

und auf Cu(001) Cu<sub>2</sub>O(111) liegt, also wieder eine dichtest besetzte Ebene. Die Abweichung von dieser Regel, der Verkantungswinkel, ist ebenfalls in Abb. 5 eingetragen.

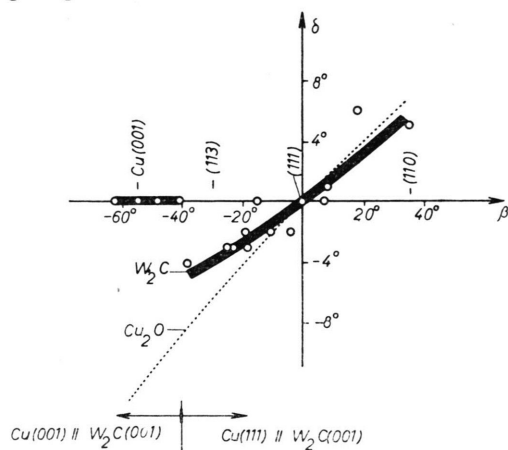


Abb. 5. Verkantungswinkel  $\delta$  in den Deckschichten bei orientiertem Aufwuchs von W<sub>2</sub>C (Mo<sub>2</sub>C) und Cu<sub>2</sub>O auf Kupfer.

Vergleicht man die Abstände der dichtest besetzten Ketten beider Partner in der Verwachsungsebene, so zeigt sich für die Kupferpole (001) und (113) eine Übereinstimmung bis auf einen Fehlpaß von 2 bzw. 1%. In Tab. 1 ist der Fehlpaß  $\Delta$  für 4 verschiedene Verwachsungsebenen eingetragen. Außer-

dem enthält sie die entsprechenden Werte für das System Cu – W<sub>2</sub>C. Auch hier findet man gute Ko-  
inzidenzen der Kettenabstände; für die Verwachsung W<sub>2</sub>C(001) auf Cu(001) ist  $\Delta = 2\%$ , und für W<sub>2</sub>C(102) auf Cu(110) ist  $\Delta = 3\%$ .

Cu (hkl)	Cu <sub>2</sub> O		W <sub>2</sub> C	
	(hkl)	$\Delta$	(hkl)	$\Delta$
(001)	(111)	2,0 %	(001)	2 %
(113)	(110)	0,9 %	(103)	8 %
(111)	(111)	17 %	(001)	16 %
(110)	(110)	17 %	(102)	–3 %

Tab. 1.

Vorläufige Versuche mit Silber-Einkristall-Kugeln, die ebenso wie die Kupfer-Kristalle auf Wolfram-band gezüchtet wurden, ergaben folgendes: Unter den gleichen Bedingungen wie beim Kupfer tritt auch auf Silber eine kristalline Deckschicht auf. Sie zeigt auf allen Flächen des Silbers neben einem orientierten Anteil einen nicht orientierten. Auch diese Schicht scheint W<sub>2</sub>C zu sein.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für ihre Unterstützung und Herrn Professor Dr. H. KÖNIG für die Gastfreundschaft in seinem Institut.

## Rauschuntersuchungen und Linearitätsprüfungen an Photo-Multipliern

VON WALTER HERMANN

Aus dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen  
(Z. Naturforsch. 12 a, 1006–1013 [1957]; eingegangen am 16. August 1957)

Da in der Literatur mehrfach über Diskrepanzen zwischen dem beobachteten und dem nach der theoretischen Rauschformel berechneten Rauschen von Multipliern berichtet worden war, wobei man vor allem einen dem Funkeffekt der Elektronenröhren verwandten Effekt vermutete, wird die theoretische Rauschformel eingehend experimentell geprüft. Dabei wird an 10 Multipliern festgestellt, daß ihr Rauschspektrum zumindest im Tonfrequenzbereich und darunter bis auf geringfügige Abweichungen „weiß“ ist. Ebenso wird der übrige Inhalt der Rauschformel im wesentlichen quantitativ bestätigt.

Die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Lichtintensität und Anodenstrom zeigt, daß auch bei Anodenströmen  $< 10^{-6}$  A Abweichungen von der Linearität vorkommen, die 1% erheblich übersteigen. Es handelt sich dabei im wesentlichen um reversible Ermüdungserscheinungen.

### I. Prüfung der Rauschformel

#### A. Das Rauschspektrum

Der theoretische Zusammenhang zwischen dem Anodenstrom  $I_a$  und dem mittleren Quadrat des ihm

überlagerten Rauschstromes  $I_r$  lautet<sup>1</sup>:

$$I_r^2 = 2 e V \Delta f \frac{\mu}{\mu - 1} I_a. \quad (1)$$

<sup>1</sup> W. SHOCKLEY u. I. R. PIERCE, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. 26, 321 [1938].



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.

Dabei bedeuten:  $e$  die Elementarladung,  $V$  die Gesamtverstärkung des Multipliers,  $\mu$  die Verstärkung einer einzelnen Stufe und  $\Delta f$  die Bandbreite des Meßinstruments.

Die spektrale Energieverteilung im Rauschstrom kommt darin zum Ausdruck, daß  $I_r^2$  unabhängig von  $f$  proportional zu  $\Delta f$  ist. Ein solches Spektrum wird als „weiß“ bezeichnet. Bei Multipliern soll dies gelten im Frequenzbereich von 0 Hz bis ca. 100 MHz, wo ein Abfall infolge der endlichen Laufzeit der Elektronen eintritt<sup>2</sup>. Messungen des Rauschspektrums, bei denen ein weißes Spektrum gefunden wurde, sind zwar in der Literatur erwähnt<sup>3,4,5</sup>, doch ohne nähere Angaben über Frequenzbereich, Betriebswerte der Multiplier, Meßverfahren. HATA<sup>6</sup>, BEHR und SIEDENTOPF<sup>7</sup> sowie BOESCHOTEN, MILATZ und SMIT<sup>8</sup> fanden im unteren Tonfrequenzbereich Rauschströme, die erheblich über den nach der Rauschformel (1) berechneten lagen.

