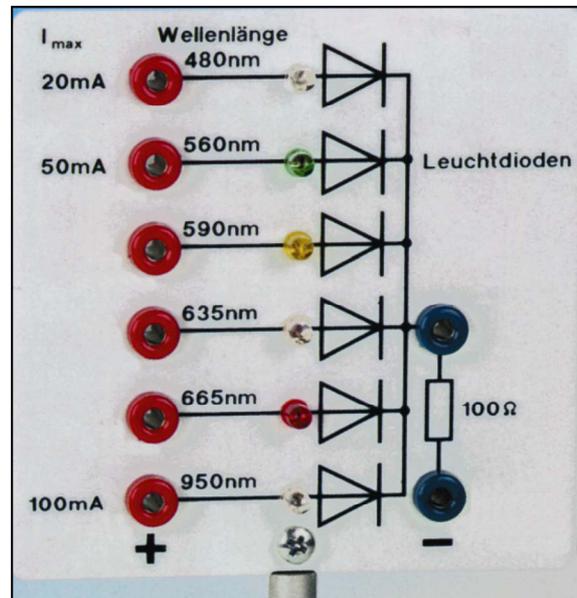


## Leuchtdioden zur h-Bestimmung

Best.- Nr.CL09015

### Inhalt

1. Einleitung
2. Physik der Leuchtdioden
3. Technische Daten
4. Versuche
  - 4.1. Bestimmung der Wellenlänge durch Gitterbeugung (subjektives Bild der LED)
  - 4.2. Gitterbeugung im sichtbaren Bereich mit reellen Bildern der LED
  - 4.3. Gitterbeugung von Infrarotlicht
  - 4.4. Zusammenhang zwischen Leucht- und Stromstärke
  - 4.5. Strom-Spannungskennlinien der Leuchtdioden
  - 4.6. Abschätzung des Planckschen Wirkungsquantums
5. Literatur



### 1. Einleitung

Mit Leuchtdioden können außer klassischen Versuchen zur Optik, wie Wellenlängenbestimmung, auch Experimente zur Quantennatur des Lichts durchgeführt werden. Auf einfache Weise kann so die Plancksche Konstante  $h$  abgeschätzt werden. Der Nachweis des linearen Zusammenhangs der Photonenenergie  $E$  mit der Lichtfrequenz  $f$  ist genauer möglich als mit der Vakuumfotозelle. Dieser Versuch bildet neben Photoeffekt, Röntgenbremsstrahlung und Comptonstreuung ein weiteres Beispiel für die Quantenstruktur des Lichtes.

### 2. Physik der Leuchtdioden

Das Phänomen der Lichterzeugung durch elektrische Anregung eines Festkörpers wurde erstmals im Jahre 1907 durch H.J. Round (1) am Siliziumkarbid ( $\text{SiC}$ ) beobachtet. O.V. Lossev (2), der in den Jahren 1927 bis 1942 diese Elektrolumineszenzeffekte näher untersuchte, nahm bereits richtigerweise an, dass es sich hierbei um den inversen Vorgang des Einsteinschen Photoeffektes handelt. Eine genauere Erklärung der Mechanismen, dass es sich nämlich um die strahlende Rekombination von über einen pn-Übergang injizierten Minoritätsträgern handelt, erfolgte jedoch erst im Jahre 1951 durch

K. Lehovec (3). Unabhängig davon wurde von G. Destriau (4) im Jahre 1935 bei Anlegen eines elektrischen Feldes an Zinksulfidkristalle ein nach ihm benannter ähnlicher Leuchteffekt gefunden, der sich jedoch hinsichtlich des Anregungsmechanismus von der am SiC gefundenen Injektionslumineszenz unterscheidet. Diese Elektrolumineszenz am ZnS wurde in den fünfziger Jahren im Hinblick auf eine technische Nutzung weiterentwickelt.

