

STAT

Page Denied

TECHNISCH-PHYSIKALISCHE
MONOGRAPHIEN

BAND 4

P. GORLICH

DIE PHOTOZELLEN

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
GEEST & PORTIG K.-G., LEIPZIG

TECHNISCH-PHYSIKALISCHE MONOGRAPHIEN

HERAUSGEGEBEN VON

DR. PHIL. HABIL. RUDOLF SEWIG

A. P. PROFESSOR AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BRAUNSCHWEIG

BAND 4



LEIPZIG 1951

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
GEEST & PORTIG K.G.

DIE LICHTELEKTRISCHEN ZELLEN

IHRE HERSTELLUNG UND
EIGENSCHAFTEN

VON

DR.-ING. HABIL. PAUL GÖRLICH

MIT 115 ABBILDUNGEN



LEIPZIG 1951

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
GEEST & PORTIG K.G.

51
4614

Vorwort

Über die lichtelektrischen Effekte liegt, entsprechend ihrer Bedeutung, sowohl in wissenschaftlicher als auch in technischer Hinsicht bereits eine Mehrzahl zusammenfassender Werke vor. Teils richten sie sich jedoch nur an den Wissenschaftler, teils nur an den Techniker, und teils wird in ihnen lediglich eine Art der lichtelektrischen Zellen behandelt. Der vorliegende Band soll nun demjenigen, der sich über das gesamte Gebiet der lichtelektrischen Effekte orientieren will, einen Überblick ermöglichen, und weil diesen Band in erster Linie der Techniker in die Hand nehmen wird, ist auch in der Auswahl des Stoffes auf ihn Rücksicht genommen worden. Sollte er jedoch an dieser oder jener Stelle mehr zu wissen wünschen, so wird ihm die angegebene Literatur im allgemeinen den richtigen Weg weisen. Der Verfasser hat sich bemüht, den neuesten Stand wiederzugeben. Also sind Photozellenvervielfacher und die Lichtzähler in die Betrachtungen eingeschlossen worden. Dafür mußten viele Einzelheiten, beispielsweise die Eigenschaften der Alkalihydridzellen oder die Beschreibung der zahlreichen Versuchsergebnisse an Kupferoxydusperrschichtzellen, zurücktreten. Vom Verfasser wurde dies nicht als Nachteil angesehen, weil auch über die in diesem Band vernachlässigten Einzelheiten in den erwähnten zusammenfassenden Werken zum Teil ausgezeichnete Darstellungen zu finden sind. An Einzelliteratur konnte wegen der großen Fülle nicht alles herangezogen werden. Die Auswahl soll keinerlei Werturteil ausdrücken. Auf die ältere Literatur wurde von vornherein verzichtet, weil diese in anderen Werken, z. B. im GUDDEN, „Lichtelektrische Erscheinungen“ bis 1928, bereits vollständig erfaßt ist. Als notwendig erachtete es der Verfasser, die Abschnitte III und V über die verwandten Emissionserscheinungen, Glüh-, Sekundär- und Feldemission, einzufügen, weil die neuzeitliche Photozellentechnik auch diese Emissionsarten benutzt (vgl. z. B. den Vervielfacher).



Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten
Copyright 1951 by Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig
Printed in Germany

Satz und Druck: Wilhelm Hoppe in Borsdorf · Lizenz-Nr. 194, 2183/48-4882/47

Für den Hinweis, dieses Buch zu schreiben, ist der Verfasser Herrn Prof. Dr. SEWIG zu Dank verpflichtet, ebenso dafür, daß Herr Prof. SEWIG durch großes Verständnis das Entstehen des Bandes jederzeit förderte. Dank sagen muß der Verfasser auch Herrn Ing. W. LANG, der als langjähriger Mitarbeiter des Verfassers in uneigennütziger Weise die Korrekturen las, und nicht zuletzt der Akademischen Verlagsgesellschaft, die alle Wünsche des Verfassers zu berücksichtigen verstand und den Verfasser vorbildlich unterstützte.

Der Verfasser schätzt sich dann besonders glücklich, wenn der Leser nicht nur für seine Arbeit Nutzen aus dem Buche zieht, sondern darüber hinaus auch besondere Freude an dem dargebotenen Gebiet gewinnt.

P. Görlich.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	V
Abschnitt I. Der lichtelektrische Ablöseakt und die lichtelektrischen Effekte	1
§ 1. Die zeitabhängige SCHRÖDINGER-Gleichung und ihre Eigenwerte	1
§ 2. Abgrenzung der lichtelektrischen Effekte	2
Abschnitt II. Gesetzmäßigkeiten	4
§ 1. Allgemeine Betrachtungen	4
§ 2. Begriff der Austrittsarbeit	15
§ 3. Die Grundlagen des äußeren lichtelektrischen Effektes	18
§ 4. Die Grundlagen des inneren lichtelektrischen Effektes	22
§ 5. Die Grundlagen des Sperrschichtphotoeffektes	27
Abschnitt III. Verwandte Emissionserscheinungen	32
§ 1. Glühelctrische Emission	32
§ 2. Sekundäremission	34
§ 3. Feldemission	36
Abschnitt IV. Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektrischen Effekt	38
§ 1. Spektrale Verteilung und langwellige Grenze	38
§ 2. Reine Metalle als Kathodenmaterial	41
§ 3. Dünne Schichten auf Metallunterlage als Kathoden	54
§ 4. Zusammengesetzte Kathoden	57
Abschnitt V. Vergleichende Betrachtungen zwischen lichtelektrischen Kathoden und Kathoden für die Glüh-, Sekundär- und Feldemission	81
§ 1. Glühemission	81
§ 2. Sekundäremission	88
§ 3. Feldemission	94
Abschnitt VI. Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem inneren lichtelektrischen Effekt	97
§ 1. Alkalihalogenide	97
§ 2. Kupferoxydul	102
§ 3. Selen	105
§ 4. Selen-Tellur	107
§ 5. Thalliumsulfid	109

VIII

Inhaltsverzeichnis

	Seite
§ 6. Bleisulfid und andere Substanzen zur Herstellung technischer Widerstandszellen	110
Abschnitt VII. Aufbau und Herstellung von Sperrschichtzellen	118
§ 1. Kupferoxydul	118
§ 2. Selen	121
§ 3. Thalliumsulfid	126
§ 4. Silbersulfid	128
§ 5. Bleisulfid	129
§ 6. Phosphore als Halbleiterschicht	130
Abschnitt VIII. Zellen aus natürlichen u. künstlichen Kristallen	131
§ 1. Lichtdetektoren aus natürlichen Kristallen	131
§ 2. Bleiglanznetzzenen aus natürlichen Kristallen	135
§ 3. Zellen aus künstlichen Kristallen	137
Abschnitt IX. Technische Ausführungsformen	139
§ 1. Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt (Alkalizellen)	139
§ 2. Vervielfacher	157
§ 3. Zellen mit innerem lichtelektrischen Effekt (Widerstandszellen)	172
§ 4. Sperrschichtzellen (Photoelemente)	178
Abschnitt X. Eigenschaften der lichtelektrischen Zellen	181
§ 1. Kennlinien	181
§ 2. Konstanz bzw. Inkonzanz und Lebensdauer	204
§ 3. Temperaturabhängigkeit	214
§ 4. Frequenzabhängigkeit	220
§ 5. Nachweisgrenze	228
§ 6. Zusammenfassung der wichtigsten Zelldaten	237
Abschnitt XI. Lichtzähler	238
Abschnitt XII. Anhang	245
§ 1. Geschichtliche Angaben über die lichtelektrischen Effekte	245
Ergänzungen zu den Tabellen 16, 18, 19, 20	248
§ 2. Übersichtstafeln	249
§ 3. Zusammenfassende Literatur über die lichtelektrischen Effekte und ihre Grenzgebiete	250
§ 4. Einzelliteratur	252
§ 5. Ergänzungen (nach dem Umbruch)	264
Verzeichnis der Tabellen	272
Namenverzeichnis	273
Sachverzeichnis	281

I. Abschnitt

Der lichtelektrische Ablöseakt und die lichtelektrischen Effekte

§ 1. Die zeitabhängige SCHRÖDINGER-Gleichung und ihre Eigenwerte

In der wellenmechanischen Theorie kann mit der zeitabhängigen SCHRÖDINGER-Gleichung¹⁾

$$\Delta \Psi - \frac{4\pi i m}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \Psi = 0 \quad (1)$$

sowohl das Dispersionsproblem als auch das Problem der lichtelektrischen Ablösung von Elektronen beschrieben werden. Die in der Gleichung (1) auftretende komplexe Größe Ψ multipliziert mit der zu ihr konjugierten Größe Ψ^* läßt sich als elektrische Ladungsdichte deuten, h ist das PLANCKSche Wirkungsquantum und m die Masse des Materieteilchens. Die Energie E setzt sich aus zwei Gliedern zusammen, einmal aus der potentiellen Energie des ungestörten Atoms und zum anderen aus einem Betrag, der durch das wechselnde elektrische Feld (als solches kann die ankommende Lichtwelle angesprochen werden) gegeben ist. Bezogen auf ein Atom ergeben sich, wie aus der Theorie der Differentialgleichungen bekannt ist, zwei Gruppen von Eigenwerten der SCHRÖDINGERSchen Differentialgleichung, einmal die diskontinuierlichen oder diskreten Eigenwerte, zum anderen die kontinuierlichen, so daß von einem diskreten und einem kontinuierlichen Spektrum der Energie gesprochen werden kann. Der Einfluß einer Lichtwelle auf ein Atom zeigt sich nun darin, daß je nach der Frequenz der einfallenden Welle entweder diskrete Eigenwerte, denen periodische Elektronenbewegungen im Atom entsprechen, auftreten (Dispersion) oder aber kontinuierliche. Im letzten Falle wird das Elektron vom Atom entfernt. Den kontinuierlichen Eigenwerten entsprechen aperiodische Elektronenbewegungen. Man spricht von einem lichtelektrischen Effekt²⁾. Die primär einfallende Energie $h\nu$ muß dabei

¹⁾ Görlich, Die lichtelektrischen Zellen

2 Der lichtelektrische Ablöseakt und die lichtelektrischen Effekte

größer als die Ionisationsenergie des Atoms sein. Durch die Ionisationsenergie werden in einfachen Fällen, wie etwa für das Wasserstoffatom, die beiden Bereiche der Eigenwerte getrennt.

§ 2. Abgrenzung der lichtelektrischen Effekte

In den meisten, insbesondere in den technisch interessierenden Fällen findet der Ablöseakt nicht an einem Einzelatom statt, sondern an einem Atom, welches als Baustein einem Körper im festen oder flüssigen Aggregatzustand eingefügt ist. Das lichtelektrisch abgelöste Elektron folgt daher den Bedingungen, die es in dem bestrahlten Körper vorfindet. Besitzt das Elektron z. B. eine so große Energie, daß es die an der Grenze Körper-Vakuum auftretende Potentialschwelle überwinden kann, so tritt das Elektron aus dem Körper aus (äußerer lichtelektrischer Effekt). Reicht hingegen die Energie des Elektrons zum Austritt nicht hin, so kann es dem bestrahlten Körper als Leitungselektron dienen. Es wird der Messung dadurch zugänglich gemacht, daß es in einem angelegten elektrischen Feld der Richtung dieses Feldes folgt (innerer lichtelektrischer Effekt). Der innere lichtelektrische Effekt tritt vornehmlich an Halbleitern und Isolatoren auf. Neben dem inneren lichtelektrischen Effekt an Halbleitern wird an einer Halbleiter-Metallkombination mit unipolarer Leitfähigkeit der Sperrschichtphotoeffekt beobachtet. Das abgelöste Elektron überwindet einen zwischen lichtempfindlichem Halbleiter und Metallelektrode befindlichen Potentialberg und gelangt über den äußeren Stromkreis wieder zur Halbleiterschicht zurück. Für eine Sperrschichtzelle ist häufig auch die Bezeichnung Photoelement in den Gebrauch gekommen, weil bei Belichtung einer Sperrschichtkombination eine selbständige EMK auftritt. Auch Vielkristalle mit Halbleitereigenschaften oder die Grenzfläche Elektrode-Elektrolyt (BEOUVEREL-Effekt) können im belichteten Zustand eine selbständige EMK geben. Schließlich ist an einer Anzahl natürlich vorkommender Kupriteinkristalle das Auftreten einer Photo-EMK festgestellt worden, deren Richtung von der Richtung des die Elektronen ablösenden Lichtes abhängig ist (Kristallphotoeffekt).

§ 2. Abgrenzung der lichtelektrischen Effekte

3

In den weiteren Betrachtungen werden die lichtelektrischen Effekte, deren technische Ausführungen auf die Dauer nicht befriedigten oder die bisher überhaupt zu keiner technischen Anwendung führten, nur so weit berücksichtigt, als sie zum besseren Verständnis der lichtelektrischen Vorgänge dienen können. Es scheiden daher für eine breitere Betrachtung im folgenden der BEOUVEREL-Effekt³⁾ und der Kristallphotoeffekt⁴⁾ aus.

II. Abschnitt

Gesetzmäßigkeiten

§ 1. Allgemeine Betrachtungen⁵⁾

Der lichtelektrische Ablöseakt, wie er sich auf Grund wellenmechanischer Anschauungen darstellen läßt (vgl. I, § 1), wird in reiner Form bei der Betrachtung des lichtelektrischen Effektes an Gasen und Dämpfen vorliegen. Erst in festen Körpern tritt die Vielzahl der lichtelektrischen Erscheinungen (äußerer und innerer lichtelektrischer Effekt, Sperrschichtphotoeffekt u. a.) zutage. Den weiteren Betrachtungen muß daher ein kurzer Überblick über die Anschauungen vorangehen, die man sich vom festen Körper gebildet hat. Es muß ferner das Verhalten einer Summe von Elektronen und die Einwirkung einer Anzahl von Lichtquanten auf diese Elektronen untersucht werden, denn die lichtelektrische Wirkung wird, abgesehen vom Lichtquantenzähler, stets von einer größeren Zahl einfallender Lichtquanten hervorgerufen.

Tab. 1. Aufbau der Elektronenhülle

Ordnungszahl	Element	Zahl der Elektronen für das Energieniveau																		
		K-Schale		L-Schale		M-Schale			N-Schale											
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f									
1	H	1																		
2	He	2																		
3	Li	2		1																
4	Be	2	2																	
5	B	2	2	1																
11	Na	2	2	6	1															
12	Mg	2	2	6	2															
13	Al	2	2	6	2	1														
19	K	2	2	6	2	6														
20	Ca	2	2	6	2	6		1												

§ 1. Allgemeine Betrachtungen

a) Aufbau des Atoms

Das PAULI-Prinzip fordert, daß jedes Elektronenniveau im Atomverband wegen der Spinquantenzahl, die nur $+\frac{1}{2}$ oder $-\frac{1}{2}$ betragen kann, zweifach besetzt ist. Zwei Elektronen müssen sich daher, wenn die Quantenzahlen, die die Bahn festlegen, übereinstimmen, wenigstens durch die Spinquantenzahl unterscheiden. Aus der Tabelle 1 kann für einige Elemente der Aufbau der Elektronenhülle, d. h. die Besetzung der Elektronenniveaus, entnommen werden.

Bildlich läßt sich das Energieschema eines freien Atoms, wie in Abb. 1 gezeigt, darstellen. Das Potential in der Nähe des Atomkernes verläuft trichterförmig, die unteren Schalen (im Beispiel die K- und L-Schalen) sind voll besetzt, während die mit s, p und d bezeichnete folgende Schale, da sie die Valenzelektronen enthält, nur eine teilweise Besetzung aufweist (vgl. Tabelle 1). Bei allen einwertigen Metallen ist das s-Niveau einfach, bei allen zweiwertigen jedoch doppelt besetzt. Beim dreiwertigen Metall beginnt der Aufbau des p-Niveaus.

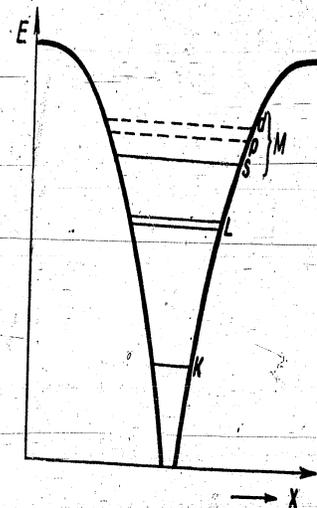


Abb. 1. Energieschema eines Atoms.

b) Entstehung der Energiebänder

Tritt eine Summe von Atomen zu einem festen Körper zusammen, so ergibt sich schematisch ein Potentialverlauf, wie er in Abb. 2 dargestellt ist. Das PAULI-Prinzip behält auch hier seine Gültigkeit, d. h. es ist nicht möglich, daß sämtliche Elektronen eines Energieniveaus der n Atome im Gitter nur dieses Energieniveau besetzen.

Die quantenmechanischen Austauschkräfte, die bei genügend großer Annäherung der Atome wirksam werden, bewirken vielmehr eine Aufspaltung der scharfen Energieniveaus in Energiebänder. Ein solches

Energieband besteht daher, wenn n Atome zusammentreten, aus n dicht aneinanderliegenden Energieniveaus, wovon jedes im Grundzustand so viel Elektronen enthalten kann, wie es die aus der Tabelle 1 zu entnehmende Besetzungsmöglichkeit des entsprechenden Niveaus zuläßt. Für die kernnahen Elektronen, z. B. für die Elektronen der K-Schale, sind die Energiebänder noch sehr schmal, d. h. die Gitter-

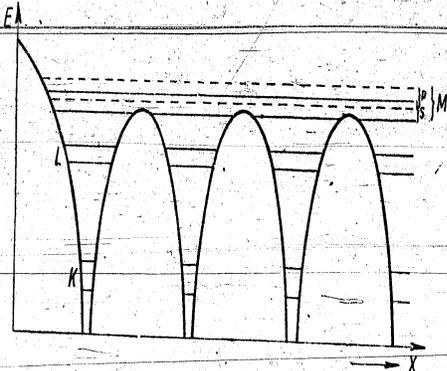


Abb. 2. Energieschema eines festen Körpers.

atome verhalten sich diesen Elektronen gegenüber etwa wie Einzelatome. Die quantenmechanischen Austauschvorgänge zwischen den benachbarten Atomen verlaufen außerordentlich langsam, etwa in der Größenordnung von einigen Tagen. Dieser Befund kann aus den entsprechenden Röntgenspektren geschlossen werden, die sich als unabhängig vom Bindungszustand erweisen, und außerdem aus der Schärfe der den inneren Elektronen zugehörigen optischen Übergängen. Für die äußeren Elektronen gilt, daß für größer werdende Elektronenenergien die Energiebänder immer breiter werden, hingegen die dazwischenliegenden verbotenen Zonen immer schmaler. Die Materiewellenlängen von Elektronen verbotener Energie nähern sich, je größer die Elektronenenergie wird, immer mehr den Wellenlängen, die die BRAGGSchen Reflexionsbedingungen des Kristalls erfüllen. Eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen ist in den Ergebnissen zu sehen, die durch das Studium der Feinstruktur der Röntgenabsorptionseffekte an Metallen und Ionenkristallen sowie durch die Kenntnis der Absorptionsverhältnisse photochemisch verfärbter Alkalihalogenide gewonnen worden sind.

Zunächst ist nun die bemerkenswerte Tatsache festzustellen, daß die Austrittsenergie für die Elektronen des festen Körpers einen geringeren Wert besitzt als die Ionisationsenergie des Atoms im freien Zustand. Außerdem tritt zwischen den einzelnen Atomen des Gitters eine Senkung des Potentialberges ein, und zwar um einen Betrag, der noch größer als die Herabsetzung der Austrittsenergie ist, so daß für bestimmte Energieniveaus der Elektronen oft keine Energie zum Übergang eines Elektrons nach dem benachbarten Atom mehr erforderlich ist.

c) Bändertheorie und Leitfähigkeit

Das Bändermodell gestattet, in einfacher Weise eine Aussage über die elektrische Leitfähigkeit des betrachteten Stoffes zu treffen. Sind nämlich alle Bänder voll besetzt, so kann keine elektrische Leitfähigkeit vorhanden sein. Die Bewegung eines Elektrons in einem vollbesetzten Band kann nur dadurch erfolgen, daß ein zweites Elektron seinen Platz mit dem ersten vertauscht. Daraus resultiert jedoch kein Elektrizitätstransport. Es liegt der Fall eines Isolators vor (Leitfähigkeit größenordnungsmäßig $< 10^{-10} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$). Anders können sich die Leitfähigkeitsverhältnisse gestalten, wenn das oberste Band leer und das nächsttiefere voll besetzt ist und außerdem der Abstand beider Bänder in der Größenordnung der thermischen Energie (kT) liegt. Dann können durch thermische Beeinflussung Elektronen aus dem vollen in das leere Band übergehen; der Stoff wird als Halbleiter bezeichnet (Eigenhalbleiter nach WILSON). Er bleibt ein Isolator, wenn der Abstand der erlaubten Bänder groß gegen kT ist. Soll ein Stoff metallische Leitfähigkeit zeigen (Größenordnung der Leitfähigkeit 10^4 bis $10^6 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$), so darf ein oberes Band, z. B. das s-Band, nur teilweise gefüllt sein (siehe Tab. 1, z. B. der Fall Na). Man spricht bei einem nur teilweise gefüllten Band von einem Leitfähigkeitsband. Danach müßten jedoch die Metalle, deren s-Band gefüllt ist, als Isolatoren angesprochen werden (vgl. Mg). Es zeigt sich aber, daß auch eine Überlappung von Energiebändern auftreten kann, d. h. daß beispielsweise die obere Grenze des s-Bandes über der unteren Grenze des p-Bandes zu liegen kommen kann. Die tiefsten Energieniveaus des p-Bandes werden nun, da sie stabilere Zustände als die höheren Energieniveaus des s-Bandes darstellen, von den s-Elektronen eingenommen. Dadurch

wenn $E_{A,B}$ die Energiedifferenz zwischen dem oberen Rande des vollbesetzten (A) und dem unteren Rande des leeren Energiebandes (B) bedeutet. Der Fall der Eigenhalbleitung ist sehr selten beobachtet worden. Viel häufiger tritt Elektronenleitung in gestörten Halbleitern auf. Durch Fremdatome oder durch irgendwelche Störungen anderer Art bilden sich in der verbotenen Zone zwischen den erlaubten Energiebändern A und B schmale Energiestufen S aus, wodurch die notwendige Energie für den Übergang der Elektronen beträchtlich herabgesetzt wird. In den Abb. 5a und b sind zwei mögliche Fälle zur

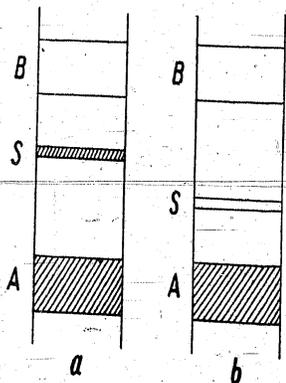


Abb. 5. Bändermodelle von Störhalbleitern.

Darstellung gebracht. Die Elektronen können z. B. aus dem Störniveau S in das unbesetzte Band B springen, wo sie zur elektrischen Leitung beitragen (Fall Abb. 5a), oder aber sie gehen aus dem vollbesetzten Band A in das Störniveau S über, so daß die Leitfähigkeit durch die Elektronenlücke im Band A gewährleistet ist (Fall Abb. 5b). Die Elektronenlücke bewegt sich wie ein positives Elektron. Im letzteren

Falle spricht man von Elektronenersatzleitung und kennzeichnet die Halbleiter mit den Namen Ersatz-, Defekt- oder Mangelhalbleiter, im ersten Falle hingegen spricht man von Elektronenüberschubleitung und bezeichnet die entsprechenden Halbleiter als Überschubhalbleiter. Beide Leitungsarten lassen sich experimentell durch Feststellung des Vorzeichens ihres Halleffektes unterscheiden. Negativer Halleffekt entspricht einem normalen Elektronenfluß, positiver hingegen einem Fluß der Defektelektronen.

f) Einteilung der Störhalbleiter

Die Gruppe der Störhalbleiter wird nach den heutigen Anschauungen zweckmäßig in zwei Untergruppen aufgeteilt, von denen die erste alle die Verbindungen enthält, deren Störatome chemisch mit

einer Art der Gitteratome übereinstimmen, hingegen die zweite alle jene Verbindungen, bei denen die Störatome in irgendwelchen andersgearteten Beziehungen zu den Gitteratomen der Grundsubstanz stehen. Die erste der beiden Untergruppen muß daher alle Halbleiter umfassen, deren Kennzeichen in einer stöchiometrischen Unschärfe ihres chemischen Aufbaues bestehen. Eine stöchiometrische Unschärfe kann auf verschiedene Weise entstehen: 1. in einem sonst regelmäßigen Gitter sitzen zusätzliche Bausteine einer Komponente der Grundsubstanz auf Zwischengitterplätzen (besonders bevorzugt, wenn der Durchmesser der Bausteine der eingelagerten Komponente kleiner ist als die Durchmesser der übrigen Gitterbausteine), 2. durch Bildung von Gitterleerstellen entsteht ein Überschuß der Komponente, die im Idealkristall den fehlenden Gitterbausteinen zugeordnet sein müßte, und 3. ein Teil der Gitterbausteine einer Komponente ist durch Gitterbausteine der anderen noch am Kristallaufbau beteiligten Komponente ersetzt (bei Ionenverbindungen nicht möglich).

Die Anzahl N der von den Störstellen nach dem unbesetzten Band bzw. vom besetzten Band nach den Störstellen übergelenden Elektronen ergibt sich zu

$$N = c_1 n_s^{1/2} T^{3/2} e^{-\frac{E_{S,B}}{2T}} \quad (5a)$$

und

$$N = c_2 n_s^{1/2} T^{3/2} e^{-\frac{E_{A,S}}{2T}} \quad (5b)$$

wenn n_s die Anzahl der Störstellen und $E_{S,B}$ bzw. $E_{A,S}$ die Energiedifferenzen zwischen dem unbesetzten Band und den Störstellenniveaus bzw. zwischen dem vollen Band und den Störstellenniveaus bedeuten und außerdem $N \ll n_s$ gilt. Sind jedoch von den n_s Störstellenniveaus nur ein Teil, etwa n , mit Elektronen besetzt, so ist für $n \ll n_s$ und $N \ll n$ das Gleichungspaar

$$N = c_1 n T^{3/2} e^{-\frac{E_{S,B}}{T}} \quad (6a)$$

und

$$N = c_2 n T^{3/2} e^{-\frac{E_{A,S}}{T}} \quad (6b)$$

gültig. Sowohl für (5) als auch für (6) muß Eigenhalbleitung ausgeschlossen sein und außerdem der betrachtete Temperaturbereich so

liegen, daß Änderungen der stöchiometrischen Verhältnisse nicht auftreten können. Die Ähnlichkeit der Gleichungspare (5) und (6), die der Form nach nahezu mit der Gleichung (4) übereinstimmen, liegt auf der Hand.

Solche Halbleiter, die je nach dem Überschuß der positiven oder der negativen Komponente Überschuß- oder Ersatzleitung zeigen, werden mit dem Namen „amphotere Halbleiter“ belegt.

In der Tab. 2 sind einige Beispiele für die verschiedenen Möglichkeiten der elektronischen Leitung angeführt.

Tab. 2. Beispiele für Elektronenleiter

Überlappung eines besetzten und eines leeren Bandes:	Bi
Verbindungen mit metallischer Leitfähigkeit:	Ti O, Cu S, Ti N, Zr N, V C, Ti C, Ta C, Zr C
Eigenhalbleiter:	Cu ₂ O
Halbleiter mit stöchiometrischer Unschärfe:	
a) Überschußhalbleiter:	Mg O, Ca O, Ba O, Zn O, Cd O, Al ₂ O ₃ , Ti O ₂ , Th O ₂ , WO ₃ , Fe ₂ O ₃ , sämtlich mit Sauerstoffmangel; violette Alkalihalogenide
b) Ersatzhalbleiter:	Fe O, Co O, Ni O, Cu ₂ O, sämtlich mit Sauerstoffüberschuß; K J, Cu J, Cu Br, Ag Cl, Ag Br, sämtlich mit Halogenüberschuß
c) Amphotere Halbleiter:	Pb S, Pb Se, UO ₂
Isolatoren:	Na Cl; Diamant

Die spezifische Leitfähigkeit σ ist proportional der Zahl der Leitungselektronen (bzw. Löcher) N und proportional deren Beweglichkeit v . Es gilt daher

$$\sigma = v_e N, \quad (6c)$$

falls e die Elektronenladung darstellt. Daraus wiederum folgt für σ eine Temperaturabhängigkeit mit dem Faktor $e^{-E/2T}$ bzw. für den

§ 1. Allgemeine Betrachtungen

spezifischen Widerstand ρ eine Abhängigkeit von der Temperatur der Form

$$\rho = \bar{\rho} e^{b/T}, \quad (6d)$$

wobei b eine temperaturunabhängige Konstante darstellt, während $\bar{\rho}$ schwach temperaturabhängig ist. Daher läßt sich für den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes (β) schreiben

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} = -\frac{b}{T^2} \quad (6e)$$

bzw.

$$\beta = \frac{\log \bar{\rho} - \log \rho}{T}. \quad (6f)$$

Für Metalle gilt bei nicht zu niedriger Temperatur, daß der spezifische Widerstand ρ_m ungefähr proportional der Temperatur ist, also

$$\rho_m = cT, \quad (6g)$$

woraus für β_m folgt

$$\beta_m = \frac{1}{\rho_m} \frac{d\rho_m}{dT} = \frac{1}{T}. \quad (6h)$$

g) Erweitertes Bänderschema

Das in II, §1e skizzierte sogenannte WILSON-FOWLERSche Bändermodell ist verschiedentlich erweitert worden. Insbesondere haben RIEHL und SCHÖN durch Einführung von zwei Gruppen von Termen zwischen vollbesetztem Band (A) und leerem Band (B), den Aktivatortermen und den Anlagerungstermen, ein Modell geschaffen, welches seine Brauchbarkeit bei der Erklärung der Lumineszenzeigenschaften der Kristallphosphore bereits bewiesen hat und neuerdings mit überraschender Wirkung auch die Erscheinungen der lichtelektrischen Leitung zu erklären gestattet. Die mehr oder weniger lokalisiert liegenden Aktivatorterme, die alle voll besetzt sind, befinden sich unmittelbar über dem vollen Bande (A), so daß beim Übergang eines Elektrons aus dem vollen Bande ins leere Band das entstandene Loch sofort oder nach einer gewissen Zeit durch ein Elektron eines der Aktivatorterme wieder ausgefüllt werden kann. Die ebenfalls lokalisiert zu denkenden Anlagerungsterme sind leer und liegen ihrerseits unmittelbar unter dem leeren Bande (B). Etwa in die Aktivatorterme zurückfallende angeregte Elektronen (unter Emission eines Licht-

quants) stammen aus dem Bande (B), in das sie aus A (etwa durch Absorption eines Lichtquants geeigneter Frequenz) gehoben wurden, indem sie entweder direkt von B oder indem sie nach vorübergehendem Aufenthalt in den Anlagerungstermen (Haftstellen) in die Aktivatorterme übergehen.

h) Ionenleiter

Im Gegensatz zu den Elektronenleitern bezeichnet man diejenigen festen Stoffe, bei denen die elektrische Leitfähigkeit durch Ionen hervorgerufen wird, als Ionenleiter. In jedem Ionenleiter werden jedoch am Elektrizitätstransport Elektronen, wenn auch in geringem Maße, teilnehmen, so daß praktisch nur von gemischter Leitung gesprochen werden dürfte. Erkennlich ist die Ionenleitung fester Körper daran, daß die gleichen Gesetzmäßigkeiten, die für die elektrolytische Leitung maßgebend sind, auch hierfür gelten. Demzufolge muß auch eine Abscheidung an den Elektroden erfolgen, so daß eine Polarisationsspannung auftritt. Die Ionenleitung heißt unipolar, wenn nur eine Ionenart wandert, hingegen bipolar, wenn sich beide Ionenarten an der Leitung beteiligen.

Mit der Ionenleitung ist also ein Massentransport verbunden. Ein solcher tritt auch bei den Diffusionserscheinungen auf.

Nach Überlegungen von SCHOTTKY und WAGNER sind bei allen Kristallen für $T \neq 0^\circ K$ einige Atome oder Ionen im Kristall fehlgeordnet. Ändert sich die Temperatur, so muß sich auch das Fehlordnungsgleichgewicht neu einstellen, wodurch eine Wanderung der Fehlstellen feststellbar wird. Fehlstellen entstehen entweder durch reine Leerstellenbildung (Fehlordnung nach SCHOTTKY) oder durch Besetzen von Zwischengitterplätzen oder durch Leerstellenbildung und Besetzen von Zwischengitterplätzen (Fehlordnung nach FRENKEL). In allen drei Fällen können beide Ionen- oder Atomarten in gleicher Anzahl bei der Bildung der Leerstellen oder bei der Besetzung der Zwischengitterplätze beteiligt sein (stöchiometrische Zusammensetzung), oder aber auch nur eine der beiden Ionen- oder Atomarten (stöchiometrischer Überschuß).

Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit der Ionenhalbleiter σ , die auch durch Fremdionen hervorgerufen sein kann, von der Temperatur wird nach SMEKAL durch die Gleichung

$$\sigma = A_1 e^{-\frac{B_1}{T}} + A_2 e^{-\frac{B_2}{T}} \quad (7)$$

dargestellt. Hierbei muß $A_1 \ll A_2$ und $B_1 < B_2$ sein. Der erste Summand überwiegt bei tiefer Temperatur (Tieftemperatureffekt, strukturbedingt), der zweite bei hoher Temperatur (Hochtemperatureffekt, strukturunempfindlich).

§ 2. Begriff der Austrittsarbeit

a) Definition der Austrittsarbeit

Wird unter E_a der Energiebetrag verstanden, der notwendig ist, um gegen die Anziehungskräfte der positiven Ionen ein Elektron mit der Energie Null aus dem Metall herauszubringen, so stellt die Differenz $E_a - E_i$ offenbar den kleinsten Energiebetrag dar, der angewendet werden muß, um eine Elektronenemission hervorzurufen (E_i Grenzenergie, vgl. II, § 1d). Allerdings kommt als Bedingung hinzu, daß die Elektronen eine genügend große Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Austrittsfläche haben müssen. Stellt φ die Austrittsarbeit und e die Elektronenladung dar, so gilt die Gleichung

$$e\varphi = E_a - E_i \quad (8)$$

b) Bildkraft

Die Wirkung der Anziehungskräfte, die das Austreten der Elektronen aus dem Metall verhindern, ist in erster Linie auf die Existenz der SCHOTTKYSchen Bildkraft zurückzuführen. Wird nämlich ein Elektron aus der Schichttiefe x um die gleiche Wegstrecke x von der Emissionsoberfläche entfernt, so macht sich die elektrostatische Anziehungskraft geltend, d. h. das Elektron wird mit einer solchen Kraft angezogen, als säße im Innern des Metalls im Abstand x von der Emissionsoberfläche eine der Elektronenladung gleich große, jedoch positive Ladung. Die Bildkraft besitzt nach dem COULOMBSchen Gesetz den Wert

$$K_B = -e^2/(2x)^2 \quad (9)$$

Die der Bildkraft entsprechende Feldstärke ergibt sich zu

$$F_B = e/4x^2 \quad (10)$$

und das Bildkraftpotential zu

$$U_B = \int_a^\infty F_B dx = -e/4a \quad (11)$$

Da für $a = 0$ das Bildkraftpotential unendlich wird, ist es zweckmäßig, einen kritischen Abstand a_0 einzuführen, so daß die Gleichung (11) von a_0 bis ∞ Gültigkeit besitzt⁶⁾. Unterhalb a_0 soll das Potential mit der Entfernung linear abfallen. Der Abszissenwert des Berührungspunktes der Tangente an die Potentialkurve, die gleichzeitig die Abszisse im Nullpunkt schneidet, wird als kritischer Abstand a_0 gewählt (vgl. Abb. 6). Physikalisch läßt sich die Einführung des kritischen

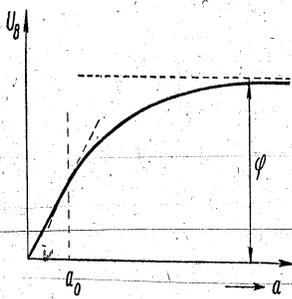


Abb. 6. Bildkraftpotential.

Abstandes a_0 leicht rechtfertigen. Die Gleichung (11) ist unter der Annahme einer gleichmäßigen Ladungsverteilung berechnet worden, was offenbar in der Nähe der Atome nicht mehr zulässig ist. Außer dem von der Oberfläche ansteigenden Bildkraftpotential trägt auch eine an der Oberfläche auftretende elektrische

Doppelschicht zur Bildung der Potentialschwelle bei, die die Elektronen an der Grenzschicht Metall-Gasraum bzw. Metall-Vakuum überwinden müssen. Die Doppelschicht entsteht dadurch, daß die Metallatome an der Oberfläche unter dem Einfluß der nach innen gerichteten elektrischen Felder polarisiert werden. Die Potentialschwelle an der Grenze Metall-Vakuum wird also einen Gesamtverlauf nehmen, wie er etwa in Abb. 7 schematisch wiedergegeben ist. A stellt die Grenzfläche zwischen dem Metall (M) und dem Vakuum (V) dar. Die Differenz $E_a - E_i$ erfüllt die Gleichung (8).

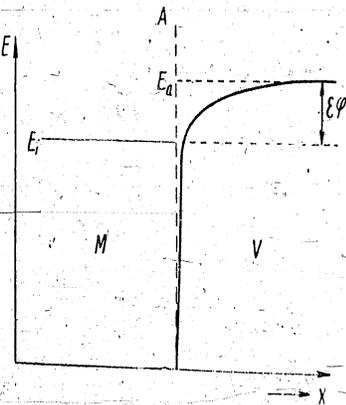
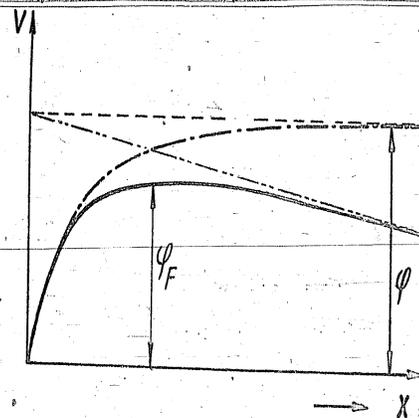


Abb. 7. Potentialschwelle an der Grenze Metall-Vakuum.

e) Kontaktpotential

Besitzt ein Metall eine große Austrittsarbeit, so übt es demnach eine starke Anziehungskraft auf die Elektronen aus. Zwei an Erde liegende Elektroden im Vakuum mit verschiedener Austrittsarbeit (φ und φ_{An}) werden daher eine Potentialdifferenz gegeneinander aufweisen, und zwar wird sich die Elektrode mit der größeren Austrittsarbeit



----- Verlauf durch Einfluß der Bildkraft
 - · - - - - Verlauf durch Einfluß des angelegten Feldes
 ———— Resultierender Verlauf

Abb. 8. Potentialverlauf, hervorgerufen durch Bildkraft und angelegtes Feld.

negativ der anderen gegenüber aufladen. Die Potentialdifferenz wird als das Kontaktpotential K bezeichnet und ist der negativen Differenz der Austrittsarbeiten gleich⁷⁾,

$$K = -(\varphi - \varphi_{An}). \quad (12)$$

Das Metall mit größerer Austrittsarbeit wird dem mit kleinerer Austrittsarbeit gegenüber als elektronegativer bezeichnet.

d) Herabsetzung der Austrittsarbeit

Legt man an die Metalloberfläche ein elektrisches Feld F , so wird die Austrittsarbeit um den Betrag $\sqrt{\epsilon F}$ herabgesetzt (SCHOTTKY-Effekt):

$$\varphi_F = \varphi - \sqrt{\epsilon F}. \quad (13)$$

Reicht die eingestrahle und den Elektronen übertragene Energie gerade hin, daß die Photoelektronen die Austrittsarbeit $\epsilon\varphi$ überwinden, d. h. daß die austretenden Elektronen die Energie Null besitzen, so geht (17) in die Gleichung

$$\epsilon\varphi = h\nu_0 (= E_a - E_i) \quad (18)$$

über ν_0 stellt daher gerade diejenige charakteristische Frequenz dar, die notwendigerweise eingestrahlt werden muß, um Elektronen der Geschwindigkeit Null aus der Oberfläche herauszubringen. Die Frequenz ν_0 wird als Grenzfrequenz bezeichnet. Wegen der Beziehung

$$h\nu_0 = hc/\lambda_0 \quad (19)$$

bzw.

$$\lambda_0 = hc/\epsilon\varphi (= 1236/\varphi \text{ m}\mu, \text{ wenn } \varphi \text{ in Volt gegeben ist}), \quad (19a)$$

worin c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet, kann die Aussage über die Möglichkeit einer lichtelektrischen Emission auch durch den Begriff der langwelligen oder roten Grenze λ_0 getroffen werden. Es muß dann heißen, daß bei Einstrahlung einer Wellenlänge, die größer als λ_0 ist, keine Emission mehr stattfindet.

Drückt man die Bewegungsenergie der Elektronen $mv^2/2$ durch

$$mv^2/2 = \epsilon V \text{ (in Elektronenvolt)} \quad (20)$$

aus, so kann der Inhalt der Gleichungen (17) und (18) auch in der Form

$$\epsilon V = h(\nu - \nu_0) \quad (21)$$

zum Ausdruck gebracht werden.

d) Die FOWLERSchen Gleichungen

Die Grenzfrequenz ν_0 ist nur für eine Temperatur $T = 0^\circ \text{K}$ scharf definiert. Für Temperaturen $T \neq 0^\circ \text{K}$ besitzen die Elektronen thermische Zusatzenergien, so daß auch bei Aufnahme eines Energiequants $h\nu < h\nu_0$ die Austrittsschwelle von den Elektronen überwunden werden kann. Es wird also eine Unschärfe der langwelligen Grenze zu beobachten sein. Auf Grund der SOMMERFELDSchen Metallelektronentheorie läßt sich die Zahl der Elektronen N berechnen, die eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche besitzen und da-

her unter Aufnahme eines $h\nu$ in der Lage sind, das Metall zu verlassen. Die diesbezüglichen FOWLERSchen Gleichungen⁹⁾ lauten:

$$N = \frac{2\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \frac{(kT)^2}{(E_a - h\nu)^{1/2}} \left[e^\alpha - \frac{e^{2\alpha}}{2^2} + \frac{e^{3\alpha}}{3^2} \mp \dots \right] \quad (22a)$$

für $\alpha \leq 0$ und

$$N = \frac{2\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \frac{(kT)^2}{(E_a - h\nu)^{1/2}} \left[\frac{\pi^2}{6} + \frac{\alpha^2}{2} - \left(e^{-\alpha} - \frac{e^{-2\alpha}}{2^2} + \frac{e^{-3\alpha}}{3^2} \mp \dots \right) \right] \quad (22b)$$

für $\alpha \geq 0$. Unter α wird dabei

$$\alpha = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT} \quad (23)$$

verstanden. Zunächst erkennt man, daß für $T = 0$ und $h\nu \leq h\nu_0$, also $\alpha \leq 0$, $N = 0$ wird, sodann, daß N für $h\nu \geq h\nu_0$, also $\alpha \geq 0$, proportional $\frac{(h\nu - h\nu_0)^2}{(E_a - h\nu)^{1/2}}$ ist. Für $\nu = \nu_0$ wird N proportional dem Quadrat der absoluten Temperatur. Führt man an Stelle der Anzahl der Elektronen N den lichtelektrischen Strom i , der proportional N sein muß, ein, so lassen sich die Gleichungen (22) offenbar in der Form

$$\frac{i(E_a - h\nu)^{1/2}}{T^2} = C_1 f_1(\alpha) \quad (24)$$

schreiben, wobei die Konstante C_1 unabhängig von ν und T ist und die Funktion $f_1(\alpha)$ den Ausdrücken der eckigen Klammern in (22) entspricht. Ist ν von ν_0 sehr wenig verschieden, so kann $(E_a - h\nu)^{1/2}$ als konstant und gleich $E_a^{1/2}$ angesehen werden. In logarithmischer Schreibweise ergibt sich sodann

$$\log i/T^2 = C_2 + f_2(\alpha), \quad (25)$$

worin für $\alpha \leq 0$

$$f_2(\alpha) = \log \left[e^\alpha - \frac{e^{2\alpha}}{2^2} + \frac{e^{3\alpha}}{3^2} \mp \dots \right] \quad (26a)$$

und für $\alpha \geq 0$

$$f_2(\alpha) = \log \left[\frac{\pi^2}{6} + \frac{\alpha^2}{2} - \left(e^{-\alpha} - \frac{e^{-2\alpha}}{2^2} + \frac{e^{-3\alpha}}{3^2} \mp \dots \right) \right] \quad (26b)$$

bedeutet. Die FOWLERSchen Gleichungen (22) sind für $\nu \gg \nu_0$ nicht mehr gültig. Offenbar überwiegt bei höheren Frequenzen die quantenhafte Übertragung der Strahlungsenergie an Elektronen, die stärker an das Metallgitter gebunden sind.

e) Quantenäquivalent (2. Quantenbeziehung)

Die zweite Quantenbeziehung, die aus quantentheoretischen Überlegungen folgt,

$$N = \frac{\Phi_{\text{abs}}}{h\nu} \quad (27)$$

bezeichnet man als Quantenäquivalenzgesetz. Die Gültigkeit dieser Beziehung, in der N die Zahl der durch die absorbierte Lichtenergie Φ_{abs} abgelösten Elektronen bedeutet, ist allerdings für den äußeren lichtelektrischen Effekt experimentell noch nicht sichergestellt worden, jedoch ist dies noch kein Beweis dafür, daß die Gleichung (27) nicht gelten kann oder die Verhältnisse nicht richtig beschreibt. Die Zahl N bezieht sich auf die im Innern des Metalls abgelösten Elektronen und nicht auf die der Messung zugänglichen ausgetretenen Elektronen. Da jedoch mit Verlusten zu rechnen ist, kann das Erreichen des Quantenäquivalentes, falls man sich experimentell nur auf die ausgetretenen Elektronen stützt, kaum erwartet werden*).

§ 4. Die Grundlagen des inneren lichtelektrischen Effektes

a) Der lichtelektrische Primärstrom

Die in einem Halbleiter oder Isolator durch Strahlungsenergie primär abgelösten und sich in der Feldrichtung bewegenden Elektronen sowie ihr Ersatz bilden nach GUDDEN und POHL den lichtelektrischen Primärstrom. An einem isolierenden Kristall (vgl. Abb. 10) wird unter dem Einfluß der absorbierten Strahlung (Längsfeld- oder Querfeldbeleuchtung; s. auch IX, § 3a) eine Trennung von negativer und positiver Ladung und eine Verschiebung dieser Ladungen durch das angelegte Feld erfolgen, so daß eine Aufladung der Elektroden vom Betrage

$$Q = \frac{\varepsilon N}{D} (x_1 + x_2) \quad (28)$$

* Zur Berechnung des Quantenäquivalentes, als Beispiel das der Hg-Linie 5461 ÅE: $\nu = 5,5 \times 10^{14}$ 1/sec, $h = 6,55 \times 10^{-27}$ erg sec, $h\nu = 36,02 \times 10^{-13}$ erg = $86,08 \times 10^{-21}$ cal, $\varepsilon = 1,59 \times 10^{-19}$ Coul, daher das Quantenäquivalent

$$\frac{1,59 \times 10^{-19} \text{ Coul}}{86,08 \times 10^{-21} \text{ cal}} = 1,86 \frac{\text{Coul}}{\text{cal}}$$

§ 4. Die Grundlagen des inneren lichtelektrischen Effektes 23

beobachtet wird. Der Abstand der Elektroden ist mit D , die Strecke, um die die negativen bzw. positiven Ladungen verschoben sind, mit x_1 bzw. mit x_2 und die Zahl der abgelösten Elektronen mit N bezeichnet. Werden in der Zeiteinheit N' Ladungen getrennt, so fließt ein Strom

$$i_{\text{ph}} = \frac{\varepsilon N'}{D} (x_1 + x_2). \quad (29)$$

Der durch Gleichung (29) bestimmte Primärstrom ist der absorbierten Strahlungsenergie proportional und folgt der Belichtung träg-

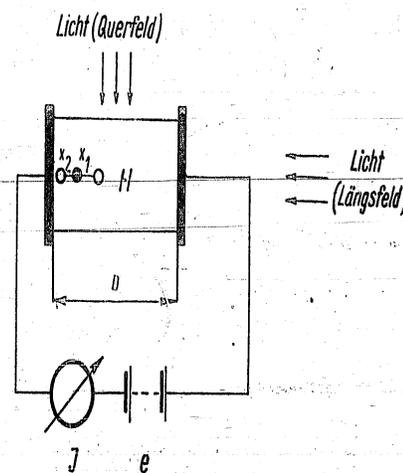


Abb. 10. Innerer lichtelektrischer Effekt.

heitslos. Mit größer werdender Feldstärke wächst der Primärstrom linear an und erreicht sodann bei größerer Feldstärke einen Sättigungswert. Durch den Vergleich der gesättigten lichtelektrischen Primärströme mit der absorbierten Strahlungsenergie kann, wie ebenfalls GUDDEN und POHL gezeigt haben, die Gültigkeit des Quantenäquivalenzgesetzes nachgewiesen werden. Jedes absorbierte $h\nu$ ergibt, wenn die Sättigungsfeldstärke erreicht ist, ein nachweisbares Elektron.

Nach neueren Überlegungen von HILSCH und POHL lassen sich die Gesetzmäßigkeiten des Primärstromes zweckmäßig aus dem Begriff der Meßausbeute η' ableiten. Die Meßausbeute erfüllt die Gleichung

$$\eta' = \frac{i_{\text{ph}}}{ze} \quad (30)$$

worin i_{ph} der primäre lichtelektrische Strom und ze die Äquivalentladung der im Kristall absorbierten Lichtquanten bedeuten (z ist die Zahl der in der Sekunde absorbierten Lichtquanten). Aus der Meßausbeute errechnet sich einmal die Quantenausbeute

$$\eta = \frac{N'}{z} \quad (31)$$

und zum anderen der mittlere Weg x , den die abgelösten Elektronen zurücklegen, bezogen auf die Einheit der Sättigungsfeldstärke F ,

$$\frac{x}{F} = bt. \quad (32)$$

Unter b versteht man die Beweglichkeit der Elektronen und unter t ihre mittlere Lebensdauer im beweglichen Zustand. Mit den Gleichungen (31) und (32) erhält man zwei Größen, die für den primären Vorgang kennzeichnend sind.

b) Die Sekundärströme

Die Gesetzmäßigkeiten des Primärstromes werden durch das Auftreten von Sekundärströmen bei den elektronischen und gemischten Halbleitern fast vollständig verdeckt. Unter den Sekundärströmen wurden früher alle die Ströme verstanden, die nicht in der Bewegung der primär durch die Strahlung abgelösten Elektronen und ihres Ersetzes ihre Ursache hatten, sondern als Folgeerscheinungen, besonders bei großer Primärstromdichte, zu werten waren. Das Wesen der Sekundärströme konnte in den letzten Jahren experimentell von HILSCH und POHL¹⁰⁾ und theoretisch von SCHOTTKY so weit aufgeklärt werden, daß es aus dem Mechanismus der Elektronenrekombination verständlich geworden ist. Die Versuche, die im wesentlichen an KH-KBr-Mischkristallen ausgeführt worden sind, lassen den Schluß zu, daß für den Mechanismus des Sekundärstromes zwei Größen eines Gemischtleiters, der eine gewisse elektronische Dunkelleitfähigkeit besitzt, maßgebend sind, nämlich 1. das Verhältnis der Elektronen-Dunkelleitfähigkeit zur Gesamtdunkelleitfähigkeit σ_e/σ_G und 2. das Verhältnis des mittleren Elektronenweges zum Elektrodenabstand x/D . Durch die Belichtung des Kristalls wird zunächst der Primärstrom erzeugt und damit vor der Kathode eine Erhöhung des Feldes.

Die Folge davon ist eine Steigerung der Zahl der aus der Kathode austretenden Elektronen, ohne daß die Elektronendichte vor der Kathode vergrößert wird. Der Weg x , den die Elektronen im beweglichen Zustand durchlaufen, kann nun größer als der Elektrodenabstand D werden, so daß als Folge des Lichtabsorptionsaktes nicht nur ein Elektron, wie es das Quantenäquivalent bei der Absorption eines Lichtquanten fordert, im Feld bewegt wird, sondern daß mehrere, größenordnungsmäßig 10 bis 100 Elektronen, den Kristall durchlaufen. Der lichtelektrische Primäreffekt besteht in der Bildung von H und von Farbzentren aus KH. Bis zur Wiedervereinigung von K und H zu einer Molekel KH vergeht eine gewisse Zeit, wodurch die Trägheit, mit der die Sekundärströme behaftet sind, erklärt werden kann.

An Gesetzmäßigkeiten für den Sekundärvorgang ergibt sich daher, daß der Sekundärstrom i_s proportional der Feldstärkenänderung ΔF an der Kathode sein muß, also der Gleichung

$$i_s = k_1 \Delta F \sigma_e \quad (33)$$

genügt. Hieraus folgt, wie man leicht nachweisen kann, die Gültigkeit der Beziehung (34) zwischen i_s und i_{ph} ,

$$i_s = k_2 i_{ph} \quad (34)$$

Unter der Bedingung, daß ein exponentielles Verlustgesetz gilt und außerdem das Feld im Innern des Kristalls auch bei Belichtung homogen bleibt, läßt sich ein allgemeingültiges Gesetz für alle lichtelektrischen Ströme in Kristallen ableiten, welches, da ein Verlustgesetz als gültig vorausgesetzt worden ist, nicht nur für den Fall der Sättigung, sondern auch für Feldstärken unterhalb der Sättigung angesetzt werden kann,

$$\eta' = \frac{\eta k \left[1 - k \left(1 - e^{-\frac{1}{k}} \right) \right]}{1 - k_2 k \left(1 - e^{-\frac{1}{k}} \right)} \quad (\text{nach HILSCH u. POHL}) \quad (35)$$

Die in (34) und (35) vorkommende Konstante k_2 stellt den Elektrodenanteil des Dunkelstromes dar. k erfüllt in Gleichung (35) die Beziehung

$$k = x/D. \quad (36)$$

c) Die lichtelektrische Leitung im Lichte des Bändermodells

Es war unbefriedigend, die Erscheinungen der lichtelektrischen Leitung lange Zeit nicht konsequent unter Benutzung des Bändermodells verstehen zu können. Die Untersuchungen an CdS-Einkristallen eröffneten jedoch der Anwendung des Bändermodells, insbesondere des erweiterten RIEHL-SCHÖNSCHEN (vgl. II, § 3g), den Weg, die Erscheinung der lichtelektrischen Leitung mit seiner Hilfe konsequent zu erklären¹¹⁾.

Durch die Absorption von Lichtquanten entsprechender Frequenz im Gebiet der Grundgitterabsorption werden Elektronen vom vollbesetzten Band *A* ins leere Leitfähigkeitsband *B* gehoben. Die Löcher im Band *A* werden durch Elektronenübergänge im wesentlichen aus den Aktivatortermen wieder aufgefüllt, so daß die Rekombination von Elektronen zu Übergängen vom Leitfähigkeitsband *B* in die Aktivatorterme führt, natürlich unter teilweiser vorübergehender Besetzung der Haftstellen. Man kann also von einer Lokalisierung positiver Ladungen sprechen und annehmen, daß der Stromtransport beim Anlegen eines Feldes im wesentlichen durch die Elektronen im Leitfähigkeitsband *B* besorgt wird. Die Elektronen werden im Felde eine gerichtete Geschwindigkeit erlangen und die Größe des Photostromes wird durch die Elektronenbeweglichkeit und durch die Elektronenkonzentration im Leitfähigkeitsband bestimmt. Die Elektronenkonzentration ist abhängig von der Zahl der absorbierten Lichtquanten und außerdem von einem Rekombinationskoeffizienten, der über die Zahl der Übergänge vom Leitfähigkeitsband in die Aktivatorterme Auskunft gibt.

Im Gebiet der Störstellenabsorption, also im Ausläufergebiet, werden die Elektronen von den Aktivatortermen in das Leitfähigkeitsband und vom vollen Band in die Haftstellen springen.

Der Begriff des Sekundärstromes wird ersetzt durch den Begriff „Verstärkungsfaktor“. Quantenausbeuten über 1 lassen sich dadurch erklären, daß neben den lichtelektrischen Elektronen noch von der Kathode eingewanderte Elektronen an der Leitung teilnehmen. Im Falle des CdS liegt die Fermigrenze unter dem unteren Rande des Leitfähigkeitsbandes und daher ist ein Einwandern von Elektronen aus der Kathode nicht ohne weiteres möglich, aber durch Anlegen

des äußeren Feldes geraten die lichtelektrischen Elektronen in Bewegung, hinter sich eine positive Raumladung zurücklassend, die von den Löchern herrührt. Das durch diese Raumladung hervorgerufene Feld läßt die Zuwanderung von Elektronen aus der Kathode zu, und zwar wird die Konzentration durch die Zahl der positiven Löcher bestimmt. Weil nun jedes der positiven Löcher während seiner Lebensdauer einer größeren Anzahl von Elektronen das Durchlaufen

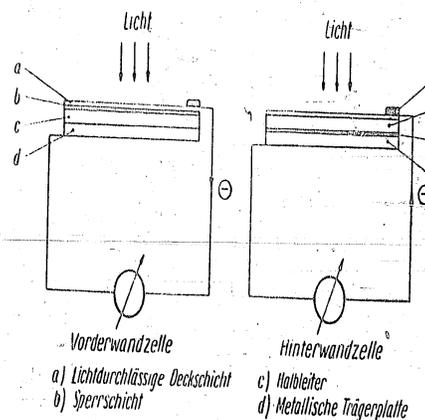


Abb. 11. Vorderwand- und Hinterwandsperrschichtzellen.

möglich macht, weil also die Beweglichkeit der Elektronen größer ist als die Beweglichkeit der Löcher, kommt es zu einer „Verstärkung“ der lichtelektrischen Elektronen.

§ 5. Die Grundlagen des Sperrschichtphotoeffektes

a) Beziehung zwischen Photostrom bzw. Photospannung und Lichtintensität

Der durch eine Sperrschichtzelle (Photoelement) erzeugte Photostrom sowie die Photospannung (vgl. Abb. 11) hängen außer von der Beleuchtungsstärke auch vom äußeren Widerstand ab. Ist der Außenwiderstand Null, so fließt der Kurzschlußstrom i_K , der für geringe Beleuchtungsstärken E (etwa bis zu 300 Lux) dieser proportional ist,

$$i_K = C_1 E \quad (37)$$

bzw.

$$i_K = C_2 \Phi, \quad (38)$$

worm C_1 bzw. C_2 ein Maß für die Empfindlichkeit der Sperrschichtzelle darstellen. Für die Leerlaufspannung e_L (Außenwiderstand $R_a = \infty$) ergibt sich eine logarithmische Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke

$$e_L = C_3 \log E. \quad (39)$$

b) Notwendigkeit einer Sperrschicht

Für das Auftreten eines Sperrschichtphotoeffektes an einer Halbleiter-Metall-Kombination ist das Vorhandensein einer unipolar leitenden Sperrschicht zwischen Halbleiter und Metall notwendig. Die Eigenschaften dieser Sperrschicht sind nicht nur für den Sperrschichtphotoeffekt, sondern in gleichem Maße auch für den Gleichrichtermechanismus der Trockengleichrichter entscheidend. Das Wesen der Sperrschicht aufzuklären, heißt daher, die Kenntnis sowohl des Gleichrichtereffektes als auch des Sperrschichtphotoeffektes zu vertiefen. Ob das Gleichgewicht, in dem sich die Halbleiter-Metall-Kombination befindet, durch Heben oder Senken der Energiebänder unter Anlegung eines elektrischen Feldes gestört wird (Gleichrichtereffekt) oder dadurch, daß durch Belichtung der Halbleiterschicht Elektronen in höhere Niveaus gehoben werden, von wo sie in der Lage sind, die Potentialschwelle (als solche wirkt die Sperrschicht) zu überwinden (Sperrschichtphotoeffekt), ist von sekundärer Bedeutung¹²⁾. Übereinstimmend für Sperrschichtphotoeffekt und Gleichrichtereffekt ergibt sich, daß die Photoelektronen in der Sperrichtung des Gleichrichters fließen.

c) Chemische Sperrschicht

Man unterscheidet die chemische von der physikalischen Sperrschicht. Letztere allein genügt, um die notwendige Unipolarität an einer Halbleiter-Metall-Kombination hervorzurufen.

