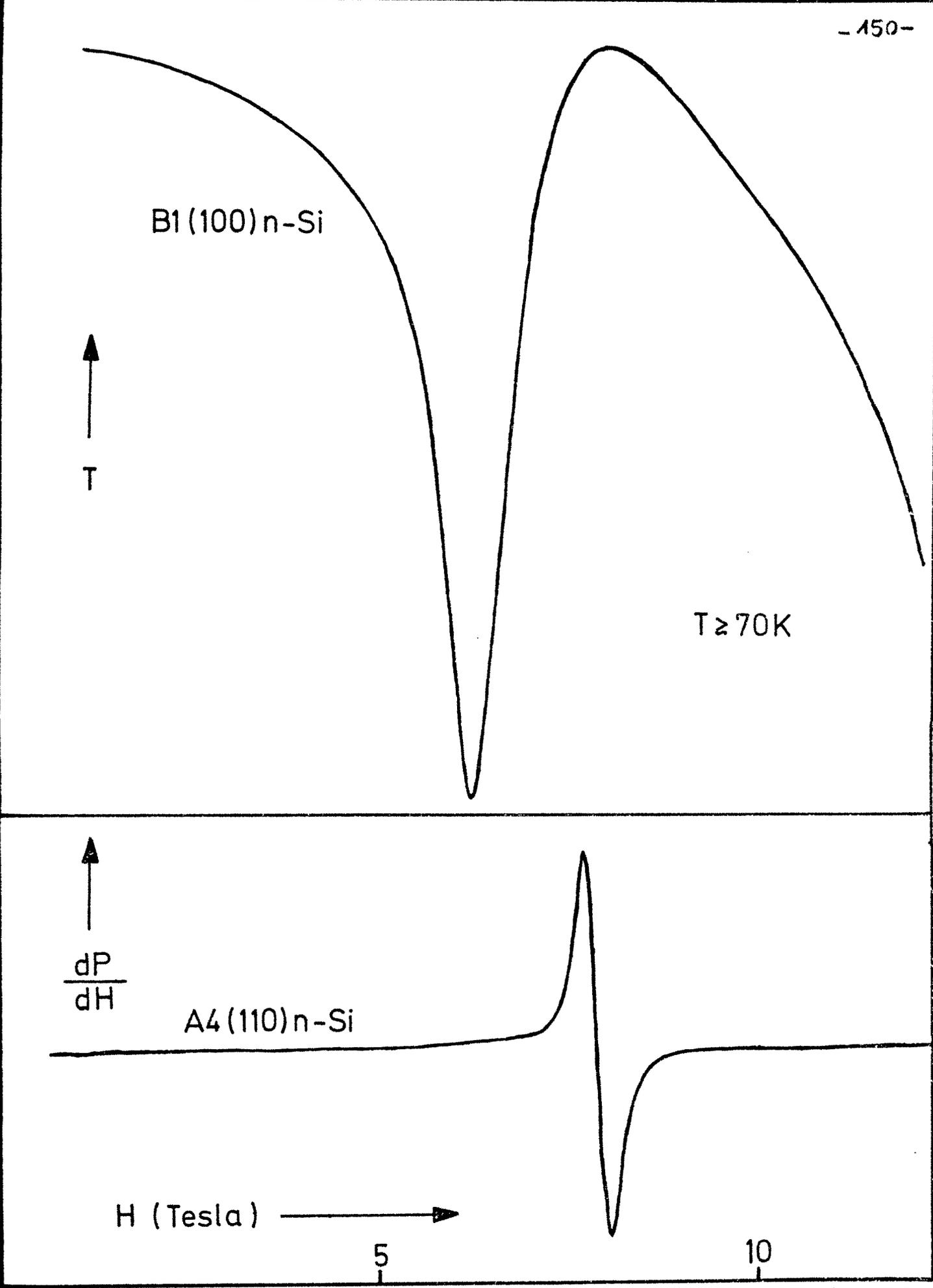
↑
 $\frac{dP}{dH}$

A4 (110) n-Si

H (Tesla) →

5

10



VERZEICHNIS DER TABELLEN

- Tabelle 1: Effektive Massen von Elektronen für drei Oberflächenorientierungen (100), (110), (111) von Silizium nach Ref. 31
- Tabelle 2: Zusammenstellung der Eigenschaften der verwendeten Proben
- Tabelle 3: Eigenschaften des supraleitenden Magneten
- Tabelle 4: Einige Daten des Bittermagneten (Typ Bobine) im Hochfeldmagnetlabor Grenoble
- Tabelle 5: Streuzeiten und Beweglichkeiten für Inversionselektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium aus der Linienbreite der Zyklotronresonanzlinie (nach Andos Theorie⁵⁵⁾)
- Tabelle 6: Positionen der subharmonischen Strukturen
- Tabelle 7: H_{res} bei kleinen Gatespannungen
- Tabelle 8: a) H_{res} und m_c^* für Anreicherungselektronen an der (100)-Oberfläche von Silizium
b) Ergebnisse der Volumenmessungen in n-Typ Silizium in (100)- und (110)-Richtung

