

Abb. 9. Breite der verbotenen Zone  $\Delta E_0$  und Elektronenbeweglichkeit  $8 R \sigma / 3 \pi$  in Abhängigkeit von der Zusammensetzung  $y$  bei Mischkristallen aus  $\text{In}(\text{As}_y \text{P}_{1-y})$ .

In Tab. 1 sind außer den Elektronenbeweglichkeiten  $\mu_n$  die höchsten bei Zimmertemperatur gemessenen Löcherbeweglichkeiten  $\mu_p$  angegeben (letzte Zeile). Es nimmt also auch  $\mu_p$  beim Übergang von InAs zu InP unter Erhaltung eines großen Beweglichkeitsverhältnisses ab.

Über das Mischkristallsystem  $\text{In}(\text{As}_y \text{P}_{1-y})$  kann man auf Grund der beschriebenen Meßergebnisse folgende Aussagen machen:

1. Zwischen der Zusammensetzung  $y$  und  $\Delta E_0$ , der Breite der verbotenen Zone am absoluten Nullpunkt, besteht ein linearer Zusammenhang.
2. Das hohe Beweglichkeitsverhältnis bleibt beim Übergang von InAs zu InP erhalten.
3. Die Elektronenbeweglichkeit nimmt monoton von InAs zu InP ab.
4. Die Beweglichkeiten der Elektronen zeigen in InAs und in den Mischkristallen eine gleichartige Temperaturabhängigkeit.
5. Die Löcherbeweglichkeit nimmt vom InAs zu InP hin ab.
6. Die effektiven Massen nehmen monoton vom InAs zum InP hin zu.
7. Die obigen Aussagen lassen auf eine Erhaltung der Bandstruktur beim Übergang von InAs zu InP schließen.

Für die Überlassung der Präparate bin ich Herrn Dr. O. G. FOLBERTH zu großem Dank verpflichtet.

## Röntgen-Photo-Effekt in p-n-Sperrschichten von GaAs\*

Von H. PFISTER

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG., Erlangen  
(Z. Naturforschg. 11 a, 434—439 [1956]; eingegangen am 30. Dezember 1955)

Herrn Professor TRENDLENBURG zum 60. Geburtstag gewidmet

Die Charakteristik von p-n-Sperrschichten in GaAs wird bei Bestrahlung mit RÖNTGEN-Licht gemessen und die Abhängigkeit der Photo-EMK und des Kurzschlußstromes von der Bestrahlungsstärke und der Temperatur untersucht. Für die Photo-EMK ergibt sich, wie nach der Theorie zu erwarten ist, bei geringer Bestrahlung eine lineare, bei starker Bestrahlung eine logarithmische Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke; ferner nimmt die Photo-EMK linear mit der Temperatur ab. Der Kurzschlußstrom ist proportional zur Bestrahlungsstärke und temperaturunempfindlich. Infolgedessen eignet er sich zur Ermittlung der Dosisleistung von RÖNTGEN-Strahlen.

Durch Dotierung von Halbleiterkristallen mit Fremdatomen, die als Donatoren bzw. Akzeptoren wirken, entstehen überschuleitende (n-leitende) bzw. defektleitende (p-leitende) Kristalle. Liegt innerhalb eines Kristalls ein Übergang von dem einen

Leitungstyp zu dem anderen vor, so stellt sich, da im Gleichgewicht die FERMI-Niveaus im n-leitenden und p-leitenden Bereich dasselbe Potential besitzen

\* Auszugsweise vorgetragen auf der Physikertagung Wiesbaden 1955.



müssen, in der Übergangszone ein Potentialsprung ein. Werden in einem solchen Kristall durch Einstrahlung von Licht Elektron-Loch-Paare erzeugt, so werden diese in dem p-n-Übergang durch das dort bestehende elektrische Feld getrennt, und es entsteht zwischen dem p- und dem n-Bereich eine Photo-EMK<sup>1</sup>.

