

# Metall-Widerstandsbolometer bei tiefen Temperaturen

Von K. BISCHOFF, E. JUSTI, M. KOHLER und G. LAUTZ

Aus den Instituten für technische und theoretische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforschg. 10a, 401—412 [1955]; eingegangen am 9. April 1955)

Die Empfindlichkeit von Metall-Widerstandsbolometern läßt sich durch eine Senkung der Betriebstemperatur  $T$  in das Gebiet  $\Theta_D/3 > T > \Theta_D/10$  ( $\Theta_D$  = Debye-Temperatur) erhöhen, da die spez. Wärme unterhalb  $\Theta_D/3$  merklich abfällt und der Widerstandstemp.-Koeffizient gleichzeitig ansteigt, sofern die Temperatur  $\Theta_D/10$  nicht unterschreitet und der Restwiderstand so keinen Einfluß hat. Eine grobe Abschätzung für Ni-Folien zeigt, daß gegenüber Zimmertemperatur schon bei 90° K eine Empfindlichkeitssteigerung um den Faktor 10 möglich ist. Durch eine Integration der Wärmeleitungs-gleichung wird für den Fall freitragender Metallfolien im Hochvakuum der Temperaturverlauf bei Gleich- und Wechsellichtbestrahlung berechnet. Dabei ergibt sich für jede Wechsellichtfrequenz eine optimale Folienlänge. Der Zusammenhang der Empfindlichkeit und der Zeitkonstanten mit der geometrischen Form und den physikalischen Parametern liefert wichtige Hinweise für die zweckmäßige Konstruktion des Empfängers.

Unter Benutzung des zweistufigen Flüssigluftthermostaten nach Justi werden einige Ausführungsformen mit freitragenden Folien aus Ni und Pd für Temperaturen bis 55° K beschrieben. Die Auswertung der Meßergebnisse führt auf Grenzemphindlichkeiten, die bei wesentlich verringertem experimentellem Aufwand mit den besten thermischen Empfängern vergleichbar sind. Die Diskussion der vorliegenden Messungen in Verbindung mit den theoretischen Berechnungen läßt erkennen, daß bei den benutzten Bolometertypen unter den von Jones zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit definierten „reference conditions of measurement“ „Meritfaktoren“ von der Größenordnung 1 erreicht werden.

Zur Strahlungsmessung im langwelligen Ultrarot dienen nahezu ausschließlich thermische Empfänger, bei denen ein temperaturempfindlicher Teil, der Wärmefühler, unter dem Einfluß der Strahlungsleistung seine physikalischen Eigenschaften stark ändert. Von den verschiedenen Empfängerarten (Strahlungsthermoelemente, Radiometer, Bolometer u. a.) sollen in der vorliegenden Arbeit nur die Bolometer betrachtet werden. Die Empfindlichkeit, die Ansprechzeit der Meßanordnung und der Einfluß von Schwankungserscheinungen bedingen als wesentliche Grundgrößen die Leistungsfähigkeit und auch die praktische Verwendungsmöglichkeit dieser Strahlungsempfänger.

Da die Widerstandsänderung eines Bolometers bei Bestrahlung meist in einer Brückenschaltung als Spannungsänderung  $\Delta U$  gemessen wird, wollen wir als Empfindlichkeit  $S$  die auf  $Q = 1$  Watt bezogene Spannungsänderung definieren. Dann ist

$$S = \Delta U / Q \text{ [Volt/Watt]}, \quad (1a)$$

wobei wir von Fall zu Fall die Effektivwerte oder die Amplituden unter entsprechender Kennzeichnung von  $S$  benutzen können. Häufig ist jedoch eine Empfindlichkeitsangabe erwünscht, die sich auf die je Flächeneinheit zugestrahlte Leistung  $q$  Watt/cm<sup>2</sup> bezieht. Diese soll durch

$$\Sigma = \Delta U / q = S \cdot F \text{ [Volt/(Watt/cm}^2\text{)]} \quad (1b)$$

gegeben sein. Obgleich außer  $S$  bzw.  $\Sigma$  die wirk-same Empfängerfläche  $F$  und die geometrische Form des Bolometers bekannt sein müssen, um genaue Angaben über die Wärmestrahlung und den Einfluß von Schwankungserscheinungen auf die Messung machen zu können, sind die Definitionen (1a) und (1b) doch nicht gleichwertig, wie nachfolgendes Zahlenbeispiel zeigt. Ein Bolometer A soll mit der Strahlungsintensität 1 Watt/cm<sup>2</sup> bei einer Empfängerfläche  $F_A = 10$  cm<sup>2</sup> die Empfindlichkeit  $\Sigma_A = 2$  Volt/(Watt/cm<sup>2</sup>) haben, für ein zweites Bolometer B seien bei gleicher Strahlungsintensität von 1 Watt/cm<sup>2</sup> die entsprechenden Größen  $F_B = 1$  cm<sup>2</sup> und  $\Sigma_B = 1$  Volt/(Watt/cm<sup>2</sup>). Wenngleich die Spannungsänderung beim Bolometer A bei der Bestrahlung größer ist als bei B, werden wir das Gerät B als das leistungsfähigere und in diesem Sinne auch als das empfindlichere ansehen müssen, da es bei einer zehnmal kleineren Fläche nur eine zweimal kleinere Spannungsänderung ergibt. Bei der Konstruktion eines möglichst guten Bolometers müssen wir also die auf 1 cm<sup>2</sup> Empfängerfläche bezogene „spezifische Empfindlichkeit“  $S'$  in [Volt/(Watt/cm<sup>2</sup>)]/cm<sup>2</sup> = Volt/Watt möglichst groß machen. Dann wird die „absolute Empfindlichkeit“  $\Sigma'$  in Volt/(Watt/cm<sup>2</sup>) mit zuneh-



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

mender Empfängerfläche nach (1b) ohnehin ansteigen, wobei z. B.  $F$  auch bei festliegender Länge der Folien durch Breitenänderungen variiert werden kann.

Während die Ansprechzeit bei stationärer Bestrahlung des Bolometers unerheblich ist, wird sie bei modulierter Zustrahlung von ausschlaggebender Bedeutung für die Beurteilung seiner Leistungsfähigkeit. Grundsätzlich dürfen wir dabei mit Bauer<sup>1</sup> feststellen, daß die Wechsellichtempfindlichkeit eines Bolometers stets geringer ist als seine Gleichlichtempfindlichkeit bei sonst ungeänderten Betriebsbedingungen. Mit wachsender Modulationsfrequenz  $f$  sinkt der als Modulationsgrad definierte Quotient aus der Wechsellicht- und Gleichlichtempfindlichkeit des Bolometers stark ab; die Empfängeranordnung vermag dem Wechsel in der Strahlungsleistung um so weniger zu folgen, je größer die Zeitkonstante  $\tau$  bleibt. Für eine hohe Empfindlichkeit ist daher im Wechsellichtbetrieb ein kleines  $\tau$  erwünscht. Beachtet man, daß die „physikalische Zeitkonstante“ nach Jones<sup>2</sup> durch das Verhältnis der Wärmekapazität der Empfängerfolie zu ihrem Wärmeabgabevermögen bestimmt ist, so wird evident, daß kleine Zeitkonstanten durch eine hinreichend kleine Wärmekapazität und durch möglichst große Wärmeableitung erzielbar sind. Trotz der geringeren Empfindlichkeit wird man in vielen Fällen der Wechsellichtmethode vor der Gleichlichtmethode den Vorrang geben, da bei Verwendung von Resonanzverstärkern Störungen durch Thermospannungen, langperiodische Schwankungen der Lichtemission und der Betriebstemperatur des Empfängers gering bleiben, wenn sie nicht frequenzmäßig gerade mit der Modulationsfrequenz übereinstimmen. Außerdem ist ein genauer Abgleich der Wheatstone-Brücke nicht erforderlich, da konstante Gleichspannungen die Messung nicht beeinflussen und die Empfindlichkeit der Brückenschaltung bei kleinen Abweichungen vom Gleichgewicht sich nur wenig ändert.

Die dritte der kennzeichnenden Größen des thermischen Empfängers wird durch die verschiedenen Schwankungserscheinungen bestimmt, die die kleinste nachweisbare Strahlungsleistung begrenzen. Zu den wichtigsten Rauschquellen ge-

hören die Temperaturschwankungen des Bolometers im Strahlungsfeld, das Widerstandsrauschen infolge der Brownschen Bewegung der Elektronen, das Halbleiterrauschen bei Halbleitermaterialien und das Umlagerungsrauschen bei Verwendung von Supraleitern im Empfänger selbst, hinzu kommen die vielen Rauscheinflüsse, die durch die angeschlossenen Übertrager- und Verstärkeranordnungen bedingt sind<sup>2</sup>.

