

Magnetische Sperrschichten in Germanium

Von E. WEISSHAAR und H. WELKER

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke A.-G., Erlangen

(Z. Naturforsch. 8a, 681—686 [1953]; eingegangen am 14. September 1953)

Theoretische Überlegungen zeigten, daß in einem stromdurchflossenen Eigenhalbleiter hoher Elektronen- und Löcherbeweglichkeit beim Einschalten eines transversalen Magnetfeldes beträchtliche Veränderungen der Dichte der Elektron-Lochpaare möglich sind, wenn die Volumen- und Oberflächenrekombination hinreichend klein ist. Diese Dichteveränderung sollte sich in dem Auftreten einer nichtlinearen Strom-Spannungscharakteristik, verbunden mit einer Widerstandsänderung im Magnetfeld äußern, welche weit über die gewöhnliche Widerstandsänderung im Magnetfeld hinausgeht. Es ist experimentell gelungen, diesen Effekt am Germanium nachzuweisen, wobei je nach dem Richtungssinn der Felder eine positive Widerstandsänderung von 470% bzw. eine negative Widerstandsänderung von 13% erzielt werden konnte. Messungen des lichtelektrischen Effektes und der Frequenzabhängigkeit beweisen, daß die theoretische Vorstellung auf den neuen Effekt wirklich zutrifft.

In einer früheren Arbeit¹ hat der eine von uns die Bedingungen aufgezeigt, unter denen in einem Eigenhalbleiter mit großen Abmessungen die Dichte der beweglichen Elektron-Lochpaare in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern beträchtlich verändert werden kann. Da es sich bei den genannten Veränderungen der Paardichte beim Einschalten des Magnetfeldes vorwiegend um eine Verarmung an Elektron-Lochpaaren in einer Oberflächenzone handelt, wurde der damit verbundene Effekt damals „magnetischer Sperrschichteffekt“ genannt. Durch diese Bezeichnung sollen jedoch auch magnetische Anreicherungsschichten nicht ausgeschlossen werden. Im folgenden bringen wir kurz Überlegungen, die auf das magnetische Sperrschichtproblem führen.

Wird ein quaderförmiger Eigenhalbleiter (Elektronendichte n_e = Löcherdichte $n_h = n_i$) aus Germanium (Abb. 1) in seiner Längsrichtung einem elektrischen Feld E_x ausgesetzt, so fließt ein elektrischer Strom, wobei die Defektelektronen oder Löcher in Richtung, die Elektronen entgegengesetzt zur Richtung des elektrischen Feldes laufen. Wird zusätzlich senkrecht zur Zeichenebene in der z -Richtung ein magnetisches Feld B_z angelegt, welches von oben nach unten geht, so erfahren die Elektronen eine Ablenkung nach rechts, die Löcher eine Ablenkung nach links. Es resultiert somit ein Transport von Elektronen und Löchern in der negativen y -Richtung. Ist die Elektronenbeweglichkeit μ_e gleich der Löcherbeweglichkeit μ_h , so geht dieser

Transport nach der linken Seite streng paarweise und daher ohne jede elektrische Aufladung vor sich (Hall-Spannung = 0). Es entstehen keine rücktreibenden Kräfte und dem Paar-Transport sind von dieser Seite keine Grenzen gesetzt. Da in Wirklichkeit μ_e immer von μ_h verschieden ist, entsteht ein elektrisches Hall-Feld. Dieses ist aber gerade so

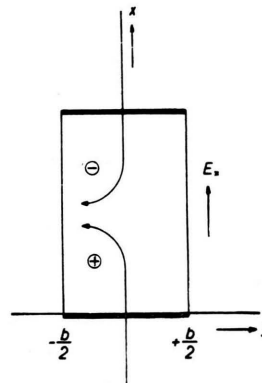


Abb. 1. Ablenkung von Elektron-Lochpaaren in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern. Magnetfeld in z -Richtung senkrecht zur Zeichenebene von oben nach unten.

groß, daß es die Verschiedenheit der Beweglichkeiten ausgleicht und den Paar-Transport nach der linken Seite gewährleistet. Betrachtet man die Dichteverteilung n der Paare, so erwartet man ohne Magnetfeld, daß sie räumlich konstant und gleich der Eigenleitungsdichte n_i ist. Mit Magnetfeld würde man unter Umständen vermuten, daß eine Verarmung von Paaren auf der rechten Seite,

¹ H. Welker, Z. Naturforsch. 6a, 4, 184 [1951].



eine Anreicherung auf der linken Seite stattfindet, wie dies in Abb. 2 dargestellt ist.