Die im folgenden beschriebenen Messungen umfassen den Frequenzbereich von etwa 0,3 Hz bis 7680 Hz. In diesem Bereich wurden die Rauschspektren der Multiplier mit dem Spektrum eines Rauschgenerators vom Typ RG 32 der Fa. Wandel & Goltermann verglichen. Diesem Gerät kann an der Mischstufe ein von 0 Hz bis ca. 20 kHz weißes Rauschspektrum entnommen werden. Zwischen etwa 0,3 Hz und 16 Hz wurden die Rauschspektren des Generators bzw. der Multiplier mit einem Verstärker verglichen, der durch verschiedene RC-Filter auf folgende Frequenzbereiche eingestellt werden konnte: 0,3 bis 1,3 Hz, 0,5 bis 3,3 Hz, 0,6 bis 7 Hz und 0,6 bis 16 Hz. Von 60 bis 7680 Hz wurde der Vergleich mittels eines Frequenzanalysators vom Typ 2105 der Firma Brüel & Kjaer durchgeführt (Bandbreite 1,5% der Bandmittenfrequenz). Der Anschluß der beiden Frequenzbereiche wurde dadurch erreicht, daß in jedem Falle die zum Vergleich benutzte Ausgangsspannung des Rauschgenerators gemessen wurde.

Die Betriebsspannungen für die Multiplier wurden handelsüblichen Netzgeräten mit Glühbirnenstabilisierung entnommen. Deren Ausgangsspannungen zeigten jedoch (bei konstanter Netzspannung) spontane Schwankungen um einige Volt. Um die Vortäuschung eines Funkeffekts der Multiplier zu

vermeiden, war es daher notwendig, die Betriebsspannungen durch RC-Glieder zu glätten.

Folgende Multiplier wurden untersucht: Fa. RCA: Typ 931 A: 5; Typ 1 P 21: 1; Typ 5819: 2 Exemplare. Fa. Maurer (Neuffen, Württ.): Typ 690 J: 2 Exemplare. Pro Multiplier wurden im allgemeinen 4 Rauschspektren vermessen: Die der Dunkelströme bei 77 und 95 V pro Stufe (150 V bei den 690 J) sowie die der Anodenströme  $10^{-6}$  oder  $2 \cdot 10^{-7}$  A bei 60 und 95 V pro Stufe (150 V bei den 690 J). Das Rauschen der Dunkelströme bei 60 V pro Stufe lag zu wenig über dem Eigenrauschen der Verstärker).

Die Messungen ergaben über den ganzen Bereich von 0,3 Hz bis 7680 Hz innerhalb der Meßgenauigkeit von  $\pm 10\%$  fast durchweg Übereinstimmung der Multiplier-Rauschspektren mit dem Normalspektrum. Lediglich bei den Dunkelströmen von einigen Multipliern wurde bei etwa 1 Hz ein Anstieg des Rauschspektrums bis zu 50% über das Normalspektrum hinaus festgestellt.

Dieses Ergebnis legt es nahe, Multiplier als Rauschquellen für Rauschgeneratoren in Betracht zu ziehen. Im akustischen und dem darunterliegenden Frequenzbereich ergeben sich bei Anwendung von Multipliern etwas einfachere Schaltungen als die bisher verwendeten. Bei sehr tiefen Frequenzen ist jedoch darauf zu achten, daß die Multiplier mit genügend über dem Dunkelstrom liegendem Anodenstrom betrieben werden.

## B. Der Zusammenhang zwischen Rauschstrom und Anodenstrom bzw. Verstärkungsfaktor

Die Prüfung des Zusammenhangs zwischen dem mittleren Quadrat des Rauschstroms und dem Anodenstrom ergab, daß die theoretisch zu erwartende Proportionalität zwischen beiden bei Anodenströmen, die groß gegenüber den Dunkelströmen waren, innerhalb der Meßgenauigkeit von  $\pm 10\%$  erfüllt war (die Messungen wurden an den oben genannten Multipliern durchgeführt). Bei Annäherung an die Dunkelströme sanken die Rauschströme mehr oder weniger stark unter die aus der Rauschformel folgenden Werte ab. Dies läßt sich zwanglos dadurch erklären, daß der Dunkelstrom Anteile enthält, die

<sup>2</sup> R. D. SARD, J. Appl. Phys. **17**, 768 [1946].

<sup>3</sup> R. W. ENGSTROM, J. Opt. Soc. Amer. **37**, 420 [1947].

<sup>4</sup> K. G. KESSLER u. R. A. WOLFE, J. Opt. Soc. Amer. **37**, 133 [1947].

<sup>5</sup> Astronomical Photoelectric Photometry, herausgegeben von F. B. WOOD, Washington 1953, S. 58.

<sup>6</sup> S. HATA, Pub. Astr. Soc., Japan **2**, 90 [1950].

<sup>7</sup> A. BEHR u. H. SIEDENTOPF, Z. Astrophys. **32**, 19 [1953].

<sup>8</sup> F. BOESCHOTEN, F. MILATZ u. C. SMIT, Physica **20**, 139 [1954].

relativ zu ihrem Gleichstromwert schwächer rauschen als der durch Elektronen, die von der Photokathode ausgehen, erzeugte Anodenstrom. Diese Anteile bestehen aus: 1. Dem „Leckstrom“, der infolge der endlichen Größe der Isolationswiderstände zur Anode fließt; sein Rauschen ist völlig zu vernachlässigen. 2. Dem Teil des „thermischen“ Dunkelstroms, der von thermischer Emission der Dynoden herrührt.

