

großen entstehen<sup>9</sup>. Es besteht demnach kein einfacher Zusammenhang zwischen der Masse der Ionen und der primär im Strahl vorhandenen Agglomerate. Der Zerfall der größeren Massen bei höherer Elektronenenergie dürfte zumindest teilweise darauf beruhen, daß bei der höheren Elektronenenergie das Primärelektron nach dem ersten Ionisationsakt noch eine hinreichend hohe Energie hat, so daß die Bildung eines zweiten Ions im selben Agglomerat wahr-

scheinlicher wird als bei kleinem  $U_e$ . Das doppelt geladene Agglomerat zerfällt dabei aus den oben genannten Gründen. Weiterhin kommt in Betracht, daß bei hohem  $U_e$  mehr Energie auf die inneren Freiheitsgrade der Agglomerate übertragen wird, was ebenfalls zu teilweiser Zerstörung führen könnte.

Herrn Professor Dr. E. W. BECKER danke ich für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse.

<sup>9</sup> Entsprechende Messungen an kondensierten Stickstoffstrahlen, bei denen auch kleinere Agglomerate erfaßt werden, bestätigen diese Annahme. Mit  $U_e=60$  V hatte die  $(\text{N}_2)_3^+$ -Intensität ihr Maximum bei  $p_0=165$  Torr, bei  $p_0=325$  Torr war sie auf 20% des Maximalwertes gefallen. Mit  $U_e=200$  V

dagegen lag das Maximum bei  $p_0=325$  Torr, d. h. die  $(\text{N}_2)_3^+$  waren wahrscheinlich zum größten Teil aus Agglomeraten entstanden, deren Maximalintensität bei diesem Druck liegt.

## Optische Effekte freier Träger in $\text{SnO}_2$ -Schichten

Von R. GROTH, E. KAUER und P. C. v. D. LINDEN

Aus den Philips-Forschungslaboratorien Aachen und Eindhoven  
(Z. Naturforschg. 17 a, 789–793 [1962]; eingegangen am 14. Juni 1962)

Das Reflexionsvermögen n-leitender  $\text{SnO}_2$ -Schichten mit Trägerkonzentrationen zwischen  $(1 \cdot 10^{20}$  und  $6 \cdot 10^{20})/\text{cm}^3$  wurde bis zu Wellenlängen von  $12 \mu$  untersucht und die Ergebnisse unter Einbeziehung von HALL-Messungen mit der DRUDESCHEN Theorie verglichen. Für  $\lambda > 4 \mu$  entsprechend  $\omega < 1/\tau$  ( $\omega$ =Frequenz des Lichtes,  $\tau$ =mittlere Stoßzeit der Elektronen) ergab sich eine gute Übereinstimmung mit der Theorie. Im Gültigkeitsbereich der quantenmechanischen Absorptionstheorien, d. h. für  $\lambda < 4 \mu$ , traten gewisse Abweichungen auf, die vermutlich durch Störstellenstreuung bedingt sind.

Dünne  $\text{SnO}_2$ -Schichten, die sich durch thermische Zersetzung von  $\text{SnCl}_4$  auf Glaträgern herstellen lassen, haben wegen ihrer hohen Lichtdurchlässigkeit im sichtbaren Spektralbereich, verbunden mit guter elektrischer Leitfähigkeit, verschiedene Anwendungen gefunden. Darüber hinaus sind sie bei der Untersuchung von optischen Effekten freier Ladungsträger in Festkörpern von besonderem Interesse. Durch geeignete Dotierung, z. B. mit Sb und F, lassen sich Schichten mit Ladungsträgerkonzentrationen von einigen  $10^{20}/\text{cm}^3$  herstellen. Das sind Werte, die zwischen denen der Metalle ( $\approx 10^{22}/\text{cm}^3$ ) und der meisten Halbleiter (wie z. B.  $\text{Ge} \approx 10^{19}/\text{cm}^3$ ) liegen. Dementsprechend tritt bei diesen Schichten die Plasmafrequenz der freien Träger im nahen Ultraroten auf, während sie, im wesentlichen wegen der verschiedenen Trägerkonzentration, bei Metallen im nahen UV und bei Germanium im fernen Ultrarot liegt.