Es gibt nun physikalische Gründe, weshalb eine solche, nicht konstante Paardichte im allgemeinen nicht realisiert ist. Auf der Verarmungsseite ist nämlich sowohl die Elektronen- als auch die Löcherkonzentration kleiner als n_i , so daß $n_e \cdot n_h \ll n_i^2$ ist. Die thermische Gleichgewichtsbedingung $n_e \cdot n_h = n_i^2$ ist also nicht erfüllt, so daß sich der Gleichgewichtswert n_i durch thermische Erzeugung von Paaren wieder einstellt. Dasselbe gilt für das Anreicherungsgebiet, in welchem offensichtlich $n_e \cdot n_h \gg n_i^2$ ist. Hier sind es die Rekombinationsprozesse,

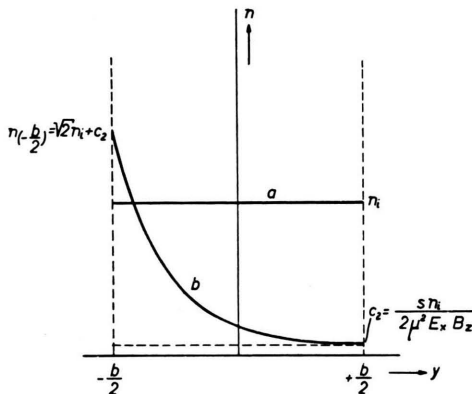


Abb. 2. Paardichte bei gleichen Oberflächeneigenschaften der Flächen $y = b/2$ und $y = -b/2$. Kurve a ohne, b mit Magnetfeld.

welche im allgemeinen für die Wiedereinstellung der Gleichgewichtsdichte n_i sorgen. Aus diesen Gründen kann man bei den galvanomagnetischen Effekten im allgemeinen mit einer räumlich konstanten Elektronen- bzw. Defektelektronendichte rechnen, wie dies in der Literatur durchweg auch geschieht. Die Wirkung elektrischer und magnetischer Felder auf Leiter, insbesondere Halbleiter, besteht dann nur in dem gewöhnlichen Hall-Effekt und der gewöhnlichen Widerstandsänderung im Magnetfeld.

Die Theorie zeigt nun, daß mit optimalen Rekombinationskonstanten für Volumen- und Oberflächenkombination in *Germanium* sich bereits im Bereich leicht realisierbarer elektrischer und magnetischer Felder ($E_x \leq 10$ V/cm, $B_z \leq 10000$ Gauß)

² Bei den im folgenden mitgeteilten oszillographischen Messungen betrug die Temperatur infolge der Eigenerwärmung des Präparates 50 bis 60°C. Der Einfachheit halber wird jedoch der für Zimmertemperatur gültige Wert $kT/e = 0,025$ Volt gesetzt. Zur Vermeidung der Eigenerwärmung werden Kennlinienmes-

sen beträchtliche Dichteunterschiede realisieren lassen.

Wie in der eingangs zitierten Arbeit gezeigt wurde, kann man für die Berechnung von n vielfach von der Volumenrekombination absehen. In diesem Fall gilt:

$$n = c_1 e^{-y/y_{\text{diff}}} + c_2,$$

$$\text{wobei } y_{\text{diff}} = \frac{kT}{e\mu E_x B_z}, \quad (1)$$

k Boltzmann-Konstante, T absolute Temperatur, e Elektronenladung und $\mu = (\mu_e + \mu_h)/2$ ist. Für Germanium ($\mu = 2500$ cm²/Vsec) ergibt sich bei Zimmertemperatur² ($kT/e = 0,025$ V) mit $E_x = 10$ V/cm und $B_z = 10^4$ Gauß = 10^{-4} Vsec/cm²; $y_{\text{diff}} = 0,01$ cm.