Während jedoch hier der entsprechende Erfolg ausblieb, brachten die von H. Welker (5) im Jahre 1951 als Halbleiter erkannten III-V-Verbindungen den erhofften technischen Durchbruch. Diese aus je einem Atom aus der 3. und 5. Spalte des Periodensystems aufgebauten Halbleiter weisen gegenüber den beiden klassischen Halbleitern Silizium (Si) und Germanium (Ge) einige bemerkenswerte Eigenschaften auf: Zunächst besitzen sie ein weites Spektrum von zum Teil gegenüber Si und Ge beträchtlich höheren Bandabständen  $E_g$ , deren Frequenzäquivalente  $f = E_g / h$  bis in den sichtbaren Spektralbereich reichen. Zum anderen besitzen einige von Ihnen wesentlich höhere Wirkungsgrade der strahlenden Rekombination von Elektronen und Löchern und zum Teil auch höhere Ladungsträgerbeweglichkeiten als Ge und Si. Ihre komplizierte Technologie, die erst Ende der sechziger Jahre zur Fertigungsreife entwickelt werden konnte, ist jedoch der Hauptgrund dafür, dass III-V-Halbleiter heute nur dort eingesetzt werden, wo die genannten Vorteile gegenüber Si und Ge im Vordergrund stehen: Für Lumineszenz- und Laserdioden und für Höchstgeschwindigkeitsbauelemente. Lumineszenzdioden arbeiten nach dem Prinzip der Injektionslumineszenz, d.h. sie sind einfache pn-Dioden, bei denen bei Polung in Flussrichtung die in das neutrale n- und p-Gebiet injizierten Ladungsträger zum Teil strahlend unter Aussendung eines Photons mit der Energie

$$h \cdot f < E_g$$

rekombinieren.

Die Gleichheit gilt im Falle eines Band-Band-Überganges. Dies ist in Abb. 2 am Energieschema für einen pn-Übergang dargestellt.

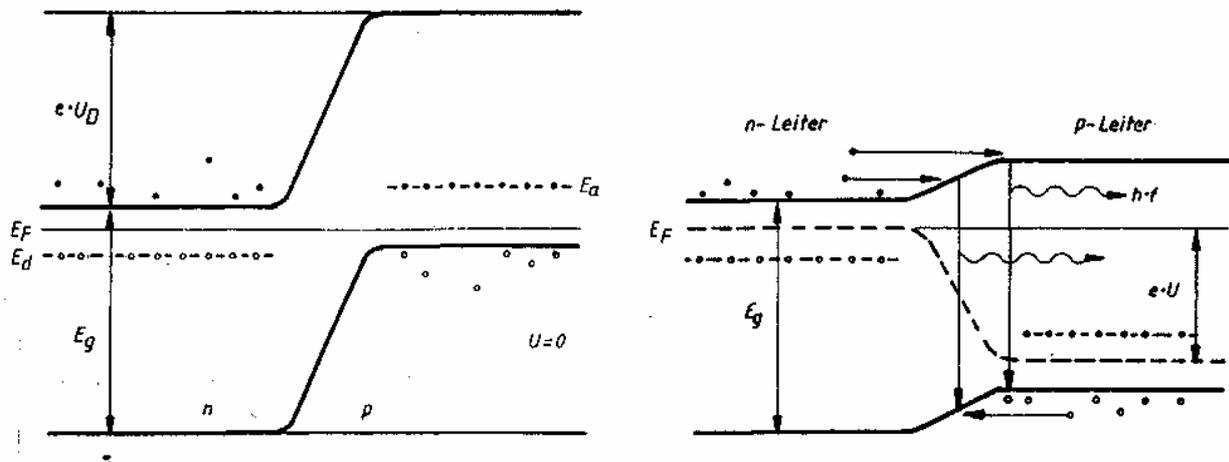


Abb. 2 Der pn-Übergang einer Leuchtdiode

Bei fehlender äußerer Spannung herrscht in der Sperrschicht ein Diffusions-Potential  $U_D$ , das verhindert, dass Elektronen aus dem n-Bereich und Löcher aus dem p-Bereich in den jeweils anderen Bereich gelangen können. Erst wenn die äußere Spannung  $U$  größer (oder gleich) als die Diffusionsspannung ist, kann der Strom in nennenswertem Maß fließen.