Zur quantitativen Erfassung der Schwankungserscheinungen bei Metall-Widerstandsbolometern müssen wir streng genommen eine Überlagerung des Temperaturrauschens mit dem Widerstandsrauschen vornehmen. Nach Milatz und van der Velden<sup>3</sup> ist das Widerstandsrauschen bei kleinen Frequenzen nahezu frequenzunabhängig, während das Temperaturrauschen mit steigender Frequenz bei einem der reziproken Einstellzeit entsprechenden Wert stark abfällt. Damit ist für die kleinste nachweisbare Strahlungsleistung eines Bolometers, das mit einer Modulationsfrequenz  $f \geq 1/\tau$  bestrahlt wird, ausschließlich das Widerstandsrauschen maßgebend. Aber auch für niedrigere Modulationsfrequenzen bleibt das Temperaturrauschen nach Jones<sup>4</sup> vernachlässigbar klein, sofern auch die Zeitkonstante nur hinreichend klein bleibt. So muß z. B. für Bolometer mit einer nur durch Strahlung bedingten Wärmeableitung  $\tau < 0,5$  sec sein. Bezeichnet  $U_{st}$  den Effektivwert der vornehmlich durch das Widerstandsrauschen bedingten Störspannungen innerhalb eines bestimmten Frequenzbandes  $\Delta\nu$  oder bei Gleichlichtbestrahlung innerhalb der Meßzeit, so wird die kleinste nachweisbare effektive Strahlungsintensität

$$(Q_{\min})_{\text{eff}} = U_{st}/S_{\text{eff}} \text{ [Watt]} \text{ bzw.} \quad (2a)$$

$$(q_{\min})_{\text{eff}} = U_{st}/\Sigma_{\text{eff}} \text{ [Watt/cm}^2\text{]}, \quad (2b)$$

sofern ein Ausschlag des Anzeigeinstrumentes bei der Verdoppelung des Störpegels noch als nachweisbar gilt. (Im Gleichstromfall sind  $S_{\text{eff}}$  und  $S$  identisch.) Durch die Einführung dieser Grenzem-pfindlichkeit ist eine Verknüpfung zwischen den Schwankungserscheinungen und der Bolometerempfindlichkeit gegeben. Damit müssen zur Kennzeichnung der Leistungsfähigkeit eines Bolometers nur noch  $q_{\min}$  und  $\tau$  bestimmt werden, um vergleichende Diskussionen mit den Meßergebnissen an

<sup>1</sup> G. Bauer, Abhandlungen der Braunsch. Wiss. Ges. **3**, 1 [1951].

<sup>2</sup> R. C. Jones, J. Opt. Soc. Amer. **39**, 327 [1949].

<sup>3</sup> J. M. W. Milatz u. H. A. van der Velden, Physica **10**, 369 [1943].

<sup>4</sup> R. C. Jones, J. Opt. Soc. Amer. **37**, 879 [1947].

anderen Wärmestrahlungsempfängern vornehmen zu können<sup>2</sup>.

### 1. Abschätzung einer Empfindlichkeitssteigerung durch Abkühlung des Bolometers

Für ein Bolometer mit möglichst hoher Grenzempfindlichkeit gibt uns die Diskussion der Schwankungserscheinungen schon wertvolle Hinweise. So ist der kleinste Störpegel für metallische Wärmefühler zu erwarten, da sowohl Halbleiter als auch Supraleiter zusätzliche Rauschquellen besitzen. Das Temperaturrauschen und das Widerstandsrauschen sinken mit abnehmender Temperatur ab, so daß eine Erhöhung der Grenzempfindlichkeit möglich sein sollte. Außerdem ist aber noch eine starke Empfindlichkeitssteigerung zu erwarten, wie sich z. B. aus der unter sehr allgemeinen Voraussetzungen abgeleiteten Formel von Bauer<sup>1</sup> für die Gleichlichtbestrahlung ergibt. Dabei gilt

$$S_{\perp} = \beta \sqrt{R(T - T_0)/V}, \quad (3)$$

wo  $R$  den Widerstand,  $\beta = (1/R)(dR/dT)$  den Widerstands-Temperatur-Koeffizienten,  $T - T_0$  eine mittlere Übertemperatur der Empfängerfolie und  $V$  das Wärmeableitvermögen bedeuten.

Während der elektrische Widerstand selbst mit der Temperatur absinkt, wächst der Widerstands-Temperatur-Koeffizient stark an. Diese Zunahme erreicht in dem Temperaturgebiet ihren größten Wert, in dem die spezifische Wärme schon nach dem Debyeschen  $T^3$ -Gesetz abfällt und für die Widerstände der meisten Metalle ein  $T^4$ - bzw.  $T^5$ -Gesetz gilt. Es ist daher günstig, die Betriebstemperatur des Bolometers kleiner als  $\Theta_D/3$  zu wählen, wenn  $\Theta_D$  die Debye-Temperatur ist. Diese Abschätzung ist aber nur so lange gültig, wie die thermischen Gitterschwingungen den ausschlaggebenden Widerstandsanteil ausmachen. Sobald man die Temperatur unter  $\Theta_D/10$  senkt, tritt bei den meisten Metallen der konstante Restwiderstand hervor, der  $\beta \approx 0$  werden läßt. Damit wird der günstigste Temperaturbereich für den Betrieb eines Widerstandsbolometers innerhalb  $\Theta_D/3 > T > \Theta_D/10$  eingeschränkt. Um den apparativen Aufwand möglichst gering zu halten und daher bei diesen Temperaturen nicht in das Gebiet des flüssigen Wasserstoffs zu kommen, muß man Substanzen mit  $\Theta_D > 200^\circ\text{K}$  auswählen. Für Ni und Pd, die beide in reiner Form als Folien erhältlich sind, sind so Temperaturen der abgepumpten flüssigen Luft er-

forderlich, die sich noch leicht und gefahrlos erzeugen lassen.

Zum Vergleich der Grenzempfindlichkeiten eines Ni-Widerstandsbolometers bei  $T = 273^\circ\text{K}$  und  $T = 90^\circ\text{K}$  wollen wir zunächst die „physikalische Zeitkonstante“ unverändert lassen. Dann muß nach Jones<sup>2</sup> mit

$$\tau = C/V \quad (4)$$

die Wärmeableitung entsprechend der bei tiefen Temperaturen verringerten Wärmekapazität verkleinert werden. Bei einer Abkühlung von  $273^\circ\text{K}$  auf  $90^\circ\text{K}$  nehmen der Widerstand  $R$  um den Faktor 8, die spezifische Wärme um den Faktor 2 ab, der Widerstands-Temperatur-Koeffizient dagegen von  $0,0067\text{ Grad}^{-1}$  auf  $0,025\text{ Grad}^{-1}$  um den Faktor 3,7 zu. Bei konstanten Übertemperaturen  $T - T_0$  erhöht sich die Empfindlichkeit  $S_{\perp}$  infolge der Abkühlung um den Faktor  $3,7 \cdot \sqrt{(1/8)/(1/2)} = 1,85$ . Wenn die Zeitkonstante  $\tau$  hinreichend klein ist, folgt für den Störpegel nach der Nyquist-Formel

$$U_{\text{st}} = \sqrt{4kTR/t} \quad (t = \text{Meßzeit})^5 \quad (5)$$

eine Verminderung um den Faktor  $\sqrt{8 \cdot (273/90)} = 4,9$ . Also steigt die Grenzempfindlichkeit  $Q_{\text{min}}$  auf das Neunfache an.

Experimentell wird aber die Zeitkonstante nicht konstant bleiben. Vielmehr werden sich die Wärmeableitung und die spezifische Wärme nach verschiedenen Temperaturfunktionen ändern, so daß die Empfindlichkeitssteigerung stets auch mit einer Änderung der Einstellzeit in verwickelter Weise verknüpft ist. Erfolgt z. B. die Wärmeableitung vornehmlich durch Wärmeleitung durch die Folie selbst, so wird bei abnehmender Temperatur infolge der vergrößerten Wärmeleitung und der verringerten spezifischen Wärme  $\tau$  erheblich absinken. Gleichzeitig ist aber durch die Vergrößerung von  $V$  eine geringere Empfindlichkeitserhöhung bedingt, so daß sich die Abkühlung in diesem allgemeinen Fall nicht ganz so günstig auswirkt.

Ähnliche Überlegungen zur Erhöhung der Nachweisgrenze von Strahlungsthermoelementen durch eine Senkung der Betriebstemperatur sind von Cartwright<sup>6</sup> und Bewilogua<sup>7</sup> angestellt worden. Während aber bei den Metall-Widerstandsbolometern die Abkühlung eine Erhöhung des

<sup>5</sup> F. Zernicke, Z. Phys. **40**, 628 [1927].

<sup>6</sup> C. H. Cartwright, Rev. Sci. Instr. **4**, 382 [1937].

<sup>7</sup> L. Bewilogua, Reichsber. f. Phys. **1**, 23 [1944].



Widerstands - Temperatur - Koeffizienten bedingt, tritt bei den Thermoelementen im Gegenteil eine Verminderung der entsprechenden Größe, der differentiellen Thermokraft, auf, so daß nur die spezifische Wärme zu der Leistungssteigerung des Empfängers beiträgt.