Die quantitative Zusammensetzung des Dunkelstroms wurde bei einigen 931 A- und 1 P 21-Exemplaren untersucht. Der Leckstromanteil des Dunkelstroms wurde ermittelt, indem durch Verbindung der Dynoden 5 und 6 mit Dynode 8 der thermische Dunkelstrom unterdrückt wurde. Bei einer Stufenspannung von 100 V wurden Leckstromanteile zwischen 3% und 90% gefunden (die Multiplier befanden sich auf Zimmertemperatur). Zur Bestimmung des von den Dynoden herrührenden Anteils am thermischen Dunkelstrom wurde die Photokathode mit Dynode 2 verbunden. Es ergab sich, daß etwa 50% des thermischen Dunkelstroms von den Dynoden herrühren. Dieser hohe Anteil kommt vermutlich dadurch zustande, daß bei der hier verwendeten gleichförmigen Unterteilung der Betriebsspannung nur von etwa 2/5 der Kathodenfläche Elektronen zur 1. Dynode gelangen (dies folgt aus den Empfindlichkeitsverteilung quer zur Photokathode, s. z. B. Anm. <sup>9</sup>).

Zur vollständigen quantitativen Prüfung der Rauschformel waren nun noch die Verstärkungsfaktoren der Multiplier als Verhältnis von Anodenstrom zu primärem Photostrom direkt zu bestimmen. Dies wurde an einigen 931 A und 1 P 21 durchgeführt. Bei der Messung des primären Photostroms wurde die 1. Dynode als Anode benutzt und auf +70 V gegenüber der Photokathode und allen anderen Dynoden gelegt. Um Fokussierungsverluste zu vermeiden, wurde nur ein kleiner zentraler Bereich der Photokathode beleuchtet. Nach der Bestimmung der Verstärkungsfaktoren wurden die Rauschströme der Multiplier bei den zuvor benutzten Anodenströmen gemessen (im Frequenzbereich 20 Hz – 20 kHz).

Die Rauschströme, die sich bei Verwendung der gemessenen Verstärkungsfaktoren aus der Rauschformel ergaben, wurden mit den gemessenen verglichen. Hierbei zeigte sich: Bei 60 V pro Stufe lagen die gemessenen Rauschströme zwischen 0 und 10% über den errechneten, bei 100 V pro Stufe lagen sie 10 bis 20% darüber. Solche geringfügigen Diskrepanzen waren zu erwarten, denn die statistische Verteilung der Höhen der Impulse, aus denen der Anodenstrom eines Multipliers besteht, entspricht

nur näherungsweise der der SHOCKLEY–PIERCESchen Ableitung der Rauschformel (1) zugrunde liegenden Poisson-Verteilung <sup>10</sup>.

## II. Die durch das Rauschen bedingte Grenze der Meßgenauigkeit

Die praktische Bedeutung der Rauschformel liegt darin, daß sie gestattet, die durch das Rauschen bedingte Grenze der Meßgenauigkeit zu berechnen. Der Zusammenhang ist dadurch gegeben, daß der aus der Rauschformel zu berechnende mittlere Rauschstrom definitionsgemäß nahezu gleich der mittleren quadratischen Abweichung eines Momentanwertes des Anodenstroms von dessen Mittelwert ist. Die Berechnung möge für eine Meßanordnung durchgeführt werden, deren zeitliches Verhalten durch ein RC-Glied mit der Zeitkonstanten  $t$  bestimmt wird. Hierbei ist die Bandbreite  $\Delta f = 1/4t$ . Die oben erwähnte Tatsache, daß das Rauschen des thermischen Dunkelstroms ( $I_{th}$ ) wegen dessen von den Dynoden herrührendem Anteil von der Rauschformel nicht genau wiedergegeben wird, werde vernachlässigt. Als genäherten Zusammenhang zwischen der Zeitkonstanten  $t$ , dem durch ein Lichtsignal hervorgerufenen Anodenstrom  $i$  (d. h. der Differenz gesamter Anodenstrom – Dunkelstrom) und dem mittleren relativen Fehler  $k$  einer einzelnen Messung von  $i$  erhält man

$$t \approx \frac{e V \mu}{2(\mu-1)} \frac{1}{k^2} \frac{i+2 I_{th}}{i^2}$$

(die Bedeutung der Zeichen s. o.). Setzt man für  $V$  den Wert  $10^6$  ein und mißt  $i$  in Amp., so ergibt sich

$$t \approx 10^{-13} \frac{1}{k^2} \frac{i+2 I_{th}}{i^2} \text{ sec.}$$

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 1 dargestellt.

Beschränkt man sich nicht auf eine einzelne Strommessung, sondern mittelt über einen größeren Zeitraum, so verringert sich der Meßfehler proportional zu dem Faktor  $\sqrt{\text{Zeitkonstante}/\text{Meßdauer}}$ .

## III. Der Zusammenhang zwischen Lichtintensität und Anodenstrom

Die beiden grundlegenden Prozesse im Multiplier, der lichtelektrische Effekt und die Auslösung von

<sup>9</sup> E. W. PETERSON u. D. H. HOLLAND, J. Opt. Soc. Amer. **40**, 253 [1950].

<sup>10</sup> F. SAUTER, Z. Naturforschg. **4a**, 682 [1949].

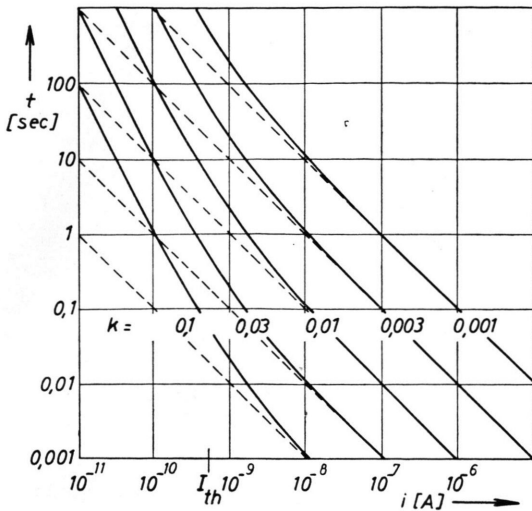


Abb. 1. Der Zusammenhang zwischen dem durch ein Lichtsignal hervorgerufenen Anodenstrom  $i$  ( $=I_a - I_d$ ), der Zeitkonstanten  $t$  der Meßanordnung und dem durch das Rauschen bedingten mittleren relativen Fehler  $k$  einer einzelnen Messung von  $i$ . — — —: thermischer Dunkelstrom  $I_{th}=0$ ; —:  $I_{th}=5 \cdot 10^{-10}$  A. Als Verstärkungsfaktor wurde  $10^6$  zugrunde gelegt. Bei anderen Verstärkungsfaktoren muß eine der Koordinatenskalen entsprechend verschoben werden.