Hat der Halbleiter auf seiner gesamten freien Oberfläche dieselben Oberflächeneigenschaften, so gilt bei starken elektrischen und magnetischen Feldern

$$c_1 = \sqrt{2} n_i e^{-b/2 y_{\text{diff}}}, \quad c_2 = \frac{r_0 n_i^2 d}{\mu^2 E_x B_z} = \frac{s n_i}{2\mu^2 E_x B_z}. \quad (2)$$

Hierin ist d die Dicke der Schicht, in welcher die Rekombinationskonstante den für die Oberfläche typischen Wert r_0 besitzt und s die von Shockley³ eingeführte Oberflächenrekombinationskonstante, welche mit d und r_0 zusammenhängt vermöge: $s = 2r_0 d n_i$.

Mit dem kleinsten Wert von s , der bisher bekannt ist, nämlich $s = 200$ cm/sec, ergibt sich $c_1 = 0,016 n_i$. Ist die Breite des Kristalls $b \gg y_{\text{diff}}$, so kann auf der Verarmungsseite das Exponentialglied vernachlässigt werden. In diesem Fall ist dann die Randdichte durch $n(b/2) = c_2 = 0,016 n_i$ gegeben und viel kleiner als der Gleichgewichtswert. Auf der Anreicherungsseite hingegen kann c_2 vernachlässigt werden und die Randdichte ist gegeben durch $n(-b/2) = \sqrt{2} n_i$. Sie ist größer als der Gleichgewichtswert. Es ergibt sich somit, daß für Ge tatsächlich der in Abb. 2 gezeichnete Dichteverlauf möglich ist. Für den Leitwert des Kristalls in der x -Richtung erhalten wir

$$G = 2e\mu \int_{-b/2}^{b/2} n dy = 2e\mu [c_1 y_{\text{diff}} (e^{b/2 y_{\text{diff}}} - e^{-b/2 y_{\text{diff}}}) + c_2 b]. \quad (3)$$

sungen nach einer Impulsmethode durchgeführt, über welche in Kürze berichtet werden wird.

³ W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, D. Van Nostrand Company, Inc., New York 1950 S. 321, Gl. (11a) und (11b). Insbesondere wird auf Tab. 12.1 auf S. 324 verwiesen.

Ist $b \gg y_{\text{diff.}}$, so kann unter Umständen das erste Glied vernachlässigt werden und es ergibt sich bei hohen Feldstärken eine Vergrößerung des elektrischen Widerstandes, die nach der Abschätzung bis zu einem Faktor 60 betragen kann. Bei kleineren Feldstärken besitzt der Kristall seinen normalen, zur Paardichte n_i gehörigen Leitwert. Die Strom-Spannungskennlinie eines derartigen Kristalls in einem konstanten Magnetfeld zeigt also einen nicht-linearen Verlauf.

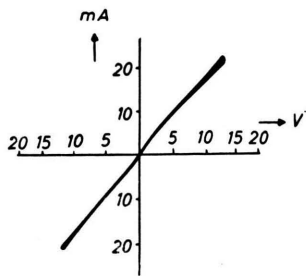


Abb. 3.

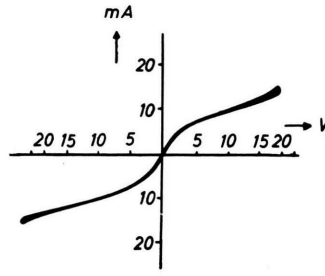


Abb. 4.