Im folgenden wird über Versuche zum Photo-Effekt von RÖNTGEN-Strahlen in p-n-Sperrschichten von GaAs berichtet. GaAs ist eine der von WELKER<sup>2</sup> angegebenen halbleitenden A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>-Verbindungen. Über den Sperrschicht-Photo-Effekt von GaAs bei Bestrahlung mit Licht ist im Hinblick auf die Nutzbarmachung der Sonnenenergie bereits von GREMMELMAIER<sup>3</sup> berichtet worden.

### 1. Zum Photo-Effekt in p-n-Sperrschichten

Wird ein Halbleiterkristall, der — wie in Abb. 1 skizziert — auf der einen Seite n-leitend und auf der anderen Seite p-leitend ist, mit Photonen bestrahlt, deren Energie zur Elektron-Loch-Paarbildung ausreicht, so fließt unter dem Einfluß der p-n-Sperrschicht ein äußerer Strom  $I$ , dessen Größe von der Bestrahlungsstärke und dem äußeren Widerstand  $R$  abhängt. Im Kurzschlußfall ( $R=0$ ) ist dieser Strom

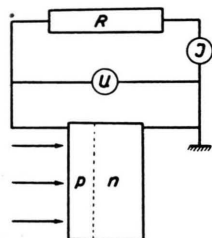
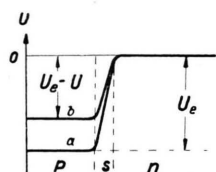


Abb. 1. Anordnung eines p-n-Sperrschicht-Photo-Elements und Potentialverlauf im Kristall ohne (a) und mit (b) Beleuchtung.



durch die Ladungsträgerpaare bestimmt, die infolge Bestrahlung in der Zone des elektrischen Feldes des p-n-Übergangs erzeugt werden, und außerdem durch diejenigen Photoelektronen im p-Bereich und De-

fektelektronen im n-Bereich, die durch Diffusion in diese Übergangszone gelangen. Da im allgemeinen die Diffusionslänge der Ladungsträger im Kristall groß gegen die Breite  $s$  des p-n-Übergangs (von einigen  $\mu$ ) ist, kann der Anteil, den die in der Übergangszone selbst erzeugten Ladungsträger zu dem Strom beitragen, vernachlässigt werden. Der im Kurzschlußfall fließende Strom, den wir als eigentlichen Photostrom  $I_F$  bezeichnen wollen, ist so gegeben durch

$$I_F = e F g (L_n + L_p), \quad (1)$$

wobei  $g$  die Zahl der sekundlich in der Volumeneinheit erzeugten Trägerpaare,  $L_n$  die Diffusionslänge der Elektronen im p-Bereich,  $L_p$  die Diffusionslänge der Defektelektronen im n-Bereich,  $F$  den Kristallquerschnitt und  $e$  die Elementarladung bedeutet. Hierbei ist zur Vereinfachung die Erzeugungsrate  $g$  als räumlich konstant, die Breite des p-Bereiches groß gegen  $L_n$  und die des n-Bereiches groß gegen  $L_p$  angenommen worden.

Liegt jedoch im äußeren Stromkreis ein Widerstand  $R$ , so wird bei vernachlässigbarem Bahnwiderstand der Potentialsprung  $U_e$  im p-n-Übergang um die dabei auftretende Klemmenspannung  $U$  verringert. Eine solche Änderung des Sperrschichtpotentials beeinflusst zwar nicht den eigentlichen Photostrom, sie führt aber zu einem Durchlaßstrom  $I_{Du}$  in entgegengesetzter Richtung zum Photostrom, ganz entsprechend, als ob an diesen Gleichrichter im unbestrahlten Zustand eine äußere Spannung von derselben Größe in Durchlaßrichtung angelegt wird. Dadurch wird ein Teil des eigentlichen Photostroms kompensiert, so daß für den im äußeren Kreis fließenden Strom gilt:

$$I = I_F - I_{Du}.$$

Nach SHOKLEY<sup>4</sup> gilt für die Stromdichte des Durchlaßstroms eines p-n-Gleichrichters, wenn die Diffusionslängen  $L_n$  und  $L_p$  groß gegen die Breite des p-n-Übergangs sind:

$$i_{Du} = i_s (e^{U/kT} - 1). \quad (2)$$

Dabei ist  $i_s$  die Größe des Sättigungsstromes in Sperr-Richtung,  $U$  die angelegte Spannung,  $k$  die BOLTZMANN-Konstante und  $T$  die absolute Tempera-

<sup>1</sup> M. BECKER u. H. Y. FAN, Phys. Rev. **75**, 1631 [1949]; **78**, 301, 335 [1950]. — R. RAPPAPORT, Phys. Rev. **93**, 246 [1954]. — J. BACKOVSKY, M. MALKOVSKÁ u. J. TAUC, Letter in Czech. J. Phys. **4**, 98 [1954].