## 2. Allgemeine Berechnung der Gleich- und Wechsellichtempfindlichkeit

Für die konstruktive Ausführung von Metall-Widerstandsbolometern ergeben sich je nach der Art der Wärmeableitung verschiedene Möglichkeiten. Um quantitative Angaben über die Abhängigkeit der Grenzempfindlichkeit und der Einstellzeit von den einzelnen physikalischen Parametern zu erhalten, müßte daher die Wärmebilanz für jeden Bolometertyp berechnet werden. Die nachstehende qualitative Diskussion erlaubt uns aber eine Auswahl unter den möglichen Anordnungen, so daß die Rechnungen selbst auf den Fall freitragender Folien im Hochvakuum beschränkt werden können.

Das wichtigste Erfordernis für die Tieftemperaturbolometer ist die einwandfreie Kühlung der Empfängerfolie auf die Betriebstemperatur. Aus diesem Grunde ist es naheliegend, den temperaturempfindlichen Widerstand mittels einer Lackschicht direkt auf den tiefgeköhlten Cu-Klotz wie bei den amerikanischen Supraleitungsbolometern aufzukitten<sup>8</sup>. Wird ein solches Bolometer im Hochvakuum betrieben, so ist praktisch die gesamte Wärmeabgabe  $V$  durch reine Wärmeleitung zur Unterlage hin gegeben. Der große  $V$ -Wert scheint zunächst bei Wechsellichtbetrieb eine kleine Zeitkonstante zu bedingen; doch zeigt eine genauere Betrachtung, daß die im Rhythmus der Modulationsfrequenz auftreffenden Wärmewellen wegen ihrer großen Eindringtiefe noch einen erheblichen Teil der Lackschicht miterwärmen und so eine Vergrößerung der Wärmekapazität der Empfängeranordnung hervorgerufen wird. Diese Erhöhung von  $C$  beträgt, wie man leicht nachrechnet, auch bei Folien von einigen  $\mu$  Dicke z.B. bei  $f=50$  Hz ein Mehrfaches der Wärmekapazität der Folie selbst. Theoretische Abschätzungen und orientierende Versuche ergeben, daß die Vergrößerung von  $C$  gegenüber den freitragenden Folien die Er-

höhung von  $V$  weit überkompensiert, so daß insgesamt bei aufgekitteten Empfängerfolien größere Zeitkonstanten resultieren. Diese wirken sich in einem schlechten Modulationsgrad und damit in einer geringeren Empfindlichkeit aus.

Die gleichen Überlegungen lassen sich auch auf den Fall übertragen, daß der Wärmefühler in einer Gasatmosphäre von niedrigem Druck angeordnet ist und die Wärmeableitung vornehmlich durch Konvektion im Gas erfolgt. Auch hier muß bei Wechsellichtbestrahlung ein Teil des umgebenden Gases miterwärmt werden. Doch bleibt die Zunahme der Wärmekapazität wegen der geringeren Masse erheblich kleiner, so daß unter geeigneten Bedingungen eine Abnahme von  $\tau$  gegenüber dem Fall freitragender Folien möglich ist. Bei sehr hohen Modulationsfrequenzen ( $f > D^2/\pi^3 d^2 \tau$ , vgl. Gl. (29), Abschn. 2b) geht der Einfluß der Unterlage oder der Gasatmosphäre auf die Wärmekapazität wegen der stark verringerten Eindringtiefe der Wärmewellen zurück. Da die Wärmeabgabe  $V$  z.B. bei einer Gasatmosphäre in Abhängigkeit vom Druck zunächst stärker ansteigt als die spezifische Wärme der miterwärmten Gasschicht, durchläuft die Zeitkonstante  $\tau$  nach Czerný, Kofink und Lippert<sup>9</sup> als Funktion des Druckes ein Minimum. Der Modulationsgrad  $M$  übersteigt daher in diesem Druckbereich den der im Vakuum betriebenen Empfänger. Wie man der Arbeit von Czerný und Mitarbb.<sup>9</sup> entnehmen kann, wird aber diese Verbesserung von  $M$  erst in einem solchen Frequenzbereich wirksam, in dem  $M$  selbst schon stark von  $1/2$  verschieden ist. Für eine möglichst hohe Empfindlichkeit ist eine Anordnung im Hochvakuum bei Benutzung von Modulationsfrequenzen  $f < 1/\tau$  (oder strenger  $\approx 1/2\pi\tau$ , vgl. Abschn. 2b) günstiger. Hinzu kommt für tiefe Temperaturen eine erhebliche Verminderung des experimentellen Aufwandes.

### a) Gleichlichtempfindlichkeit von Empfängern mit freitragender Folie

Bevor wir auf die Wärmeabgabe der als besonders geeignet erkannten freitragenden Folien im Hochvakuum eingehen, wollen wir die Leistungsaufnahme diskutieren. Nach Woltersdorf<sup>10</sup> gibt es für Schichten, deren Dicke  $d \ll$  Wellenlänge  $\lambda$  der Ultrarotstrahlung bleibt, für einen bestimmten  $d$ -

<sup>8</sup> Z. B. N. Fuson, J. Opt. Soc. Amer. **38**, 845 [1948].

<sup>9</sup> M. Czerný, W. Kofink u. W. Lippert, Ann. Phys., Lpz. (6) **8**, 65 [1950].

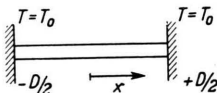
<sup>10</sup> W. Woltersdorf, Z. Phys. **91**, 230 [1934].



Wert ein Maximum der Absorption, das bei 50% liegt. Dünne Schichten lassen nahezu alle Strahlungsleistung durch, dickere reflektieren fast vollständig. Diese optimale Schichtdicke liegt bei so geringen Werten (etwa  $0,01 \mu$ ), daß die Wärmeabgabe  $V$  durch Wärmeleitung innerhalb der Folie selbst für die Erzielung hoher Empfindlichkeiten viel zu gering ist. Durch geeignete Schwärzungsverfahren gelingt es aber, die Absorption für jede Metallfolie fast 100-proz. zu machen, ohne daß die Rußschicht selbst zur elektrischen oder thermischen Leitung einen Beitrag liefert. Nur die Wärmekapazität ändert sich um einige Prozent.

Da die Wärmeabgabe der Folie durch Strahlung und Leitung erfolgt, wird man für möglichst hohe  $V$ -Werte dicke und großflächige Folien verwenden. Doch existiert hinsichtlich der Dicke eine obere Grenze, die durch die Eindringtiefe  $L$  der Wärmewellen der Frequenz  $f$  gegeben ist. Diese hängt ihrerseits von der Wärmekapazität der Folie, deren Wärmeleitvermögen und geometrischen Faktoren ab. Bleibt die Foliendicke  $d \ll L$ , ohne daß  $d$  mit der Ultrarotwellenlänge vergleichbar ist, so wird die Wärmeleitung eindimensional in Richtung zu den Folienenden hin erfolgen. Bei tiefen Temperaturen und relativ dicken Folien ist die Wärmeabstrahlung gegenüber der metallischen Wärmeleitung zu vernachlässigen, sofern die Empfängerfläche nicht außergewöhnlich groß wird.

Betrachten wir daher eine Folie der Länge  $D$ , die an ihren Endpunkten  $x = \pm D/2$  auf der konstanten Temperatur  $T_0$  gehalten wird, so ergibt sich infolge der Erwärmung der Folie durch den Meßstrom ein parabolischer Temperaturverlauf, dessen Maximum nach Kohlrausch an der Stelle  $x = 0$  den Wert

$$(6) \quad T - T_0 = \frac{U_0^2}{8 Z T_0}$$


erreicht, wobei  $T - T_0$  die maximale Temperaturdifferenz,  $U_0^*$  die Spannung zwischen den Folienenden und  $Z$  die Wiedemann-Franz-Lorenzsche Zahl bedeuten.

In diesem Zustand absorbiert die Folie je sec und  $\text{cm}^2$  der bestrahlten Fläche die Strahlungsenergie  $q = q_0$ . Diese Absorption der Ultrarotstrahlung geschieht in einer sehr dünnen Oberflächenschicht. Da aber  $d \ll L$  ist, wird sich in erster Näherung eine solche Temperaturverteilung einstellen, als ob die Wärmequellen über das gesamte Volu-

men gleichmäßig verteilt wären und die je sec und  $\text{cm}^3$  entwickelte Energie  $A = q_0/d$  ist. Es soll schon hier bemerkt werden, daß diese Vereinfachung auch im Wechsellichtfall noch zulässig ist, solange nur  $d \ll$  Eindringtiefe  $L$  der Wärmewellen der Frequenz  $f$  bleibt. Dann bildet sich die Temperaturverteilung nach dem gleichen Mechanismus wie im Gleichlichtfall aus.

Aus der Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{A}{\rho c} \quad (7)$$

( $\rho$  = spez. Gewicht,  $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit) folgt als Lösung für die stationäre Temperaturverteilung

$$\Theta_{\text{st}} = \frac{q_0}{2 \lambda d} \left( \frac{D^2}{4} - x^2 \right). \quad (8)$$

Setzt man für die Berechnung des zeitlichen Temperaturverlaufs vom Beginn der Bestrahlung an bis zur Erreichung der Endtemperatur

$$\Theta = \Theta_{\text{st}} + \vartheta, \quad (9)$$

so ergibt sich unter der Berücksichtigung der Randbedingung  $\Theta = 0$  für  $t = 0$

$$\Theta = \frac{q_0}{2 \lambda d} \left\{ \frac{D^2}{4} - x^2 + \frac{8 D^2}{\pi^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^3} \cdot \exp \left\{ -(2n+1)^2 t / \tau \right\} \cdot \cos \left[ (2n+1) \frac{\pi}{D} x \right] \right\} \quad (10)$$

mit

$$\tau = D^2 \rho c / \pi^2 \lambda. \quad (11)$$

In (10) haben die verschiedenen Glieder der Fourier-Reihe unterschiedliche Zeitkonstanten. Der Wert  $\tau$  stellt hierbei die *größte* Einstellzeit (für  $n=0$ ) dar.