Dieses theoretische Ergebnis ließ sich sehr eindrucksvoll in einem Experiment bestätigen, in welchem ein eigenleitender Ge-Kristall von $0,7 \times 0,25 \times 0,05$ cm Größe verwendet wurde, der auf seiner freien Oberfläche zur Verringerung der Oberflächenrekombination chemisch geätzt und auf beiden Stirnseiten mit aufgelöteten Flächenelektroden versehen war. Ohne Magnetfeld besitzt dieser Ge-Einkristall eine lineare Strom-Spannungskennlinie, während beim Einbringen des Kristalls in das Feld eines permanenten Magneten von 8000 Gauß, wobei die kleinere Seitenfläche senkrecht zur Feldrichtung steht, die Strom-Spannungskennlinie deutlich nichtlinear wird. Am einfachsten läßt sich der Effekt zur Darstellung bringen, wenn man die Strom-Spannungskennlinie bei konstantem Magnetfeld mit Hilfe einer Wechselspannung von 50 Hz und etwa 20 V auf einem Braunschen Rohr schreibt, wobei die Spannung als Abszisse und der Strom als Ordinate geschrieben wird. Die oszillographischen Kurven ohne und mit Magnetfeld sind in Abb. 3 und 4 dargestellt. Es ergibt sich eine relative Widerstandsänderung von 50% bei 20 Volt. Erhöht man durch Sandstrahlen den Wert der Oberflächenrekombinationskonstante — Shockley gibt für sandgestrahlte Oberflächen den Wert $s = 10000$ cm/sec —, so hört der Effekt auf und man erhält eine lineare Kennlinie, die sich von der linearen Kennlinie ohne Magnetfeld lediglich durch den kleinen Effekt der gewöhnlichen Widerstandsänderung im Magnetfeld unterscheidet.

Noch eindrucksvoller läßt sich der neue Effekt demonstrieren, wenn man die in der y -Richtung gegenüberliegenden Flächen einer ungleichartigen Oberflächenbehandlung unterwirft, z. B. wenn man die Fläche $y = b/2$ einer Oberflächenbehandlung

zur Verminderung der Rekombination durch chemische Ätzung, die Fläche $y = -b/2$ einer Oberflächenbehandlung zur Steigerung der Rekombination durch Sandstrahlen unterwirft. Werden in diesem Fall die Richtungssinne der elektrischen und magnetischen Felder wieder so gewählt, daß die Verarmungsseite bei $y = b/2$ liegt, so gilt bei hohen Feldstärken:

$$c_1 = e^{-b/2 y_{\text{diff.}}} \sqrt{1 + s_{b/2} / s_{-b/2}}, \quad c_2 = \frac{s_{b/2} n_i}{2 \mu^2 E_x B_z}. \quad (4)$$

Abb. 3. Strom-Spannungskennlinie ohne Magnetfeld mit chemisch geätzter Oberfläche bei $y = b/2$ und $y = -b/2$ oszillographisch mit 50 Hz Wechselspannung aufgenommen.

Abb. 4. Strom-Spannungskennlinie mit Magnetfeld von 8000 Gauß. Oberflächenrekombination wie in Abb. 3.

Hierin sind $s_{b/2}$ und $s_{-b/2}$ die auf den Flächen $y = b/2$ bzw. $-b/2$ gültigen Oberflächenrekombinationskonstanten. Wie im vorigen Beispiel kann $s_{b/2} = 200$ und $s_{-b/2} = 10000$ cm/sec gesetzt werden. Es ergibt sich, daß im vorliegenden Fall n den in Abb. 5 gezeichneten Dichteverlauf aufweist. Der Unterschied gegen Abb. 2 besteht lediglich darin, daß jetzt die Dichteüberhöhung bei $y = -b/2$ wegfällt.

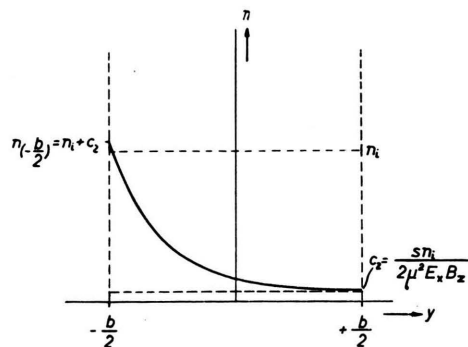


Abb. 5. Paardichte mit Magnetfeld in z -Richtung, elektrisches Feld in x -Richtung, bei geringer Oberflächenrekombination auf Fläche $y = b/2$ und großer Oberflächenrekombination auf Fläche $y = -b/2$.