<sup>2</sup> H. WELKER, Z. Naturforschg. **7a**, 744 [1952]; O. G. FOLBERTH u. H. WEISS, Z. Naturforschg. **10a**, 615 [1955].

<sup>3</sup> R. GREMMELMAIER, Z. Naturforschg. **10a**, 501 [1953].

<sup>4</sup> W. SHOKLEY, Electrons and Holes in Semiconductors, New York 1950.

tur. Die Photokennlinie eines solchen p-n-Gleichrichters ist also gegeben durch

$$i = i_F - i_{Du} = i_F - i_s (e^{U/kT} - 1). \quad (3)$$

Speziell gilt für die Photo-EMK ( $i = 0$ ):

$$U_F = (kT/e) \ln(1 + i_F/i_s). \quad (4)$$

Für den Sättigungsstrom gilt die Beziehung<sup>4</sup>

$$i_s = e g_0 (L_n + L_p),$$

wobei  $g_0$  die Rate der thermisch erzeugten Ladungsträgerpaare bedeutet. Durch Einsetzen dieser Beziehung und der Photostromdichte  $i_F$  aus (1) in die Gl. (4) der Photo-EMK kommt man zu der von FAN<sup>5</sup> angegebenen Beziehung

$$U_F = (kT/e) \ln(1 + \Delta n_p / (n_p)_0).$$

Der Quotient im Klammerausdruck ist die relative Erhöhung der Elektronenkonzentration im p-Bereich (d. h. der Minoritätsträger) infolge Bestrahlung.

CUMMEROW<sup>6</sup> hat auf allgemeinerer Grundlage, ohne spezielle Voraussetzungen über die Erzeugungsrate und die Ausdehnung des p- und n-Bereiches des Kristalls zu machen, Beziehungen für die Charakteristik eines p-n-Sperrschicht-Photoelements angegeben.

## 2. Charakteristik und Energieausbeute eines GaAs-Photoelements

Die Charakteristik eines Sperrschicht-Photoelements ist, wie vorhergehend erwähnt wurde, im wesentlichen durch die Gleichrichtercharakteristik in Durchlaßrichtung bestimmt, von der deshalb zunächst ausgegangen werden soll. Die Untersuchungen wurden an polykristallinen n-leitenden GaAs-Kristallen, welche mit einer etwa  $10 \mu$  dicken p-leitenden Oberflächenschicht versehen waren, vorgenommen. In Abb. 2 ist die Gleichrichterkennlinie eines solchen Kristalls und die Photokennlinie bei Bestrahlung mit 48 kV-Röntgen-Strahlung wiedergegeben. Gegenüber dem p-n-Gleichrichter vom SHOKLEYSchen Typ zeigt der Sperrstrom an Stelle der Sättigung einen exponentiellen Anstieg.

Auch der Durchlaßstrom genügt nicht quantitativ der von SHOKLEY angegebenen Gl. (2), es besteht vielmehr die Beziehung

$$i_{Du} = i_0 (e^{U/U_0} - 1) \quad (5)$$

mit  $i_0 = 9 \cdot 10^{-8}$  A. An Stelle von  $kT/e = 26$  mV in (2) findet man aus der Neigung der Flußkennlinie einen um den Faktor  $a = 2,5$  größeren Wert:  $U_0 = 66$  mV. Die Photokennlinie b ist im Durchlaß-

bereich um den Kurzschlußstrom gegen die Gleichrichterkennlinie a verschoben. Sie läßt sich also durch die Gleichung

$$i = i_F - i_{Du} = i_F - i_0 (e^{U/U_0} - 1) \quad (6)$$

vollständig beschreiben.