Die folgenden optischen Messungen wurden an  $\text{SnO}_2$ -Schichten durchgeführt, die mit Sb und F bis zu Trägerkonzentrationen von  $(1 \dots 6) \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$  do-

tiert waren, also hoch genug, um das Reflexionsvermögen der Schichten bereits im nahen UR erheblich anzuheben. Ziel der Untersuchungen war ein Vergleich der Ergebnisse mit der DRUDESCHEN Theorie in Zusammenhang mit HALL- und Leitfähigkeitsmessungen.

### I. Präparatives

Auf die Herstellung der  $\text{SnO}_2$ -Schichten soll hier nur kurz eingegangen werden, da die verschiedenen Verfahren in der Literatur ausführlich beschrieben werden<sup>1</sup>. Wir verwendeten die „Sprühhmethode“, bei welcher eine Lösung von  $\text{SnCl}_4$  in Butylazetat aus einem Zerstäuber von unten in einen Ofen eingesprüht wurde, in dessen oberem Teil die Glasplatten aufgehängt waren. Die Ofentemperatur betrug  $550^\circ\text{C}$ . Die Dotierungen wurden der Lösung in Form von HF bzw.  $\text{SbCl}_3$  zugesetzt.

Aus den Glasplatten wurden Stücke von ca.  $1 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$  für die HALL-Messungen herausgeschnitten und an den gleichen Proben auch die optischen Messungen

<sup>1</sup> K. ISHIGURO, T. SASAKI, T. ARAL u. I. IMAT, J. Phys. Soc., Japan 13, 296 [1958].



durchgeführt. Dabei mußte allerdings eine gewisse Auswahl getroffen werden; denn bedingt durch die etwas rauhe Herstellungsmethode erhält man nicht immer gleichmäßige Schichten. Die Schichten wurden auf einheitliche Dicke geprüft, indem an verschiedenen Stellen der Platten die Interferenzen im Sichtbaren aufgenommen wurden. Eine weitere mögliche Fehlerquelle — nämlich ungleichmäßige Dotierung — ließ sich in entsprechender Weise mittels Durchlässigkeitsmessungen im Wellenlängengebiet von 1 bis  $2\ \mu$ , in welchem die freien Träger bereits beträchtlich absorbieren (Abb. 1), ausschalten.

Nach der „Sprühmethode“ konnten in einem Arbeitsgang optisch einwandfreie Schichten bis zu etwa  $0,3\ \mu$  Dicke hergestellt werden. Sprühte man größere Flüssigkeitsmengen bei einem Arbeitsgang in den Ofen ein, so wiesen die Schichten störende Trübungen auf. Es war zwar möglich, optisch einwandfreie Schichten mit  $d > 0,3\ \mu$  zu erhalten, wenn die entsprechende Flüssigkeitsmenge in mehreren Arbeitsgängen nacheinander aufgesprüht wurde, jedoch besteht dann die Gefahr, daß die Teilschichten unterschiedlich dotiert sind.

Da man elektrisch einen Mittelwert über die gesamte Schicht mißt, während das Reflexionsvermögen — je nach Eindringtiefe der Strahlung — nur von einer oberen Grenzschicht bestimmt wird, liegt in diesem Falle eine unkontrollierbare Fehlerquelle vor. Deswegen wurden die Untersuchungen nur an den dünnen Schichten mit  $d \approx 0,3\ \mu$  durchgeführt. Der Vergleich der optischen Messungen mit der Theorie wurde dadurch allerdings aufwendiger, da die endliche Schichtdicke bei der Berechnung des Reflexionsvermögens meist nicht mehr vernachlässigt werden konnte (s. Abschn. III).

## II. Experimentelle Ergebnisse

Die Konzentration  $N$  und die Beweglichkeit  $\mu$  der Ladungsträger wurden aus HALL- und Leitfähigkeitsmessungen bestimmt. Für die Berechnung der Ladungsträgerdichte benötigt man noch die Schichtdicke  $d$ . Da die  $\text{SnO}_2$ -Schichten im Sichtbaren weitgehend durchlässig sind, läßt sich  $d$  aus dem Abstand benachbarter Interferenzmaxima und -minima und dem Brechungsindex  $n$  der Schicht ermitteln. So gilt z. B. für die Reflexionsmaxima im Falle  $n > n_T$  die Interferenzbedingung<sup>2</sup>