Für die Diffusionsspannung  $U_D$  gilt nach Abb. 2 die Ungleichung

$$e \cdot U_D < E_g.$$

Diese Beziehung folgt physikalisch aus der Forderung, dass die Fermi-Energien  $E_F$  (chemisches Potential) auf beiden Seiten des pn-Überganges ohne äußere Spannung (im thermodynamischen Gleichgewicht) gleich sein müssen. Die Fermi-Energie liegt jeweils zwischen dem Donator- bzw. Akzeptorniveau und der zugehörigen Bandkante des Leitungs- bzw. Valenzbandes. Die zugehörige Energiedifferenz ist klein verglichen mit dem Bandabstand  $E_g$ .

Der Auswertung des Experiments im Kapitel 4 wird die vereinfachende Annahme zugrunde gelegt, dass die Energie  $e \cdot U$ , die das Elektron im elektrischen Feld aufgenommen hat, vollständig in Form von Licht abgegeben wird:

$$e \cdot U_D = h \cdot f$$

$U_D$  ist dabei die Spannung, bei der der Stromfluss durch die Diode einsetzt.

Die Wahrscheinlichkeit der strahlenden Rekombination hängt in erster Linie von der Bandstruktur des betreffenden Halbleiters, d.h. von der Impulsabhängigkeit der Energiezustände ab. Bei den sog. direkten Halbleitern mit GaAs als wichtigstem Vertreter

liegen das Maximum des Valenzbandes und das Maximum des Leitungsbandes, welche bevorzugt mit Löchern bzw. Elektronen besetzt sind, bei gleichem Impuls bzw. Wert des quantenmechanischen Wellenzahlvektors. Da beim Rekombinationsprozess neben der Energie auch der Impuls erhalten bleiben muss und der Impuls von Photonen vernachlässigbar klein ist, ist die Wahrscheinlichkeit der strahlenden Band-Band-Übergänge in diesen Halbleitern sehr groß. In den sog. indirekten Halbleitern mit Si, Ge und GaP als wichtigsten Vertretern hingegen liegen die Bandextrema bei unterschiedlichen Werten des Wellenzahlvektors (Abb. 3). Daher müssen bei der strahlenden Rekombination von Elektronen und Löchern dritte Partner, wie zum Beispiel Phononen oder Störstellen, beteiligt werden, die für den Impulsausgleich sorgen. Durch die Beteiligung dritter Partner nimmt jedoch die Wahrscheinlichkeit für solche Übergänge stark ab, was letztlich bei Si und Ge die Hauptursache dafür ist, dass in diesen Halbleitern nichtstrahlende Prozesse dominieren.

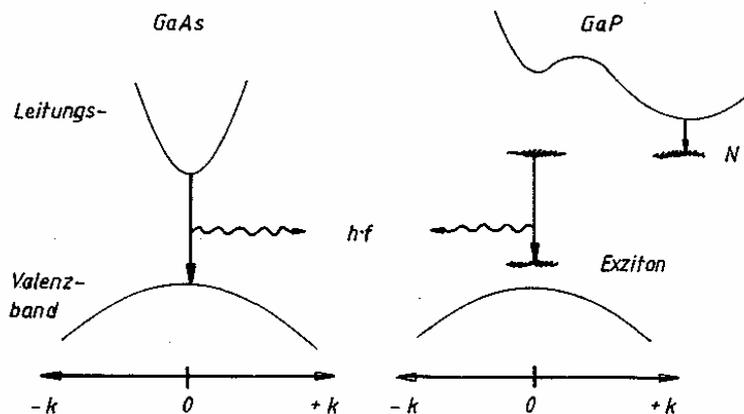


Abb. 3 Abhängigkeit der Energie von Wellenzahlvektor  $k$  bei direkten GaAs- und indirekten GaP-Halbleitern.