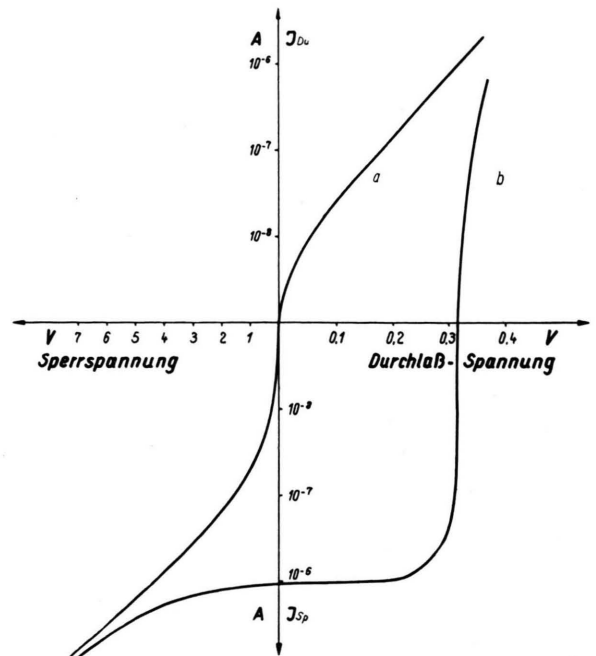


Abb. 2. Gleichrichterkennlinie eines p-n-GaAs-Kristalls (a) und Photokennlinie (b) bei Bestrahlung mit RÖNTGEN-Licht.

Bei der Bestrahlung, die der Photokennlinie in Abb. 2 zugrunde liegt (Wo-Röhre, Strahlspannung 48 kV, Röhrenstrom 10 mA, Abstand Röhre – Kristall 8 cm), liefert der Kristall eine maximale elektrische Leistung von  $9 \cdot 10^{-7}$  A  $\times$  0,2 V =  $1,8 \cdot 10^{-7}$  W. Um den Wirkungsgrad abzuschätzen, mit dem die RÖNTGEN-Strahlung in dem Kristall in elektrische Energie umgesetzt wird, ist dieser Wert mit der auf den Kristall auftreffenden RÖNTGEN-Strahlintensität zu vergleichen. Die von der Anode insgesamt in Form von Bremsstrahlung sekundlich abgegebene Energie ist

$$E = C Z V^2 I \text{ Watt.}$$

Dabei ist  $C$  eine Konstante von der Größe  $10^{-6}$ ,  $Z$  die Ordnungszahl des Anodenmaterials,  $V$  die Röhrenspannung in kV und  $I$  der Röhrenstrom in mA. Danach ergibt sich für die Strahlungsleistung, die auf die Kristalloberfläche von  $0,09 \text{ cm}^2$  entfällt,

<sup>5</sup> H. Y. FAN, Phys. Rev. **75**, 1631 [1949].

<sup>6</sup> R. L. CUMMEROW, Phys. Rev. **95**, 16 [1954].

ein Wert von  $1,9 \cdot 10^{-4}$  W und für den Wirkungsgrad des hier untersuchten GaAs-Photoelements bei dieser Bestrahlung

$$1,8 \cdot 10^{-7} / 1,9 \cdot 10^{-4} \sim 10^{-3}.$$

Die Wo-Röhre emittiert bei einer Strahlspannung von 48 kV ein Bremskontinuum, das im wesentlichen im Wellenlängenbereich von 0,3 Å bis 1 Å liegt. Da die Eindringtiefe dieser Strahlung größer als die Schichtdicke des p-Bereiches ( $\sim 10 \mu$ ) und die Diffusionslänge der Defektelektronen im n-Bereich ( $L_p < 10 \mu$ )<sup>7</sup> des bestrahlten Kristalls ist, trägt nur ein Teil der auf die Kristalloberfläche auftreffenden RÖNTGEN-Strahlung zum Sperrschicht-Photoeffekt bei. Die Ladungsträger, die von der in größerer Tiefe im Kristall absorbierten Strahlung erzeugt werden, fallen größtenteils durch Rekombination wieder aus. Bei größeren Diffusionslängen würde der Wirkungsgrad auf ein Mehrfaches ansteigen.