Wird nun der Richtungssinn des elektrischen Feldes bei konstant gehaltenem Magnetfeld umgekehrt, so liegt die Anreicherungsseite bei $y = b/2$ und die Verarmungsseite bei $y = -b/2$. In diesem Fall ist bei nicht zu großen Feldern

$$c_1 = e^{-b/2 |y_{\text{diff.}}|} \sqrt{(1 + 2 \mu^2 |E_x| B_z / s b^2 - 1)}, \quad c_2 = n_i, \quad (5)$$

woraus sich der in Abb. 6 gezeichnete Kurvenverlauf für n ergibt.

Die Berechnung des elektrischen Leitwertes ergibt bei dieser Polung eine elektrische *Leitwertserhöhung* bzw. eine *Widerstandsverminderung*. Die Strom-Spannungskennlinie des Kristalls ist also diesmal eine nichtlineare *unsymmetrische* Kennlinie, wie sie von den gewöhnlichen Gleichrichtern für elektrische Ströme her bekannt ist.

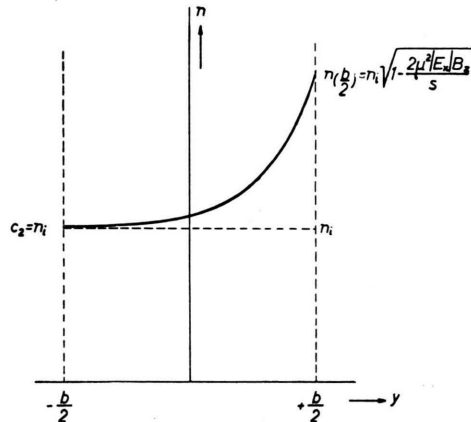


Abb. 6. Paardichte mit Magnetfeld in z -Richtung, elektrisches Feld in $-x$ -Richtung. Oberflächenrekombination wie in Abb. 5.

In Abb. 7 und 8 wird die oszillographisch registrierte Kennlinie eines Kristalls mit den Abmessungen $0,7 \times 0,5 \times 0,05$ cm und nicht einheitlicher Oberflächenbehandlung ohne und mit Magnetfeld zur Darstellung gebracht, in Abb. 9 bei Umkehrung des Magnetfeldes. Auch in diesem Fall kann der nichtlineare Effekt zum Verschwinden gebracht werden, wenn alle freien Oberflächen des Kristalls durch Sandstrahlen eine hohe Oberflächenkombination erhalten.

Es ist besonders bemerkenswert, daß der magnetische Sperrschichteffekt auch eine bisher experimentell nie beobachtete *Widerstandsverringierung* im Magnetfeld bewirken kann. Damit dies der Fall ist, darf allerdings, wie Gl. (3) zeigt, b nicht zu groß sein. Wenn nämlich b so groß wird, daß man das linke Glied in Gl. (3) vernachlässigen kann, so verschwindet auch die Widerstandsverringierung im Magnetfeld. Wir erkennen somit, daß zur Erzielung einer optimalen Widerstandsverringierung andere Bedingungen notwendig sind als zu einer optimalen Widerstandserhöhung. Immerhin ist es jedoch möglich, an Kristallen, bei welchen, wie im vorliegenden Fall, b etwa 5 $y_{\text{diff.}}$ ist, sowohl den Effekt der

Widerstandserhöhung als auch den Effekt der Widerstandserniedrigung gleichzeitig zu erhalten. Aus Abb. 8 ergibt sich, daß die maximale Widerstandszunahme $\Delta \rho / \rho_0 = 470\%$ bei 20 Volt beträgt, während die Widerstandsabnahme $\Delta \rho / \rho_0 = -13\%$ bei 5 Volt beträgt. Der Grund, weshalb nicht noch größere Widerstandsänderungen auftreten, ist lediglich darin zu suchen, daß bei unseren Präparatabmessungen b nur etwa 5-mal so groß ist wie $y_{\text{diff.}}$. Deshalb kann das erste Glied auf der rechten Seite von Gl. (3) nicht vernachlässigt werden und

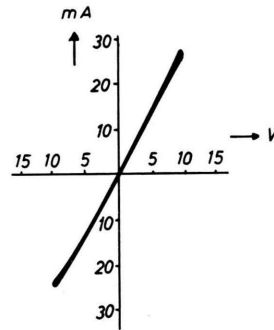


Abb. 7.