Zur Bestimmung der Gleichlichtempfindlichkeit müssen wir die Temperaturänderung in eine mittlere Widerstandsänderung umrechnen. Infolge der Bestrahlung ändert sich  $R$  um

$$\Delta R = R_0^* \beta \frac{1}{D} \int_{-D/2}^{+D/2} \Theta dx \quad (12)$$

( $R_0^*$  = Widerstand einer Folie ohne Bestrahlung).

Für  $t \gg \tau$  wird  $\Delta R$  stationär:

$$\Delta R = R_0^* \beta (q_0 D^2 / 12 \lambda d). \quad (13)$$

Mit

$$\Delta u = U_0^* (\Delta R / R_0^*) \quad (14)$$

folgt aus (1 b), (6) und (13) als Gleichlichtempfindlichkeit einer Folie:

$$\Sigma_{\sim}^* = \frac{\Delta u}{q_0} = \frac{\beta D^2}{12 \lambda d} \sqrt{8 Z T_0 (T - T_0)} \quad [\text{Volt}/(\text{Watt}/\text{cm}^2)]; \quad (15a)$$

$$S_{\sim}^* = \frac{\Sigma_{\sim}^*}{F} = \frac{\beta D}{12 \lambda d b} \sqrt{8 Z T_0 (T - T_0)} \quad [\text{Volt}/\text{Watt}]. \quad (15b)$$

(b = Folienbreite).

b) Wechsellichtempfindlichkeit von Empfängern mit freitragender Folie

Die Bestrahlung mit moduliertem Licht erzeugt man am einfachsten mit Hilfe rotierender Loch- oder Sektorscheiben. Dabei ist z. B. nach Kofink<sup>11</sup> eine sin-förmige Erregung der Form

$$q = \frac{q_0}{2} (1 + \cos 2\pi f t) \quad (16)$$

erhältlich.  $q_0/2$  ist der Mittelwert der je sec und  $\text{cm}^2$  absorbierten Energie; er führt zu einer Temperaturerhöhung nach (8), sofern die zeitliche Periode  $1/f \gg \tau$  bleibt. Der frequenzabhängige Anteil der Temperaturänderung soll  $\Theta_{\sim}$  genannt werden. Setzt man als neue Variable

$$\xi \equiv x/L$$

mit der Eindringtiefe  $L = \sqrt{\lambda/\pi \rho c f}$  für die Wellen der Frequenz  $f$ , so lautet die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial \Theta_{\sim}}{\partial t} = \pi f \frac{\partial^2 \Theta_{\sim}}{\partial \xi^2} + \frac{q_0}{2 \rho c d} \cos 2\pi f t. \quad (17)$$

Beachtet man, daß die Wärmekapazität je  $\text{cm}^2$  der Folie  $C = \rho c d$  ist und

$$\Theta_{\sim} = (q_0/4\pi f C) \sin 2\pi f t \quad (18)$$

eine Partikularlösung von (17) darstellt, so läßt sich (17) mit Hilfe des Ansatzes

$$\Theta_{\sim} = \Phi(\xi) \cos 2\pi f t + \Psi(\xi) \sin 2\pi f t + (q_0/4\pi f C) \sin 2\pi f t \quad (19)$$

in zwei gewöhnliche Diff.-Gln. für  $\Phi(\xi)$  und  $\Psi(\xi)$  umformen. Als deren Lösung ergeben sich

$$\Psi(\xi) = a \mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi \cos \xi + b \mathfrak{S} \mathfrak{I} \xi \sin \xi, \quad (20a)$$

$$\Phi(\xi) = a \mathfrak{S} \mathfrak{I} \xi \sin \xi - b \mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi \cos \xi. \quad (20b)$$

Aus den Randbedingungen  $x = \pm D/2$ ,  $\xi = \pm D/2 L \equiv \xi_0$ ,  $\Theta = 0$  folgt

$$a = \frac{q_0}{4\pi f C} \frac{2 \mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0}{\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0}, \quad (21a)$$

$$b = -\frac{q_0}{4\pi f C} \frac{2 \mathfrak{S} \mathfrak{I} \xi_0 \sin \xi_0}{\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0}. \quad (21b)$$

<sup>11</sup> W. Kofink, Das Licht 14, 108 [1944].

Die durch die Bestrahlung hervorgerufene Widerstandsänderung setzt sich aus einem Gleichlichtanteil von dem konstanten Glied  $q_0/2$  in (16) und einem frequenzabhängigen Anteil zusammen. Für letzteren folgt nach (12)

$$\Delta R = R_0^* \left\{ 1 + \frac{\beta q_0}{4\pi f C} \sin 2\pi f t + \frac{2\beta}{D} \cos 2\pi f t \int_0^{D/2} \Phi(\xi) d\xi + \frac{2\beta}{D} \sin 2\pi f t \int_0^{D/2} \Psi(\xi) d\xi \right\}. \quad (22)$$

Durch partielle Integration, Einsetzen der Werte für  $a$  und  $b$  und kleine Umformungen erhält man

$$(\Delta_{\sim} R/R_0^*) = (\beta q_0/4\pi f C) B \sin(2\pi f t + \delta) \quad (23)$$

mit

$$B = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2\xi_0} \frac{\mathfrak{S} \mathfrak{I} 2\xi_0 + \sin 2\xi_0}{\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\xi_0} \frac{\mathfrak{S} \mathfrak{I} 2\xi_0 - \sin 2\xi_0}{\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0}\right)^2}, \quad (24)$$

$$\text{tg } \delta = \frac{\mathfrak{S} \mathfrak{I} 2\xi_0 - \sin 2\xi_0}{2\xi_0 (\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0) - (\mathfrak{S} \mathfrak{I} 2\xi_0 + \sin 2\xi_0)}. \quad (25)$$

Die Amplitude der Widerstandsänderung wird

$$(\Delta_{\sim} R)_{\text{Ampl.}} = R_0^* (\beta q_0/4\pi f C) B. \quad (26)$$

Also folgt für die Wechsellichtempfindlichkeit einer Folie schließlich in Analogie zu (15a)

$$\Sigma_{\sim}^* = \frac{(\Delta u)_{\text{Ampl.}}}{q_0} = \frac{\beta}{4\pi f C} \sqrt{8 Z T_0 (T - T_0)} \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2\xi_0} \frac{\mathfrak{S} \mathfrak{I} 2\xi_0 + \sin 2\xi_0}{\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\xi_0} \frac{\mathfrak{S} \mathfrak{I} 2\xi_0 - \sin 2\xi_0}{\mathfrak{C} \mathfrak{O} \xi_0 \cos \xi_0 + \cos 2\xi_0}\right)^2}, \quad (27)$$

wobei die „spezif. Empfindlichkeit  $S_{\sim}^*$ “ nach (1b) durch  $\Sigma_{\sim}^*/F$  gegeben ist.

Für die praktische Bestimmung der Wechsellichtempfindlichkeiten  $\Sigma_{\sim}^*$  ist die Beziehung (27) für verschiedene Modulationsfrequenzen  $f$  in der Abb. 1 graphisch dargestellt worden. Da  $\xi_0$  von  $f$  abhängt, tritt die Modulationsfrequenz in den verschiedenen Abszissenmaßstäben und als Kurvenparameter auf. Dadurch wird die Auswertung etwas erschwert. Bezüglich der Frequenzabhängigkeit kann man dem Diagramm entnehmen, daß kleine Frequenzen offenbar große Empfindlichkeiten bedingen. Außerdem scheinen möglichst lange Folien bei der Bolometerkonstruktion günstig zu sein. Hierbei müssen wir aber beachten, daß nach unseren Ausführungen in der Einleitung nicht  $\Sigma_{\sim}^*$ , sondern die auf  $1 \text{ cm}^2$  Empfängerfläche bezogene „spezif. Empfindlichkeit  $S_{\sim}^*$ “ für die Be-

urteilung der Empfindlichkeit eines Bolometers maßgebend ist. Diese wird aber wegen (1 b) in den Kurvenbereichen, in denen  $\Sigma_{\sim}^*$  konstant ist, mit wachsender Folienlänge hyperbolisch gegen 0 gehen.