Sekundärelektronen, lassen ihrer Natur nach strenge Proportionalität zwischen Lichtintensität und Anodenstrom in einem weiten Bereich erwarten. Experimentelle Untersuchungen des Zusammenhangs zwischen diesen beiden Größen an verschiedenen handelsüblichen Vervielfachertypen wurden mehrfach durchgeführt<sup>3, 11, 12, 13</sup>. Die Ergebnisse lassen sich etwa folgendermaßen zusammenfassen: Im allgemeinen wurde bei Anodenströmen  $< 10^{-6}$  A Linearität und zeitliche Konstanz der Anodenströme innerhalb der Meßgenauigkeiten (zwischen  $\pm 1\%$  und  $\pm 3\%$ ) gefunden. Bei Anodenströmen über  $10^{-6}$  A beginnen Ermüdungserscheinungen (d. h. zeitliche Änderungen des Anodenstroms bei konstanter Lichtintensität) sich bemerkbar zu machen, und bei Anodenströmen der Größenordnung mA zeigen sich bei den üblichen Betriebsspannungen Linearitätsabweichungen infolge von Raumladungen. Abweichend davon stellten LENOUEV und DAGUILLON<sup>14</sup> an einem LALLEMANDSchen Vervielfacher fest, daß die Ermüdungserscheinungen schon bei  $4 \cdot 10^{-8}$  A begannen. In

den Berichten von CALDWELL und TURNER<sup>15</sup> sowie von BELL, DAVIS und BERNSTEIN<sup>16</sup> über Unterschiede zwischen den Impulshöhen von Szintillationszählern bei verschiedenen Impulzzahlen pro Sekunde fehlen leider Angaben über die mittleren Anodenströme, so daß keine Vergleiche mit anderen Messungen gezogen werden können.

Bei den astronomischen Anwendungen der Multiplier kommen im wesentlichen Anodenströme  $< 10^{-6}$  A vor. Daher wurden unsere Messungen auf diesen Bereich beschränkt. Anstatt des Zusammenhangs zwischen Lichtintensität  $L$  und Anodenstrom  $I_a$  selbst wurde die Ableitung  $dI_a/dL$  vermessen\*, indem (vgl. Abb. 2) bei verschiedenen „Grund-Lichtintensitäten“  $L_n$  die durch eine kleine „Zusatz-Intensität“  $L_z$  erzeugten „Zusatzströme“  $I_{zn}$  registriert wurden. Dies hat wesentliche Vorteile:

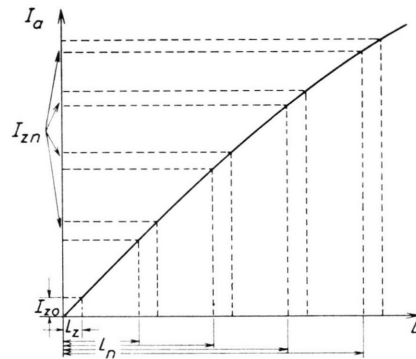


Abb. 2 a.

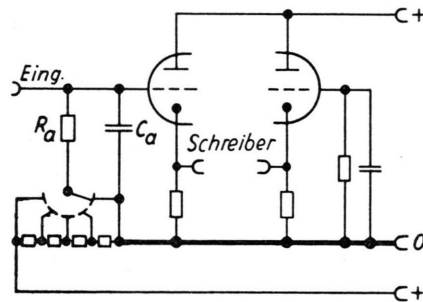


Abb. 2 b.

Abb. 2. a) Darstellung des differentiellen Verfahrens zur Linearitätsprüfung im  $I_a-L$ -Diagramm ( $I_a$  = Anodenstrom,  $L$  = Lichtintensität),  $L_n$  = „Grund-Lichtintensitäten“,  $L_z$  = „Zusatz-Lichtintensität“,  $I_{z0}$ ,  $I_{zn}$  = „Zusatzströme“.

b) Prinzipschaltung des dazu benutzten Verstärkers.

<sup>11</sup> F. MARSHALL, J. COLTMAN u. L. HUNTER, Rev. Sci. Instrum. **18**, 504 [1947].

<sup>12</sup> G. KORTÜM u. H. MAIER, Z. Naturforschg. **8a**, 253 [1953].

<sup>13</sup> H. MOSER, S. B. Bay. Akad. Wiss. **1955**, S. 53.

<sup>14</sup> F. LENOUEV u. J. DAGUILLON, J. Phys. Radium **15**, 287 [1954].

<sup>15</sup> R. L. CALDWELL u. S. E. TURNER, Nucleonics **12**, 47 [1954].

<sup>16</sup> P. R. BELL, R. C. DAVIS u. W. BERNSTEIN, Rev. Sci. Instrum. **26**, 7 [1955].

\* Wie wir später erfahren, war dieses Verfahren auch schon von G. HANSEN (Mikrochim. Acta **1955**, S. 410) und davon unabhängig von H. MAIER (Dissertation, Tübingen 1955) angewendet worden.



1. Man braucht keine definierte Lichtintensitätskala herzustellen. 2. Die Versuchsanordnung ist sehr einfach und enthält wenig Fehlerquellen. 3. Krümmungen der  $I_a$ - $L$ -Kennlinie treten stärker in Erscheinung als bei direkter Vermessung derselben. Nachteilig ist neben der etwas umständlicheren Auswertung, daß infolge des Rauschens jeweils nur ein begrenzter Anodenstrombereich in einer fortlaufenden Meßreihe erfaßt werden kann. Der uns interessierende Bereich von  $10^{-9}$  A bis  $10^{-6}$  A erwies sich bei der angestrebten Genauigkeit von  $\pm 1\%$  als zu groß. Daher wurden je 2 überlappende Meßreihen durchgeführt, von  $10^{-9}$  A bis  $10^{-7}$  A und von  $10^{-8}$  A bis  $10^{-6}$  A.