Es wäre noch zu erwähnen, daß die Trägerpaarbildung bei Bestrahlung mit RÖNTGEN-Licht in etwas anderer Weise erfolgt als für Licht im optischen Bereich. Während im optischen Bereich ein Lichtquant direkt ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, indem es ein Valenzelektron aus der Gitterbindung befreit, und dabei durch die Bindungslücke ein Defektelektron mit entsteht, geben die energiereicheren RÖNTGEN-Quanten ihre Energie vorzugsweise an Elektronen der inneren Schalen ab, die ihrerseits dann je nach der Größe der übertragenen Energie eine mehr oder weniger große Schar von Trägerpaaren bilden. Neben dieser Photoabsorption erfolgt vor allem bei härterer Strahlung noch eine Schwächung der RÖNTGEN-Strahlung durch den COMPTON-Prozeß, der ebenfalls zur Ladungsträgerbildung führt.

### 3. Abhängigkeit der Röntgen-Photo-EMK von der Bestrahlungsstärke und der Temperatur

Die Photo-EMK eines GaAs-Photo-Elements ergibt sich aus Gl. (6) zu

$$U_F = U_0 \ln(1 + i_F/i_0). \quad (7)$$

Da der Photostrom  $i_F$  proportional zur Bestrahlungsstärke ist — wie in späteren Messungen (Abb. 6)

noch bestätigt werden wird —, ist für die Photo-EMK, solange  $i_F/i_0 < 1$  ist, eine lineare Abhängigkeit und für  $i_F/i_0 > 1$  eine logarithmische Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke zu erwarten. In Abb. 3 ist die gemessene Photo-EMK eines GaAs-Elements gegen die relative Intensität und gegen den Logarithmus der Intensität von 200 kV-RÖNTGEN-Strahlen aufgetragen<sup>8</sup>.

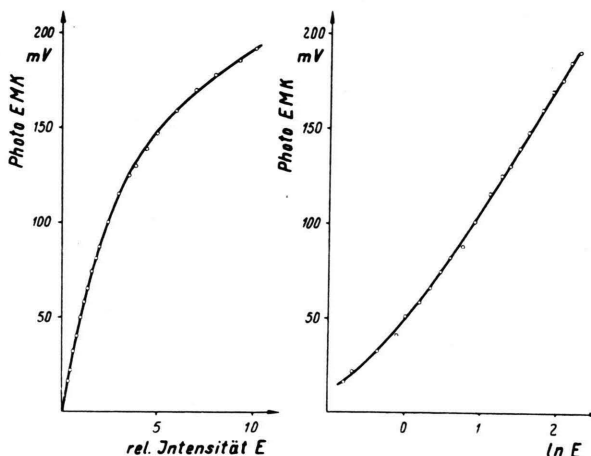


Abb. 3. Intensitätsabhängigkeit der Photo-EMK (konstante Strahlspannung).

Man erkennt, daß, von geringer Bestrahlung abgesehen, eine lineare Beziehung zwischen der Photo-EMK  $U_F$  und  $\ln E$  besteht. Aus der Neigung der Geraden ergibt sich für die Größe  $U_0$  ein Wert, welcher innerhalb der Meßgenauigkeit mit demjenigen übereinstimmt, der sich aus der gemessenen Gleichrichtercharakteristik in Abb. 2 ergibt.

Die Temperaturabhängigkeit der Photo-EMK ist durch die Temperaturabhängigkeit der Größen  $U_0$ ,  $i_F$  und  $i_0$  in Gl. (7) bestimmt. Nach SHOKLEY und READ<sup>9</sup> sind in hochdotiertem Material die Diffusionslängen der Minoritätsträger temperaturunempfindlich, so daß der Photostrom  $i_F$  [vergl. Gl. (1)] als temperaturunabhängig angenommen werden darf. Für die Größe  $U_0$ , die bei Zimmertemperatur um den Faktor  $a = 2,5$  größer als  $kT/e$  ist [vergl. Gl. (5)], setzen wir

$$U_0 = a k T / e. \quad (8)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Größe  $i_0$  ist durch die Temperaturabhängigkeit der thermischen

<sup>7</sup> Nach freundlicher Mitteilung von Herrn Dr. WEISSHAAR.