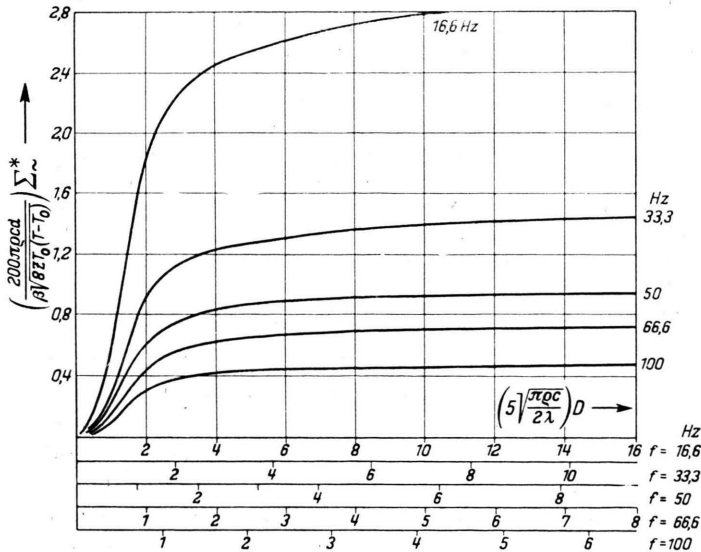


Abb. 1. Abhängigkeit der Wechsellichtempfindlichkeit eines Widerstandsbolometers von der Folienlänge und anderen physikalischen Konstanten mit der Modulationsfrequenz als Parameter.

Zur weiteren Diskussion ist es zweckmäßig, den Modulationsgrad  $M$  durch

$$M = \Sigma_{\sim}^* / \Sigma_{=}^* = S_{\sim}^* / S_{=}^* \quad (28)$$

einzuführen. Da bei der Wechsellichtmessung die halbe Gleichlichtintensität verloren geht, erreicht  $M$  für  $f \rightarrow 0$  den Wert  $1/2$ . Aus (11), (15a) und (27) folgt mit

$$\xi_0 = (D/2L) = (\pi/2) \sqrt{\pi f \tau} \quad (29)$$

$$M = \frac{3}{4 \xi_0^2} \quad (30)$$

$$\cdot \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2 \xi_0} \frac{\sin 2 \xi_0 + \sin 2 \xi_0}{\cos 2 \xi_0 + \cos 2 \xi_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{2 \xi_0} \frac{\sin 2 \xi_0 - \sin 2 \xi_0}{\cos 2 \xi_0 + \cos 2 \xi_0}\right)^2}.$$

Für sehr hohe und sehr niedrige Frequenzen erhält man als Grenzfälle

$$\lim_{2 \pi f \tau \ll 1} M = 1/2 \quad (31a); \quad \lim_{2 \pi f \tau \gg 1} M = \frac{3}{\pi^3 f \tau} \quad (31b)$$

Der Modulationsgrad fällt also von  $1/2$  anfangend mit wachsender Frequenz und wachsender Zeitkonstanten, d. h. nach (11) mit zunehmendem  $D$ , gegen 0 ab. In der Abb. 1 nehmen die  $\Sigma_{\sim}^*$ -Werte zunächst mit  $D$  zu, da  $\Sigma_{=}^*$  stärker wächst, als  $M$  abfällt. Bei großen  $D$ -Werten kompensieren sich die Abnahme von  $M$  und die Zunahme von  $\Sigma_{\sim}^*$

gegeneinander weg. Bei der für die Beurteilung eines Bolometers wichtigen „spezif. Empfindlichkeit“  $S_{\sim}^*$  liegen die Verhältnisse etwas anders. Nach (28) gilt für  $S_{\sim}^*$  in den Grenzfällen (31a) und (31b) unter Berücksichtigung von (11) und (15b) mit

$$A = (\beta/12 \lambda d b) \sqrt{8 Z T_0 (T - T_0)}$$

$$S_{\sim}^* = \frac{1}{2} A D, \quad \text{wenn } 2 \pi f \tau \ll 1 \text{ bzw. } (32a)$$

$$S_{\sim}^* = \frac{3}{\pi^3 f \tau} A D = \frac{3 \lambda}{\pi q c f} \cdot \frac{A}{D}, \quad \text{wenn } 2 \pi f \tau \gg 1. \quad (32b)$$

Zwischen der linearen Zunahme mit  $D$  gemäß (32a) und der hyperbelartigen Abnahme nach (32b) gibt es ein Maximum für  $S_{\sim}^*$ , dessen  $D$ -Wert als optimale Folienlänge gelten kann. Ohne die komplizierte Beziehung (27) zu differenzieren, kann man sich leicht überzeugen, daß das Maximum von  $S_{\sim}^*$  etwa bei dem Schnittpunkt der Kurven (32a) und (32b) liegt. Für diesen gilt

$$1/2 = 3/\pi^3 f \tau \text{ oder } 2 \pi f \tau = 12/\pi^2 \approx 1. \quad (33)$$

Mit der Abschätzung (33) wird die optimale Folienlänge für die Modulationsfrequenz  $f$

$$D_{\text{opt.}} = \sqrt{\pi \lambda / 2 q c f}. \quad (34)$$

Die Ergebnisse der vorliegenden Theorie lassen sich im Gleichlichtfall auf die in der Einleitung benutzte Formel von Bauer<sup>1</sup> zurückführen, wenn man nur beachtet, daß hier unter  $T - T_0$  die maximale Übertemperatur, bei Bauer hingegen eine mittlere Temperatur verstanden werden soll. Im Falle einer modulierten Lichteinstrahlung stimmen die Beziehungen in den Grenzfällen (31) nahezu überein, doch weichen sie im Zwischengebiet etwas voneinander ab.

### 3. Hilfsmittel und Meßverfahren

Für die Abkühlung des Empfängers wurde der von Justi<sup>12</sup> angegebene zweistufige Flüssigluftthermostat im Temperaturbereich zwischen  $50^\circ$  und  $90^\circ$  K benutzt. Als Strahlungsquelle diente eine normale Kino-Projektionslampe (Osram 56.6380 A) in einem gut belüfteten geschwärzten Blechgehäuse mit 60 mm  $\varnothing$  Austrittsöffnung. Die Eichung\* ergab bei 0,850 A im Abstand von 2500 mm senkrecht zur Leuchtkörperebene eine

<sup>12</sup> E. Justi, Z. Naturforschg. **7a**, 692 [1952].

\* Die Eichung der Strahlungsquelle wurde freundlicherweise von Herrn Dr. G. Bauer, PTB Braunschweig, vorgenommen, wofür wir an dieser Stelle nochmals danken möchten.



Bestrahlungsstärke von  $(1,47 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Zwischen Lampe und Empfänger befanden sich auswechselbare Sektorenscheiben zur Modulation des Lichtstrahles. Da die endliche Umlaufgeschwindigkeit der Scheiben und das endliche Öffnungsverhältnis die Bolometerempfindlichkeit beeinflussen können, werden diese Effekte theoretisch abgeschätzt. Es ergibt sich, daß die Zusatzterme vernachlässigbar klein sind, wenn die Lineargeschwindigkeit der Sektorscheiben groß gegen die Phasengeschwindigkeit der Wärme wellen der Frequenz  $f$  bleibt und die Folienlänge als klein gegen die Lochscheibenabmessungen anzusehen ist. Beide Voraussetzungen waren bei den eigenen Versuchen gut erfüllt.

Die vom Bolometer abgegebenen Spannungen wurden im Gleichlichtfall mit einem hochempfindlichen Galvanometer und bei modulierter Bestrahlung mit einer Wechselstromanordnung nach dem Blockschaltbild der Abb. 2 gemessen. Hierbei war eine Anpassung

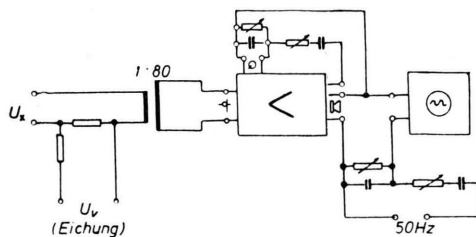


Abb. 2.

Blockschaltbild für Wechsellichtuntersuchungen.

des Innenwiderstandes der Brückenordnung (etwa 10  $\Omega$ ) an den Eingangswiderstand des Verstärkers (etwa 1 M $\Omega$ ) erforderlich. Diese Widerstandstransformation bereitet im Frequenzbereich von 15–100 Hz einige Schwierigkeiten. Der schließlich benutzte, gut abgeschirmte Eingangstransformator mit einem Übersetzungsverhältnis 1:80 genügte diesen Anforderungen nicht ganz, so daß als Störpegel stets das Eigenrauschen des Verstärkers und nicht das Widerstandsrauschen des Bolometers beobachtet wurde. In dem handelsüblichen NF-Verstärker (Philips) waren die Kopplungskondensatoren zwischen den ersten Verstärkerstufen auf 0,1  $\mu$ F erhöht worden, um auch bei tiefen Frequenzen bis 16,6 Hz noch ausreichende Verstärkung zu erzielen. Die durch die Röhrenheizung hervorgerufene 50 Hz-Brummspannung wurde mit einer Hilfsspannung über eine Wien-Brücke zwischen Verstärker und Oszillograph nach Phase und Amplitude kompensiert. Die verbliebenen Störspannungen betrugen bei dieser Schaltung einige  $10^{-7}$  Volt.