$$(2m+1) \frac{\lambda_m}{4} = n d, \quad (1)$$

$m = 0, 1, \dots$  = Ordnung der Interferenz,

$\lambda_m$  = Wellenlänge des Reflexionsmaximums,

und für das Reflexionsvermögen  $R$  an der Stelle  $\lambda_m$  bei einer nichtabsorbierenden Schicht mit dem Bre-

chungsindex  $n$  auf einer Unterlage mit dem Brechungsindex  $n_T$  für senkrechten Lichteinfall die Beziehung

$$R = (n^2 - n_T^2)^2 / (n^2 + n_T^2)^2. \quad (2)$$

Abschätzungen des Absorptionskoeffizienten aus der Durchlässigkeit der Schichten ergaben, daß im Wellenlängengebiet um  $5000\ \text{\AA}$  der Einfluß der Absorption noch vernachlässigt werden kann und  $n$  sich mit hinreichender Genauigkeit nach Gl. (2) bestimmen ließ. Für Schichten mit Trägerdichten  $< 10^{20}$  pro  $\text{cm}^3$  ergab sich  $n = 1,95$ ; ein Wert, der etwas kleiner ist, als für das massive Material angegeben wird ( $n = 2,0$ )<sup>3</sup> und gut mit den Ergebnissen von ISHIGURO u. a.<sup>1</sup> übereinstimmt, die optische Untersuchungen an  $\text{SnO}_2$ -Schichten mit Trägerdichten von  $(10^{19} \dots 10^{20})/\text{cm}^3$  durchgeführt haben. Für Trägerdichten  $> 10^{20}/\text{cm}^3$  erhielten wir etwas kleinere  $n$ -Werte entsprechend der Tatsache, daß in diesem Falle der Beitrag der freien Elektronen zur Suszeptibilität den Brechungsindex erniedrigt.

Die Ergebnisse der elektrischen Messungen sind für 4 Schichten unterschiedlicher Trägerdichten in Tab. 1 zusammengefaßt.

Schicht-Nr.	$d$ $\mu$	$N \cdot 10^{-20}$ $\text{cm}^{-3}$	$\mu$ $\text{cm}^2/\text{Volt sec}$	Dot.
1	0,284	5,52	15,1	F
2	0,285	3,45	14,7	F
3	0,34	2,26	15,8	Sb
4	0,365	1,31	15,7	F

Tab. 1.

In Abb. 1 ist die Durchlässigkeit und das Reflexionsvermögen für die Schicht Nr. 1 im Wellen-

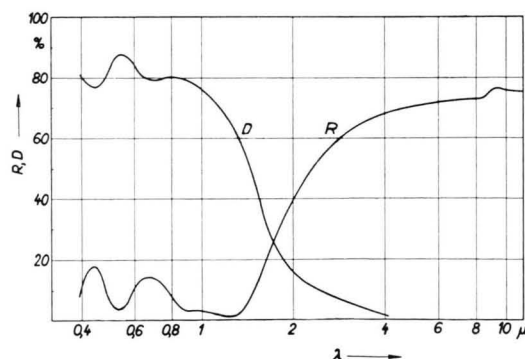


Abb. 1. Durchlässigkeit und Reflexionsvermögen einer  $\text{SnO}_2$ -Schicht (Nr. 1, Tab. 1) im Sichtbaren und Ultraroten.

<sup>2</sup> Siehe z. B. H. MAYER, Physik dünner Schichten I, Wissenschaftl. Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1950.

<sup>3</sup> Handbook of Chemistry and Physics, 42. Auflage. Chemical Rubber Publ. Co., Cleveland/Ohio 1960.

längengebiet von 0,4 bis 12  $\mu$  dargestellt. Die  $R$ -Werte gelten dabei für das System Luft –  $\text{SnO}_2$  – Schicht – Glas. Die störenden Reflexe von der Rückseite der Trägerplatte wurden durch Aufrauen ausgeschaltet. Im Sichtbaren sind Reflexion und Durchlässigkeit im wesentlichen durch Interferenzeffekte bestimmt. Zum nahen Ultrarot hin macht sich dann die Absorption freier Träger bemerkbar und die Durchlässigkeit fällt ab. Das Reflexionsvermögen geht im Gebiet von 1 bis 2  $\mu$  durch ein Minimum und steigt dann im weiteren Verlauf bis etwa 4  $\mu$  (beginnende metallische Reflexion) schnell an.

