

## 2. Periodizität und Art des Aufleuchtens

2.1. *Allgemeines:* Wie Abb. 2 zeigt, wird bei der Sonolumineszenz nur während eines Bruchteiles einer Schwingungsdauer des Ultraschalls Licht emittiert. Da die Belichtungszeit der Schirmbildaufnahme  $1/100$  sec betrug, setzt sie sich, bei einer Ablenkfrequenz von 10 kHz, aus 100 Einzelbildern zusammen. Bei fünf-facher Dehnung des Zeitmaßstabes (Abb. 3) erkennt man innerhalb des Bereichs des Aufleuchtens einzelne Lichtblitze. Die Zeitdauer dieser Blitze konnte bis jetzt nicht gemessen werden; sie liegt aber sicher unterhalb  $10^{-7}$  sec.

Wir deuten die Abb. 2<sup>†</sup> und 3 als die über etwa 100 Schwingungsdauern gemittelte statistische Verteilung der Leuchtintensität von Lichtblitzen innerhalb einer Leucht-Ebene der stehenden Welle in Abhängigkeit von der Phasenlage.

Der zeitliche Bereich, in dem überhaupt Lichtblitze registriert werden konnten, betrug maximal  $4 \cdot 10^{-6}$  sec, während in der restlichen Zeit einer Schwingungsdauer ( $\approx 30 \cdot 10^{-6}$  sec) kein Licht emittiert wurde. Die hellsten Blitze, die sich in der Intensität von den übrigen um 1–2 Größenordnungen unterscheiden, entfallen dabei auf ein Zeitintervall von weniger als  $1 \cdot 10^{-6}$  sec. Die Steilheit der sehr kurzen Lichtblitze dürfte wegen der Größe unserer Zeitkonstanten ( $10^{-7}$  sec) mehr oder weniger verfälscht sein.

Durch Verwendung genügend schmaler Blenden vor dem SEV ist es uns gelungen, die gleiche Periodizität und Art des Aufleuchtens auch bei 80, 175 und 300 kHz nachzuweisen.

Auch die Sonolumineszenz organischer Flüssigkeiten (z. B. Xylol und *o*-Dichlorbenzol) ergab das gleiche Bild, so daß anzunehmen ist, daß die Sonolumineszenz wäßriger und organischer Gaslösungen durch denselben Mechanismus hervorgerufen wird.

2.2. *Wirkung des Salzzusatzes:* Die Sonolumineszenz wäßriger Edelgaslösungen stellt spektroskopisch ein Kontinuum dar<sup>1, 2</sup>. Bei elektrolythaltigen Lösungen ist dieses Kontinuum nur verstärkt, sonst aber unverändert. Es kann lediglich geschehen, daß das Salz dem Lumineszenzspektrum noch eigene Linien hinzufügt, wie z. B. die Na-D-Linie bei  $589 \mu$  bei NaCl-Zusatz. Es wurden nun Untersuchungen über Periodizität und Art des Leuchtens für das Kontinuum einer wäßrigen Argonlösung, für das verstärkte Kontinuum einer Ar-

<sup>†</sup> Abb. 2. und 3 auf Tafel S. 522 a.

<sup>3</sup> B. E. NOLTINGK u. E. A. NEPPIRAS, Proc. Phys. Soc., Lond. B **63**, 764 [1950].

gesättigten 2-n. MgSO<sub>4</sub>-Lösung und für die D-Linie einer Ar-gesättigten 2-n. NaCl-Lösung (mittels eines Interferenzfilters aus dem Kontinuum ausgeblendet) durchgeführt. In allen drei Fällen erhielten wir den Abb. 2 und 3 entsprechende Ergebnisse.

## 3. Folgerungen für den Anregungsmechanismus der Sonolumineszenz

Nach unseren Ergebnissen erfolgt das Aufleuchten gegen Ende der Druckphase des Schallwechseldrucks, das heißt zu einem Zeitpunkt, in dem der Druck auf jeden Fall noch über dem hydrostatischen Druck liegt.