Dieses Meßverfahren wurde noch verbessert, indem wir über eine Wien-Brücke einen Teil der Ausgangsspannung auf den Tonabnehmereingang des Verstärkers zurückkoppelten. Da jeweils nur eine Frequenz phasenrichtig war, konnte der Verstärker wie ein RC-

Generator bis zum Schwingungseinsatz erregt werden. Bereits kurz vor dem Einsetzen der Selbsterregung trat für die in Phasenlage befindliche Frequenz eine starke Rückkoppelung auf, so daß diese gegenüber allen anderen Frequenzen erheblich verstärkt wurde. Mit dieser Anordnung wurden bei 66 Hz Bandbreiten von  $\pm 3$  Hz und Störspannungen bis zu  $3 \dots 5 \cdot 10^{-9}$  Volt erzielt. Der Verstärkungsgrad wurde vor jeder Messung durch erneute Eichung festgelegt.

Die Eichspannung hatte die gleiche Frequenz wie die Signalspannung und wurde von einer synchron gesteuerten Photozelle mittels Hilfsverstärker, Siebwiderstand, Resonanzschwingkreis und Spannungsteiler wie im Blockschaltbild 2 angedeutet in den Bolometerkreis gegeben. Bei Modulationsfrequenzen über 27 Hz war eine genauere Eichung mit Hilfe eines RC-Generators möglich.

#### 4. Meßergebnisse

Aus der im Abschn. 2 dargelegten Theorie folgt, daß die Empfindlichkeit des Bolometers um so größer wird, je höher der  $\beta$ -Wert ist. Da Verunreinigungen und innere Spannungen in einem Metall den Restwiderstand heraufsetzen, ist die Forderung nach großen  $\beta$  gleichbedeutend mit der Forderung nach der Verwendung reiner spannungsfreier Materialien.

In den vorliegenden Untersuchungen haben wir Ni- und Pd-Folien verwandt. Das Ni stand in reiner Form als Blech von 0,15 mm Dicke zur Verfügung, sein Restwiderstand betrug 2,8%. Nach dem Auswalzen bis auf 2  $\mu$  Foliendicke lag sein Restwiderstand bei 8% \*\*. Bei noch geringeren Schichtdicken würde bereits durch Weglängeneffekte der Elektronen eine zusätzliche Herabsetzung von  $\beta$  auftreten. Der Restwiderstand des Pd betrug vor dem Walzen einige 0/100 und nach dem Walzen auf 2  $\mu$  2,3%.

Der Widerstands-Temperatur-Koeffizient wurde aus Leitfähigkeits-Temperatur-Messungen bis zu 60° K bestimmt, die Wärmeleitfähigkeit konnte aus Messungen des Verhältnisses  $\lambda/\sigma$  nach Kohlrausch<sup>13</sup>, Dießelhorst<sup>14</sup> bei verschiedenen Temperaturen ermittelt werden. Die spezifischen Wärmen haben wir aus den bekannten  $\Theta_D$ -Werten berechnet. Die so bestimmten physikalischen Konstanten sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

Metall	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$d$ [ $\mu$ ]	$\frac{c}{T}$ [Watt·s/g·Grad]		$\frac{\lambda}{T}$ [Watt/cm·Grad]		$\beta$ [1/Grad]	
			$T=90^\circ$	$T=60^\circ$	$T=90^\circ$	$T=60^\circ$	$T=90^\circ$	$T=60^\circ$
Ni	8,8	2	0,21	0,11	0,84	0,86	0,012	0,017
Pd	11,5	2	0,15	0,10	0,75	0,79	0,017	0,028

Tab. 1.

\*\* Für das Walzen und Schneiden der Folienstreifen danken wir der Firma C. E. Johansson AB, Eskilstuna (Schweden), insbesondere Herrn Civ. Ing. Abrahamson.

<sup>13</sup> F. Kohlrausch, Ann. Phys., Lpz. (4) 1, 132 [1900].

<sup>14</sup> H. Dießelhorst, Z. Instr. Kde. 22, 115 [1902]; 23, 115 [1903].

Orientierende Versuche mit diesen Folien, die direkt mit Araldit auf Cu oder noch über Glaszwischen-schichten aufgekittet waren, zeigten geringe Gleich- und Wechsellichtempfindlichkeiten infolge der großen Wärmeableitung und der durch die Unterlage erhöhten Wärmekapazität (vgl. Abschn. 2). Aus diesem Grunde sind wir gleich zu Untersuchungen an freitragenden Folien übergegangen.

Sollen die Bolometer stets unter optimalen Bedingungen betrieben werden, müßten wir nach (34) für jede Temperatur und jede Frequenz andere Folienlängen  $D$  verwenden. In dem Bestreben, möglichst günstige Verhältnisse für die Grenzemp-

findlichkeit zu schaffen, kann man doch einen bestimmten Empfänger nur für ein festes Wertepaar  $T, f$  einstellen. Man wird daher solche  $D$ -Werte auswählen, die für verschiedene  $T$  und  $f$  eine Kompromißlösung darstellen. Setzt man die in Tab. 1 angegebenen Konstanten bei  $90^\circ\text{K}$  und  $f=33\text{ Hz}$  in (34) ein, ergeben sich Werte von ca. 2 mm. Da das Maximum von  $S_{\sim}^*$  in Abhängigkeit von  $D$  sehr flach ist, werden auch Werte bis zu 6 mm noch den Optimalforderungen genügen.

In Tab. 2 sind die Konstruktionsdaten von fünf Elementen mit einem Ausschnitt aus den erzielten Meßergebnissen zusammengestellt worden<sup>15</sup>. Außer der Frequenz und der Betriebstemperatur

	$f$ [sec <sup>-1</sup> ]	$T$ [°K]	$I$ [mA]	$\Delta u/\Delta U$	$S_{\sim}^{\text{eff.}}$ [m Volt/(Watt/cm <sup>2</sup> )]	$S_{\sim}$ [m Volt/Watt]	$(Q_{\text{min}})_{\text{eff.}}$ [Watt/cm <sup>2</sup> ]	$(Q_{\text{min}})_{\text{eff.}}$ [Watt]
Element 1 (Ni, $d = 2\mu$ , $D = 4\text{ mm}$ , $b = 2\text{ mm}$ , $4 \times 16$ Streifen, $R_1$ u. $R_4$ bestrahlt, $F = 6\text{ mm}^2$ )	0	294 108 90 45 60	20 21 56 15 45 27 68	2,2  1,7	0,53 1,15 3,69 1,07 3,23 1,46 4,75	283 613 1967 570 1720 780 2540		
	75	108	20 60	1,07	0,0418 0,0820	22,4 42,7	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$
Element 2 (Pd, $d = 2\mu$ , $D = 6\text{ mm}$ , $b = 1\text{ mm}$ , $2 \times 28$ Streifen, $R_1$ bestrahlt, $F = 13,4\text{ mm}^2$ )	0	90 60	200 400 200 500	3,3  3,15	7,71 17,0 7,75 27,6	161 356 162 575		
	50	60	200 400	2,12	0,106 0,148	2,21 3,20	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$
	75	90	200 300 200 400	2,10  2,10	0,0764 0,0955 0,070 0,099	1,60 1,99 1,46 2,06	$7,2 \cdot 10^{-6}$ $9,1 \cdot 10^{-6}$	$9,6 \cdot 10^{-6}$ $12,2 \cdot 10^{-6}$
Element 3 (Ni, $d = 2\mu$ , $D = 4\text{ mm}$ , $b = 60\mu$ , $2 \times 76$ Streifen, $R_1$ bestrahlt, $F = 15\text{ mm}^2$ )	0	83,5 56	20 60 20 60	9,2  8,2	0,238 0,734 0,229 0,799	121 372 116 404		
	75	83,5 56	20 60 20 60	2,53  2,53	0,0151 0,0278 0,0232 0,0383	7,66 14,05 11,7 19,4	$1,09 \cdot 10^{-5}$ $7,24 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$ $1,1 \cdot 10^{-6}$
Element 4 (Ni, $d = 2\mu$ , $D = 6\text{ mm}$ , $b = 0,1\text{ mm}$ , $2 \times 28$ Streifen, $R_1$ bestrahlt, $F = 16,8\text{ mm}^2$ )	0	90 56	18 72 21 78	9,6  7,2	0,690 2,86 0,853 4,07	115 477 142 679		
	66,6	90 56	21 52 21 65	2,46  2,46	0,0230 0,0484 0,0278 0,0732	3,83 8,07 4,65 12,2	$4,9 \cdot 10^{-6}$ $1,0 \cdot 10^{-6}$	$8,2 \cdot 10^{-7}$ $1,7 \cdot 10^{-7}$
(dto., nur Mitte bestrahlt, $F = 4,2\text{ mm}^2$ )	0	90 56	19 72 21 60	9,6  7,2	0,230 0,890 0,315 1,021	154 593 210 681		
	66,6	90 56	20 60 20 62	2,46  2,46	0,0073 0,0176 0,0097 0,0296	4,86 11,7 6,45 19,77		
Element 5 (Ni, $d = 2\mu$ , $D = 6\text{ mm}$ , $b = 0,1\text{ mm}$ , $4 \times 24$ Streifen, $R_1$ bestrahlt, $F = 14,4\text{ mm}^2$ )	0	90	10 93	4,1	0,621 6,70	104 1119		
	16,6	90	10 95	2,56	0,0134 0,136	2,24 22,7	$2,36 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-7}$
	33,3	90	10 100	2,28	0,0106 0,105	1,76 17,4	$2,84 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^{-7}$
	66,6	90	10 100	2,19	0,0064 0,0784	1,06 13,1	$3,22 \cdot 10^{-6}$	$4,8 \cdot 10^{-7}$

Tab. 2. Bolometer.