Nahezu alle heute bekannten Lumineszenz- und Laserdioden basieren auf GaAs, dessen Bandabstand bei 1,43 eV liegt, was einer Emission im infraroten Spektralbereich bei 900 nm entspricht. Mischt man GaAs mit dem indirekten Halbleiter GaP, dann besitzt dieser Mischkristallhalbleiter bis zu einem Phosphoranteil von 45 %, entsprechend einem Bandabstand von etwa 2 eV, d.h. bis in den rotorangen Spektralbereich, eine direkte Bandstruktur. Bei höheren P-Konzentrationen ist die Bandstruktur indirekt, der Wirkungsgrad der strahlenden Band-Band-Rekombination nimmt dort um Größenordnungen ab. Trotzdem ist damit der Einsatz des Ga(As,P)-Mischkristall Systems für sichtbare Lumineszenzdioden keinesfalls auf den roten Spektralbereich beschränkt, da durch geeignete Dotierung auch beim GaP und im indirekten Bereich des Ga(As,P)-Mischkristalls eine effiziente strahlende Rekombination zu beobachten ist.

Bei dieser Dotierung handelt es sich um die so genannten isoelektronischen Störstellen. Dies sind Störstellen aus derselben Spalte des Periodensystems wie das Atom, das sie ersetzen, d.h. sie tragen, im Gegensatz zu herkömmlichen Donatoren und Akzeptoren,

nicht zur Ladungsträgerbilanz im Halbleiter bei. Sie unterscheiden sich aber hinsichtlich Atomradius und Elektronegativität von dem substituierten Atom so stark, dass Ladungsträger gebunden werden können. Die bekannteste isoelektronische Störstelle in Ga(As,P) ist das Stickstoffatom auf einem Arsen- oder Phosphorplatz, welches aufgrund seines kleineren Atomradius und seiner höheren Elektronegativität ein Elektron binden kann. Dieses wiederum bindet durch Coulombwechselwirkung ein Loch und bildet mit diesem zusammen ein so genanntes gebundenes Exziton, bei dessen Zerfall, d.h. bei Rekombination von Elektron und Loch, ein Photon emittiert wird. Der Vorteil dieser isoelektronischen Störstellen liegt in der starken Lokalisierung des primär gebundenen Elektrons, was aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation zu einer starken Vergrößerung seiner Impulsunschärfe und somit zu der gewünschten Steigerung der strahlenden Rekombinationswahrscheinlichkeit führt.

### 3. Technische Daten

Grenzdaten	IR	rot	super-rot	gelb	grün	blau	
Sperrspannung	4	5	5	5	5	1	
Durchlaßstrom	100	75	50	50	50	25	mA

### Kenndaten

Wellenlänge	950±20	665±15	635±15	590±15	560±15	480±40	nm
Öffnungswinkel	10°	12°	12°	12°	12°	16°	
Zusammensetzung	GaAs:Si	GaAs <sub>0,35</sub> P <sub>0,65</sub> :N		GaAs <sub>0,15</sub> P <sub>0,85</sub> :N		GaP:N	SiC
		GaAs <sub>0,6</sub> P <sub>0,4</sub>					

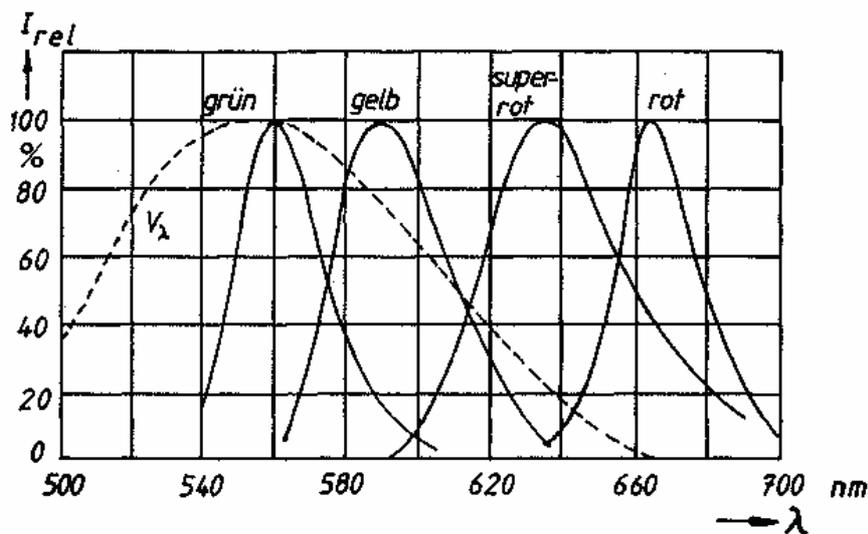


Abb. 4 Relative spektrale Emission

### Wichtiger Hinweis:

Spannungsquelle nur über den eingebauten Vorwiderstand (100  $\Omega$ ) an die Leuchtdioden legen.