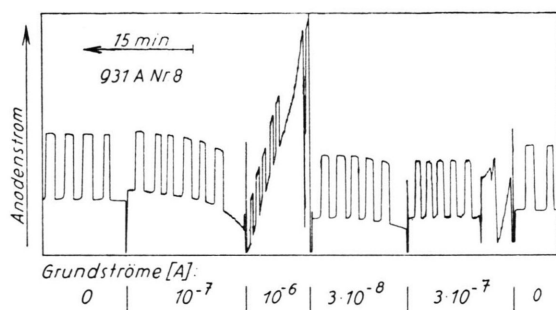


Abb. 3. Beispiel einer Registrierung (2. Hälfte). Die volle Schreibbreite entspricht durchweg  $4 \cdot 10^{-8}$  A, der Nullpunkt ist bei den verschiedenen Grundströmen entsprechend weit nach unten verschoben. Beim Grundstrom  $3 \cdot 10^{-7}$  A wurde die Lichtintensität zweimal nachgeregelt (etwa 2 bzw. 4 Minuten nach Beginn des Abschnitts).

Eine Meßreihe verlief folgendermaßen (vgl. Abb. 2 und 3): 1. Mehrfache Registrierung des zur „Zusatzintensität“  $L_z$  gehörenden Anodenstroms („Zusatzstrom“)  $I_{z0}$ . Für  $I_{z0}$  wurden die Werte  $10^{-9}$  A bzw.  $10^{-8}$  A gewählt. 2. Der Fußpunkt des Multiplier-Arbeitswiderstandes  $R_a$  wird an eine Kompensationsspannung  $U_n$  gelegt, die ein gewisses Vielfaches  $n$  der Spannung  $U_0 = I_{z0} \cdot R_a$  beträgt. 3. Der Multiplier wird so belichtet, daß der dieser „Grundintensität“  $L_n$  entsprechende Anodenstrom („Grundstrom“) über  $R_a$  den Spannungsabfall  $U_n = n U_0$  erzeugt. Der Schreiber steht also wieder auf 0. 4. Erneute mehrfache Registrierung des nunmehr der Zusatzintensität  $L_z$  entsprechenden Zusatzstroms  $I_{zn}$ . Die Kompensationsspannungen wurden in der Reihenfolge  $n = 0; 10; 100; 3; 30; 0; 30; 3; 100; 10; 0$  eingestellt. Dadurch konnten eventuelle Schwankungen in der Apparatur leicht von Nichtlinearitäten der Multiplier getrennt werden. Um die Ergebnisse zu sichern, wurden alle Meßreihen wiederholt.

Der Gleichstromverstärker, der bei diesen Messungen benutzt wurde, mußte hohen Anforderungen bezüglich seiner Nullpunkt Konstanz genügen. Die zunächst verwendete Röhre ECC 81 erfüllte diese nur unbefriedigend. Vor allem verursachten schon leichte Erschütterungen störende Schwankungen. Daraufhin wurde die ECC 81 durch eine E 80 CC ersetzt. Mit dieser war die Nullpunkt Konstanz besonders gegenüber Erschütterungen erheblich besser.

Folgende Multiplier wurden verwendet (durchweg Exemplare mit guter Lichtempfindlichkeit und kleinem Dunkelstrom): Fabrikat RCA: zwei 1 P 21, drei 931 A und zwei 5819. Fabrikat Maurer: ein 690 J. Die RCA-Vervielfacher wurden mit 90 V, der Maurersche mit 150 V pro Stufe betrieben. Bei den 5819 wurde ein zentraler Bereich der Photokathode von 25 mm Durchmesser, bei den übrigen zunächst die ganze Photokathode annähernd homogen ausgeleuchtet. Bei den 931 A und den 1 P 21 wurden ferner Meßreihen mit einer Blende (Öffnung  $2 \times 8$  mm<sup>2</sup>) vor der Kathodenmitte ausgeführt. Dabei zeigten die Multiplier teilweise kleinere Abweichungen von der Linearität als ohne die Blende.

Die 2. Hälfte einer Registrierung, die die wesentlichen Merkmale der meisten deutlich zeigt (erheblich stärker als bei einer durchschnittlichen), ist in Abb. 3 wiedergegeben. Man sieht die Ermüdungen bei den Grundströmen  $3 \cdot 10^{-7}$  A und  $10^{-6}$  A und die jeweils nachfolgende Erholung bei  $3 \cdot 10^{-8}$  A und bei  $10^{-7}$  A.

Aus den Registrierungen können entnommen werden: 1. Die stationären Werte des Zusatzstroms bei verschiedenen Grundströmen. 2. Die Änderungen von Grund- und Zusatzstrom bei konstanter Grund-Lichtintensität, bevor sich beide auf ihre stationären Werte eingelaufen haben. Die Beträge dieser Änderungen können allerdings nur mit einer gewissen Unsicherheit bestimmt werden. Denn nach Einstellung einer gewissen Kompensationsspannung verging etwa  $\frac{1}{2}$  bis 1 Minute, bis die Grundintensität auf den richtigen Wert eingeregelt war. Die Änderung des Grundstroms in diesem Zeitraum kann nur durch Extrapolation seines weiteren Verlaufs geschätzt werden. Mit der Messung des Zusatzstroms konnte erst begonnen werden, nachdem sich der Grundstrom nicht mehr zu rasch änderte.