<sup>15</sup> Ausführlichere Zahlenangaben in der Dissertation von K. Bischoff, Braunschweig 1953.

werden für verschiedene Brückenstromwerte die je Folie in der Brücke gemessene Empfindlichkeit  $\Sigma'_{\text{eff}}$  in Volt/(Watt/cm<sup>2</sup>), die Empfindlichkeit  $S_{\text{eff}}$  in Volt/Watt, die Grenzemphindlichkeiten  $(q_{\text{min}})_{\text{eff}}$  und  $(Q_{\text{min}})_{\text{eff}}$  und schließlich der Umrechnungsfaktor  $\Delta u/\Delta U$  angegeben, der eine Umrechnung der in der Brücke gemessenen Spannungsänderung  $\Delta U$  in die in der Theorie benutzte Spannungsänderung  $\Delta u$  an den bestrahlten Widerständen gestattet. Die Strahlungsleistungen lagen in der Größenordnung von  $10^{-4}$  bis  $10^{-6}$  Watt/cm<sup>2</sup>.

Konstruktiv sind die Elemente 1–4 gleich gestaltet. Auf rechteckig gebogene Rahmen aus isoliertem Cu-Draht von 0,3 bis 2 mm Durchmesser wurden je zwei Folien spiralförmig aufgewickelt und an den Berührungspunkten mit den Rahmen mit Lack gut fixiert. Diese Cu-Rahmen sind dann mit ihren Schmalseiten auf einen U-förmig ausgearbeiteten Cu-Träger aufgelötet worden, der seinerseits in thermischem Kontakt mit dem Kryostaten stand. Nach der Montage wurden die Folien mit einer rußenden Paraffinölflamme geschwärzt. Bei dem Element 1 haben wir zwei derartige

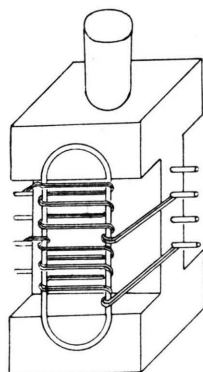


Abb. 3. Cu-Rahmen mit freitragenden Folien.

Rahmen verwandt, die jeweils zwei in der Brücke diagonal gegenüberliegende Widerstände trugen. Zwei Widerstände wurden der Bestrahlung ausgesetzt, während die andern beiden als Kompensationswiderstände auf der Rückseite des Cu-Trägers dienten. Der Brückenabgleich erfolgte durch einen zusätzlichen Nebenwiderstand. Bei den Elementen 2–4 wurde nur ein Teilwiderstand bestrahlt, ein zweiter Teilwiderstand war Kompensationswiderstand; die beiden restlichen Brückenwiderstände bestanden aus eng gewickeltem Manganindraht. Abb. 3 zeigt die Ausführung der Elemente 1–4 mit den aus Ni- bzw. Pd-Folie gefertigten Teilwiderständen. Die dicken Cu-Rahmen wirkten sich nachteilig auf die Empfindlichkeit aus, da die anliegenden Folienteile sich auf konstanter Temperatur befinden und sich daher bei der Bestrahlung wie temperaturunabhängige „Restwiderstände“ verhalten und so  $\beta$  herabmindern. Auch zeigte es sich, daß beim Festlegen der Folienstreifen auf dem Rahmen kleine Lacktröpfchen noch ein Stück auf den freitragenden Teil der Folie liefen. Dadurch änderten sich die Wärmeableitung und die wirksame Folienlänge  $D$ . Aus diesen Gründen ist die Empfängeranordnung beim Element 5 umgestaltet worden.

Bemerkenswert ist bei dem Element 4 die Empfindlichkeitssteigerung, wenn nicht die gesamte Folienlänge, sondern nur ein schmales Mittelstück bestrahlt wird (Tab. 2). Hierbei entsteht eine mehr

dreieckförmige Temperaturverteilung in der Folie, die nach einer einfachen Abschätzung  $S$  um den Faktor  $3/2$  vergrößern sollte.

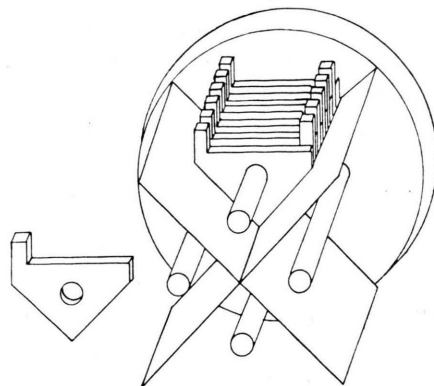


Abb. 4. Aufbau des Elementes 5.

Beim Element 5 wurden vier Cu-Stifte von 30 mm Länge und 4 mm Durchmesser gemäß Abb. 4 mit einer Cu-Scheibe hart verlötet und mit Araldit XV isoliert. Auf diese Bolzen sind je fünfzig nur 0,5 mm starke isolierte Cu-Plättchen in der abgebildeten Form übergeschoben worden, so daß die Folien an den vorstehenden Ecken zickzackförmig angelötet werden konnten. Die Plättchen wurden von den Enden der Bolzen her mit Schrauben zusammengepreßt. Ein Kreuz aus Cu-Blech verbesserte zwischen den Bolzen den Wärmekontakt zum Thermostaten hin. Bei dieser Anordnung traten keine temperaturkonstanten Zusatzwiderstände mehr auf, auch wurde die Verminderung der effektiven Folienlänge durch Lacktröpfchen vermieden.

## 5. Diskussion der Meßergebnisse und Vergleich mit der Theorie

Bei einer vergleichenden Betrachtung der Meßresultate müssen wir die in Tab. 2 angegebenen Werte zunächst von den Einflüssen der Brückenschaltung und der verschiedenen Folienquerschnitte befreien. Die Umrechnung der  $\Sigma'$ -Werte auf die für die einzelne Folie geltenden  $\Sigma^*$ -Werte und die Ermittlung der Spannungen  $U_0^*$  erfolgt bei Gleich- und Wechselstrombetrieb in der üblichen Weise. In der Abb. 5 sind die gemessenen und berechneten Gleichlichtempfindlichkeiten als Funktion der Meßspannung  $U_0^*$  für die Elemente 4 und 5 als Beispiel aufgetragen<sup>15</sup>. Im Mittel erreichen alle Meßwerte etwa 55–77% der berechneten Empfindlichkeiten. Beachtet man, daß am Eintrittsfenster des Thermostaten ca. 30% Strahlungsverlust gemessen wurden, so ist die Übereinstimmung befriedigend. Die Abweichungen von der Linearität beim Element 4 resultierten aus der



Temperaturerhöhung durch den Meßstrom. Da diese Temperatursteigerung eine hier unberücksichtigte, zusätzliche Widerstandszunahme hervorruft, wird die an der Folie liegende Meßspannung gegenüber einer Folie ohne diesen Wärmeeffekt zu groß erscheinen. Die Meßkurven müssen also zur  $\Sigma^*$ -Achse konvex verlaufen.

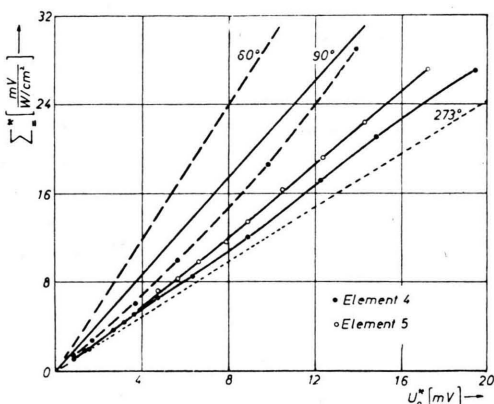


Abb. 5. Berechnete und gemessene Gleichlichtempfindlichkeit der Elemente 4 und 5.

Beim Vergleich der Ergebnisse mit den theoretischen Formeln im Wechsellichtfall müssen wir die theoretischen Werte noch durch  $\sqrt{2}$  dividieren, um sie auch auf die Effektivwerte zu beziehen. In Abb. 6 sind die Wechsellichtempfindlichkeiten  $\Sigma_{\sim}$  mit den theoretisch berechneten in Abhängigkeit von  $U_0^*$  aufgetragen. Hier sind die Abweichungen bei Berücksichtigung der Strahlenabsorption am Eintrittsfenster noch beträchtlich. Als Hauptursache darf wohl eine Diskrepanz zwischen der berechneten und tatsächlich auftretenden Zeitkonstanten angenommen werden. Berechnet man  $\tau$  nach (11) für verschiedene Temperaturen, so ergibt sich z. B. bei  $D=4$  mm beim Ni  $\tau=0,037$  sec für  $90^\circ$  K und  $\tau=0,018$  sec für  $60^\circ$  K. Aus dieser starken Temperaturabhängigkeit läßt sich im Zusammenhang mit der mittleren Erwärmung der Folien von über  $20^\circ$  durch den Meßstrom eine Abnahme der Wechsellichtempfindlichkeit um den Faktor 2 abschätzen. Diese Abweichung tritt bei den Gleichlichtmessungen nicht auf, da hier die Zeitkonstante  $\tau$  keine Bedeutung hat.