NOLTINGK und NEPPIRAS<sup>3</sup> stellten, unter gewissen Vereinfachungen, eine Gleichung auf, welche die Bewegung einer gasgefüllten Kavitationsblase unter der Einwirkung des Schallwechseldrucks beschreibt. Sie erhielten mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine, unter Annahme geeigneter Randbedingungen, Lösungen für die nichtlineare Differentialgleichung. Diese Lösungen besagen, daß der Blasenradius zunächst langsam bis zu einem Maximalwert ansteigt, um dann äußerst rasch abzunehmen, wobei sehr hohe Drucke und Radialgeschwindigkeiten in der Flüssigkeit auftreten. Der gasförmige Blaseninhalt wird während dieses Kollaps, dessen Zeitdauer nur den Bruchteil einer Schwingungsdauer beträgt, äußerst stark komprimiert, wobei – unter Annahme eines rein adiabatischen Mechanismus – der Rechnung nach Temperaturen in der Größenordnung von  $10\,000$  °K auftreten können. Ein Vergleich unserer Ergebnisse mit den von NOLTINGK und NEPPIRAS berechneten Kurven zeigt, daß der Zeitpunkt des Kollaps recht genau mit dem von uns gefundenen Zeitpunkt des Aufleuchtens zusammenfällt.

Da die Berechnungen von NOLTINGK und NEPPIRAS unter der Annahme erzwungener Schwingungen durchgeführt wurden, würde demnach dem Vorhandensein von in Resonanz schwingenden Gasblasen keine grundsätzliche Bedeutung zukommen. Dafür sprechen auch die Versuche von CHAMBERS<sup>4</sup>, der Sonolumineszenz unter Bedingungen erhielt, bei denen die Ausbildung stehender Wellen – denn nur in solchen treten in Resonanz schwingende Gasblasen auf – völlig ausgeschlossen war. Da HENGLEIN<sup>5</sup> unter ähnlichen Bedingungen chemische Reaktionen erhielt, scheinen auch für diese in Resonanz schwingende Gasblasen nicht unbedingt erforderlich zu sein.

<sup>4</sup> L. A. CHAMBERS, J. Chem. Phys. **5**, 290 [1937]; Phys. Rev. (2) **49**, 881 [1936].

<sup>5</sup> A. HENGLEIN, Z. Naturforschg. **10 b**, 20 [1955].

## Der Kristalldetektor als Empfänger thermischer Strahlung im Gebiet von 100–1000 $\mu$ Wellenlänge

Von H. HAPP, W. ECKHARDT, L. GENZEL, G. SPERLING  
und R. WEBER

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt (Main)  
(Z. Naturforschg. **12 a**, 522–524 [1957]; eingegangen am 29. April 1957)

Der Kristalldetektor in der Form des Silizium- oder Germanium-Spitzengleichrichters ist zur Zeit der typi-

sche Strahlungsempfänger im Mikrowellengebiet, auch für inkohärente Strahlung<sup>1, 2</sup>. Während eine langwellige Anwendungsgrenze für ihn nicht besteht, liegt die kürzeste bisher damit nachgewiesene Wellenlänge bei ca.  $600 \mu$ <sup>3</sup>. Ob er bei noch kurzwelligerer Strahlung

<sup>1</sup> R. H. DICKE, Rev. Sci. Instrum. **17**, 268 [1946].

<sup>2</sup> W. GORDY, S. J. DITTO, J. H. WYMAN u. R. S. ANDERSON, Phys. Rev. **99**, 1905 [1955].

<sup>3</sup> M. COWAN u. W. GORDY, Private Mitteilung.

brauchbar ist, ließ sich mit mikrowellentechnischen Strahlungsquellen noch nicht entscheiden, da deren Intensität dort sehr stark abfällt.