Eine chemische Sperrschicht entsteht, wenn stöchiometrische Unterschiede im Halbleiter auftreten. Man kann sich dann das Auftreten der Unipolarität in verschiedener Weise vorstellen. Nach VAN GEEEL¹³⁾ beispielsweise (vgl. Abb. 12) fließen die Elektronen vom Metall zum Halbleiter besser (Abb. 12b) als umgekehrt (Abb. 12c). Wegen des wellenmechanischen Tunneleffektes können die Elektronen den Po-

tentialberg zwischen Metall und Halbleiter durchdringen und gelangen in ein leeres Band des Halbleiters. Umgekehrt könnten die Elektronen zwar ebenfalls den Potentialberg überwinden, jedoch befindet sich oberhalb des Grenzniveaus kein gefülltes Band des Halbleiters, welches Elektronen abzugeben in der Lage wäre. Zur Erklärung des wellenmechanischen Tunneleffektes sei hinzugefügt, daß nach der wellenmechanischen Theorie Elektronen einen Potentialberg durchsetzen können, wenn auch ihre Energie nach der klassischen Theorie

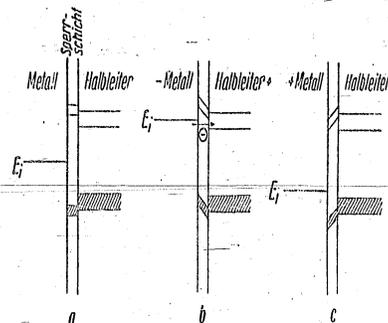


Abb. 12. Gleichrichtervirkung nach VAN GEEEL.

an sich nicht ausreicht, den Potentialberg zu überwinden. Für eine Energie $E > U$, wobei U die Höhe der Potentialschwelle darstellt, überwinden alle Elektronen nach den klassischen Überlegungen den Potentialberg. Falls jedoch $E < U$ ist, kann nach klassischen Vorstellungen kein Elektron auf die andere Seite des Potentialberges gelangen, hingegen zeigen wellenmechanische Betrachtungen, daß eine gewisse Anzahl von Elektronen den Potentialberg durchdringen. Die Anzahl der den Potentialberg durchsetzenden Elektronen zur Anzahl der gesamten auf den Potentialberg auftreffenden Elektronen nimmt exponentiell mit größer werdender Differenz $U - E$ ab. Nach MORT¹⁴⁾ spielt der wellenmechanische Tunneleffekt beim Gleichrichter keine so entscheidende Rolle, sondern durch eine in der Sperrschicht abnehmende Störstellenkonzentration können, falls der Gleichgewichtszustand (vgl. Abb. 13a) durch das Anlegen eines Feldes gestört wird, Elektronen in das unbesetzte Halbleiterband springen (Abb. 13b); umgekehrt jedoch fehlt es im obersten Halbleiterband an Elektronen,

die abgegeben werden könnten (Abb. 13c), so daß ein Sprung unterbleibt.

d) Physikalische Sperrschicht

Die physikalische Sperrschicht beruht auf einem ausgesprochenen Randeffect¹⁵. Das Elektrodenmetall prägt dem Halbleiter eine Elektronendichte auf, die am Rande geringer ist, als sie entsprechend dem Störstellengehalt des Halbleiters sein müßte. Es tritt eine Randzone

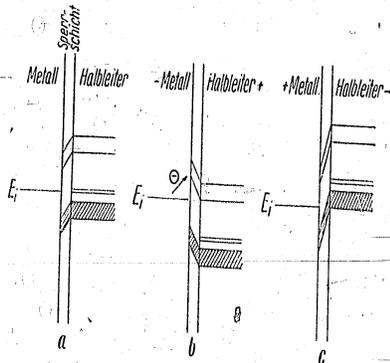


Abb. 13. Gleichrichterwirkung nach Mott.

mit Elektronenverarmung auf. Bei einem Elektronenfluß vom Halbleiter zum Metall erhält die Randzone Elektronen aus elektronenreichen Gebieten, so daß die Randzone mit Elektronen „überschwemmt“ wird. Fließen die Elektronen umgekehrt, so „verarmt“ die Randzone an Elektronen. Aus dieser Betrachtung ergibt sich, daß die Halbleiter-Metall-Kombination unipolar leiten muß. Daß die Metallelektrode dem Halbleiter in der Randzone eine Elektronendichte aufprägt, ergibt sich daraus, daß beim Übertritt der Elektronen vom Metall zum Halbleiter ebenso eine Austrittsarbeit überwunden werden muß wie beim Austritt der Elektronen vom Metall ins Vakuum. Metalle, die eine hohe Austrittsarbeit besitzen, erzeugen eine größere Elektronenverarmung in der Randzone. Der Übergangswiderstand für die Elektronen wird hoch sein. Ist der angrenzende Halbleiter ein Defekthalbleiter, so haben Kombinationen, die für Überschusselektronen eine hohe Austrittsarbeit besitzen, eine niedrige Austrittsarbeit für die Defektelektronen und daher auch einen geringen Übergangs-

widerstand. Versteht man unter E die Energie, die zur Ausbildung eines Elektronenpaares (Überschusselektron und Elektronenlücke) notwendig ist, so muß die Beziehung

$$\varphi_e + \varphi_d = E \quad (40)$$

gelten (φ_e bzw. φ_d sind die Austrittsarbeiten für Überschuss- bzw. Defektelektronen). Wenn E_e bzw. E_d die potentiellen Energien für ein

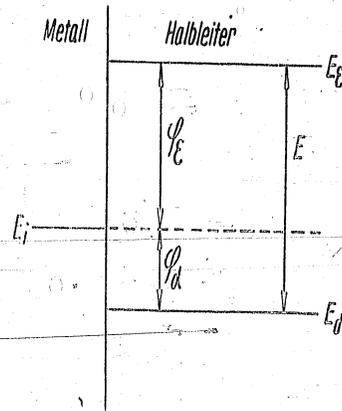


Abb. 14. Energieverhältnisse für Elektronen bzw. für Defektelektronen im Halbleiter.

im Halbleiter ruhendes Elektron bzw. Defektelektron bedeuten (Abb. 14), so folgen weiter die Gleichungen

$$\varphi_e = E_c - E_i \quad (41a)$$

und

$$\varphi_d = E_i - E_d \quad (41b)$$

Die neueren Versuchsergebnisse scheinen mit den über die physikalische und chemische Sperrschicht entwickelten Theorien gut übereinzustimmen, während die älteren Theorien, insbesondere diejenige, die die Sperrschichtzelle als Elektronenkonzentrationselement auffaßt, oder aber, die gewisse Vergleiche zum äußeren lichtelektrischen Effekt zur Deutung heranzieht, versagen. Entweder stimmt das Vorzeichen der Belichtungsspannungen nicht, oder aber die Größe der erhaltenen Belichtungsspannung erfordert in Halbleitern mit stöchiometrischer Unschärfe unvorstellbare Elektronenkonzentrationsgefälle.

III. Abschnitt

Verwandte Emissionserscheinungen

Elektronen können nicht nur durch Licht ausgelöst werden, sondern der zum Elektronenaustritt notwendige Energiebetrag kann den Elektronen auch auf andere Weise zugeführt werden, z. B. durch Erhitzung des Körpers (glühelctrische oder thermische Emission), durch Beschleßen mit Elektronen, Atomen oder positiven Ionen (Sekundäremission) oder durch Anlegen hoher elektrischer Felder (Feldemission). Unter „verwandte Emissionserscheinungen“ sollen diese genannten Emissionsarten verstanden sein. Ein kurzes Besprechen ihrer Gesetzmäßigkeiten hat den Vorteil, daß die Zusammenhänge, die teilweise mit der lichtelektrischen Emission bestehen, besser übersehen werden können, aber auch den, daß Entladungsgefäße, in denen neben dem lichtelektrischen Effekt auch die anderen Emissionsarten Anwendung finden oder auch vermieden werden müssen, verständlich werden. Es sei hierbei als Beispiel an die Elektronenvervielfacher (Anwendung der lichtelektrischen und der Sekundäremission), an die Bildwandler (Anwendung der lichtelektrischen Emission, Vermeidung der Feldemission) und an die Bildspeicherrohre (Anwendung der lichtelektrischen, der glühelctrischen und der Sekundäremission, Vermeidung der Feldemission) gedacht.

§ 1. Glühelctrische Emission

a) RICHARDSONSCHE GLEICHUNG FÜR DIE GLÜHEMISSION

Wird ein Metall bis auf Glühtemperatur erhitzt, so nimmt die Zahl der Elektronen, die vermöge ihrer Energie $E > U$ fähig sind, die Potentialschwelle an der Grenze Metall-Vakuum zu überwinden, so stark zu, daß es zu einer glühelctrischen Emission kommt. Legt man ein hinreichend starkes Beschleunigungsfeld an, welches die Bildung einer Raumladung vor der Kathode zu verhindern vermag, so wird

§ 1. Glühelctrische Emission

33

der Sättigungsstrom i_s gemessen, welcher, ebenso wie beim äußeren lichtelektrischen Effekt der Emissionsstrom i_{ph} , davon abhängt, wieviel Elektronen eine zum Verlassen des Metalls notwendige Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Metalloberfläche besitzen. Je Einheit der emittierenden Oberfläche ergibt sich der Sättigungsstrom zu

$$i_s = A_{gl} T^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}} \quad (42)$$

In dieser Gleichung bedeuten T die absolute Temperatur der Emissionsquelle und A_{gl} die thermische Emissions- oder Mengenkonstante. A_{gl} errechnet sich mit Hilfe der Gleichung

$$A_{gl} = 2 \frac{2\pi e k^2 m}{h^3} \quad (43)$$

zu 120,4 Amp/cm² Grad². Die Gleichung (42), die unverkennbare Ähnlichkeit mit Gleichung (16a) besitzt, stammt ebenfalls von RICHARDSON und wird im allgemeinen mit dem Namen RICHARDSONSCHE GLEICHUNG belegt. Klassisch kann man das Austreten der Glühelctronen als einen Verdampfungsprozeß auffassen und daher die RICHARDSONSCHE GLEICHUNG aus der CLAUDIUS-CLAPEYRONSCHEM Zustandsgleichung gewinnen.

b) Emissionsstrom im Raumladegebiet

Niedrigere Beschleunigungsspannungen haben die Bildung einer Raumladung vor der Kathode zur Folge. Der Emissionsstrom i_R im Raumladegebiet selbst wird dann proportional der 3/2ten Potenz der Beschleunigungsspannung e_A . Also gilt

$$i_R = C e_A^{3/2}, \quad (44)$$

wenn C eine Konstante darstellt, die abhängig von der Geometrie des Entladerraumes ist (LANGMUIR). Streng gilt die Gleichung (44) nur, wenn die austretenden Elektronen die Anfangsgeschwindigkeit Null besitzen, was in Wirklichkeit nicht erfüllt ist. Die Glühelctronen befolgen das MAXWELLSCHE Geschwindigkeitsverteilungsgesetz.

c) Emissionsstrom im Anlaufstromgebiet

Im Anlaufstromgebiet, d. i. das Gebiet negativer Spannungen, wird der Emissionsstrom i_A durch ein Exponentialgesetz der Form

$$i_A = i_s e^{eA/e_0} \quad (45)$$

Görlich, Die lichtelektrischen Zellen

3

beschrieben. e_A stellt ebenso wie in Gleichung (44) die Anodenspannung unter Berücksichtigung des Kontaktpotentials (vgl. II, § 2c) zwischen Anode und Kathode dar,

$$e_A = e_{An} + \varphi - \varphi_{An} \quad (46)$$

und e_0 die der mittleren Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen entsprechende Spannung. Für e_0 gilt

$$e_0 = \frac{kT}{e} = 8,61 \times 10^{-5} T \text{ (in Volt)}. \quad (47)$$

Trägt man den log des Anlaufstromes als Funktion von e_A auf, so ergibt sich die Anlaufstromgerade, deren Neigung nur von der Temperatur der Kathode abhängt. Sie geht bei niedrigerer Kathodentemperatur und steigender Spannung direkt in das Sättigungsgebiet über. Erst bei höheren Temperaturen der Kathode bildet sich dazwischen das Raumladegebiet aus. Die Anlaufstromkurven geben ein bequemes Mittel an die Hand, den Sättigungsstrom zu messen. Insbesondere wird davon Gebrauch gemacht, wenn der Sättigungsstrom von oxydierten Kathoden bestimmt werden muß¹⁶⁾.

§ 2. Sekundäremission

a) Theoretische Betrachtungen

Beschränkt man sich lediglich auf die Beschreibung der Vorgänge, die bei der Auslösung von Sekundärelektronen durch Primärelektronen stattfinden, so lassen sich immerhin einige theoretische Aussagen treffen. Im Gegensatz zur lichtelektrischen und zur glühelektrischen Emission spielt für die Sekundäremission die Austrittsarbeit ebenso wie die Temperaturenergie nur eine untergeordnete Rolle. Die Elektronen nehmen beim Stoß mit den Primärelektronen eine große Energie auf. Hingegen darf, wie im Falle des lichtelektrischen Effektes, die Wechselwirkung nur mit gebundenen Elektronen erfolgen, um die Gültigkeit des Energie- und des Impulserhaltungssatzes zu gewährleisten. Letztere Voraussetzung muß zur Erklärung des glühelektrischen Effektes nicht angenommen werden. Die Tatsache, daß die Sekundärelektronen auch auf der Eintrittsseite der Primärelektronen austreten können, schließt ebenfalls aus, daß die Zusammenstöße zwischen Primärelektronen und freien Elektronen erfolgen. Nach

quantenmechanischen Gedankengängen nimmt beim wahrscheinlichsten Übergang ein Gitterelektron die Energie

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{2\pi}{d} \right)^2 \quad (48)$$

vom Primärelektron auf¹⁷⁾, wenn d die Gitterkonstante eines kubischen Gitters bedeutet. Damit überhaupt eine Emission zustande kommt, muß die Energie des Primärelektrons

$$e e_p > E_0 - \varepsilon \varphi \quad (49)$$

sein. Die Theorie vernachlässigt jedoch dabei, daß ein Primärelektron, wie aus Schrotereffektmessungen geschlossen werden kann, mehrere Elektronen auszulösen vermag. Darüber hinaus finden die Absorptionsverhältnisse der Sekundärelektronen noch nicht gebührende Berücksichtigung, so daß von einer vollständigen theoretischen Erfassung des Sekundäremissionsvorganges nicht gesprochen werden kann.

b) Energieverteilung der Sekundärelektronen

Experimentell ergibt sich, daß Elektronenemission beobachtet wird, wenn Primärelektronen, deren Energie größer als etwa 10 Elektronen-

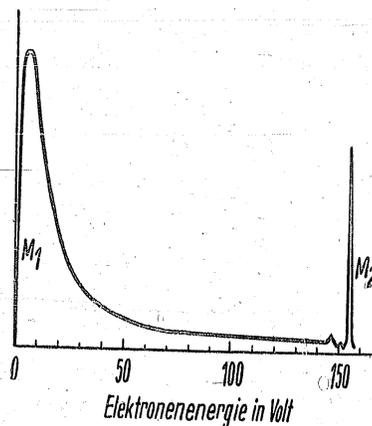


Abb. 15. Energieverteilung der Sekundärelektronen.

volt ist, auf den Körper auftreffen. Die mittlere Energie der dann austretenden Sekundärelektronen beträgt nur einige Elektronenvolt und ist nahezu unabhängig von der Primärelektronenenergie. Abb. 15

soll die Verhältnisse klarstellen. Das Maximum M_1 wird von den eigentlichen Sekundärelektronen gebildet, M_2 dagegen von den mit Primärenergie austretenden, elastisch reflektierten Elektronen. Den Bereich zwischen M_1 und M_2 füllen im wesentlichen die rückdiffundierenden Elektronen aus, die durch mehrfache Streuung an Metallatomen Energieverluste erlitten haben.

c) Sekundäremissionsfaktor

Nach der Identifizierung der Elektronen, die nach dem Auftreffen eines Primärelektronenstrahles aus dem Metall austreten, ist das Einführen eines Quotienten S/P , der als Sekundäremissionskoeffizient bezeichnet wird, zweckmäßig:

$$\delta = S/P. \quad (50)$$

S stellt die Zahl der gesamten austretenden Elektronen, also die totale Sekundärstrahlung dar und P die Zahl der eingeschossenen Elektronen. Berücksichtigt man, daß die mit Sicherheit abzutretenden elastisch reflektierten Elektronen mit wachsender Primärenergie abnehmen, so stellt δ ein brauchbares und charakteristisches Maß für das Sekundäremissionsvermögen eines Körpers dar.

§ 3. Feldemission

Wird mit steigender Feldstärke die Austrittsarbeit gesenkt, so muß die Potentialschwelle niedriger und dünner und daher auch die Zahl der den Potentialberg durchsetzenden Elektronen größer werden. Die erhöhte Emission, die also ihre Erklärung durch den wellenmechanischen Tunneleffekt (Tunneleffekt vgl. II, § 5c) findet, wird als Feldemission bezeichnet.

Nach der wellenmechanischen Theorie errechnet sich der Feldemissionsstrom i_f zu

$$i_f = 6,2 \times 10^{-6} f \frac{E_i^{1/2}}{(E_i + \varphi) \varphi^{1/2}} F^2 e^{-0,8 \times 10^7 \frac{\varphi^{3/2}}{F}} \quad (51)$$

in Amp/cm², wenn φ in Volt und F in Volt/cm eingesetzt wird¹⁸⁾. f stellt die emittierende Fläche dar. Die Gleichung (51) hat demnach die Form

$$i_f = A_F F^2 e^{-\frac{h}{F}} \quad (52)$$

und läßt erkennen, daß der Feldemissionsstrom i_f in gleicher Weise von der Feldstärke abhängt wie der Glühemissionsstrom von der Temperatur der Kathode [Gleichung (42)] bzw. der lichtelektrische Gesamtstrom von der Temperatur des Strahlers [Gleichung (16a)]. Praktisch erweist sich, daß der Feldemissionsstrom immer größer ist, als sich aus den Gleichungen (51) oder (52) errechnen läßt. Der Grund liegt darin, daß durch die unkontrollierbaren Oberflächenrauigkeiten die wahren Feldstärken an den zahlenmäßig überwiegenden Stellen wesentlich größer sind als die aus den Abmessungen errechneten.

IV. Abschnitt

Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektrischen Effekt

§ 1. Spektrale Verteilung und langwellige Grenze

a) Spektrale Verteilungskurve, normaler und selektiver Photoeffekt

Unter der spektralen Verteilung $V(\lambda)$ wird die Abhängigkeit des Photostromes, bezogen auf die Einheit auffallender, einfallender oder absorbierter Lichtenergie, von der Wellenlänge des Lichtes verstanden. An Stelle der Abhängigkeit von der Wellenlänge kann auch die Abhängigkeit $V(\nu)$ von der Frequenz des Lichtes gewählt werden. Der Vorteil, die Frequenz als Abszisse zu nehmen, liegt vornehmlich darin, daß dann sofort die Energie der Elektronen abgelesen werden kann. In den meisten Fällen ist die auffallende Lichtenergie bekannt, so daß auf diese bezogen wird. Die Umrechnung von auffallender Energie in einfallende setzt die Kenntnis der Reflexionsverhältnisse der emittierenden Schicht voraus. Wird bei nicht zu dünnen Schichten die einfallende Energie vollständig absorbiert, so kann der Photostrom

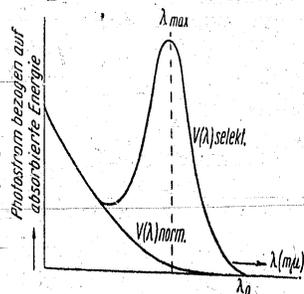


Abb. 16. Normaler und selektiver Photoeffekt.

auf die Einheit absorbierter Lichtenergie bezogen werden. Man unterscheidet für den äußeren lichtelektrischen Effekt den normalen und den selektiven Photoeffekt. Beim normalen lichtelektrischen Effekt steigt die spektrale Verteilungskurve, bezogen auf absorbierbare Energie, von der langwelligen Grenze beginnend, nach kurzen Wellenlängen zu monoton an, während beim selektiven Effekt die Verteilungskurve ein oder mehrere selektive

auf die Einheit absorbierter Lichtenergie bezogen werden.

Man unterscheidet für den äußeren lichtelektrischen Effekt den normalen und den selektiven Photoeffekt. Beim normalen lichtelektrischen Effekt steigt die spektrale Verteilungskurve, bezogen auf absorbierbare Energie, von der langwelligen Grenze

§ 1. Spektrale Verteilung und langwellige Grenze

39

Maxima aufweisen kann (vgl. Abb. 16). Bezieht man auf einfallende Energie, so weist die normale Verteilungskurve Maxima an den Stellen auf, wo auch der optische Absorptionskoeffizient des Metalls größte Werte besitzt. Die Tatsache, daß nach kürzeren Wellenlängen zu der Photostrom ansteigt, steht im Widerspruch zum Quantenäquivalenzgesetz, welches ein Abfallen des Photostromes nach kurzen Wellenlängen fordert.

b) Bestimmung von λ_0 durch Eingabelung

Während die Messung der spektralen Verteilung mit Hilfe von Monochromatoren oder Filtern (zweckmäßig Monochromatfiltern) experimentell keine besonderen Schwierigkeiten bietet, falls nicht im extremen UV (SCHUMANN-Gebiet) gearbeitet werden muß und außerdem keine zahlreichen Versuchsvariationen zuläßt, sind für die Bestimmung der langwelligen Grenze λ_0 mehrere Wege offen, wobei die Genauigkeiten, die die verschiedenen Methoden ergeben, wesentlich voneinander verschieden sind.

Als älteste Methode kann die Bestimmung von λ_0 durch Eingabelung angesehen werden. Man sucht, ohne daß eine Energiebestimmung notwendig ist, diejenige Wellenlänge, die gerade noch eine lichtelektrische Wirkung erkennen läßt, und diejenige, die mit Sicherheit keine Elektronen mehr auszulösen vermag. Dazwischen liegt λ_0 . Als besondere Fehlerquelle erweist sich das Vorhandensein von kurzwelligem Streulicht.

c) Bestimmung von λ_0 aus der spektralen Verteilung

In einfacher Weise läßt sich λ_0 auch aus der spektralen Verteilung bestimmen. Man mißt für eine Anzahl von Wellenlängen in der Nähe der langwelligen Grenze den Photostrom, bezogen auf gleiche einfallende Intensität, und extrapoliert die erhaltene Kurve auf verschwindenden Elektronenstrom. Man sollte dabei als Abszisse zweckmäßig die Frequenz auftragen. Bei dieser Methode geht die Empfindlichkeit der benutzten Meßapparatur entscheidend ein.

d) Bestimmung von λ_0 aus der lichtelektrischen Geraden

Eine genauere Methode beruht auf der Verwendung der Gleichungen (17) und (21), indem für jede Frequenz die maximale Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen bestimmt und in Abhängigkeit

40 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

von der Frequenz aufgetragen wird. Die gefundenen Werte liegen auf einer Geraden, die üblicherweise als lichtelektrische Gerade bezeichnet wird. Ihr Schnittpunkt mit der Frequenzachse ergibt unmittelbar ν_0 , ihre Neigung ist durch h festgelegt (vgl. Abb. 18). Notwendig ist die Kenntnis der Kontaktpotentialdifferenz zwischen den Elektroden. Als weitere Forderungen kommen die Einhaltung eines zentralen Feldes, das Fehlen von Streulicht und das Auftreten möglichst großer Elektronenströme hinzu. Die Intensitäten der benutzten Wellenlängen müssen nicht bekannt sein.

e) Bestimmung von λ_0 aus der Gesamtemission

Auch die Gleichung (16) enthält die Grenzfrequenz ν_0 , so daß sich nach entsprechender Umformung ähnlich der RICHARDSONSchen Geraden für die Glühemission eine RICHARDSONSche Gerade für die lichtelektrische Emission ergibt, mit deren Hilfe der Wert für ν_0 am absoluten Nullpunkt einfach bestimmt werden kann¹⁹⁾.

Die Bestimmung von λ_0 für Sperrschichtzellen und Zellen mit innerem lichtelektrischen Effekt kann in einfacher Weise nach den Angaben in IV, § 1b und c erfolgen, wobei jedoch besonders darauf zu achten ist, daß sich keine Meßfehler einschleichen, die das Resultat gänzlich verfälschen können. Die Überlegungen in bezug auf die lichtelektrische Gesamtemission haben auch für Zellen der beiden genannten Arten ihre Gültigkeit. Man wird, wenn eine exakte Bestimmung von λ_0 notwendig ist, den Wert von λ_0 zweckmäßig aus der lichtelektrischen Geraden ermitteln.

f) Bestimmung von λ_0 aus glühelktrischen Messungen

Es läßt sich experimentell und theoretisch nachweisen, daß die lichtelektrische Austrittsarbeit ϕ der Metalle mit der glühelktrisch gemessenen übereinstimmt. Daher kann aus glühelktrischen ϕ -Bestimmungen die Grenzfrequenz und damit auch λ_0 errechnet werden.

g) Bestimmung von λ_0 aus der FOWLERSchen Gleichung

Einen scharf definierten Wert für die Grenzfrequenz ν_0 bei der Temperatur $T = 0^\circ K$ liefert indessen nach geeigneter Auswertung die FOWLERSche Gleichung (25). Man trägt zunächst die Funktion $f_2(\alpha)$ über α auf. Sodann wird bei konstanter Temperatur T für eine Reihe von Frequenzen nahe der Grenzfrequenz der Photostrom i eines Me-

§ 2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

41

talls, bezogen auf Einheiten einfallender Energie, gemessen und der gebildete $\log i/T^2$ als Funktion von α aufgetragen. Wie Abb. 17 erkennen läßt, kann die experimentelle Kurve durch Parallelverschiebung in die theoretische Kurve übergeführt werden. Die Komponenten der Verschiebung sind C_2 und $h\nu_0/kT$, woraus ν_0 leicht bestimmbar ist. Die Vorzüge der FOWLERSchen Theorie sind, daß die scharf definierte Grenzfrequenz bei Zimmertemperatur bestimmt werden

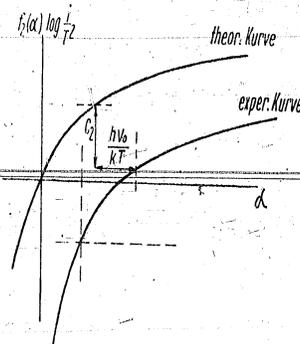


Abb. 17. FOWLERSche Kurve.

kann und daß die bei Temperaturänderung festgestellte Verschiebung der langwelligen Grenze durch das Anwachsen der thermischen Energie der Elektronen erklärt wird. Bemerkenswert ist weiter, daß die Gültigkeit der FOWLERSchen Gleichung nicht für reine, sondern auch für nichtentgaste Metalle nachgewiesen werden konnte. Ähnliche Bestimmungen der langwelligen Grenze in Fortführung der FOWLERSchen Überlegungen führten DU BRIDGE und BLOCHINZEV²⁰⁾ durch.

h) Bedeutung von λ_0 für die Anwendung

Für die technische Anwendung der Photozellen genügt im allgemeinen eine relativ ungenaue Angabe der langwelligen Grenze, weil es in den meisten Fällen möglich sein wird, eine Zelle auszuwählen, die im gewünschten Spektralbereich genügend große Photoströme aufweist. Man ist daher auf den äußersten Ausläufer der spektralen Verteilung nur sehr selten angewiesen. Der Vorteil in der Anwendung des äußeren lichtelektrischen Effektes beruht zu einem großen Teil gerade darin, daß vom nahen Ultrarot bis zum äußersten Ultraviolett die spektrale Verteilung beliebig gewählt werden kann.

§ 2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

Um die Eigenschaften des äußeren lichtelektrischen Effektes an reinen Metallen klarzustellen, muß den Betrachtungen eine Festsetzung über die Dicke der Metallkathoden vorausgeschickt werden. Zunächst

42 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

werden Kathoden behandelt, die aus massivem Metall oder aus Metallschichten bestehen, deren Dicke gerade noch ein dem massiven Metall gleiches Verhalten gewährleistet (kompakte Metalle). Die Forderung in bezug auf Metallschichten, die die genannte Bedingung erfüllen, ist normalerweise dann gegeben, wenn die Schicht aus Mikrokristallen mit mindestens 10^6 Atomen besteht und wenn die gleiche Gitterkonstante wie bei dem massiven Metall gemessen wird. Sodann folgt die Betrachtung von metallischen Schichten, die so dünn sind, daß eine Ähnlichkeit mit dem Aufbau des massiven Metalls nicht mehr angenommen werden kann (dünne Schichten).

a) Volumen- und Oberflächenphotoeffekt

Wellenmechanische Betrachtungen²¹⁾ an kompakten Metallen führen zur Unterscheidung des Volumenphotoeffektes vom Oberflächenphotoeffekt. Rein geometrisch wird man bis zu einer Schichttiefe von etwa 10^{-7} cm von einem Oberflächeneffekt sprechen können.

Es werde Licht einer Frequenz ν , die einem Absorptionsband entspricht, in das Metall eingestrahlt. Dann werden Elektronen aus dem Energiezustand E in einen solchen der Energie $E + h\nu$ gehoben. Die Elektronen tieferer Schichten (Volumenphotoeffekt) treten dann aus, wenn der Endzustand der Energie über der Austrittsschwelle liegt. Im allgemeinen stimmt die Grenzfrequenz des Volumeneffektes ν_0 nicht mit der durch Gleichung (18) definierten Grenzfrequenz überein, sondern besitzt größere Werte.

Der Oberflächenphotoeffekt im Gegensatz zum Volumenphotoeffekt spricht nur auf den senkrecht zur Oberfläche schwingenden Lichtvektor an. Denkt man sich die Elektronen in einem Volumen, welches durch zwei, im Abstand der dem Oberflächeneffekt entsprechenden Flächen begrenzt ist und von denen die eine die Oberfläche selbst darstellt, so kann nachgewiesen werden, daß nur Licht zur Absorption gelangen kann, dessen elektrischer Vektor senkrecht zur Oberfläche schwingt. Die Oberfläche sorgt für das Einhalten des Impulssatzes, so daß eine Emission erfolgen kann. Für Licht mit dem elektrischen Vektor parallel zur Oberfläche verhalten sich die Elektronen wie freie Elektronen. Die Grenzfrequenz des Oberflächenphotoeffektes wird durch die Austrittsarbeit ϕ festgelegt und entspricht der

§2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

43

aus Gleichung (18) erhaltenen Frequenz ν_0 , denn jeder Zustand kann jedes beliebige $h\nu$ absorbieren.

Die Gesamtemission setzt sich additiv aus Oberflächen- und Volumenphotoeffekt zusammen. Nahe der Grenzfrequenz wird wegen $\nu_0 \gg \nu_0$ der Oberflächenphotoeffekt vorherrschen. Zur Prüfung der Theorie eignen sich insbesondere die Alkalimetalle, bei denen der Volumeneffekt sehr klein und der Oberflächeneffekt der Messung besonders gut zugänglich ist. Die Verhältnisse gestalten sich unübersichtlicher, wenn nicht mit ebenen Oberflächen, sondern mit solchen atomarer Rauigkeit gerechnet werden muß. Welchen Umfang der Einfluß des Polarisationszustandes des Lichts auf die Größe des Oberflächeneffektes annimmt, wenn die Oberfläche nicht als eben angesprochen werden kann, hängt naturgemäß von der Materiewellenlänge der austretenden Elektronen ab. Erfolgt die Auslösung der Elektronen durch langwelliges Licht, so resultieren daraus Elektronen geringer Geschwindigkeit mit großer Materiewellenlänge. Sind nun die Materiewellenlängen der Elektronen groß gegen die Oberflächenrauigkeiten, so ist in bezug auf die Materiewellenlänge der Elektronen diese Oberfläche als eben anzusehen, und daraus ergibt sich ein Überwiegen des Oberflächeneffektes [Beispiel: Alkalimetalle, vgl. z. B. ²²⁾]. Bei Schwermetallen geschieht das Ablösen der Elektronen durch kurzwelliges Licht, woraus folgt, daß die abgelösten Elektronen größere Geschwindigkeiten besitzen müssen, und wegen der sich daraus ergebenden kleinen Elektronenwellenlängen, die auch klein gegen die Oberflächenrauigkeiten sind, überwiegt der Volumeneffekt.

In einem gewissen Zusammenhang mit dem Volumen- und Oberflächenphotoeffekt steht vermutlich der von MARX²³⁾ gefundene Effekt (auch als „falling off“-Effekt bezeichnet), wonach das Grenzpotential beim Auffall von zwei verschiedenen Lichtfrequenzen auf eine isolierte Metallelektrode nicht allein durch das Licht der höheren Frequenz, sondern auch durch das der niederen Frequenz bestimmt ist. Die Austrittsarbeit ist mit einem Faktor

$$\frac{J_2 \nu_1 / \nu_2 (\nu_1 - \nu_2) h / e}{J_1 - b J_2}$$

zu verändern, wobei ν_1 und ν_2 die beiden Frequenzen und J_1 und J_2 deren Intensitäten bedeuten. MARX erklärt den Effekt so, daß die im

46 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren photoelektr. Effekt

für die (100)-Flächen 4,81 Volt, während sich für die (111)-Flächen 4,75 Volt ergibt. Die Fehler liegen in der Größenordnung 0,01 Volt²⁵⁾. Kubisch flächenzentriertes Co besitzt eine Austrittsarbeit von 4,25 Volt, hingegen hexagonales Co eine solche von 4,12 Volt²⁶⁾. Die genauere theoretische Betrachtung der Abhängigkeit der Austrittsarbeit von der Orientierung der Kristalle hat neuerdings zu einer vertieften Kenntnis der Doppelschicht an Metalloberflächen geführt²⁷⁾.

d) Ausbeute

Auch die Ausbeute (gemessen in Coul/cal, vgl. Abb. 19, oder in Elektronen/Quant, vgl. Abb. 20) erweist sich als abhängig von der Stellung

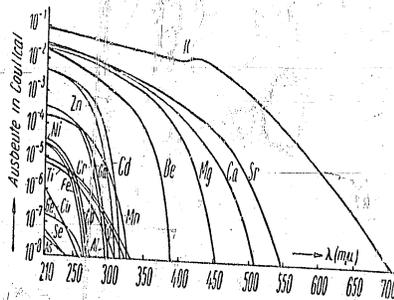


Abb. 19. Spektrale Verteilungen von Metallen.

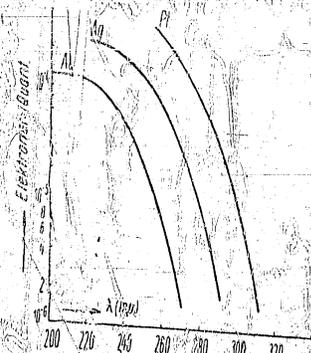


Abb. 20. Ausbeuten in Elektronen/Quant für Au, Ag und Pt.

des Metalls im periodischen System. Die Metalle gleicher Gruppen ergeben eine Ausbeute in der gleichen Größenordnung²⁸⁾. Die spektralen Verteilungen verlaufen normal. Nur bei den Erdalkali- und Al-

§2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

kalimetallen lassen sich Selektivitäten sehr schwer unterdrücken²⁹⁾. In vollkommen entgastem Zustand, wenn also reine Erdalkali- oder Alkalimetalle vorliegen, wird auch bei diesen Metallen der normale Photoeffekt gemessen.

e) UV-Zellen

Für technische Zwecke wird der Zellenkörper gewöhnlich aus UV-durchlässigem Glas hergestellt. Bei sehr kurzen Wellen (etwa unterhalb 250 mμ) geht die immer größere Absorption des Zellengefäßes in die spektrale Verteilung stark ein. Beispiele hierfür sind in den Abb. 21 und 22 ausgewählt. Für die Auswahl galt gleichzeitig der Gesichtspunkt, daß die Photokathode im sichtbaren Spektralbereich keine Empfindlichkeit zeigen soll. Viele UV-Messungen lassen sich dadurch überhaupt erst ermöglichen. Die Herstellung eines Filters, welches das UV durchläßt, hingegen das Sichtbare hindurch absorbiert, dürfte auch in der nahen Zukunft Schwierigkeiten bereiten, so daß lediglich durch die Wahl der richtigen Kathode die an die Photozelle gestellte Bedingung, im UV, hingegen nicht im sichtbaren Licht empfindlich zu sein, Erfüllung finden kann.

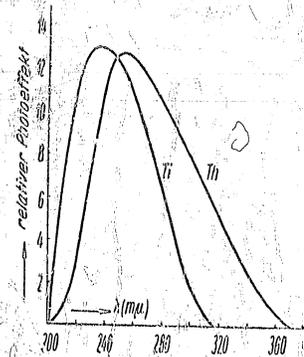


Abb. 21. Spektrale Verteilungen technischer Zellen mit Kathoden aus Ti und Th.

Bei der Verwendung serienmäßig hergestellter Zellen muß beachtet werden, daß Schwankungen der langwelligen Grenze zwischen Zellen der gleichen Bauart in der Größe von etwa ± 5 mμ auftreten können, wie am Beispiel zweier Cd-Zellen (Abb. 22) gezeigt wird. Die Folge dieser ungleichen langwelligen Grenzen ist

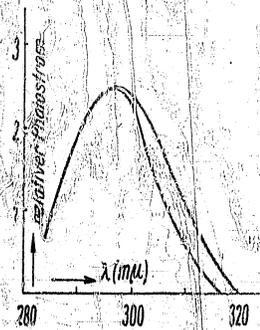


Abb. 22. Spektrale Verteilungen technischer Cd-Zellen.

48. Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

ein unterschiedlicher Verlauf der spektralen Verteilung, woraus sich eine verschiedene integrale Empfindlichkeit ergibt, der für alle Messungen, bei denen zwei gleiche Zellen notwendig sind, Rechnung getragen werden muß.

f) Einfluß der Temperatur auf die integrale Empfindlichkeit

Geringe Differenzen der integralen Empfindlichkeit ergeben sich auch, wenn während der Messungen verschiedene Temperaturen herrschen. Abb. 23 soll eine Vorstellung von der Größe des Effektes geben.

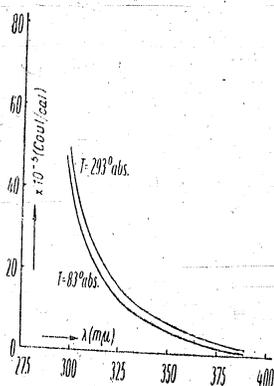


Abb. 23. Temperatureinfluß auf die spektrale Verteilung einer Be-Kathode.

Es ist die spektrale Verteilung nahe der langwelligen Grenze einer Be-Kathode für zwei verschiedene Temperaturen wieder gegeben³⁰⁾. Der Ausgangspunkt der Temperaturuntersuchungen war die Frage, ob auch bei niedrigen Temperaturen die FOWLERSche Theorie ihre Gültigkeit behält. Die Versuchsergebnisse haben die Frage bejaht. Im übrigen ist die FOWLERSche Theorie für normale Temperaturen an allen bisher untersuchten reinen Metallen bestätigt worden (Mo, Mg, Be, Na, Au, Ag, Pd, W, Bi, Al, Ta und Tl).

g) Einfluß der Gasbeladung

Bezieht man in die Betrachtung auch die nichtentgasten Metalle ein, so kann man feststellen, daß sowohl die langwellige Grenze als auch die lichtelektrische Ausbeute vom Gasgehalt des Metalls wesentlich abhängen. Die starken Streuungen der in Tab. 3 angegebenen Werte sind zum Teil auf nicht vollkommene Entgasung zurückzuführen. Der Nachweis dafür, daß die Gasbeladung die lichtelektrischen Daten eines Metalls entscheidend beeinflusst, kann an kompakten Metallen dadurch erbracht werden, daß man entweder die Metalloberfläche abschabt oder abdreht oder aber das Metall einer Temperaturbehandlung unterwirft, und an Aufdampfschichten in der

§ 2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

Weise, daß die sorgfältig gasfrei auf die ebenfalls gasfreien Unterlagen aufbrachten Schichten nachträglich der Gasatmosphäre ausgesetzt werden, deren Einwirkung auf den lichtelektrischen Effekt studiert werden soll³¹⁾. In den überwiegendsten Fällen kann folgender Gang der langwelligen Grenze mit dem Entgasungszustand beobachtet werden. Mit zunehmender Entgasung wandert die langwellige Grenze zunächst nach längeren Wellen. Der maximale Wert der langwelligen Grenze fällt in den meisten Fällen mit einer beendeten Oberflächenentgasung zusammen. Bei weiterer Entgasung, der sogenannten Innenentgasung, wandert die Grenzwellenlänge wieder zurück, um schließlich bei vollständiger Entgasung einen konstanten Wert anzunehmen³²⁾. Eine zeitlich besonders kurze Entgasung wird im allgemeinen durch intermittierende, intensive Glühung erreicht, wenn das Material, beispielsweise für wissenschaftliche Untersuchungen, in Drahtform als Kathode benutzt werden kann.

Als Ausnahme vom obigen allgemeineren Fall sei ein Beispiel herangezogen. Von entgastem Cd ausgehend kann man zeigen³³⁾, daß Wasserdampf sensibilisierende Wirkung besitzt, d. h. die Ausbeute steigert und die Grenzwellenlänge nach längeren Wellen verschiebt, während ein Beladen mit Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlensäure und Argon eine Verringerung des lichtelektrischen Effektes an Cd hervorruft, also im Sinne des im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verlaufs wirkt. Ein weiteres Beispiel soll beweisen, daß auf den ersten Blick die Wirkung einer Gasbeladung nicht immer klar erkennbar ist. Nicht entgastes Al wird in einer Wasserstoffglimmentladung sensibilisiert³⁴⁾. Man hätte den umgekehrten Effekt oder wenigstens keine Beeinflussung erwartet. Offenbar wird aber durch die Glimmentladung die Al-Oberfläche von der Oxydschicht befreit. Auf frisch aufgedampfte und daher höchstens schwach mit Gas beladene Al-Schichten hat die Glimmentladung nur geringen Einfluß.

h) Beeinflussung des Funkenausbruchs durch UV-Belichtung

Eine besondere Bedeutung kann für technische Zwecke in Zukunft die Beeinflussung des Funkenausbruchs bei hochfrequenter Wechselspannung durch ultraviolette Bestrahlung der Metallektroden gewinnen. Schon HERTZ und HALLWACHS³⁵⁾ zeigten mit ihren klassischen

Görlich, Die lichtelektrischen Zellen

50 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

Versuchen, die übrigens Ausgangspunkt für alle Untersuchungen des äußeren lichtelektrischen Effektes wurden, daß die Bestrahlung einer Funkenstrecke mit UV spannungssenkende Wirkung hat. Später ist dann auch von einer spannungserhöhenden Wirkung berichtet worden. Genauere Untersuchungen haben ergeben³⁶⁾, daß die spannungssenkende Wirkung bei kleinen Schlagweiten unterhalb der TOEPLERSchen Knickstelle auftritt, die spannungserhöhende hingegen bei größeren Schlagweiten. Die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen sind bei großen Schlagweiten nicht instande, das Feld im Schlagraum so zu beeinflussen, daß eine Spannungserhöhung der gemessenen Größe auftritt; die Erklärung für die spannungserhöhende Wirkung ist vielmehr darin zu suchen, daß die Elektronen nur in der Lage sind, die Ausbildung negativer, das Feld verzerrender Leuchtfäden und Streifen zu beeinflussen. Es muß, wenn die ultraviolette Belichtung zu einer spannungserhöhenden Wirkung führt, eine Sperrwirkung auftreten, deren technische Anwendung bisher wohl nur deshalb unterblieb, weil die Zeit, die zum Umbau des Feldes notwendig ist, in der Größenordnung von Sekunden liegt. Ein genaueres Studium der Bedingungen für den Umbau des Feldes dürfte zu einem brauchbaren Gleichrichter für hohe Spannungen führen.

i) Dünne Schichten

Ein grundsätzlich anderes Verhalten in bezug auf ihre lichtelektrischen Eigenschaften können dünne Schichten aufweisen. Strenggenommen dürften in diesem Abschnitt nur „freischwebende Schichten“ behandelt werden, denn falls man unter „dünne Schichten“ solche versteht, bei denen Ähnlichkeit mit dem massiven Metall nicht mehr angenommen werden kann, muß der Einfluß der Unterlage Berücksichtigung finden.

Dünne Schichten werden entweder durch Aufdampfen, durch Aufstäuben oder auch durch Abstäuben dickerer Schichten erzielt. Die Struktur dünner Schichten hängt außer von der Unterlage auch noch von der Geschwindigkeit des Aufdampf- bzw. Aufstäubprozesses ab. Selbst der Grad der Gasbeladung der Unterlage kann für die Bildung einer kristallinen oder nichtkristallinen Struktur der dünnen Schicht von Bedeutung sein. Es ergeben sich daher oft unterschiedliche Resultate,

§ 2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

51

die nur dann auf einen Nenner zu bringen sind, wenn die Vorgeschichte der untersuchten Schicht genügend genau bekannt ist.

Äußerst bemerkenswert in diesem Zusammenhange ist ein Befund, nach dem kathodisch aufgestäubte Antimonschichten im instabilen Zustand sehr kleine Austrittsarbeiten für Photoelektronen besitzen. Sofort nach der Herstellung der Schicht beträgt die Austrittsarbeit $\varphi \cong 0,2 \text{ eV}$ und steigt zunächst schnell (in 2 Std. auf $\sim 2 \text{ eV}$), um schließlich nach ~ 40 Std. einen Endwert ($\sim 4,2 \text{ eV}$) zu erreichen³⁷⁾.

k) Freischwebende Schichten

Wegen der besonderen Wichtigkeit, die dünnen Schichten elektropositiver Metalle auf Metallunterlagen zukommt, sollen zunächst nur dünne Schichten auf nichtleitenden Unterlagen, wie Glas oder Quarz, und freischwebende Schichten betrachtet werden, während die ersteren in einem besonderen Abschnitt besprochen werden. Vom wissenschaftlichen Standpunkt interessieren die freischwebenden Schichten deshalb besonders stark, weil bei ihnen der Absorptionskoeffizient sowohl des Lichts als auch der der ausgelösten Elektronen berechenbar ist, ohne daß die Fehler durch besondere Rechnung zu berücksichtigen sind, die sich bei der Auswertung der optischen Meßergebnisse an dünnen, auf Glas oder Quarz niedergeschlagenen Schichten ergeben müssen. Fehler, die durch Mitwirkung der Unterlage auftreten und kaum exakt erfaßbar sind, sind bei Messungen freischwebender Schichten in gleichem Maße wie bei Unterlagenschichten nicht zu befürchten, obwohl die freitragenden Schichten in der Weise hergestellt werden, daß man die dünnen Schichten zunächst auf eine Unterlage, wie Steinsalz oder Häutchen aus Zelluloseazetat, aufbringt und die Unterlage ablöst. Kennt man den Absorptionskoeffizienten des Lichts und den der Elektronen, so darf erhofft werden, daß man zu einem tieferen Verständnis des lichtelektrischen Primärvorganges vordringt. Die mathematische Behandlung der Lichtabsorptions- und der lichtelektrischen Verhältnisse führt zu folgendem Resultat³⁸⁾. Die Reflexion errechnet sich aus Gleichung

$$R = C \frac{e^{\beta} - e^{-\beta} + 4 \sin^2 \alpha}{(e^{\beta} - C e^{-\beta})^2 + 4 C \sin^2 (\alpha + \psi)} \quad (54)$$

4*

52 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

und die Durchlässigkeit aus Gleichung

$$D = e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda} \frac{(1-C)^2 + 4C \sin^2 \psi}{1 - C e^{-\beta} + 4C e^{-\beta} \sin^2(\alpha + \psi)}} \quad (55)$$

wenn

$$C = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad \alpha = \frac{2\pi n d}{\lambda}, \quad \beta = \frac{2\pi k d}{\lambda}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1},$$

n der Brechungsindex, d die Schichtdicke und k der Extinktionskoeffizient bedeuten. Die Zahl der aus der Schicht austretenden Elektronen ergibt sich zu

$$N = \frac{N_0 O_{\text{Inh}}}{2} \bar{\Phi}_0 \left(\frac{e^{-a d} e^{-b d}}{b-a} + \frac{1 - e^{-d(a+b)}}{a+b} \right) \quad (56)$$

N_0 ist die Zahl der pro Zeit- und Volumeneinheit durch die Einheit der Lichtintensität im Schichtinnern abgelösten Elektronen, O_{Inh} der Oberflächeninhalt der Schicht, $\bar{\Phi}_0$ die einfallende Lichtintensität, a der Absorptionskoeffizient des Lichts und b der Absorptionskoeffizient der Elektronen.

1) Dünne Alkalisichten auf nichtleitender Unterlage

Eine Ausnahmestellung in ihrem lichtelektrischen Verhalten zeigen in besonderem Maße dünne Alkalisichten auf einer nichtleitenden Unterlage wie Quarzglas. Wenn besondere Voraussetzungen erfüllt sind, etwa feine Verteilung, Adsorption u. ä., wenn also keinesfalls Bedingungen vorliegen, die auf Ähnlichkeit mit dem massiven Metall hinweisen, tritt ein selektiver Photoeffekt auf³⁹⁾. GUDDEN und POHL gaben eine rein optische Deutung des Effektes, nach der das optische Absorptionsspektrum adsorbierter Alkaliatome bzw. Moleküle auf elektrischem Wege gemessen werde. Diese Deutung veranlaßte dazu, nachzuforschen, ob oberflächliche Alkalisichten eine selektive Absorptionsbande in dem bewußten Spektralgebiet haben. Die Lichtabsorption darf nur dann auftreten, wenn der elektrische Vektor des Lichts senkrecht zur Oberfläche, also parallel zur Einfallsebene, schwingt. In der Tat ist es gelungen, eine selektive vektorabhängige Lichtabsorption im richtigen Spektralbereich zu finden⁴⁰⁾. Daß die Absorption vektorabhängig sein muß, ist leicht einzusehen, wenn man bedenkt, daß adsorbierte Atome ein anisotropes System bilden, in welchem die Einwirkung des Lichts auf die Atome unsymmetrisch erfolgt.

§ 2. Reine Metalle als Kathodenmaterial

53

m) Herstellung von Metallkathoden

Die Anwendung von Photozellen mit reinen metallischen Kathoden erstreckt sich fast ausschließlich auf das Gebiet der Messung ultraviolett Lichts. Für den sichtbaren und ultraroten Spektralbereich sind die modernen zusammengesetzten Kathoden (vgl. IV, § 4) wegen ihrer ungleich größeren Empfindlichkeiten vorzuziehen. Selten verwendet man massive Metallkathoden, und zwar eigentlich nur dann, wenn es nicht möglich ist, die Kathoden weder durch Aufdampfen noch durch Eindestillieren des Metalls herzustellen. Um eine möglichst gleichmäßige Fertigung zu erzielen, müssen sowohl die massiven Kathoden (etwa durch Wirbelstromerhitzung) als auch die Zellengefäße (beispielsweise mittels Heizöfen) genügend entgast werden. Gleichmäßigere Ergebnisse, wenigstens in bezug auf die Empfindlichkeit, sind zu erhalten, wenn man die Schichten durch Aufdampfen aus Heizwendeln, durch Kathodenzerstäubung oder durch Eindestillieren des lichtempfindlichen Metalls erzeugt. Als Unterlagen können entweder die Zellengehäuse selbst (Glas oder Quarz), oder aber massive Ag- bzw. Cu-Bleche sowie Spaltflächen von Steinsalzkrystallen oder Glimmer dienen. Die besonderen Erscheinungen, die beim Aufbringen dünner Alkalisichten auf eine Metallunterlage auftreten, sind erst im folgenden Abschnitt IV, § 3 behandelt.

Die Herstellung von Schichten durch Elektrolyse aus Lösungen innerhalb der Zellen gibt in den meisten Fällen keine befriedigenden Ergebnisse, ebensowenig wie die Herstellung durch chemisches Niederschlagen des lichtempfindlichen Metalls, obwohl sich letzteres Verfahren (chemisches Niederschlagen von Ag) bei Einhaltung bestimmter Vorsichtsmaßnahmen bewährt hat, wenn man die niedergeschlagenen Schichten nur als Unterlage für zusammengesetzte Kathoden (IV, § 4) verwendet. Amorphe Schichten im Sinne von KRAMER⁴¹⁾ scheinen sich am zweckmäßigsten durch Kathodenzerstäubung herstellen zu lassen, wobei zu beachten ist, daß tiefgekühlte Unterlagen Verwendung finden müssen und als Füllgas nur reines Edelgas. In letzter Zeit hat sich immer mehr die Ansicht durchgesetzt⁴²⁾, daß das geeignetste Verfahren, um dünne Schichten herzustellen, die thermische Verdampfung darstellt. Sorgt man dafür, daß die thermische Verdampfung im Hochvakuum erfolgt und erst nach gründlicher Entgasung aller Zellen-

54 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

teile, besonders des Schichtträgers und der Verdampfungswendel, so können in der Tat gleichmäßige Resultate erzielt werden. Nicht genügende Vorentgasung hat zur Folge, daß sich auf der Schicht Restgase niederschlagen, um so eher, je tiefer die Unterlage beim Aufdampfprozeß gekühlt wird.

Von den verschiedenen möglichen Verfahren⁴³⁾, Alkalimetallschichten herzustellen, hat sich das Eindestillieren am besten bewährt. Das Alkalimetall wird in einer Vorlage außerhalb der Zelle entwickelt und darauf entsprechend seiner Reinheit in einer oder mehreren Stufen in die Zelle eindestilliert. Es hat sich auch als vorteilhaft herausgestellt, das Alkalimetall sauber in Ampullen zu destillieren, diese mit Trümmerventilen zu versehen und bei der Herstellung an jede Photozelle eine Ampulle anzusetzen. Zur Entwicklung des Alkalimetalls wählt man solche chemischen Prozesse, bei denen als Endprodukt das Alkalimetall und eine schwer destillierbare Verbindung oder ein Gas, welches leicht abgepumpt werden kann, entsteht. Beispiele sind die Entwicklung des Alkalimetalls aus dem Alkaliäzid, aus einem Gemisch des Alkalisulfats, -wolframat, -molybdats oder -chromats mit Zr, aus einem Gemisch von Alkalibichromat mit Si oder Al und schließlich bei nicht zu hohen Anforderungen an die Sauberkeit aus einem Gemisch von Alkalihalogeniden mit Ca. In manchen Fällen ist versucht worden, die Reduktion des Alkalimetalls innerhalb der Zelle durchzuführen. Es zeigt sich jedoch, daß jede Spur des Reduktionsmittels im Alkalimetall von vornherein vermieden werden muß (die Möglichkeit des Destillierens entfällt hierbei) und daß sich die Menge, die sich als Schicht niederschlagen soll, schlecht dosieren läßt.

§ 3. Dünne Schichten auf Metallunterlage als Kathoden

a) Verschiebung der langwelligen Grenze mit verändertem Bedeckungsgrad

In II, § 2 wurde bereits erwähnt, daß eine Verminderung der Austrittsarbeit erzielt wird, wenn an Metalloberflächen Ionen oder Atome elektropositiver Metalle adsorbiert werden. Nach Gleichung (19a) muß mit der Verkleinerung der Austrittsarbeit eine Verschiebung der Grenzwellenlänge nach längeren Wellen verbunden sein. In der Tat läßt sich experimentell das Wandern der Grenzwellenlänge mit veränderter Austrittsarbeit beobachten. Von geringen Bedeckungsgraden

§ 3. Dünne Schichten auf Metallunterlage als Kathoden

55

\mathcal{D} zu größeren nimmt zunächst die Austrittsarbeit ϕ ab, und demzufolge verlagert sich die Grenzwellenlänge λ_0 zu längeren Wellen. Bei einer optimalen Bedeckung \mathcal{D}_{\max} wird die kleinste Austrittsarbeit und damit die am weitesten nach dem Rot zu verschobene Grenze gemessen. Für eine Bedeckung $\mathcal{D} > \mathcal{D}_{\max}$ wird ϕ wieder größer, und λ_0 wandert nach kürzeren Wellen zurück. Läßt man Alkalimetalle an Metalloberflächen adsorbieren, so kann erreicht werden, daß die langwellige Grenze bis in den ultraroten Spektralbereich hineinreicht, obwohl die Unterlagsmetalle (etwa Ag, Au, Pt oder Cu) ohne Adsorptionsschicht ihre langwellige Grenze fast ausnahmslos im UV haben⁴⁴⁾.

b) Normaler und selektiver Effekt

Für kleine \mathcal{D} (nur Adsorption von Ionen) wird der normale Photoeffekt gemessen, und zwar sowohl für Licht mit einem elektrischen Vektor parallel zur Einfallsebene als auch mit einem elektrischen Vektor senkrecht dazu. Zur Veranschaulichung der Verhältnisse diene das in Abb. 24 wiedergegebene bekannte SUHRMANNsche Beispiel der Adsorption von K an Platinmohr. Während die langwellige Grenze des reinen Platinmohrs bei $\sim 270 \text{ m}\mu$ gemessen wird, verschiebt sie sich bis nach nahezu $500 \text{ m}\mu$, wenn K in feiner Verteilung auf die Unterlage aufgebracht wird. Die spektrale Verteilung verläuft normal.

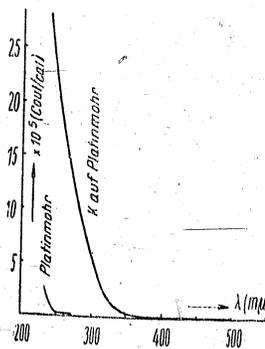


Abb. 24. Normaler Photoeffekt für K auf Platinmohr.

In der Größe des Photostromes machen sich, wie zu erwarten ist, die optischen Eigenschaften des Trägermetalls bemerkbar. Durch Aufdampfen von Ag hergestellte Oberflächen zeigen bei $320 \text{ m}\mu$ ein Reflexionsminimum (vgl. Abb. 25). Demzufolge weist auch die Empfindlichkeitskurve bei der gleichen Wellenlänge eine Einbuchtung auf, wenn die Ag-Oberfläche durch Aufbringen von K für dieses Gebiet lichtempfindlich gemacht wird. In beiden Beispielen (K auf Platinmohr und K auf Ag) ist die Bedeckung noch nicht optimal gewählt⁴⁵⁾.

Wird der Bedeckungsgrad größer, so tritt eine Adsorption von Atomen ein und damit ein ausgesprochen selektiver lichtelektrischer Effekt, wenn Licht, welches parallel zur Einfallsebene schwingt, eingestrahlt wird.