In Abb. 2–3 sind die gemessenen Reflexionskurven der 4 Schichten zusammengestellt. Alle Kurven weisen den typischen Anstieg des Reflexionsvermögens im Gebiet von 1 bis 4  $\mu$  auf, wobei die Flanken der Kurven sich mit steigender Trägerkon-

zentration zu kleineren Wellenlängen verschieben und bei größeren Wellenlängen höhere  $R$ -Werte erreicht werden. Auffällig ist ein Höcker in den Kurven zwischen 9 und 10  $\mu$ , für welchen die in diesem Gebiet liegende Reststrahlbande der Glasunterlage verantwortlich ist.

### III. Berechnung des Reflexionsvermögens

Die optischen Konstanten wurden nach der DRUDEschen Theorie<sup>4</sup> berechnet, welche die Wechselwirkung der freien Ladungsträger mit dem Gitter in einfacher Weise durch Einführung einer geschwindigkeitsproportionalen Reibungskraft berücksichtigt. Für ein Medium mit dem komplexen Brechungsindex  $n = n - ik$  gilt:

$$n^2 - k^2 = \epsilon_g - N e^2 / [m^* \epsilon_0 (\omega^2 + \gamma^2)], \quad (3)$$

$$2 n k \omega = \gamma N e^2 / [m^* \epsilon_0 (\omega^2 + \gamma^2)], \quad (4)$$

wobei  $N$  = Konzentration der freien Träger,  $e$  = Elementarladung,  $m^*$  = effektive Masse der Träger,  $\epsilon_g$  = Dielektrizitätskonstante des Mediums ohne freie Träger,  $\epsilon_0$  = Influenzkonstante des Vakuums,  $\omega$  = Frequenz des Lichtes.

Die Reibungskonstante  $\gamma$  ist dadurch bestimmt, daß sich für den Fall  $\omega \rightarrow 0$  die Gleichstromleitfähigkeit  $\sigma = N e \mu$  ergibt.

$$\text{Es gilt: } \gamma = e / (\mu m^*) = 1/\tau,$$

wobei  $\tau$  = mittlere Stoßzeit,  $\mu$  = Beweglichkeit der Träger.

Normiert man die Gln. (3) und (4) durch Einführung einer Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{N e^2 / (\epsilon_0 \epsilon_g m^*)} - \gamma^2, \quad (5)$$

die durch  $n^2 - k^2 = 0$  definiert wird, so erhält man leichter übersehbare Formeln, in denen nur noch  $\gamma/\omega_p$  als Kurvenparameter erscheint:

$$n^2 - k^2 = \epsilon_g \left\{ 1 - \frac{1 + (\gamma/\omega_p)^2}{(\omega/\omega_p)^2 + (\gamma/\omega_p)^2} \right\}, \quad (6)$$

$$2 n k = \epsilon_g \frac{(\gamma/\omega_p) \{1 + (\gamma/\omega_p)^2\}}{(\omega/\omega_p) \{(\omega/\omega_p)^2 + (\gamma/\omega_p)^2\}}. \quad (7)$$

Berechnet man  $n$  und  $k$  nach Gln. (6), (7) und daraus wiederum das Reflexionsvermögen gemäß der bekannten Beziehung

$$R = [(n-1)^2 + k^2] / [(n+1)^2 + k^2], \quad (8)$$

<sup>4</sup> P. DRUDE, Phys. Z. 1, 161 [1900].

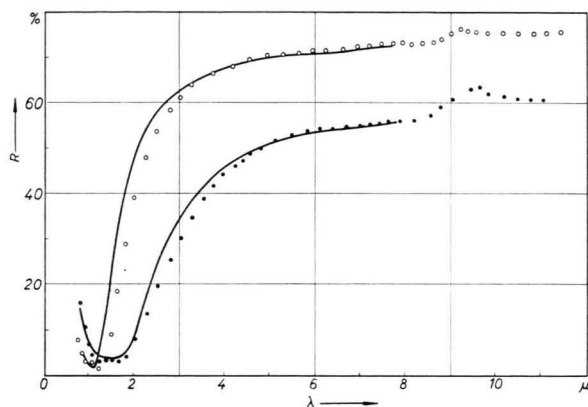


Abb. 2. Reflexionsvermögen von  $\text{SnO}_2$ -Schichten (Nr. 1  $\circ\circ\circ$  und Nr. 3  $\bullet\bullet\bullet$ , Tab. 1) im Ultraroten, ausgezogene Kurven nach DRUDE berechnet.