<sup>8</sup> Vergleichende Messungen der Photo-EMK von Ge-Sperrschicht-Photoelementen ergaben wesentlich geringere Werte. Dies ist eine Folge der gegenüber GaAs kleineren

Breite der verbotenen Zone von Ge. Bei entsprechenden Bestrahlungsstärken wie in Abb. 3 wurden bei Ge Spannungen bis zu etwa 10 mV gemessen.

<sup>9</sup> W. SHOKLEY u. W. T. READ, Phys. Rev. **87**, 835 [1952].

Paarerzeugung bestimmt, welche durch eine Beziehung von der Art

$$i_0 = j \exp(-e U_a / k T) \quad (9)$$

gegeben ist, in der  $j$  eine temperaturunabhängige Größe darstellt. Wie sich aus Gl. (5) entnehmen läßt, zeigt auch der Durchlaßstrom  $i_{Du}$  bei kleinen Spannungen einen Temperaturgang, der im wesentlichen durch die Temperaturabhängigkeit von  $i_0$  bestimmt ist. Zur Ermittlung von  $e U_a$  in Gl. (9) wurde daher der Temperaturgang des Durchlaßstroms (und des Sperrstroms, für den ähnliches gilt) bei ausreichend kleinen Spannungen aufgenommen. Es ergab sich für die Aktivierungsenergie  $e U_a$  ein Wert von 0,45 eV, also nur ein Bruchteil des Bandabstandes von GaAs, welcher 1,35 eV beträgt<sup>10</sup>. Ähnliches wurde auch an Silicium-Gleichrichtern beobachtet und dadurch erklärt, daß die Paarbildung über gewisse Gitterstörstellen (sog. Traps) erfolgt<sup>11</sup>. Daß in den untersuchten GaAs-Kristallen solche Elektronenhaftstellen vorhanden sind, geht aus der Abklingzeit der Photo-EMK hervor. In Abb. 4 ist ein Oszillogramm der Photo-EMK bei Beleuchtung mit Rechteckimpulsen wiedergegeben. Daraus ergibt sich für den Aufbau bzw. den Zerfall der Photo-EMK eine Zeitkonstante von etwa 2 msec. Da die Lebensdauer der Leitungselektronen um mehrere Größenordnungen kleiner ist, weist diese große Zeitkonstante auf das Vorhandensein von Haftstellen mit entsprechenden Elektronenverweilzeiten hin<sup>12</sup>. Auch die beobachtete Abnahme der Zeitkonstanten bei überlagertem Gleichlicht entspricht dieser Annahme.

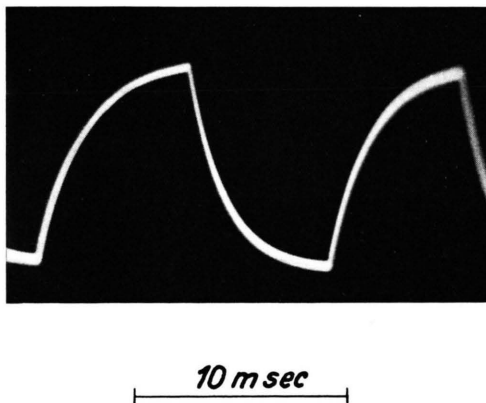


Abb. 4. Aufbau und Zerfall der Photo-EMK.

Durch Einsetzen von (8) und (9) in die Gleichung der Photo-EMK ergibt sich

$$U_F = a \frac{k T}{e} \ln \left( 1 + \frac{i_F}{j \exp(-e U_a / k T)} \right). \quad (10)$$

Bei starker Bestrahlung wird der Klammerausdruck im wesentlichen durch den zweiten Term bestimmt, und es ist näherungsweise

$$U_F = a U_a - a (k/e) (\ln j - \ln i_F) \cdot T. \quad (11)$$

Aus obiger Gleichung folgt ein linearer Zusammenhang zwischen der Photo-EMK und der Temperatur, vorausgesetzt, daß  $a$  temperaturunabhängig ist. Außerdem ist der nach dem absoluten Nullpunkt extrapolierte Wert der Photo-EMK um den Faktor  $a$  größer als die Aktivierungsspannung der thermischen Paarerzeugung.