Die Auswertung der Registrierungen ergab: 1. Die Vorzeichen der Einlaufeffekte von Grund- und Zusatzstrom stimmten in allen Fällen überein sowohl untereinander als auch mit den Vorzeichen der Än-

derungen, die die stationären Werte des Zusatzstroms gegenüber der Messung bei dem jeweils vorhergehenden Grundstrom aufwiesen. 2. Die Beträge der Änderungen der stationären Werte des Zusatzstroms stimmten teilweise mit den geschätzten Änderungen der Grundströme überein, teils lagen sie bis zu 100% darüber. Als Ursache der beobachteten Abweichungen der Zusatzströme  $I_{zn}$  von ihren Ursprungswerten  $I_{z0}$  sind daher zumindest zu einem erheblichen Teil Ermüdungserscheinungen anzusehen. Diese können in der in Abb. 4 gezeigten Weise als Drehungen gerader Kennlinien um den Ursprung dargestellt werden.

Die Bestimmung der relativen Abweichungen der Anodenströme von ihren Sollwerten (darunter sollen die Werte verstanden werden, die bei geraden Kennlinien mit den im Ursprung gemessenen Anstiegen vorhanden wären) aus den relativen Abweichungen der Zusatzströme von ihren Ursprungswerten hängt davon ab, ob diese Abweichungen durch Ermüdungserscheinungen oder durch Krümmungen der Kennlinien verursacht werden. Da diese Frage nach den vorliegenden Messungen nur teilweise entschieden werden kann, können für die Abweichungen der Anodenströme von ihren Sollwerten nur Grenzen angegeben werden: Handelt es sich um reine Ermüdungserscheinungen, so sind, wie aus Abb. 4

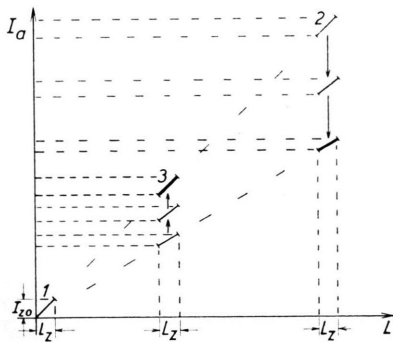


Abb. 4. Der Zusammenhang zwischen Änderungen von Grund- und Zusatzstrom. 1) Zusatzstrom allein. 2) Ermüdung des Multipliers bei großem Anodenstrom. Grund- und Zusatzstrom nehmen in gleichem Verhältnis ab. 3) Rückgang der Ermüdung bei kleinerem Anodenstrom. Grund- und Zusatzstrom nehmen wieder zu.

leicht zu ersehen ist, die relativen Abweichungen der Anodenströme gleich den relativen Abweichungen der Zusatzströme von ihren Ursprungswerten. Nimmt man ausschließlich Kennlinienkrümmung an, so ergeben sich etwa halb so große Werte für die Abweichungen der Anodenströme. Daß diese nicht genauer

bestimmt werden können, ist für die Anwendung der Multiplier bedeutungslos. Denn bei den Wiederholungen der Meßreihen zeigte sich, daß die Linearitätsabweichungen zwar in ihrem qualitativen Verlauf gleich bleiben, quantitativ aber stark schwanken (ein extremes Beispiel zeigt Abb. 5 c und d). Eine genaue Bestimmung der Linearitätsabweichungen wäre daher sinnlos. Es kann lediglich der Anodenstrom-Bereich ermittelt werden, innerhalb dessen sie voraussichtlich unter einer gewissen Grenze bleiben werden.

Die Ergebnisse einiger Registrierungen zeigt die Abb. 5. Die Beispiele a und b entsprechen etwa dem Durchschnitt. Bei 5 a sank offensichtlich zu Beginn

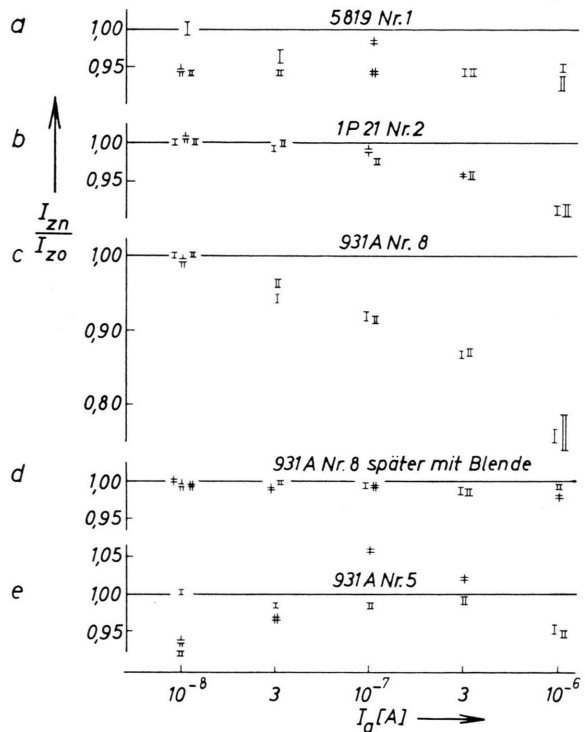


Abb. 5. Abhängigkeit des Anstiegs der  $I_a$ -L-Kennlinie vom Anodenstrom bei verschiedenen Multipliern. | erste Hälfte, || zweite Hälfte der Meßreihe. Die Abstände der horizontalen Querstriche geben die mittleren quadratischen Streuungen der 5 aufeinanderfolgenden Registrierungen des Zusatzstroms bei gleichem Grundstrom an. Reihenfolge der Meßpunkte:  $10^{-8}$ ,  $10^{-7}$ ,  $10^{-6}$ ,  $3 \cdot 10^{-8}$ ,  $3 \cdot 10^{-7}$ ,  $10^{-8}$ ,  $3 \cdot 10^{-7}$ ,  $3 \cdot 10^{-8}$ ,  $10^{-6}$ ,  $10^{-7}$ ,  $10^{-8}$ .