## 4. Versuche

### 4.1. Bestimmung der Wellenlänge durch Gitterbeugung (subjektives Bild der LED)

Die in der NEVA-Leuchtdiodenzusammenstellung ausgewählten LED eignen sich wegen ihrer bevorzugten Abstrahlung in Vorwärtsrichtung und der damit verbunden hohen Lichtstärke gut zur subjektiven Betrachtung der Beugung am Gitter (Nr. 3942 mit 25 Strichen/mm).

Der Strahlengang muss durch eine Schlitzblende (< 1 mm) eingeeengt werden, weil bei den verwendeten Leuchtdioden wegen des eingefärbten Kunststoffes der ganze Diodenkörper Licht abstrahlt.

Gemessen wird der Abstand  $\Delta$  der virtuellen Bilder von der Symmetrieachse. Nachdem der Abstand Lineal-Gitter  $D$  festgelegt wurde (z.B. 1 m), stellt man durch schnellen Wechsel des Blicks durch das Gitter bzw. direkt auf das Lineal fest, in welchem Abstand  $\Delta$  ein Maximum möglichst hoher Ordnung  $k$  zu liegen scheint. Die Wellenlänge  $\lambda$  wird dann nach der Gleichung

$$\lambda = \sin(\arctg \Delta/D) \cdot d/k$$

berechnet ( $d$  Gitterkonstante).

### 4.2. Gitterbeugung im sichtbaren Bereich mit reellen Bildern der LED

Die Leuchtdioden der Farben grün, gelb und superrot sind leuchtstark genug, um in abgedunkelten Räumen reelle Beugungsbilder von Gittern erzeugen zu können. Der Strahlengang ist wie in Kap. 4.1 beschrieben durch eine Schlitzblende einzuengen. Den prinzipiellen Versuchsaufbau zeigt Abb. 5; die dabei verwendeten optischen Bauteile können den Schülerübungsgeräten 0013 Optik und 3901 Wellenoptik entnommen werden.

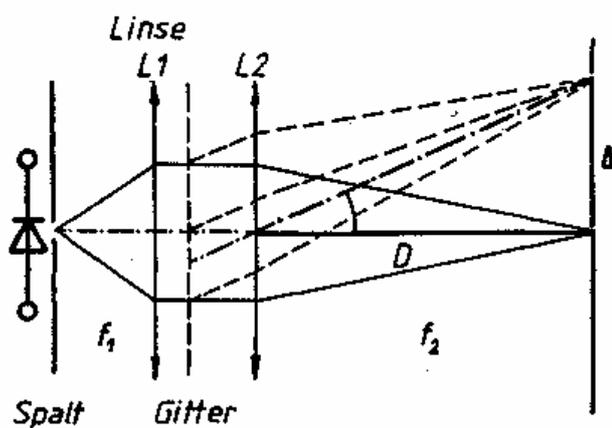


Abb. 5 Strahlengang zur Gitterbeugung mit LED

Die Auswertung erfolgt mit der in 4.1 angegebenen Gleichung.

### 4.3. Gitterbeugung von Infrarotlicht

Mit dem Versuchsaufbau nach Abb. 6 kann die Gitterbeugung von Infrarotstrahlung demonstriert werden.