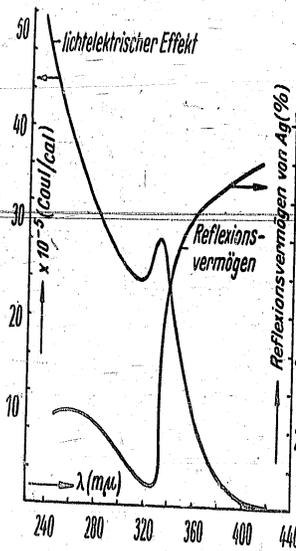


Abb. 25. Spektrale Verteilung von K auf Ag.

maximum offenbar dann erreicht ist, wenn die polarisierende Wirkung der Unterlage nicht mehr überwiegt. Der selektive lichtelektrische Effekt scheint an die Adsorption von Atomen gebunden zu sein. Dann durch den Einfluß der Unterlage auch noch Atome adsorbiert werden können, wenn die Austrittsarbeit ϕ bereits wieder größer wird, also die für die Austrittsarbeit günstigste Bedeckung ϑ_{\max} überschritten ist, wandert zwar die langwellige Grenze wieder zurück, das Emissionsmaximum muß aber noch nicht unbedingt erreicht sein⁴⁶⁾.

Die Frage nach der Herkunft der ausgelösten Elektronen kann folgende Beantwortung erfahren⁴⁷⁾. Im Falle des selektiven lichtelektrischen Effektes muß angenommen werden, daß die ausgelösten Elektronen Valenzelektronen der adsorbierten Atome sind, während beim normalen Effekt Leitungselektronen des Trägermetalls emittiert werden. Falls Licht einer Frequenz $\nu \approx \nu_0$ eingestrahlt wird, stammen auch noch für größeres ϑ die Elektronen aus der Unterlage.

Ob sich die im vorstehenden wiedergegebenen Deutungen für die Zukunft aufrechterhalten lassen, werden genauere Untersuchungen

Der Photostrom wächst also mit größerer Frequenz des einfallenden Lichtes stärker als normal und läuft über ein Maximum, dessen Lage mit der Lichtabsorption der adsorbierten Atome zusammenhängt. Mit wachsendem ϑ nimmt die Gesamtemission unter der Bedingung, daß das eingestrahlte Licht solche Frequenzen enthält, die eine Selektivität hervorrufen können, zu, bis ein Emissions-

ergeben, die die Kristallstruktur des Trägermetalls bei der Adsorption von Fremdmitteln berücksichtigen⁴⁸⁾. Derartige Versuche wurden bisher im wesentlichen auf glühelektrischer Grundlage durchgeführt und ergaben, daß offenbar die Adsorption von Cs und Ba an W allein in Atomform und nicht in Ionenform erfolgt. Man kann für jede Kristallfläche gewisse Auswahlregeln finden, nach denen man voraussagen kann, welche Fremdatome auf einer gegebenen Fläche kondensierte Filme bilden können.

e) Herstellung von Kathoden mit Adsorptionsschichten

Die Herstellung von lichtelektrischen Kathoden mit Adsorptionsschichten geschieht meist in der Weise, daß man auf die Zellengehäuswand zunächst das Unterlagemetall aufdampft und dann das Alkali- metall in die Zelle eindestilliert. Man kann jedoch auch eine freistehende Metallkathode als Träger für die Adsorptionsschicht wählen. Für die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist das Vermeiden von Verunreinigungen wiederum wesentlich⁴⁹⁾, wie auch die Anlagerung der Ionen und Atome von der Gitterstruktur des Trägermetalls abhängt. Nach dem Eindestillieren des Alkalimetalls schließt sich der Formierprozeß an, der bei einer Temperatur vorgenommen wird, bei der überschüssiges Alkalimetall abdampfen kann, sofern nicht von vornherein die richtige Dosierung vorgenommen wurde. Der Formierprozeß ist dann beendet, wenn die lichtelektrische Emission nach anfänglichem Steigen gerade eben Neigung zeigt, wieder abzufallen. Er muß sofort abgebrochen werden, um dem Emissionsmaximum möglichst nahe zu bleiben.

Technische Anwendung finden einfache Kathoden mit Alkaliadsorptionsschichten auf Trägermetall nicht mehr. Höchstens für UV-Messungen dürften sich gewisse noch nicht genügend untersuchte Adsorptionsschichten (Erdalkalimetalle, seltene Erden und Cd) eignen.

§ 4. Zusammengesetzte Kathoden

a) Begriff der zusammengesetzten Kathode

Unter zusammengesetzten Kathoden sollen alle diejenigen Kathoden verstanden werden, bei denen sich die atomaren, die Austrittsarbeit herabsetzenden Schichten nicht direkt auf einer metallischen Unter-

lage befinden, sondern von dieser durch eine Zwischenschicht getrennt sind. Die Zwischenschicht kann in gewissen Fällen, insbesondere dann, wenn die Querleitfähigkeit hinreichend groß ist, den Transport der nachzuliefernden Elektronen übernehmen, so daß die metallische Unterlage gänzlich in Wegfall kommen kann. Die letzte Tatsache ist

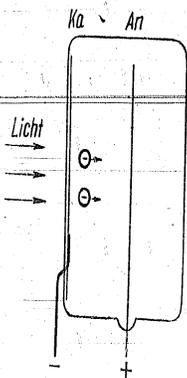


Abb. 26. Durchsichtige Photokathode.

von besonderer Wichtigkeit, wenn die Herstellung durchsichtiger Kathoden gewünscht wird. In einem solchen Fall erfolgt die Belichtung der Kathode so, daß das auslösende Licht in Richtung der austretenden Elektronen läuft (vgl. Abb. 26). Man wird also bei durchsichtigen Kathoden jede absorbierende, aber nicht zur Elektronenemission beitragende Schicht, wie es eine metallische Unterlage darstellen würde, vermeiden. Die Folge davon kann allerdings ein gänzlich geändertes Formierverfahren sein. Betrachtet man nämlich den schematischen Aufbau

einer Schicht mit und ohne metallischer Unterlage (vgl. Abb. 27 a und b), so erkennt man, daß bei genügend dünner Zwischenschicht noch die Grenzzone zwischen metallischer Unterlage und Zwischenschicht zur Elektronenemission fähig sein kann, so daß die je nach dem gewählten Formierverfahren mehr oder weniger scharf ausgebildete Grenze oder Zone beider Schichten die Größe des Emissionsstromes wesentlich beeinflussen wird⁶⁰⁾.

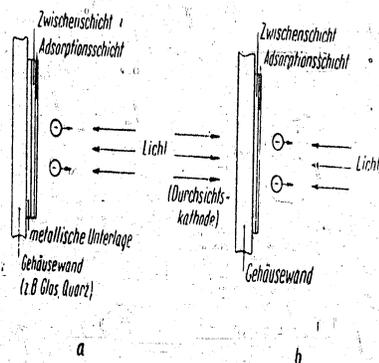


Abb. 27. Zusammengesetzte Kathode mit (a) und ohne (b) metallischer Unterlage.

b) Kaliumhydridkathoden

Werden die zusammengesetzten Kathoden in der oben angegebenen Weise definiert, so müssen unter Beibehaltung der historischen Reihenfolge zunächst die ELSTER-GEITEL'schen Kaliumhydridkathoden erwähnt werden. Eine solche Kathode entsteht⁶¹⁾, wenn eine K-Hydridschicht auf metallischer Unterlage mit K bedampft wird. Die älteren K-Hydridkathoden besaßen als metallische Unterlage der Hydridschicht eine K-Schicht und wurden in der Weise hergestellt, daß man eine kompakte K-Schicht bis zu einer gewünschten Dicke durch Glimmentladung im Wasserstoff hydrierte. Die Glimmentladung ist notwendig, weil ein bloßes Einwirken molekularen Wasserstoffes keine Hydridbildung zur Folge hat. Eine solche wird nur beobachtet, wenn eine dünne K-Schicht etwa auf Pt oder W dem Wasserstoff, insbesondere dem atomaren Wasserstoff, ausgesetzt wird. Die maximale Empfindlichkeit der so hergestellten Hydridkathoden wird nun nicht sofort erreicht, sondern erst nach Stunden, wenn man nicht vorzieht, durch erneutes Eindestillieren von K auf die gebildete K-Hydridschicht das Maximum der Empfindlichkeit sofort hervorzurufen. Nach den heutigen Anschauungen muß eine K-Hydridkathode, um lichtelektrisch empfindlich zu sein, in der K-Hydridschicht K in feiner Verteilung enthalten und an der Oberfläche zur Herabsetzung der Austrittsarbeit eine atomare K-Schicht besitzen. Das ältere Herstellungsverfahren steht mit diesen Anschauungen nicht im Widerspruch, und Verfahren, die nach den modernen Anschauungen ausgearbeitet sind, führen zu Hydridkathoden maximaler Empfindlichkeit.

Schließt man sich der von DE BOER eingeführten Symbolik an⁶²⁾, nach der die Unterlage in eckige Klammern gesetzt und die Zwischenschicht durch Bindestriche von der Unterlage und der Adsorptionsschicht getrennt wird, so ergibt sich für die K-Hydridkathode älterer Bauweise die symbolische Bezeichnung [K]-KH, K-K.

Die spektrale Verteilung von K-Hydridkathoden ist in Abb. 28 gezeigt⁶³⁾. Bei 436 m μ liegt das für K-Hydridkathoden charakteristische Maximum. Wegen der an der Oberfläche adsorbierten K-Atome tritt ein ausgesprochen selektiver lichtelektrischer Effekt für parallel zur Einfallsebene schwingendes Licht auf. Der Vektor senkrecht dazu ruft den normalen Effekt hervor. Lange Zeit waren die K-Hydridzellen

60 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

trotz ihrer Mängel, die in der Hauptsache in ihrer Inkonzanz bestehen, die einzig brauchbaren technischen Zellen überhaupt. Nach Herstellung der rotempfindlichen Cs-Kathoden (vgl. folgende Abschnitte) beschränkte sich ihre Anwendung auf das Spektralgebiet

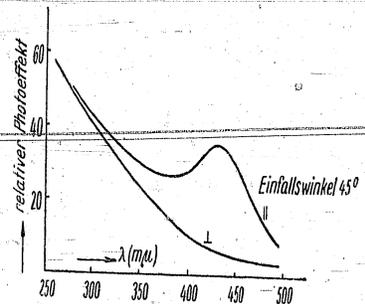


Abb. 28. Spektrale Verteilung einer [K]-KH, K-K-Kathode im polarisierten Licht.

unterhalb 500 $\mu\mu$. Aber auch hier wurden sie neuerdings durch die neueren Legierungskathoden vollkommen verdrängt. Daran konnten selbst Untersuchungen, die sich mit neuen Sensibilisierungsverfahren befassen und an Stelle des K auch die Metalle der zweiten Gruppe des periodischen Systems in die Untersuchungen einbeziehen, nichts ändern⁵⁴), da für die technische Brauchbarkeit nicht nur die Konstanz der Zellen bestimmend ist, die wohl wesentlich verbessert werden konnte, sondern auch die Empfindlichkeit, deren Vergrößerung nicht gelang. Natürlich besteht wissenschaftliches Interesse für Untersuchungen in dieser Richtung, denn es ist wichtig zu prüfen, wie weit auf den neueren Anschauungen weiter aufgebaut werden kann.

c) Sensibilisierung durch Sauerstoff

Die Möglichkeit einer Sensibilisierung, d. h. die Bildung lichtelektrisch geeigneter Zwischenschichten, ist nicht nur durch Wasserstoff gegeben, sondern auch durch Schwefel, Selen, Tellur, Naphthalin, Anthrazen u. a., besonders jedoch durch Sauerstoff⁵⁵).

Sauerstoff an einer metallischen Unterlage adsorbiert, bildet eine Dipolschicht mit negativer Belegung nach außen. Dadurch muß eine Erhöhung der Austrittsarbeit auftreten. Im Gegensatz zu den Er-

§4. Zusammengesetzte Kathoden

kenntnissen, die bei der Adsorption von positiven Ionen an Metalloberflächen gewonnen worden sind, besteht Grund zu der Annahme, daß sich Oxydmoleküle, die ein Dipolmoment besitzen, auf der Metalloberfläche so anordnen, daß die negativen Sauerstoffatome der Moleküle jeweils nach außen angelagert sind⁵⁶).

Läßt man nun positive Metallionen an derartigen oxydierten Metalloberflächen adsorbieren, so zeigt sich, daß eine sehr viel festere Bindung der Ionen erfolgt als an reinen Metalloberflächen. Letztere Methode führt unter Anwendung einer Ag-Unterlage und von Cs zu rotempfindlichen Kathoden, deren Aufbau den symbolischen Bezeichnungen [Ag]-O, Cs und für eine dickere Zwischenschicht [Ag]-Cs₂O-Cs entspricht⁵⁷). Die langwelligen Grenzen dieser einfachen Oxydkathoden liegen zwischen 800 und 1100 $\mu\mu$. Ebenso wie die mit Wasserstoffsensibilisierten Alkalikathoden weisen auch die Alkalioxydkathoden mit dickerer Zwischenschicht selektive Maxima auf, die im Falle der Cs-Oxydkathoden um 620 $\mu\mu$ herum gemessen werden können. Technisch spielen diese Kathoden keine Rolle mehr, da sie in der Gesamtempfindlichkeit sowie in der Ultrarotempfindlichkeit weit übertroffen werden können (vgl. folgenden Abschnitt).

d) Moderne Cäsiumoxydkathoden mit Silberunterlage

Die neuere Entwicklung der Cäsiumoxydkathoden ging von der Überlegung aus, daß zur Emission nicht nur die unmittelbare Oberfläche herangezogen werden müsse, sondern daß offenbar auch tiefere Schichten zur Emission beizutragen vermögen. Diese Arbeitshypothese hat sich als außerordentlich fruchtbar erwiesen, und zahlreiche Versuchsergebnisse lassen überdies den Schluß zu, daß es sich nicht nur um eine Arbeitshypothese handelt, sondern daß die Vorstellungen den wirklichen Verhältnissen sehr nahe kommen. Durch den Herstellungsgang einer modernen Cäsiumoxydkathode wird eine Zwischenschicht erzielt, die aus Cs₂O und eingelagerten Cs-Atomen, gegebenenfalls auch feinverteilten Fremdmetalatomen wie Ag-Atomen⁵⁸), besteht. An der sehr rauhen Oberfläche sitzt die Austrittsarbeit herabsetzende Dipolschicht mit positiver Belegung nach außen. Symbolisch läßt sich die Schicht durch den Ausdruck [Ag]-Cs₂O, Cs-Cs oder aber, wenn Ag der Zwischenschicht in feiner Verteilung einver-

62 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

leibt ist, durch $[Ag]-Cs_2O, Ag, Cs-Cs$ beschreiben. Die spektrale Verteilung der letzteren Kathode ergibt sich aus der Abb. 29 und dürfte unter Berücksichtigung, daß das langwellige Maximum zwischen 750 und 850 $m\mu$ streut, in der dargestellten Weise dem zuletzt erreichten

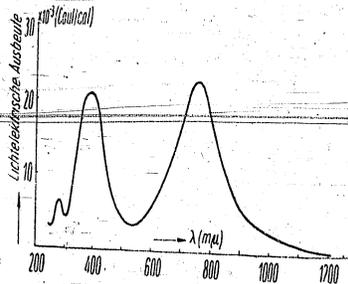


Abb. 29. Spektrale Verteilung einer $[Ag]-Cs_2O, Ag, Cs-Cs$ -Kathode.

Stände entsprechen. Der Unterschied in den spektralen Verteilungen der Kathoden ohne und mit Ag-Einlagerung besteht darin, daß im Mittel die letzteren eine geringe Rotverschiebung des langwelligen Maximums aufweisen. Die Rotverschiebung dürfte durch eine Gitterauflockerung, hervorgerufen durch die zusätzliche Fremdmetalteinlagerung, erklärbar sein. Der besseren Übersicht wegen sei in Tab. 4 zusammengestellt, wie sich die langwellige Grenze und das langwellige Maximum ändern, wenn man mit einer Cs, O-Adsorptionsschicht beginnend zu den modernen Cäsiumoxydkathoden übergeht.

Tab. 4. Langwellige Grenzen und langwellige Maxima zusammengesetzter Cs-Kathoden

Kathode	Langwellige Grenze λ_0 in $m\mu$	Langwelliges Maximum λ_{max} in $m\mu$
$[Ag]-O, Cs$	800	350
$[Ag]-Cs_2O-Cs$	900-1100	620
$[Ag]-Cs_2O, Cs-Cs$	1100-1200	700-800
$[Ag]-Cs_2O, Cs, Ag-Cs$	1200-1300	750-850

Mit dem komplizierteren Aufbau der zusammengesetzten Cs-Kathoden (vgl. Tab. 4) geht eine Empfindlichkeitssteigerung der Schichten

§ 4. Zusammengesetzte Kathoden

63

parallel. Die empfindlichsten Kathoden ergeben sich demnach, wenn der Schichtaufbau $[Ag]-Cs_2O, Cs, Ag-Cs$ erreicht ist. Der Übergang von einer $[Ag]-Cs_2O, Cs-Cs$ -Kathode zu einer $[Ag]-Cs_2O, Cs, Ag-Cs$ -Kathode wird dadurch erzielt, daß man zusätzlich Ag-Atome eindiffundieren läßt. Ist einmal die Schicht zusätzlich mit Ag-Atomen geimpft, so ändern sich die langwellige Grenze sowie die Lage des langwelligen Maximums nicht mehr wesentlich⁶⁰⁾. Die Empfindlichkeit jedoch steigt, falls die Temperatur der Kathode während der Ag-Aufdampfung über Zimmertemperatur liegt, zunächst proportional der Ag-Konzentration, um nach Überschreiten eines Maximums der Ag-Konzentration wieder abzunehmen⁶⁰⁾. Im Maximum liegt die Zahl der Ag-Atome in der gleichen Größenordnung wie die Zahl der Cs_2O -Moleküle.

e) Alkaloxydkathoden

Ersetzt man α) die Ag-Unterlage, β) das Cs selbst und γ) die in die Zwischenschicht eingelagerten Ag-Atome durch entsprechend ähnliche Metalle, so wird man feststellen, daß der Kathodentypus $[Ag]-Cs_2O, Cs, Ag-Cs$ sowohl die größte Gesamtempfindlichkeit wie auch die

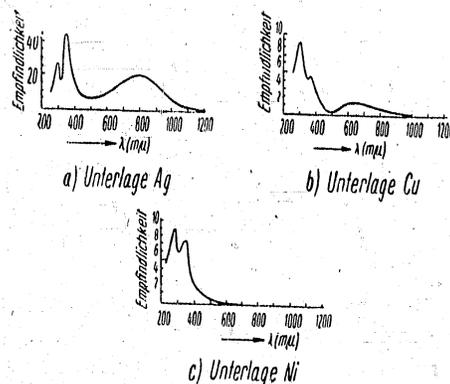


Abb. 30. Abhängigkeit der spektralen Verteilung einer Cs_2O -Kathode von der Unterlage.

größte Rotempfindlichkeit aufweist. In Abb. 30 sind spektrale Verteilungen von Zellen wiedergegeben, bei denen nach a) die Ag-Unterlage (Abb. 30a) durch eine Cu- (Abb. 30b) bzw. Ni-Unterlage (Abb. 30c) ersetzt worden ist. Während die Rotempfindlichkeit sehr stark zurück-

64 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

getreten ist, bleibt die UV-Empfindlichkeit nahezu erhalten. Ersetzt man nach β) das Cs durch eines der übrigen Alkalimetalle, so ergibt sich die Lage der langwelligen Maxima bei immer kürzeren Wellen, wenn man vom Cs im periodischen System der Elemente rückwärts über Rb, K zum Na übergeht (vgl. Tab. 5)⁶¹⁾.

Tab. 5. Lage der langwelligen Maxima λ_{\max} von Alkalioxydkathoden

Kathode	λ_{\max} in $m\mu$
[Ag]—Cs ₂ O, Cs—Cs	700—800
[Ag]—Rb ₂ O, Rb—Rb	620—680
[Ag]—K ₂ O, K—K	460—520

Für Na- und Li-Oxydkathoden kann ein langwelliges Maximum nicht mehr angegeben werden, weil dieses bereits im ersten kurzwelligen Maximum, welches für alle Alkalioxydkathoden die gleiche Lage hat, untergeht. Der Austausch nach γ) der in die Zwischenschicht eingelagerten Ag-Atome durch Schwermetalle führt zu einer Gesetzmäßigkeit⁶²⁾. Mit zunehmendem Atomvolumen verlagert sich das langwellige Maximum nach kürzeren Wellenlängen. Von dieser Regel sind lediglich die Alkali- und Erdalkalimetalle und das Ag selbst ausgenommen.

Die Abb. 29 und 30 geben gleichzeitig Gelegenheit, sich über das Verhalten der Cs₂O-Kathoden im UV bis zur Wellenlänge 250 $m\mu$ zu orientieren. Unterhalb von 250 $m\mu$ wird weiterhin ein bandenartiger Charakter der spektralen Verteilung gemessen, und zwar nicht nur an Kathoden mit Oxydzwischenschichten, sondern auch an Zwischenschichten von CaF₂ und organischen Substanzen, wie Anthrazen⁶³⁾. Im allgemeinen werden die Maxima, die im ultravioletten Spektralbereich liegen, mit „kurzwellige Maxima“ bezeichnet und von der längerwelligen zur kurzwelligen Seite fortlaufend numeriert. Es steht außer Zweifel, daß die genaue Kenntnis der Lage der Maxima sowie der Bedingungen, die zu ihrem Auftreten führen, zur Aufklärung des Emissionsmechanismus zusammengesetzter Kathoden beitragen kann; denn es scheint sichergestellt zu sein, daß die kurzwelligen Maxima von Elektronen herrühren, die tieferen Schichtlagen entstammen.

§4. Zusammengesetzte Kathoden

65

f) Bedeutung der Fremdmetalleinlagerung

Über die Bedeutung der Fremdmetalleinlagerung bzw. speziell der Einlagerung von Ag ist noch nicht völlige Klarheit erzielt worden. Zunächst liegt es nahe, zu vermuten, daß die Fremdmetalleinlagerung die Leitfähigkeitsverhältnisse der Zwischenschicht verbessert. Die ungehinderte Rekombination der Elektronen durch eine verbesserte Leitfähigkeit ergibt ohne Zweifel weniger starke „Ermüdungserscheinungen“. Jedoch kann den Versuchsergebnissen entsprechend dieser Grund nicht allein für die durch eine Ag-Einlagerung mögliche Empfindlichkeitssteigerung angesprochen werden. Die Diskussion der in Abb. 31 wiedergegebenen Kurven läßt eine andere Deutung zu⁶⁰⁾.

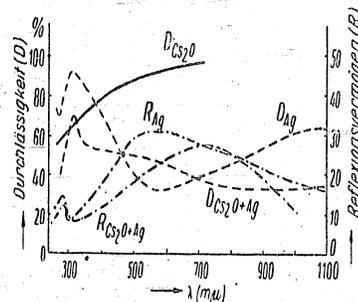


Abb. 31. Durchlässigkeit und Reflexion einer Cs₂O, Cs—Cs-Schicht auf Quarz (D_{Cs_2O}), einer Cs₂O, Cs—Cs-Schicht mit aufgebrachtten Ag-Atomen (D_{Cs_2O+Ag} ; R_{Cs_2O+Ag}) und einer 18 Atomschichten starken Ag-Schicht (D_{Ag} ; R_{Ag}).

Durch Aufdampfen einer Ag-Schicht auf eine Cs₂O-Zwischenschicht, die sich auf einer Quarzplatte befindet, kann die spektrale Durchlässigkeit (D_{Cs_2O}) stark vermindert werden (D_{Cs_2O+Ag}). Das spektrale Reflexionsvermögen (R_{Cs_2O+Ag}) nimmt zu und zeigt ein Maximum in der Gegend des lichtelektrischen langwelligen Maximums, ähnlich dem Reflexionsvermögen einer ~18 Atomschichten starken Ag-Schicht (R_{Ag}). Es läßt sich daher die Vermutung aussprechen, daß das einstrahlte Licht an gebildeten Ag-Komplexen zerstreut wird und somit durch bessere Ausnutzung eine Steigerung des Emissionsstromes bewirkt wird. Daß auch diese Erklärung allein nicht voll befriedigen kann, liegt in der Erkenntnis, das Ag möglichst in atomarer Verteilung der Zwischenschicht einverleiben zu müssen, um eine maximale Emp-

70 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

über nahezu gleichen Empfindlichkeit dünner Schichten führen. Bei der Dickenbemessung der durchsichtigen Ag-Schicht muß berücksichtigt werden, daß einmal die Leitfähigkeit gewährleistet bleibt, jedoch andererseits noch keine zu starke Absorption des Lichtes, welches bei diesen Schichten von der Rückseite einfällt (vgl. Abb. 26), auftritt. Eine einwandfreie Schichtdickenbestimmung für eine Serienherstellung dünner Schichten ist durch die photoelektrische Messung der Lichtabsorption gegeben.

Es seien die Einzelheiten eines der möglichen Verfahren gestreift. Zunächst wird eine Silberschicht mit einer Lichtdurchlässigkeit bis zu 35–40 % auf eine Glasunterlage aufgedampft. Sodann wird zwecks Oxydation der Silberschicht eine Glimmentladung in Sauerstoff so lange aufrechterhalten, bis die Durchlässigkeit der Schicht wieder 60–70 % beträgt. Eine abermalige Versilberung soll die Durchlässigkeit auf etwa 50–55 % herabsetzen. Alsdann erfolgt das Eindestillieren des Cs zweckmäßig in die auf $\sim 120^\circ\text{C}$ erhitzte Zelle und unter Anlegung einer Vorspannung so lange, bis ein Maximum des Photostromes erzielt worden ist. Im Maximum des Photostromes hat man die Cs-Zufuhr sofort zu unterbrechen. Durch weiteres langsames Hochheizen der Zelle bis auf $\sim 150^\circ\text{C}$ erzielt man einen weiteren Anstieg des Photostromes. Geringe zusätzliche Cs-Gabe und schwache Nachversilberung beenden den Prozeß (Verfahren stammt im wesentlichen von HEIMANN aus dem Jahre 1940 mit zusätzlichen Verbesserungen des Verfassers). Ein etwas vereinfachtes Verfahren gibt SCHAETTI⁷³⁾ neuerdings an.

m) Mosaikartige Photozellenflächen

Auch für die Herstellung mosaikartiger Photozellenflächen mit Rotempfindlichkeit besteht weitestgehendes technisches Interesse (Bildspeicherrohre). Man geht hierbei so vor, daß man eine Glimmerscheibe mit einer dünnen Ag-Schicht versieht und dann die Schicht thermisch zerreißt bzw. aufrastert. Anschließend folgt die Oxydation und das Eindestillieren des Cs wie bei nichtgerasterten Kathoden. Gefordert wird nun, daß alle lichtempfindlichen Bezirke gut voneinander isoliert sind. Man ist daher gezwungen, nur streng dosierte Mengen des Cs einzulassen, was jedoch zur Folge hat, daß die maximal zu erreichende

§ 4. Zusammengesetzte Kathoden

71

Empfindlichkeit nicht immer erzielt wird. Eine weitere Forderung, nämlich ein großer Bedeckungsfaktor, ergibt sich daraus, daß das Photozellenraster mit einem Elektronenstrahl abgetastet werden muß und, um Ungleichmäßigkeiten zu vermeiden, möglichst viel lichtempfindliche Bezirke vom Strahlquerschnitt erfaßt werden sollen. Hat der Strahl einen Durchmesser von $\sim 0,1$ mm, so erfüllen lichtempfindliche Bezirke mit einem Durchmesser von 0,02 mm gerade noch alle Bedingungen.

Wie vorstehend unter c) bereits erwähnt, läßt sich eine Sensibilisierung auch durch Se erzielen. Man kann daher ein Photozellenmosaik dadurch erhalten, daß man auf die isolierende Unterlage Se in Tröpfchenform aufdestillieren läßt und das entstandene Raster den Cs-Dämpfen aussetzt.

Schwierigkeiten ergibt im allgemeinen die Beschaffung gleichmäßiger und genügend dünner Glimmerblätter⁷⁴⁾, so daß der Übergang zu dünnen keramischen Platten empfehlenswert erscheint.

n) Legierungskathoden

Gemäß der Definition der zusammengesetzten Schichten, die am Anfang des Abschnittes IV, § 4 gegeben wurde, müssen auch die von GÖRLICH gefundenen Legierungskathoden als solche angesehen werden. Es hat sich gezeigt, daß sich durch Einwirkung eines Alkalimetalls, insbesondere Cs, auf ein Metall geringer Leitfähigkeit wie Sb, Bi, Tl, Pb u. ä. eine Schicht hoher lichtelektrischer Empfindlichkeit ergibt⁷⁵⁾. In der ersten Veröffentlichung wurden zunächst nur dünne durchsichtige Schichten ohne metallische Unterlage untersucht, und es ergab sich das bemerkenswerte Resultat, daß keineswegs immer die größten Photostrome im auffallenden Licht erhalten werden, sondern daß bei bestimmten Schichtdicken ein größerer Photostrom im durchfallenden Lichte als im auffallenden erzielt werden kann. Hieraus läßt sich der Schluß ziehen, daß offenbar die ganze Schicht emissionsfähig ist.

Betrachtet man die bisher empfindlichste Kombination, die sich durch Einwirken von Cs auf Sb ergibt, so sei der Schichtaufbau symbolisch durch Sb, Cs—Cs ausgedrückt. Die spektrale Verteilung dieser

Schicht entnimmt man der Abb. 32. Die langwellige Grenze liegt zwischen 750 und 850 $m\mu$, und die thermisch gemessene Austrittsarbeit hat etwa den Wert 1,3 V. Im ultravioletten Spektralbereich weist die spektrale Verteilungskurve der Schicht keinen so ausgeprägten bandenartigen Charakter auf wie die Cäsiumoxydkathoden.

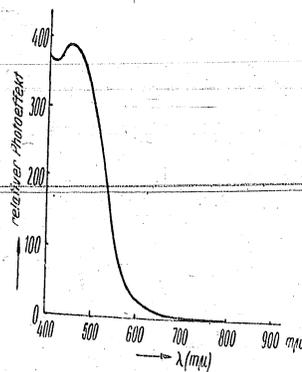


Abb. 32. Spektrale Verteilung einer durchsichtigen Sb, Cs—Cs-Schicht.

Die Empfindlichkeit liegt etwa um das Vierfache höher, so daß die Sb, Cs—Cs-Schicht im Augenblick als die höchstempfindliche Schicht im UV anzusprechen ist. Wie weit neuere Zellen mit einer auf Cu aufdestillierten CuJ-Schicht im extremen UV als Konkurrenz auftreten können, läßt sich noch nicht übersehen⁷⁰⁾.

Dicke, nicht mehr durchsichtige Schichten werden geringere Empfindlichkeiten aufweisen als dünne, falls ihnen keine gut leitende Metallschicht untergelegt wird, weil der elektrische Widerstand für die Nachlieferung der Elektronen zu groß werden kann. Durch das Aufbringen einer Sb, Cs—Cs-Schicht von einer Dicke, bei der in der Schicht gerade eben keine Leitfähigkeitsschwierigkeiten auftreten, auf eine Ag-Unterlage⁷¹⁾, ergeben sich technisch vielseitig anwendbare Kathoden mit der symbolischen Bezeichnung [Ag]—Sb, Cs—Cs, womit auch gleichzeitig gezeigt ist, daß sich die Einordnung dieses Kathodentyps in die Gruppe der zusammengesetzten Kathoden rechtfertigt. Eine Änderung der spektralen Verteilung durch die Unterlage tritt gegenüber einer Schicht ohne Unterlage nicht auf.

Bezeichnet man allgemein die Metallkomponente geringer Leitfähigkeit mit M , das Alkalimetall mit Me und das Trägermetall (gute elektrische Leitfähigkeit vorausgesetzt) mit T , so ergibt sich die allgemeine Formel $[T] - M, Me - Me$. Die Frage nach den Eigenschaften der Kathoden, wenn T , M bzw. Me geändert werden, kann dahingehend beantwortet werden, daß das langwellige Maximum

λ_{\max} in jedem Falle zwischen 400 und 500 $m\mu$ liegt⁷⁰⁾. Die Änderung des Trägermetalls hat, falls jede Diffusion von Trägermetallatomen in der Zwischenschicht vermieden wird, weder auf die spektrale Verteilung noch auf die Größe und Empfindlichkeit einen Einfluß. Man ersieht hieraus die Bedeutung, die das Unterlagemetall bei den Kathoden des Typus $[T] - Cs_2O, Cs, Ag - Cs$ zusätzlich hat. Bei den letzteren Schichten wirkt sich die Wahl der Unterlage, wie oben bereits gezeigt wurde, nicht nur auf die Empfindlichkeit, sondern auch auf die spektrale Verteilung aus. Man könnte sich für die Legierungsschichten höchstens dann eine Abhängigkeit vom Unterlagemetall vorstellen, wenn die Zwischenschicht so dünn ist, daß sich die an der Grenze zwischen Unterlagemetall und Zwischenschicht möglichen gegenseitigen Gitterverzerrungen auf den lichtelektrischen Ablöseakt auswirken können. Die höchsten Empfindlichkeiten werden jeweils mit Cs als Alkalikomponente erreicht. Dann folgen die Schichten mit Rb, K und Na. Lediglich Li als Alkalikomponente fällt aus der Reihenfolge heraus. M, Li—Li-Schichten erreichen Empfindlichkeiten, die in der Größenordnung der Schichten mit Rb als Alkalikomponente liegen. Da nun die langwelligen Grenzen von Cs, Rb, K, Na zum Li als Alkalikomponente immer kürzerwelliger liegen, hat die M, Li—Li-Schicht den Vorteil, bei einer verhältnismäßig großen Empfindlichkeit den kleinsten thermischen Emissionsstrom zu zeigen, d. h. das Verhältnis Nutzsignal/Störersignal für diese Zellen liegt günstiger als für die übrigen Schichten.

o) Empfindlichkeitsvergleich zusammengesetzter Kathoden und Quantenausbeute

Einen Überblick über die Empfindlichkeiten, wie sie sich etwa nach dem heutigen Stand darstellen, gibt Abb. 33. Dort sind die spektralen Verteilungen der Schichten (zum Unterschied zu früheren spektralen Verteilungen jedoch nicht auf Einheiten einfallender Energie umgerechnet, so daß die Eigenschaften der Lichtquelle darin enthalten sind) a) [Ag]—Sb, Cs—Cs, b) [Ag]—Sb, Li—Li, c) [Ag]—Cs₂O, Cs, Ag—Cs sowie d) der Thermostrom wiedergegeben. Die Kurven lassen sich bei Belichtung mit einer Lichtquelle der Farbtemperatur 2180° K messen. Bekanntlich errechnet sich der Photostrom aus der Gleichung

$$i_{ph} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) S(\lambda) d\lambda, \quad (57)$$

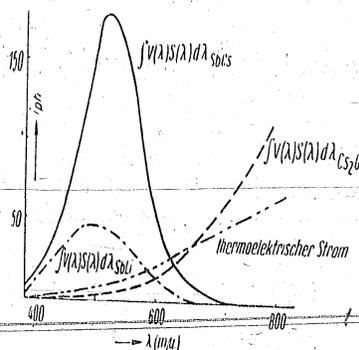


Abb. 33. Spektrale Verteilungen verschiedener hochempfindlicher Schichten gemessen mit einer Lichtquelle der Farbtemperatur 2180° K.

wenn $V(\lambda)$ die spektrale Verteilung der Kathode und $S(\lambda)$ die Energieverteilung der Lichtquelle im Bereiche von λ bis $\lambda + d\lambda$ bedeuten. In Tab. 6 sind einige Zahlenwerte für Vergleichszwecke zusammengestellt.

Tab. 6. Empfindlichkeitsvergleiche zwischen den gebräuchlichsten Kathoden

Wellenlängenbereich zwischen λ_1 und λ_2 in $m\mu$	$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) S(\lambda) d\lambda$		
	[Ag]-Sb, Cs-Cs	[Ag]-Sb, Li-Li	[Ag]-Cs ₂ O, Cs, Ag-Cs
400-800	118,0	34,8	66,0
400-700	117,7	34,7	22,1
415-750	115,6	32,5	40,4

Wellenlängenbereich zwischen λ_1 und λ_2 in $m\mu$	$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) d\lambda$ ($S = \text{const}$)		
	[Ag]-Sb, Cs-Cs	[Ag]-Sb, Li-Li	[Ag]-Cs ₂ O, Cs, Ag-Cs
400-800	95,4	39,2	9,5
400-700	95,4	39,2	5,5
415-750	82,6	33,8	7,2

Schließlich interessiert im Zusammenhang mit der Empfindlichkeitsfrage noch eine Betrachtung über die Quantenausbeute. Man vergleiche hierzu die Tab. 7. Sie zeigt, daß die Quantenausbeute der Sb,

Cs-Cs-Schicht außerordentlich hoch liegt, wenn man die Quantenausbeuten anderer zusammengesetzter Schichten dagegen betrachtet. Vergleichsweise liegen im allgemeinen die Quantenausbeuten von Cs₂O-Schichten im Maximum der Empfindlichkeit in der Größenordnung von 1%.

Tab. 7. Quantenausbeuten von Legierungskathoden

Schichttypus [Ag]-M, Cs-Cs für M	Leitfähigkeit von $10^{-4} \text{ cm}^{-1} \Omega^{-1}$	Quantenausbeute im Maximum der Empfindlichkeit in %
Bi	0,88	~ 10
Hg	1,04	~ 0,5
Sb	2,56	~ 30
Pb	4,91	~ 2
Tl	5,28	~ 1

Einen Vergleich der Empfindlichkeiten von Sb, Cs-Cs-Kathoden und Cäsiumoxydkathoden lassen auch die vom National Physical Lab. London gemessenen Werte zu⁷⁹⁾. Für die erstere Kathode wurden gemessen $\lambda_{\text{max}} = 490 \text{ m}\mu$ und $65 \times 10^{-3} \text{ Amp/Watt}$ und für die Cäsiumoxydkathode $\lambda_{\text{max}} = 850 \text{ m}\mu$ und $20 \times 10^{-4} \text{ Amp/Watt}$.

Wieweit eine von anderen Autoren⁸⁰⁾ hergestellte Schicht den Legierungsschichten gleicht, ist den bisher bekannten Literaturquellen nicht zu entnehmen. Sicher scheint es jedoch zu sein, daß die gleichen wie an Legierungskathoden angestellten Überlegungen zum Erfolg geführt haben.

p) Einfluß des Sauerstoffs

Es lag nahe zu untersuchen, wie sich die Legierungskathoden unter dem Einfluß von Sauerstoff verhalten⁷⁷⁾. Die Folge einer Sauerstoffbehandlung ist eine Verlagerung von λ_{max} und von λ_0 nach längeren Wellen und damit verbunden eine Empfindlichkeitssteigerung. Ähnliche Ergebnisse erzielt man mit einer Schwefel- oder Selenbehandlung⁸¹⁾.

q) Aufbau der Legierungskathoden

Die genauere Bestimmung der Schichtzusammensetzung⁸²⁾ führt für die Fälle Cs und Rb mit Bi und Sb zur stöchiometrischen Formel MMe_3 . Während des Formiervorganges wird ein Verschwinden der

76 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

metallischen Reflexion beobachtet, so daß bereits die Schicht $SbCs_3$ als an der Grenze Legierung-Ionengitter stehend betrachtet werden kann. Wenn auch nicht im gleichen Maße wie bei den Cs_2O -Schichten wird man bei den Legierungsschichten ungleichmäßige Emissionsverteilung erwarten müssen. Von der Geschwindigkeit des Sb-Aufdampfprozesses und der dabei herrschenden Temperatur hängt der Zustand der Schicht, ob amorph oder kristallin, ab. Zwar ist im lichtempfindlichen Endzustand die Zusammensetzung der Legierungsschicht nahezu unabhängig davon, ob als Ausgangsschicht eine amorphe oder kristalline Sb-Schicht diente, jedoch wird man erwarten können, daß sich mechanisch oder durch Temperaturwechsel gebildete Risse oder andere Gitterfehler einstellen, die zu Ungleichmäßigkeiten in der Emission Veranlassung geben können. Vollständige Aufklärung über den Emissionsmechanismus wird man erst dann erhalten können, wenn man genauestens sowohl die Anfangsbedingungen, also die Struktur der Sb-Schicht, als auch die Struktur der gebildeten Legierung beherrscht. Richtungsweisende Veröffentlichungen darüber liegen bereits vor⁸³⁾. Durch weitergehende Untersuchungen⁸⁴⁾ ist es nahegelegt, daß auch noch Verbindungen anderer stöchiometrischer Zusammensetzung als $SbCs_3$ mit lichtelektrischer Empfindlichkeit auftreten können, obwohl aus einer Reihe von Untersuchungen CHLEBNIKOWS⁸⁵⁾ hervorzugehen scheint, daß $SbCs_3$ mit einem Überschuß von $\sim 10\%$ Cs die stabilste und empfindlichste Kathode ergibt.

r) Herstellung der Legierungskathoden

Entsprechend dem Verwendungszweck haben sich einige unterschiedliche Herstellungsverfahren herausgebildet⁸⁶⁾. Man dampft Sb auf eine Ag-Unterlage oder, falls durchsichtige Schichten benötigt werden, direkt auf die Zellenwand auf und läßt Cs eindestillieren, und zwar so lange, bis ein Maximum der Empfindlichkeit auftritt. Der Formiervorgang, der im wesentlichen aus einem Temperaturprozeß besteht, kann bereits während des Eindestillierens des Alkalimetalls begonnen werden. Eine durchsichtige Kathode soll eine rötlichbraune Färbung zeigen. Nach einem anderen Verfahren empfiehlt es sich, zunächst das Alkalimetall niederzuschlagen und darauf das Sb aufzudampfen. Schließlich kann insbesondere für dicke Schichten ein drittes

§4. Zusammengesetzte Kathoden

77

Verfahren genannt werden, welches sich als eine Verbindung der beiden erstgenannten darstellt. Danach werden schichtenweise übereinander einmal Sb und sodann Cs aufgebracht. Der Vorteil des letzteren Verfahrens beruht in der Möglichkeit, eine genaueste Dosierung zu erzielen und hat auch wahrscheinlich aus diesem Grunde die bisher emissionsfähigsten Schichten ergeben. Die Fortsetzung der Gedankengänge läßt für die Zukunft noch bessere Verfahren und damit noch empfindlichere Schichten erhoffen.

Nach PRILEZAEV, S. S., ergeben sich Schichten mit nahezu idealer Sättigung der Strom-Spannungscharakteristik bis zu Beleuchtungen von 20000 lx, wenn man die Legierungsschicht auf eine dünne Unterlage aus amorphem Wolfram aufbringt.

Es dürfte sich im Hinblick auf zu erwartende neue Erkenntnisse und im Hinblick auf die Sekundäremission der Sb, Cs-Cs-Kathode (vgl. V, §2f.) lohnen, auch freischwebende Sb, Cs-Cs-Schichten herzustellen, etwa dadurch, daß man wie LOTMAR⁸⁷⁾ Antimon auf Zaponlackfolien aufdampft und alsdann den Zaponlack mit Amylazetat ablöst. Eine derartige freischwebende Sb-Schicht würde mit Cs in üblicher Weise behandelt werden müssen. Freischwebende Sb, Cs-Cs-Schichten ließen sich vorzüglich an Stelle von sekundäremissionsfähigen Netzen in Netzervielfachern (vgl. IX, §2e) benutzen.

s) Kombination von Cäsiumoxyd- und Legierungsschichten

Betrachtet man die spektralen Verteilungen einer Cs_2O -Schicht und einer Legierungsschicht, so sieht man, daß letztere Schicht gerade bei einer Wellenlänge ein Maximum aufweist, bei der die erstere ein Minimum besitzt. Die Kombination beider Schichten muß daher eine Zelle ergeben, die über dem gesamten sichtbaren Spektralbereich eine nahezu gleichmäßige Empfindlichkeit aufweist. Bei der Herstellung einer solchen Zelle wird man am einfachsten die Vorderseite des Zellengehäuses mit einer durchsichtigen Legierungsschicht belegen und die Rückseite mit einer kompakten Cs_2O -Schicht⁸⁸⁾. Abb. 34 zeigt ein Beispiel. Gibt man der Cs_2O -Schicht in einer solchen Doppelschichtzelle eine Vorspannung, die positiv gegen die der Legierungsschicht ist, daß also die kompakte Schicht zur Sekundäremissionskathode wird, so kann die Zelle auch als Vervielfacher mit einer Stufe betrachtet wer-

den. Die Herstellung einer Doppelschichtzelle bietet erhebliche Schwierigkeiten, denn die Formiermethoden für die beiden in der Zelle vorhandenen Schichten weichen wesentlich voneinander ab.

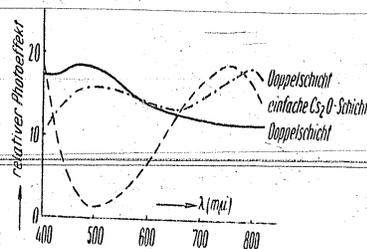


Abb. 34. Spektrale Verteilungen von Doppelschichtzellen.

Ein physikalisch interessanter Weg, Photokathoden mit konstanter Empfindlichkeit über den ganzen sichtbaren Spektralbereich zu erzielen, beruht auf der Tatsache, daß dünne Schichten langsame Elektronen selektiv durchzulassen vermögen⁶⁷⁾. Man bringt auf eine Cs_2O -Schicht eine durchsichtige Legierungsschicht auf. Ein Teil der lichtelektrisch in der Cs_2O -Schicht ausgelösten Elektronen durchsetzt die Legierungsschicht, und zwar sind es vermutlich diejenigen Elektronen, deren Materiewellenlänge mit der in der Durchsichtsschicht möglichen stehenden Welle übereinstimmt (nach FOWLER und OLFIN). Diese bilden mit den in der Legierungsschicht ebenfalls lichtelektrisch ausgelösten Elektronen den Photostrom. Das in Abb. 35 wiedergegebene

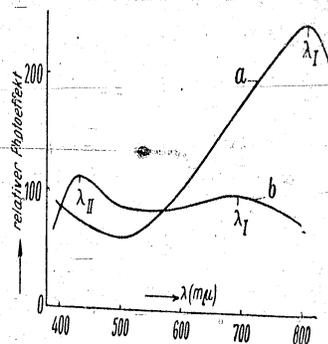


Abb. 35. Spektrale Verteilungen
a) einer $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Cs}, \text{Ag}-\text{Cs}$ -Kathode
b) einer $[\text{Sb}, \text{Cs}]-\text{Cs}$ -Schicht auf $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}-\text{Cs}$
($[\text{Sb}, \text{Cs}]-\text{Cs}$ -Schicht durchsichtig).

Beispiel läßt das langwellige Maximum der Cs_2O -Schicht erkennen, welches eine mäßige Verlagerung nach kürzeren Wellen erfahren hat, und ferner das langwellige Maximum der Durchsichtskathode, welches das Minimum der Cs_2O -Schicht ausfüllt.

Theoretische Betrachtungen^{*)} ergeben für die Kombination beider Schichten eine langwellige Grenze, die dem Quotienten $\frac{\lambda_0 \text{Cs}_2\text{O} \cdot \lambda_0 \text{Sb, Cs}}{\lambda_0 \text{Cs}_2\text{O} + \lambda_0 \text{Sb, Cs}}$ proportional ist. Außerdem wird theoretisch erwartet, daß die Ausbeute im Gebiet des Maximums der Legierungsschicht beträchtlich herabgesetzt und daß das langwellige Maximum der Oxydschicht auf der roten Seite beschnitten wird. Die scheinbare Verlagerung des Oxydschichtenmaximums nach kürzeren Wellenlängen wird nicht durch eine Verschiebung des Absorptionsbandes hervorgerufen. Die experimentellen Befunde stehen in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Erwägungen.

e) Möglichkeiten zur experimentellen Erfassung des lichtelektrischen Ablöseaktes

Durch den Abschnitt I § 1 sollte eine Vorstellung über den lichtelektrischen Ablöseakt, wie sie sich zwangsläufig aus modernen theoretischen Betrachtungen ergibt, vermittelt werden. Es drängt sich dabei die Frage auf, wie man dem lichtelektrischen Ablöseakt auch experimentell näherkommen kann. Ein gangbarer Weg dürfte sich in der Benutzung der Hyperfeinstruktur einer Spektrallinie bieten. Man untersuche die Hyperfeinstruktur einer Spektrallinie, nachdem sie eine dünne lichtempfindliche Schicht durchsetzt hat und vergleiche die Lage und die Intensität der Feinstrukturkomponenten mit denen der aufgelösten gleichen Linie ohne Absorption durch die lichtempfindliche Schicht. Vorausgesetzt, daß eine Linie verwandt wurde, die einen lichtelektrischen Effekt in der lichtempfindlichen Schicht hervorrufen kann, könnte eine Komponentenverschiebung bzw. Verbreiterung in der Feinstruktur auf einen COMPTON-Effekt im langwelligen Spektralbereich schließen lassen.

Die großen experimentellen Schwierigkeiten ließen sich mindern, wenn man für die Untersuchungen eine Legierungskathode, etwa eine

^{*)} Bisher unveröffentlichte Überlegungen von G. MAURER, die brieflich dem Verfasser mitgeteilt wurden.

Für technische Glühkathoden sind nur die hoch erhitzbaren und damit höher schmelzenden Metalle geeignet, die, vom lichtelektrischen Standpunkte gesehen, nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die technisch wichtigen Daten solcher Metalle (wie auch von zusammengesetzten Glühkathoden, z.B. Oxydkathoden u.ä.) entnimmt man zweckmäßig solchen Kurven, die die Abhängigkeit des spezifischen Emissionsstromes (in mA/cm²) und der Ausbeute (d.i. die Emission, bezogen auf den Heizaufwand in mA/Watt Heizleistung) von der wahren Temperatur T_w wiedergeben. Nicht nur in bezug auf die Austrittsarbeit (vgl. Tab. 8 sowie 3) und auf die lichtelektrische Ausbeute (vgl. IV, § 2b und Abb. 19 und 20) ergibt sich eine Abhängigkeit von der Stellung des Metalls im periodischen System, sondern auch für die Größe der thermischen Emission. Es seien zum Beweise dieser Behauptung lediglich die technisch wichtigen Metalle herangezogen. Das Th in der vierten Gruppe des periodischen Systems zeigt die größte thermische Emission, sodann folgt das Hf und das Zr. Mit geringerer Emission schließen sich die Metalle der fünften Gruppe, nämlich Nb und Ta, und die der sechsten Gruppe, Mo und W, an. Den Abschluß bilden die Metalle der Pt- und Fe-Gruppe⁹⁰).

c) Abhängigkeit der Austrittsarbeit von der Orientierung der Kristalle

Wellenmechanische Betrachtungen⁹¹) führen zu der Erkenntnis, daß die Austrittsarbeit φ_{gr} lediglich als Mittelwert über die gesamte Emissionsfläche zu betrachten ist. Die örtliche Austrittsarbeit hängt merklich von der Orientierung des betrachteten Emissionsflächenelementes zu den Kristallachsen ab. Die verschieden gelagerten Metallkristallite ergeben eine von Ort zu Ort verschiedene Austrittsarbeit. In IV, § 2c wurde erwähnt, daß bei der lichtelektrischen Emission die Verhältnisse ähnlich liegen. Es ist notwendig zu bemerken, daß die Kristallstruktur überdies einen Einfluß auf die Mengenkonzstante A_{gr} ausübt. Ein geeignetes Untersuchungsverfahren bietet sich in der Elektronenmikroskopie an⁹²).

d) Herabsetzung der Austrittsarbeit durch Adsorption elektropositiver Metalle

Die Adsorption von Ionen und Atomen elektropositiver Metalle auf Metalloberflächen bewirkt neben der Herabsetzung der Austrittsarbeit (vgl. die Betrachtungen über die Austrittsarbeit II, § 2d und

80 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem äußeren lichtelektr. Effekt

Cs, Sb-Cs-Kathode, ein FABRY-PÉROT-Interferometer bzw. wegen seines größeren Auflösungsvermögens ein Multiflex-Interferenzspektroskop nach GEHRCKE und LAU⁸⁹) und die grüne Hg-Linie 5461 Å verwendet. Im Bereich dieser Linie zeigt die Legierungskathode eine hohe lichtelektrische Empfindlichkeit (vgl. IV, § 4 n). Orientierende Beobachtungen des Verfassers ließen auf Verbreiterung einer Komponente schließen.

die lichtelektrischen Folgerungen IV, § 3) auch eine Änderung der Mengenkonzante, und zwar in der Weise, daß mit einer Herabsetzung von φ_{gl} auch A_{gl} erheblich kleiner wird. Durch die Bedeckung der Oberfläche mit Ionen und Atomen wird eine Änderung der Austrittsarbeit hervorgerufen, die sich nach Gleichung

$$\Delta\varphi_{\theta} = C_{\theta} - \beta_{\theta}T \quad (58)$$

darstellen läßt. In die RICHARDSONsche Gleichung (42) eingeführt, lautet diese dann

$$i_s = A_{gl}T^2 e^{-\frac{\epsilon(\varphi + \Delta\varphi_{\theta})}{kT}}, \quad (59)$$

woraus

$$i_s = A_{gl}e^{-\frac{\epsilon\beta_{\theta}}{k}} T^2 e^{-\frac{\epsilon(\varphi + C_{\theta})}{kT}} \quad (60)$$

folgt; die neue Mengenkonzante A_{θ} hat demnach den Wert

$$A_{\theta} = A_{gl}e^{-\frac{\epsilon\beta_{\theta}}{k}} \quad (61)$$

C_{θ} und β_{θ} sind Konstanten, die nur vom Bedeckungsgrad abhängig sind. Lichtelektrisch ergab sich (IV, § 3a), daß mit zunehmendem \mathcal{P} die langwellige Grenze λ_0 nach langen Wellen als Folge einer Verminderung der Austrittsarbeit verschoben wird, und zwar so lange, bis die maximale Bedeckung \mathcal{P}_{max} erreicht ist. Schon die älteren glühelektrischen Messungen lassen Aussagen über den zahlenmäßigen Wert von \mathcal{P}_{max} zu. Danach ist z. B. der maximale Bedeckungsgrad \mathcal{P}_{max} für den ein Minimum der Austrittsarbeit φ_{min} erreicht wird, für Cs auf W 0,67, also < 1 . Die Zahl der Atome/cm² liegt dabei in der Größenordnung von 10^{14} . Für einige bekannte Adsorptionsschichten sind die Werte für φ_{min} und A_{θ} in der Tab. 10 zusammengestellt.

Tab. 9. Thermisch bestimmte Austrittsarbeit $\varphi_{\theta min}$ (in Volt) und Mengenkonzante A_{θ} (in Amp/cm² Grad²) einiger bekannter Adsorptionsschichten

Adsorptionsschicht	$\varphi_{\theta min}$	A_{θ}
[W]-Cs	1,38	3,26
[W]-Th	2,63 bis 2,69	3 bis 7
[W]-Ba	1,56	
[W]-La	2,71	8,0
[Mo]-Th	2,58	1,5

Nach der RICHARDSONschen Gleichung (42) besteht zwischen der Austrittsarbeit und dem log des Emissionsstromes Proportionalität. Daher muß die thermische Emission von Adsorptionsschichten mit Dipolen, deren positive Seiten nach außen gelagert sind, um das Vielfache gegenüber reinen Metalloberflächen ansteigen. Als Beispiel wird das Emissionsvermögen einer [W]-²Th-Kathode herausgegriffen. Bei einer Temperatur von 1500° K ist das Emissionsvermögen der [W]-Th-Kathode 10¹⁵ mal größer als das einer reinen W-Kathode.

e) Oxydierte Metalloberflächen

Oxydierte Metalloberflächen zeigen nach thermischen Untersuchungen erwartungsgemäß ebenso wie nach lichtelektrischen Untersuchungen (vgl. IV, § 4c) eine Erhöhung der Austrittsarbeit gegenüber reinen Metalloberflächen. Die Mengenkonzante A_{θ} wird ebenfalls größer, wie Tab. 10 erkennen läßt.

Tab. 10. Thermisch bestimmte Austrittsarbeiten φ_{θ} (in Volt) und Mengenkonzante A_{θ} (in Amp/cm² Grad²) einiger oxydierter Metalloberflächen

Oberfläche	φ_{θ}	A_{θ}
[W]-O	9,2	5×10^{11}
[Zr]-O	5,2	$3,7 \times 10^4$
[Hf]-O	5,1	$5,5 \times 10^4$
[Pt]-O	8,46	

f) Oxydkathoden

Werden oxydierte Metalloberflächen mit Alkali- bzw. Erdalkaliatomen belegt, so entstehen die sogenannten „Oxydkathoden“. Der gleiche Oxydkathodentypus, der sich für die lichtelektrische Emission als hochempfindlich herausgestellt hat (IV, § 4d), wird entsprechend dem im vorhergehenden gezeigten, zwischen der lichtelektrischen und der thermischen Emission bestehenden Parallelismus auch für eine Glühkathode brauchbar sein. Obwohl die Cs₂O-Kathoden eine hohe thermische Emission aufweisen, kann ihre praktische Anwendung deshalb nicht erfolgen, weil sie bei Betriebstemperaturen, bei denen ihr hohes Emissionsvermögen dem anderer Oxydkathoden überlegen ist,

86 Vergleichende Betrachtungen zwischen lichtelektrischen Kathoden

instabile Eigenschaften aufweisen. An Stelle des Cs_2O in der Zwischenschicht haben daher Oxyde mit stabileren Eigenschaften zu treten, insbesondere das BaO oder Gemische von BaO, SrO und CaO oder Zweistoffgemische der drei Erdalkalioxyde. Die BaO- und SrO-Gemische sowie die SrO- und CaO-Gemische weisen Mischkristallstruktur auf, während die BaO/CaO-Gemische ein mikrokristallines Gemenge bilden⁸³). Wiederum kann auf Grund elektronenoptischer Untersuchungen⁸⁴) die Aussage getroffen werden, daß keine gleichmäßige Emission der ganzen Oberfläche erfolgt, sondern daß die Elektronen von einigen hundertstel Millimeter großen Bezirken emittiert werden. Aus den Herstellungsverfahren der thermischen Oxydkathoden⁸⁵) lassen sich einige Erkenntnisse entnehmen, die sich in das Bild über die Oxydkathoden leicht einreihen lassen und daher geeignet sind, die Anschauungen über diese Kathoden zu festigen. A) Durch Einwirkung von Sauerstoff auf die Kathoden tritt eine Vergiftung der Kathoden ein⁸⁶): Offenbar oxydieren die oberflächlich adsorbierten, die Austrittsarbeit senkenden und in den obersten Schichten eingebetteten Erdalkaliatome, so daß die Gesamtemission absinken muß. B) Werden die Kathoden bis zu einer Temperatur über $1600^\circ K$ erhitzt, so entaktivieren die Kathoden⁸⁷). Es kann nachgewiesen werden, daß aus der Kathode Ba verdampft und sich an Stellen niederschlägt, an denen es der Messung zugänglich gemacht werden kann, beispielsweise auf einem W-Träger, dessen thermische Emission mit zunehmender Zahl der auftreffenden und bei der Entaktivierung freiwerdenden Ba-Atome ansteigt. C) Ba-Überschuß bewirkt ein Absinken der Emission. Wenn die Oxydkathoden, wie unter A) angegeben, durch Sauerstoff vergiftet worden sind, ist eine Reaktivierung durch Temperaturbehandlung möglich. Insbesondere können auf diese Weise Kathoden mit BaO-Zwischenschichten mehrmals wieder zur Emission gebracht werden. Bestehen die Zwischenschichten hingegen aus BaO/SrO-Mischkristallen, so zeigt sich, daß diese Kathoden nicht beliebig reaktivierbar sind, weil aus dem Mischkristall die BaO-Komponente eher verdampft. Bessere Ergebnisse werden in diesen Fällen daher oft durch ein Ionenbombardement erzielt. Einen knappen Überblick über die Anwendung der verschiedenen Kathoden soll die Tabelle 11 vermitteln.