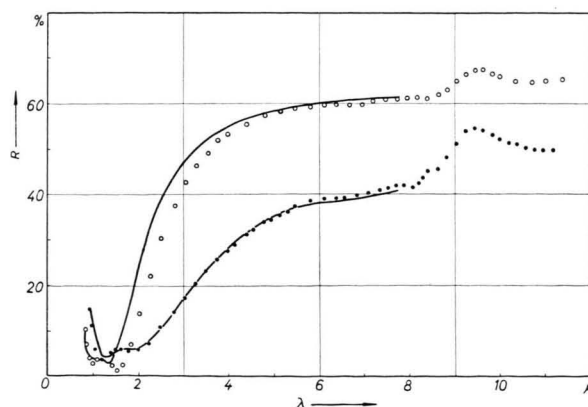


Abb. 3. Reflexionsvermögen von  $\text{SnO}_2$ -Schichten (Nr. 2  $\circ\circ\circ$  und Nr. 4  $\bullet\bullet\bullet$ , Tab. 1) im Ultraroten, ausgezogene Kurven nach DRUDE berechnet.

die für eine Grenzfläche gegen Luft gilt, so erhält man das in Abb. 4 dargestellte Ergebnis. Dabei entspricht z. B. den Metallen eine Kurve mit  $\gamma/\omega_p \approx 3$ , während wir es bei unseren  $\text{SnO}_2$ -Schichten mit  $\gamma/\omega_p$ -Werten zwischen 0,3 und 0,7 zu tun haben.

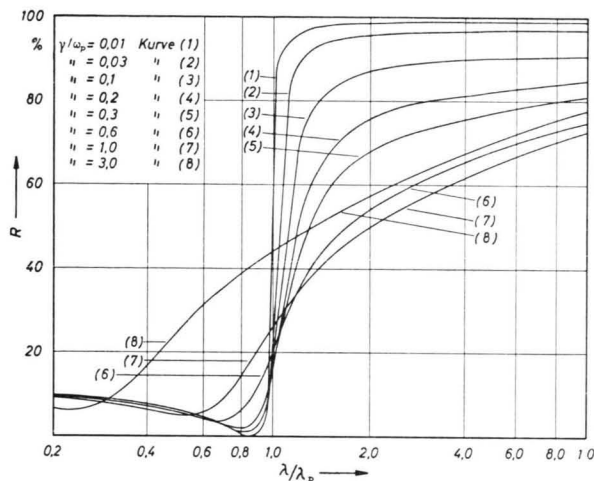


Abb. 4. Normiertes Reflexionsvermögen für verschiedene  $\gamma/\omega_p$ -Werte ( $\epsilon_g=3,8$ ).

Ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist mit Hilfe dieses Diagramms in einfacher Weise möglich, indem man die gemessenen Reflexionskurven auf Transparentpapier in gleichem Maßstab wie die normierten Kurven darstellt und das Transparentpapier längs der  $\lambda$ -Achse solange verschiebt, bis eine optimale Anpassung an eine der normierten Kurven erreicht wird. Man kann dann die Plasmafrequenz- bzw. Wellenlänge unmittelbar über  $\lambda/\lambda_p=1$  ablesen und den Wert von  $\gamma/\omega_p$  aus der Höhenlage der gemessenen Kurve zwischen den Werten der normierten Schar entnehmen. Die Werte  $\gamma$  und  $\omega_p$  gestatten dann einen unmittelbaren Vergleich mit den gemessenen elektrischen Daten. Bei diesem Verfahren war jedoch eine befriedigende Anpassung längs der gesamten Reflexionskurve meist nicht möglich. Für die Abweichungen konnte einerseits die endliche Schichtdicke, andererseits die nur beschränkte Gültigkeit der DRUDE-Theorie verantwortlich sein.