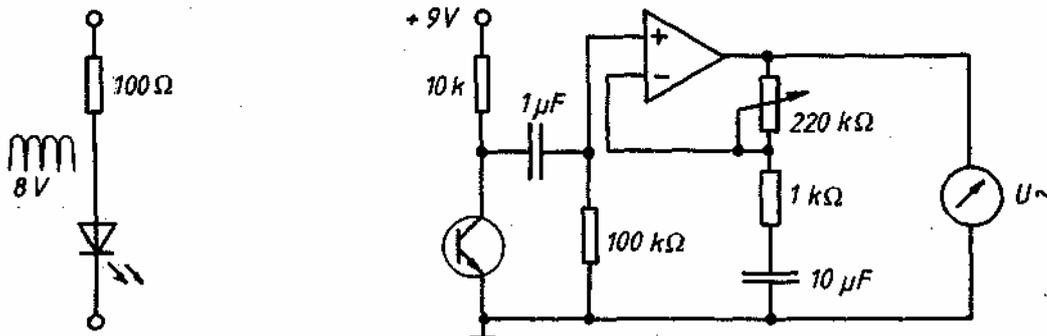


Abb. 6 Versuchsaufbau zur Beugung von IR-Licht

Die Leuchtdiode wird dabei mit pulsierendem Gleichstrom (8 V aus dem Unitrafo 5200) gespeist. Die Spannung des Fototransistors wird mit einem Operationsverstärker weiter verstärkt und durch ein Wechselspannungsvoltmeter angezeigt. Die Justierung wird vor der eigentlichen Messung mit einer sichtbaren LED (Versorgungsspannung auf 6 V erniedrigen) durchgeführt. Die Verwendung von Wechsellicht reduziert den Einfluss der Umgebungshelligkeit, so dass auch bei mäßiger Verdunklung experimentiert werden kann. Leuchtstoffröhren sollten allerdings ausgeschaltet werden, da sie Wechsellicht abgeben und die Messung stören können.

### 4.4. Zusammenhang zwischen Leucht- und Stromstärke

Als vorbereitender Versuch zur nachfolgenden h-Bestimmung eignet sich die qualitative Beobachtung, dass bei Erhöhung der Diodenspannung das Leuchten der Diode gleichzeitig mit dem elektrischen Stromfluss einsetzt. Diese Beobachtung weist auf einen ursächlichen Zusammenhang dieser beiden physikalischen Größen hin.

### 4.5. Strom-Spannungskennlinien der Leuchtdioden

Die Abb. 7 zeigt die Strom-Spannungskennlinien aller 6 Leuchtdioden in einem Diagramm. Als Aufzeichnungsinstrument fand ein x-y-Koordinatenschreiber Verwendung. Der Spannungsabfall an dem eingebauten 100 Ω - Widerstand dient als Messsignal für die Vertikalachse.

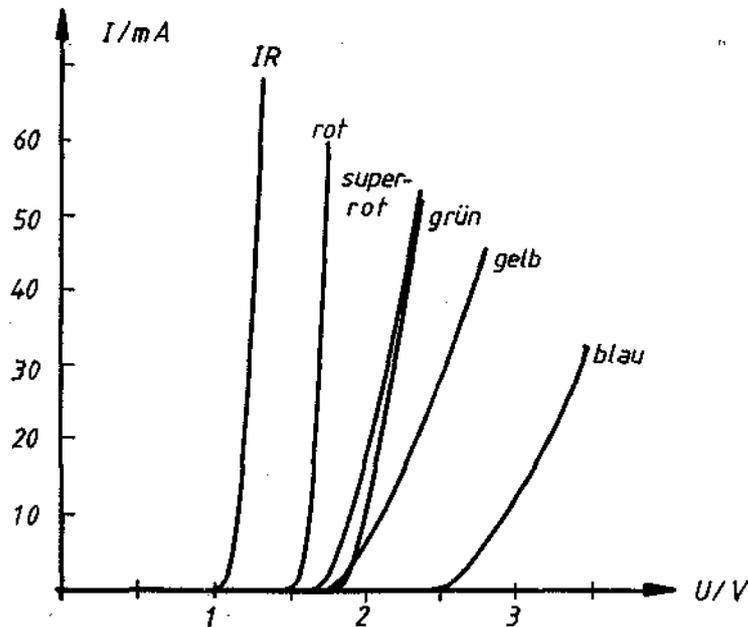
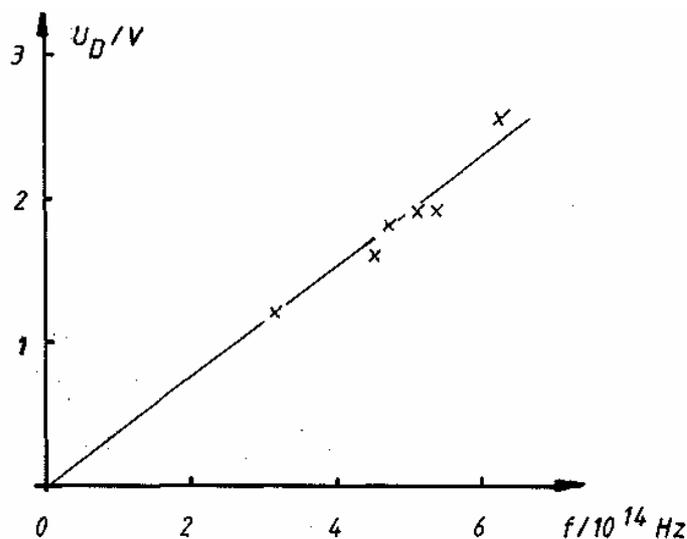