der Meßreihe die Empfindlichkeit des Multipliers ab und blieb dann bis zum Ende der Registrierung nahezu konstant. Daß keine Schwankung der Apparatur (die vor dieser Messung schon einige Stunden in Betrieb war) vorlag, beweist die zweite Meßreihe

mit diesem Multiplier, die genau dieselbe Form hatte. Bei 5 b hingegen gingen die Ermüdungserscheinungen nach einer Verringerung des Anodenstroms innerhalb weniger Minuten auf den dem neuen Anodenstrom entsprechenden Wert zurück. Abb. 5 c und d zeigen Meßreihen mit ausnehmend großen bzw. besonders kleinen Abweichungen von der Linearität. Beide wurden mit demselben Multiplier aufgenommen, die zweite Hälfte der in Abb. 5 c ausgewerteten ist in Abb. 3 wiedergegeben. Diese Meßreihe wurde kurz nach dem Kauf des Multipliers durchgeführt (er war unter mehreren Exemplaren hinsichtlich guter Lichtempfindlichkeit und kleinen Dunkelstroms ausgesucht worden). Nach einigen Wochen, während deren er anderweitig benutzt worden war, wurde die zweite Registrierung (5 c) aufgenommen. Bei dieser wurde überdies die oben erwähnte Blende vor die Photokathode gesetzt (die Linearitätsabweichungen waren jedoch auch ohne die Blende erheblich geringer geworden). Eine Zunahme der Empfindlichkeit mit wachsendem Anodenstrom, wie sie Abb. 5 e zeigt, wurde nur bei einem Multiplier (931 A Nr. 5) gefunden. Bei diesem war sie aber durchaus qualitativ reproduzierbar. Wurde jedoch die Blende vor seine Photokathode gesetzt, so war sie nicht mehr vorhanden.

Zur Demonstration der Ermüdungserscheinungen wurden einige Registrierungen ohne Zusatzstrom durchgeführt. Abb. 6a zeigt den normalen Verlauf. In Abb. 6 b sind die eigenartigen anfänglichen Anstiege des Anodenstroms bei  $3 \cdot 10^{-7}$  A und  $10^{-6}$  A bei 931 A Nr. 5 (vgl. Abb. 5 e) deutlich zu erkennen. Bezüglich der Ursachen der Ermüdungserscheinungen s. z. B. Anm. 11, 12, 14, 17.

Für Anwendungen der RCA-Multiplier 1 P 21, 931 A und 5819, bei denen auf Linearität (einschl. zeitlicher Konstanz) innerhalb  $\pm 1\%$  Wert gelegt wird, sind aus den vorstehenden Ergebnissen folgende Konsequenzen zu ziehen: 1. Der Anodenstrom soll 1 bis  $2 \cdot 10^{-7}$  A nicht überschreiten. 2. Die Vielfacher sollen etwa  $\frac{1}{2}$  Stunde vor und ebenso in Pausen zwischen den Messungen an die Betriebsspannung gelegt und durch passende Beleuchtung mit einem Anodenstrom von etwa  $10^{-7}$  A belastet werden. Bei neuen Exemplaren scheint es zweckmäßig zu sein, sie einige Tage einlaufen zu lassen. 3. Bei 931 A und 1 P 21 soll nur ein kleiner zentraler Bereich ( $\leq$  ca. 20 mm<sup>2</sup>) der Photokathode

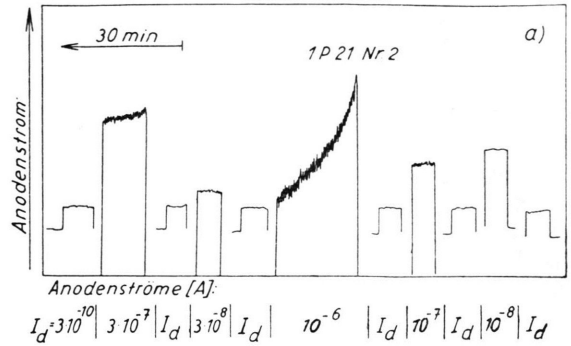


Abb. 6 a.

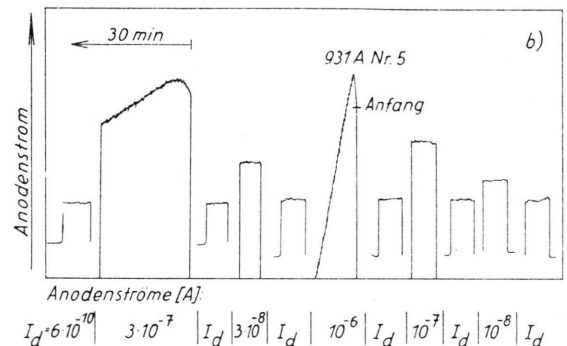


Abb. 6 b.

Abb. 6. Registrierungen von Ermüdungserscheinungen. Bei den Dunkelströmen entspricht die volle Schreibbreite  $4 \cdot 10^{-9}$  A, bei den übrigen Anodenströmen  $4 \cdot 10^{-8}$  A (daher die etwas verschiedenen Nullpunktslagen bei  $I_d$  bzw.  $10^{-8}$  A). Der Nullpunkt ist bei den Anodenströmen  $\geq 10^{-7}$  A wie in Abb. 3 entsprechend nach unten verschoben. Die verschiedenen Strombereiche schließen zeitlich unmittelbar aneinander an (der besseren Übersicht halber wurden sie auf den Registrierungen etwas getrennt. Die vertikalen Striche wurden nachträglich eingezeichnet).

beleuchtet werden. 4. Völlige Sicherheit bezüglich der Linearität ist auch bei sonst guten Multipliern und Einhaltung obiger Vorsichtsmaßnahmen nur durch eine entsprechende Prüfung gewährleistet (diese Prüfung braucht allerdings nur am Anfang und am Ende des benötigten Anodenstrombereichs durchgeführt zu werden). 5. Soll ein möglichst großer Lichtintensitäts-Bereich überstrichen werden, so ist es zweckmäßig, mit kleiner Betriebsspannung zu arbeiten.

Abschließend sei erwähnt, daß es bei dem Verfahren der Zählung bzw. Integration der einzelnen Impulse, aus denen der Anodenstrom besteht<sup>18</sup>,

<sup>17</sup> M. SUGAWARA, J. Phys. Soc., Japan 11, 169 u. 271 [1956].