Im Rahmen von spektroskopischen Untersuchungen im fernen Ultrarot wurde nun die inkohärente Strahlung einer optischen Quelle, spektral zerlegt, im Wellenlängenbereich von 90–1000  $\mu$  mit dem Kristalldetektor nachgewiesen. Der Strahler war eine Hg-Hochdrucklampe, Typ UV-Standard, die sich bereits bei früheren Untersuchungen im fernen Ultrarot<sup>4</sup> bewährte. Sie hat den für diesen Versuch wesentlichen Vorteil ansteigender Emission im Kurzwelligen. Zur spektralen Zerlegung wurde im Bereich von 70–200  $\mu$  das früher<sup>4</sup> beschriebene Vakuum-Spektrometer, zwischen 200 und 1000  $\mu$  ein neuerstelltes Spektrometer benutzt, dessen Beschreibung in einer späteren Publikation folgen soll. Die Besonderheit des letzteren besteht in einem Echelette-Gitter, welches für alle Wellenlängen in der Glanzwinkelposition arbeitet.

Als Detektor wurden die Kombinationen Si-W und Ge-W erprobt, wobei sich die letztere als bedeutend empfindlicher erwies\*. Die Detektoren waren in einem Wellenleiter analog der Konstruktion von GORDY<sup>5</sup> montiert. Der Übergang von der freien Raumstrahlung im Spektrometer auf die Wellenleitung im Detektorhohlleiter geschah durch einen elliptischen Spiegel, welcher den Austrittsspalt des Spektrometers auf das stumpf abgeschnittene Ende des Wellenleiters abbildete.

Abb. 1 gibt eine Registrierung des erhaltenen Signals zwischen 200 und 600  $\mu$  wieder und soll zeigen, daß die in diesem Bereich liegenden bekannten H<sub>2</sub>O-Rotationslinien gut nachgewiesen werden können.

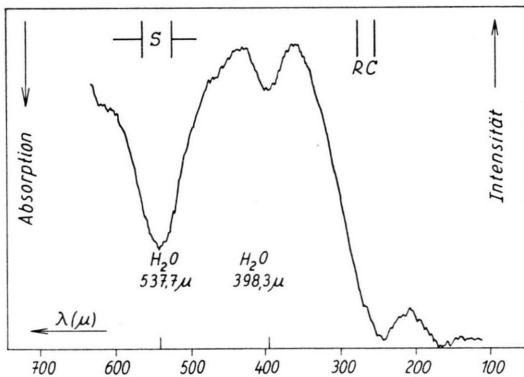


Abb. 1. H<sub>2</sub>O-Rotationspektrum. Strahler: Hg-Bogenlampe, UV-Standard. Dispersionselement: „Glanzwinkel-Echelettegitter“,  $d=3,5$  mm. Filter: Schwarzes Seidenpapier. Empfänger: Ge-W-Detektor\*\*.  $s$ =spektrale Spaltbreite. RC=spektrales Äquivalent für die Zeitkonstante des bei der Registrierung verwendeten Schmalbandverstärkers. Modulationsfrequenz 12,5 Hz.

<sup>4</sup> L. GENZEL u. W. ECKHARDT, Z. Phys. **139**, 578 [1954]. — L. GENZEL, Z. Phys. **144**, 311 [1956].

\* Si-Kristall aus 1 N 26-Diode, Ge-Kristall aus „Proton“-Diode, keine zusätzliche Oberflächenbehandlung. (Die Konstruktion und Erprobung der Detektoren für die vorliegenden Versuche wurden von H. HAPP ausgeführt.)

<sup>5</sup> W. C. KING u. W. GORDY, Phys. Rev. **93**, 407 [1954].

Um einen Anhaltspunkt über die spektrale Empfindlichkeitsverteilung des Detektors zu gewinnen, wurden unter sonst gleichen Bedingungen sowohl mit Detektor als auch mit Bolometer Registrierungen durchgeführt. Damit konnte man unter der begründeten Annahme, daß das Bolometer einen grauen Empfänger darstellt<sup>6</sup>, eine relative spektrale Empfindlichkeitsverteilung des Detektors gewinnen (Abb. 2). Das Empfindlichkeitsverhältnis 1 bedeutet gleiche Signale von Bolometer und Detektor in unserer speziellen Anordnung. Ein absoluter Vergleich müßte noch berücksichtigen: 1. Unterschiedliche wirksame Empfängerflächen. 2. Unterschiedliches Signal/Rausch-Verhältnis. 3. Wellenlängenabhängigkeit der Anpassung des Detektors an den Wellenleiter. 4. Unterschiedliche elektrische Anpassung des Verstärkers an die Empfänger.