§ 1. Glühemission

87

Tab. 11. Anwendungsgebiete der Glühkathoden

Kathodenschema	Austrittsarbeit ϕ in Volt	Herstellung	Anwendungsgebiet
W-Kathode ..	4,5	Drahtform, ohne besonderen Formierprozeß	Hochspannungsgleichrichterröhren, Elektrometerröhren, Hochvakuumsenderöhren, gasgefüllte Gleichrichterröhren
Nb- sowie Ta-Kathode..	3,9 bzw. 4,0	Drahtform, ohne besonderen Formierprozeß	Senderöhren großer Leistung
[Mo]-Th-Kathode	2,6	Reduktion von ThO_2 -haltigen	Gasgefüllte Gleichrichterröhren für niedere Spannungen
[W]-Th-Kathode	2,7	Draht durch Temperaturbehandlung	Kleinempfangerröhren für Temperaturen zwischen $1300-1500^\circ K$
[T]-BaO, Ba-Ba-Kathode oder Zweistoff- bzw. Dreistoffgemische der Erdalkalioxyde als Zwischenschicht	0,9-1,9	A. Pastekathoden durch Auftragen, Aufspritzen der Erdalkalioxyd- oder Karbonatpaste bzw. Eintauchen. a) Direkte Heizung b) Indirekte Heizung B. Aufdampf- oder Destillationskathoden durch Aufdampfen von Ba auf oxydierte Drähte	Hochvakuumgleichrichterröhren, Empfangerröhren, BRAUNsche Röhren Netzbeheizte Empfangerröhren, BRAUNsche Röhren, Speicherröhren mit und ohne Vorabbildung Direkt geheizte Verstärkeröhren mit großer Steilheit und definierten Sättigungskurven

Neben der Zahl gemeinsamer Probleme, die der lichtelektrischen und der glühelektrischen Emission in physikalischer Hinsicht zugrunde liegen, besteht noch eine ganze Anzahl gemeinsam zu behandelnder Fragen in technologischer Richtung, sei es in bezug auf die Quetschfüße oder auf den Systemaufbau mit der Frage nach dem für das Vakuum günstigsten Material (Metall, Keramik, Glas) oder in bezug auf die Vorbehandlung der Einbauteile und Röhrenkolben⁹⁸).

§ 2. Sekundäremission

a) Sekundäremission kompakter Metalle

Trägt man den Sekundäremissionsfaktor δ eines festen Körpers, z. B. eines Metalls, über der Spannung der Primärelektronen e_p auf, so zeigt die Kurve etwa bei Spannungen zwischen 100 und 500 V ein Maximum, welches daher rührt, daß zunächst mit wachsender Spannung die Primärelektronen immer größere Energie besitzen und deshalb eine größere Sekundäremission hervorrufen, daß jedoch oberhalb eines gewissen e_p die Sekundärelektronen in immer größerer Tiefe ausgelöst und daher mehr und mehr absorbiert werden, so daß die Zahl der austretenden Sekundärelektronen wieder geringer wird.

Man könnte nun auf Grund der Erfahrungen aus lichtelektrischen und glühelektrischen Messungen geneigt sein anzunehmen, daß Metalle mit kleiner Austrittsarbeit auch ein gutes Sekundäremissionsvermögen besitzen und umgekehrt. Wie jedoch bereits in III, § 2a erwähnt worden ist, ist die Austrittsarbeit nicht in erster Linie maßgebend, vielmehr dürfte der Gitteranordnung des Metalls primäre Bedeutung zuzusprechen sein, wie auch aus elektronenoptischen Abbildungen ersehen werden kann⁹⁹). So ergibt sich, daß Metalle in äußerst reinem und entgastem Zustand mit niedriger Austrittsarbeit (Alkalimetalle) einen Sekundäremissionskoeffizienten $\delta < 1$, hingegen Metalle mit hoher Austrittsarbeit $\delta > 1$ (bis $\delta = 2$) zeigen (vgl. Tabelle 12).

Tab. 12. Vergleich zwischen Austrittsarbeit und Sekundäremissionskoeffizient einiger Metalle

Metall	φ_l in Volt	δ	e_p in Volt, für welches δ erreicht wird
Ag	4,78–4,61	~ 1,50	~ 800
Al	4,14–2,81	0,97	~ 300
Ba	2,28–1,90	0,83	~ 400
Be	3,30–3,17	0,53	~ 200
Cs	1,96–1,37	0,72	~ 400
Cu	4,63–4,07	1,29	~ 600
Li	2,42–2,28	~ 0,50	~ 100
Mg	3,74–2,74	0,95	~ 300
Ni	5,01–3,68	1,30	~ 500
W	5,36–4,52	1,30	~ 650

Aufgelockerte Metallschichten, deren Dicken bereits kompakten Metallen entsprechen (beispielsweise Ni in einer Edelgasatmosphäre verdampft), geben Sekundäremissionskoeffizienten, die wesentlich unter eins liegen. Letztere Schichten finden daher zweckmäßig Anwendung, wenn man das Auftreten einer Sekundäremission verhindern will.

b) Dünne Aufdampfschichten

Die bisherigen Betrachtungen erstrecken sich auf kompakte Metalle. Man kann jedoch Metallkathoden auch durch Aufdampfen oder Aufstäuben der Metalle erhalten. Metalle in dünner Schicht, wie Ag, Cu, Fe und Ni¹⁰⁰), zeigen nun im Gegensatz zu Be-Aufdampfschichten¹⁰¹) ein Sekundäremissionsvermögen, wie es die entsprechende kompakte Schicht aufweist. Anders verhalten sich Be-Aufdampfschichten, die einer Temperaturbehandlung bis 700°C unterworfen waren. Der Sekundäremissionskoeffizient dieser Schichten liegt wesentlich über dem des kompakten Be. Da die Be-Aufdampfschicht im unbehandelten Zustand ein kleineres δ als die kompakte Schicht ergibt, ist geschlossen worden, daß durch die Temperaturbehandlung eine Umwandlung von einer feinkristallinen in eine grobkristalline Struktur erzielt worden sei, aber auch, daß Verunreinigungen der Unterlage (als Unterlage kann z. B. kompaktes Be verwendet werden), die durch die Temperaturbehandlung wirksam werden, ein höheres δ vortäuschen. Für letz-

Neben der Zahl gemeinsamer Probleme, die der lichtelektrischen und der glühelektrischen Emission in physikalischer Hinsicht zugrunde liegen, besteht noch eine ganze Anzahl gemeinsam zu behandelnder Fragen in technologischer Richtung, sei es in bezug auf die Quetschfüße oder auf den Systemaufbau mit der Frage nach dem für das Vakuum günstigsten Material (Metall, Keramik, Glas) oder in bezug auf die Vorbehandlung der Einbauteile und Röhrenkolben⁹⁸⁾.

§ 2. Sekundäremission

a) Sekundäremission kompakter Metalle

Trägt man den Sekundäremissionsfaktor δ eines festen Körpers, z. B. eines Metalls, über der Spannung der Primärelektronen e_p auf, so zeigt die Kurve etwa bei Spannungen zwischen 100 und 500 V ein Maximum, welches daher rührt, daß zunächst mit wachsender Spannung die Primärelektronen immer größere Energie besitzen und deshalb eine größere Sekundäremission hervorrufen, daß jedoch oberhalb eines gewissen e_p die Sekundärelektronen in immer größerer Tiefe ausgelöst und daher mehr und mehr absorbiert werden, so daß die Zahl der austretenden Sekundärelektronen wieder geringer wird.

Man könnte nun auf Grund der Erfahrungen aus lichtelektrischen und glühelektrischen Messungen geneigt sein anzunehmen, daß Metalle mit kleiner Austrittsarbeit auch ein gutes Sekundäremissionsvermögen besitzen und umgekehrt. Wie jedoch bereits in III, § 2a erwähnt worden ist, ist die Austrittsarbeit nicht in erster Linie maßgebend, vielmehr dürfte der Gitteranordnung des Metalls primäre Bedeutung zuzusprechen sein, wie auch aus elektronenoptischen Abbildungen ersehen werden kann⁹⁹⁾. So ergibt sich, daß Metalle in äußerst reinem und entgastem Zustand mit niedriger Austrittsarbeit (Alkalimetalle) einen Sekundäremissionskoeffizienten $\delta < 1$, hingegen Metalle mit hoher Austrittsarbeit $\delta > 1$ (bis $\delta = 2$) zeigen (vgl. Tabelle 12).

Tab. 12. Vergleich zwischen Austrittsarbeit und Sekundäremissionskoeffizient einiger Metalle

Metall	φ_p in Volt	δ	e_p in Volt, für welches δ erreicht wird
Ag	4,78–4,61	~ 1,50	~ 800
Al	4,14–2,81	0,97	~ 300
Ba	2,28–1,90	0,83	~ 400
Be	3,30–3,17	0,53	~ 200
Cs	1,96–1,37	0,72	~ 400
Cu	4,63–4,07	1,29	~ 600
Li	2,42–2,28	~ 0,50	~ 100
Mg	3,74–2,74	0,95	~ 300
Ni	5,01–3,68	1,30	~ 500
W	5,36–4,52	1,30	~ 650

Aufgelockerte Metallschichten, deren Dicken bereits kompakten Metallen entsprechen (beispielsweise Ni in einer Edelgasatmosphäre verdampft), geben Sekundäremissionskoeffizienten, die wesentlich unter eins liegen. Letztere Schichten finden daher zweckmäßig Anwendung, wenn man das Auftreten einer Sekundäremission verhindern will.

b) Dünne Aufdampfschichten

Die bisherigen Betrachtungen erstrecken sich auf kompakte Metalle. Man kann jedoch Metallkathoden auch durch Aufdampfen oder Aufstäuben der Metalle erhalten. Metalle in dünner Schicht, wie Ag, Cu, Fe und Ni¹⁰⁰⁾, zeigen nun im Gegensatz zu Be-Aufdampfschichten¹⁰¹⁾ ein Sekundäremissionsvermögen, wie es die entsprechende kompakte Schicht aufweist. Anders verhalten sich Be-Aufdampfschichten, die einer Temperaturbehandlung bis 700°C unterworfen waren. Der Sekundäremissionskoeffizient dieser Schichten liegt wesentlich über dem des kompakten Be. Da die Be-Aufdampfschicht im unbehandelten Zustand ein kleineres δ als die kompakte Schicht ergibt, ist geschlossen worden, daß durch die Temperaturbehandlung eine Umwandlung von einer feinkristallinen in eine grobkristalline Struktur erzielt worden sei, aber auch, daß Verunreinigungen der Unterlage (als Unterlage kann z. B. kompaktes Be verwendet werden), die durch die Temperaturbehandlung wirksam werden, ein höheres δ vortäuschen. Für letz-

tere Deutung spricht, daß sich polierte Be-Unterlagen gegenüber unpolierten unterschiedlich verhalten. Wie jedoch Untersuchungen an Sb-Aufdampfschichten gezeigt haben¹⁰²⁾, liegen bei Aufdampfschichten zu verwickelte Erscheinungen vor, als daß die an Be-Aufdampfschichten gewonnenen Erkenntnisse genügend Klarheit bringen könnten. Die Größe des Sekundäremissionskoeffizienten ist nicht nur stark von der Dicke der Schicht, sondern auch von der Art der Unterlage abhängig. Außerdem liegt es nahe, wie für die lichtelektrischen Erscheinungen anzunehmen, daß die Grenzschicht zwischen Unterlage und Aufdampfschicht auch auf das Sekundäremissionsvermögen einen Einfluß hat. Daß der Sekundäremissionskoeffizient von der Schichtdicke abhängig sein muß, geht daraus hervor, daß die Eindringtiefe der Primärelektronen entsprechend ihrer Energie verschieden groß ist¹⁰³⁾. Welcher Einfluß außerdem geringen Gasmengen zuzusprechen ist, ersieht man aus Untersuchungen, die beispielsweise den Einfluß von Sauerstoff auf das Sekundäremissionsvermögen reiner Metalle bei verschiedenen Temperaturen aufgedeckt haben¹⁰⁴⁾. Das Maximum der Ausbeute kann danach durch eine Sauerstoff- und eine Temperaturbehandlung von $\delta \cong 0,6$ einer unbeeinflussten Be-Schicht auf $\delta \cong 4,0$ gehoben werden. Technisch haben behandelte und unbehandelte Be- sowie Sb-Schichten starkes Interesse.

e) Sekundäremission bei schräg einfallendem Primärstrahl

Die Überlegungen, die zur Klärung der Maxima in den δ , e_p -Kurven angestellt wurden, ließen vermuten, daß ein schräg einfallender Primärstrahl eine größere Sekundäremission hervorruft als ein senkrecht auf die Emissionsfläche fallender. Der experimentelle Befund zeigt den erwarteten Effekt¹⁰⁵⁾. Die Primärelektronen lösen die Sekundärelektronen in geringer Tiefe ab, so daß die Sekundärelektronen auf ihrem Wege bis zur Oberfläche weniger absorbiert werden. Rauhe Oberflächen zeigen eine weniger ausgeprägte Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Primärelektronen. Der Einfallswinkel ist in diesem Falle nicht genügend scharf definiert.

d) Adsorptionsschichten

In welchem Maße der Sekundäremissionskoeffizient δ von der Austrittsarbeit abhängig ist, läßt sich an Hand der Abb. 37 veranschaulichen¹⁰⁶⁾.

Man sieht, daß durch Herabsetzung der Austrittsarbeit, hervorgerufen durch Adsorption von Th-Atomen, an einer W-Oberfläche das Sekundäremissionsvermögen gesteigert werden kann, jedoch

ist die Abhängigkeit von der Austrittsarbeit nur gering, da die Energie der Sekundärelektronen verhältnismäßig groß ist. Sind die Primärenergien groß, so dürfte die Emissionssteigerung in der Tat durch die Herabsetzung der Austrittsarbeit hervorgerufen sein, während bei niedrigeren Primärener-

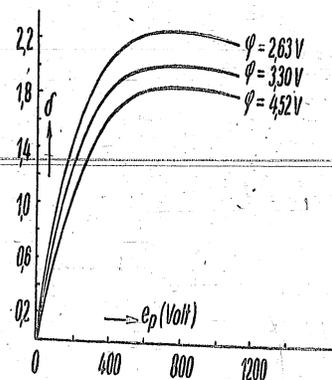


Abb. 37. Sekundäremissionsausbeute von W bei verschiedenen Bedeckungsgraden mit Th.

gien durch die geringe Eindringtiefe der Elektronen die adsorbierten Atome selbst zur Quelle der Sekundärelektronen werden können. Eine technische Anwendung der Kathoden mit atomaren Schichten wird im allgemeinen vermieden, da durch das Beschießen der Kathoden mit den Primärelektronen leicht die adsorbierten Atome von der Oberfläche abgetrommelt werden. Die Folge davon ist eine ungenügende Lebensdauer. Außerdem sind die fabrikationstechnischen Schwierigkeiten bei der Herstellung vielstufiger Vervielfacher, die sich daraus ergeben, daß die optimale Bedeckung nicht gleichmäßig bei allen Teilkathoden erreicht wird, nicht zu unterschätzen. Für technische Zwecke eignen sich Kathoden besser, die aus einer kompakten Schicht eines Halb- oder Nichtleiters oder einer Legierung bestehen. Zu beachten ist, daß für die Messung des Sekundäremissionskoeffizienten der Nichtleiter eine besondere Meßmethode angewandt werden muß, die darauf beruht, daß man an Stelle des Leitungsstromes den Verschiebungsstrom benutzt¹⁰⁷⁾.

e) Sekundäremission von Cäsiumoxydkathoden

Die Feststellung, daß die lichtempfindlichen Kathoden des Typs [Ag]-Cs₂O, Cs, Ag-Cs einen Sekundäremissionskoeffizienten $\delta > 2,5$ (bis zu 11) aufweisen, ließ einen Parallelismus zwischen lichtelektri-

scher Emission und Sekundäremission vermuten. Eine Stütze dieser Vermutung war auch in dem hohen Sekundäremissionskoeffizienten ($\delta \sim 12$) der [Ag]-Sb, Cs-Cs-Kathode zu sehen. Genauere Untersuchungen der Cs₂O-Kathoden zeigten jedoch bald, daß die Bedingungen, höchste Sekundäremissionsausbeuten zu erzielen, nicht mit denen übereinstimmen, die notwendigerweise zur höchsten lichtelektrischen Ausbeute führen. Wird nämlich aus einer Cs₂O-Kathode durch thermische Behandlung Cs ausgetrieben, so zeigt sich das Maximum der Sekundäremission bei geringerem Cs-Gehalt als das Maximum der lichtelektrischen Empfindlichkeit. Günstigste Bemessung der Ag- und Cs-Konzentration in der Zwischenschicht und richtige Wahl der Unterlage führt zu einem $\delta \sim 11$. Da überdies die Beschaffenheit der Kathodenoberfläche, wie dies auch nach den Erörterungen der vorhergehenden Abschnitte nicht anders zu erwarten ist, keinen ausschlaggebenden Einfluß auf das Sekundäremissionsvermögen ausübt, kann ein Parallelismus zwischen Sekundäremission und lichtelektrischer Emission nicht angenommen werden. Anwendung finden die Cs₂O-Schichten als Sekundäremissionskathoden zweckmäßig in Vervielfachern geringer Stufenzahl, da wegen der schwierigen Dosierung in Vervielfachern mit großer Stufenzahl serienmäßig bisher nur im Mittel $\delta = 2,5$ bis 2,7 erreicht worden ist.

f) Sekundäremission von Legierungen

Günstiger verhalten sich für eine fabrikmäßige Ausnutzung die Legierungsschichten. Neben den Sb, Cs-Cs-Schichten haben sich besonders die Ag, Mg-Legierungen mit 3 % Mg und 97 % Ag bewährt¹⁰⁸. Werden diese Legierungen bis 450° C erhitzt, so steigt ihr Sekundäremissionskoeffizient auf Werte zwischen 15 und 16 bei einer Spannung e_p von ~ 500 Volt. Einen ähnlich hohen Sekundäremissionskoeffizienten ($\delta = 14$) weisen Ni, Be-Legierungen mit geringem Be-Gehalt auf¹⁰⁹. Im letzten Falle scheinen Spuren von Sauerstoff den hohen Wert von δ herbeizuführen. Für die beiden letztgenannten Legierungsschichten hätte man nach den früheren Anschauungen vom Parallelismus zwischen Sekundäremission und lichtelektrischer Emission ein hohes Sekundäremissionsvermögen nicht erwartet, weil eine lichtelektrische Empfindlichkeit dieser Legierungen im sichtbaren Spek-

tralbereich nicht nachweisbar ist. Nach SCHÄETTY⁷³) lassen sich die Sekundäremissionskoeffizienten Cs-freier Legierungen (z. B. der Ag, Mg, Cu, Be-, Ag, Be- und Ag-Al-Legierungen) wesentlich durch Anlagerung von Cs-Spuren steigern.

Sowohl für die technische Ausnutzung der hohen Sekundäremission von Sb, Cs-Kathoden als auch zur Klärung der Sekundäremission an sich ist die Frage der günstigsten Schichtdicke von Bedeutung, denn ebenso wie bei den Metallaufdampfschichten (vgl. ¹⁰²) erwartet man für den Sekundäremissionskoeffizienten δ zusammengesetzter Schichten eine Abhängigkeit von der Schichtdicke. In der Tat dürfte die günstigste Schichtdicke bei ~ 100 m μ liegen¹¹⁰).

g) Sekundäremission von Verbindungen

Die Zahl der bisher untersuchten Verbindungen läßt sich bequem in zwei Gruppen aufteilen, von denen die eine diejenigen Verbindungen enthält, deren Sekundäremissionskoeffizient $\delta < 2$ ist, hingegen die andere alle jene Verbindungen mit einem Sekundäremissionskoeffizienten $\delta > 2$. In Tab. 13 ist einiges Material zusammengetragen.

Tab. 13. Sekundäremissionskoeffizienten einiger Verbindungen

Verbindung	δ	Verbindung	δ
a) $\delta < 2$			
WS ₂	1,04	Cu ₂ O	1,25
MoS ₂	1,10	MoO ₂	1,25
Ag ₂ O	1,20		
b) $\delta > 2$			
CaF ₂	3,15	Cs ₂ O, Ag	7,2
MgF ₂	4,1	(dünne Schicht)	
Cs ₂ O, Au, Ag	4,5	MgO	7,5
(dicke Schicht)		Ag ₂ O, Ni	9,0
BaO	4,8-6,5	BeO, Ni	12,0
NaJ	5,5	KJ, Cs	12,6
LiF	5,6	CsCl, Cs	13,7
KJ	5,6	Ag ₂ S, Cs	17,5
RbCl	5,8	NaCl, Cs	22,7
NaCl	6,8		

Die Sekundäremissionsausbeuten der Verbindungen mit $\delta < 2$ sind nur wenig von Fremdmetalteinlagerungen abhängig, besonders wenn Schwermetalle eingelagert werden. Ein Vergleich der beiden Verbindungsgruppen lehrt, daß offenbar eine Verbindung immer dann einen Sekundäremissionskoeffizienten $\delta > 2$ aufweist, wenn das Gitter der Verbindung elektropositive Metalle enthält. Die meisten der Verbindungen, die keine gesonderten Fremdmetalatome aufweisen, sind als Überschubhalbleiter festgestellt und besitzen als Störstellen die Metallatome der Verbindung¹¹¹).

Um serienmäßige Vervielfacher mit großer Stufenzahl herzustellen, eignen sich die in Tab. 13b angegebenen Verbindungen mit extrem hohem Sekundärkoeffizienten nicht. Bei Beschuß mit Primärelektronen nimmt die Sekundäremission ab. Man wählt besser die Oxyde, deren Sekundäremissionskoeffizient wesentlich tiefer liegt, wie BaO oder auch MgO¹¹²). Ihr Verhalten ist stabiler.

§ 3. Feldemission

a) Einfluß der Kathodenform

Die zur Erzeugung einer Feldemission notwendigen hohen Feldstärken werden gewöhnlich durch eine besondere Form der Kathode, etwa durch Spitzen, erreicht. Gemessen an der Zahl der Untersuchungen aller anderen betrachteten Emissionsarten liegen über die Feldemission nur wenige orientierende Messungen vor. Man versucht in fast allen Entladeröhren die Feldemission durch Vermeiden von Spitzen und Kanten zu unterbinden, weil sonst dauernde Feldemissionsströme fließen oder sogar ein Vakuumdurchschlag erfolgt, falls für die Feldemission günstige äußere Widerstandsverhältnisse vorliegen.

b) Adsorptionsschichten

Die Feldemission hängt wesentlich von der Reinheit der Oberfläche ab, so daß es nahe lag, vornehmlich Metalloberflächen mit adsorbierten elektropositiven Metallatomen auf ihre Eigenschaften hinsichtlich der Feldemission zu untersuchen bzw. diese Kathoden, nachdem sich ihre guten Emissionseigenschaften in bezug auf ihre Feldemission erwiesen hatten, zur experimentellen Prüfung der wellenmechanischen

Theorie (III, §3) zu verwenden¹¹³). Untersucht wurden dabei Kathoden aus W mit adsorbiertem Cs oder Ba sowie Kathoden aus W oder Mo mit adsorbiertem Th. Alle Untersuchungen einschließlich derjenigen, die zur Messung der Energieverteilung*) der Feldelektronen angestellt worden sind¹¹⁴), haben die Gültigkeit der wellenmechanischen Überlegungen bisher bestätigt. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich gleichzeitig, daß in Entladegefäßen, die mit hohen Spannungen betrieben werden und bei denen die Feldemission unterbunden werden muß (etwa Bildwandler oder Speicherrohre mit Vorabbildung), jegliche Adsorption elektropositiver Metalle (Cs u. ä.) an nichtgewünschten Stellen (z. B. Systemteilen) vermieden werden muß.

c) MALTER-Effekt

Wird eine Al-Platte elektrolytisch oxydiert und darauf mit Cs beschickt, so entsteht ein Schichtenaufbau, der schematisch durch das Symbol $[Al]-Al_2O_3-Cs_2O$, Cs gekennzeichnet ist. Beschießt man diese Schicht mit Elektronen hoher Geschwindigkeit, so kann unter Anlegen eines genügend hohen Absaugfeldes ein Elektronenstrom gezogen werden, der bis zum 10^3 fachen größer als der Primärstrom ist. Der Effekt (MALTER-Effekt) ist trägheitsbehaftet, d. h. unter dem Beschuß mit Primärelektronen steigt der austretende Elektronenstrom erst nach einer bestimmten Zeit auf den maximalen Wert, und nach Unterbrechung der Primärstrahlung fällt der Emissionsstrom ebenfalls erst langsam ab. Die Emission wird jedoch sofort unterbrochen, wenn das absaugende Feld verschwindet¹¹⁵). Durch eine Anzahl verschiedenartiger Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß der MALTER-Effekt auf einer Feldemission beruht¹¹⁶). Die Cs_2O , Cs-Schicht gibt mehr Elektronen ab, als primär einfallen, und wird dadurch positiv gegen die Al-Schicht aufgeladen. Die Al_2O_3 -Zwischenschicht wirkt

*) Um Klarheit zwischen dem bereits mehrfach benutzten Begriff der Geschwindigkeitsverteilung und dem der Energieverteilung zu schaffen, sei festgestellt, daß für die Geschwindigkeitsverteilung $dN/dv = f_1(v)$ gilt, wenn dN die Zahl der Elektronen bedeutet, deren Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$ liegen, und für die Energieverteilung $dN/dE = f_2(E)$, wenn dN die Zahl der Elektronen angibt, deren Energien im Energieintervall E und $E + dE$ liegen. Wegen der Gültigkeit der Gleichung $dE = mv dv$ kann man aus der Geschwindigkeitsverteilungskurve durch Multiplikation der Abszissenwerte und Division der Ordinatenwerte mit mv die Energieverteilungskurve gewinnen.

96 Vergleichende Betrachtungen zwischen lichtelektrischen Kathoden

als Isolator. Die Cs-Ionen werden nur langsam wieder neutralisiert. Läßt man den Primärelektronenstrom einen hinreichend hohen Wert erreichen, so wird die Aufladung mit der Zeit so groß, daß eine Feldemission von der Al-Platte einsetzt. Zwischen der Cs₂O, Cs-Schicht und der Al-Platte bildet sich ein elektrisches Feld von etwa 10⁶ Volt/cm aus.

Die Al₂O₃-Schicht kann auch durch eine andere Substanz, z. B. SiO₂¹¹⁷⁾, ersetzt werden, wie überhaupt durch besondere Versuchsbedingungen dem MALTER-Effekt gleiche Entladeformen angegeben werden können¹¹⁸⁾. Technische Anwendung hat der MALTER-Effekt bisher noch nicht gefunden. Es wurde lediglich versucht, die Sekundäremissionserscheinungen an Stoffen mit hohem δ durch eine Art „trägerslosen MALTER-Effekt“ zu erklären¹¹⁹⁾.

VI. Abschnitt

Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem inneren lichtelektrischen Effekt

§ 1. Alkalihalogenide

Obwohl technische Zellen, die als lichtempfindliche Substanzen Alkalihalogenide besitzen, noch nicht bekannt sind, soll trotzdem auf die Herstellung von Alkalihalogenidkristallen kurz eingegangen werden, weil die Untersuchungen an diesen Kristallen vor allem von der POHLSchen Schule zu wichtigen Erkenntnissen auf dem Gebiete des inneren lichtelektrischen Effektes geführt haben und weil die begründete Aussicht besteht, in Zukunft auch eine Zelle auf dieser Grundlage zu schaffen. In Kapitel II, § 4b wurde schon das Wichtigste an Erkenntnissen, gewonnen an KH-KBr-Mischkristallen, welches die Primär- und Sekundärströme beim inneren lichtelektrischen Effekt betrifft, erwähnt.

a) Reine Alkalihalogenidkristalle

Als Ausgangsprodukt dient üblicherweise ein reiner Alkalihalogenidkristall, der sich aus dem Schmelzfluß ziehen läßt. Nach Angaben von KYROPOULOS¹²⁰⁾ lassen sich kleine Einkriställchen herstellen, die ihrerseits als Keime für das Züchten beliebig großer Kristalle zu verwenden sind. An einem wassergekühlten Halter wird ein solcher Keim in die Schmelze des Salzes eingetaucht, und schon nach wenigen Stunden hat sich ein großer Kristall gebildet, der sich leicht für lichtelektrische Untersuchungen in Plattenform durch Abspalten in Richtung der Würfelebene bringen läßt.

Die reinen Alkalihalogenide sind vom langwelligen Ultrarot bis zu einer ultravioletten Absorptionsgrenze durchlässig. Für eine Absorptionskonstante*) $K = 1 \text{ mm}^{-1}$ können die Absorptionsgrenzen einer Anzahl von Alkalihalogeniden der Tab. 14 entnommen werden.

$$*) K = \frac{1}{D} \cdot \ln \frac{\Phi_0}{\Phi} \quad (\Phi_0 \text{ auffallendes, } \Phi \text{ durchfallendes Licht, } D \text{ Plattendicke}).$$

Tab. 14. Absorptionsgrenzen λ_0 einiger Alkalihalogenide

Verbindung	λ_0 in $m\mu$	Verbindung	λ_0 in $m\mu$
RbCl	184	KJ	235
RbBr	215	NaF	132
RbJ	240	NaCl	170
KCl	175	NaBr	206
KBr	202	NaJ	248

Im Gebiete der Eigenabsorption, also unterhalb λ_0 , erreicht K Werte, die in der Größenordnung der Metallabsorption liegen. Die Spektren der Eigenabsorption weisen scharfe Frequenzen, auch Dispersionsfrequenzen genannt, auf, von denen die langwelligste von HILSCH und POHL nachfolgende Deutung erfahren hat. Die Lage der langwelligsten Eigenfrequenz ist gegeben durch die Gleichung

$$h\nu = E - J + M \frac{e^2}{d}, \quad (62)$$

worin E die Elektronenaffinität des Halogenions, J die Ionisierungsarbeit des Alkaliions, $M \frac{e^2}{d}$ der elektrostatische Teil der Gitterenergie und M die MADELUNGsche Konstante bedeuten. Danach wird durch die Absorption eines Lichtquants ein Elektron vom Halogenion zum Alkaliion befördert. In einem reinen, d.h. störungsfreien Kristall wird die Wanderung der Elektronen nicht beobachtet, weil nach dem genannten Übergangsprozess sofort der umgekehrte Vorgang eintritt. Nur in einem gestörten Kristall könnte die Bildung des freien Halogenatoms neben dem Alkaliatom festgestellt werden, weil nur in einem solchen Kristall eine Stabilisierung des Prozesses, wie überhaupt jedes photochemischen Prozesses, möglich ist.

b) Gestörte Kristalle, F -Zentren

Um einen gestörten Kristall zu erhalten, ist es z.B. möglich, einen stöchiometrischen Überschuss an Alkalimetall im Kristall zu schaffen, so daß durch Verminderung der Metalloidkomponente ein Überschubhalbleiter entsteht. Setzt man einen reinen Kristall bei hoher Temperatur dem Alkalidampf aus und kühlt ihn rasch auf Zimmertemperatur ab oder läßt man mit Hilfe eines elektrischen Feldes Elektronen in den Kristall hineinwandern, so entstehen die sogenannten Farbzentren

oder kurz F -Zentren. Träger dieser Farbzentren sind demnach die atomar verteilten überschüssigen Alkaliatome. Der Name „Farbzentrum“ wurde von POHL wegen der charakteristischen Verfärbung der Alkalihalogenidkristalle gewählt (verfärbtes RbCl blau, verfärbtes KCl violett, verfärbtes NaCl gelb). Die maximale Frequenz der entstehenden glockenförmigen Absorptionsbande hängt vom kleinsten Abstand d zwischen Kationen und Anionen im Kristallgitter ab, und zwar gilt

$$\nu d^2 = 5,02 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1} \text{ m}^2, \quad (63)$$

sofern es sich um Alkalihalogenide des Steinsalztyps handelt (in der Reihe der Chloride fällt CsCl wegen seines abweichenden Gittertyps aus). Im Höchsthalle kann eine Konzentration von 10^{18} F -Zentren in cm^3 erzielt werden. Die Konzentration ist proportional des bei der Herstellung herrschenden Alkalidampfdruckes. Die Messung der Konzentration der F -Zentren kann entweder auf elektrischem Wege geschehen, indem man bei hoher Temperatur unter Anlegen eines elektrischen Feldes die Farbzentren auf die Anode zu wieder auswandern läßt oder aber optisch, indem man nach der klassischen Dispersions-theorie die Gleichung

$$N = CHK \quad (64)$$

zur Anwendung bringt. H bedeutet die Halbwertsbreite der Zentrenbande und C eine Konstante, die für alle Alkalihalogenide $1 \cdot 10^{16}$ Volt/ cm^2 beträgt. Wendet man das elektrische Verfahren zur Konzentrationsbestimmung an, so ist, weil N positive Metallionen mit N ein-diffundierten Elektronen N überschüssige Metallatome gaben, aus dem gemessenen Elektronenstrom die Zahl der Elektronen und damit der überschüssigen Metallatome zu bestimmen. Es gilt

$$N = \frac{iD}{e_K Q \epsilon b}, \quad (65)$$

wobei i der Elektronenstrom, D der Elektrodenabstand, e_K die Spannung, Q der Querschnitt des Kristalls und b die Beweglichkeit der Elektronen bedeuten.

c) F' -Zentren

Den F -Zentren nahe verwandt sind die F' -Zentren, die sich von den F -Zentren dadurch unterscheiden, daß ihre Elektronen loser gebunden

100 - Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem inneren lichtelektr. Effekt

sind. Das Bandenmaximum der F' -Zentren ist nach längeren Wellen verschoben. Die Erzeugung der F' -Zentren erfolgt am einfachsten durch Lichtabsorption in den F -Zentren, wobei sich Elektronenströme leicht meßbarer Größe ergeben. Dasselbe Ergebnis hinsichtlich der Elektronenströme erhält man bei der Rückbildung von F -Zentren aus F' -Zentren, die durch Einstrahlung roten bzw. ultraroten Lichtes erfolgen kann.

d) U - bzw. KH -Zentren

Durch die leichte Löslichkeit des Wasserstoffes in Alkalihalogenidkristallen gelingt es leicht, einen F -zentrenhaltigen Kristall zu entfärben und die F -Zentren in U -Zentren (ältere Bezeichnungweise) zu verwandeln. Die U -Zentren sind Alkalihydridmoleküle. Erhitzt man z. B. einen F -zentrenhaltigen KBr -Kristall im Wasserstoff bei 1 atm Druck¹²¹), so entsteht ein $KBr-KH$ -Mischkristall, dessen U -Bande ein Maximum bei 228 $m\mu$ aufweist. Die Konzentration der U -Zentren kann bis zu 10^{18} im cm^3 betragen. Die lichtelektrischen Verhältnisse sind bereits in II, § 4b gestreift worden.

e) Kristalle mit Halogenüberschuß und mit Fremd Beimengungen

Neben den Alkalihalogenidkristallen mit stöchiometrischem Alkaliüberschuß können ebenso solche mit einem Mangel an Alkalimetall hergestellt werden. Wird z. B. ein KJ -Kristall zwischen eine plattenförmige Elektrode und eine Spitze gebracht und ein elektrisches Feld so angelegt, daß die Spitze positiv wird, so entsteht ein Kristall mit einem stöchiometrischen Überschuß von neutralem Halogen.

Schließlich sei noch erwähnt, daß es möglich ist, dem Schmelzfluß der Kristalle geringe Beimengungen fremder Stoffe hinzuzufügen. Durch die Beimengung von Tl oder Cu wird der Kristall zum „Phosphor“, d. h. er strahlt Licht, welches in den Tl - bzw. Cu -Banden eingestrahlt wird, als längerwelliges Licht wieder aus.

f) Vergleichende Betrachtung über Silberhalogenidkristalle

Schon lange interessierte die Frage nach dem Zusammenhang zwischen dem lichtelektrischen und dem photographischen Effekt. Aufklärung hierüber brachten in erster Linie nicht die Untersuchungen an Alkalihalogenidkristallen, sondern die neueren Untersuchungen an

§ 1. Alkalihalogenide

Klass. Landen
u. Stöchiometrie
Darmstadt
101

Silberhalogenidkristallen¹²²), die daher in diesem Rahmen kurz gestreift werden sollen.

Die reinen $AgCl$ - und $AgBr$ -Kristalle werden ebenfalls aus der Schmelze gezogen. Sie zeigen eine Eigenabsorption, die sich sehr viel weiter in das langwellige Gebiet (420 bzw. 500 $m\mu$) hineinzieht als die der Alkalihalogenidkristalle. Außerdem fehlen die scharf ausgeprägten Eigenabsorptionsfrequenzen. Durch Einstrahlung von Licht im Eigenabsorptionsgebiet tritt eine schwache Verfärbung der Silberhalogenidkristalle auf. Die entscheidende F -Bande ist jedoch ebenso verwaschen wie das Eigenabsorptionsgebiet. Zum Unterschied zu den F -Zentren der Alkalihalogenide, die aus Metallatomen bestehen, werden die F -Zentren in den Silberhalogeniden aus kolloidalen Metallteilchen gebildet, weil einzelne Ag -Atome im Silberhalogenidgitter nicht beständig sind. Es müssen also bereits Ag -Teilchen vorhanden sein, wenn es zur Ag -Abscheidung kommen soll. Als bemerkenswert stellt sich dabei heraus, daß sich die Ag -Abscheidung praktisch nur auf der Kristalloberfläche vollzieht, woraus folgt, daß die Abscheidung von der Beschaffenheit der Oberfläche stark abhängig ist. Die kolloidalen Metallteilchen bestehen aus $\sim 10^7$ Ag -Atomen. Im Gitter der reinen Silberhalogenidkristalle selbst kann also ebensowenig wie in den reinen Alkalihalogenidkristallen eine Stabilisierung eines photochemischen Prozesses beobachtet werden.

Um eine wirkliche Photochemie zu ermöglichen, muß wie im Falle der Alkalihalogenide das Gitter der Silberhalogenide gestört sein. Die Störung kann etwa durch Zusatz von $\sim 10^{-2}\%$ Ag_2S hervorgerufen werden. Man löst Ag_2S in der Schmelze der reinen Silberhalogenide und läßt die Schmelze abkühlen. Der Zusatz von Ag_2S bewirkt nicht das Auftreten einer neuen Bande wie etwa der U -Bande, sondern macht sich als langwelliger Ausläufer der Eigenabsorption bemerkbar. Die größtmögliche Ag -Menge, die sich durch Belichtung abscheiden läßt, entspricht größenordnungsmäßig der Menge des im Kristall befindlichen Ag_2S . Man kann das gebildete kolloidale Ag durch Erhitzen des Kristalls auf $\sim 300^\circ C$ wieder verschwinden lassen, so daß der Kristall seine ursprüngliche Lichtempfindlichkeit erhält. Ein weiterer bemerkenswerter Unterschied zwischen den gestörten Alkalihalogenidkristallen und den Silberhalogenidkristallen mit Zusatzabsorption be-

steht darin, daß bei den letzteren nicht eine Photodissoziation des Zusatzes angenommen werden darf, sondern ein noch nicht klar erklärter andersartiger Mechanismus.

Obwohl noch in einigen weiteren Arbeiten gute Ergebnisse an Silberhalogeniden, teilweise nach Kenntnis der STASIW-TELTOWSCHEN Arbeiten, erzielt wurden¹²³⁾, konnten technische Widerstandszellen noch nicht hergestellt werden. Insbesondere in bezug auf das System AgBr-PbS¹²⁴⁾ sind aber Erfolge zu erwarten.

§ 2. Kupferoxydul

a) Allochromatische und idiochromatische Kristalle

In VI, § 1a konnte am Beispiel der Alkalihalogenide gezeigt werden, daß Kristalle, von GUDDEN und POHL „allochromatische Kristalle“ genannt, existieren, die im reinen Zustand lichtelektrisch inaktiv sind. Diesen gegenüber stehen die „idiochromatischen Kristalle“, die bei Lichteinstrahlung im Gebiete ihrer Eigenabsorption bereits einen lichtelektrischen Strom liefern. Sie sind im allgemeinen dadurch ausgezeichnet, daß ihr Brechungsindex hoch liegt, etwa > 2 ist. Neben vielen Sulfiden, Oxyden und Halogeniden fallen hierunter Selen, Schwefel, Diamant, Jod und gelber Phosphor. Es handelt sich also a) um Isolatoren und b) um Halbleiter, die bereits im Dunklen Leitfähigkeit zeigen. Fast bei allen älteren Untersuchungen an idiochromatischen Kristallen wurde auf eine sorgfältige Trennung der Primär- und der Sekundärströme wenig oder überhaupt nicht geachtet. Aber gerade bei den idiochromatischen Kristallen ist eine sorgfältige Trennung der beiden Effekte notwendig, um den wirklichen lichtelektrischen Effekt zu erkennen.

Für die spektrale Verteilung der Primärströme aller dieser Kristalle gilt, daß das Maximum der spektralen Verteilung bei den Wellenlängen liegt, bei denen die Lichtabsorption der Kristalle stark ansteigt. Im Gebiete stärkster Absorption ist kein lichtelektrischer Effekt feststellbar. Ob, wie es verschiedentlich angenommen worden ist, der langwellige Ausläufer der Absorptionsbande von Störstellen herrührt (vgl. z. B. VI, § 1f) und nur durch diese eine lichtelektrische Wirkung

hervorgerufen wird oder welche andere Deutung herangezogen werden muß, bedarf noch der Klärung.

b) Die lichtelektrischen Verhältnisse am Kupferoxydul

Obwohl eine technische Zelle auch aus Kupferoxydul (Cu_2O) nicht bekannt ist, wenn man von BECQUEREL-Zellen absieht, soll Cu_2O behandelt werden, weil dieses Material sauber auf seinen Primäreffekt untersucht worden ist¹²⁵⁾ und in Zukunft vermutlich bei der Zellenherstellung Anwendung finden wird. Wie man aus Tab. 2 (II, § 1f) ersieht, zählt Kupferoxydul mit Sauerstoffüberschuß zu den Ersatzhalbleitern. Man wird daher mit einer Abhängigkeit der spektralen Verteilung des Primäreffektes vom Sauerstoffgehalt rechnen müssen.

Die Kupferoxydulplatten gewinnt man am einfachsten durch Oxidation entsprechender Cu-Platten¹²⁶⁾ (vgl. auch VII, § 1d). Dampf man als Elektroden Ag auf die Endflächen, so können Sperrwirkungen an den Übergangstellen nicht auftreten.

Eine typische spektrale Verteilung ist in Abb. 38 wiedergegeben. Das Maximum bei $630 \text{ m}\mu$ liegt an der Absorptionskante des Cu_2O ; das Maximum bei $800 \text{ m}\mu$

gehört unbekanntem Verunreinigungen (möglicherweise Cu-Atomen) an, während das dritte Maximum bei 2μ dem Sauerstoffüberschuß zugeschrieben werden muß. Beide Maxima sowohl bei $800 \text{ m}\mu$ als auch bei 2μ sind von Kristall zu Kristall verschieden stark ausgeprägt, entsprechend dem wechselnden Gehalt an Verunreinigungen und an Sauerstoff. Die Ergebnisse sind am Einkristall die gleichen wie an Kristalliten. Zum Vergleich mit der spektralen Verteilung des reinen Primäreffektes ist in Abb. 39 die spektrale Ver-

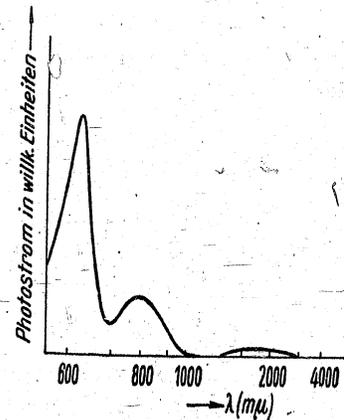


Abb. 38. Spektrale Verteilung des lichtelektrischen Primäreffektes von Cu_2O .

sirt nichtleitendes, rotes Se aus, eine dritte kristalline Modifikation, die jedoch zur Zellenherstellung nicht verwendet wird.

Man wird meinen, daß das eleganteste Verfahren, die Selen-schicht herzustellen, im Aufdampfen oder Aufstäuben besteht. Da aber die günstigste Schichtdicke in der Größenordnung $10-50 \mu$ liegt, wird im allgemeinen die Selen-schicht durch Aufbringen und Schmelzen amorphes Selen hergestellt. Beim Erstarren der Schmelze entsteht zunächst ein amorph-glasiger Zustand, so daß es notwendig ist, einen Sensibilisierungsprozeß anzuschließen, unter dem man einen Erhitzungsvorgang zwecks Überführung des Se in eine kristalline Modifikation versteht. Der Erhitzungsprozeß ist verantwortlich für die Eigenschaften der Zelle. Es entsteht ein Gemisch der grauschwarzen und der grauen Modifikation, so daß die elektrische Leitfähigkeit nach den Anteilen der beiden Modifikationen variiert ebenso wie die Empfindlichkeit, die beim Überwiegen der grauschwarzen Modifikation größer wird. Es liegen Versuche vor, die es möglich erscheinen lassen, daß Spuren roten Selen die lichtelektrischen Eigenschaften der grauen Modifikationen hervorrufen¹²⁹⁾. Gute elektrische Leitfähigkeit und hohe Empfindlichkeit sind beides erwünschte Faktoren; sie schließen sich jedoch gegenseitig aus.

Die Angabe der günstigsten Schichtdicke von $10-50 \mu$ stellt einen Kompromiß dar; je dünner die Schicht ist, um so geringer die Trägheit, um so schlechter aber die elektrische Leitfähigkeit. Außerdem kann bei dünnsten Schichten ($< 10 \mu$) durch Erhitzen die Bildung von Kristallen nicht mehr erwartet werden. Metallzusatz zum Selen, beispielsweise von Ag (bis zu $0,3\%$), soll ein Mittel sein, ebenfalls die Trägheit der Zelle herabzusetzen. Als isolierende Unterlagen kommen in Betracht Glas, keramische Massen, oxydiertes Al, Glimmer u. ä. Besonders dürften sich neuerdings keramische Massen empfehlen, in die die Elektrodenraster (vgl. IX, § 3b) eingebrannt werden können. Die wichtigste Forderung, die an die Unterlage gestellt wird, ist die nach Vermeidung unkontrollierbarer chemischer Reaktionen mit dem lichtempfindlichen Material, in diesem Falle des Se.

Eine Beeinflussung des Widerstandes, die für technische Selenwiderstandszellen oftmals wünschenswert sein kann, kann man erreichen, wenn man dem Selen bei der Schmelze Wismuttrijodid oder

Zirkontetrachlorid zusetzt. Systematische Untersuchungen darüber, welche Substanzen an Stelle der genannten bzw. noch zusätzlich zu den genannten zugesetzt werden könnten, dürften noch manche interessante Tatsache zutage fördern (vgl. auch die ähnlich liegenden Verhältnisse bei Selen-Sperrschichtzellen, VII, § 2).

c) Spektrale Verteilung von Selenwiderstandszellen

Die spektrale Verteilung einer technischen Selenzelle kann der Abb. 40 entnommen werden. Es zeigt sich, daß je nach der Beleuchtungsstärke die Maxima verschieden stark ausgeprägt sind (insbesondere nach Untersuchungen von PFUND). Bei kleinen Beleuchtungsstärken (Kurve b) erkennt man nur eine Andeutung eines Maximums um die Wellenlänge $700 m\mu$ herum. Hingegen heben sich bei größer werdender Beleuchtungsstärke (Kurve a) zwei Maxima immer deutlicher heraus, einmal ein rotes ($700 m\mu$) und zum anderen ein grünes, flacheres (550 bis $600 m\mu$). Das zweite Maximum wird von verschiedenen Forschern auch oft in der Gegend um $500 m\mu$ herum angegeben.

Die Abb. 40 bietet den Schlüssel zum Verständnis dafür, daß der Exponent a in Gleichung (66) eine Funktion der Wellenlänge darstellt.

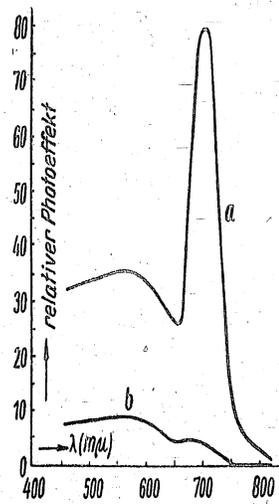


Abb. 40. Spektrale Verteilung einer Selenzelle bei zwei verschiedenen Beleuchtungsstärken.

§ 4. Selen-Tellur

a) Zusatz von Tellur zum Selen

Ein besonderer Erfolg wird durch Zusatz von Tellur zum Selen erzielt. Während reines Te kein geeignetes Material für die Zellenherstellung abgibt, ist durch Tellurzusatz zum Se eine Verschiebung der

110 Aufbau und Herstellung von Zellen nach dem inneren lichtelektr. Effekt

Um die Schichten, und zwar auch die Selen- wie die Selen-Tellur-schichten, nicht den wechselnden atmosphärischen Verhältnissen sowie willkürlichen Feuchtigkeits-, Fett- und sonstigen Einflüssen auszusetzen, werden die Schichten entweder mit Schutzlacküberzügen versehen oder in evakuierte oder mit inertem Gas gefüllte Kolben eingeschmolzen.

b) Spektrale Verteilung der Thalliumsulfidzellen

Die Ultrarotempfindlichkeit der Thallofidzellen ist in Abb. 42 wiedergegeben¹³³⁾. Die Lage des Maximums bei $\sim 1 \mu$ ist charakteristisch für Thallofid.

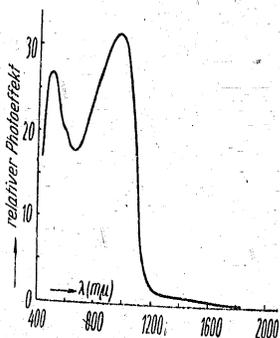


Abb. 42. Spektrale Verteilung einer Thallofidzelle.

In der Literatur der letzten Jahre ist oft von einer Wismut-Sulfidzelle die Rede gewesen, die eine Empfindlichkeit bis in die Gegend von 7μ besitzen soll. Es dürfte sich wohl in der Zwischenzeit herausgestellt haben, daß der im langwelligsten Gebiet gemessene Effekt als ein thermoelektrischer anzusehen ist.

§ 6. Bleisulfid und andere Substanzen zur Herstellung technischer Widerstandszellen

a) Herstellung von Bleisulfidzellen

Die im später folgenden Abschnitt VIII (§ 1 und § 2) beschriebenen Zellen aus natürlichem Bleiglanz legten es nahe, Widerstandszellen aus künstlichem Bleisulfid herzustellen. Während man alle Vorteile der Bleiglanzszellen (also der Zellen aus natürlichen Kristallen), insbesondere in bezug auf die spektrale Verteilung, auch für die Blei-

§ 6. Bleisulfid und andere Substanzen

111

sulfidzellen (der Zellen aus künstlich hergestelltem PbS) erwarten konnte, mußte überdies durch die Unabhängigkeit von den zufälligen atomaren Beimengungen, die wohl jeder natürliche Kristall aufweisen wird, eine bessere Möglichkeit serienmäßiger Herstellung von Zellen gegeben sein, ganz abgesehen davon, daß man auch neue Erkenntnisse für den lichtelektrischen Effekt erhalten würde.

Es zeigte sich, daß grundsätzlich zwei Wege zur Herstellung von PbS-Zellen eingeschlagen werden können, einmal kann das Ziel auf chemischem Wege durch chemisches Niederschlagen einer PbS-Schicht erreicht werden (KUTZSCHER) und zum anderen auf physikalischen Wege durch Aufdampfen von PbS im Vakuum (GUDDEN und TREV).

Bekanntlich fällen Schwefelwasserstoff oder Schwefelammonium aus Lösungen, die Bleion enthalten, Bleisulfid aus, wobei es jedoch nicht zur Spiegelbildung kommt. PbS-Spiegel erhält man, indem man Lösungen von Thioharnstoff, Bleiazetat und Natronlauge im Verhältnis 1:3:1 mit 4 Teilen Wasser zur Reaktion bringt¹³⁴⁾. Auf diesem Wege hergestellte Schichten werden in Vakuumgefäße eingebracht und im Sauerstoff formiert. Wie im Falle der Thalliumsulfidzellen (VI, § 5a) ist der Sauerstoff notwendig, um die lichtelektrische Empfindlichkeit hervorzurufen. Bisher gelang es nicht, Zellen auf chemischem Wege herzustellen, die bei Zimmertemperatur technisch brauchbar sind, vielmehr muß die Zellenkonstruktion so durchgeführt sein, daß Kühlung mit Kohlendioxid möglich ist. Dies ist der wesentlichste Grund, warum sich der Einbau der Schichten in Vakuumgefäße erforderlich macht.

Das zweite Verfahren, das Aufdampfen des PbS im Vakuum, setzt bestes Vakuum und Heizen der zu bedampfenden Unterlage (in fast allen Fällen Glas oder Quarz) auf etwa 250°C voraus¹³⁵⁾. Die nachfolgende Oxydation geschieht an Luft in einem gewöhnlichen Heizofen bei einer Temperatur von 550°C . Nach dem Aufdampfverfahren hergestellte Zellen können serienmäßig ebenso im gekühlten wie auch bei normalen Temperaturen technische Verwendung finden (serienmäßige Entwicklung von GÖRLICH und LANG)¹³⁶⁾.

Die bisher an PbS-Schichten angestellten Versuche haben im wesentlichen zwei Hinweise gegeben, mit deren Hilfe eine Einsicht in die

e) Weitere für die Herstellung technischer Zellen geeignete Substanzen

Die Erfolge in der Erforschung der Halbleiter sind der Grund, warum die Zahl der Arbeiten, in welchen über den inneren lichtelektrischen Effekt an verschiedenen Materialien berichtet wird, wieder angewachsen ist. Außerdem bieten die erzielten Erfolge mit PbS im ultraroten Gebiet Anreiz, weitere Steigerungen der Ultrarotempfindlichkeit hervorzurufen.

Die bisher rottempfindlichsten Zellen wurden mit PbSe (KUTZSCHER-SOMMER-PICK) und PbTe (HERTZ-KRENZIEN)¹⁴³ erhalten [vgl. auch ¹³⁶]. Beide Zellenarten geben bisher nur im gekühlten Zustande technisch brauchbare Werte der Empfindlichkeit. Mit fallender Temperatur wächst die Empfindlichkeit, und die langwellige Grenze schiebt sich weiter ins ultrarote Gebiet vor. Als Beispiel seien wiederum neuere Messungen angeführt¹⁴³.

Temperatur der Schicht in °K	λ_0 in μ für PbSe	λ_0 in μ für PbTe
195	4,2	4,4
90	5,6	5,7
20		6,4

Die PbSe- sowie die PbTe-Zellen sind durch Aufdampfen im Vakuum, ähnlich dem Verfahren für PbS-Zellen, erhalten worden. Man sieht, daß hinsichtlich der langwelligen Grenze ein bedeutender Fortschritt mit PbTe gegenüber PbSe noch nicht zu erzielen war. Wie MILNER und WATTS¹⁴⁴ bewiesen haben, können auch PbSe-Schichten als Spiegel chemisch aus Lösungen von Bleiazetat und Selenharnstoff analog der PbS-Spiegelbildung (Bleiazetat und Thioharnstoff, vgl. VI, § 6a) gewonnen werden. Es erweist sich als zweckmäßig, die Unterlage, die die PbSe-Schicht tragen soll, zuvor mit PbS-Mikrokristallen zu impfen, indem man auf der Unterlage einen äußerst dünnen PbS-Film chemisch erzeugt. Die PbSe-Schicht bildet sich sehr viel langsamer als die PbS-Schicht. Analog dem Formierprozeß des PbS muß man auch die PbSe-Schicht einem Oxydationsprozeß (10 bis 15 min bei 300° C) unterwerfen. Die spektrale Verteilung zeigt alsdann ein breites Maximum zwischen 3 und 4 μ , wenn die Schicht mit flüssiger Luft gekühlt wird.

Die Verbindungen des Cadmiums mit S, Se und Te zeigen, wie FRERICHS¹⁴⁵ für CdS und GÖRLICH und HEYNE¹⁴⁶ für CdSe und CdTe nachwies, gute lichtelektrische Empfindlichkeit, die sich besonders für CdSe durch Temperung im Sauerstoff stark steigern läßt. Die Lage der langwelligen Maxima wurde festgestellt für CdS bei $\sim 520 \text{ m}\mu$, für CdSe bei $\sim 740 \text{ m}\mu$ und CdTe bei $\sim 350 \text{ m}\mu$. Es zeigt sich die Gesetzmäßigkeit, daß die Selenide rottempfindlicher als die entsprechenden Sulfide und die Telluride wiederum rottempfindlicher als die entsprechenden Selenide sind (vgl. auch die Ergebnisse an InS und InSe¹⁴⁷, λ_{max} für InSe bei $\sim 1,1 \mu$, λ_0 bei $\sim 1,8 \mu$). Die Empfindlichkeiten der CdS- und CdSe-Widerstandszellen liegen über $10^4 \mu\text{A/lm}$ [vgl. auch¹⁴⁸]. Diese Art der Zellen wird daher eine gewisse technische Bedeutung erlangen.

Bemerkenswert sind auch die hohen Empfindlichkeiten, die man an Bleichromat-Einkristallen erhalten kann¹⁴⁹. Gepreßte und bei 450° C gesinterte Kristalle zeigen im sichtbaren Gebiet zwei Maxima ($\lambda_1 = 580 \text{ m}\mu$ und $\lambda_2 = 480 \text{ m}\mu$). Im Maximum λ_1 ergibt sich die Empfindlichkeit zu $5 \times 10^{-3} \text{ Amp/Watt}$.

Von den in diesem Absatz genannten Substanzen, die sich für die Herstellung technischer Widerstandszellen (und damit auch für die Herstellung von Sperrschichtzellen) eignen, sollte man besondere Aufmerksamkeit den Cd-Verbindungen widmen. Abgesehen davon, daß offensichtlich an diesen Substanzen besondere Widerstandsabhängigkeiten von der Temperatur zu beobachten sind¹⁴⁹ ¹⁵⁰, kann man Kadmiumsulfidkristalle gewissermaßen als „Zähler“ bezeichnen, denn diese Kristalle zeigen eine Veränderung der Leitfähigkeit bei Bestrahlung mit α -Teilchen, Elektronen und γ -Strahlen, und zwar eine Verminderung der Leitfähigkeit, wenn die Kristalle vor der Bestrahlung einer UV-Belichtung ausgesetzt waren, hingegen eine Vergrößerung der Leitfähigkeit (bis zu vier Größenordnungen), wenn die Belichtung mit sichtbarem Lichte erfolgte. Sind die Kristalle nur schwach aktiviert, so ist strenge Linearität zwischen der von dem eingeschossenen Teilchen absorbierten Energie und der Leitfähigkeitsänderung gewährleistet. Im Regelfalle wird der Kristall auf zwei gegenüberliegenden Seiten dünn mit Al bedampft¹⁵¹.