Um den Einfluß der endlichen Schichtdicke auszuschließen, wurden die optischen Konstanten nach Gln. (3), (4) für die Schichten 1–4 unter Benutzung der elektrischen Daten berechnet, wobei für

die effektive Masse  $m^*/m=0,25$ <sup>5</sup> und für  $\epsilon_g=3,8$  eingesetzt wurde. Dieser Wert von  $\epsilon_g$  entspricht dem für Schichten mit vernachlässigbarem Effekt freier Träger bei 5000 Å gemessenen  $n=1,95$ . Die Dispersion von  $\epsilon_g$  wurde vernachlässigt, was für den hier interessierenden Spektralbereich bis 12  $\mu$  ohne weiteres zulässig ist, da die Gitterschwingungen von  $\text{SnO}_2$  im fernen Ultraroten liegen<sup>6</sup>.

Mit den  $n$ - und  $k$ -Werten wurde dann das Reflexionsvermögen im Gebiet von 0,8 bis 7,8  $\mu$  unter Verwendung der vollständigen Gleichungen für eine dünne absorbierende Schicht auf einer nichtabsorbierenden Unterlage<sup>2</sup> berechnet. Dabei konnten die Glaträger bis 7,8  $\mu$  als nichtabsorbierend angesehen werden. Die Dispersion des Brechungsindex  $n_T$  des Glaträgers wurde über Reflexionsmessungen bestimmt. Für  $\lambda=7,8 \mu$  ergab sich  $n \approx 1$  aus  $R \approx 0$ . Bei größeren Wellenlängen im Gebiet von 9 bis 10  $\mu$  steigt dann das Reflexionsvermögen der Glasplatten wegen der bereits erwähnten Reststrahlbande wieder an. In diesem Gebiet ist eine Berechnung von  $R$  wesentlich umständlicher, da die  $k$ -Werte der Gläser mit berücksichtigt werden müssen, d. h. die Rechnung für eine absorbierende Schicht auf einem absorbierenden Träger durchgeführt werden müßte. Aus diesem Grund haben wir uns auf das Gebiet bis 7,8  $\mu$  beschränkt.

#### IV. Diskussion der Ergebnisse

Die nach der DRUDESchen Theorie berechneten Reflexionskurven (Abb. 2–3) stimmen für Wellenlängen größer als 4  $\mu$  sehr gut mit den Meßwerten überein. Dagegen ergeben sich für die Schichten 1...3 unterhalb von 4  $\mu$  systematische Abweichungen, indem das Reflexionsvermögen kleiner ausfällt, als nach der Theorie zu erwarten ist. Diese Abweichungen liegen sowohl außerhalb der Fehlergrenzen der elektrischen Messungen (10%) als auch der Unsicherheit, mit der die effektive Masse ( $m^*/m=0,25 \pm 0,03$ ) von MILOSLAVSKII und LYASENKO<sup>5</sup> angegeben wird.

Die genannten Autoren führten an Sb-dotierten  $\text{SnO}_2$ -Schichten vergleichbarer Trägerdichten u. a. auch Reflexionsmessungen bis 6  $\mu$  durch und verglichen für eine Schicht das Reflexionsvermögen mit der DRUDESchen Theorie. Sie fanden ein Reflexions-

<sup>5</sup> V. K. MILOSLAVSKII u. S. P. LYASENKO, Optics Spectr. **8**, 455 [1960].

<sup>6</sup> K. ISHIGURO, T. SASAKI, T. ARAL u. I. IMAI, J. Phys. Soc., Japan **13**, 755 [1958].



vermögen, das beträchtlich höher ist, als nach der Theorie zu erwarten war, und versuchten, die Abweichungen durch eine infolge Korngrenzeffekten verkleinerte Beweglichkeit zu erklären. Eine gute Anpassung konnte jedoch selbst nicht durch die Annahme erzielt werden, daß die optische Beweglichkeit der Träger etwa 50% höher liegt als die HALL-Beweglichkeit. Die Abweichungen von unseren Ergebnissen sind nicht ohne weiteres einzusehen. Möglicherweise beruhen sie darauf, daß MILOSLAVSKII und LYASENKO ihren Vergleich an einer relativ dicken Schicht ( $0,6 \mu$ ) ausführten, die inhomogen aufgebaut sein könnte.