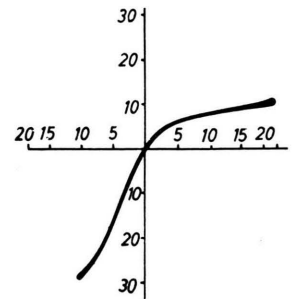


Abb. 8.

Abb. 7. Strom-Spannungskennlinie ohne Magnetfeld mit chemisch geätzter Oberfläche bei $y = b/2$ und sandgestrahlter Oberfläche bei $y = -b/2$.

Abb. 8. Strom-Spannungskennlinie mit Magnetfeld von 8000 Gauß in z -Richtung. Oberflächenbehandlung wie in Abb. 7.

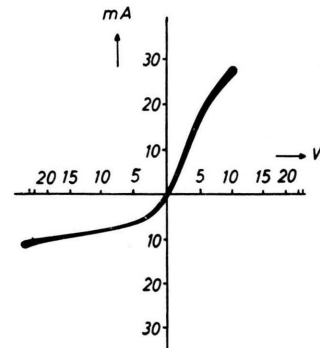


Abb. 9. Strom-Spannungskennlinie mit Magnetfeld von 8000 Gauß in $-z$ -Richtung. Oberflächenbehandlung wie in Abb. 7.

die Widerstandsänderung erhält nicht ihren vollen Wert. Zum Vergleich sei bemerkt, daß sich für die gewöhnliche positive Widerstandsänderung bei Germanium nur der Wert 22% bei 13000 Gauß ergibt. Die Besonderheit des magnetischen Sperrschichteffektes gegenüber den rein elektrischen Sperrschichteffekten nach Schottky und Shockley be-

steht darin, daß bei Kristallen bis zu vielen mm Dicke die Ausdehnung der Verarmungszone durch den ganzen Kristall hindurch erfolgt. Es handelt sich also bei den magnetischen Sperrschichten um Sperrschichten mit ausgesprochenen makroskopischen Dickenabmessungen. Natürlich wird auch bei den magnetischen Sperrschichten von einer gewissen Kristallabmessung an aufwärts die Verarmungszone nicht mehr den ganzen Kristall durchsetzen können. Die sich einstellende Dicke der magnetischen Verarmungsschicht bei sehr großen Kristallen ist durch die Volumenrekombination bedingt. Eine Abschätzung der magnetischen Sperrschichtdicke ergibt nach Gl. (35) der eingangs zitierten Arbeit

$$\eta_{\text{magn.}} = 2\mu^2 E_x B_z \tau_i,$$

wobei τ_i die Lebensdauer eines angeregten Paares im Eigenhalbleiter ist. Im Ge kann τ_i Werte bis $2 \cdot 10^{-3}$ sec erreichen. Mit diesem Wert ergibt sich für $E_x = 10$ V/cm und $B_z = 10000$ Gauß für die magnetische Sperrschichtdicke $\eta_{\text{magn.}} = 25$ cm. Die Dicke der magnetischen Sperrschichten ist in gleicher Weise durch elektrische wie auch durch magnetische Felder veränderbar. Erst wenn $b \gg \eta_{\text{magn.}}$, tritt $\eta_{\text{magn.}}$ in den Formeln mathematisch in Erscheinung. Die große Dicke der magn. Sperrschicht führt dazu, daß der magnetische Sperrschichteffekt typisch ein Effekt starker Ströme und hoher Spannungen ist.

Eine experimentelle Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des magnetischen Sperrschichteffektes ergab, daß bei Kristallen der oben angegebenen Größe die Ausbildung der magnetischen Sperrschichten bei Frequenzen von etwa $2 \cdot 10^4$ Hz aufhört. Dies ist in größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit Gl. (44) der eingangs zitierten Arbeit.