Wenden wir uns nun der Größe der erzielten Grenzempfindlichkeit zu. Durch eine weitere Vervollkommen der elektrischen Meßanordnung ist erreichbar, daß die Störspannungen des Bolometers selbst die wirksame Rauschquelle bilden,

was wohl mit einer Empfindlichkeitssteigerung um den Faktor 10 gleichbedeutend ist. Beachten wir noch, daß beim Element 5 durch Abkühlung auf  $60^\circ$  K eine Steigerung der Grenzempfindlichkeit um den Faktor 4 (vgl. Element 4, Tab. 2) möglich ist, so liegt die erzielbare Grenzempfindlichkeit bei  $(Q_{\min})_{\text{eff}} = 1/4 \cdot 1/10 \cdot 5 \cdot 10^{-7} = 1,2 \cdot 10^{-8}$  Watt.

Die Beurteilung der Güte eines Bolometers allein aus seiner Grenzempfindlichkeit führt zu falschen Schlüssen, da die Zeitkonstante eine nicht zu unterschätzende Bedeutung hat. Dadurch ist ein Vergleich verschiedener Strahlungsempfänger untereinander außerordentlich erschwert, will man nicht bei dem einen oder anderen Empfängertyp durch eine nicht willkürfreie Definition der Leistungsfähigkeit eine Benachteiligung erwirken. Die beste Möglichkeit einer vergleichenden Diskussion bieten die von Jones<sup>2</sup> eingeführten Meritfaktoren, bei denen gewisse Normalbedingungen festgelegt werden, auf die die Meßergebnisse zu beziehen sind. Leider ist eine genaue Bestimmung des Meritfaktors  $F_M$  für die vorliegenden Bolometer nicht möglich, da mit der verwandten Verstärkeranordnung die Einhaltung der erforderlichen „reference conditions of measurement“ nicht möglich

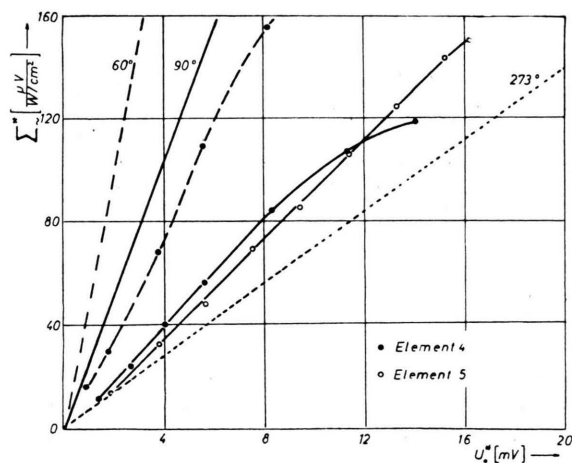


Abb. 6. Berechnete und gemessene Wechsellichtempfindlichkeit der Elemente 4 und 5.  $f = 66,6$  Hz.

war. Trotzdem wollen wir eine näherungsweise Bestimmung von  $F_M$  vornehmen. Definitionsgemäß soll ein Empfänger mit der Zeitkonstanten  $\tau' = 1$  sec und einer Empfängerfläche von  $1 \text{ mm}^2$   $F_M = 1$  haben, wenn  $Q_{\min}$  gleich dem Rauschpegel wird. Setzen wir die Zeitkonstante  $\tau'$  gleich der aus den Messungen indirekt erschließbaren Einstellzeit  $\tau$

des Bolometers und nehmen wir als einzigen Rauschpegel bei tiefen Temperaturen das Nyquist-Rauschen an — eine Annahme, die bei den vorliegenden  $f$ -Werten nicht mehr ganz erfüllt ist —, so erhält man die in Tab. 3 angegebenen  $F_M$ -Werte.

Element	$F$ [mm <sup>2</sup> ]	$R'$ [ $\Omega$ ]	$T$ [°K]	$\tau$ [sec]	$S$ [Volt/Watt]	$F_M$
1	6	7	70	0,04	2,54	1,14
2	134	5	60	0,11	0,575	0,94
3	15	26,5	60	0,04	0,404	0,16
4	17	22	60	0,08	0,679	0,22
5	14,4	9	90	0,17	1,119	0,29

Tab. 3. ( $R'$  = Widerstand in der Galvanometerdiagonalen der Brücke.)

Die geringeren  $F_M$ -Werte der Elemente 2–5 sind auf eine unzuweckmäßige Dimensionierung der Brücke zurückzuführen. Wie sich aus den  $\Sigma^*$ -Werten ergibt, werden bei gleich guter Brückendimensionierung wie beim Element 1 ebenfalls  $F_M$ -Werte der Größenordnung 1 erzielt. Ein Vergleich

mit der von Jones<sup>2</sup> angegebenen Tabelle verschiedenster Strahlungsempfänger zeigt, daß die vorstehend beschriebenen Bolometer nur noch von den Supraleitungsbolometern übertroffen werden, deren  $F_M$ -Werte zwischen 1 und 10 liegen. Dabei sollte man aber beachten, daß der experimentelle Aufwand bei den eigenen Empfängern wesentlich unter dem für Supraleitungsbolometer liegt und gegenüber den gemessenen Größen noch Verbesserungen möglich sind.

Abschließend dürfen wir also feststellen, daß die untersuchten Metall-Widerstandsbolometer thermische Empfänger darstellen, deren Leistungsfähigkeit bei kleinerem experimentellem Aufwand durchaus mit den besten Strahlungsmeßgeräten vergleichbar ist. Die theoretische Erkenntnis einer optimalen Dimensionierung freitragender Folien hat an der Konstruktion dieser Bolometer wesentlichen Anteil.

## Die Viskositätszahl bei linearen und verzweigten Hochpolymeren

Von A. PETERLIN

Aus dem Institut „Jožef Stefan“, Ljubljana, Jugoslavien

(Z. Naturforschg. **10a**, 412–419 [1955]; eingegangen am 17. Februar 1955)

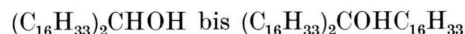
Führt man in die Florysche Viskositätsformel den Trägheitsradius  $\rho$  des Moleküls ein, so ergibt sich für unverzweigte Ketten eine Viskositätsfunktion, die mit steigendem Molekulargewicht einen immer kleiner werdenden Exponenten in dem Houwinksen Potenzgesetz liefert in guter Übereinstimmung mit Messungen an Paraffinen. Bei regelmäßig verzweigten Ketten, z. B. linearen Makromolekülen mit Seitenketten, dagegen wird der Exponent immer größer, wie das auch die Experimente an Polymethylmethacrylaten, Polystyrol und Polyisobutylen verlangen. Der Übergang zum Grenzwert mit konstantem Exponenten erfolgt desto früher, je kleiner die Seitenketten sind.

Die Florysche Viskositätsformel<sup>1</sup>

$$[\eta] = \Phi \cdot d^3/M \quad (1)$$

mit  $\Phi = 2,1 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ,  $d$  = Durchmesser des Molekülknäuels, scheint die Meßwerte im Bereiche hoher Molekulargewichte befriedigend wiederzugeben<sup>2</sup>. Cantow und Schulz<sup>3</sup> finden bei Polymethylmethacrylaten (PMMA) in Aceton eine gute Übereinstimmung zwischen dem aus der Viskositätszahl und aus der Dissymmetrie der Lichtstreuung ermittelten Durchmesser mit einem et-

was kleineren  $\Phi$ -Wert ( $1,68 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ), allerdings nur bei den hohen Molekulargewichten ( $M > 5 \cdot 10^5$ ,  $d > 600 \text{ Å}$ ). Andererseits haben Brini und Benoit<sup>4</sup> zeigen können, daß man auch bei verzweigten Molekülen von ziemlich niedriger Kettengliederzahl — sie haben tertiäre Alkohole von



untersucht — eine befriedigende Wiedergabe der Viskositätszahlen erhält, wenn man in der Floryschen Gl. (1) den Moleküldurchmesser durch den

<sup>1</sup> T. G. Fox u. P. J. Flory, J. Phys. Coll. Chem. **53**, 197 [1949]. Dabei wird  $[\eta]$  in cm<sup>3</sup>/g,  $d$  in cm,  $M$  in g/mol gemessen.

<sup>2</sup> P. J. Flory u. T. G. Fox, J. Polymer Sci. **5**, 745 [1950]; J. Amer. Chem. Soc. **73**, 1904 [1951]. — W. R. Krigbaum, P. J. Flory, J. Amer. Chem. Soc. **75**,

1775 [1953]. — S. Newman u. P. J. Flory, J. Polymer Sci. **10**, 121 [1953].

<sup>3</sup> H. J. Cantow u. G. V. Schulz, Z. phys. Chem. **2**, 117 [1954].

<sup>4</sup> M. Brini u. H. Benoit, Vortrag auf dem Int. Makromol.-Kongreß, Turin 1954.