Bemerkenswert an den Kurven 1–3 ist, daß die Abweichungen gerade im Wellenlängengebiet unterhalb von  $4 \mu$  einsetzen. Für diese Schichten mit einer Beweglichkeit von etwa  $15 \text{ cm}^2/\text{Volt sec}$  hat  $\gamma = 1/\tau$  den Wert  $4,7 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ , und es entspricht  $\omega = \gamma$  einer Wellenlänge von  $4 \mu$ . Um die Abweichungen unterhalb von  $4 \mu$  zu verstehen, muß man sich vergegenwärtigen, daß die DRUDESche Theorie doch von sehr anspruchswissen Voraussetzungen ausgeht und eigentlich eine quantenmechanische Berechnung erforderlich ist. Die existierenden quantenmechanischen Absorptionstheorien liefern je nach Streuprozess unterschiedliche Ergebnisse. Ihr Gültigkeitsbereich ist zu längeren Wellen hin immer durch die Bedingung  $\omega^2 \gg 1/\tau^2$  begrenzt<sup>7</sup>, d. h. im vorliegenden Falle auf das Wellenlängengebiet unterhalb von  $4 \mu$ . Für den Fall  $\omega^2 \gg 1/\tau^2$  geht Gl. (3) in

$$n^2 - k^2 = \epsilon_g - N e^2 / (m^* \epsilon_0 \omega^2) \quad (6)$$

über. Gl. (6) ist, wie von SPITZER und FAN<sup>8</sup> gezeigt wurde, unabhängig vom Streuprozess der freien Träger und daher allgemein gültig, solange die effektive Massenapproximation zulässig ist. Für Gl. (4) liefern jedoch die quantenmechanischen Absorptionstheorien je nach Streuprozess unterschiedliche Ergebnisse.

Für  $\text{SnO}_2$ -Schichten hoher Trägerdichten wird man annehmen können, daß die Beweglichkeit über-

wiegend durch Streuung an ionisierten Störstellen bestimmt wird. So ergaben HALL-Messungen zwischen 90 und 300 °K keine nennenswerte Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit, wie es bei einem entarteten Halbleiter für diesen Streuprozess zu erwarten ist<sup>9</sup>. Für Streuung an ionisierten Störstellen liefert nun die quantenmechanische Theorie für das Produkt  $n k$  gemäß Gl. (4) eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit als die DRUDESche Theorie. Da die Voraussetzungen dieser Theorie, insbesondere Nichtentartung, bei den hier vorliegenden hohen Trägerdichten nicht mehr erfüllt sind, ist ein quantitativer Vergleich nicht möglich. Immerhin ist es bemerkenswert, daß die Abweichungen gerade im Gültigkeitsbereich der quantenmechanischen Theorien auftreten. Die Übereinstimmung der Kurve 4 mit der DRUDESchen Theorie auch in diesem Bereich kann als Hinweis betrachtet werden, daß mit kleiner werdender Trägerkonzentration- bzw. Konzentration der ionisierten Störstellen eine Annäherung an den Fall von thermischer Gitterstreuung, d. h. an einen Gang des Absorptionskoeffizienten mit  $\lambda^2$  erfolgt. Für diesen Streuprozess unterscheidet sich im Wellenlängengebiet unterhalb von  $4 \mu$  die DRUDESche kaum von der quantenmechanischen Theorie.

Für Wellenlängen größer als  $4 \mu$  entsprechend  $\omega < 1/\tau$  wird in Gln. (3) und (4)  $1/\tau$  von maßgeblichem Einfluß, und das Reflexionsvermögen ändert sich nur noch wenig mit der Wellenlänge. Mit den gemessenen HALL-Beweglichkeiten liefert in diesem Gebiet die DRUDESche Theorie richtige Ergebnisse. Wir können daraus folgern, daß der in der DRUDE-Theorie benutzte Ansatz einer geschwindigkeitsproportionalen Reibungskraft im Frequenzgebiet, in welchem die Schwingungsdauer größer ist als die mittlere Stoßzeit der freien Träger, eine gute Approximation darstellt, und zwar unabhängig vom Mechanismus der Streuung.

Herrn W. SIEBEL danken wir vielmals für die Hilfe bei den Messungen.

<sup>7</sup> H. J. G. MEYER, Phys. Rev. **112**, 298 [1958].

<sup>8</sup> W. G. SPITZER u. H. Y. FAN, Phys. Rev. **106**, 882 [1957].

<sup>9</sup> R. MANSFIELD, Proc. Phys. Soc., Lond. B **69**, 76 [1956].