Es ist auch möglich, den magnetischen Sperrschichteffekt zum Verschwinden zu bringen, wenn man auf der Fläche $y = b/2$ durch Lichteinstrahlung so viel Elektron-Lochpaare erzeugt, daß keine Randverarmung mehr auftritt. Die Nachlieferung von Paaren durch Lichteinstrahlung kommt zur thermischen Erzeugung additiv hinzu. Die Besonderheit des Photoeffektes an magnetischen Sperrschichten gegenüber dem bekannten inneren Photoeffekt in Halbleitern und auch dem Phototransistor besteht darin, daß durch das in einer dünnen Oberflächenschicht absorbierte Licht die elektrischen Eigenschaften des Eigenhalbleiters in einer großen Tiefe verändert werden. Durch den Lichteinfall werden nur die Randbedingungen für den mag-

netischen Sperrschichteffekt verändert. Es ergibt sich daraus wieder, daß beim magnetischen Sperrschicht-Photoeffekt besonders große Ströme durch Licht gesteuert werden können. Es konnte bei dem vorliegenden Kristall mit einer Lampenleistung von etwa 8,5 Watt in 15 cm Entfernung die Kennlinie in Abb. 9 in die in Abb. 10 dargestellte Form übergeführt werden.

Der magnetische Sperrschichteffekt besitzt eine viel kleinere Temperaturabhängigkeit als die elektrischen Sperrschichteffekte nach Schottky und Shockley. Beim magnetischen Sperrschichtgleichrichter verändern sich nämlich sowohl Fluß- als auch Sperrstrom proportional zur Eigenleitungskonzentration n_i , so daß das Stromverhältnis nur wenig von der Temperatur abhängt.

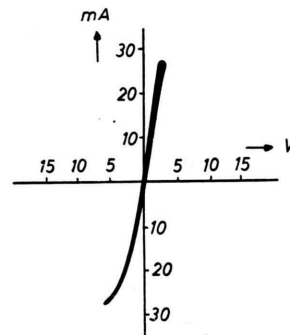


Abb. 10. Strom-Spannungskennlinie bei Bestrahlen der Fläche $y = b/2$ mit Licht. Magnetfeld und Oberflächenbehandlung wie in Abb. 9.

Zum Schluß seien nochmals die Bedingungen für das Zustandekommen des magnetischen Sperrschichteffektes zusammengestellt. Damit im Bereich technisch realisierbarer Magnetfelder ($B_z \leq 10000$ Gauß) die Ladungsträger stark abgelenkt werden, muß 1. die Beweglichkeit μ groß sein, 2. das elektrische Feld E_x möglichst groß sein. Letzteres verlangt aus Erwärmungsgründen, daß der Körper nicht zu gut leitet, also ein Halbleiter mit geringer Elektronenkonzentration ist. 3. Damit die magnetische Ablenkung nicht zu elektrischer Aufladung und rücktreibenden Kräften führt, müssen bewegliche Ladungsträger beiderlei Vorzeichens vorhanden sein. Der Halbleiter muß also ein gemischter Leiter, insbesondere ein Eigenhalbleiter sein. 4. Damit die Rückdiffusion den Effekt der Paarverschiebung nicht aufhebt, muß die Dicke des Halbleiterkristalls $b > y_{\text{diff.}}$ sein. 5. Zur Erzielung einer Randverarmung muß die Oberflächenkombination durch eine geeignete Oberflächenbehandlung klein gehalten

ten werden. 6. Auch die Volumenrekombination muß klein sein.

Nach Vorstehendem ist es für das Zustandekommen einer ausgeprägten magnetischen Sperrschicht notwendig, eine große Anzahl von Bedingungen einzuhalten. Dies dürfte der Grund sein, daß der beschriebene Effekt trotz der zahlreichen Untersuchungen an Germanium bisher noch nicht experimentell gefunden wurde. Nur auf Grund der eingangs behandelten theoretischen Vorüberlegun-

gen war es möglich, den neuen Effekt auch experimentell zu finden.