Besonders aber sind die Versuche an CdS wichtig geworden, weil,

wie bereits in II, § 4c skizziert wurde, an Einkristallen von CdS die Anwendung des Bändermodells auf die Erscheinungen der inneren lichtelektrischen Leitung zum Erfolge führte¹¹⁾. Hinzu kommt noch, daß die Gesetzmäßigkeiten des inneren lichtelektrischen Effektes der Reihe CdS, CdSe und CdTe in Verbindung mit den für diese Substanzen bekannten optischen Konstanten (Brechungsindex) einen Zusammenhang nahelegte¹⁵²⁾, durch den MOSS zum Versuch angeregt wurde, Cd₃As₂ auf einen inneren lichtelektrischen Effekt hin zu untersuchen. Durch Reaktion der Komponenten im stöchiometrischen Verhältnis erhielt er eine bei 90° K lichtempfindliche Substanz, die ein langwelliges Maximum bei ~2 μ und eine langwellige Grenze bei ~2,8 μ aufweist.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß auch farbige Proteine ihren elektrischen Widerstand bei Belichtung herabsetzen¹⁵³⁾. Abgesehen davon, daß aus dieser Erkenntnis gewisse praktische Ergebnisse für die photographische Sensibilisierungstechnik folgen können (vgl. VIII, § 1d), dürften sich, wenn auch zunächst nur wissenschaftliche, Folgerungen und Erkenntnisse für biologische Phänomene ergeben. Man hat bereits einige biologische Phänomene erklären können durch die Annahme, daß eine Summe von Proteinriesenmolekülen Bänderleitfähigkeit wie die Halbleiter aufweisen. Der lichtelektrische Versuch zeigt nun, daß die Leitfähigkeitsänderung bei Belichtung nicht auf einzelne Mizellen beschränkt bleibt, woraus auf die Gültigkeit der Bänderleitfähigkeit auch für Proteinriesenmolekülanhäufungen geschlossen wird. Die Ausdehnung der lichtelektrischen Versuche auf lebende Systeme wird zeigen, ob die Zellenwände die Ausdehnung der Bänder über diese hinaus verhindern.

Was den Hinweis auf die Folgerungen für die photographische Sensibilisierungstechnik betrifft, so dürften die Ergebnisse von WEST und CARROLL¹⁵⁴⁾ von noch entscheidenderer Bedeutung sein. Es wird nämlich nachgewiesen, daß für einige untersuchte und mit Farbsensibilisatoren versehene Silberbromidemulsionen die spektrale Verteilung der lichtelektrischen Leitfähigkeit parallel mit der spektralen Verteilung der photographischen Empfindlichkeit geht, und zwar übereinstimmend mit der Lichtabsorption. Der Photostrom folgt dem Gesetz (66), wobei $0,5 < a < 1$ gilt.

Sieht man davon ab, nur praktische Erfolge durch Wahl anderer

Substanzen erzielen zu wollen, so öffnet die Untersuchung des inneren lichtelektrischen Effektes in gewissen Fällen recht interessante Perspektiven in wissenschaftlicher Hinsicht. Als Beispiel sei die Untersuchung des inneren lichtelektrischen Effektes von Sb, Cs-Schichten (vgl. IV, § 4n) gewählt. Solche Schichten, mit Pt-Elektroden versehen, weisen einen inneren lichtelektrischen Effekt auf¹⁵⁵⁾, wie auch aus früheren Überlegungen und Untersuchungen anderer^{67) 68)} zu erwarten war (vgl. IV, § 4i, t). Eigentümlicherweise aber zeigt sich der innere lichtelektrische Effekt im Gebiete von 0,8 bis 1,6 μ, in einem Gebiete also, in dem die Schicht keinen äußeren lichtelektrischen Effekt aufweist, denn die langwellige Grenze des äußeren lichtelektrischen Effektes liegt unterhalb 800 mμ, so daß zwischen dieser langwelligen Grenze und der kurzwelligen Grenze des inneren lichtelektrischen Effektes ein Bereich ohne Photoeffekt liegt. In diesem Falle läßt sich die Lage und die Breite des Leitfähigkeitsbandes in bezug auf die vollbesetzten Niveaus berechnen.

f) Supraleitende dünne Schichten

Dünne Schichten aus Pb und Sn sind bei tiefen Temperaturen, wie die massiven Metalle supraleitend. Sie unterscheiden sich aber von den massiven Metallen dadurch, daß für sie eine Grenzstromstärke charakteristisch ist, bei deren Überschreitung um nur 0,03% der supraleitende Zustand sofort zerstört wird. Eine Vernichtung des supraleitenden Zustandes kann jedoch auch erreicht werden, wenn man die Grenzstromstärke konstant einhält und eine Wärmestrahlung geringer Energie auffallen läßt¹⁵⁶⁾, d. h. man besitzt damit ein Mittel, geringste infrarote Strahlungsmengen nachzuweisen. Die Sprungtemperaturen T_s , bei denen eine Supraleitung einsetzt, liegen leider für die Metalle sehr niedrig (T_s für Pb z. B. bei 7,26° K). Versuchstechnisch günstiger liegen die Sprungtemperaturen der von JUSTI angegebenen Stickstoff-Verbindungen des Niobiums [die Sprungtemperaturen von NbN und Nb₂N findet man über 10° K (zwischen 16 und 23° K)], so daß man bereits mit flüssigem Wasserstoff arbeiten kann. In der Tat zeigen die genannten Verbindungen [sowie auch andere, vgl. ¹⁵⁷⁾] in dünner Schicht den an dünnen Metallschichten gefundenen Effekt der Vernichtung der Supraleitung durch ultrarote Strahlung ebenfalls.

beträgt $\sim 6 m\mu$, für Au-bestäubte $\sim 10 m\mu$ und für Ag-bestäubte $\sim 4 m\mu$ (Durchmesser der Zelle 25–30 mm)¹⁶⁸). Auf die spektrale Verteilung der Vorderwandzellen hat die Wahl des aufgestäubten Elektrodenmaterials keinen Einfluß.

e) Spektrale Verteilungen der Cu_2O -Hinter- und Vorderwandzellen

Auf Grund der unterschiedlichen Lichtabsorptionsverhältnisse der Cu_2O -Hinterwand- und der Cu_2O -Vorderwandzellen ergeben sich auch Unterschiede zwischen ihren spektralen Verteilungen. Diese Tatsache beweisen die Abb. 43 und 44, in denen die spektralen Verteilungen

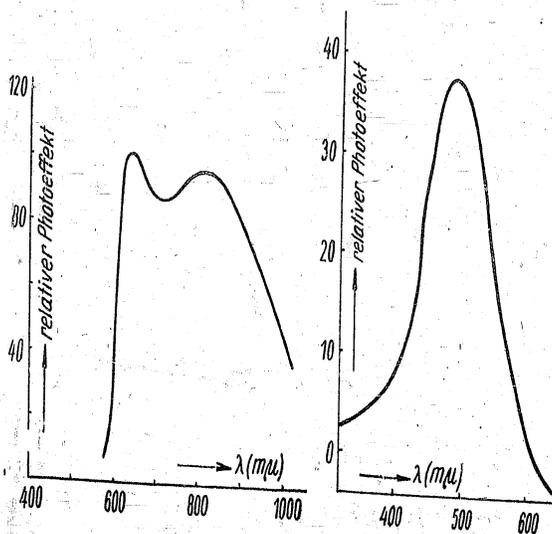


Abb. 43. Spektrale Verteilung einer Kupferoxydul-Hinterwandzelle.

Abb. 44. Spektrale Verteilung einer Kupferoxydul-Vorderwandzelle.

sowohl einer Hinterwand- als auch einer Vorderwandzelle wiedergegeben sind. Die Hinterwandzelle zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei $615 m\mu$, welches sich bei abnehmender Temperatur schwach nach kurzen Wellen verlagert. Typisch ist, daß auch hier der maximale Photoeffekt am stärksten an der Absorptionskante des Cu_2O auftritt. Die Temperaturabhängigkeit des Maximums entspricht der von GUDEN gefundenen Temperaturabhängigkeit des Absorptionsbandes. Ein weiteres Maximum liegt im kurzwelligen Ultrarot bei $800 m\mu$ und

tritt von Zelle zu Zelle verschieden stark hervor. Die Höhe dieses Maximums hängt von der Temperatur ab. Vorderwandzellen haben ihr Maximum etwas unterhalb $500 m\mu$ liegen.

§ 2. Selen

a) Bedeutung und Aufbau der Selen-sperrschichtzellen

Die größte technische Bedeutung unter den Sperrschichtzellen hat bisher die Selen-sperrschichtzelle erlangt. Der Grund hierfür mag in erster Linie darin zu suchen sein, daß diese Zellen im sichtbaren Spektralbereich, und zwar im Bereich der Augenempfindlichkeitskurve den größten Photostrom aufweisen. Die Zellen sind vom Typ der Vorderwandzellen. Die Elektronen fließen bei Belichtung vom Selen zur vorderen Elektrode, also wie bei den Cu_2O -Vorderwandzellen, dem Licht entgegen.

Der Aufbau ist ebenfalls verhältnismäßig einfach. Auf einer Metallunterlage befindet sich die Se-Schicht, darüber die Sperrschicht und die dünne durchsichtige Metallhaut als vordere Elektrode. Wie bei allen Sperrschichtzellen wird zur Abnahme des Elektronenstromes ein Metallspritzring auf die vordere Elektrode aufgebracht. Auf diese Weise läßt sich jede Beschädigung der dünnen Metallhaut vermeiden, die bei der Kontaktabnahme auftreten könnte. Die lichtelektrisch ausnutzbare Fläche wird zweckmäßig durch einen Lacküberzug geschützt. In Vakuumgefäße werden Sperrschichtzellen im allgemeinen nicht eingebaut, weil der Schichtaufbau gegen atmosphärische Einflüsse unempfindlich ist. Darin liegt ein Vorzug, den diese Zellen gegenüber den Zellen nach dem äußeren lichtelektrischen Effekt haben. Durch die Möglichkeit, der metallischen Unterlage nahezu jede beliebige geometrische Form geben zu können, stellt die Sperrschichtzelle, insbesondere die Selen-sperrschichtzelle, ein bequemes Konstruktionselement dar.

b) Herstellung von Selen-sperrschichtzellen

Um zu brauchbaren Zellen zu kommen, können verschiedene Wege eingeschlagen werden. Als Unterlage für die Se-Schichten bewähren sich am besten vernickelte Eisenplatten, die im Sandstrahlgebläse auf-

geraut sind. Das Se wird auf die so vorbereitete Unterlage im amorph-pulvrigen Zustand aufgestreut und, unter Erhitzung über den Schmelzpunkt des Selen, gepreßt. Als günstigste Schichtdicke hat sich eine Dicke von 0,08 mm erwiesen. Die notwendige Sensibilisierung, also das Überführen des Se in die lichtempfindliche Form, besteht in einer Erhitzung bis zu einer Temperatur von 218,5° C in Luft oder besser in einem inerten Gas, etwa in Stickstoff, und anschließender langsamer Abkühlung bis auf Zimmertemperatur. Auch die Selen-sperrschichtzellen fordern eine besondere Achtsamkeit beim Aufbringen der vorderen durchsichtigen Metallschicht. Wie im Falle der Cu_2O -Vorderwandzellen bringt auch für Selen-sperrschichtzellen das kathodische Aufstäuben, besonders von Edelmetallen, die besten Resultate. Als Füllgas für die Kathodenzerstäubung eignen sich Luft, Sauerstoff und Edelgase. Die günstigste Dicke der Metallhaut, z. B. einer Pt-Haut, beträgt $\sim 4 \mu$, wenn Zellen mit einem Durchmesser von $\sim 25-30$ mm zugrunde gelegt werden. Die Dicke der Metallhaut zeigt eine Abhängigkeit vom Zelldurchmesser bzw. von der Zellenfläche, weil nicht nur ihre Lichtdurchlässigkeit, sondern auch ihre Leitfähigkeit entscheidend ist¹⁵⁹). Ein anderer Weg, die Se-Schicht zu bilden, ist vor allen Dingen in der russischen Literatur¹⁶⁰) vorgeschlagen worden. Danach soll das Se nicht auf die Unterlage gepreßt, sondern im Vakuum auf die Unterlage aufgedampft werden. Auch wird eine Dicke der Se-Schicht bis zu 0,3 mm als notwendig angesehen.

Zwar können auch durch andere Vorschriften in bezug auf die Temperatur und auf die Behandlungsdauer wie bei der Herstellung von Selenzellen nach dem inneren lichtelektrischen Effekt Gemische verschiedenen Gehaltes an kristallinen Modifikationen erzielt werden, jedoch sind die lichtelektrischen Eigenschaften der Selen-sperrschichtzellen nicht in so starkem Maße davon abhängig.

e) Spektrale Verteilung von Selen-sperrschichtzellen

Die spektrale Verteilung einer Selen-sperrschichtzelle zeigt Abb. 45. Man sieht, daß von einem Maximum bei 590 m μ nach kurzen Wellen ein langsamer Abfall, jedoch nach langen Wellen ein steiler Abfall erfolgt. Es gibt handelsübliche Zellen, die stärker rot empfindlich sind als die Zellen, deren spektrale Verteilung in Abb. 45 wiedergegeben

ist¹⁶¹). Vermutlich rührt die größere Rotempfindlichkeit von der Wahl des Metalls her, welches als vordere Metallschicht aufgestäubt wor-

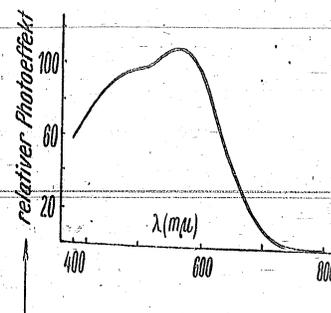


Abb. 45. Spektrale Verteilung einer Selen-sperrschichtzelle.

den ist, denn es läßt sich zeigen, daß Au-bestäubte Zellen wohl eine geringere Gesamtempfindlichkeit als Pt-bestäubte Zellen, jedoch eine größere Rotempfindlichkeit aufweisen¹⁶²).

d) Wesen der chemischen Sperrschicht

Es scheint zweckmäßig zu sein, unter dem Begriff einer chemischen Sperrschicht (genauer: unter dem Begriff der chemischen Beeinflussung der Randschicht) alle die Veränderungen zu verstehen, die innerhalb der Randschicht (vgl. II, § 5d) oder in ihrer unmittelbaren Nähe hervorgerufen werden können, die also das Angrenzen eines homogen gestörten Halbleiters an das Metall nicht mehr gewährleisten. Inhomogenitäten der Störstellendichte in der Randschicht und in ihrer unmittelbaren Nähe fielen beispielsweise unter den definierten Begriff, ebenso die Einlagerung von Zwischenschichten, deren Komponenten teilweise oder überhaupt nicht mehr mit Komponenten des Grundhalbleiters übereinstimmen müssen. Für die Größe der entstehenden Photo-EMK, in manchen Fällen sogar für das Auftreten der Photo-EMK überhaupt, scheint die chemische Beeinflussung der Randschicht von entscheidender Bedeutung zu sein. Es mag also sein, daß für Sperrschichtzellen in manchen Fällen die chemische Sperrschicht wesentlicher ist als die physikalische Sperrschicht.

Es ist oft die Frage aufgeworfen worden, wohl auch, weil nicht nur wegen der Herstellung der Zellen, sondern auch theoretisch dafür

Interesse besteht, ob die Sperrschicht Einfluß auf die spektrale Verteilung hat. Obwohl das Wesen der chemischen Sperrschicht an Selen-sperrschichtzellen noch nicht eindeutig klargelegt ist, läßt sich diese Frage offenbar verneinen. Zellen mit künstlichen Sperrschichten aus isolierenden Stoffen zeigen normalen Selen-sperrschichtzellen gegenüber keine veränderte spektrale Verteilung¹⁶³). Auch alle variierten Versuche, die auf Grund der von GÖRLICH in Betracht gezogenen Möglichkeiten der Sperrschichtbildung an Selen-sperrschichtzellen unternommen worden sind, zeigten bisher keinen Einfluß der Sperrschicht auf die spektrale Verteilung. Von den in Erwägung gezogenen Möglichkeiten¹⁶⁴) hat sich noch nicht endgültig entscheiden lassen, ob die Sperrschicht an Selen-sperrschichtzellen durch oberflächliche Selenoxydschichten, durch eine Schicht einer nicht lichtempfindlichen Selenmodifikation [gestützt durch Überlegungen SCHWEICKERTS¹⁶⁵]) oder durch eine Selenidschicht, die etwa durch Reaktion des Elektrodenmetalls mit Se entstehen kann [gestützt durch Versuche von FENNER, GUDDEN und SCHWEICKERT¹⁶⁶]), gebildet wird. Der Widerstand der Sperrschicht liegt etwa im Bereiche von 80 bis 400 k Ω /cm² (beim Anlegen einer Gleichspannung richtungsabhängig), der Halbleiterwiderstand (Bahnwiderstand) in der Größenordnung 600 Ω /cm². Die Kapazität der Sperrschicht beträgt $\sim 0,04 \mu\text{F}/\text{cm}^2$, woraus eine Dicke der Sperrschicht von 0,2 μ errechnet werden kann.

Bemerkenswert ist ein Versuch SANDSTRÖMS¹⁶⁷), die Verhältnisse an Selen-sperrschichtzellen im Lichte der MOTTschen Theorie¹⁴) zu sehen, obwohl durch diese Betrachtung eine Klärung der Frage nach dem Aufbau der Sperrschicht auch nicht möglich ist. Jedoch dürfte die einfachste Annahme die sein, daß die Sperrschicht durch eine Selendioxydschicht gebildet wird. Mit der Belichtung einer Sperrschichtzelle werden deren Sperrschichtwiderstand und deren Kapazität verändert (vgl. X, §1g), was auf eine Abnahme der Dicke der Sperrschicht selbst zurückgeführt werden kann. Man kann annehmen, daß in der Sperrschicht durch die Wirkung des Lichtes positiv geladene Selenionen entstehen, die sich alsdann in Richtung der negativen Seite der Doppelschicht, d. i. zum Selen, hinbewegen. Dort angekommen, rauben sie Elektronen und bilden Kristalle, auf diese Weise die Dicke der Sperrschicht vermindert. Der Vorgang ist re-

versibel. Die Dickenänderung der Sperrschicht läßt sich zu $\sim 10^{-6}$ cm bestimmen.

e) Übertragung von Erfahrungen an Widerstandszellen auf Sperrschichtzellen

Die Ähnlichkeit der spektralen Verteilungen zwischen den Sperrschichtzellen und den Zellen nach dem inneren lichtelektrischen Effekt haben eine große Anzahl von Untersuchungen angeregt, die im wesentlichen darauf beruhen, vom inneren lichtelektrischen Effekt her bekannte Ergebnisse auf die Sperrschichtzelle zu übertragen. Durch Zusatz von Schwefel zum Se soll z. B. das Maximum der spektralen Verteilung nach kürzeren Wellen verlagert werden können, während durch Zusatz von Tellur das Maximum an der gleichen Stelle verbleiben, jedoch ein Anheben des roten Teiles der spektralen Verteilung hervorgerufen werden soll¹⁶⁸). Im Rahmen von Untersuchungen, die sich mit dem Einfluß des aufgestäubten Metalls auf die Größe des Photostromes an Selen-sperrschichtzellen befassen, konnte gezeigt werden, daß sich durch Cd die Rotempfindlichkeit ebenfalls günstig beeinflussen läßt¹⁶²). Wie auch von anderer Seite bestätigt werden konnte¹⁶⁹), reiht sich dem Se-Maximum bei 590 m μ in diesem Falle noch ein Maximum bei 710 m μ an (vgl. Abb. 46).

In Fortsetzung dieser Untersuchungen ist noch ein bemerkenswertes Resultat zutage gefördert worden¹⁷⁰). Es ist möglich, die Kadmiombohandlung der Selen-schicht so vorzunehmen, daß eine Sperrschichtzelle mit Vorderwandeffekt entsteht, bei der aber die Richtung des Elektronenflusses von der Frequenz des einfallenden Lichtes abhängt. Bei der Wellenlänge $\sim 610 \text{ m}\mu$ kehrt der Elektronenfluß seine Richtung um, und zwar so, daß für kürzere Wellenlängen die normale Richtung, wie sie in einer Selen-sperrschichtzelle üblich ist,

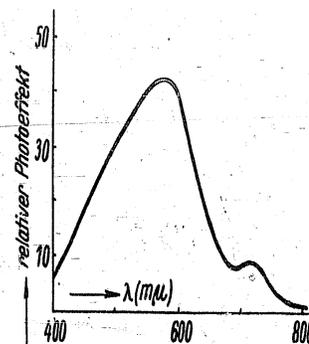


Abb. 46. Spektrale Verteilung einer mit Cd behandelten Selen-sperrschichtzelle.

e) Richtung des Elektronenflusses und spektrale Verteilung

Die Elektronen fließen im Falle der Belichtung der Thalliumsulfid-Sperrschichtzelle von der vorderen durchsichtigen Metallhaut über den Halbleiter zur Unterlage, d. h. also in Richtung des Lichtes.

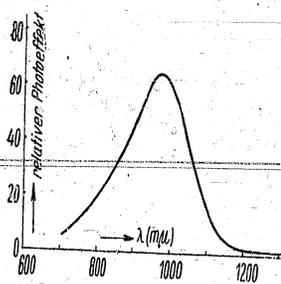


Abb. 47. Spektrale Verteilung einer Thalliumsulfid-Sperrschichtzelle.

Die spektrale Verteilung einer Thalliumsulfid-Sperrschichtzelle (vgl. Abb. 47) ähnelt der einer Thallofidwiderstandszelle sehr stark. Im ultraroten Teil des Spektrums tritt das bekannte Thallofidmaximum bei $\sim 1 \mu$ ganz ausgeprägt hervor. Die Zelle zeigt eine Empfindlichkeit bis über $1,2 \mu$ hinaus.

§ 4. Silbersulfid

Von LOSCHKAREW, BERNATSKI und GEICHMANN wurden im Physikalischen Institut der Ukrainischen Wissenschaftlichen Akademie im Jahre 1941 Sperrschichtzellen mit Silbersulfidhalbleiterschicht hergestellt. Vermutlich ist dazu wie bei allen Sulfidzellen auch eine Formierung im Sauerstoff notwendig. Die Ag_2S -Sperrschichtzellen zeigen bei einer Farbtemperatur von $2360^\circ K$ eine außerordentlich hohe Empfindlichkeit von 1000 bis $4000 \mu A/lm$. In $mA/Watt$ werden demnach Werte bis zu $\sim 4,5$ erreicht. Die langwellige Grenze soll zwischen $1,3$ und $1,5 m\mu$ liegen, das Maximum der Empfindlichkeit zwischen 900 und $950 m\mu$. Der Elektronenfluß unter Einfluß der Belichtung ist der gleiche wie bei den Thalliumsulfidsperrschichtzellen, d. h. die Elektronen fließen von der vorderen Elektrode in den Halbleiter hinein¹⁷⁹⁾.

§ 5. Bleisulfid

Wie schon erwähnt¹⁷⁸⁾, hat GUILLERY Sperrschichtzellen hergestellt, bei denen er PbS als Ausgangssubstanz verwendete. Das Bleisulfid kann aus Blei und Schwefel bei Temperaturen von 400 bis $500^\circ C$ hergestellt werden. Das feinkristalline Pulver wird nach längerer Temperaturbehandlung zu Tabletten unter Anwendung hohen Druckes gepreßt. Die Dicke der Tablette soll einige mm betragen. Um eine für die Funktion der Zelle unbedingt nötige Zwischenschicht zu schaffen, wird die Tablette längere Zeit in einer Salzlösung gebadet. Die Dicke der Zwischenschicht, die vermutlich aus Bleikarbonat besteht, soll $\sim 0,1 \mu$ betragen.

Als Deckelektrode wird Silber benutzt. Es soll aber für das Auftreten des Sperrschichteffektes von ausschlaggebender Bedeutung sein, in welcher Weise das Silber mit dem Bleisulfid chemisch zusammenwirken kann. GUILLERY schließt aus seinen Beobachtungen, daß das Silber in der Lage sein muß, Schwefel aus dem Bleisulfid in einer so großen Menge zu beziehen, daß nahe der Zwischenschicht eine Schicht Schwefelsilber entstehen kann. Eine vollständige Umwandlung des Silbers in Schwefelsilber würde den Sperrschichteffekt vernichten. Es bliebe also zu untersuchen, ob die notwendige Zwischenschicht lediglich als Regulator für die richtige Schwefeldosis fungiert oder ob sie die Rolle einer chemischen Sperrschicht übernimmt, indem die Zwischenschicht spezifisch schlechter leitet als das Bleisulfid, oder schließlich, ob die Zwischenschicht beide Funktionen zu übernehmen hat.

Man könnte annehmen, daß es sich unter den geschilderten Umständen um eine Silbersulfidsperrschichtzelle (vgl. VII, § 4) handle und nicht um eine Bleisulfidsperrschichtzelle, zumal der Versuch zeigt, daß als Deckelektrode andere Metalle, wie Cu , Au oder Al , nur dann geeignet sind, wenn zunächst eine dünne Silberschicht auf die Zwischenschicht aufgedampft wird. Aber gegen diese Annahme spricht die spektrale Verteilung, die sich ganz klar als die des Bleisulfids ergibt (vgl. inneren lichtelektrischen Effekt an PbS , VI, § 6, sowie VIII, § 1).

Hinweise auf die Bedeutung der Zwischenschicht kann vielleicht die genauere Untersuchung der Gleichrichterwirkung geben. Die Photo-

elektronen fließen vom PbS zur Deckelektrode, und zwar genau so wie die Flußelektronen bei der Gleichrichtung. Es liegt hier daher ein ganz anderer Fall vor als bei den anderen bekannten Sperrschichtzellen.

§ 6. Phosphore als Halbleiterschicht

Man kann auch an Stelle der in den vorhergehenden Paragraphen angegebenen Halbleiter Phosphore benutzen¹⁸⁰⁾. Werden Phosphore, etwa CdSCu, CdSNi, ZnSCu oder Mischphosphore ZnSCdSCu, aber auch nicht leuchtfähiger Zinkblendekristall, mit einer lichtdurchlässigen Metallschicht als Deckelektrode bestäubt, so tritt ebenfalls eine selbständige Photo-EMK bei Belichtung auf. Die Größe der Photo-EMK speziell an CdSCu-Phosphoren erreicht Werte, die denen an Selen-sperrschichtzellen üblichen entsprechen. Ebenso gleicht die spektrale Verteilung der CdSCu-Phosphore sehr stark der der Selen-sperrschichtzellen. Sie ist in geringem Maße veränderlich durch die Präparationsbedingungen des Phosphorgrundmaterials.

VIII. Abschnitt

Zellen aus natürlichen und künstlichen Kristallen

§ 1. Lichtdetektoren aus natürlichen Kristallen

a) Aufbau der Lichtdetektoren

Von BOSE und auch später von GRÜTZMACHER ist darauf hingewiesen worden, daß ein Bleiglanzdetektor, d. h. also ein gefaßter Bleiglanzkristall mit Spitzenkontakt, als Lichtdetektor zu verwenden ist. Er liefert eine trägeitslose Belichtungsspannung, wenn der Kristall in unmittelbarer Umgebung der Spitze belichtet wird. Voraussetzung für das Auftreten der Belichtungsspannung ist jedoch, daß die Spitze auf einen empfindlichen Punkt des Kristalls aufgesetzt ist. Frische Bruchflächen zeigen eine größere Zahl empfindlicher Punkte als alte Oberflächen¹⁸¹⁾. Wird eine frische Bruchfläche mit starken Säuren oder Laugen geätzt, so bleibt die Zahl der empfindlichen Punkte gleich. Die Bezirke, die im Falle der Belichtung wirksam sind, haben einen Durchmesser von 0,1 bis etwa 1 mm. Die Größe des lichtelektrischen Effektes hängt wesentlich vom Kontaktdruck ab. Als günstigster Wert hierfür ergibt sich 10^4 kg/cm^2 . Für eine technische Anwendung ist der Spitzenkontakt oft unerwünscht. Die geringsten Erschütterungen können ein Abrutschen der Spitze von einer empfindlichen Stelle bewirken, so daß als Folge davon Empfindlichkeitsänderungen auftreten. Durch Aufdampfen oder Aufstäuben von Metallflecken als Ersatz für die Spitzen läßt sich offenbar kein Erfolg erzielen, weil wahrscheinlich ein bestimmter Druck für das Auftreten des Effektes notwendig ist.

b) Auswahl der natürlichen Kristalle

Es hat sich erwiesen, daß nicht jeder natürliche Bleiglanz einen lichtelektrischen Effekt zeigt. Vielmehr existieren Bleiglanzvorkommen, an denen die Lichtwirkungen so klein sind, daß sie nicht mit Sicher-

heit von thermischen Effekten abgetrennt werden können. Auch kann die Richtung des Elektronenflusses verschieden sein, wenn man Kristalle verschiedener Fundorte untersucht. Im allgemeinen fließen die Elektronen vom Kristall zur Spitze, in selteneren Fällen von der Spitze zum Kristall. In der Tab. 15 sind die wichtigsten Fundorte für Bleiglanz, an denen Lichtwirkungen nachgewiesen werden konnten, angegeben und so geordnet, daß die Empfindlichkeit der Kristalle nachfolgender Fundorte jeweils geringer sind als die der vorhergehenden. Für die Gruppe A ist Elektronenfluß vom Kristall zur Spitze, hingegen für die Gruppe B von der Spitze zum Kristall beobachtet worden.

Tab. 15. Vorkommen von Bleiglanz mit Lichtwirkung

Fundort	Struktur
A. Elektronenfluß vom Kristall zur Spitze	
Sardinien - Italien	fein bis grob gekörnt
Sierra Almagrera - Spanien	geschichtet
Arizona - USA	fein gekörnt
Bensberg - Rheinland	Einkristalle
Mies - Böhmen	geschichtet
Holzappel a. d. Lahn	grob gekörnt
B. Elektronenfluß von der Spitze zum Kristall	
Hankau - China	geschichtet und fein bis grob gekörnt
Bad Ems	fein gekörnt
Niederfischbach - Rheinland	Einkristalle

Die schönsten und größten Einkristalle, wie sie vornehmlich aus Beuthen (OS.) stammen, oder die fein- bis grobgekörnten Vielkristalle aus Norwegen oder der Freiburger Gegend haben niemals eine Lichtwirkung erkennen lassen. Häufig vorgenommene spektralanalytische Untersuchungen boten bisher noch keinen Anhaltspunkt dafür, daß bzw. welchen Fremdbeimengungen besondere Bedeutung zukommt.

e) Spektrale Verteilung der PbS-Lichtdetektoren

Im Rahmen der vorliegenden Darstellung wäre die Besprechung des Lichtdetektors nicht notwendig, wenn nicht der Bleiglanzdetektor eine spektrale Verteilung aufwiese, die technisch interessiert. In bezug auf

die Rüttelsicherheit ist die Detektorzelle jeder anderen Zelle unterlegen und somit für eine Anwendung nicht sonderlich zu empfehlen. Die spektrale Verteilung einer PbS-Zelle erstreckt sich, wie aus Abb. 48

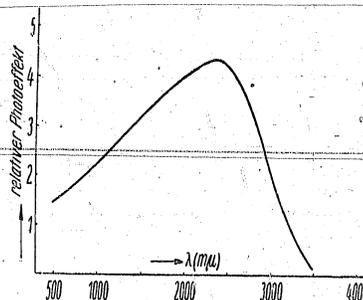


Abb. 48. Spektrale Verteilung einer PbS-Detektorzelle.

ersichtlich ist, bis in die Gegend von 4 μ . Ein Maximum liegt bei 2,3 μ . Mit der Se-Sperrschichtzelle hat die PbS-Zelle gemeinsam, daß die Empfindlichkeit im Bereich stärkster Absorption verhältnismäßig hoch liegt.

d) Weitere natürlich vorkommende, lichtempfindliche Substanzen

Im Zusammenhange mit dem Lichtdetektor ist es der Erwähnung wert, an einige natürlich vorkommende Substanzen zu erinnern, die im Ultrarot empfindlich sein können. Es handelt sich um Antimonglanz (Sb_2S_3), Molybdänit (MoS_2) und Polybasit $Sb_2S_3 \cdot 9(Ag_2Cu_2)S$. Nachdem das Auftreten einer selbständigen EMK an einem Blatt Molybdänglanzes, welches zwischen zwei Klemmen gebracht wird, nachgewiesen war¹⁸²), ging der Verfasser dazu über, Molybdänitplättchen einseitig und durchsichtig mit Au zu bestäuben. Eine auf diese Weise erhaltene Kristallzelle ist im Wellenlängenbereich um 1 μ herum außerordentlich empfindlich, wie durch bisher unveröffentlichte Versuche bewiesen werden konnte. Allerdings spielen offenbar, wie im Falle des Bleiglanzes, geringfügige Beimengungen eine große Rolle, denn die Größe des Effektes ist vom Fundort abhängig. Die Ultrarotempfindlichkeit des Polybasites konnte durch die Methode von BERGMANN-HÄUSLER¹⁸³) nachgewiesen werden, die die Substanz in pulverisierter Form mit Zaponlack in dünner Schicht auf ein Deck-

gläschen aufragen und zwischen zwei Kondensatorplatten bringen, von denen eine aus einer durchsichtig vergoldeten Glasplatte besteht. Der Kondensator wird ohne Vorspannung an den Verstärkereingang gelegt und intermittierend belichtet.

Man kann die BERGMANN-HÄUSLERSche Anordnung bequem dazu benutzen, festzustellen, welche Art der Leitfähigkeit eine Substanz im belichteten (bzw. auch unbelichteten) Zustand besitzt¹⁸⁴). In Tab. 15 b sind auf die Weise bereits untersuchte Halbleiter zusammengestellt.

Tab. 15 b. Art der Leitfähigkeit einiger Halbleiter im belichteten Zustand

Halbleiter	Leitung	Halbleiter	Leitung
Cu ₂ O	Defekt	InSe	Defekt
Se	Defekt	CdS	Überschuß
Bi ₂ S ₃	Überschuß	PbO	Überschuß
Bi ₂ Se ₃	Defekt	PbJ	Defekt
SnS	Defekt	HgS	Überschuß
SnSe	Defekt	HgJ	Überschuß
MoS ₂	Defekt	HgJ ₂	Überschuß
Tl ₂ S	Überschuß	Ag ₂ S	Überschuß
Tl ₂ Se	Defekt	ZrS ₂	Überschuß
Sb ₂ Se ₃	Defekt	ZrSe ₂	Überschuß
Sb ₂ Se ₃ + 2% Sb	Überschuß	USe ₂	Defekt
Sb ₂ Se ₃ + 2% Se	Defekt		

Untersucht man mit Hilfe der bequemen BERGMANN-HÄUSLERSchen Kondensatormethode Substanzen, deren spektrale Verteilungen als Photowiderstände und als Sperrschichtzellen bekannt sind, etwa Thallofid oder Selen, so findet man eine sehr weitgehende Übereinstimmung aller drei spektraler Verteilungen¹⁸⁵). Man kann daher vermuten, daß es auch gelingen wird, Photowiderstände bzw. Sperrschichtzellen aus photographischen Sensibilisatoren herzustellen, die, wie PUZEIKO ebenfalls feststellte, in vielen Fällen ihre lichtelektrische langwellige Grenze in der Gegend von 1,1 μ haben.

Es ist interessant, zu sehen, wie sich zwei Gebiete gegenseitig befruchten können, in diesem Falle der lichtelektrische Effekt einerseits und der photographische Effekt andererseits. Schon in IV, § 1 war diese Tatsache feststellbar. In konsequenter Fortführung dieser

Gedanken würde von lichtelektrischer Seite vorzuschlagen sein, photographische Emulsionen mit PbS bzw. PbSe oder PbTe, entsprechend der starken Ultrarotempfindlichkeit dieser Substanzen (vgl. VI, § 6), zu sensibilisieren, bzw. die STASIW-TELTOWSchen Versuche (vgl. IV, § 1f) in entsprechender Weise auszudehnen.

§ 2. Bleiglanznetzzellen aus natürlichen Kristallen

a) Aufbau und Herstellung der Bleiglanznetzzellen

Die BOSE-GRÜTZMACHERSchen Untersuchungen am Bleiglanzdetektor veranlaßten MICHELSEN, eine neue Form der Zellen zu suchen, die den wesentlichsten Nachteil der Bleiglanzdetektoren, nämlich die große Erschütterungsempfindlichkeit, nicht aufweist. In der Bleiglanznetzzelle kann die verbesserte Zellenform gesehen werden.

Ein natürlicher Bleiglanzkristall wird auf einer Seite, und zwar der später dem Licht zugekehrten, geschliffen und hochglanzpoliert. Durch das Einbetten der Rückseite des Kristalls in eine mit WOOD-Metall ausgefüllten Halterung und durch Aufpressen eines engmaschigen Metallnetzes auf der polierten Kristallfläche sind die beiden notwendigen Elektrodenzuführungen geschaffen. Die Zelle muß sodann, um vor allem unkontrollierbare Einflüsse der Atmosphäre an der Kristalloberfläche auszuschalten, in ein Vakuumgefäß, dessen Lichteintrittsfenster aus Quarz besteht, eingebracht und bei verhältnismäßig niedriger Temperatur, etwa 150° C, formiert werden. Nach Untersuchungen von GÖRLICH¹⁸⁶) können Empfindlichkeitssteigerungen erzielt werden, wenn je nach dem verwendeten Kristallmaterial im Anschluß an den Formierprozeß Blei oder Schwefel im Überschuß aufgedampft werden und ein zweiter Formierprozeß ebenfalls bei niedriger Temperatur angeschlossen wird.

Es ist ersichtlich, daß die Größe des Effektes vom Druck, mit dem das Metallnetz aufgepreßt wird, abhängt, wie auch beim Bleiglanzdetektor die Größe des Effektes vom Druck der aufgesetzten Metallspitze abhängig ist. Am günstigsten wäre eine Konstruktion, bei der der richtige Druck des Netzes nach dem Formierprozeß eingestellt werden könnte, weil sich durch die Beanspruchung des Netzes bei der Wärmebehandlung Änderungen des Druckes ergeben. Um jedoch eine

komplizierte Konstruktion zu vermeiden, muß man damit vorliebnehmen, den günstigsten Druck vor dem Einbau der Zelle in das Vakuumgefäß einzustellen.

b) Betrachtung zur Auswahl der Kristalle

Der lichtelektrische Effekt der Bleiglanznetzelle beruht ersichtlich auf den gleichen Erscheinungen wie der lichtelektrische Effekt an den Bleiglanzdetektoren, was schon daraus hervorgeht, daß für Bleiglanznetzellen geeignete Kristalle mit Hilfe des Spitzenkontaktes aus- gesucht werden können. Die in der Tabelle 15 angegebene Reihenfolge bleibt auch für Bleiglanznetzellen gültig, wobei zu bemerken ist, daß spektralanalytische Untersuchungen ebenfalls keine Anhaltspunkte über die Wirkung von Fremd Beimengungen auf den lichtelektrischen Effekt ergeben haben. Es scheint jedoch, daß die Mitwirkung von Sauerstoff wie bei den PbS-Widerstandszellen von Bedeutung ist.

Zur Ausbildung einer selbständigen Belichtungsspannung dürfte die Kristallstruktur von Einfluß sein. Es ist auffallend, daß Schliiffuntersuchungen eine Regellosigkeit in den entstandenen Splitterflächen an lichtelektrisch wirksamen Kristallen (Sardinischer Bleiglanz, Bleiglanz der Castle Dome Mine Arizona und aus Mies-Böhmen CSR) zeigen, während lichtelektrisch unwirksame Kristalle (chinesischer Bleiglanz und Bleiglanz aus Freiberg/Sa.) hingegen, mit der Lupe und sogar schon mit bloßem Auge erkennbar, offenbar aus mehreren zusammen- gewachsenen einkristallähnlichen Stücken bestehen. Die Zahl und die Art der Grenzflächen in der belichteten Zone des Kristalls rufen offen- bar die zur Bildung einer selbständigen Belichtungsspannung not- wendigen Grenzflächeneffekte hervor.

c) Spektrale Verteilung der Bleiglanznetzellen

Die spektrale Verteilung der Bleiglanznetzellen ist identisch mit der der Bleiglanzdetektoren (vgl. Abb. 48). Auffällig ist, daß die spek- tralen Verteilungen der Zellen mit natürlichen Kristallen immer eine größere Rotempfindlichkeit zeigen als die der PbS-Widerstandszellen im ungekühlten Zustand, wobei jedoch ungeklärt ist, ob dafür die Grenzflächeneffekte oder aber unbekannte Beimengungen in den na- türlichen Kristallen verantwortlich zu machen sind.

§ 3. Zellen aus künstlichen Kristallen

a) Siliziumkarbid und Germanium

Die günstigen Ergebnisse, die an Gleichrichtern aus Karborund und Germanium erzielt wurden, haben zur Untersuchung der inneren licht- elektrischen Wirkung von Karborund¹⁸⁷⁾ und Germanium¹⁸⁸⁾ ($\lambda_{max} = 1,3 \mu$, $\lambda_0 = 1,5 \mu$) angeregt. Besonders aufschlußreich sind die Untersuchungen am künstlichen Siliziumkarbid, die fast ausnahms- los mit gefederter Spitze, wie dies bei den Detektoren üblich ist und auch für den Bleiglanzlichtdetektor von BOSE und GRÜTZMACHER gemacht wurde, durchgeführt worden sind. Sowohl am schwarzen, als auch am grünen Karborund wird eine Gleichrichterwirkung ge- messen, die offenbar ihren Sitz in der Kontaktfläche hat. Für den Karborund dürfte die WILSONsche Theorie, die eine Sperrschicht von $\sim 10^7$ cm Dicke fordert, Gültigkeit haben. Es ist wahrscheinlich, daß die bei $\sim 1300^\circ\text{C}$ gebildete Sperrschicht aus SiO_2 besteht¹⁸⁹⁾. Karborund ist ein Verunreinigungshalbleiter. Im grünen Karborund wird der Elektronenfluß vom Halbleiter zum Metall, im schwarzen dagegen in entgegengesetzter Richtung bevorzugt¹⁹⁰⁾. Spätere Un- tersuchungen über den Leitungsmechanismus ergaben Überschuß- halbleitung für grüne SiC-Kristalle und Defekthalbleitung für schwarze¹⁹¹⁾. Erfolge dieser Untersuchungen sind zu verzeichnen und beispielsweise darin zu sehen, daß bereits sogenannte „Silicon“-Wider- standszellen, das sind aus aufgedampften Si-Filmen (Unterlage Kera- mik oder Quarz) bestehende Schichten ($\lambda_{max} = 850 m\mu$), technisch angewendet werden¹⁹²⁾. Ebenso dürfte sich eine Germaniumwider- standszelle mit Spitzenkontakt, hervorgegangen aus dem „Transi- stor“, ein gewisses Anwendungsgebiet sichern¹⁹³⁾. Nach Messungen von BRIGGS besitzt diese Art der Zelle ein Maximum bei $\sim 1,5 \mu$, allerdings mit einem starken Abfall nach der ultraroten Seite hin. Bei allen Zellen aus Karborund und Germanium mit Spitzenkontakt dürfte sich bei entsprechender Behandlung eine mehr oder weniger starke Ausbildung einer Photo-EMK bei Belichtung nachweisen lassen.

b) Bleisulfid und Bleiselenid

Nach bisher noch nicht veröffentlichten Ergebnissen von GÖRLICH gelingt es leicht, durch Vakuumsublimation künstliche Vielkristalle

aus PbS und PbSe herzustellen. Nach einer Temperung im Sauerstoff bei 500 bis 580° C zeigen diese künstlichen Kristalle eine selbständige Photo-EMK bei Belichtung der Kontaktstelle Spitze-Kristall. Der Elektronenfluß kann beide Richtungen bevorzugen, je nachdem, ob die Kristalle Defekt- oder Überschußhalbleitung besitzen. Es lassen sich, ebenso wie mit natürlichen Kristallen, Netzzellen herstellen. Die sich aus diesen Untersuchungen ergebenden Folgerungen für die Herstellung von Widerstands- und Sperrschichtzellen lassen sich noch nicht voll übersehen.

LEGRAND¹⁸⁴⁾ berichtet zwar auch über die Herstellung künstlicher PbS-Kristalle, findet aber nur einen sehr kleinen lichtelektrischen Effekt. Ihm fehlte die Erkenntnis, daß auch bei künstlichen Proben an der Oberfläche jedes Kriställchens wenigstens in Sperrschichtdicke ($\sim 10^{-7}$ cm) das lichtempfindliche Reaktionsprodukt (vgl. VI, § 6a) hervorgehoben werden muß.

IX. Abschnitt

Technische Ausführungsformen

§ 1. Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt

(Alkalizellen)

a) Probleme der Serienfertigung

Wie jede jüngere technische Anwendung einer physikalischen Erkenntnis, sind auch die technischen Photozellen, weil sie in ihrem Anfangsstadium einer Normung nicht unterzogen werden konnten, in einer Vielzahl von Typen aufgetreten. Wenn auch einige ordnende Gesichtspunkte, wie spektrale Verteilung oder Elektrodenanordnung, vorhanden sind, so läßt doch, was besonders in bezug auf die Fertigungsschwierigkeiten von Bedeutung ist, die Wahl des Zellengehäuses, dessen Größe und die Art der Sockelung allein genügend Spielraum für jeden Hersteller, so daß ohne Normungsgesichtspunkte eine große Zahl von Typen entstehen muß. Da außerdem die Anwendungsgebiete der Zellen stark heterogen sind und jeder Zellenbenutzer für seine Konstruktion unter Ausnutzung der Sachlage am liebsten eine Spezialzelle zur Verwendung brächte, wird sich eine Normung in der nahen Zukunft auch nur durch Schließen von Kompromissen durchführen lassen. Wer einmal erlebt hat, wieviel unerwartete Schwierigkeiten bei der Einführung einer neuen Zellenform in die Serienfertigung auftauchen und wie vertuernd sie auf das fertige Produkt wirken können, wird allerdings, wenn nur irgend möglich, schon von selbst auf eine bereits serienmäßig vorhandene Type zurückgreifen. Durch den starken Verbrauch an Zellen für den Tonfilm haben sich lediglich die „Tonfilmzellen“ herausgebildet, und selbst diese noch, den verschiedenen Theatermaschinen entsprechend, in verschiedener geometrischer Ausführung. Immerhin besteht der Zustand, daß für eine Maschine Photozellen verschiedener Hersteller auswechselbar verwandt werden können.

Die Photozellenauswahl, die jede Herstellerfirma bieten kann, wird mehr oder weniger zufällig davon abhängig sein, welche lichtelektrischen Probleme im Laufe der Zeit dem Hersteller angetragen wurden. Hat dabei keines der angetragenen Probleme zu einer ausgeweiteten Serienfertigung von Zellen geführt, so daß sich dem Hersteller keine Gelegenheit zum Sammeln von Betriebserfahrungen bot, wird wohl in den meisten Fällen dieser Herstellungszweig als unrentabel aufgegeben bzw. auf bestimmte Typen beschränkt worden sein. Daher können auch die in Tab. 16, in der wohl die bekanntesten Hersteller-namen zusammengetragen sind, keinen Anspruch auf absolute Richtigkeit und Vollständigkeit erheben. Tab. 16 entspricht etwa dem Stande des Jahres 1945.

b) Tonfilm- und Meßzellen

Die bereits erwähnte Tonfilmzelle zeichnet sich im wesentlichen durch geringe Kapazität aus, während auf beste Isolation, wie sie etwa von Zellen für photometrische Anwendungen verlangt wird, nicht geachtet zu werden braucht. Um das Glühlampenlicht möglichst auszunutzen, sind die Tonfilmzellen mit Cäsiumoxydschichten ausgerüstet. Neuerdings drängt sich die Legierungsschicht wegen ihrer auch im Glühlampenlicht hohen Empfindlichkeit und wegen ihrer leichteren serienmäßigen Herstellung ebenfalls als Schicht für Tonfilmzellen auf (IV, § 4n). Zellen, die hingegen für photometrische Zwecke, bzw. allgemein für Meßzwecke, benutzt werden sollen, bei denen also der Zeitkonstanten oft keine besondere Bedeutung beigemessen zu werden braucht, besitzen zweckmäßig keine zu hohe Empfindlichkeit und, um eine hohe Isolation zu gewährleisten, zwischen den Elektroden lange Kriechstrecken und oft sogar noch Erdungsschellen. Daß die Herstellung der Meßzellen größere Erfahrungen voraussetzt und wesentlich schwieriger und daher auch teurer ist als die Herstellung von Tonfilmzellen, liegt auf der Hand. Man wird daher, um ein konkretes Beispiel zu wählen, für eine gewöhnliche Relaischaltung an Stelle einer teureren Meßzelle eine serienmäßige Tonfilmzelle wählen.

Meßzellen zur Messung geringster Intensitäten, welche z.B. in der astronomischen Photometrie gebraucht werden, müssen die schärfsten Bedingungen erfüllen¹⁸⁵). Neben der bereits erwähnten Forderung

nach hoher Isolation zwischen Kathode und Anode und der Forderung nach niedrigstem Dunkelstrom (vgl. X, § 5 b) steht die Forderung nach einem Minimum an Zellenkapazität. Die geringste Eingangskapazität (Photozelle und Ankopplung) am Verstärker dürfte bei $\sim 10^{12}$ F liegen.

c) Gasgefüllte Zellen

Um den Photostrom zu verstärken, kann die Zelle mit einem Gas, welches mit der lichtempfindlichen Schicht nicht reaktionsfähig ist, gefüllt werden. In erster Linie kommt als Füllgas für die mit zusammengesetzten Schichten ausgerüsteten modernen Photozellen eines der Edelgase in Betracht. Die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen nehmen beim Durchfliegen der freien Weglänge so viel Energie aus dem Feld auf, daß sie das Füllgas zu ionisieren vermögen. Die Verstärkung des Photostromes erfolgt also durch Stoßionisation. In der sogenannten gasgefüllten Photozelle oder kurz Gaszelle wird von dieser Art der Verstärkung Gebrauch gemacht. Da jedoch der Vorteil der Verstärkung des Photostromes in der gasgefüllten Zelle auf der anderen Seite durch Verzicht auf einige wertvolle Eigenschaften, wie Proportionalität oder Frequenzunabhängigkeit, erkauft werden muß, nimmt weiterhin neben der gasgefüllten Photozelle die Vakuumphotozelle, und zwar insbesondere für Meßzwecke, einen breiten Raum in der Photozellenherstellung ein.

d) Einfluß der Elektrodenanordnung

Ein wichtiger Gesichtspunkt, nach dem sich sowohl die technischen Photozellen als auch die verschiedensten Spezial- und Laboratoriumszellen einordnen lassen, ist in der Elektrodenanordnung zu sehen. Im wesentlichen lassen sich die Zellen in vier Gruppen einteilen: α) in die Gruppe mit zentraler Kathode, β) in die Gruppe mit zentraler Anode, γ) in die Gruppe mit planparallelen bzw. parallelen Elektroden und schließlich δ) in die Gruppe mit symmetrischen oder spiegelbildlichen Elektroden.

Zellen mit zentraler Kathode (Gruppe α) werden nur in den seltenen Fällen gebraucht, in denen Wert darauf gelegt wird, daß Vakuumzellen bei niedrigen Spannungen gesättigt sind, d.h. daß alle aus der lichtempfindlichen Schicht austretenden Photoelektronen von der

Anode aufgefangen werden. Serienmäßig werden Zellen mit zentraler Kathode augenblicklich nicht gefertigt.

Eine Form für Tonfilmzwecke machte vor längerer Zeit von sich reden. Die lichtempfindliche Schicht befand sich dabei auf einem Draht, der axial in einem Zylinder gespannt war. Die Innenwand des Zylinders war metallisiert und diente als Anode. Auf der Drahtkathode wurde der Tonstreifen abgebildet, so daß der übliche Spalt in Wegfall kommen konnte. Heute wird die Zelle nicht mehr verwendet.

Besondere Bedeutung kommt jedoch der zentralen Kathode für Laboratoriumszellen zu. Um die Elektronenenergieverteilungskurve aufzunehmen, ist die Kenntnis des Anlaufgebietes der Strom-Spannungscharakteristik einer Kugelzelle mit zentraler, kleiner Kathode, die also allseitig von der Anode umschlossen ist, nötig. Im allgemeinen wird die Anode durch eine halbdurchlässige Metallschicht auf der Kugelformwand gebildet, wenn man nicht vorzieht, die ganze Kugel bis auf ein Lichteintrittsfenster undurchlässig zu metallisieren.

Am häufigsten verbreitet findet man Photozellen mit zentraler Anode (Gruppe β), wobei die Zellenkörper sowohl kugel- als auch zylinderförmig vorkommen. Die europäischen Fabrikate bevorzugen die Kathodenschicht auf der Glaswand, indem nur ein Teil des Zellengehäuses für den Lichteintritt freigehalten wird und dadurch die Zelle nahezu als schwarzer Körper angesehen werden kann, der praktisch alles einfallende Licht absorbiert. Bei den meisten amerikanischen Fabrikaten hingegen ist die lichtempfindliche Schicht auf einer die Anode halbkreisförmig umgebenden Metallplatte aufgebracht (Vorteil: Hochfrequenzentgasung). Neben der stabförmigen Anode in zylinderförmigen Zellen oder der kugeligen Anode in Kugelzellen werden in beiden Zellenformen oft auch haarnadelförmige bzw. ringförmige Anoden angewandt. In vielen Fällen wird die Anode durch ein Netz, etwa ein Ni- oder Cu-Netz, gebildet, um Wandladungen unwirksam zu machen. Wandladungen können an Zellen auftreten, bei denen nicht alle Photoelektronen die Anode erreichen, also an ihr vorbeifliegen und die Zellenteile aufladen, die nichtleitend sind, wie etwa das Lichteintrittsfenster der Zelle. Der Durchgriff solcher Wandladungen durch eine netzförmige Anode ist geringer als durch eine einfache Drahtanode.

Netzanoden bewähren sich am besten, wenn man zu parallelen bzw. planparallelen Elektrodenanordnungen (Gruppe γ) übergeht. Unter paralleler Anordnung soll eine solche verstanden werden, bei der ein Schnitt durch beide Elektroden in Richtung der senkrecht aus der Kathode austretenden Elektronen Parallele ergibt. Ein Spezialfall paralleler Anordnung ist die bereits genannte Anordnung, bei der sich Anode und Kathode planparallel gegenüberstehen. In diesem Fall ist das Feld zwischen den Elektroden bis auf die Randstörungen homogen. Die Randstörungen lassen sich herabsetzen, wenn die Kathode kleiner ausgeführt ist als die Anode. Die Feldverteilung hat dann einen besonders großen Einfluß, wenn die Zellen gasgefüllt sind. Zentrale Kathode oder zentrale Anode ergeben planparallele Anordnungen gegenüber Feldverteilungen, die bewirken, daß die Ionisation in der Nähe der Kathode bzw. der Anode früher einsetzt. Dieser frühzeitige Einsatz der Ionisation in der Nähe der Kathode kann sich besonders bei der Verwendung zusammengesetzter Schichten ungünstig auswirken, weil diese Schichten einen zu starken Ionenbombardement nicht gewachsen sind.

Die in die Gruppe mit spiegelbildlichen Elektroden fallenden Zellen (Gruppe δ) müssen Elektroden besitzen, die völlig gleichwertig in bezug auf ihre Lage zum einfallenden Licht und auf ihre lichtelektrische Empfindlichkeit sind. Während alle anderen Zellen eine Gleichrichterwirkung zeigen, können Zellen mit spiegelbildlichen Elektroden als Wechselstromwiderstand angesehen werden, der mit der Belichtung eine Veränderung erfährt. Bekannt geworden ist eine solche Zelle nach HULL¹⁹⁶.

e) Technische Typen

Die Tabelle 16 stellt einen Versuch dar, die Vielzahl der Typen der bekanntesten Hersteller übersichtlich anzuordnen. Die ausländischen Firmen werden von den deutschen getrennt aufgeführt.

f) Einfluß der Farbtemperatur auf den Empfindlichkeitswert

Wie aus Tab. 16A ersichtlich ist, bezieht noch jeder Hersteller die Zeitempfindlichkeit in $\mu\text{A}/\text{lm}$ (vgl. II, § 3a) auf eine ihm zweckmäßig erscheinende Farbtemperatur. Daher lassen sich die Empfindlichkeiten

von Zellen verschiedener Hersteller nicht unmittelbar miteinander vergleichen. Der Grund für die verschiedene Wahl der Farbtemperatur

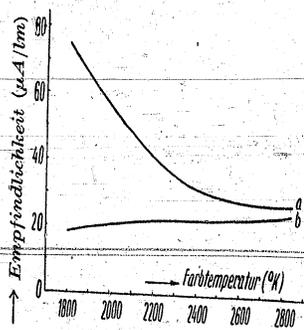


Abb. 50. Empfindlichkeitswerte für Photozellen mit Cs_2O - (a) bzw. Legierungsschicht (b) in Abhängigkeit von der Farbtemperatur der benutzten Lichtquelle.

sowohl wie für eine Legierungszelle die Abhängigkeit der Empfindlichkeit in $\mu\text{A/lm}$ von der Farbtemperatur wiedergegeben (nach Messungen von GÖRLICH und LANG, vgl. aber auch¹⁹⁷).

g) Spezialzellen

Neben den bisher behandelten serienmäßigen Zellentypen sind hauptsächlich in Patentschriften eine Anzahl von Vorschlägen über Zellen bekannt geworden, die neben der Aufgabe, Lichtschwankungen in Strom- bzw. Spannungsschwankungen umzusetzen, noch zusätzliche Aufgaben erfüllen sollen. In den meisten Fällen zeigten schon Ausführungsmuster die erheblichen Nachteile, so daß serienmäßig Zellen mit kombinierten Funktionen augenblicklich nicht erhältlich sind. Beispielsweise hat man versucht, um die schädliche Kapazität der Zuleitung von der Photozelle zur ersten Verstärkerröhre zu vermeiden, die Photozelle im gleichen Vakuumgefäß mit der Verstärkerröhre unterzubringen. Es kann in diesem Falle entweder die Anode oder die Kathode des Photozelleinteiles auf kürzestem Wege zum Gitter des Verstärkerteiles geführt werden. Die Nachteile sind jedoch erheblich. Die starke Gasabgabe der Glühkathode im Dauerbetrieb bewirkt eine Instabilität der Photoemission, die Belichtung der Photokathode durch die Glühkathode muß verhindert werden, und schließlich

mag in der Hauptsache darin liegen, daß in den verschiedenen Anwendungsgebieten Lichtquellen unterschiedlicher Farbtemperaturen Verwendung finden und der Hersteller im allgemeinen geneigt ist, sich den ihm bekannten praktischen Anforderungen anzupassen. Um den Einfluß der Farbtemperatur auf den Empfindlichkeitswert zu zeigen, ist in

Abb. 50 für eine Cäsiumoxyd-

ist eine Gasfüllung im Hinblick auf den Verstärkerteil der Röhre nicht möglich. Auch Verstärkerröhren, deren Gitter lichtempfindlich sind (gebildet z. B. durch auf die Glaswand der Röhre niedergeschlagene lichtelektrische Schichten), haben sich auf die Dauer nicht bewährt.