Tabelle 1

Ober- flächen- orien- tierung	m_x	m_y	$m_z = m_{\perp}$	$m_{\parallel} = \sqrt{m_x m_y}$	g_v
100	m_t (0,1905 m_o)	m_t (0,1905 m_o)	m_l (0,916 m_o)	$\sqrt{m_t \cdot m_t}$ (0,1905 m_o)	2
	m_t (0,1905 m_o)	m_l (0,916 m_o)	m_t (0,1905 m_o)	$\sqrt{m_t \cdot m_l}$ (0,42 m_o)	4
110	m_t (0,1905 m_o)	$(m_t + m_l) / 2$ (0,55 m_o)	$\frac{2m_t m_l}{m_t + m_l}$ (0,39 m_o)	$\sqrt{m_t \frac{(m_t + m_l)}{2}}$ (0,32 m_o)	4
	m_t (0,1905 m_o)	m_l (0,916 m_o)	m_t (0,1905 m_o)	$\sqrt{m_t m_l}$ (0,42 m_o)	2
111	m_t (0,1905 m_o)	$(m_t + 2m_l) / 3$ (0,67 m_o)	$\frac{3m_t m_l}{m_t + 2m_l}$ (0,26 m_o)	$\sqrt{m_t \frac{(m_t + 2m_l)}{3}}$ (0,36 m_o)	6

Tabelle 2

Bezeichnung	spez. Widerstand	Oxydschichtdicke
(a) p-Typ Silizium, (100)-Oberfläche		
A 1-3	~ 10 Ω cm	2010 \AA
C 1-3	~ 10 Ω cm	2300 \AA
D 1-7	8 Ω cm	2330 \AA
E 1	~ 100 Ω cm	1700 \AA
F 9	6 Ω cm	~ 2200 \AA
G 1	6 Ω cm	~ 2200 \AA
(b) n-Typ Silizium, (100)-Oberfläche		
A	~ 10 Ω cm	-
B 1-4	~ 12 Ω cm	2400 \AA
C	~ 2 Ω cm	2330 \AA
(c) p-Typ Silizium, andere Orientierung		
p 110	-	2250 \AA
p 111	1 Ω cm	2300 \AA
(d) n-Typ Silizium, andere Orientierung		
n 110	-	2300 \AA
n 111	100 Ω cm	2300 \AA

Tabelle 3

Magnethersteller und Seriennummer:	CSCC, 5123/3111
Modelltyp:	Doppelspule aus Nb ₃ Sn
Innere Öffnung:	38,3 mm
Feldstärke maximal:	10 T (9,4 T)
Stromaufnahme bei max. Feldstärke:	89 A (83 A)
H/I:	0,112 T/A
Aufladevorgang: max. Spannung:	0,5 V bis 5 T
	0,2 V bis 9 T
	0,1 V darüber
In Klammern sind die von uns erreichten Werte angegeben	

Tabelle 4

Bittermagnet Typ Bobine	
max. Leistungsverbrauch	5 MW
max. Dauermagnetfeld:	15 T
Strom bei 15 T	~ 14600 A
Magnetfeld/Strom:	1.022 T / 1000 A
Innere Öffnung:	50 mm
Zahl der Cu-Platten:	198
Zahl der Kühllöcher:	918

Tabelle 5

V_g (V)	$\tau \times 10^{13}$ (s)	$\mu \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$
Probe A 1 (100) p-Si		
2	8,5 \pm 1	8000
4	10,0 \pm 1	9100
6	10,5 \pm 1	9500
8	11,8 \pm 0,6	10800
10	11,5 \pm 0,6	10500
12	10,5 \pm 1	9500
15	9,5 \pm 1	8700
20	7,8 \pm 1	7000
25	6,4 \pm 1	5700
Probe D 3 (100) p-Si		
3	3,8 \pm 1	3400
4	5,1 \pm 1	4600
6	6,1 \pm 1	5500
7	6,4 \pm 1	5800
8	6,8 \pm 1	6100
10	7,6 \pm 1	6800
12	7,8 \pm 1	7000
15	7,3 \pm 1	6600
20	6,4 \pm 1	5800
25	5,1 \pm 1	4600