Nachtrag bei der Korrektur: Inzwischen wurde durch Verwendung eines Ge-Einkristalls von der doppelten Dicke (genaue Abmessungen: $0,65 \times 0,4 \times 0,1$ cm) die von der Theorie geforderte wesentliche Verbesserung des magnetischen Sperrschichteffektes erzielt. Die Probe wurde, wie in Abb. 7 dargestellt, oberflächenbehandelt. Das Ergebnis ist aus den Abb. 11, 12 und 13 ersichtlich. Bei 5 Volt ergibt sich ein Richtverhältnis von etwa 1:14. Der bei den Abb. 12 und 13 angedeutete Durchbruch in Sperrichtung ist nur scheinbar und rührt von einer Übersteuerung des Oszillographenverstärkers her.

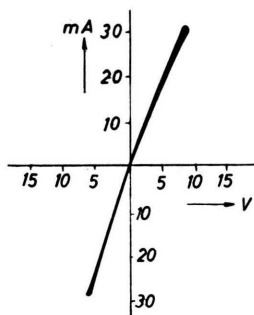


Abb. 11.

Abb. 11. Strom-Spannungskennlinie ohne Magnetfeld; Oberflächenbehandlung wie in Abb. 7.

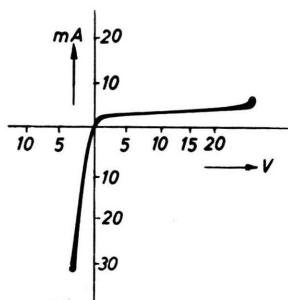


Abb. 12.

Abb. 12. Kennlinie der Probe im Magnetfeld von 8000 Gauß; Oberflächenbehandlung wie in Abb. 7.

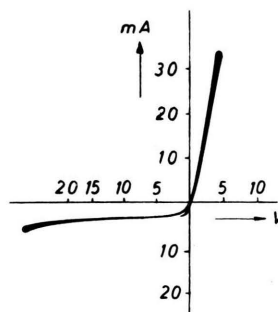


Abb. 13. Kennlinie wie in Abb. 2, Magnetfeld jedoch entgegengesetzt gerichtet. Oberflächenbehandlung wie in Abb. 7.

Die Selbstdiffusion von N_2 und CO_2 bei hohem Druck Zur Additivität der zwischenmolekularen Kräfte

Von E. W. BECKER, W. VOGELL und F. ZIGAN

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg (Lahn)

(Z. Naturforsch. **8a**, 686—694 [1953]; eingegangen am 9. September 1953)

Es wird die Druckabhängigkeit der Selbstdiffusion von N_2 im Bereich von 20 bis 90 atm und die des CO_2 im Bereich von 15 bis 52 atm bei $20^\circ C$ mit ^{15}N bzw. ^{13}C untersucht. Während beim N_2 das Produkt aus dem Diffusionskoeffizienten und der Gasdichte innerhalb der Fehlergrenze druckunabhängig gefunden wird, nimmt das Produkt beim CO_2 im untersuchten Druckbereich mit steigendem Druck um etwa 30% zu. Aus einem Vergleich mit der Enskog'schen „Dense-Gases-Theory“ wird geschlossen, daß die zwischenmolekularen Kräfte des N_2 weitgehend additiv sind, während beim CO_2 wesentliche Beiträge zum Virial durch Molekelkonfigurationen geliefert werden, bei denen sich die anziehenden Kräfte teilweise absättigen.

Die Kenntnis der zwischen neutralen Molekeln mit abgesättigten Hauptvalenzen wirkenden Kräfte ist zur Beschreibung der thermodynamischen und kinetischen Eigenschaften der Materie von wesentlicher Bedeutung. Die Natur dieser Kräfte kann heute in großen Zügen als bekannt angesehen werden: Die anziehenden Kräfte enthalten

einmal die elektrostatischen Dipol- bzw. Multipol-Wechselwirkungen bei Molekeln mit permanenten resultierenden oder inneren Dipolmomenten. Im übrigen bestehen sie aus den sogenannten London'schen Kräften (Dispersionskräfte), die auf der zeitlichen Asymmetrie der Ladungsverteilung innerhalb der Molekeln beruhen und daher auch bei Mo-