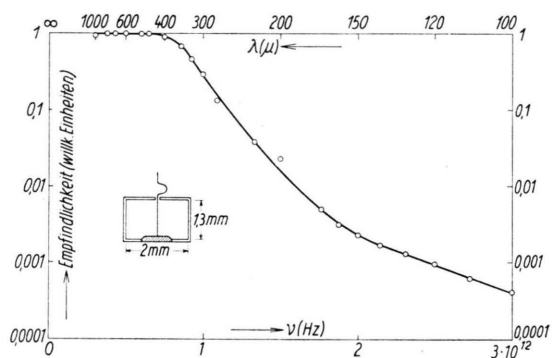


Abb. 2. Spektrale Empfindlichkeit eines Germanium-Detektors, bezogen auf ein Bolometer als grauer Empfänger. (Frequenzgang des Verhältnisses Detektorsignal/Bolometersignal.)

Um sicherzustellen, daß der Strahlungsnachweis mit dem Detektor durch echte Gleichrichtung und nicht durch photoelektrische oder thermoelektrische Effekte erfolgte, wurde unter anderem bei spektral unzerlegter Strahlung ein metallisches Kreuzgitter von 50  $\mu$  Gitterkonstante und 5  $\mu$  Drahtdicke in den Strahlengang gebracht. Es reduzierte das empfangene Signal zu Null. Durch dieses Gitter wird die langwellige Strahlung oberhalb 200–400  $\mu$  nicht mehr, die kurzwellige Strahlung unterhalb 10  $\mu$  (gemäß der geometrischen Abschattung) noch zu 80% durchgelassen. Da der benutzte Strahler im Durchlaßbereich dieses Gitters eine um mehrere Zehnerpotenzen stärkere Emission als im weggefilterten Bereich besitzt, sind photo- bzw. thermoelektrische Effekte deswegen auszuschließen, weil sie nur bzw. auch bei der übrigbleibenden kurzwelligen Strahlung auftreten müßten.

\*\* In der vorliegenden Spektrometer-Anordnung wurde dem Detektor bei 500  $\mu$  Wellenlänge eine Strahlungsintensität von der Größenordnung  $10^{-8}$  Watt zum Nachweis angeboten.

<sup>6</sup> M. CZERNY, W. KOFINK u. W. LIPPERT, Ann. Phys., Lpz. **8**, 65 [1951].

Das Ergebnis der vorliegenden Versuche könnte in doppelter Hinsicht von Interesse sein: Einmal wirft es die Frage nach dem Mechanismus auf, der den in Abb. 2 dargestellten Frequenzgang der Detektorempfindlichkeit erklärt, und zum anderen ist damit gezeigt, daß der Kristalldetektor auch bei Benutzung einer ty-

pisch optischen Strahlungsquelle im fernen Ultrarot als schnellansprechender Empfänger brauchbar ist.

Wir danken Herrn Prof. M. CZERNY für sein stetes förderndes Interesse und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Mittel zum Bau des neuen Spektrometers.

### Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes dünner Zinndioxydschichten von mechanischen Verspannungen

VON M. TEICHGRÄBER UND H. STRAUBEL

Physikalisches Institut der Friedrich-Schiller-Universität, Jena  
(Z. Naturforsch., 12 a, 524 [1957]; eingegangen am 2. Mai 1957)

In den letzten Jahren wurden durchsichtige, gut leitende Schichten aus  $\text{SnO}_2$  durch Aufspritzen von  $\text{SnCl}_4$  auf heiße Glasplatten hergestellt. Wie Untersuchungen des Verf. zeigen, ändert sich die elektrische Leitfähigkeit bei mechanischen Beanspruchungen.

Nimmt man für die Abhängigkeit des Widerstandes von einer Längenänderung einen linearen Zusammenhang an<sup>1</sup>, so gilt:

$$\Delta R/R = \beta (\Delta l/l) .$$

Da sich Schichtdicke ( $\sim 0,25 \mu$ ) zu Glasträgerdicke ( $\sim 2,5 \text{ mm}$ ) wie 1 : 10 000 verhalten, lassen sich definierte Längenänderungen der Schicht durch Verbiegen des Glasträgers erzeugen.