In Abb. 5 sind im Temperaturbereich von 0° bis 50° C durchgeführte Messungen der RÖNTGEN-Photo-EMK und des Kurzschlußstroms aufgetragen. Der Photostrom erweist sich, wie bereits vorausgesetzt wurde, als temperaturunabhängig. Für die Photo-EMK findet man eine lineare Abnahme mit der Temperatur. Die Extrapolation nach  $T=0$  ergibt den Wert 1,2 V. Sowohl aus der Neigung der Meßgeraden in Abb. 5 als auch aus dem nach dem absoluten Nullpunkt extrapolierten Wert der Photo-EMK ergibt sich für die Größe  $a$  ein Wert von 2,7, der einigermaßen mit dem aus der Neigung der Durchlaßkennlinie in Abb. 2 ermittelten Wert von 2,5 übereinstimmt.

#### 4. Messung der Dosisleistung von Röntgen-Strahlen

Der Sperrschicht-Photoeffekt kann zur Ermittlung der Dosisleistung ausgenutzt werden. Da zwischen der Photo-EMK und der Bestrahlungsstärke keine einfache Beziehung besteht [vgl. Gl. (7)], ist es zweckmäßiger, den zur Bestrahlungsstärke proportionalen Kurzschlußstrom zur Messung heranzuziehen, der zudem temperaturunempfindlich ist. Außerdem läßt sich in diesem Fall durch Wahl der Größe des Kristalls noch eine gewisse Anpassung an die gewünschte Empfindlichkeit erreichen. In Abb. 6 ist die Kurzschlußstromdichte von zwei GaAs-Elementen gegen die Dosisleistung aufgetragen. In einkristallinem Material dürfte es möglich sein, zu wesentlich

<sup>10</sup> F. OSWALD u. R. SCHADE, Z. Naturforschg. **9a**, 611 [1954].

<sup>11</sup> H. KLEINKNECHT u. K. SEILER, Z. Phys. **139**, 599 [1954].

<sup>12</sup> J. R. HAYNES u. J. A. HORNBECK, Phys. Rev. **90**, 152 [1953]; **97**, 311 [1955]; **100**, 606 [1955].