Abb. 7

Die Diffusionsspannungen  $U_D$  ergeben sich näherungsweise durch lineare Extrapolation der Strom-Spannungskurven als Schnittpunkte mit der U-Achse.

#### 4.6 Abschätzung des Planckschen Wirkungsquantums

Die Messwerte für die Diffusionsspannungen sind in der Abb. 8 als Funktion der Frequenz  $f$  eingetragen.


 Abb. 8 Abhängigkeit der Diffusionsspannung  $U_D$  von der Frequenz  $f$

In das Diagramm ist eine Gerade eingezeichnet, die die Lage der Messpunkte möglichst gut wiedergibt. Die Steigung dieser Geraden soll nach den Ausführungen von Kapitel 2

$$h/e = \Delta U_D / \Delta f \quad \text{betragen.}$$

Als Messwert ergibt sich für  $h/e$  :  $3,85 \cdot 10^{-15} \text{ Vs } (\pm 5 \%)$  .

Der Fehler von  $\pm 5 \%$  wurde aus einer Abschätzung der Genauigkeit ermittelt, mit der  $U_D$  bestimmt werden kann.

Der Vergleich mit dem Tabellenwert  $4,1356 \cdot 10^{-15} \text{ Vs}$  zeigt eine systematische Abweichung zu kleineren Werten. Die Ursache für diese Abweichung liegt in der Verwendung der Beziehung

$$e \cdot U_D = h \cdot f.$$

Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit der Diffusionsspannung  $U_D$  und ein Vergleich mit Datenbüchern zeigen ein Anwachsen von  $U_D$  mit fallender Temperatur

$$\frac{I \cdot \Delta U_D}{U_D \cdot \Delta T} = -5 \dots 7 \cdot 10^{-4} / \text{k}$$

Dieser Anstieg vermag den bei Zimmertemperatur beobachteten systematischen Fehler zu erklären.

## 5. Literatur

- 1.) Round, H. J., A Note on Carborundum. Elektron. World 149, 308 - 309 (1907)
- 2.) Lossev, O.V., Verhalten von Kontaktdetektoren (Russisch), Telegrafia-Telefonia 18, 61 - 63 (1923)
- 3.) Lehovec, K., G. A. Accardo u. E. Jamoschian, Injected Light Emission of Silicon Carbide Crystals, Phys. Rv. 83, 603 (1951)
- 4.) Destriau, G., Scintillation of Zinc Sulphide with X-Rays. J. Chem. Phys. 33, 587 - 588 (1936)
- 5.) Welker, H., Über neue halbleitende Verbindungen, Z. Naturf. 7 a, 744 -749 (1952) und 8 a, 248 (1958)

### Allgemeine Literatur zu Halbleitern und Leuchtdioden:

Bergh, A. A., u. Dean P.J., Light emitting Diodes, Oxford: Clarendon Press 1976  
Bleicher, M., Halbleiteroptoelektronik, Heidelberg: Hüthig 1975  
Seeger, K., Semiconductor physics, Wien, New York: Springer-Verlag 1976  
Winstel, G., u. C. Weyrich, Optoelektronik I: Lumineszenz- und Laserdioden, Berlin: Springer-Verlag 1980