Tabelle 6

Subharmonische Strukturen; A 1 (100) p-Si, n-Inversion

V_g	n_s/cm^2	$H_2(T)$	$2xH_2(T)$	$H_3(T)$	$3xH_3(T)$	$H_4(T)$	$4xH_4(T)$
+ 8V	$0,8x10^{12}$	3,7	7,4				
+10V	$1,0x10^{12}$	3,65	7,3	2,47	$\sim 7,4$	$\sim 1,9$	$\sim 7,6$
+12V	$1,2x10^{12}$	3,62	7,24	2,45	7,35		
+15V	$1,5x10^{12}$	3,57	7,14	2,41	7,23	$\sim 1,8$	$\sim 7,2$
+20V	$2x10^{12}$	3,48	6,96	2,3	6,9	$\sim 1,74$	$\sim 6,96$
+25V	$2,6x10^{12}$	3,42	6,86	2,26	6,78	1,65	6,6
+30V	$3,1x10^{12}$	3,4	6,8				

Der Fehler für die Werte von H_n beträgt $\pm 0,05 T$

Tabelle 7

$H_{res}(T)$ bei kleinen Gatespannungen für verschiedene Proben

V_g	Proben			
	A 1	D 3	D 5	E 1
+ 2 V	7,2	3,4	5,3	4,8
+ 3 V		3,7	5,9	6,0
+ 4 V	6,97	5,9	6,55	
+ 5 V		6,46		6,65
+ 6 V	6,65	6,59	6,66	6,54
+ 7 V		6,53		
+ 8 V	6,36	6,35	6,40	6,50
+ 9 V		6,33		
+10 V	6,17	6,20	6,23	6,43

Tabelle 8

a) Anreicherungselektronen; n-Si (100)-Oberfläche, T = 4,2 K

V_g (V)	H_{res} (T)	m_c^*/m_0	$\Delta H_{res}/H$
+ 8 V	6,56 \pm 0,32	0,206 \pm 0,01	\sim 0,29
+10 V	6,36 \pm 0,19	0,200 \pm 0,006	\sim 0,27
+15 V	5,98 \pm 0,13	0,188 \pm 0,004	\sim 0,24
+20 V	5,79 \pm 0,13	0,182 \pm 0,004	\sim 0,24
+30 V	5,70 \pm 0,16	0,179 \pm 0,005	\sim 0,30
+ 40 V	5,66 \pm 0,19	0,178 \pm 0,006	\sim 0,36

b) Volumenelektronen in n-Typ Silizium

Orientierung	H_{res} (T)	m_c^*/m_0	$\omega\tau$	T (K)
B 1	6,30 \pm 0,03	0,198 \pm 0,001	12	\sim 70
(100) B 4	6,24 \pm 0,03	0,196 \pm 0,002	8	\sim 70
(110) A 4	8,043 \pm 0,010	0,253 \pm 0,001	22	\sim 70

An dieser Stelle möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlichst danken.

Besonders erwähnen will ich:

Prof.Dr. J.F. Koch,

der mir diese Arbeit übertragen hat, der stets bereit war, bei der Ausführung der Experimente und der Interpretation der Ergebnisse tatkräftig mitzuwirken, und der durch unzählige Diskussionen und Gespräche und viele Anregungen für mich ein echter Lehrer war.

Dr. J.P. Kotthaus,

der durch seine tatkräftige Mitarbeit, seinen Eifer, seine Ausdauer und seine großen organisatorischen Fähigkeiten für mich eine große Hilfe bei dieser Arbeit war.

Dr. G. Dorda,

ohne dessen Bereitwilligkeit, Proben zur Verfügung zu stellen, diese zu charakterisieren und in vielen Gesprächen Probleme zu diskutieren, diese Arbeit nicht hätte entstehen können.

Dr. R. Ranvaud,

der bei allen Messungen in Grenoble eine wertvolle Hilfe war und sich aktiv an diesen Experimenten beteiligte.

Prof.Dr. Y. Uemura und Dr. T. Ando,

die durch Diskussionen und Briefwechsel entscheidend zu meinem Verständnis der Experimente und zur Interpretation der Ergebnisse beitrugen.

E. Seifert und seine Mitarbeiter in der Werkstatt von E 16, durch deren präzise und schnelle Ausführung aller mechanischen Arbeiten diese Experimente möglich waren.

Alle Freunde, Mitarbeiter und Kollegen, mit denen ich viele Gespräche führen konnte, die sehr hilfsbereit waren und zu einem angenehmen Arbeitsklima im Institut E 16 beitrugen.

Meine Eltern und meine Frau Karin, die mir durch finanzielle Unterstützung das Studium überhaupt ermöglichten.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft, die durch den SFB 128 diese Arbeit finanziell unterstützte.