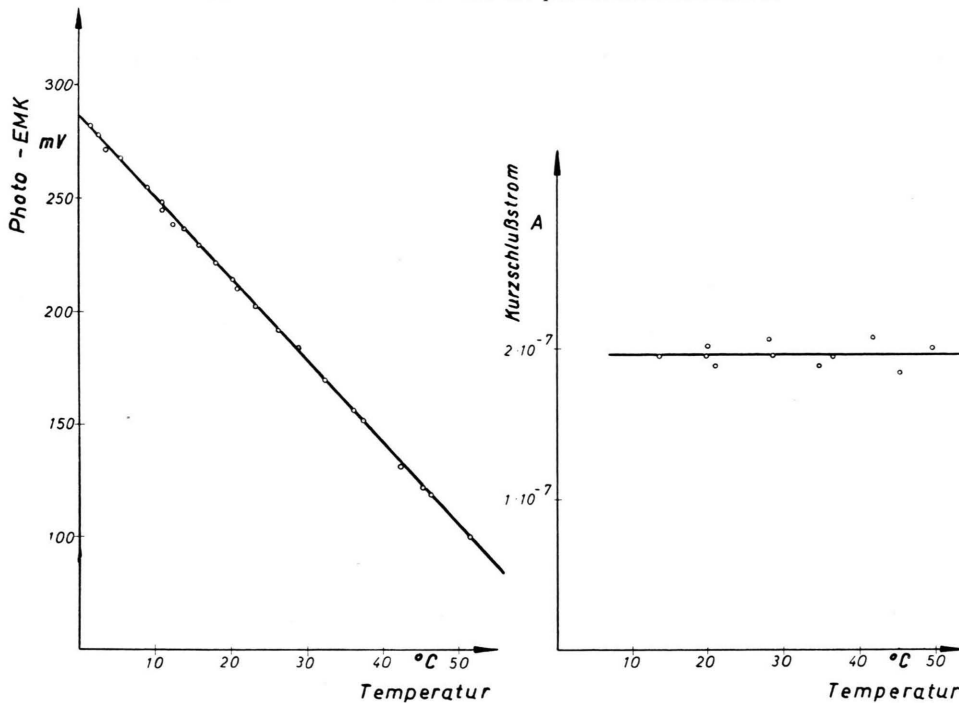


Abb. 5. Photo-EMK und Kurzschlußstrom eines GaAs-Elements in Abhängigkeit von der Temperatur.

größeren Diffusionslängen und entsprechend größeren Photoströmen zu kommen<sup>13</sup>. Auch durch optimale Wahl des Abstandes der p-n-Sperrschicht von der bestrahlten Kristalloberfläche, abhängig von der Eindringtiefe der Strahlung und der Diffusionslänge der Minoritätsträger, läßt sich noch eine Erhöhung der Photoströme erreichen.

Die Messung der Dosisleistung mit Hilfe des Kurzschlußstromes eines p-n-Sperrschicht-Photoelements

benötigt einen recht geringen apparativen Aufwand, lediglich einen Kristall von geringer räumlicher Ausdehnung und einen Strommesser. Infolge der höheren Ordnungszahl von GaAs gegenüber der von Luft ist der Photostrom eines GaAs-Photoelements allerdings von der Wellenlänge der RÖNTGEN-Strahlen abhängig. So wurde bei Bestrahlung mit einer Wo-Röhre (mit 2,5 mm Al-Filterung) im Spannungsbereich von 50 kV bis 200 kV für das Verhältnis Kurzschlußstrom zu Luftionisationsstrom eine Änderung bis zu 30% gemessen.

Besonders hervorzuheben ist, daß sich der Kurzschlußstrom ohne bemerkenswerte Trägheit ausbildet und daß der Kristall keinerlei Ermüdungserscheinungen, d. h. keine Verringerung des Stromes mit der Dauer der Bestrahlung zeigt. Im Gegensatz dazu beobachtet man bei Bestrahlung des unter einer äußeren Spannung betriebenen Kristalls eine sehr große Zeitkonstante von mehreren Minuten, die durch eine langsam erfolgende Zunahme des Dunkelstroms bedingt ist.

Für die Überlassung der GaAs-Photozellen bin ich Herrn Dr. R. GREMMELMAIER zu Dank verpflichtet. Herrn H. GERBAULET danke ich für die sorgfältige Ausführung der Messungen.

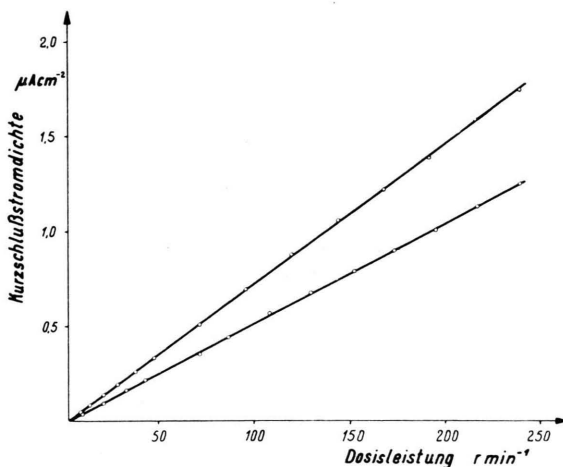


Abb. 6. Kurzschlußstromdichte zweier GaAs-Elemente in Abhängigkeit von der Dosisleistung bei 200 kV-RÖNTGEN-Strahlung.

<sup>13</sup> Bei einem einkristallinen Ge-Sperrschicht-Photoelement wurde bei einer Dosisleistung von  $100 \text{ r} \cdot \text{min}^{-1}$  eine Kurzschlußstromdichte von  $35 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  gemessen.