Für  $\beta$  ergibt sich überraschenderweise ein negativer Zahlenwert von  $-30$  bis  $-60$ , der im Vergleich zu Metallen ungewöhnlich groß ist (Metalle:  $\beta = +2$  bis  $+3$ , s. Tab. 1).

Stellt der zuerst aufgeführte Umstand ( $\beta < 0$ ) auch noch nicht unbedingt ein Novum<sup>2</sup> gegenüber den Metallen dar, so legt doch die Größe von  $|\beta|$  die Vermutung nahe, daß die gefundenen Widerstandsänderungen nicht nur auf Änderungen der Elektronenbeweglichkeit wie bei den Metallen zurückgeführt werden können. Es hat hier vielmehr den Anschein — die  $\text{SnO}_2$ -Schichten stellen einen Halbleiter mit sehr hoher Störstellenkonzentration dar —, als ob Hand in Hand mit einer Deformation des Gitters eine Neuschöpfung bzw. Resorption von Donatoren stattfindet.

Eine Änderung der Elektronenkonzentration im L-Band allein infolge einer Änderung von  $\Delta E_s$  ist wegen des Vorzeichens von  $\beta$  auszuschließen; denn einer elastischen Kompression des Gitters sollte infolge jetzt höherer Wechselwirkungen zwischen Gitter und Störstelle ein kleineres  $\Delta E_s$  und damit eine Widerstandsabnahme entsprechen. Das steht aber im Widerspruch zu den Meßergebnissen.

Als zwanglose Folge der im vorhergehenden Absatz ausgesprochenen Vermutung würde sich ergeben, daß die untersuchten  $\text{SnO}_2$ -Schichten bei Zimmertemperatur (= Temperatur, bei der die Messungen durchgeführt wurden) bereits in einem gedehnten Zustand vorliegen.

| Schichtdicke | $\Delta R/R$             | $\Delta l/l$             | $\beta$ | Bemerkungen                               |
|--------------|--------------------------|--------------------------|---------|---|
| 0,18 $\mu$   | +3,14 · 10 <sup>-2</sup> | -4,84 · 10 <sup>-4</sup> | -65,0   | Meßwerte d. Verf.                         |
| 0,57 $\mu$   | +2,46                    | -4,26                    | -57,8   |   |
| 1,43 $\mu$   | +1,12                    | -3,36                    | -33,4   |   |
| Material     |                          |                          |         |   |
| Cu           |                          |                          | +2,16   | Vergleichswerte nach BRIDGMAN (s. Anm. 1) |
| Ag           |                          |                          | +2,27   |   |
| Au           |                          |                          | +3,1    |   |
| Fe           |                          |                          | +2,96   |   |
| Pd           |                          |                          | +1,54   |   |
| Pt           |                          |                          | +3,2    |   |

Tab. 1.

Abschließend sei noch bemerkt, daß

1.  $\beta$ , gemessen einmal bei gestauchter und einmal bei gedehnter Schicht, jeweils den gleichen Betrag hat,
2. die Widerstandsänderungen reversibel bleiben, falls  $\Delta l/l$  nicht wesentlich größer als  $5 \cdot 10^{-4}$  wird und
3. der Betrag von  $\beta$  stark von der Schichtdicke abhängt (bei den untersuchten Schichten linear).

<sup>1</sup> Vgl. auch P. W. BRIDGMAN, Proc. Amer. Acad. Arts Sci, 60, 421 [1925]. Dieser Arbeit sind auch die weiter unten aufgeführten, bei Metallen gefundenen Vergleichswerte entnommen.

<sup>2</sup> Bei den Metallen Sr, Sb, Bi, Ca, Ce, Li z. B. fand BRIDGMAN im Zusammenhang mit Untersuchungen über die Druckabhängigkeit des Widerstandes einen negativen Druckkoeffizienten! — Diesbezüglich s. Proc. Amer. Acad. Arts Sci., Bd. 52—60, und Proc. Nat. Acad. Sci., Wash., Bd. 3 und 6.