Schließlich sei noch erwähnt, daß versucht worden ist, eine Verstärkerröhre zu bauen, bei der die Glühkathode durch eine lichtelektrische Kathode ersetzt ist. Abgesehen davon, daß die Zelle wegen der geringen Photoströme nur in den Anfangsstufen verwendbar ist und durch die notwendige Heizung der Lichtquelle an Heizenergie nichts eingespart werden kann, erfordert die Konstanzhaltung der Lichtquelle erheblichen Aufwand. Außerdem darf, um ein Brummen zu vermeiden, die Lichtquelle nur mit Gleichstrom betrieben werden. Für die technische Anwendung bedeutet letztere Tatsache einen nicht zu unterschätzenden Nachteil. Bedenkt man noch, daß die serienmäßige Herstellung solcher Spezialzellentypen auf große Schwierigkeiten stößt, so wird man gern auf ihre Anwendung verzichten.

Eine Zelle, die für spezielle Anwendungen technische Bedeutung erlangen könnte, ist in einer gasgefüllten Zelle mit thermischer Kathode zu sehen¹⁹⁸. Die mit Argon unter einem Druck von $5 \cdot 10^{-3}$ bis $1 \cdot 10^{-1}$ mm Hg gefüllte Zelle wirkt zunächst wie jede Gaszelle, d. h. der Photostrom wird durch Stoßionisation verstärkt. Gleichzeitig jedoch wird durch die positiven Ionen die Raumladung in der Nähe der Glühkathode zerstört, so daß die durch die Photoelektronen erzeugten positiven Ionen den thermischen Elektronenstrom, der von der Glühkathode zur gemeinsamen Anode fließt, steuern. Die Gesamtstromverstärkung einer derartigen Zelle beträgt 10^5 . Zu beachten ist, daß eine Glühkathode verwendet werden muß, die schon bei niedriger Temperatur (etwa schwacher Rotglut) genügend emittiert, um eine Belichtung der Photokathode zu vermeiden. Von vornherein ist natürlich zu bedenken, daß eine solche Zelle nicht frequenzunabhängig arbeiten kann. Ihr Anwendungsgebiet beschränkt sich daher auf Probleme, bei denen höhere als Hörfrequenzen nicht auftreten (etwa Relais-schaltungen).

Tab. 16. Überblick über technische Photozellen
A. Inländische

Firma	Zellenbezeichnung	Vakuumbzelle V gasgefüllte Zelle G	Max. Betriebs- spannung in Volt	Empfind- lichkeit in $\mu\text{A}/\text{lm}$	Spektrale Verteilung
AEG	353013 bzw. Pz 2703 CV	V	300	20-40*)	Cäsiumoxyd
	353012 bzw. Pz 2703 CG	G	80-100	50-100	
	353008 bzw. Pz 8 CV				
	353027	V	300	20-40	Cäsiumoxyd
	353028 bzw. Pz 8 CG	G	80-100	50-100	
	35317	V	300	3-10	Kaliumoxyd
	353018	G	80-100	15-30	
	353089	V	300	20-40	Cäsiumoxyd
	353090	G	80-100	50-100	
	353010	V	300	20-40	Cäsiumoxyd
	353016	V	300	5-10	Kaliumoxyd
	353014	V	300	15-30	Cäsiumoxyd
	353098	V	300	3-10	
	353099	G	80-100	15-30	Kaliumoxyd
	353100	V	300	15-40	
	353101	G	80-100	50-100	Cäsiumoxyd
	353112				Cäsiumoxyd
	353120	V	300		Kaliumoxyd
	353116	V	300		Cäsiumoxyd
	353123	G	80-100		
	353124	V	300		Kaliumoxyd

Besonder-

Spezialzellen: Kugelzelle
Zylinderzelle
Miniaturfrontzelle
Ringzelle

Außendurchmesser 10 mm
Höhe 350 mm
Lichtempfindliche Fläche 0,9 cm²,
geeignet für Bildübertragung
Lichtempfindliche Fläche 28 cm²,
geeignet für Bildabtastung

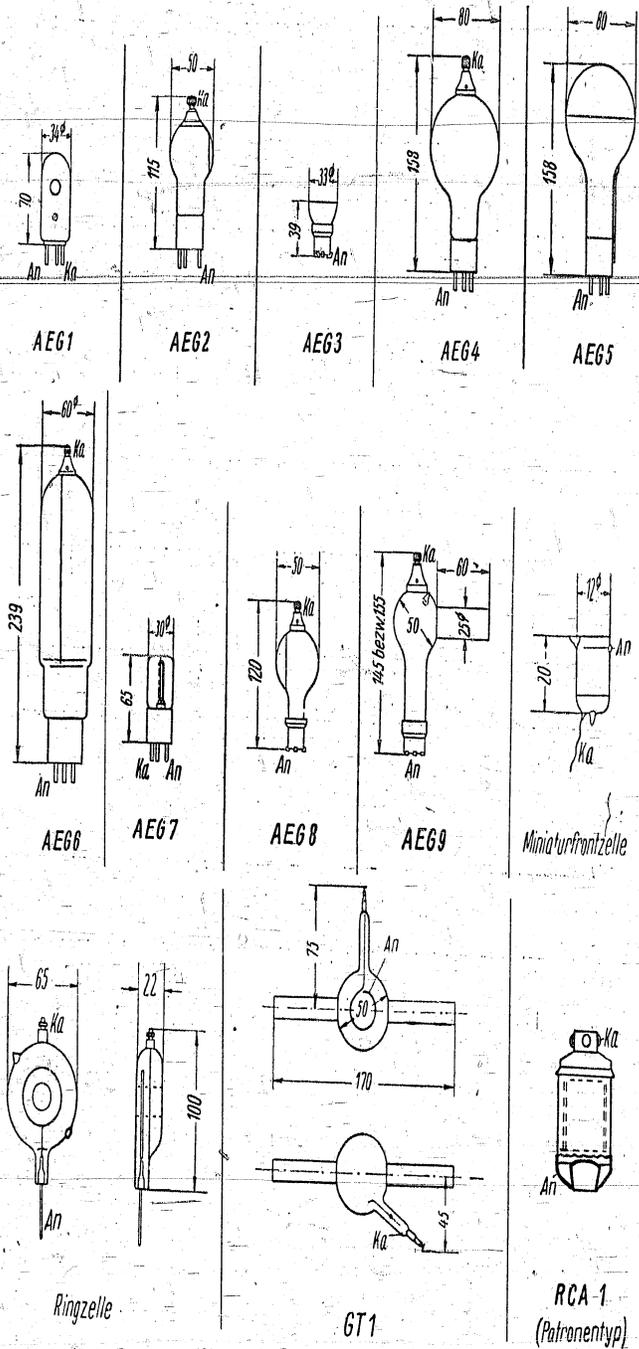
*) Bei 100 V und $T = 2400^\circ\text{K}$.

mit äußerem lichtelektrischen Effekt

Hersteller

Maße in mm ohne Steckerstifte a) Höhe b) Durchmesser	Licht- empfind- liche Fläche in cm ²	Art der Sockelung	Sonstige Kennzeichen	Schema der Zelle (vgl. Abb. 49)
a) 70 b) 34	1,2	Europasockel (Stiftsockel)	Zelle hat Kugelform und ist von Isolierschutzhülle umgeben	AEG 1
a) 115 b) 50 (größter \varnothing)	10	Europasockel (Stiftsockel)	Gute Konstanz und Un- empfindlichkeit gegen den Einfluß kurzweiliger Sonnenstrahlung Isolation $10^{12} \Omega$	AEG 2
	11			
a) 39 b) 30 (größter \varnothing)	20	Europasockel (Außenkontakt- sockel)	Frontzelle	AEG 3
a) 158 b) 80	90	Europasockel (Stiftsockel)	Zelle allseitig empfindlich, Kugeloberfläche 200 cm ²	AEG 4
			Frontzelle	AEG 5
a) 239 b) 60	130	Europasockel (Stiftsockel)	Großflächige Zelle	AEG 6
a) 65 b) 30 (größter \varnothing)	8	Europasockel (Stiftsockel)	Zelle für Relaischal- tungen	AEG 7
a) 120 b) 50	5	Europasockel (A.-K.-Sockel)	Ultraviolett durchlässiges Glasfenster, Isol. $10^{13} \Omega$	AEG 8
a) 145 bzw. 155 b) 50 (Länge Tu- bus 60) (\varnothing Tubus 25)	5	Europasockel (Außen- kontaktsockel)	Quarzfenster, Isolation $10^{13} \Omega$	AEG 9
heiten				Miniatur- frontzelle Ringzelle

Abb. 49. Ausführungsformen der gebräuchlichsten



handelsüblichen Photozellen (vgl. Tab. 16)

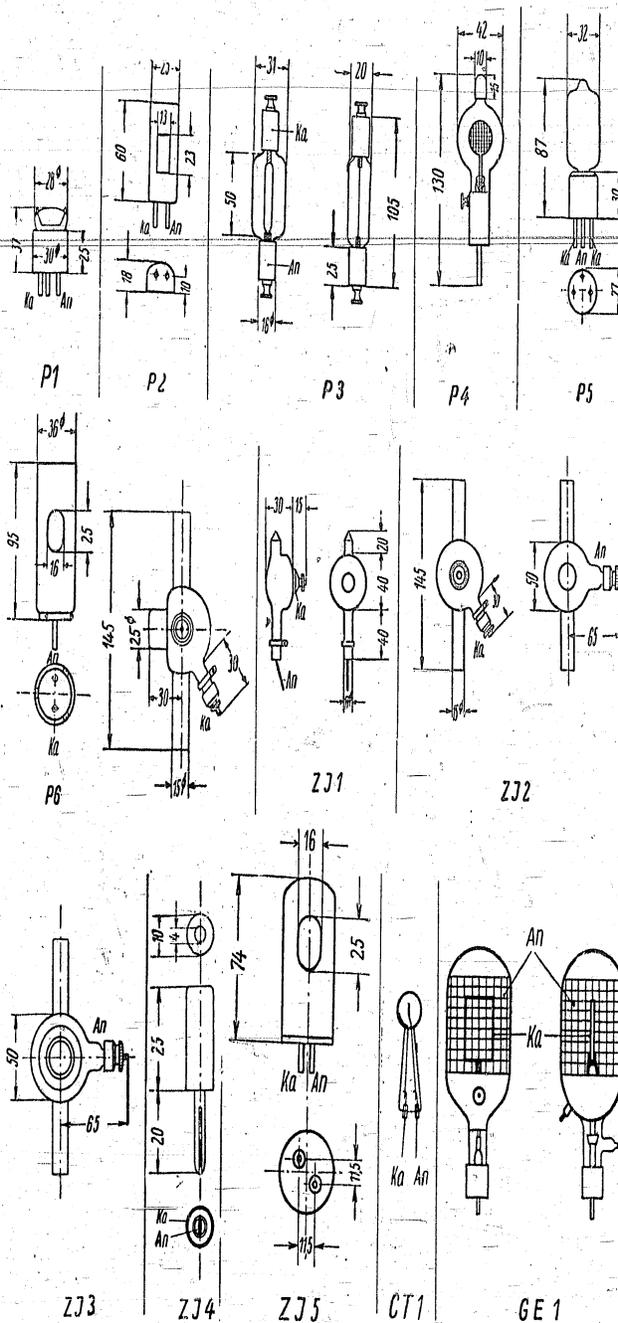


Tabelle 16

Firma	Zellenbezeichnung	Vakuumzelle V gasgefüllte Zelle G	Max. Betriebs- spannung in Volt	Empfind- lichkeit in $\mu A/lm$	Spektrale Verteilung	
Günther u. Tegetmeyer		V			hydriertes Kalium hydriertes Natrium hydriertes Rubidium oder Kad- mium	
		G				
Pressler	240 FE	GKE	G	60-120	5*)	Kaliumoxyd
		GIE, G IIE	G	60-120	300 bzw. 500	Cäsiumoxyd
	350 GG (ähnliche Typen 350 Pala u. 350 GZ)	GKE	G	60-120	300	Cäsiumoxyd
		GKE	G	60-120	5	Kaliumoxyd
	002MX 2	GKV	V	300	5	Kaliumoxyd
		GKE	G	60-120	30	Kaliumoxyd
		GIV	V	300	60	Kaliumoxyd
		GIE, G IIE	G	60-120	300 bzw. 150	Cäsiumoxyd
	820 TUMA	BCd V	V	300		Kadmium
		UNa V	V	300		Natrium
		UNa E	G	60-120		Natrium
		GKV	V	300	5	Kaliumoxyd
		GKE	G	60-120	30	Kaliumoxyd
		GIV	V	300	60	Kaliumoxyd
		GIE, G IIE	G	60-120	300 bzw. 150	Cäsiumoxyd
G 20 KE		G	60-120		blau- und rot- empfindlich	
043 DS bzw. 043 SD	GIE	G	60-120	300	Cäsiumoxyd	
043 HM	GIE	G				

Besonder-

Spezialzellen: Photometerzelle hochisoliert
Riesenzelle Fernsehzeile (lichtempfl. Fläche 190 cm²)
Ringförmige Zelle geeignet für Reflexionsabstastung

*) Mindestempfindlichkeit bei 100 Volt und bezogen auf Normalhefnerlampe

(Fortsetzung)

Maße in mm ohne Steckerstifte a) Höhe b) Durchmesser	Licht- empfind- liche Fläche in cm ²	Art der Sockelung	Sonstige Kennzeichen	Schema der Zelle (vgl. Abb. 49)
s. Zeichnung		Spezial- halterung	geordeter Schutzring Zellenkörper aus Uviol- oder Quarzglas	GT 1
a) 37 b) 30	8	Europasockel (Außen- kontaktsockel)	Frontzelle, Isolation gering	P 1
a) 60 b) 25	8	Zweistift- außen- kontaktsockel	Kleine Einbautype, dop- pelte Abstützung der Anode, daher erschütte- rungsfrei	P 2
a) 105 (ohne Bef- schrauben) b) 31	22	Spezial- halterung	Einbautype mit großer lichtempfl. Fläche. Dop- pelte Abstützung der Anode, daher erschütte- rungsfrei	P 3
a) 130 (ein- schließ- lich Steckerstift) b) 42	12,5	Einstiftstecker, zweite Elek- trode seitlich	Planparallele Elektroden (homogenes Feld) Isolation 10 ¹² Ω	P 4
a) 87 b) 32	16	Dreistift- röhrensockel Zweistiftsockel	Höchstempfindliche Zellen für techn. Meßgeräte	P 5
a) 95 b) 36				P 6

heiten

Walzenzelle Vakuumzelle mit Sättigung bei 2 Volt
Doppelanodenzelle geeignet für Gegentaktschaltungen
Tonfilmzellen Spezialzellen für die Geräte von Bauer, Erko, Kinoton,
Klangfilm, Nitsche, Jovoton, Supra und Zeiß-Ikon

Tabelle 16

Firma	Zellenbezeichnung	Vakuumbzelle V gasgefüllte Zelle G	Max. Betriebs- spannung in Volt	Empfind- lichkeit in $\mu\text{A/lm}$	Spektrale Verteilung
Zeiß-Ikon	MV	V	300	20-45*)	Cäsiumoxyd
	MG	G	80-150	90-130	
	MVS	V	300	25-55	Cäsium- Antimon
	MGS	G	80-150	90-130	
	MKV	V	300	20-45	Cäsiumoxyd
	MKG	G	80-150	120-160	
	MKVS	V	300	25-55	Cäsium- Antimon
	MKGS	G	80-150	130-170	
	MKVD	V	300	25-45	Cäsiumoxyd und Cäsium- Antimon
	MKGD	G	80-150	130-160	
	MKQVS	V	300		Cäsium- Antimon
	MLVS	V	100	8-10	Cäsium- Antimon
TV	V	300	20-45**)	Cäsiumoxyd	
TZ	G	80-150	180-250		

Spezialzellen: Tonfilmzellen

Besonderheiten

Spezialzellen für die Geräte von Zeiß-Ikon (höchstempfindlich, blau- und rottempfindlich) auch für Relaiszwecke anwendbar

(Fortsetzung)

Maße in mm ohne Steckerstifte a) Höhe b) Durchmesser	Licht- empfind- liche Fläche in cm^2	Art der Sockelung	Sonstige Kennzeichen	Schema der Zelle (vgl. Abb. 49)
a) 100 b) 45	12,5	Spezial- halterung	Meßzelle mit Erdungs- schelle, Isolation $10^{12} \Omega$	ZI 1
s. Zeichnung		Spezial- halterung	Meßzelle in Kugelform mit Erdungsschelle, Iso- lation mindestens $10^{13} \Omega$	ZI 2
s. Zeichnung		Spezial- halterung	Meßzelle in Kugelform mit Erdungsschelle, Iso- lation mindestens $10^{13} \Omega$ Quarzfenster, höchstemp- findliche Zelle für Ultra- violettmessungen	ZI 3
a) 25 b) 10	3	Einstiftstecker, zweite Elek- trode Gehäuse	Frontzelle in kleiner Aus- führung	ZI 4
a) 74 b) 36	10	(Zweistiftsockel) Amerikasockel	Relaiszelle (auch für Tonfilm)	ZI 5

*) Bei 100 Volt und $T = 2360^\circ \text{K}$. **) Bei 100 Volt und $T = 2500^\circ \text{K}$.

Tab. 16 (Fortsetzung)
B. Ausländische Hersteller

Firma	Zellenbezeichnung der gebräuchlichsten Typen	Besonderheiten	Schema der Zelle (vgl. Abb. 49)
Baird Television Ltd.		Cäsium-Antimon-Zellen	
Bell-Telephone Laboratories, Inc.		Cäsiumoxydzellen	
British Thomson-Houston Co. Ltd. Rugby (England)	Mazda	Cäsiumoxydzellen, freistehende, halbzyklindrische Kathode, stabförmige Anode, Europaso- ckel	
H. C. Bart, Pasadena (Kalifornien)	UV Na 2	Konstante Zelle für UV, Kathode Natrium	
E. Bolton King, Oxford	L	Kugelförmige Zellen (Ø 40 mm), Anode ringförmig, Kathode nach Wahl: Li, Na, K, Rb, Cu, Ba und Ca	
Cinéma-Prolabo, Paris		Cäsiumoxydzellen, gasgefüllt, freistehende Kathode, haarnadelartige Anode	
Cinéma Television Ltd.	Pea-Zelle	Miniaturzelle für biologische Messungen mit Cäsium-Antimonkathode (Empfindlichkeit ~ 20 µA/lm)	CT 1
Continental Electric Co., St. Charles	ältere Typen: Cetron Photocells (GE 868) neuerer Typen: CE-5 WB; CE-5 AB; CE-1; CE-18; CE-1 NBS; CE-2; CE-2 NBS; CE-3; CE-4 WB; CE-5 RE; CE-4 RES	Cäsiumoxydzellen, gasgefüllt, freistehende Kathode	
de Forest, Passaic (New Jersey)	Vis-Jon 602 Vis-Jon 608	Kugeln und Zellen mit zylindr. Form, Kaliumhydrid- bzw. Cäsiumoxydzellen	

Firma	Zellenbezeichnung der gebräuchlichsten Typen	Besonderheiten	Schema der Zelle (vgl. Abb. 49)
General Electric Co. (engl.)	Ceram Cells PJ 22, PJ 23, PJ 401, PJ 405	Zentrale Kathode (Platte von einigen cm ²), Netzanode nach Art eines Faradaykäfigs um Kathode herum, Sättigungspg. 4 Volt	GE 1
General Electric Co.	G 1, V 1, G 4, V 4, G 6, V 6, G 7, V 7, bis G 16, V 16, G 18 T, V 18 T	Cäsiumoxyd-, Natriumoxyd-, Rubidiumkathoden, Vakuum- und Gaszellen, freistehende Kathode, Amerika-Vierstiftsockel	
General Scientific Corp.	Visitron 53 A, 53 AV, 58 A, 58 AV, 71 A, 71 AV, 75 A, 75 AV, 79 A, 79 AV	Cäsiumoxyd, Gas (G)- und Vakuum (V)-Zellen, Amerika-Vierstiftsockel	
G. M. Laboratories, Inc., Chicago	ZH 2, ZH 3, ZH 4	halbzylindrische, freistehende Kathode, auf Wunsch Quarzglas, Cäsiumoxydkathoden, Amerikasockel für 71 A und 71 VA	
Isenthal u. Co., Ducon Works, London	Eveready Raytheon 3 GS, 3 VS, 3 GP, 3 VP, 4 GP, 4 VSM	Kalium- und Cäsiumoxydzellen, abgestützte Anodenschleife	
Moskauer Elektrolampen-Betrieb	3510, 3511, 3512, 3513, 3530, 3531, 3533, 3534	Kugeln, jedoch nur Halbkugel mit lichtempfindlicher Schicht belegt, Cäsiumoxydkathoden, Vakuum- und Gaszellen	
National Carbon Company, New York	868, 917, 918, 922, 923, 919, 920, 921, 927, 924, 926, 929	Kalium- und Cäsiumzellen, Gas- und Vakuumzellen, freistehende Kathode	
N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven		Kalium- und Cäsiumoxydzellen, Vakuum- und Gaszellen, Europaso- ckel (3512, 3533), Amerikasockel (3534)	
R. C. A.		Cäsiumoxydzellen, Doppelphotozelle (920 gasgefüllt), Amerikasockel, außer 921 und 922 (Patrontypen), 919 hohe Isolation, freistehende Kathode	RCA 1 (Patrontype)

Den Anstoß dazu gaben Untersuchungen der Sekundäremission von Cäsiumoxydschichten auf Platten (ZWORJIKIN) und auf Netzen (KLUGE-WEISS). Der Vorteil dieser Verstärkungsart, wie noch gezeigt wird, ist in verbesserten Rauschverhältnissen und in der Frequenzunabhängigkeit bis zu hohen Frequenzen zu sehen.

Im Prinzip ist es für den Vervielfacherteil (KaS_1, KaS_2, \dots) gleichgültig, woher der Primärelektronenstrom stammt. Der ersten Stufe KaS_1 kann daher an Stelle eines Photoelektronenstromes ebensogut ein Glühkathodenstrom zugeführt werden. Auf Grund dieser Tatsache sind bereits gittergesteuerte Glühkathodenvervielfacher hergestellt worden, die den normalen Röhren gegenüber eine erhöhte Steilheit dann aufweisen, wenn im Anlaufstromgebiet gearbeitet wird. Auch an den Ersatz der Glühkathode in BRAUNschen Röhren durch einen Vervielfacher ist gedacht worden.

b) Einteilung der Vervielfacher

Wenn der Elektronenstrom von Stufe zu Stufe, ein hoher Sekundäremissionskoeffizient δ vorausgesetzt (vgl. III, § 2b und V, § 2e und f), anschwellen soll, so muß darauf geachtet werden, daß jeweils alle Elektronen einer Stufe auf die folgende Stufe auftreffen und sich nicht durch seitliches Vorbeifliegen an den Elektroden der Vervielfachung entziehen. In den ersten Stufen, d. h. für kleine Elektronenströme, dürften besondere Konzentrationsmittel nicht immer nötig sein. Bei einer größeren Stufenzahl jedoch muß dafür gesorgt sein, daß jede Stufe auf die folgende elektronenoptisch abgebildet wird, wenn auch, abgesehen von dem Fall, daß ganze Elektronenbilder vervielfacht werden sollen, sehr hohe Bedingungen an die Abbildung nicht gestellt zu werden brauchen. Es werden daher lichtelektrische Vervielfacher ohne besondere Fokussierung, mit elektrostatischer und mit magnetischer Fokussierung zu unterscheiden sein, wobei noch darüber gestritten werden könnte, ob nicht im letzten Falle von gemischt elektrostatisch-magnetischer Fokussierung gesprochen werden müßte. Daneben sind verschiedene Wege möglich, um die Sekundärkathoden zweckmäßig anzuordnen und auszubilden bzw. die Zahl der Sekundärkathoden trotz eines hohen Verstärkungsgrades durch Anwendung hochfrequenter Felder auf ein Minimum zu beschränken. Dies führt

zur Unterteilung in statische und dynamische Vervielfacher. Die Tabelle 17 soll den Überblick erleichtern. In der weiteren Betrachtung wird nur auf lichtelektrische Vervielfacher zurückgegriffen.

Tab. 17. Übersicht über ausgeführte lichtelektrische Vervielfacher

	Ohne Fokussierung	Elektrostatische Fokussierung	Magnetische Fokussierung
Statisch	Photozellen mit einstufiger Verstärkung ¹⁹⁹⁾ 200)	T- und L-Vervielfacher ²⁰¹⁾ Netzvervielfacher ²⁰²⁾ 200) Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden ²⁰³⁾	Vervielfacher mit magnetischem Querfeld ²⁰⁴⁾ Netzvervielfacher ²⁰⁰⁾ 205)
Dynamisch		Pendelvervielfacher mit Hohlkathoden ²⁰⁶⁾ Einkathodenvervielfacher ²⁰⁷⁾	Pendelvervielfacher mit magnetischem Längsfeld ²⁰⁶⁾ Vervielfacher mit magnetischem Querfeld ²⁰⁸⁾ Axialsymmetrischer Vervielfacher ²⁰⁹⁾

c) Photozellen mit einstufiger Verstärkung

Die einfachste Form einer Photozelle mit einstufiger Verstärkung ist in Abb. 52a gezeigt. Von der Kathode Ka werden Photoelektronen ausgelöst, die durch das Feld, hervorgerufen durch das positive Potential der Sekundärkathode KaS und das der Anode An , beschleunigt werden und ihrerseits aus KaS Sekundärelektronen ausschlagen. Die Sekundärelektronen fliegen sodann zur Anode An , deren Potential zweckmäßig positiver als das von KaS gewählt wird. Um zu ver-

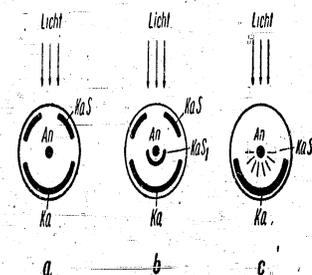


Abb. 52
Photozellen mit einstufiger Verstärkung.

meiden, daß sich nicht ein großer Teil der Primärelektronen, nämlich die, die dem positiven Potential der Anode An gemäß gleich zu dieser fliegen, dem Vervielfachungsprozeß entziehen, kann die Anode, wie in Abb. 52b dargestellt ist, gegen die Kathode Ka durch eine Hilfskathode KaS_1 in halbzylindrischer Form, die auf der der Kathode Ka zugewandten Seite auch sekundäremissionsfähig sein kann, abgeschirmt werden. Die Primärelektronen können daher von der Anode nicht abgesaugt werden, hingegen aber die Sekundärelektronen, die zum Teil sogar zweifach verstärkt worden sind, weil an KaS_1 sekundär ausgelöste Elektronen an KaS selbst wieder auszulösen vermögen. In V, § 2c ist erwähnt worden, daß ein schräg auf die Emissionsfläche fallender Primärstrahl mehr Sekundärelektronen heraus schlägt als ein senkrecht einfallender. Man wird daher mit Vorteil auch eine in Abb. 52c angedeutete Konstruktion wählen können. Wiederum werden die aus Ka ausgelösten Photoelektronen auf die Sekundärkathode KaS geworfen. Diese ist jedoch fächerförmig um die Anode An angeordnet, so daß die Photoelektronen jeweils unter einem Winkel auf die Emissionsfläche von KaS fallen, bei dem eine höhere Sekundäremission gewährleistet ist als bei senkrechtem Auffall der Primärelektronen.

d) L- und T-Vervielfacher

Mehrere Vervielfacherstufen erfordern, wie erwähnt, die Anwendung besonderer Mittel, um die aus einer Kathode ausgelösten Elektronen auf die nächste abzubilden.

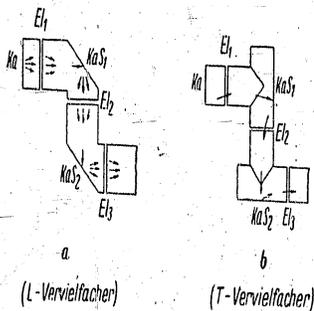


Abb. 53. L- und T-Vervielfacher.

einer Beschleunigungslinse El_1 auf die Sekundärkathode KaS_1 abgebildet, wo sie Sekundärelektronen auslösen. Das gleiche Spiel

kann beliebig oft mit den an der Sekundärkathode austretenden Elektronen wiederholt werden, jedoch ist das jeweils folgende System, bestehend aus Beschleunigungslinse und Sekundärkathode, um 90° gegen das vorhergehende versetzt. Der Unterschied zwischen dem L- und dem T-Typ besteht darin, daß beim L-Typ die Elektronen unter 45° auf die Sekundärkathode fallen, beim T-Typ jedoch senkrecht. Die Vergrößerung des Elektronenbildes wird gleich eins gewählt. Der L-Vervielfacher verlangt, um einen begrenzten Aufgabebereich der Elektronen auf den nachfolgenden Kathoden zu erhalten, eine scharfe, kleine Emissionszone auf der lichtelektrischen Kathode, während dies beim T-Typ nicht im gleichen Maße notwendig ist. Außerdem ist der L-Vervielfacher schon bei verhältnismäßig niedrigen Strömen raumladungsbegrenzt.

e) Netzvervielfacher

Soll das ganze Vervielfachersystem in einer Achse liegen, so muß man zu hintereinander angeordneten dünnen, sekundäremissionsfähigen Schichten greifen, bei denen also die Primärelektronen auf der Vorderseite eintreten und die Sekundärelektronen auf der Rückseite die Folie verlassen. Im Augenblick lassen sich wohl derartige Folien mit guter Sekundäremission herstellen, jedoch läßt die mechanische Festigkeit zu wünschen übrig. Es muß daher zu emissionsfähigen Netzen, die hintereinander anzuordnen sind, gegriffen werden (Netzvervielfacher). Die Photoelektronen werden zunächst auf das erste Netz KaS_1 (vgl. Abb. 54) beschleunigt. Ein großer Teil der Elektronen wird an den Gitterdrähten des ersten Netzes Sekundärelektronen auslösen, der Rest durch die Maschen unverstärkt hindurchfliegen. Dieser Vorgang wiederholt sich an den Netzen KaS_2, \dots, KaS_n . Vom Anodenetz An wird dann, nachdem der ganze Vervielfachungsprozeß durchlaufen worden ist, ein Teil der Elektronen aufgenommen, die hindurchfliegenden hingegen werden zusätzlich an der besonders hoch verstärkenden Platte KaS_{n+1} vervielfacht, ehe sie ebenfalls auf das Anodenetz An fallen. Wesentlich ist nun die Konzentration der Elektronen auf die Netze, die elektrostatisch oder magnetisch erfolgen kann, damit die Elektronen nicht auseinanderlaufen. In Abb. 54a sind zwischen den Netzen ringförmige Blenden oder Ringe El_1, \dots, El_n angeordnet, Görlich, Die lichtelektrischen Zellen

die als elektrostatische Elektronenlinsen wirken. Man kann auch über das ganze Rohr eine lange Magnetspule *Ma* schieben (Abb. 54b). Als Netzvervielfacher mit magnetischer Fokussierung muß man auch

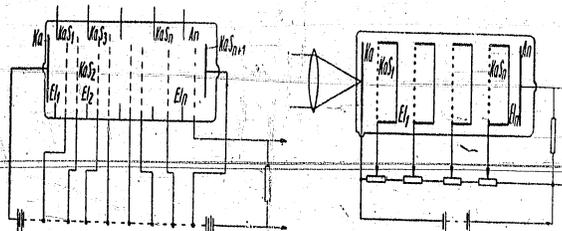
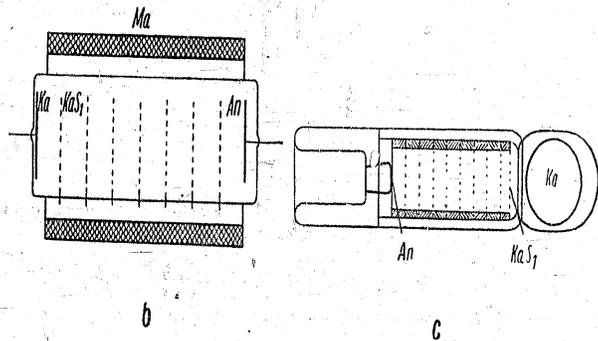


Abb. 54. Netzvervielfacher.



jenen ansehen, bei dem die Konzentration durch elektrostatische Wandladungen erreicht wird. Der technisch zweckmäßigste Aufbau wird erzielt, wenn Distanzringe aus Glas oder Keramik zwischen den einzelnen Netzen angeordnet werden (Abb. 54c). Für alle Netzvervielfacher ist eine Maschenzahl optimal (etwa 10000 Maschen/cm²)²¹⁰. Bei zu großer Maschenweite entziehen sich zuviel Elektronen der Vervielfachung, hingegen ist bei zu kleiner Maschenweite der Durchgriff zu gering. Ein gewisser Durchgriff ist jedoch im Netzvervielfacher notwendig, damit diejenigen Sekundärelektronen, die entgegen der Richtung der einfallenden Primärelektronen austreten, sofort durch die Maschen zum folgenden Netz hindurchgezogen werden. Um Raumladungseffekte im Netzvervielfacher möglichst zu vermeiden, empfiehlt sich eine Anordnung (Abb. 55) mit zentraler Kathode und mit Netzen, die in Kugelform konzentrisch um die Kathode herum an-

geordnet sind. Als Anode dient entweder ein durchsichtiger oder mit Fenster für den Lichteintritt versehener dicker, auf die Röhrenwand aufgebracht Metallbelag oder das äußerste Kugelnetz. Im letzten

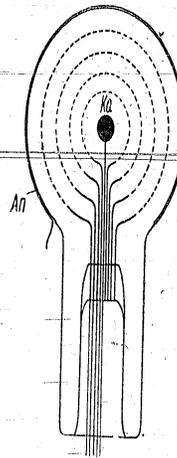


Abb. 55. Kugelnetzvervielfacher.

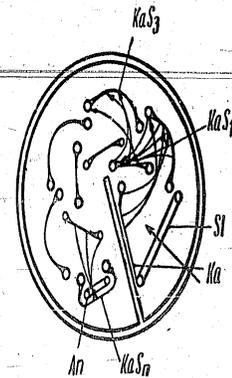


Abb. 56. Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden (Kreisform).

Fall kann überdies ein durchsichtiger Belag auf der Röhrenwand sekundäremissionsfähig ausgebildet sein, so daß die Röhrenwand als letzte Sekundärkathode anzusehen ist.

f) Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden

Eine besonders elegante Form stellen die Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden dar. In Abb. 56 bedeutet *Ka* wieder die Photokathode, die, um Wandladungen zu vermeiden, durch eine lichtdurchlässige Schicht, etwa eine halbdurchlässig verspiegelte Glasplatte *Gl* oder ein Drahtnetz, geschützt ist. Die Elektronen fliegen in der in der Zeichnung angedeuteten Weise der Reihe nach auf die Sekundärkathoden *KaS*₁, ..., *KaS*_{*n*}, wo sie beim Aufprall jeweils dem Vervielfachungsprozeß unterworfen sind, und werden darauf von der Anode *An* gesammelt. Die Anode *An* besteht aus einem Netz und ist von der Sekundärkathode *KaS*_{*n*} umschlossen. Die Elektronen der vorletzten Sekundärkathode finden durch die Form von *KaS*_{*n*} ein stark bündelndes Feld. In Abb. 56 sind die Verstärkerstufen in Kreisform

angeordnet. Sie können ebensogut in Längsform aufgebaut werden, wie man aus Abb. 57 ersehen kann. Auch die Form der elektrostatisch bündelnden Elektroden läßt sich variieren.

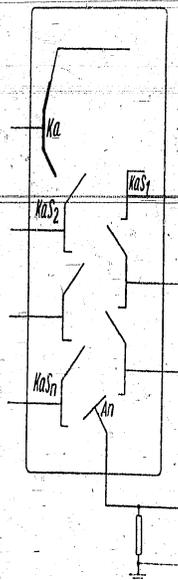


Abb. 57. Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden (Längsform).

g) Vervielfacher mit magnetischem Querfeld

Vervielfacher mit magnetischem Querfeld bedürfen den bisher behandelten Vervielfachern gegenüber eines größeren Aufwandes. Die Kathodenplatten müssen nebeneinander angeordnet sein (vgl. Abb. 58). Aus der Photokathode Ka austretende Elektronen werden auf die Sekundärkathode KaS_1 konzentriert und lösen dort Sekundärelektronen aus. Diese wiederum unterliegen durch Aufprall auf KaS_2 ihrerseits dem Vervielfachungsprozeß und so fort, bis der vervielfachte Elektronenstrom von der mit einem Schirmnetz (elektrostatische Abschirmung bei Schwankungen

des Potentials von An) versehenen Anodenplatte An aufgenommen wird. Wie bei allen bisher beschriebenen Vervielfachern ist auch hier jeweils KaS_n positiver als KaS_{n-1} . Die den nebeneinander angeordneten Platten gegenüberstehenden, also KaS_1, KaS_{II}, \dots , sind immer mit der nächstfolgenden Platte der ersten Reihe verbunden, also KaS_1 mit KaS_I und so fort. Sie rufen auf diese Weise lediglich ein transversales elektrisches Feld hervor. Durch die Verbindung der Elektroden KaS_1, KaS_{II}, \dots , die auch an eine geson-

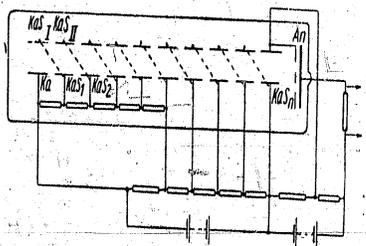


Abb. 58. Vervielfacher mit magnetischem Querfeld.

nen auf diese Weise lediglich ein transversales elektrisches Feld hervor. Durch die Verbindung der Elektroden KaS_1, KaS_{II}, \dots , die auch an eine geson-

derte Spannungsquelle angeschlossen sein könnten in der angegebenen Weise, lassen sich Durchführungen durch die Rohre nach außen einsparen, ebenso dadurch, daß man für die ersten Stufen die Spannungsteilerwiderstände R_1, R_2, \dots in das Rohr einbaut. Letztere Maßnahme kann natürlich auch bei allen anderen, insbesondere bei den Netzvervielfachern, getroffen werden. Mit einem senkrecht zu dem transversalen elektrischen Feld stehenden magnetischen Feld wird die Konzentration der Elektronen auf die Platten der Reihe KaS_1, KaS_2, \dots erzielt. Der Bündelquerschnitt kann nach allen Seiten klein gehalten werden, wenn die Elektroden mit vertikalen Glimmerstreifen versehen werden. Durch Wandladungen auf den Glimmerstreifen tritt eine zusätzliche Linsenwirkung ein.

Den geringsten Mehraufwand, den ein Vervielfacher mit magnetischem Querfeld braucht, hat man wohl dann, wenn man einen Permanentmagneten verwendet und berücksichtigt, daß der Luftspalt klein gehalten werden muß. Mancherlei Vorteile (z. B. Kühlung der Elektroden) lassen sich erreichen, wenn man die Plattenreihe durch entsprechende aufeinanderfolgende metallische Niederschläge auf der Röhreninnenwand, wobei eine der Reihen emissionsfähig sein muß, ersetzt⁽²¹⁾. Allerdings sind bei dieser Art der Konstruktion Schwierigkeiten in bezug auf die Isolation in Kauf zu nehmen.

b) Dynamische Vervielfacher

Die bisher beschriebenen Vervielfacher fallen unter die Gruppe der statischen Vervielfacher (vgl. Tab. 17). Von diesen unterscheiden sich in ihrer Arbeitsweise grundsätzlich die dynamischen Vervielfacher, von denen als der bekannteste Vertreter der Pendelvervielfacher mit longitudina-

lem Magnetfeld bzw. mit Hohlkathode zu nennen ist (Abb. 59) (im englischen Schrifttum auch „radio frequency type multiplier“ genannt).

Die beiden sich in wenigen

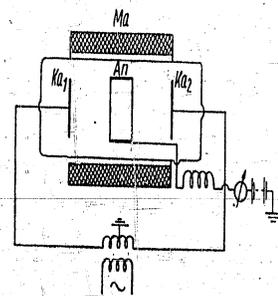


Abb. 59. Pendelvervielfacher mit longitudinalem Magnetfeld.

Zentimeter Abstand gegenüberstehenden Platten Ka_1 und Ka_2 müssen sowohl sekundäremissionsfähig als auch lichtempfindlich sein. Zwischen Ka_1 und Ka_2 liegt ein hochfrequentes Wechselfeld (etwa 10^6 Hz). Die zylindrische Anode An zwischen Ka_1 und Ka_2 erhält eine dem Mittelwert der Wechselspannung gegenüber positive Spannung. Um zu verhindern, daß Elektronen, die zwischen den Platten Ka_1 und Ka_2 pendeln, zu früh auf die Anode fallen, muß entweder ein Magnetfeld, welches senkrecht zu Ka_1 und Ka_2 steht, vorhanden sein, oder die Platten Ka_1 und Ka_2 müssen als Hohlkathoden ausgebildet sein. Trägt man den Anodenstrom über der Anodenspannung auf, so erkennt man drei Maxima. Sie lassen sich durch die Annahme erklären, daß im Falle der Vervielfachung die Laufzeit der Elektronen zwischen den Platten gleich $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ Perioden sein kann. Der Vervielfachungsvorgang geschieht in folgender Weise: es werde ein Photoelektron zu einer Zeit aus Ka_1 ausgelöst, wo die Wechselspannung gerade durch Null geht und Ka_2 positiv ist. Das Elektron wird nach $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ Perioden auf Ka_2 ankommen und Sekundärelektronen herausschlagen, die ihrerseits ein Feld vorfinden, welches entgegengesetzt gerichtet ist und wodurch sie auf Ka_1 zu beschleunigt werden. Auf Ka_1 wiederholt sich dann der gleiche Emissionsvorgang unter dem Wechsel der Feldrichtung und so fort, bis etwa durch Raumladungseffekte ein Grenzwert des vervielfachten Stromes erreicht wird. Voraussetzung dafür, daß der Vervielfachungsprozeß in der gewünschten Weise vor sich geht, ist, daß die Auslösezeit eines Sekundärelektrons klein ist gegen die Periode der Wechselspannung, was jedoch bis 10^6 Hz erfüllt sein dürfte. Neben den Elektronen, die gerade ausgelöst werden, wenn die Wechselspannung durch Null geht, also den sogenannten „phasenreinen“ Elektronen, nehmen noch diejenigen Elektronen an der Vervielfachung teil, die eine Phasendifferenz bis zu 65° besitzen. Es zeigt sich, daß diese Elektronen nach und nach in Phase kommen, während alle übrigen infolge ungünstiger Auslösezeit für den Vervielfachungsprozeß ausfallen.

In konsequenter Fortführung der Überlegungen läßt sich aus dem Pendelvervielfacher der Einkathodenvervielfacher entwickeln. In Abb. 60 ist die Kathode Ka_2 so stark negativ vorgespannt, daß die an Ka_1 ausgelösten Elektronen die Elektrode Ka_2 nicht erreichen.

Wird der Vorspannung von Ka_2 eine Hochfrequenzspannung richtig überlagert, was bei geeigneter Wahl des Verhältnisses der Plattenvorspannung zur Amplitude des Wechselfeldes möglich ist, so werden

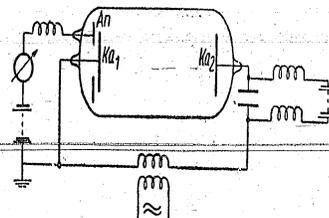


Abb. 60. Einkathodenvervielfacher.

die Elektronen auf Ka_1 zurückfallen und Sekundärelektronen auslösen. Nach mehreren Pendelungen werden die Elektronen von einem Ring An , der positiv vorgespannt ist und sich hinter Ka_1 befindet, aufgesammelt. Der Vorteil, den der Einkathodenvervielfacher dem Pendelvervielfacher gegenüber hat, ist der, daß bei fester Wahl des Verhältnisses Plattenvorspannung zur Amplitude des Wechselfeldes der Einkathodenvervielfacher unabhängig von der Frequenz arbeitet. Die Rechnung zeigt, daß nicht die Elektronen, die beim Feld Null starten, an der Vervielfachung teilnehmen, sondern lediglich die Elektronen, deren Phasen zwischen 15 und 50° liegen. Bis zu einer 300fachen Verstärkung ist ein stabiles Arbeiten des Einkathodenvervielfachers sicher.

Beispiele für dynamische Vervielfacher mit magnetischem Querfeld zeigen die Abb. 61a und b und schließlich für einen axialsymmetrischen

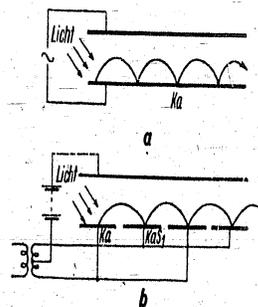
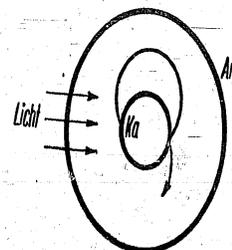
Abb. 61
Dynamischer Vervielfacher mit magnetischem Querfeld.

Abb. 62. Axialsymmetrischer Vervielfacher mit magnetischer Ablenkung.

trischen Vervielfacher mit magnetischer Ablenkung die Abb. 62. Die Elektronen bewegen sich auf zyklidenförmigen Bahnen und lösen beim Aufprall auf Ka jeweils Sekundärelektronen aus.

i) Rechnerische Behandlung der statischen Vervielfacher

Für eine technische Anwendung haben sich bisher lediglich die statischen Vervielfacher bewährt. Es soll daher die rechnerische Behandlung²¹²⁾ nur auf diese bezogen sein.

Der Sekundäremissionskoeffizient einer Stufe sei δ (vgl. III, § 2b). Nur unter den Bedingungen, daß sämtliche Elektronen der $(n-1)$ ten Stufe die n -te Stufe tatsächlich erreichen und daß keines der von der n -ten Stufe ausgelösten Sekundärelektronen wieder auf die n -te Stufe zurückfällt, ist die Verstärkung der n -ten Stufe

$$v_n = \delta_n. \quad (67)$$

Sind diese beiden Bedingungen nicht erfüllt, gilt an Stelle der Gleichung (67)

$$v_n = w_n \delta_n, \quad (68)$$

wobei w_n den Wirkungsgrad der n -ten Stufe darstellt. Wie bei einem Elektronenröhrenverstärker, bei dem die erste Röhre die Verstärkung v_1 , die zweite v_2 und so fort ergibt und die Gesamtverstärkung nach Hintereinanderschalten der Röhren durch das Produkt aller einzelnen Verstärkungen bestimmt ist, gilt auch für einen statischen Vervielfacher, daß die Gesamtvervielfachung durch das Produkt

$v_{ges} = w_1 \delta_1 \cdot w_2 \delta_2 \cdot \dots \cdot w_n \delta_n$ oder $v_{ges} = w_{ges} \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \dots \cdot \delta_n$ (69) gegeben ist. Hat der von der Photokathode gelieferte Photostrom die Größe $i_{ph} = C \Phi$ [Gleichung (15)], so kann im Ausgang des n -stufigen Vervielfachers der Strom

$$J_{ph} = i_{ph} v_{ges} \text{ bzw. } J_{ph} = C \Phi v_{ges} \quad (70)$$

abgenommen werden. Wie aus V, § 2a hervorgeht, ist δ abhängig von der angelegten Stufenspannung e . Ist die Gesamtspannung $e_{ges} = \sum_{a=1}^n e_a$ gegeben, so ist sowohl $\prod_{a=1}^n \delta_a$ als auch w_{ges} von der Aufteilung der Gesamtspannung auf die n Stufen abhängig. Im allgemeinen wird die zur Verfügung stehende Gesamtspannung so auf die n Stufen verteilt, daß v_{ges} ein Maximum wird, jedoch gibt es Fälle, in denen es sich lohnt, eine gleichmäßige Spannungsverteilung pro Stufe

durchzuführen. Für eine festgelegte Spannungsverteilung bleibt sowohl w_n als auch w_{ges} für alle statischen Vervielfacher ohne magnetische Fokussierung nahezu konstant, wenn e_{ges} geändert wird, weil eine proportionale Änderung aller Potentiale der elektronenoptischen Anordnung unter der Voraussetzung, daß die Elektronen mit der Energie Null austreten, die Elektronenbahnen nicht verändert. Zwar ist die Voraussetzung nicht voll erfüllt, die Abweichungen sind jedoch gering. Während für Vervielfacher mit magnetischer Fokussierung, bei denen das magnetische und elektrische Feld gleichmäßig geändert wird, die Konstanz von w_n bzw. w_{ges} allenfalls noch gewährleistet ist, ist dies für Vervielfacher mit konstantem magnetischem Feld sicher nicht mehr der Fall.

Die Berechnung eines statischen Vervielfachers wird dann besonders einfach, wenn die Verstärkung pro Stufe bei gleicher Stufenspannung gleich ist, wenn also $v_1 = v_2 = \dots = v_n = v$ gilt. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, an Stelle von v den $\log v$ einzuführen. Es gelten dann für einen n -stufigen Vervielfacher die Gleichungen

$$\log v = f(e), \quad (71)$$

$$e_{ges} = n e, \quad (72)$$

$$v_{ges} = v^n \text{ bzw. } \log v_{ges} = n \log v \quad (73)$$

und an Stelle der Gleichung (70)

$$J_{ph} = i_{ph} v^n \text{ bzw. } J_{ph} = C \Phi v^n. \quad (74)$$

In Gleichung (72) ist die Absaugspannung der nicht vervielfachenden Anode An nicht mit enthalten.

Trägt man den $\log v$ über e auf [vgl. Gleichung (71)], so erhält man eine Kurve, wie in Abb. 63 dargestellt. Sie läßt sich nach MAURER als Stufenkennlinie ansehen, wie man auch die Abhängigkeit

$\log v_{ges} = F(e_{ges})$ mit Vervielfacherkennlinie bezeichnen kann. Aus den Gleichungen (72) und (73) ergibt sich

$$\frac{e_{ges}}{e} \log v = \log v_{ges}. \quad (75)$$

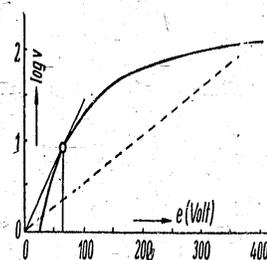


Abb. 63. Stufenkennlinie eines Vervielfachers.

k) Anwendung der rechnerischen Ergebnisse

Als Beispiel für die Anwendung der Gleichungen (71), (72) und (75) sei die Aufgabe gestellt, die optimale Stufenspannung zu berechnen, wenn die gewünschte Vervielfachung v_{ges} vorgegeben ist. Für diese optimale Stufenspannung ist das wirtschaftlichste Arbeiten des Vervielfachers gewährleistet. Das gewünschte v_{ges} läßt sich prinzipiell auf die verschiedenartigste Weise erzielen, es läßt sich entweder die Stufenzahl n oder die Stufenspannung e oder beides ändern. Die Aufgabe kann daher auch anders formuliert werden. Es ist das Wertepaar (e, n) zu suchen, für das e_{ges} ein Minimum wird. In Gleichung (75) muß also für ein Minimum von e_{ges} der Faktor $\log v/e$ ein Maximum werden. Die Größe $\log v/e$ stellt die Neigung des Fahrstrahles vom Koordinatenanfangspunkt zum Punkte $(e, \log v)$ dar und wird ein Maximum, wenn der Fahrstrahl tangente an die Stufenkennlinie wird. Die Abszisse des Berührungspunktes e_{opt} ist die gesuchte optimale Stufenspannung. Wegen der Gültigkeit der Gleichung (75) kann e_{opt} auch aus der Vervielfacherkennlinie bestimmt werden, denn Stufenkennlinie und Vervielfacherkennlinie gehen durch Koordinatentransformation $1:n$ ineinander über. Die optimale Stufenspannung ist unabhängig von v_{ges} und n .

Die Gleichungen (67) bis (75) gestatten alle Aufgaben zu lösen, die sich auf den Betrieb und die Dimensionierung der statischen Vervielfacher beziehen, sei es, daß bei gegebener Gesamtspannung und vorgeschriebener Vervielfachung die Stufenspannung bestimmt werden muß, oder sei es, daß für verlangte Vervielfachung und festgelegte Stufenzahl die Gesamtspannung ermittelt werden soll oder sei eine ähnliche Aufgabe gestellt. Besonders interessant ist der Fall, in dem das Auflösungsvermögen des Vervielfachers für kurz hintereinander einfallende Lichtsignale genügend groß sein soll (vgl. X, § 2). Die durch ein Photoelektron an den aufeinanderfolgenden Stufen ausgelösten Sekundärelektronen sollen in einem Zeitintervall auf die Anode treffen, das sicher vom nächsten Intervall zu unterscheiden ist, oder anders ausgedrückt, der Streubereich für die Elektronenlaufzeiten soll möglichst klein sein. Die Forderungen an den Vervielfacher sind für diesen Fall, wie die Rechnung ergibt, geringe Stufenzahl und hohe Stufenspannung.

l) Praktisch erreichbare Werte

Um einen Anhaltspunkt zu geben, welche Vervielfachung für einen n -stufigen Vervielfacher zu erreichen ist, sei auf die Abb. 64a und b

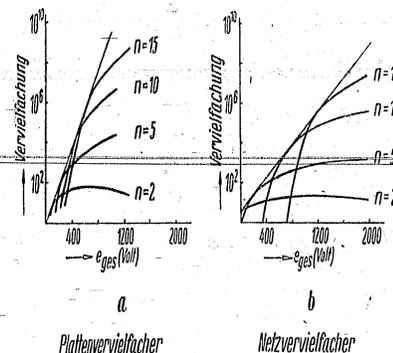


Abb. 64. Vervielfachung in Abhängigkeit von der Gesamtspannung und der Stufenzahl.

verwiesen. Zwar sind an Einzelexemplaren die in der Abbildung angegebenen Werte erreicht worden (δ für Cs_2O -Schichten > 8), in der Serienfertigung jedoch liegen die Werte erheblich niedriger (δ für Cs_2O -Schichten zwischen 2,5 und 4,5). Bei vielstufigen Vervielfachern liegen die Herstellungsschwierigkeiten am Formierprozeß (vgl. auch V, § 2e). Die in Abb. 64 gewählte Darstellung des Wirkungsgrades eines Vervielfachers ist von praktischer Bedeutung. Man kann jedoch auch den Wirkungsgrad eines Vervielfachers (nach ZWORYKIN) als den einer Elektronenquelle auffassen (in Einheiten mA/Watt aufgenommene Leistung).

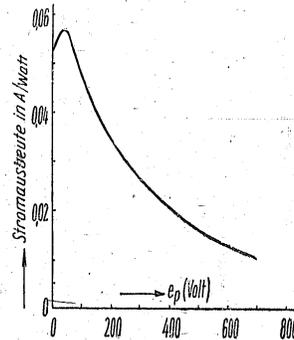


Abb. 65. Stromausbeute bei der Sekundärelektronenemission einer Cs_2O -Schicht.

Aus der Abhängigkeit δ von e_p läßt sich leicht die Stromausbeutekurve (Abb. 65) gewinnen. Aus ihr liest man ab, daß das Maximum bei 30 V mit einer Emission von 60 mA/Watt liegt und daß die Kurve

bis auf 10,5 mA/Watt bei 700 V abfällt, wenn die Sekundäremission einer Cs₂O-Schicht ins Auge gefaßt wird.

Die Tab. 18 soll einen Anhaltspunkt über serienmäßig erhältliche Vervielfacher geben. Es ist verständlich, daß sich ein Vervielfacher nicht für jeden Verwendungszweck eignet, daher sucht man in der Tabelle einen großen Teil der Photozellen herstellenden Firmen (vgl. Tab. 16) vergeblich. Nicht listenmäßig erfaßte Vervielfacher liefern in Deutschland die Firmen AEG, Fernseh GmbH. und Zeiß-Ikon AG.

In der UdSSR. verwendet man vorzugsweise magnetische Vervielfacher mit 14 Stufen und einer Empfindlichkeit von ~30 A/lm. Als Photokathoden werden Cäsiumoxydschichten sowie Sb, Cs-Cs-Schichten und als Sekundärkathoden Cu-S-Cs-Kathoden benutzt²¹³).

**§ 3. Zellen mit innerem lichtelektrischen Effekt
(Widerstandszellen)**

a) Zellen für Längs- und Quersfeldbeleuchtung

Die große Mannigfaltigkeit der Ausführungen, wie man sie von den Photozellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt (IX, § 1) und von den Vervielfachern (IX, § 2) gewohnt ist, wird man für Photozellen mit innerem lichtelektrischen Effekt vergeblich suchen. Man teilt entsprechend der Abb. 10 (II, § 4a) die Zellen einmal in solche mit Quersfeldbeleuchtung und zum anderen in solche mit Längsfeldbeleuchtung ein. Der häufigere Fall ist der der Quersfeldbeleuchtung, wobei das Licht senkrecht zur Stromrichtung einfällt. Im Falle der Längsfeldbeleuchtung hingegen laufen Licht und Strom parallel. Die Zellen mit Längsfeldbeleuchtung sind den Sperrschichtzellen ähnlich aufgebaut, weil sie wenigstens eine lichtdurchlässige Elektrode erfordern. Auf eine Unterlage, die eine der Elektroden darstellt, wird der lichtempfindliche Halbleiter in dünner Schicht aufgebracht und mit einer dünnen lichtdurchlässigen Metallschicht als zweite Elektrode versehen. Es steht einer Ausführung mit zwei lichtdurchlässigen Elektroden, bei der also die Zelle wahlweise von der einen bzw. von der anderen Seite belichtet werden kann, kein Hinderungsgrund entgegen. Natürlich ist die Fertigung einer solchen Zelle schwieriger. Entweder

Tab. 18. Überblick über technische Photoelektronenvervielfacher

Firma	Zellenbezeichnung	Betriebsbedingungen	Stufenzahl	Art des Vervielfachers (vgl. Tabelle 17)	Photokathode	Sonstige Kennzeichen
Baird Television Ltd.	MS	3000 V maximale Gesamtspannung	9	Netzvervielfacher	Cäsiumoxyd	Wirksame Kathodenfläche 15 cm ²
	ML		5			Wirksame Kathodenfläche 250 cm ²
S. V. Philips Gloeilampenfabrieken	3520	650 V Gesamtspannung	3	Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden	Cäsiumoxyd	
Preßler	S 163	minimal 400 V	1	Photozelle mit einstufiger Verstärkung	Cäsiumoxyd	
R C A	931	2000 V Gesamtspannung	9	Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden	blauempfindlich	
Société Française Radioélectrique	M. S. 10	Maximale Gesamtspannung 1500 V, maximale Stufenspannung 150 V, magnetisches Feld 100—200 Örsted	9	Vervielfacher mit magnetischem Quersfeld	Cäsiumoxyd	Maximaler Anodenstrom 5 mA im Dauerbetrieb
Western Electric	D 159 076	750 V Gesamtspannung (günstigster Wert), Stufenspannung 100—150 V	6	Vervielfacher mit elektrostatisch bündelnden Elektroden	Cäsiumoxyd	

kammartig ineinandergreifenden Elektroden mit den dazwischenliegenden Isolationsstreifen auf der Hochkantseite zum Träger für die lichtempfindliche Schicht werden kann. Auf den gut zusammengepreßten Elektrodenraster wird alsdann das lichtempfindliche Material aufgebracht und formiert. In ähnlicher Weise kann ebenso die Hochkantseite eines Wickelkondensators an Stelle eines Plattenkondensators als Schichtunterlage Verwendung finden. Die Kondensatorzellen haben für die Serienfertigung immerhin einige Vorteile, jedoch sind sie wegen ihrer

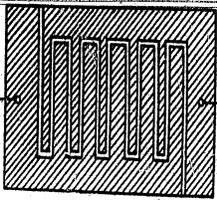


Abb. 68. Geritzte oder gravierte Widerstandszelle.

hohen Kapazität nur für sehr niedrige Frequenzen anwendbar.