<sup>18</sup> G. G. YATES, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 108, 476 [1948].

möglich sein dürfte, die Abweichungen von der Linearität, soweit sie innerhalb gewisser Grenzen bleiben, zu eliminieren. Denn bei größeren Lichtintensitäten (d. h. wesentlich größeren als der dem Dunkelstrom entsprechenden) ist es leicht möglich, die Verstärkung so zu wählen, daß praktisch alle Impulse, die von Photoelektronen herrühren, die gleiche Wirkung haben, auch wenn ihre mittlere Höhe etwas schwankt (bei kleinen Lichtintensitäten

würden dadurch zuviel Dunkelimpulse von den Dynoden mitgezählt werden).

Herrn Prof. Dr. H. SIEDENTOPF danke ich sehr für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele Diskussionen, durch die er sie immer wieder förderte. Der Firma Wandel & Goltermann, Reutlingen-Eningen, danke ich für die leihweise Überlassung mehrerer Geräte, insbesondere eines Rauschgenerators.

## NOTIZEN

### Wirkungsquerschnitt der $O^{16}(\gamma, p)$ -Reaktion bei 28 MeV

Von P. BRIX\* und E. K. MASCHKE

I. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg  
(Z. Naturforsch. **12 a**, 1013—1014 [1957]; eingeg. am 7. November 1957)

Der Wirkungsquerschnitt für den  $(\gamma, p)$ -Prozeß am  $O^{16}$  ist bisher bis etwa 25 MeV  $\gamma$ -Energie gemessen worden<sup>1, 2, 3</sup>. Ferner konnte LIVESEY<sup>4</sup> aus einer Untersuchung mit Bremsstrahlung von 30 und 35 MeV Maximalenergie schließen, daß der Wirkungsquerschnitt bis mindestens 26 MeV noch recht hohe Werte haben sollte. Es erschien von Interesse, bei noch höherer Energie einen Wirkungsquerschnitt absolut zu bestimmen.

Sauerstoffgas wurde mit der Bremsstrahlung eines auf etwa 32 MeV eingestellten Betatrons<sup>5</sup> bestrahlt. Zum Nachweis der Photoprotonen dienten Ilford C 2-Platten mit 200  $\mu$  dicker Emulsion. Die Anordnung war ähnlich der von LIVESEY benutzten. Die Auswertung der Photoplatten beschränkte sich auf Protonenenergien größer als 10 MeV, so daß für diese eine gute Statistik erreicht werden konnte. Abb. 1 zeigt die Energieverteilung der Protonen. Sie hat ein Maximum bei 11,2 MeV, welches von LIVESEY mit schlechterer Statistik bereits gefunden worden ist. Es bedeutet vermutlich eine Resonanz in der  $\gamma$ -Absorption des Sauerstoffkerns. Das Ende des Protonenspektrums bei 18,5 MeV gab die Energieeichung. Es entspricht einer Maximalenergie des Bremsspektrums von 32 MeV. Neu ist die große Zahl von Protonen mit Energien größer als 14 MeV, welche eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts bis zu etwa 15,5 MeV Protonenenergie erlaubt. Eine eindeutige Zuordnung von Protonen- zu  $\gamma$ -Energie ist für die Protonen aus den letzten 5,3 MeV des Protonenspektrums möglich, welche mit Sicherheit aus Übergängen zum Grundzustand des Stickstoffs stammen (der

erste angeregte Zustand des  $N^{15}$  liegt 5,3 MeV über dem Grundzustand). Daher wurde in dem in Abb. 1 angegebenen Intervall um 28 MeV ein mittlerer Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  für diese  $(\gamma, p)$ -Übergänge bestimmt.

Die gestrahlte Dosis wurde durch Aktivierung von Polystyrolproben hinter dem Sauerstoffgefäß über den

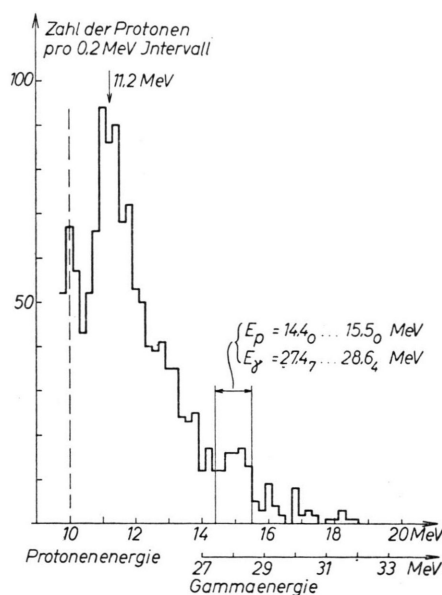


Abb. 1. Spektrum von 1306 Protonen aus vier Photoplatten. Das Spektrum wurde bei 10 MeV abgeschnitten. Für die letzten 5,3 MeV des Spektrums, für die eine Skala der  $\gamma$ -Energie angegeben ist, ist eine eindeutige Zuordnung von Protonen- zu  $\gamma$ -Energie möglich. Im angegebenen Intervall um 28 MeV  $\gamma$ -Energie wurde der mittlere Wirkungsquerschnitt bestimmt.

\* Jetzt Institut für Technische Kernphysik der TH Darmstadt.

<sup>1</sup> B. M. SPICER, Phys. Rev. **99**, 33 [1955].

<sup>2</sup> L. COHEN, A. K. MANN, B. J. PATTON, K. REIBEL, W. E. STEPHENS u. E. J. WINHOLD, Phys. Rev. **104**, 108 [1956].

<sup>3</sup> S. A. E. JOHANSSON u. B. FORGMAN, Ark. Fys. **12**, 359 [1957].

<sup>4</sup> D. L. LIVESEY, Canad. J. Phys. **34**, 1022 [1956].

<sup>5</sup> 35 MeV-Betatron der Siemens-Reiniger-Werke.