Die dritte Art von Zellen sind die geritzten oder gravierten Zellen (LIESEGANG, FOURNIER D'ALBE, BERGLUND). Wie in Abb. 68 gezeigt, wird eine mit einer Metallschicht versehene Isolationsplatte

mäanderförmig geritzt, so daß die zwischen den Elektroden verbleibenden Stellen mit dem lichtempfindlichen Material ausgefüllt werden können. Der Nachteil dieser Zellen liegt darin, daß die Fläche lichtelektrisch schlecht ausgenützt ist und daß das Ritzen, wenn es nicht sehr sorgfältig ausgeführt wird, zu schlecht begrenzten Furchen führt, so daß durch ungleichmäßige Belastungen leicht Durchschläge erfolgen können. Die Folge ist im allgemeinen eine geringe Lebensdauer solcher Zellen.

Die technisch günstigste Lösung stellt die Kammzelle (SCHRÖTER, MICHELSSEN, CASE, THIRING) dar (vgl. Abb. 69). Wie im Falle der Plattenkondensatorzelle greifen die Elektroden

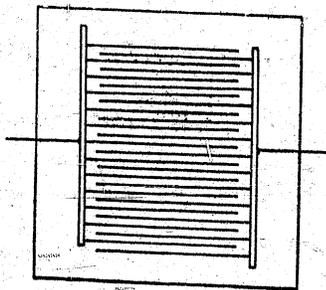


Abb. 69. Kammwiderstandszelle.

kammartig ineinander. Ihre Herstellung kann auf verschiedenem Wege erfolgen. Eine Isolationsplatte (Glas) wird mit einer Wachsschicht bestrichen und der kammartige Raster z. B. mit einer Teilmaschine ein-

geritzt. Die Isolationsplatte wird darauf abgeätzt, so daß nach Entfernen des Wachses der kammartige Raster zum Vorschein kommt. Nach dem Ausfüllen der Rillen mit leitendem Material kann die lichtempfindliche Schicht aufgetragen werden. Ein anderes Verfahren besteht darin, daß der Raster der Isolationsplatte (Keramik) vor dem Brennen eingepreßt wird. Auch hierbei werden die Furchen in gleicher Weise vor dem Aufbringen der lichtempfindlichen Substanz mit leitendem Material ausgefüllt. Bei einem dritten Verfahren wird auf eine bereits mit lichtempfindlichem Material bedeckte Isolationsplatte der Raster mit Hilfe einer Schablone aufgespritzt, aufgedampft oder auf eine andere Art aufgebracht. Als einziger Nachteil der Kammzellen ist zu vermerken, daß die schwachen Rasterstriche einen nicht zu vernachlässigenden Widerstand haben, der sich oft unerwünscht bemerkbar macht.

In letzter Zeit ist man geneigt, in Anbetracht der ungünstigen Rauschverhältnisse, die sich bei langen Berührungsstrecken zwischen lichtempfindlichem Material und Elektroden ergeben, möglichst ohne rasterartige Elektroden auszukommen. Jedoch ist wiederum das Anwendungsgebiet der Zelle ausschlaggebend für ihre Konstruktion. Eine für Relaiszwecke hergestellte Zelle kann nicht optimal arbeiten, wenn sie zum Nachweis geringster Lichtintensitäten verwandt wird und umgekehrt.

Für die modernen Bleisulfidwiderstandszellen (vgl. VI, § 6), gleichgültig ob sie mit oder ohne Kühlung arbeiten, hat sich das Aufdampfen von Gold als Elektroden bewährt. Um eine Beschädigung der dünnen Elektroden zu vermeiden, wird zweckmäßig Zinn auf die Goldelektroden und darüber Woodmetall gespritzt und damit auf diese Weise erreicht, daß die Zuführungsdrähte mit leicht flüssigem Lot ohne Schaden für die Funktion der Zelle befestigt werden können.

Der Raster nach Art der Abb. 68 in verfeinerter Form mit Abständen von weniger als 15μ hat eine besondere Bedeutung für den D.K.-Effekt²¹⁴). Unter dem D.K.-Effekt versteht man eine Änderung der Dielektrizitätskonstanten eines phosphoreszierenden Dielektrikums in einem Kondensator unter dem Einfluß einer Belichtung²¹⁵). Im Rahmen dieses Buches ist die Besprechung des D.K.-Effektes genau so wenig gerechtfertigt wie die Besprechung des BECQUEREL- bzw. des

Kristallphotoeffektes (vgl. I, § 2), weil eine technische Anwendung des D.K.-Effektes bisher nicht realisierbar erschien. WESCH mußte beispielsweise seine Messungen mit komplizierten Überlagerungsmethoden gekoppelter Sender durchführen. KRAUTZ kann jedoch nunmehr unter Benutzung des verfeinerten Mänders direkt mit einer SCHERRINGSchen Kapazitätsmeßbrücke arbeiten, wodurch natürlich eine technische Anwendung des D.K.-Effektes nicht mehr aussichtslos erscheint.

c) Herstellerfirmen

Die Tabelle 19 gibt eine Übersicht über die Firmen, die sich nach Kenntnis des Verfassers mit der serienmäßigen Fertigung von Photozellen mit innerem lichtelektrischen Effekt befassen.

Tab. 19. Hersteller von Photozellen mit innerem lichtelektrischen Effekt (Widerstandszellen)

Acousto-Lite Lab., Los Angeles	Preßler
AEG	Radiovisor Ltd., London
Carl Zeiß	Selenophon AG.
General Electric Comp.	Zeiß-Ikon AG.

§ 4. Sperrschichtzellen (Photoelemente)

a) Stromabnahme

Über den in VII, § 2b und § 3b (Kupferoxydulzellen werden technisch kaum verwandt) angegebenen Aufbau der Sperrschichtzellen hinaus ist für eine technische Ausführung lediglich noch die Stromabnahme vom aufgespritzten Metallring von Bedeutung. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die Zelle federnd gegen einen Metallring in die Zellenfassung zu pressen. Der Metallring in der Fassung hat den gleichen Durchmesser wie der auf die Zelle aufgespritzte Metallring, so daß die dünne lichtdurchlässige Deckschicht auf der Halbleiterschicht an keiner Stelle verletzt wird. Die Zellenfassung selbst soll auf der Lichteinfallseite einen möglichst flachen Rand besitzen, damit Abschattungen des Lichtes vermieden werden. Die Zuführung zu den Elektroden kann sowohl auf der Rückseite durch Klemmen als auch am Rande der Zellenfassung erfolgen.

b) Zellengröße und -form

Für die allgemeine Benutzung liefern die Hersteller Rundzellen mit verschiedenem Durchmesser bis zu einem größten Durchmesser der lichtempfindlichen Fläche von ~60 mm. Zellen mit größerem Durchmesser herzustellen, erweist sich als schwierig. Der Widerstand der lichtdurchlässigen Elektrode wird zu groß und kann nur dadurch verbessert werden, daß außer dem Metallring noch weitere metallische Stege aufgespritzt werden, damit die Elektronen kleinere Wegstrecken in der lichtdurchlässigen Deckschicht zurückzulegen haben. Man kann jedoch zu größeren lichtempfindlichen Flächen auch dadurch kommen, daß man mehrere kleinflächige Zellen zu einer großflächigen zusammensetzt. So wurde die bisher größte Zelle von 145 mm \varnothing z. B. aus 7 Zellen mit je 50 mm \varnothing gebildet.

Ihr größtes Anwendungsgebiet mit Stückzahlen, die in die Tausende gehen, hat die Selensperrschichtzelle im photographischen Belichtungsmesser gefunden, sei es in Handinstrumenten oder sei es dank der Möglichkeit, der Zelle jede plane Form zu geben, im eingebauten Belichtungsmesser. Um den in einer Kamera zur Verfügung stehenden Platz zweckmäßig auszunutzen, wird häufig die Forderung nach viereckigen Zellen gestellt. In all den Fällen, in denen die Zelle in Belichtungsmessern benötigt wird, wird sie auswechselbar ohne besondere Fassung verwandt.

c) Lieferfirmen

Die für die Lieferung von Sperrschichtzellen in Frage kommenden Lieferfirmen sind in Tab. 20 zusammengefaßt.

Tab. 20. Lieferfirmen für Sperrschichtzellen

A. Deutsche Firmen:	
AEG	Preßler
Electrocell GmbH.	Radiosender AG., Berlin
Dr. Bruno Lange, Berlin	Süddeutsche Apparatefabrik (SAF)
B. Ausländische Firmen:	
Burt Scientific Laboratories, Pasadena, Cal.	Emby Products Co., Los Angeles
Clark Controller Co., Cleveland, Ohio	Evans Electro selenium Ltd.,
Electro Physical Lab. Ltd., London	Bishop's Stafford, Hertfordshire
	General Electric Co., Schenectady N.Y.

Tab. 20 (Forts.)

General Scientific Corp., Chicago	Staatl. Opt. Inst. Leningrad
Leeds and Northrup Co., Philadel- phia, Pa.	Tungsram, Budapest
Photobell Corp., New York, N. Y.	Western Electric, New York, N. Y.
Photovolt Corp., New York, N. Y.	Westinghouse Electric and Mfg. Co., Bloomfield, N. Y.
RCA Mfg. Co., Camden, N. J.	Weston Electrical Instrument Corp., Newark, N. Y.
Rehtron Corp., Chicago III	
Rhamstine, Detroit, Mich.	

X. Abschnitt

Eigenschaften der lichtelektrischen Zellen

Vom Standpunkt des Verbrauchers ist es zu verstehen, wenn eine Zahl gefordert wird, die etwa als Gütezahl für die technische Anwendung der lichtelektrischen Zelle zugrunde gelegt werden kann. Abgesehen davon, daß es nicht möglich ist, die Abweichung von der Proportionalität zwischen einfallender Lichtintensität und Photostrom, die Abhängigkeit des Photostromes von der Vorspannung, die Frequenzabhängigkeit, die Größe des Rauschens, die Konstanz der Empfindlichkeit, die Temperaturabhängigkeit des Photostromes bzw. der Photospannung, die Lebensdauer und die Größe der lichtempfindlichen Fläche in eine Gütezahl zu zwingen, hat eine solche Zahl wenig Wert, weil jedes Anwendungsgebiet das Hauptgewicht auf eine andere Zelleneigenschaft legt. Sinn hat es lediglich, eine Gütezahl für Zellen zu definieren, die jeweils einem gleichen Verwendungszweck zugeführt werden. Ein Bild über die Verwendbarkeit aller lichtelektrischen Zellen gewinnt man also nur dann, wenn man ihre Eigenschaften im einzelnen betrachtet.

§ 1. Kennlinien**a) Verhalten von Vakuum- und Gaszellen in bezug auf die Proportionalität**

Die Gleichung (15) $i_{ph} = C\Phi$ bzw. $i_{ph} = C'E$, gültig für Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt, fordert strenge Proportionalität zwischen einfallender Lichtintensität und ausgelöstem Elektronenstrom unter der Voraussetzung, daß monochromatisches Licht eingestrahlt wird. C wird dabei physikalisch in Coul/cal für alle Wellenlängen angegeben (vgl. z. B. Abb. 23 und 29), praktisch jedoch in mA/Watt bzw. A/Watt und im sichtbaren Spektralbereich, wie in II, § 3a und II, § 1e und f bereits gesagt, in $\mu A/lm$. Für Vakuumzellen (IX, § 1c) dürfte in hinreichend begrenzten Gebieten, insbesondere für

kleine einfallende Intensitäten, die Proportionalität gewährleistet sein. Über größere Bereiche einfallender Intensität hinweg müssen besondere Vorsichtsmaßnahmen Beachtung finden. Festgehalten werden muß, daß der äußere lichtelektrische Effekt an sich das Proportionalitätsgesetz streng befolgt, daß jedoch zu dessen Erfüllung eine Zellenkonstruktion angewandt werden muß, die die notwendigen Voraussetzungen berücksichtigt. Dabei ist zunächst Vorbedingung, daß im Sättigungsgebiet, d. h. mit Spannungen, bei denen alle ausgelösten Elektronen tatsächlich die Anode erreichen, gearbeitet und daß mono-

chromatisches Licht verwendet wird. Die Abb. 70 a und b geben Beispiele für die Bereiche von 0 bis 0,04 Lumen und von 0—5 Lumen (Außenwiderstand $0,5 \cdot 10^6 \Omega$), die zeigen, daß eine weitgehende Proportionalität—auch im weißen Licht praktisch erreichbar ist. Die Voraus-

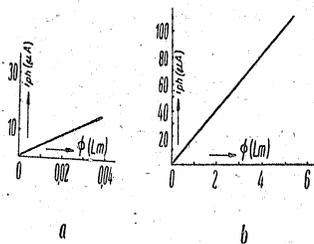


Abb. 70. Abhängigkeit des Photostromes vom auffallenden Lichtstrom (serienmäßige Cs₂O-Vakuumzellen).

setzungen, die bei der Zellenkonstruktion bzw. Herstellung berücksichtigt sein müssen, damit die Proportionalität erfüllt ist, sind a) gutes Vakuum, b) Vermeidung von Wandladungen, c) Vermeidung von Kriechströmen sowohl innerhalb als auch außerhalb der Zelle, d) Vermeidung von Feldverzerrungen und e) Vermeidung hoher Querwiderstände in der lichtempfindlichen Schicht. Berücksichtigt man diese fünf Punkte sowie die beiden oben genannten Vorbedingungen, so gilt das Proportionalitätsgesetz streng²¹⁶⁾.

Die Einhaltung des Punktes a, nämlich gutes Vakuum, läßt erwarten, daß beträchtliche Abweichungen vom Proportionalitätsgesetz bei gasgefüllten Zellen auftreten. Tatsächlich zeigen gasgefüllte Zellen Abweichungen vom Proportionalitätsgesetz insbesondere dann, wenn sie mit einer Spannung betrieben werden, die nahe der Glimmspannung (vgl. Abb. 80) liegt. In Abb. 71 a und b sind wieder zwei Beispiele mitgeteilt, die sich auf die gleichen Gebiete wie in Abb. 70 a und b beziehen²¹⁷⁾ und die Abweichungen von der Proportionalität erkennen lassen.

Ob im Gebiet höchster Lichtströme für Vakuumzellen die Proportionalität noch erfüllt bleibt, interessiert im allgemeinen für technische

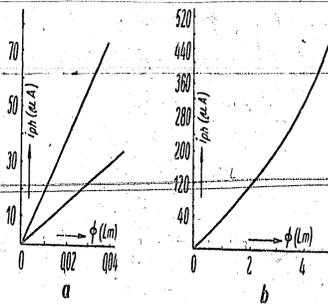


Abb. 71. Abhängigkeit des Photostromes vom auffallenden Lichtstrom (serienmäßige Cs₂O-Zellen, gasgefüllt).

Belange nicht. Es läßt sich fast immer mit Abschwächungsmitteln arbeiten, so daß man in das Gebiet mittlerer einfallender Lichtströme kommt, für das die Proportionalität erreicht werden kann. Für höchste Lichtströme wird man einen starken Einfluß der durch den Elektronenstrom hervorgerufenen Raumladungen annehmen müssen. Tatsächlich zeigen Cäsiumoxydvakuumzellen (vgl. Abb. 72) bei einfallenden Lichtströmen zwischen 100 und 1000 Lumen keine Proportionalität mehr²¹⁸⁾. Je höher die Anodenspannung gewählt wird, um so mehr nähern sich die Kurven der Proportionalitätsgeraden, weil bei höheren einfallenden Lichtströmen immer größere Feldstärken angreifen müssen,

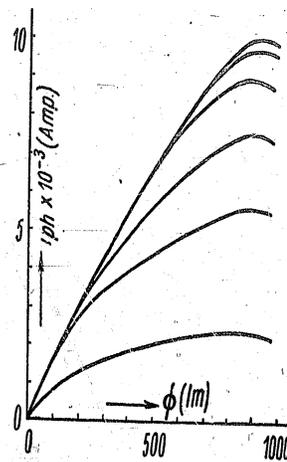
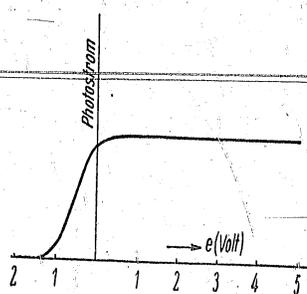


Abb. 72. Abhängigkeit des Photostromes von der auffallenden Lichtintensität (serienmäßige Cs₂O-Vakuumzellen).

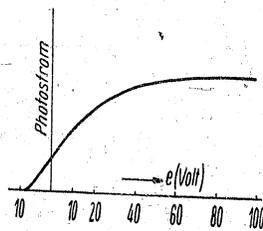
um alle ausgelösten Elektronen von der Kathode wegzuziehen. Niedrige Spannungen bewirken daher bei hohen Lichtströmen starke Abweichungen von der Proportionalität.

b) Strom-Spannungskennlinien der Vakuumzellen

Man wird nach der Erkenntnis, daß bei serienmäßigen Zellen die Proportionalität zwischen Photostrom und einfallender Lichtintensität nicht immer gewahrt sein muß, die Abhängigkeit des Photostromes von der Lichtintensität nachprüfen und, falls notwendig, die Abweichungen von der Proportionalität entsprechend in Rechnung setzen. Eine vollständige Übersicht des Verhaltens einer Zelle ergibt



a



b

Abb. 73. Strom-Spannungscharakteristik für eine Zelle a) mit zentraler Kathode u. b) mit zentraler Anode.

traler Kathode zeigt Sättigung für alle positiven Saugspannungen. Jedes ausgelöste Elektron erreicht die Anode. Nach negativen Spannungen wird ein steiler Abfall des Elektronenstromes auf Null im Spannungsbereich bis zu ~ 2 V gefunden. Die Photoelektronen besitzen also eine Geschwindigkeitsverteilung (II, § 3c und IX, § 1d), denn es existieren Elektronen, die vermöge ihrer Eigengeschwindigkeit gegen ein Bremsfeld bis zu ~ 2 V anzulaufen imstande sind. Trägt man die Anzahl der Elektronen, die im Anlaufstromgebiet jeweils einem

sich jedoch erst, wenn dazu auch die Abhängigkeit des Photostromes von der Zellenvorspannung (Saugspannung) bekannt ist, wenn also das Kennlinienfeld

$$i_{ph} = f(\Phi, e)$$

gemessen ist.

Am einfachsten liegen die Verhältnisse bei den Vakuumzellen. Für konstantes einfallendes, monochromatisches Licht ergeben sich Strom-Spannungscharakteristiken der Form, wie sie in Abb. 73 gezeigt sind, die Kurve a für eine Zelle mit zentraler Kathode und die Kurve b für eine Zelle mit zentraler Anode. Die Charakteristik einer Zelle mit zen-

Spannungsintervall $e + \Delta e$ entsprechen, über dem Mittelwert von $e + \Delta e$ auf, so resultiert daraus die Energieverteilungskurve für die Wellenlänge λ des einfallenden monochromatischen Lichtes. Man erhält also durch Differentiation der Anlaufstromkurve die Geschwindigkeits- bzw. Energieverteilungskurve. Auf gleiche Weise kann man auch die Geschwindigkeits- bzw. Energieverteilungskurve für Sekundärelektronen gewinnen. Für kürzere eingestrahelte Wellen, also für zunehmende Frequenz, sagt die Gleichung (21) aus, daß das maximale Potential dabei ansteigt, daß also Elektronen mit größerer Geschwindigkeit ausgelöst werden. Dieser Umstand bedingt seinerseits, daß sich die Energieverteilungskurve und damit das Anlaufstromgebiet verbreitert.

Für Zellen mit zentraler Anode erhält man die Sättigung, wie Abb. 73 b zeigt, erst bei positiver Anodenspannung in der Gegend von etwa 40–50 V. Entsprechend der Zellenkonstruktion kann für einen zwischen den beiden Extremfällen der zentralen Kathode und der zentralen Anode liegenden Fall die Sättigungsspannung zwischen 0 und ~ 60 V erzielt werden.

Der reine Sättigungscharakter wird dann nicht mehr erreicht, wenn Spuren von Restgasen in der Zelle vorhanden sind oder während des Betriebes durch Überlastung oder auf andere Art Gasausbrüche erfolgen. Aber auch durch andere Umstände kann es möglich sein, daß für gewisse eingestrahelte Wellenlängen der Sättigungscharakter verlorengeht. Wie in II, § 2d angedeutet ist, wird die Austrittsarbeit durch ein äußeres elektrisches Feld herabgesetzt. Die Existenz dieses SCHOTTKY-Effektes ist für die Glühemission nachgewiesen worden und muß sich auch beim äußeren lichtelektrischen Effekt bemerkbar machen. In der Tat zeigt sich der „äußere Feldeffekt“ in der Neigung des sonst horizontal verlaufenden Teiles der Strom-Spannungscharakteristik, die abhängig von der Wellenlänge des die Elektronen auslösenden Lichtes (vgl. Abb. 74) ist²¹⁹), wenn die Kathodenoberfläche, wie es insbesondere für zusammengesetzte Kathoden der Fall ist, Unebenheiten aufweist. Durch die Unebenheiten werden hohe Potentialgradienten an der Oberfläche hervorgerufen, so daß ein Eingriff des verhältnismäßig kleinen äußeren Feldes in die Oberfläche zustande kommt. Die Neigung gegen die Horizontale nimmt mit zunehmender

Wellenlänge des eingestrahlt Lichtes zu. Man kann den äußeren Feldeffekt auch unter Benutzung hoher elektrischer Felder nachweisen²²⁰). Mit der Vergrößerung des Gradienten ist eine Parallelverschiebung der spektralen Verteilung nach längeren Wellen festzustellen.

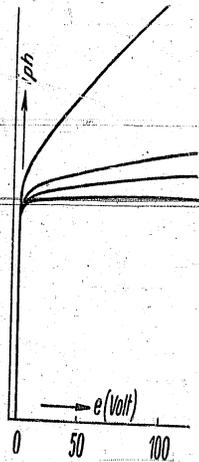


Abb. 74. Einfluß des „äußeren Feldeffektes“ auf die Strom-Spannungskennlinie einer Zelle mit zentraler Kathode.

Neben dem äußeren Feldeffekt wird noch ein zweiter, der „innere Feldeffekt“, beobachtet²²⁰). Der innere Feldeffekt läßt sich durch die Wirkung einer Doppelschicht an der Oberfläche der Kathode erklären, die diese elektropositiver erscheinen läßt. Beide Feldeffekte, sowohl der äußere als auch der innere, sind also an bestimmte Oberflächenverhältnisse gebunden. Die Einwirkung erfolgt auf Elektronen, die bereits vom Licht Energie erhalten, aber die Kathode noch nicht verlassen haben. Die modernen Cäsiumoxydkathoden des Typs [Ag]-Cs₂O, Cs, Ag-Cs (vgl. IV, §4) liefern bei Belichtung auch in tieferen Kathodenlagen Elektronen, so daß ein großer Prozentsatz Elektronen geringerer Geschwindigkeit zur Verfügung steht. Diese Elektronen können ohne äußeres beschleunigendes Feld die Kathode nicht verlassen. Erst durch den äußeren Feldeffekt werden sie der Messung zugänglich²²¹). Der Tatbestand läßt sich nicht nur aus den Strom-Spannungskennlinien schließen, sondern auch daraus, daß bis zu beschleunigenden Spannungen von 0 bis 2 V

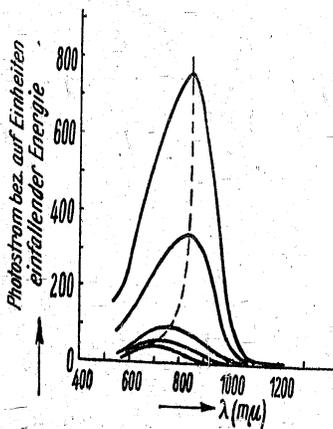


Abb. 75. Einfluß des äußeren Feldes auf die spektrale Verteilung einer [Ag]-Cs₂O, Cs, Ag-Cs-Kathode.

das langwellige Maximum von kürzeren nach längeren Wellen wandert (vgl. Abb. 75).

An Abnormitäten, die bei der Messung einer Strom-Spannungscharakteristik auftreten können, sei noch die Strom-Spannungskennlinie mit Unstetigkeitsstellen erwähnt. Mißt man die Charakteristik von niederen nach höheren Spannungen durch, so springt bei einer Spannung e_{sI} (etwa 100 V) der Photostrom plötzlich auf einen höheren Wert (vgl. Abb. 76). Rückwärts gemessen liegt die Sprungspannung e_{sII} niedriger (etwa bei 50 V). Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß Zellenteile, wie das Zellenfenster, die durch einen hohen Widerstand mit der Kathode verbunden sind, bedingt durch das Herstellungsverfahren dünne Schichten tragen, die Sekundärelektronen abzugeben vermögen²²²) und dadurch als dritte Elektrode wirken.

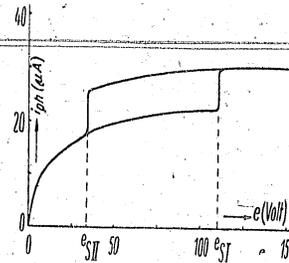


Abb. 76. Strom-Spannungskennlinie einer Cäsiumoxydzelle mit Unstetigkeitsstellen.

c) Strom-Spannungscharakteristiken der Vakuumzellen mit Wechselspannung

In manchen Fällen muß der Photozelle eine Wechselspannung zugeführt werden. Man denke hierbei insbesondere an die Modulierung einer Trägerfrequenz durch Licht oder an die Anwendung der Photozelle als Gleichrichter für hochfrequente Spannungen. Offenbar muß sich oberhalb einer bestimmten Frequenz, und zwar dann, wenn die Laufzeiten der Elektronen mit der Periodendauer vergleichbar wer-

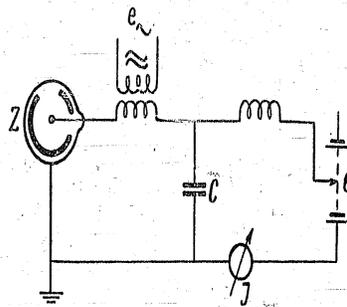


Abb. 77. Schaltung einer Photozelle zur Messung der Strom-Spannungscharakteristik mit Wechselspannung und überlagerter Gleichspannung.

den, eine Grenze der Verwendbarkeit der Photozelle für Gleichrichterzwecke ergeben. Die in Abb. 77 angegebene Schaltung²²³) (man vgl. hierzu die Schaltungen für den Pendelvervielfacher und für den Einkathodenvervielfacher, IX, § 2h) kann zur Messung der Strom-Spannungscharakteristik einer Photozelle mit Wechselspannung und, wenn notwendig, mit überlagerter Gleichspannung Verwendung finden. Die Charakteristiken moderner zusammengesetzter Kathoden (Cäsiumoxyd- bzw. Legierungskathoden, IV, § 4), gemessen mit Wechselspannung verschiedener Frequenzen, weisen eine Reihe von Besonderheiten auf, die sich ähnlich wie die Verhältnisse an den Pendelvervielfachern deuten lassen. In der Abb. 78 ist zunächst die gewöhnliche

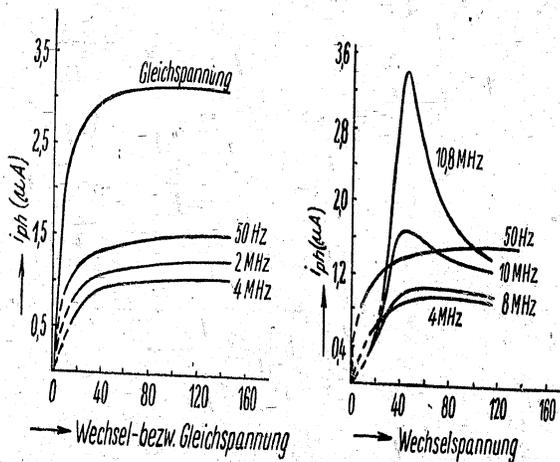


Abb. 78. Strom-Spannungscharakteristik einer Cs_2O -Zelle gemessen mit Gleichspannung (a) und mit Wechselspannung verschiedener Frequenz (b).

Abb. 79

Strom-Spannungscharakteristik einer Cs_2O -Zelle mit Wechselspannung verschiedener Frequenz.

Charakteristik einer Cäsiumoxydzelle mit zentraler Anode, mit Gleichspannung gemessen, wiedergegeben. Bis zu einer Frequenz von etwa 10^5 Hz verlaufen die Kurven ebenso wie die Kurve für 50 Hz. Für Frequenzen bis zu 4 MHz jedoch sinkt der Strom ab, um für noch höhere Frequenzen wieder anzusteigen. Oberhalb 10 MHz (vgl. Abb. 79) tritt für ganz bestimmte Wechselspannungsamplituden Pendelvervielfachung auf, wie durch die auftretenden Maxima bewiesen wird.

Die Anode wirkt wie im Falle des Pendelvervielfachers als sekundäremissionsfähige zweite Elektrode. Es ist in Zellen mit Cs-Kathoden immer damit zu rechnen, daß Spuren von Cs oberflächlich auch auf die Anode niedergeschlagen werden, so daß die Anode als sekundäremissionsfähig angesehen werden muß. Ähnliche Verhältnisse ergeben sich, wenn der Wechselspannung eine Gleichspannung überlagert wird. Für Frequenzen > 12 MHz wird in allen Fällen ein Strom von einigen mA auch ohne Belichtung beobachtet (Dunkelstrom + kapazitive Ströme). Offenbar wird der Dunkelstrom durch den Vervielfachungsprozeß mindestens auf das 10^6 - bis 10^7 -fache verstärkt. Die angegebenen Werte gelten für eine Kugelzelle von 10 cm \varnothing . Für Zellen mit kleineren Abmessungen treten die Resonanzeffekte, wie leicht einzusehen ist, bei höheren Frequenzen auf. Für die Anwendung ergibt sich hieraus, daß nur solche Zellen Verwendung finden dürfen, bei denen der Abstand der Elektroden so klein ist, daß die Laufzeit der Elektronen wenigstens eine Größenordnung kleiner als die Periode der verwendeten Wechselspannung ist.

d) Strom-Spannungscharakteristiken der gasgefüllten Zellen

Im Gegensatz zur Strom-Spannungscharakteristik einer Vakuumzelle zeigt die einer gasgefüllten Zelle (IX, § 1 c) keinen Sättigungscharakter (Abb. 80). Bei niedrigen Saugspannungen verläuft die Charakteristik ähnlich wie bei einer Vakuumzelle, sobald jedoch die angelegte Saugspannung so hoch wird, daß die Elektronen Geschwindigkeiten erhalten, die hinreichend groß sind, um das Füllgas zu ionisieren, tritt eine Verstärkung des Photostromes ein, die sich im Ansteigen der Charakteristik auswirkt. Im Gebiete des Vorglimmlichtes (e_g) arbeitet die Zelle instabil, bis schließlich nach dem Erreichen der Glimmspannung e_g eine selbständige Entladung einsetzt. Nach dem Einsetzen der Glimmentladung ist der Strom durch Licht nicht mehr steuerbar. Beispiele von Charakteristiken serienmäßiger Zellen sind in Abb. 81 zusammengestellt. Der Nachteil der Verstärkung durch Stoßionisation in Photozellen mit hochempfindlichen, zusammengesetzten Kathoden besteht darin, daß die durch Stoß entstandenen Restatome auf die Kathode fliegen und diese dadurch zerstören können. Um über den für eine Zelle günstigsten Gasdruck Aussagen

treffen zu können, sind in Abb. 82 die Charakteristiken für verschiedene Gasdrücke wiedergegeben. Aus dieser Schar der Charakteristiken resultiert die Kurve Abb. 83, die die Beziehung zwischen Empfindlich-

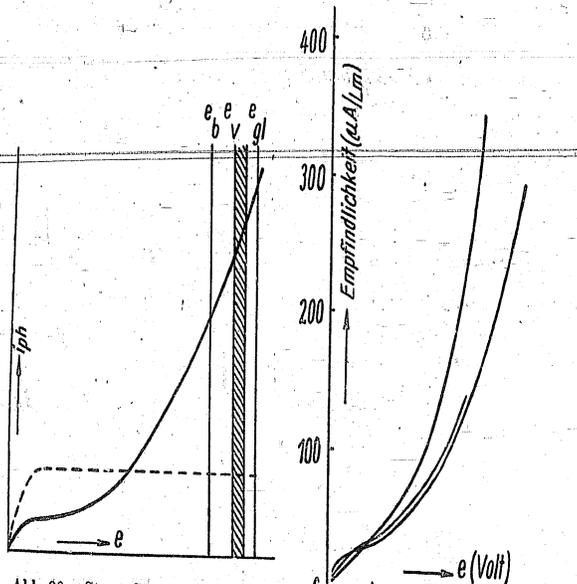


Abb. 80. Strom-Spannungscharakteristik einer gasgefüllten Photozelle (vergleichsweise ist die Charakteristik einer Vakuumzelle gestrichelt eingesetzt).

Abb. 81. Strom-Spannungscharakteristiken serienmäßiger Zellen mit zusammengesetzten Kathoden.

keit und Gasdruck der Zelle erkennen läßt. Es ergibt sich ein ausgeprägtes Maximum der Empfindlichkeit bei einem Druck, im Beispiel von 0,2 mm Hg, welches den Namen „STOLETOWSches Maximum“ trägt. Andere Zellentypen können das Maximum auch bei höherem Druck (bis ~ 0,8 mm Hg) aufweisen. Die Lage des STOLETOWSchen Maximums ist im wesentlichen durch die freie Weglänge der Elektronen zwischen zwei Zusammenstößen gegeben. Je höher der Druck wird, um so kleiner die freie Weglänge. Es wird demnach der Fall eintreten müssen, daß ein Elektron, ehe es auf das nächste Füllgasatom stößt, nicht mehr genügend Energie aus dem Feld entnehmen kann, um das gestoßene Atom zu ionisieren. Der Photostrom wird abfallen.

Um das instabile Arbeiten gasgefüllter Photozellen zu vermeiden, wird man möglichst eine Spannung, die maximale Betriebsspannung (Abb. 80), nicht überschreiten.

Zweckmäßig liegt die maximale Betriebsspannung etwa zwischen 25 bis 30% unter der Glimmspannung, die im Dunkeln gemessen ist, denn bei Belichtung der Zelle sinkt die Glimmspannung noch um ein beträchtliches ab (Beispiel in Abb. 84). Schließlich ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Glimmspannung vom Gasdruck in der Zelle notwendig.

Die Art der sich ergebenden Kurven, die von der Elektrodenanordnung beeinflusst werden, zeigt die Abb. 85. Für Drücke unter 0,2 mm Hg steigt die Glimmspannung steil an.

Während im Sättigungsgebiet die Vakuumzelle einen spannungsabhängigen Widerstand darstellt, der beispielsweise zur Spannungs-

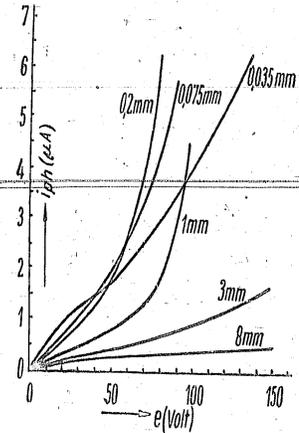


Abb. 82. Charakteristiken bei verschiedenem Gasdruck.

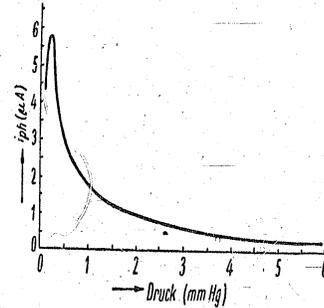


Abb. 83. STOLETOWSches Maximum.

stabilisierung vorteilhaft Verwendung finden kann, verläuft der Widerstand in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für gasgefüllte Zellen nach Kurve b in Abb. 86. Der besseren Übersicht halber ist noch die Charakteristik einer serienmäßigen Cäsiumoxydzelle einge-

zeichnet (Kurve a). Die Widerstände liegen in der Größenordnung 10^6 Ohm.

In bestimmten Fällen muß bei der Verwendung von gasgefüllten Zellen beachtet werden, daß sich der Elektronenstrom durch die Ionisationsvorgänge in gasgefüllten Zellen aus zwei Teilen zusammensetzt. Die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen gemeinsam mit den durch den Zusammenprall mit Gasmolekülen erzeugten Elektronen erreichen

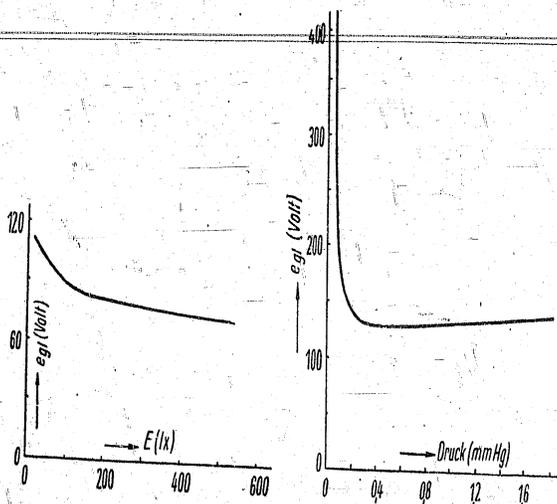


Abb. 84. Absinken der Glimmspannung e_{gl} bei Belichtung der Zelle.

Abb. 85. Abhängigkeit der Glimmspannung vom Gasdruck.

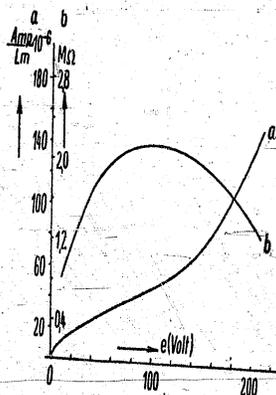


Abb. 86. Innerer Widerstand einer gasgefüllten Zelle in Abhängigkeit von der Saugspannung (C_2O -Zelle).

praktisch gleichzeitig ohne Verzögerung die Anode und bilden den einen Teil des Stromes. Die langsamen positiven Gasionen stoßen auf die Kathode und erzeugen ihrerseits Elektronen, die den anderen Teil des Stromes ausmachen und mit einer Verzögerung zur Anode gelangen. Der Gesamtstrom i_{Ges} kann durch Integration der einzelnen Strombeiträge erhalten werden aus²²⁴⁾

$$i_{Ges} = i_0 n [1 - \eta (\cos \omega t - \varphi)], \quad (75')$$

wobei gilt

$$\eta = \sqrt{\frac{p^2 \omega^2 + q^2}{\omega^2 + q^2}}, \quad (75'')$$

$$p = \frac{(\gamma + Z)n - Z + 1}{(\gamma n + 1)n} \quad (75''')$$

und

$$q = -\frac{1}{t_i} \ln \frac{n-1}{n+\frac{1}{\gamma}} \quad (75'IV)$$

In den Gleichungen (75') bis (75'IV) bedeuten ω die Kreisfrequenz der Lichtmodulation, φ die Phasenverschiebung des zweiten Stromanteils gegen den ersten, n den Verstärkungsfaktor der gasgefüllten Zelle einer entsprechenden Vakuumzelle gegenüber, η den Wirkungsgrad der Verstärkung, der auch als Maß für die Verkleinerung der Modulationstiefe angesehen werden kann, γ die Zahl der Elektronen, die je aufprallendes Ion aus der Kathode auszutreten vermögen, t_i die mittlere Laufzeit der Ionen und Z eine Größe, die sich aus der räumlichen Anordnung der Elektroden ergibt.

e) Verhalten der Vervielfacher in bezug auf die Proportionalität

Ebenso wie für die Photozellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt ist für die lichtelektrischen Vervielfacher die Frage nach der Proportionalität zwischen einfallender Lichtintensität und Vervielfacherausgangsstrom berechtigt. Proportionalität zwischen Vervielfacherausgangsstrom und Lichtintensität kann natürlich von vornherein dann nicht erwartet werden, wenn der auf die erste Sekundäremissionskathode fallende lichtelektrische Primärstrom der einfallenden Licht-

intensität nicht proportional ist. Zunächst muß also darauf geachtet werden, daß im lichtelektrischen Teil des Vervielfachers alle Bedingungen, die die Proportionalität gewöhnlicher Photozellen sicherstellen, auch hier erfüllt sind. Die hohen Ströme, die vor allem zwischen den letzten Vervielfacherstufen fließen, lassen nun, selbst unter der Voraussetzung, daß tatsächlich der auf die erste Sekundärkathode fallende Primärstrom der Lichtintensität proportional ist, nicht ohne besondere Prüfung die Proportionalität des Gesamtvervielfachers voraussetzen. Es könnten durch Raumladungseffekte Abweichungen auftreten, z. B. dadurch, daß die fokussierende Wirkung zerstört wird. Zwar wird man geneigt sein, im Sättigungsgebiet zu arbeiten; für hohe Verstärkung bei hohen einfallenden Lichtintensitäten ist jedoch nicht von der Hand zu weisen, daß die Sättigungsspannungen der letzten Stufen sowohl im Hinblick auf den Durchgriff als auch im Hinblick auf die Isolationsfrage unangenehm hoch liegen müssen. In der Tat sind oft Vervielfacher mit beträchtlichen Abweichungen von der Proportionalität beschrieben worden. Daß jedoch in großen Be-

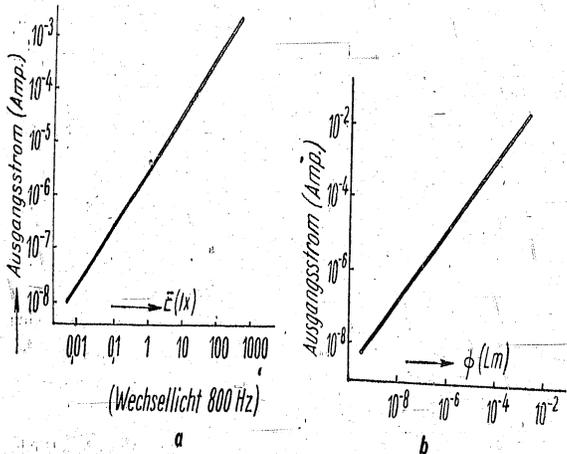


Abb. 87. Abhängigkeit des Vervielfacherausgangsstromes von der einfallenden Lichtintensität.

reichen einfallender Intensitäten auch Vervielfacher mit hinreichender Proportionalität im weißen Licht existieren, beweist die Abb. 87 a und b²²⁵). In Abb. 87 a erfolgt die Messung bis zu Ausgangsströmen von 10^{-3} A, in Abb. 87 b sogar bis 10^{-2} A.

f) Verhalten der Widerstandszellen

Für Photozellen mit innerem lichtelektrischen Effekt (Widerstandszellen) wird man entsprechend den Gesetzmäßigkeiten, die in den Abschnitten II, § 4 und VI, § 3 erwähnt sind, lediglich für den reinen Primärstrom Proportionalität zwischen Photostrom und einfallender Lichtintensität erwarten dürfen, gleichgültig, ob die angelegte Span-

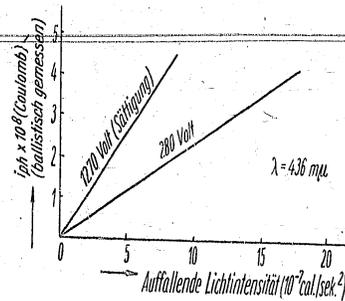


Abb. 88. Abhängigkeit des Primärstromes von der eingeschalteten Energie an Zinkblende.

nung zur Sättigung hinreicht oder nicht. In den Abb. 88 und 89 ist das bekannte Beispiel der Zinkblende (GUDDEN und POHL) angeführt. Abb. 88 zeigt, daß sowohl für Sättigungsspannungen als auch für eine Spannung unterhalb der Sättigung Proportionalität vorhanden ist, wenn Licht der Wellenlänge $436 \text{ m}\mu$ eingestrahlt wird, Abb. 89 hingegen, daß der Primärstrom zunächst linear mit der Feldstärke ansteigt und daß schließlich bei hohen Feldstärken die Sättigung unabhängig von der Wellenlänge des eingestrahlenen Lichtes eintritt. Ähnlich

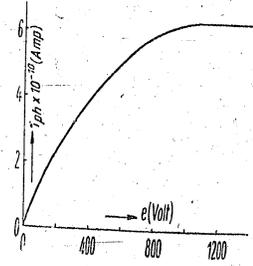


Abb. 89. Strom-Spannungskurve für Zinkblende.

liegen die Verhältnisse für rotes isolierendes Selen, auch hier Proportionalität und lineare Abhängigkeit von der Spannung für niedrige Spannungswerte (vgl. Abb. 90 und 91). Beide als Beispiel gewählte Substanzen, die Zinkblende und das rote Selen, sind als Material für technische Zellen unbrauchbar wegen der sehr geringen Primär- und

Sekundärströme. Die Zellenfertigung benutzt, wie in VI, § 3 und § 5 auseinandergesetzt ist, die graue und grauschwarze kristalline Modi-

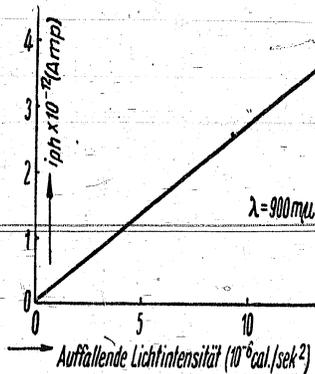


Abb. 90. Abhängigkeit des Primärstromes am roten isolierenden Se.

fikation des Selen und vor allem das Thalliumsulfid, beides Substanzen mit höchsten Sekundärströmen im formierten Zustand, für die daher Proportionalität zwischen Gesamtphoto-

strom und einfallender Lichtintensität von vornherein nicht auftreten kann. Als Beispiel ist in Abb. 92 die Abhängigkeit des Photostromes (Primär- + Sekun-

därstrom) von der einfallenden Lichtintensität einer handelsüblichen Selenzelle gewählt [vgl. Gleichung (66)], welches erkennen läßt, daß

a) die Proportionalität nicht erfüllt ist und daß b) ohne Belichtung ein beträchtlicher Dunkelstrom fließt. Es empfiehlt sich, die einfallende Intensität in Lux anzugeben, weil Zellen mit innerem lichtelektrischen Effekt (Widerstandszellen) auf punktförmig konzentriertes Licht anders ansprechen als auf solches, das über die ganze Zellenfläche gleichmäßig verteilt ist. Der

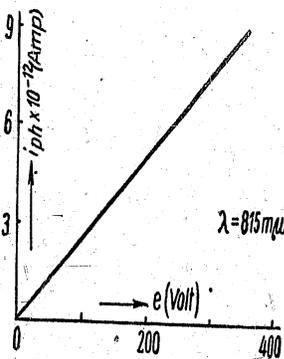


Abb. 91. Strom-Spannungskurve für rotes isolierendes Se.

ohne Belichtung fließende Dunkelstrom entspricht einem Dunkelwiderstand R_D bzw. einer Dunkelleitfähigkeit $1/R_D$. Bei Belichtung mit der Beleuchtungsstärke E zeigt die Zelle den Widerstand R_E bzw. die Leitfähigkeit $1/R_E$. Beide Widerstände, R_D und R_E , sind in Abb. 93 in Abhängigkeit von der angelegten Spannung wiedergegeben. Für den größten Teil aller technischen Widerstandszellen

ergibt sich nach BARNARD eine lineare Abhängigkeit zwischen R_D und $\log e$, wenn e die angelegte Spannung bedeutet.

Die Definition der Empfindlichkeit einer Widerstandszelle stößt wegen der Nichtproportionalität auf Schwierigkeiten. Man ist daher

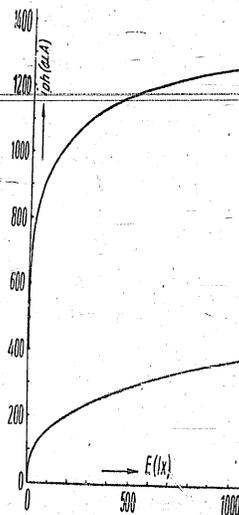


Abb. 92. Abhängigkeit des Photostromes von der einfallenden Intensität für zwei Typen technischer Selenwiderstandszellen.

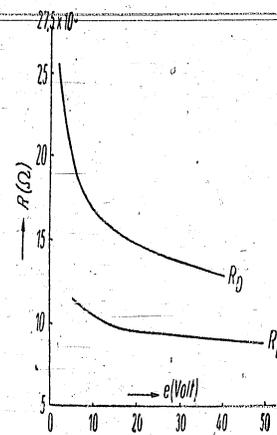


Abb. 93. Abhängigkeit des Dunkelwiderstandes R_D und des Widerstandes bei Belichtung R_E von der angelegten Spannung für eine technische Selenzelle (110 lx).

gezwungen, die Empfindlichkeit für eine bestimmte Beleuchtungsstärke, etwa 100 Lux, festzulegen, indem man die Differenz des Dunkelstromes und des Gesamtstromes bei 100 Lux bildet und den Quotienten aus Differenzstrom und Dunkelstrom als Maß für die Empfindlichkeit einer Widerstandszelle einführt. Zellen der gleichen Type lassen sich auf diese Weise gut untereinander vergleichen.

Zur Charakterisierung der Zellen verschiedener Typen untereinander wählt man am zweckmäßigsten eine Darstellung, wie sie in Abb. 94a und b gezeigt wird. Für verschiedene technische Widerstandszellen²²⁰, Selen- und Thalliumsulfidzellen, ist die Differenz der Leitfähigkeiten im Hellen und im Dunklen, $L = 1/R_E - 1/R_D$, über die einfallende Intensität E in Lux aufgetragen. Die in VI, § 3 durch

Gleichung (66) gegebene Beziehung schreibt sich dann

$$\frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_D} = C' E^a \text{ (nach BARNARD, } C' \text{ und } a \text{ Zellenkonstanten) (76a)}$$

und würde fordern, daß in einem zweifachlogarithmischen Koordi-

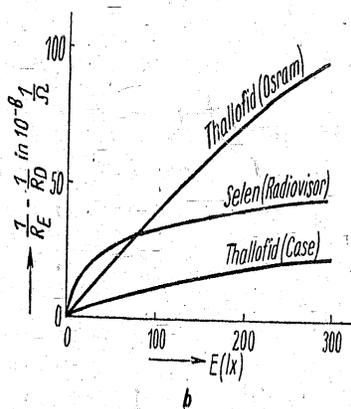
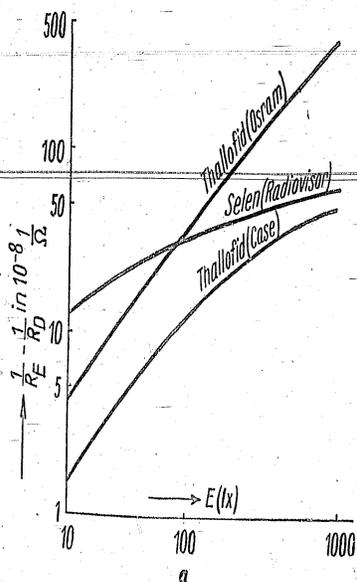


Abb. 94. Abhängigkeit der Differenz der Leitfähigkeiten im Hellen und im Dunkeln von der Beleuchtung.

natensystem [vgl. (94a)] für eine konstante Spannung gerade Linien entstehen. Man sieht bei Betrachtung der Abb. 94, daß die Gleichung (76a) in genügend eng begrenzten Beleuchtungsintervallen erfüllt ist, und

zwar besser für die Thalliumsulfid- als für die Selenzelle. Die Selenzellen zeigen dagegen für kleine einfallende Intensitäten sehr starke Änderungen der Leitfähigkeit und sind daher in diesem Bereich den Thalliumsulfidzellen überlegen, für höhere einfallende Intensitäten kehrt sich jedoch der Sachverhalt um. Besonders deutlich tritt die Sachlage zutage, wenn

durch graphische Differenzierung der Kurven aus Abb. 94 die Abhängigkeit dL/dE von der Beleuchtungsstärke E , also die Empfindlichkeitskurve, gewonnen wird. In Abb. 95 ist jeweils $dL/dE = f(E)$

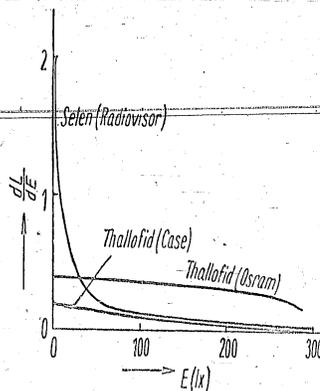


Abb. 95. Empfindlichkeitskurven für techn. Selen- und Thalliumsulfidwiderstandszellen.

für die gleichen Widerstandszellen wie in Abb. 94

eingetragen worden. Die Kurven in den Abb. 94 und 95 können als charakteristische Beispiele für alle Selen- und Thalliumsulfidwiderstandszellen angesehen werden.

In seltenen Fällen wird man bei der technischen Verwendung die Widerstandszellen mit Wechselspannung, am wenigsten mit Wechselspannung hoher Frequenz, betreiben (für die Forschung können jedoch auf diese Weise wertvolle Aufschlüsse über das Wesen der Leitfähigkeit und der lichtelektrischen Ströme gewonnen werden). Man hat dabei zu beachten, daß mit veränderter Frequenz des Wechselfeldes, aber bei gleicher Feldstärke, Änderungen des lichtelektrischen Stromes auftreten können. Beispielsweise zeigte eine hochohmige Cu_2O -Widerstandszelle (Leitfähigkeit $10^{-5} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) mit wachsender Frequenz zwischen 50 KHz und 10 MHz ein Absinken des lichtelektrischen Stromes um ein Fünftel seines ursprünglichen Betrages²²⁷⁾.

g) Verhalten der Sperrschichtzellen

Ein Charakteristikum der Sperrschichtzellen (auch Photoelemente genannt) besteht darin, daß sowohl der Photostrom als auch die Photo-

In II, § 5b wurde bereits auf den engen Zusammenhang zwischen Sperrschichtzelle und Gleichrichter hingewiesen. Man wird demnach erwarten können, daß die Sperrschichtzellen beim Anlegen äußerer

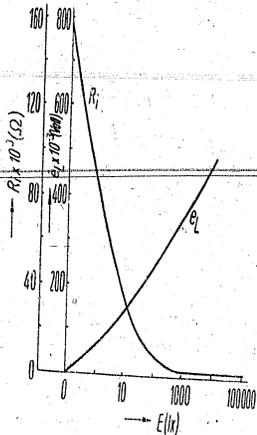


Abb. 99. R_i und e_L in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke.

Spannung eine Gleichrichtercharakteristik zeigen. Dies kann in der Tat der Fall sein, wie die Abb. 100 am Beispiel einer Selen-sperrschichtzelle zeigt. Die durch Kurve *b* dargestellte Strom-Spannungsabhängigkeit zeigt den unipolaren Charakter der Sperrschicht. Wird die Zelle belichtet (im Beispiel mit 550 Lux), so kann sich bei größerem Vorwiderstand die Belichtung in einer Spannungsänderung oder bei verschwindendem Vorwiderstand in einer Stromänderung auswir-

ken²³¹). Es ergibt sich die Kurve *a*, die die Strom-Spannungsabhängigkeit im belichteten Zustand darstellt. Trägt man einmal die durch die Belichtung hervorgerufene Spannungsänderung Δe und zum anderen die Stromänderung Δi über e auf, so ergeben sich die Kurven *c* bzw. *d*, woraus man ersieht, in welchen Bereichen Δe und Δi positiv und in welchen sie negativ sein müssen. Der Schnittpunkt der Kurve *a* mit der Ordinate ergibt den Kurzschlußstrom i_K , hingegen mit der Abszisse die Leerlaufspannung e_L . Der Grund hierfür liegt darin, daß sich immer die Kurve *a* ergibt, gleichviel, ob mit größerem oder verschwindendem Vorwiderstand gemessen wird. Der Vollständigkeit halber wird

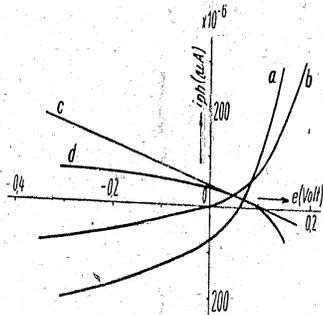


Abb. 100. Strom- bzw. Spannungsänderung durch Belichtung (für Kurve *c* gilt anderer Ordinatenmaßstab).

noch in Abb. 101 der Einfluß verschiedener Beleuchtungsstärken auf den Verlauf der Kennlinie wiedergegeben.

Für das Verständnis der inneren Vorgänge in einer Sperrschichtzelle ist es oftmals zweckmäßig, sich an Hand eines Ersatzschemas

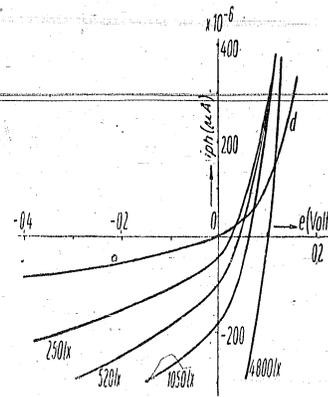


Abb. 101. Einfluß der Beleuchtungsstärke auf den Verlauf der Kennlinien.

zu orientieren. Offenbar kann man der Zelle eine konstante EMK e zuschreiben, die durch einen belichtungsabhängigen Widerstand R_z (R_z proportional der Beleuchtungsstärke E gesetzt, also $R_z = kE$) einen Strom $i + J$ schiebt, wobei sich i als Rückstrom über den Zellenwiderstand R_i und J als Strom über den äußeren Widerstand R bemerkbar macht²³²). Durch Anwendung der Kirchhoffschen Gesetze ergibt sich in einfacher Weise

$$\frac{1}{J} = \frac{k}{e} \left(1 + \frac{R}{R_i} \right) \frac{1}{E} + \frac{R}{e} \quad (76b)$$

Die experimentelle Auswertung der Beziehung (76b) führt zu interessanten Ergebnissen, die insbesondere für die heterochrome Photometrie mit Sperrschichtzellen von Bedeutung sind.

h) Verhalten der Lichtdetektoren und Bleiglanznetzellen

Es liegt in der Natur des Effektes, daß die Kennlinien der Lichtdetektoren und Bleiglanznetzellen (VIII) denen der Sperrschichtzellen gleichen. Danach besteht für geringe Beleuchtungsstärken Pro-

portionalität zwischen Kurzschlußstrom und Beleuchtungsstärke. Für höhere Beleuchtungsstärken geht die Proportionalität verloren. Ebenso ist der Charakter der Strom-Spannungskennlinien mit und ohne Belichtung der gleiche.

§ 2. Konstanz bzw. Inkonzanz und Lebensdauer

Die beiden Eigenschaften, Konstanz bzw. Inkonzanz und Lebensdauer, sind insofern recht schwierig zu fassen, weil sie a) von einer Mehrzahl von Parametern abhängig sind, und b) weil für eine Anwendung das Verhalten einer Zelle als hinreichend konstant angesehen werden kann, während die gleiche Zelle für einen anderen Anwendungszweck wegen Inkonzanz nicht brauchbar sein könnte. Es sind also schon die Forderungen nach hinreichender Konstanz der Empfindlichkeit, und zwar sowohl der spektralen als auch der Gesamtempfindlichkeit, und nach ausreichender Lebensdauer nicht einheitlich. Neben der zeitlichen Konstanz der Empfindlichkeit muß außerdem noch die räumliche Konstanz, das ist die von Ort zu Ort der lichtempfindlichen Fläche wechselnde Empfindlichkeit, in Rechnung gesetzt werden.

a) Die „klassische Ermüdung“ der Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt

Für die Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt hat in den Jahren nach der Entdeckung des Effektes die Frage nach der „Ermüdung“ eine besondere Rolle gespielt. Unter „Ermüdung“ der Zelle wurde die Änderung ihrer Empfindlichkeit mit der Zeit verstanden. Es hat sich mit der Verbesserung der vakuumtechnischen Hilfsmittel bald gezeigt, daß die „Ermüdung“ durch den Einfluß einer Gasbeladung auf die lichtelektrische Emission der metallischen Kathode hervorgerufen wird (vgl. hierzu die Bemerkungen über den Einfluß der Gasbeladung in IV, § 2g und über die Austrittsarbeit in II, § 2), daß also nicht etwa bei gleichbleibenden Emissionsbedingungen der lichtelektrische Effekt mit der Zeit ab- oder zunehmen kann. Die Kathode behält ihre Emissionseigenschaften prinzipiell bei. Die Forderung der absoluten Konstanz der lichtelektrischen Empfindlichkeit kann also von einer Zelle mit äußerem lichtelektrischen Effekt erfüllt werden, wenn man eine hochentgaste metallische Kathode und eine ebenfalls hochentgaste Anode verwendet und mit besten vakuum-

technischen Mitteln die Evakuierung und die Entgasung des Zellenkörpers vornimmt, so daß nach dem Abziehen der Zelle von der Pumpe keine Gasreste mehr aus der Anode und dem Zellenkörper ausbrechen können. Allerdings wird der Vorteil der absoluten Konstanz der Empfindlichkeit mit einigen Nachteilen erkauft. Einmal haben rein metallische Kathoden nur eine geringe Gesamtempfindlichkeit, und zum anderen liegen die langwelligen Grenzen im sichtbaren (Alkalimetalle) bzw. ultravioletten Spektralbereich (Tab. 3, IV, § 2b). Trotzdem wird auch eine derartig hochentgaste Zelle nur für eine begrenzte Zeitdauer ihre Eigenschaft, die absolute Konstanz der Empfindlichkeit, beibehalten. Durch allmähliche Diffusion von Gasen durch die Glaswände sowie durch die Kathoden- und Anodenzuleitungen wird im Laufe der Zeit eine Gasbeladung der Kathode oder wenigstens die Adsorption von Gasatomen an der Kathodenoberfläche möglich werden.

b) Alterung und Lebensdauer der Alkalizellen

Wenn schon für die Zellen mit metallischen Kathoden nur unter Anwendung äußerster Vorsichtsmaßregeln die Konstanz erzielt werden kann, so wird man für Zellen mit zusammengesetzten Kathoden bzw. mit dünnen Schichten (IV, § 3 und § 4) von vornherein absolute Konstanz nicht erwarten. Zwar kann man durch scharfe Entgasungsvorschriften und lange Formierzeiten in der Größenordnung von mehreren Stunden bis zu mehreren Tagen Zellen mit konstanten Eigenschaften herstellen, die für den größten Teil aller Anwendungsgebiete bereits genügen, jedoch liegt es in der Natur der zusammengesetzten Schichten, daß eine absolute Konstanz nicht erzielbar ist. Um in das schwer zu überblickende Gebiet der zeitlichen Inkonzanz zusammengesetzter Kathoden einige Systematik zu bringen, sei unterschieden zwischen a) Alterungserscheinungen, die nicht reversibel sind und sich über längere Zeitperioden, etwa von Monaten, erstrecken²³³, und b) Ermüdungserscheinungen, die reversibel verlaufen und oft, nachdem die Belastung aufgehoben worden ist, nur Minuten oder Stunden andauern. Die Alterungserscheinungen lassen sich auf ein erträgliches Maß durch die bereits erwähnte verlängerte Formierzeit herabsetzen, weil dadurch ein stabilerer Endzustand der zusammengesetzten Schicht schon wäh-

rend des Pumpprozesses erreicht wird. Durch geeignete Wahl des Glases für den Zellenkörper kann man außerdem die allmähliche Diffusion von Gasen, die die Emission beeinträchtigen können, so stark herabsetzen, daß im Mittel mit einem Abfall der Empfindlichkeit von 20% des Anfangswertes pro Jahr gerechnet werden kann.

Als maximale Strombelastung kann man für Vakuum- und gasgefüllte Zellen etwa den Wert von $0,5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ annehmen. Dieser Wert soll lediglich als Richtwert gelten. Für die stabileren und gleichmäßigeren Legierungsschichten kann beispielsweise ohne wesentliche Beeinträchtigung der Lebensdauer auch der doppelte Wert angenommen werden.

Aus dem zu erwartenden Abfall, den eine Zelle in einem Jahr erleidet, läßt sich ungefähr die Lebensdauer für eine ins Auge gefaßte Anwendung bestimmen. Darf z.B. die Empfindlichkeit einer Zelle nicht unter 20% ihres Anfangswertes sinken, ohne die Funktion des lichtelektrischen Gerätes zu gefährden, so beträgt die Lebensdauer der Zelle ein Jahr. Anomale Belastungen, etwa hohe Lichtströme und hohe Spannungen (Größenordnung 1000 V), können einen sofortigen Empfindlichkeitsabfall bis zu 50% der Anfangsempfindlichkeit nach sich ziehen, der nicht mehr rückgängig zu machen ist. Offenbar werden dadurch bleibende Änderungen im Aufbau der Kathodenschicht hervorgerufen.

c) Veränderung der spektralen Verteilung mit der Zeit

Die spektrale Verteilung zusammengesetzter, mit Sauerstoff sensibilisierter Kathoden ist außerordentlich stark von der Menge des Sauerstoffes abhängig, der vor und während des Formierprozesses auf die Schicht einwirken kann. Um kontrollierbare Verhältnisse zu erhalten, wird man versuchen, den Sauerstoff vor Beginn des Formierprozesses geregelt einwirken zu lassen, d. h. eine geregelte Oxydation durchzuführen, und verhindern, daß während des Formierprozesses restlicher Sauerstoff schädlich und unkontrollierbar die Schichteigenschaften beeinflusst. Andernfalls lagern sich in den obersten Schichten Sauerstoffatome (bei schlechten Vakuumverhältnissen auch andere Restgasatome) an, so daß eine spektrale Verteilung erzielt wird, die vor allem bei stärkeren Belastungen

im Dauerbetrieb durch die Diffusion der Restgasatome ins Innere der Schicht Verlagerungen erleiden kann. Beispielsweise beobachtet man an Legierungskathoden besonders dann Verschiebungen des langwelligen Maximums im Dauerbetrieb nach kürzeren Wellen, wenn das langwellige Maximum zunächst durch den Einfluß von Sauerstoffspuren in der ersten Oberflächenschicht über $500 \mu\mu$ lag und durch nachträgliche Diffusion der Sauerstoffatome ein Gleichgewichtszustand erreicht wurde, der sich dadurch auszeichnet, daß nunmehr die Sauerstoffreste in der ganzen Schicht verteilt sind und in ihrer Konzentration nicht mehr genügen, das langwellige Maximum über $500 \mu\mu$ zu halten. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Kathode ein derartig instabiles Verhalten aufweist, wird um so geringer sein, je länger der Formierprozeß andauerte, d. h. je mehr die Möglichkeit bestand, bereits an der Pumpe den stabilen Endzustand zu erreichen. Es ist noch nicht einwandfrei erwiesen, ob außerdem durch Umkristallisation oder durch eine andere Art der Schichtumlagerung geringfügige Verschiebungen der spektralen Verteilung, insbesondere bei Legierungskathoden, möglich sind. Man erkennt jedenfalls an den Beispielen, daß Zellen mit starken Alterungserscheinungen vornehmlich dann erhalten werden, wenn in der Fertigung nicht genügend auf einen einwandfreien Formierprozeß geachtet worden ist.

d) Reversible Ermüdung der Alkalizellen

Die reversiblen Ermüdungserscheinungen treten am stärksten an gasgefüllten Zellen mit zusammengesetzten Kathoden auf. Durch den Aufprall der positiven Ionen auf die Kathode wird die Kathodenoberfläche mehr oder minder stark verändert. Wenn auch die Alkaliatome durch starke Adsorptionskräfte an der Kathodenoberfläche festgehalten werden, so kann doch ein heftiges Ionenbombardement besonders die Schichten schädigen, bei denen infolge ihres Aufbaues nicht genügend Alkaliatome im Innern der Schicht zur Verfügung stehen, um an der Oberfläche abgetrommelte Alkaliatome zu ersetzen. Dies gilt in starkem Maße für Schichten des Aufbaues $[\text{Ag}]-\text{O}$, Cs und $[\text{Ag}]-\text{Cs}_2\text{O}-\text{Cs}^{284}$. Es ist nach diesen Betrachtungen zu erwarten, daß sich eine Glimmentladung, wenn auch nur kurzzeitig betrieben, immer ungünstig auf die Konstanz einer Zelle auswirken muß. Sofern

f) Alterung und Lebensdauer der Widerstandszellen

Auch für Widerstandszellen muß zwischen Alterungs- und Ermüdungserscheinungen unterschieden werden. Die Alterung macht sich durch eine außerordentlich rasch verlaufende Änderung der Empfindlichkeits- und Dunkelwiderstandswerte in den ersten Tagen nach der Herstellung bemerkbar. Die späterhin verbleibenden Änderungen sind sehr viel geringfügiger. Selenwiderstandszellen zeigen einen Anstieg ihrer Empfindlichkeit und ihres Dunkelwiderstandes R_p , der in den ersten Tagen so rasch erfolgt, daß oft von einem Reifungsprozeß, dem sich erst der eigentliche Alterungsprozeß anschließt, gesprochen wird. Die Lebensdauer der Widerstandszelle ist, wenn die Strombelastung nicht über ein normales Maß hinausgegangen ist, so daß plötzlich Kurzschlüsse bleibende Strombrücken hervorrufen, bestimmt durch äußere Einflüsse, wie Feuchtigkeit, Gase, Dämpfe u. a. Offenbar führen elektrolytische Erscheinungen in der Schicht von Selenwiderstandszellen ebenso wie von Selen-Tellurzellen zur Bildung von Selenoxyden, und zwar auch dann, wenn die Zellen im Vakuum angeordnet sind. Allerdings schreitet in letzterem Fall der Verfallsprozeß, wie auch zu erwarten ist, sehr viel langsamer fort.

g) Reversible Ermüdung der Widerstandszellen

Die reversiblen Ermüdungserscheinungen sind bei Widerstandszellen wohl zu unterscheiden von der Trägheit, die die Zellen wegen der Sekundärströme besonders stark anderen Zellen gegenüber (X, § 4d) zeigen. Selenwiderstandszellen weisen bei Belichtung im allgemeinen in den ersten zwei Minuten einen Anstieg des Photostromes auf. Nach Überschreiten eines Maximums fällt der Photostrom oft unter den Anfangswert wieder ab. Selen-Tellurzellen unterscheiden sich von den Selenzellen dadurch, daß das Ermüdungsmaximum erst in einem späteren Zeitpunkt überschritten wird. Die Ermüdung erfolgt bei allen Zellentypen um so schneller, je höher die Beleuchtungsstärke, die Spannung und die Temperatur sind. Die Inkonzanz der Widerstandszelle, hervorgerufen durch die Ermüdungserscheinungen, ist für die Anwendung deswegen sehr viel bedenklicher als bei den anderen lichtelektrischen Organen, weil 1. das Erreichen des Ermüdungsendzustandes sehr viel länger dauert als in allen anderen Fällen und 2. mit

dem Absinken des Photostromes der Dunkelstrom bei fast allen Widerstandszellen steigt. Der in seiner Größe von vornherein unbeliebte Dunkelstrom wird, je höher er liegt, um so eher die normale Strombelastung der Zelle bei Belichtung begrenzen. Als Richtwert für die normale Strombelastung von Widerstandszellen sei ein Wert zwischen 2 und $5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ je nach der Zellenart gegeben.

Eine in neuester Zeit beobachtete Erscheinung an Widerstandszellen*) kann zur Erklärung der reversiblen Ermüdung dieser Zellenart ins Feld geführt werden. Wird an eine vollkommen erholte Widerstandszelle eine Wechselfeldspannung angelegt, so wird, falls das System symmetrisch aufgebaut ist, keinerlei Gleichrichterwirkung beobachtet. Anders verhält sich die Zelle, wenn sie vorher mit Gleichspannung belastet war. Sie wird zu einem Gleichrichter und liefert bei Belichtung ohne Vorspannung eine selbständige EMK. Nach einer Zeit, die in der Größenordnung der Erholungszeit ermüdeter Widerstandszellen liegt, ist der Gleichrichtereffekt wieder verschwunden. Es sei die Richtung des Elektronenflusses an einer Selenwiderstandszelle, gleichgültig, ob eine Draht-, Kondensator-, Kamm- oder Flächenzelle vorliegt, beschrieben. Zunächst wird an die erholte Zelle (vgl. Abb. 10) eine Gleichspannung angelegt. Die Elektronen fließen von der Elektrode Ka über den Halbleiter H zur Elektrode An . Nach einer Zeit von wenigen Sekunden oder Minuten wird die Batterie aus dem Stromkreis entfernt und unter Belichtung der Zelle ein Elektronenfluß vom Halbleiter H zur Elektrode Ka , also in umgekehrter Richtung, beobachtet. Es ist demnach an der Grenze zwischen Ka und H eine Schicht mit unipolarer Leitfähigkeit entstanden. Der gleiche Versuch mit ungeladener Batterie zeigt, daß nunmehr die Sperrschicht zwischen H und An entsteht. Die Größe des Sperrschichtphotoeffektes, der auf diese Weise erzielt wird, liegt etwa zwei Größenordnungen unter der normalen Sperrschichtzellen. Der maximale Sperrschichteffekt wird um so schneller erzielt, je größer der Elektronenstrom ist, der durch die erholte Zelle geschickt wird. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Elektronenstrom vom reinen Dunkelstrom oder vom Dunkelstrom und

*) Unveröffentlichte Messungen des Verfassers mit W. LANG (auf ähnliche Beobachtungen, als Polarisationserscheinungen bezeichnet, machten 1927 auch RANKINE und AVERY aufmerksam).

einem zusätzlichen Photostrom gebildet wird. Niedrige Beleuchtungsstärken sind, weil der Dunkelstrom dabei in den meisten Fällen einen großen Prozentsatz des Gesamtstromes ausmacht, ohne Einfluß auf die Größe des Sperrschichteffektes. In der Tat bemerkt man erst mit Beleuchtungsstärken oberhalb 2000 Lux einen Einfluß auf den Effekt. Hochohmige Zellen zeigen den Effekt in stärkerem Maße als niederohmige. Es scheint, als sei mit der beobachteten Erscheinung ein weiterer Zusammenhang zwischen Widerstands- und Sperrschichtzellen gefunden.

b) Lebensdauerfragen und Alterung der Sperrschichtzellen

Die Unterscheidung zwischen irreversiblen Alterungs- und reversiblen Ermüdungserscheinungen hat auch für Sperrschichtzellen die Frage nach der Konstanz bzw. Inkonzanz der Zellen klargestellt, soweit es die quantitative Feststellung und nicht die Erklärung der Inkonzanz betrifft.

Sowohl Selen- als auch Thalliofidspererschichtzellen altern. Der Alterungsvorgang wirkt sich in vielen Fällen in einer Abnahme der Gesamttempfindlichkeit aus, während in einigen Fällen eine geringfügige Steigung beobachtet wird. Nach dem Abfall der Gesamttempfindlichkeit um etwa 25% im Höchstfalle bzw. dem Anstieg um wenige Prozent vom ursprünglichen Wert in einer Zeit von 50 bis 100 Tagen (gültig für Selenpererschichtzellen) wird gewöhnlich ein stabiler Endwert erreicht. Thalliofidspererschichtzellen altern nach den bisherigen Erfahrungen viel stärker als Selenpererschichtzellen. Ob die Zellen während ihrer Alterung belichtet werden oder nicht, hat auf den Alterungsprozeß keinen merkbaren Einfluß, so lange nicht übermäßig hohe Beleuchtungsstärken (über 10000 Lux) einwirken. Die Alterungserscheinungen sind vermutlich auf eine chemische Änderung der Halbleiterschicht zurückzuführen. Jedenfalls kann die Inkonzanz der Empfindlichkeit durch Einbau der Zellen in Vakuumgefäße oder in mit inertem Gas gefüllte Kolben wesentlich herabgedrückt werden. Werden die Zellen außerdem mit äußerer Spannung belastet, so geht der Alterungsprozeß schneller vor sich (auf diese Weise ist eine künstliche Alterung möglich). Hohe Spannungsbelastungen setzen allerdings die Lebensdauer wesentlich herab, außerdem besteht Durch-

schlagsgefahr. Die Alterungserscheinung kann sich auch auf die spektrale Verteilung von Selenpererschichtzellen auswirken, und zwar in der Weise, daß diese rotempfindlicher werden. Die gesamte spektrale Verteilung ist dann um einige $m\mu$ nach dem Rot zu verschoben²³⁷).

i) Reversible Ermüdung der Sperrschichtzellen

Die reversible Ermüdung, besonders an Selenpererschichtzellen untersucht, zeigt einige unerwartete Erscheinungen²³⁸). In bezug auf den zeitlichen Verlauf der Ermüdung ist lediglich zu sagen, daß beim Beginn der Belichtung der Photostrom häufig zunächst ansteigt und dann über ein Maximum gehend einem Endwert zustrebt. Ein großer Teil der Zellen zeigt jedoch kein Ermüdungsmaximum, sondern sofort einen langsamen Abfall bis auf den Endwert. Das Maximum wird, falls also ein Zellentyp mit Ermüdungsmaximum zugrunde liegt, nach etwa 0,5 bis 1 min, der Endwert hingegen nach ~ 15 bis 30 min erreicht. Die Erholung erfolgt nach mehrstündiger Dunkelpause. Man vergleiche das ähnliche, jedoch weit ausgeprägtere Verhalten von Selenwiderstandszellen. Der Ermüdungseffekt ist ausgesprochen von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes abhängig²³⁹). Mit größerer Beleuchtungsstärke wird die Ermüdung größer, für höchste Beleuchtungsstärken wird die Ermüdung jedoch unabhängig von der Beleuchtungsstärke. Auffällig ist weiterhin, daß die Ermüdung für schräg auffallendes Licht kleiner als für senkrecht auffallendes sein kann.

Die etwas verwickelten Ermüdungserscheinungen an Selenpererschichtzellen lassen sich offensichtlich vereinfacht darstellen²⁴⁰), wenn man unter Benutzung der Beziehung (76b) den reziproken Wert des Photostromes $\frac{1}{j}$ über den reziproken Wert der Beleuchtungsstärke $\frac{1}{E}$ aufträgt. Nach (76b) ergibt sich eine Gerade, deren Neigung sich je nach der Vorbelastung der Zelle durch Belichtung (also bei Ermüdung) ändert. Die Größe des Ordinatenabschnittes hängt von der Größe des äußeren Widerstandes R ab.

k) Vergleichende Betrachtung

Für alle lichtelektrischen Organe, sofern sie technisch von Bedeutung sind, ergibt sich also, daß eine absolute Konstanz der Empfindlichkeit mit der Zeit nicht erwartet werden darf. Es empfiehlt sich

daher in den Fällen, in denen entsprechend der Anwendung bestimmte Forderungen an die Konstanz gestellt werden müssen, die zur Verwendung gelangende Zelle individuell auf ihr Verhalten zu überprüfen. Scharfe Bedingungen in bezug auf die Konstanz erfüllen immer noch am ehesten die Photozellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt, während die Sperrschicht- und die Widerstandszellen schlechter reproduzierbare Werte ergeben. Die stärksten Ermüdungs- und Alterungserscheinungen weisen die Widerstandszellen auf. Muß man im äußersten Ultrarot (etwa 2 bis 3 μ) arbeiten, bleibt allerdings nur übrig, die Bleisulfidwiderstandszellen oder die Bleiglanznetzzellen anzuwenden. Man ist also gezwungen, im Ultraroten (bis $\sim 5 \mu$, vgl. VI, § 6) die Bleisulfidwiderstandszellen zu benutzen, weil keine andere Zellenart existiert, die bis in dieses Gebiet hinein Empfindlichkeit zeigt.

§ 3. Temperaturabhängigkeit

Von einer Temperaturabhängigkeit der lichtelektrischen Wirkung sollte nur dann gesprochen werden, wenn sich die Abhängigkeit als reversibel herausstellt. Für alle lichtelektrischen Zellen ergibt sich daher von vornherein die Folgerung, daß die Temperaturabhängigkeit der lichtelektrischen Wirkung nicht bis in das Gebiet der Formiertemperaturen verfolgt werden darf. Anderenfalls werden Abhängigkeiten beobachtet, die sich auf veränderten Gasgehalt, auf Modifikationsänderungen, auf Verdampfungserscheinungen u. ä. zurückführen lassen. Für die Praxis bedeutet eine Temperaturbeanspruchung, die irreversible Veränderungen hervorruft, eine Begrenzung der Lebensdauer der Zelle.

a) Temperaturabhängigkeit der Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt

Es sei zunächst untersucht, wie der äußere lichtelektrische Effekt von der Temperatur abhängt. Daß die Elektronen entsprechend ihrer thermischen Zusatzenergie für eine Temperatur $T \neq 0^\circ K$ bereits bei Aufnahme eines Energiequants $h\nu < h\nu_0$ auszutreten vermögen, wurde bereits in II, § 3d erwähnt und bildet den Ausgangspunkt der FOWLERschen Theorie. Man wird daher den Temperatureinfluß auf die Elektronen nahe der langwelligen Grenze λ_0 erwarten. Das experimentelle Ergebnis zeigt Abb. 23 (IV, § 2). Während für $\lambda \ll \lambda_0$ die thermische Zusatzenergie der Elektronen die spektrale Verteilung

offenbar nicht mehr merklich beeinflussen kann, sollte sich eine durch Temperaturänderung hervorgerufene Änderung der optischen Eigenschaften der Metalloberfläche bzw. des Trägermetalls gerade für kürzere Wellenlängen bemerkbar machen. Dies ist in der Tat für reine Metalle öfter beobachtet worden und äußert sich darin, daß sich die spektralen Verteilungen, die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen werden, bei einer Wellenlänge $\lambda \ll \lambda_0$ schneiden. Die bei tieferer Temperatur gewonnene Kurve weist also einen steileren Anstieg auf als die bei höherer Temperatur erhaltene²⁴¹). Für zusammengesetzte Kathoden kommt schließlich noch hinzu, daß die an der Oberfläche der Kathode adsorbierten Dipole von der Temperatur beeinflusst werden können. Für einfache Adsorptionsschichten, Ba auf Ni, ist dieser Temperatureinfluß nachgewiesen worden²⁴²). Während sich das Emissionsvermögen kompakter Ba-Schichten in einem Temperaturintervall zwischen 100 und 400°C als unabhängig von der Temperatur erweist, zeigen Adsorptionsschichten (Ba auf Ni) im gleichen Temperaturbereich mit zunehmender Kathodentemperatur eine Abnahme der Empfindlichkeit. Allerdings sind alle Änderungen der Empfindlichkeit, die durch Temperaturänderungen hervorgerufen werden, so gering, daß man für die praktische Verwendung der Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt von einer Temperaturunabhängigkeit in einem Intervall von -40 bis $+80^\circ C$, das ist etwa der Bereich, in dem eine praktische Anwendung in Frage kommt, sprechen darf. Mit einiger Sicherheit kann man die modernen Kathoden, also die Cäsiumoxyd- und die Legierungskathoden, im Gebiet zwischen -40 und $+50^\circ C$ als temperaturunabhängige lichtelektrische Schichten betrachten. Höhere Temperaturen als $\sim 50^\circ C$ führen für zusammengesetzte Kathoden zu irreversiblen Änderungen der Schichten, oft sogar zur vollständigen Zerstörung.

b) Temperaturabhängigkeit der Vervielfacher

Für die lichtelektrischen Vervielfacher müßten sich die gleichen Verhältnisse hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit wie für Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt ergeben, wenn sich die Sekundäremission als unabhängig von der Temperatur erweise. Dies ist in der Tat der Fall. Die Austrittsenergie der Sekundärelektronen liegt in der

Größenordnung von 10 Elektronenvolt (vgl. II, § 2, Abb. 15), so daß die zusätzliche Energie, die die Elektronen durch die thermische Bewegung erhalten, kaum in Erscheinung treten kann²⁴³). Lediglich beim Überschreiten des Curiepunktes und in der Umgebung des Schmelzpunktes und der allotropen Umwandlungspunkte scheinen Sprünge und Unstetigkeiten des Sekundäremissionskoeffizienten vorzukommen. Praktisch sind jedoch in Vervielfachern diese Unstetigkeiten gänzlich ohne Bedeutung, weil in Vervielfachern zusammengesetzte Sekundäremissionschichten und nicht reine Metallkathoden verwendet werden. Die zusammengesetzten Schichten zeigen jedoch, sofern ebenfalls der Temperaturbereich -40 bis $+50^{\circ}\text{C}$ nicht überschritten wird, in ihrem Sekundäremissionsvermögen keinerlei irreversible Temperaturabhängigkeit. Höhere Temperaturen können allerdings zu Zerstörungen führen, wenn man den Formiertemperaturen nahekommt.

c) Temperaturabhängigkeit der Widerstandszellen

Ganz anders liegen die Verhältnisse für die Widerstandszellen. Die Halbleiter, welche in erster Linie zur Herstellung technischer Zellen dienen, zeigen alle einen verhältnismäßig hohen Temperaturkoeffizienten des spezifischen Widerstandes, der unterschiedliche Werte annehmen kann, je nachdem, ob die Zelle belichtet oder nicht belichtet wird. Außerdem zeigt es sich, daß in gewissen Temperaturintervallen das Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten wechseln kann. Es gibt Selenzellen, deren Dunkel- und Helleitfähigkeiten bis zu tiefen Temperaturen abfallen. Dadurch jedoch, daß die Dunkelleitfähigkeit schneller abnimmt als die Helleitfähigkeit, steigt die Empfindlichkeit solcher Zellen mit fallender Temperatur. Eine zweite Gruppe von Selenzellen zeigt ein ganz anderes Verhalten. Letztere Gruppe zeichnet sich dadurch aus, daß von etwa 0°C nach höheren Temperaturen der Temperaturkoeffizient sowohl des Dunkel- als auch Hellwiderstandes negativ, jedoch nach niedrigeren Temperaturen positiv ist. Für den Dunkel- als auch für den Hellwiderstand wird demnach ein Maximum im Temperaturbereich um 0°C gefunden. Auch bei dieser Gruppe steigt mit abnehmender Temperatur die Empfindlichkeit der Zelle, weil unter 0°C die Helleitfähigkeit sehr viel stärker als die Dunkel-

leitfähigkeit mit der Temperatur zunimmt, jedoch für Temperaturen oberhalb 0°C mit steigender Temperatur umgekehrt die Dunkelleitfähigkeit stärker als die Helleitfähigkeit. Welcher Gruppe eine Selenzelle angehört und wie stark das Widerstandsmaximum ausgeprägt ist, wenn die Zelle der letzteren Gruppe angehört, hängt wohl in erster Linie vom Kristallisationszustand der Halbleiterschicht ab und außerdem davon, welche Anteile auf die beiden kristallinen Modifikationen entfallen.

In bezug auf ihre Empfindlichkeit besonders oberhalb 0°C erweisen sich die Selen-Tellur-Zellen als temperaturabhängiger, weil ihr Hell- bzw. Dunkelwiderstand zwischen 0 und 40°C nahezu temperaturunabhängig ist. Für Thallofiddzellen liegen die Verhältnisse insofern anders, als bei fallender Temperatur, etwa bis zur Temperatur der flüssigen Luft, der Dunkelwiderstand sowie der Hellwiderstand steigen, letzterer etwas stärker als der Dunkelwiderstand²⁴⁴). Die Empfindlichkeit ist von tiefen Temperaturen bis zur Zimmertemperatur aufwärts nahezu konstant und nimmt erst nach höheren Temperaturen beträchtlicher ab. Die Photoleitfähigkeit des Cu_2O , $\Delta\sigma$, nimmt bei Temperaturabnahme nach dem Gesetz

$$\Delta\sigma = a e^{\frac{u}{2kT}} \quad (76c)$$

zu, wenn unter u die Dissoziationsenergie eines Elektrons verstanden wird²⁴⁵).

Es liegt nach den bisherigen Ausführungen über die Temperaturabhängigkeit nahe, die Widerstandszellen im tiefgekühlten Zustand anzuwenden. Wie jedoch in X, § 4d ausgeführt ist, wird mit abnehmender Temperatur der Zellen ihre Frequenzabhängigkeit größer. Die Empfindlichkeitssteigerung ist demnach mit diesem Nachteil zu erkaufen.

Wenn Ultrarotzellen (PbS-, PbSe-Widerstandszellen oder Bleiglanznetzellen) im gekühlten Zustand für die Messung kleinster Strahlungsintensitäten Benutzung finden, so hat man auf den Einfluß der Umgebungsstrahlung ein Augenmerk zu richten. Durch Untersuchungen von WATTS²⁴⁶) wird gezeigt, daß die Leitfähigkeitsmessungen an PbS unter Vernachlässigung der Umgebungsstrahlung zu unrichtigen Werten führen können. Um den Vorteil der gesteigerten Empfindlichkeit

durch Kühlung der lichtempfindlichen PbS-Schicht voll ausnutzen zu können, muß eine technische Form gefunden werden, wobei die Schicht bis auf ein kleines Strahlungseintrittsfenster durch ein tiefgekühltes Außengehäuse geschützt ist. Man verhindert dadurch, daß die Differenz der Leitfähigkeiten im Hellen und im Dunklen durch die Umgebungsstrahlung vermindert wird.

d) Temperaturabhängigkeit der Sperrschichtzellen

Die Frage danach, ob auch der Sperrschichtphotoeffekt von der Temperatur abhängt, wird man deshalb sofort bejahend beantworten, weil, wie im Fall der Widerstandszellen, beim Aufbau der Sperrschichtzellen Halbleiter mit großem Temperaturkoeffizienten des spezifischen Widerstandes beteiligt sind. Man wird auch erwarten, daß der Photostrom (Kurzschlußstrom) in anderer Weise von der Temperatur abhängt als die Photospannung (Leerlaufspannung), weil der temperaturabhängige Widerstand der Halbleiterschicht den Photostrom beeinflusst, während die temperaturabhängigen Eigenschaften der Sperrschicht auch die Photospannung erfassen.

Die ersten Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit des Sperrschichtphotoeffektes erfolgten am Cu_2O ²⁴⁷⁾. Sie zeigten an Cu_2O -Hinterwand- und Vorderwandzellen die erwartete starke Temperaturabhängigkeit sowohl für den Photostrom als auch für die Photospannung. Der Zahlenwert des Temperaturkoeffizienten des Photostromes von Hinterwandzellen liegt im Temperaturbereich von -20 bis $+80^\circ\text{C}$ zwischen $-0,0086$ und $-0,0116$. Für Pt-bestäubte Vorderwandzellen hat der Temperaturkoeffizient des Photostromes im Temperaturbereich von -20 bis $+60^\circ\text{C}$ etwa den Wert $+0,001$. Von diesen Werten weichen die Werte der Temperaturkoeffizienten Au-, Ag- und Ni-bestäubter Zellen ab. Verwickelt werden die Verhältnisse dann, wenn Zellen benutzt werden, die den Vorder- und Hinterwandeffekt gleichzeitig zeigen, denn die beiden Effekte weisen Temperaturkoeffizienten mit entgegengesetztem Vorzeichen auf. Überdies verschiebt sich das Maximum, welches Cu_2O -Hinterwandzellen bei $615\text{ m}\mu$ besitzen, wie in VII, § 1 a bereits erwähnt ist, mit abnehmender Temperatur um $\sim 30\text{ m}\mu$, wenn die Temperatur von $+65$ auf -150°C absinkt.

Einen wesentlich geringeren Einfluß der Temperatur auf den Photostrom findet man an Selenperschichtzellen^{238) 248)}. Bei einer Temperatur von $\sim 15^\circ\text{C}$ weist der Photostrom ein flaches Maximum auf. Sowohl nach hohen als auch nach tiefen Temperaturen hin beträgt der absolute Wert des Temperaturkoeffizienten etwa $0,0003$. Ist der Außenwiderstand groß, so können wesentlich unübersichtlichere Verhältnisse eintreten. Es ist daher zweckmäßig, den Außenwiderstand niedrig zu halten (etwa $< 1000\text{ Ohm}$). Ein stärkerer Temperaturein-

fluß, der außerdem von der Beleuchtungsstärke abhängt, ist für die Leerlaufspannung nachweisbar (vgl. Abb. 102). Für sehr genaue Messungen ist zu beachten, daß im roten Teil der spektralen Verteilung mit ansteigender Temperatur (etwa zwischen $+15$ und $+40^\circ\text{C}$) eine Steigerung der Empfindlichkeit auftritt,

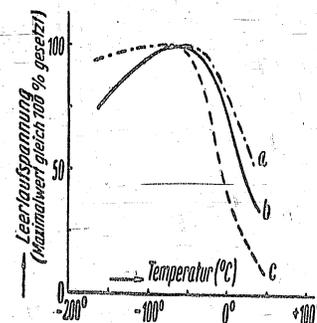


Abb. 102. Prozentuale Temperaturabhängigkeit der Leerlaufspannung einer Se-Sperrschichtzelle für Beleuchtungsstärken a) von 100 lx , b) von 10 lx und c) von 1 lx .

wie es auch oft an Selenwiderstandszellen zu beobachten ist²⁴⁹⁾. Im roten Teil besitzt der Photostrom in dem angegebenen Temperaturbereich einen schwach positiven, hingegen im übrigen Teil der spektralen Verteilung einen negativen Temperaturkoeffizienten.

Die Abhängigkeit des Photostromes einer Thalliumsulfid-Sperrschichtzelle von der Temperatur verläuft in der Weise, daß bis zu einer Temperatur, die zwischen -5 und -45°C liegen kann, ein Anstieg des Photostromes beobachtet wird. Nach Überschreiten einer Maximalempfindlichkeit vermindert sich der Photostrom fortgesetzt bis herab zu Temperaturen von -180°C .

Bemerkenswert ist, daß die Photo-EMK der Gooschen Sperrschichtzellen (vgl. VII, § 5) im Bereiche von etwa -180°C bis $+50^\circ\text{C}$ als praktisch unabhängig von der Temperatur angesehen werden kann. Im Bedarfsfalle dürfte sich daher die Entwicklung einer technischen Zelle mit CdS -Phosphor als Halbleiterschicht lohnen.

e) Temperaturabhängigkeit der Bleiglanznetzzellen

Auch die Bleiglanznetzzellen, also Zellen aus natürlichen Kristallen, zeigen verständlicherweise eine starke Temperaturabhängigkeit ihres Widerstandes. Man kann daher auch diese Zellen im tiefgekühlten Zustand zur Messung benutzen mit dem Vorteil einer beträchtlichen Empfindlichkeitssteigerung. Normale Bleiglanznetzzellen weisen bei Zimmertemperatur Empfindlichkeiten von $\sim 10 \text{ mV/lm}$ auf, die sich bei Kühlung mit flüssiger Luft ungefähr auf das 100fache steigern lassen.

f) Vergleichende Betrachtung

Die wichtigste Folgerung, die sich aus dem Abschnitt über die Temperaturabhängigkeit für die Anwendung der lichtelektrischen Zellen ergibt, ist die, daß Widerstandszellen und Sperrschichtzellen, die in breiteren Temperaturintervallen Verwendung finden sollen, auf ihre Temperaturabhängigkeit überprüft werden müssen, wenn nicht von vornherein ersichtlich ist, daß überschlagsmäßig die Änderung der lichtelektrischen Eigenschaften zu keiner Betriebsstörung des lichtelektrischen Gerätes führt.

§ 4. Frequenzabhängigkeit

Der lichtelektrische Primärakt, d. h. die Übertragung der Energie eines einfallenden Lichtquants auf ein Elektron, vollzieht sich sicher in einer Zeit $< 10^{-9}$ sek. Wenn jedes der abgelösten Elektronen sofort, also trägheitslos, nachzuweisen wäre, könnte Wechsellicht bis zu einer Frequenz, deren reziproker Wert in die Größenordnung der Ablösezeit kommt, trägheitsfrei in Stromschwankungen umgesetzt werden, wobei die Modulationstiefe des lichtelektrischen Stromes der des Lichtstromes entspräche. Es ist zu untersuchen, wieweit die lichtelektrischen Organe trägheitsfrei arbeiten und welche Frequenzcharakteristik oder Frequenzabhängigkeit sie besitzen. Eine Frequenzcharakteristik gibt einen Überblick darüber, wieweit eine Zelle den Lichtmodulationen nieder- und hochfrequenter Art zu folgen vermag. Es wird also der Photostrom in Abhängigkeit von der Frequenz der intermittierenden Belichtung festgestellt, wobei die Zellenspannung jeweils konstant gehalten wird.

a) Frequenzabhängigkeit der Vakuumzellen

Am ehesten wird man die Trägheitsfreiheit von den Vakuumphotozellen erwarten. In der Tat könnte nur die Kapazität der Zelle eine Frequenzabhängigkeit hervorrufen. Bis zu Frequenzen von einigen 100 kHz ist jedoch wegen der Kleinheit der Zellenkapazität keine merkbare Frequenzabhängigkeit zu beobachten. Eine natürliche Grenze ist der Trägheitslosigkeit durch die Geschwindigkeit der Elektronen gesetzt, mit der sie den Raum zwischen den Elektroden durch-eilen. Es muß daher darauf gesehen werden, daß die Elektronengeschwindigkeiten bei vorgegebenen Elektrodenabständen genügend groß sind. In Vakuumzellen können die Elektronen durch Zusammenstöße keine Herabsetzung ihrer Geschwindigkeiten erleiden, so daß für normale Vakuumzellen, wenn die Frequenz des einfallenden Lichtes noch nicht mit den Elektronenlaufzeiten vergleichbar ist, die Elektronengeschwindigkeiten immer hinreichen, um die Trägheitslosigkeit der Zelle zu garantieren. Ein anderes Ergebnis wird erzielt, wenn man hochfrequent modulierte Licht (Frequenz $> 5 \text{ MHz}$) auf die Vakuumzelle wirft, wenn also Elektronenlaufzeiten und Verschiebungsströme eine besondere Rolle zu spielen beginnen. Zunächst wird die Strom-Spannungscharakteristik (X, § 1b) in der Weise beeinflußt, daß im Raumlagegebiet kurz vor Beginn der Sättigung ein ausgeprägtes Maximum mit einem anschließenden Minimum auftritt. Das Maximum liegt etwa um das Doppelte höher als der Sättigungswert. Es liegt nahe, die Abweichungen von der normalen Strom-Spannungscharakteristik als eine Resonanz zwischen pendelnden Elektronen und der Modulationsfrequenz des Lichtes aufzufassen. Neben dieser die Strom-Spannungscharakteristik betreffenden Abnormität kann ein weiterer Effekt an Vakuumzellen unter Belichtung mit hochfrequent-moduliertem Licht beobachtet werden. Es kann nämlich im äußeren Stromkreis der Vakuumzelle ein hochfrequenter Wechselstrom entstehen, ohne daß eines der ausgelösten Elektronen die Anode überhaupt erreicht²⁵⁰.

In bezug auf die Vakuumzelle kann zusammenfassend festgestellt werden, daß im Bereiche der Hörfrequenzen bis zu Frequenzen, die im Fernsehen üblich sind ($\sim 2 \text{ MHz}$), für diese Zellenart Trägheitsfreiheit angenommen werden darf.

b) Frequenzabhängigkeit der gasgefüllten Zellen

Betreibt man gasgefüllte Zellen mit Spannungen, die kleiner sind als die Ionisierungsspannung, so verhalten sie sich in bezug auf die Trägheit ebenso wie Vakuumzellen, d. h. sie sind für diesen Spannungsbereich frequenzunabhängig. Erst beim Einsetzen der Ionisation wird Trägheit beobachtet, so daß man die Ursache dafür den gebildeten positiven Ionen zuschieben muß. Nun ist die Aufbauzeit der Ionen- und Elektronenlawine so klein und die Ionenlaufzeiten liegen in der Größenordnung von 10^{-6} sek, daß erst für Lichtwechsel oberhalb ~ 15000 Hz die Entstehung und die Bewegung der Ionen als Ursache der Trägheit angesehen werden dürfen. Man muß daher für niedere Frequenzen annehmen, daß die Rekombination zu Atomen des Füllgases in der Dunkelperiode noch nicht abgeschlossen ist, wenn die neue Belichtung bereits einsetzt und aus diesem Grunde die Rekombinationsverzögerung für die Trägheit der gasgefüllten Zellen bei niederfrequenten Lichtwechseln verantwortlich machen. Es bleiben in der Dunkelperiode eine große Zahl langlebiger Ionen übrig. Während der Belichtung entstehen neben den Ionen metastabile Atome (Lebensdauer $\sim 10^{-3}$ sek), die Fremdgasbeimengungen mit niedriger Ionisierungsspannung auch noch in der der Belichtung nachfolgenden Dunkelperiode ionisieren, so daß die Trägheit nicht nur durch die Rekombinationsverzögerungen allein, sondern auch durch die Wirkung der metastabilen Atome bestimmt wird. Die genauere Untersuchung zeigt, daß der Photostrom im Augenblick der Belichtung auf den vollen Wert springt, jedoch abklingt, wenn die Belichtung unterbrochen wird. Die Abklingzeiten (Größenordnung 10^{-3} sek) sind am kleinsten für Ar-Füllung, größer für He- und Ne-Füllung oder für Füllung aus Edelgasgemischen. Geringer Wasserstoffzusatz zur Ar-Füllung soll die Trägheit reiner Ar-gefüllter Zellen weiter herabsetzen. Jedoch ist Wasserstoffzusatz nur für hydrierte Zellen anzuwenden, wenn man Wert auf stabiles Verhalten der Zellen legt. Die Frequenzabhängigkeit einer mit Ar-gefüllten Cäsiumoxydzelle wird durch die Abb. 103 veranschaulicht. Die Abbildung gibt einen Überblick bis zu Lichtfrequenzen von 36000 Hz. Mit steigender Saugspannung wird der Frequenzabfall immer größer, weil der durch die Stoßionisation hervorgerufene Stromanteil einen immer größeren Beitrag zum Gesamtstrom liefert.

Das gleiche Verhalten kann man der Abb. 104b entnehmen, bei der als Abszisse wiederum die Frequenz des Wechsellichtes, jedoch bis ins hochfrequente Gebiet hinein, aufgetragen ist. Zur besseren Übersicht sind in Abb. 104a die Strom-Spannungscharakteristiken für eine Lichtfrequenz von 5000 Hz (α , Niederfrequenz), von 35 kHz (β) und von 70 kHz (γ , Hochfrequenz) daneben gestellt. Als neues Ergebnis für hochfrequente Lichtwechsel kommt hinzu,

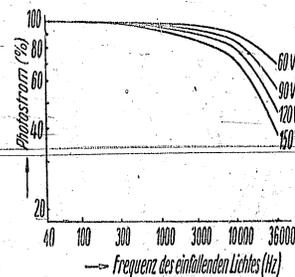


Abb. 103. Frequenzabhängigkeit einer Ar-gefüllten Cs₂O-Zelle.

daß alle Kurven unabhängig von der Saugspannung in eine Parallele zur Abszisse einmünden, d. h. mit anderen Worten, im Gebiet hochfrequent modulierten Lichtes sind die gasgefüllten

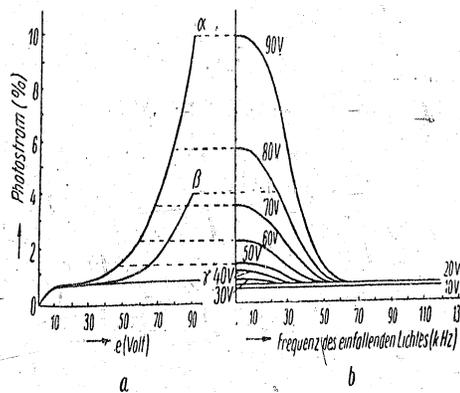


Abb. 104. Frequenzcharakteristiken (Schema) einer gasgefüllten Zelle (b) und Strom-Spannungscharakteristiken (a).

Zellen spannungs- und frequenzunabhängig. Der Punkt, in welchem die Spannungs- und Frequenzunabhängigkeit einsetzt, ist unabhängig von der Geometrie der Zelle und der Art des Füllgases^{251) 252)}.

e) Frequenzabhängigkeit der Vervielfacher

Die Frequenzabhängigkeit lichtelektrischer Vervielfacher hat nahezu denselben Verlauf wie die der Vakuumzellen (vgl. Abb. 105). Ein merklicher Abfall wird erst oberhalb von etwa 5 MHz festgestellt.

Die experimentell gefundene Kurve kann auch theoretisch erhalten werden, denn maßgeblich für die Frequenzabhängigkeit sind die Elektronenlaufzeiten, deren Verteilung über die Zahl der Elektronen durch Messen der Geschwindigkeitsverteilung gewonnen werden kann. Die Zeit, die zwischen dem Auftreten eines Primärelektrons und der Auslösung der Sekundärelektronen vergeht, liegt sicher in der Größenordnung von 10^{-9} sek²⁵³.

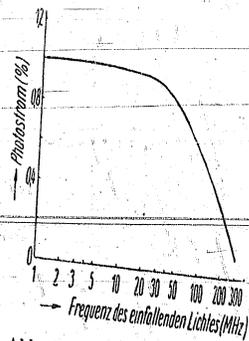


Abb. 105. Frequenzabhängigkeit eines Vervielfachers.

d) Frequenzabhängigkeit der Widerstandszellen

In II, § 4 b wurde darauf hingewiesen, daß der innere lichtelektrische Effekt mit erheblicher Trägheit behaftet ist und daß die Sekundärströme dafür verantwortlich zu machen sind. Die technischen Widerstandszellen sind daher in diesem Punkte den anderen Zellenarten unterlegen. Zwar haben alle modernen Widerstandszellen älteren Typen gegenüber eine wesentlich verbesserte Frequenzabhängigkeit aufzuweisen, dennoch zeigt ein einfacher Vergleich der Kurven (z. B. Abb. 106 gegen Abb. 104) die große Überlegenheit des äußeren lichtelektrischen Effektes. Der technische Fortschritt, der in bezug auf die verbesserten Trägheitsverhältnisse erzielt worden ist, ergibt sich aus der vergleichenden Betrachtung der Kurven b und c der Abb. 106. Im Gegensatz zum äußeren lichtelektrischen Effekt springt der Photostrom im Falle der Belichtung einer Widerstandszelle nicht sofort auf seinen größten Wert, sondern es ist eine sogenannte Belichtungsträgheit festzustellen. Die Zelle folgt auch der Unterbrechung der Belichtung nicht sofort, so daß man eine Verdunklungsträgheit von der Belichtungsträgheit zu unterscheiden hat. Verdunklungsträgheit

und Belichtungsträgheit haben unterschiedliche Größe, erstere ist im allgemeinen größer als letztere. Wie bereits in X, § 2 g erwähnt worden ist, muß man die Ermüdung von der Trägheit wohl unterscheiden. Für Thalliofziden lassen sich diese beiden Erscheinungen leichter

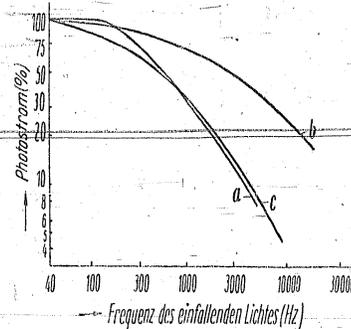


Abb. 106. Frequenzabhängigkeit einer technischen Selenzelle (a), einer Thalliofzidzelle neuerer Bauart (b) und einer Thalliofzidzelle älterer Bauart (c).

auseinanderhalten als für Selenzellen, weil für Thalliofziden die Zeit zum Erreichen des größten Photostromes in der Größenordnung von 10^{-2} sek liegt, während sich die Ermüdungerscheinungen in der Größenordnung von Minuten abspielen. Bei Selenwiderstandszellen hängen Ermüdung und Trägheit in starkem Maße von der Vorbehandlung der Schichten ab. Man unterscheidet die harten Zellen (große Trägheit, geringere Ermüdung) von den weichen Zellen (geringe Trägheit, größere Ermüdung).

Die Trägheit aller Widerstandszellen wird von mehreren Faktoren beeinflusst. Eine bedeutsame Rolle spielt die Schichtdicke, je dünner die Schicht, um so geringer die Trägheit (vgl. die günstigste Schichtdicke betreffend VI, § 3 b). Ferner wird die Trägheit beeinflusst von der Spannung, der Beleuchtungsstärke, der Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes und der Temperatur. Erhöhte Temperatur, erhöhte Spannung und erhöhte Beleuchtungsstärke setzen in den meisten Fällen die Trägheit herab, während die Einstrahlung längerwelligen Lichtes meistens eine größere Trägheit verursacht. Die Trägheit der Widerstandszellen wird im allgemeinen als ihr größter Nachteil empfunden.

Die Frage nach der Frequenzabhängigkeit von Widerstandszellen in Abhängigkeit von der Temperatur hat deshalb wieder wachsende Bedeutung gewonnen, weil für den ultraroten Bereich die Benutzung gekühlter Bleisulfid-, Bleiselenid- bzw. Bleitelluridwiderstandszellen (vgl. VI, § 6) mehr und mehr zunimmt. Die Lebensdauer der im Stoff vorhandenen Ladungsträger ist mit der Temperatur des Stoffes verknüpft. Bei fallender Temperatur vergrößert sich die Lebensdauer der Ladungsträger und damit wird die Frequenzabhängigkeit größer. Nach noch unveröffentlichten Messungen von RYWKIN beträgt beispielsweise die Lebensdauer der Ladungsträger im Cu_2O $1,3 \times 10^{-5}$ sek bei 20°C und größenordnungsgemäß einige Sekunden bei -80°C .

e) Frequenzabhängigkeit der Sperrschichtzellen

Die Frequenzabhängigkeit der Sperrschichtzellen erweist sich als unterschiedlich, je nachdem, ob ohne oder mit Vorspannung gearbeitet wird. Ohne Vorspannung erwartet man keine oder wenigstens nur eine geringe Frequenzabhängigkeit, weil in diesem Falle vornehmlich reine Primärströme fließen. Die Zellenkapazitäten haben jedoch einen so großen Einfluß, daß eine erhebliche Frequenzabhängigkeit auf-

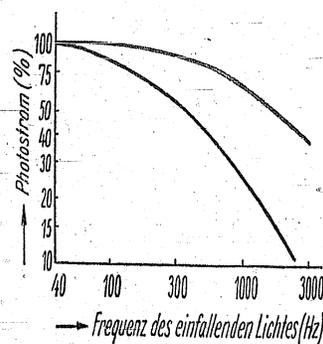


Abb. 107. Frequenzabhängigkeit einiger Selen-sperrschichtzellen.

tritt (vgl. Abb. 107). Kupferoxydul-Vorderwand- und -Hinterwandzellen sind weniger frequenzabhängig als Selen-sperrschichtzellen, wie aus einem Vergleich zwischen den Abb. 107 und 108 hervorgeht. Eine Entscheidung darüber, worauf die ungünstigeren Verhältnisse an Selen-sperrschichtzellen zurückzuführen sind ²⁴⁸⁾ ²⁵¹⁾ ²⁵⁴⁾, läßt sich

schwer fällen. Es scheint wiederum aus bisher noch unbekanntem Gründen, als seien die für Sperrschichtzellen günstigsten Frequenzabhängigkeiten mit Thalliumsulfidsperrschichtzellen zu erzielen. Abb. 109 zeigt den Frequenzgang einer solchen Zelle bis 20000 Hz.

Messungen mit Vorspannung

haben ergeben, daß mit größerer Vorspannung die Frequenzabhängigkeit wesentlich ungünstiger wird. Durch das Auftreten von Sekundärströmen ähneln die Verhältnisse denen, die an Widerstandszellen zu beobachten sind.

Aufklärung über die Trägheitserscheinungen lassen sich vermutlich durch Untersu-

chungen, wie sie an Widerstandszellen angestellt worden sind, gewinnen, wenn man die Belichtungs- sowie Verdunklungsträgheiten ohne und mit Vorspannung untersucht ²⁵⁵⁾.

Die gute Frequenzcharakteristik der Thalliumsulfidsperrschichtzellen kann wahrscheinlich in erster Linie auf die geringe spezifische Kapazität der Zelle, hervorgerufen durch dickere Halbleiterschichten, und auf die Kleinheit der lichtempfindlichen Fläche zurückgeführt werden.

Ungünstiger als alle bisher bekannten Sperrschichtzellen in bezug auf die Frequenzabhängigkeit verhalten sich die Silbersulfidsperrschichtzellen, die bei 1000 Hz einen Abfall ihrer Empfindlichkeit auf $\sim 1\%$ ihres maximalen Wertes zeigen. Während Selen-sperrschichtzellen eine spezifische Kapazität von etwa $0,04 \frac{\mu\text{F}}{\text{cm}^2}$ und Thallofids-perrschichtzellen von $\sim 0,1 \frac{\mu\text{F}}{\text{cm}^2}$ im Mittel aufweisen, zeigen Silbersulfidsperrschichtzellen eine spezifische Kapazität bis zu $\sim 30 \frac{\mu\text{F}}{\text{cm}^2}$,

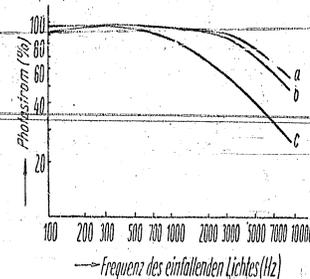


Abb. 108. Frequenzabhängigkeit von Cu_2O -Vorder- (a) und Hinterwandzellen (b) im Vergleich zu einer Se-Sperrschichtzelle (c).

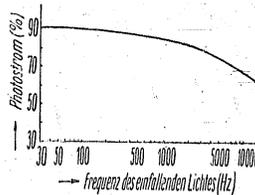


Abb. 109. Frequenzabhängigkeit einer Thalliumsulfid-Sperrschichtzelle.

woraus sich in erster Linie die starke Frequenzabhängigkeit der Silbersulfidsperrschichtzellen erklären läßt²⁵⁶).

f) Frequenzabhängigkeit der Bleiglanznetzellen

Von KAROLUS und MANGOLD wurde gezeigt, daß die Bleiglanznetzellen bis zu etwa 40000 Hz nicht frequenzabhängig sind. Überdies ist eine besondere Eigenschaft der Bleiglanznetzellen wert, hervorgehoben zu werden, und zwar ist bei hoher noch zusätzlicher Gleichbelichtung (etwa 20000 Hz) nur eine Einbuße von ca. 20% der Empfindlichkeit vorhanden, während alle anderen Zellenarten eine Empfindlichkeitsabnahme von wenigstens 40% (Vakuumpzellen besonderer Konstruktion), in den meisten Fällen sogar von wenigstens 70% besitzen.

§ 5. Nachweisgrenze

a) Obere und untere Nachweisgrenze

Wie bereits aus X, § 2 hervorgeht, ist nach oben für alle lichtelektrischen Zellen eine Nachweisgrenze gesetzt, d. h. oberhalb einer gewissen Beleuchtungsstärke leidet die Lebensdauer der Zelle oder es muß mit einem außerordentlich inkonstanten Verhalten gerechnet werden. Man hilft sich in einfachster Weise durch Anwendung von Lichtschwächungsmitteln, wobei meist durch einfache mathematische Zusammenhänge die wahre Beleuchtungsstärke bestimmt werden kann. Die untere Nachweisgrenze hingegen hängt von der Größe des Störpegels oder des Rauschens der Zelle ab. Die Signalspannung, wenn sie mit Sicherheit noch als eine solche erkannt werden soll, muß wenigstens um eine Zehnerpotenz (in speziell gelagerten Fällen wenigstens um den Faktor 2) höher liegen als die Rauschspannung. Um für die lichtelektrischen Organe die untere Nachweisgrenze festlegen zu können, ist es daher notwendig zu wissen, woher das Rauschen rührt und auf welche Größenordnung die Rauschspannung herabgedrückt werden kann.

b) Rauschverhältnisse der Vakuumpzellen

Betrachtet man zunächst eine Hochvakuumphotozelle mit einem Kopplungswiderstand R , so findet man vier Störursachen, die den Gesamttrauschpegel für die Zelle mitsamt des Kopplungswiderstandes

bilden. Der ausgelöste Photostrom in der Zelle wird von einer Summe von einzelnen Elektronen gebildet, und für den Fall der Sättigung, wenn also alle ausgelösten Elektronen die Anode erreichen, wird man annehmen können, daß ein einzelnes Elektron völlig unbeeinflusst von weiteren Elektronen seinen Flugweg zur Anode zurücklegt. Das einzelne Elektron weiß nicht, ob mit ihm weitere Elektronen ausgelöst worden sind oder nicht. Der Photostrom wird demnach Schwankungen unterworfen sein, die als Schroteffekt [SCHOTTKY²⁵⁷] bezeichnet werden. Im Sättigungsgebiet läßt sich das durch den Schroteffekt hervorgerufene Quadrat des Effektivwertes des Rauschstromes i_{Sch}^{-2} aus Gleichung (77)

$$i_{Sch}^{-2} = 2 \epsilon i \Delta \nu \quad (77)$$

nach SCHOTTKY bestimmen. Hierin bedeuten $\Delta \nu$ die Bandbreite in Hz und i den Sättigungsstrom in Ampere. Aus Gleichung (77) geht hervor, daß für Frequenzen, deren Periodendauer klein gegen die Elektronenlaufzeiten sind, der Rauschstrom für gleiche Frequenzintervalle konstant ist, gleichgültig, wie hoch die mittlere Frequenz des Intervalls ist. Für sehr hohe Frequenzen nimmt der Rauschstrom mit steigender Frequenz ab.

Im Gebiet der Raumladung gelangen die ausgelösten Elektronen nicht mehr ohne gegenseitige Beeinflussung zur Anode. Der Schrotstrom wird geringer. Ist $F^2 (< 1)$ der Faktor der Raumladeschwächung, so gilt für raumladungsbegrenzte Elektronenströme

$$i_{Schk}^{-2} = 2 \epsilon F^2 i \Delta \nu. \quad (78)$$

Ein weiterer Effekt, der Funkel- oder Flackereffekt, tritt an zusammengesetzten Kathoden, vornehmlich an Glühkathoden, bei niedrigen Frequenzen auf [SCHOTTKY, JOHNSON²⁵⁸]. Da sich der Funkeleffekt besonders bemerkbar macht, wenn hohe Emissionsströme fließen, spielt er für Vakuumpzellen nur eine untergeordnete Rolle. Der Funkeleffekt hat seine Ursache darin, daß an der Emissionsoberfläche spontane Umlagerungen erfolgen, woraus resultiert, daß die Emission schwanken kann. Neuere Versuche, insbesondere die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des Effektes, lassen auf eine Ähnlichkeit des Funkeleffektes mit dem Halbleiterrauschen schließen. Die

d) Rauschverhältnisse der Vervielfacher

Der zweite gangbare Weg, den Photoelektronenstrom in der Zelle selbst zu verstärken, brachte die Konstruktion der Vervielfacher. Für einen Vervielfacher mit Kopplungswiderstand ergibt sich

$$S_v^2 = \frac{M^2 v_{ges}^2 i_{ph} R}{\left(2 \epsilon v^n \frac{v^{n+1} - 1}{v - 1} i_{ph} R + 4kT \right) \Delta v} \quad (84)$$

und unter Vernachlässigung $v^{n+1} - 1 \approx v^{n+1}$

und $4kT \ll 2 \epsilon v^n \frac{v^{n+1} - 1}{v - 1} i_{ph} R$

$$S_v^2 = \frac{M^2 i_{ph} v - 1}{2 \epsilon \Delta v v} \quad (85)$$

Die Gleichung (85) gilt, wenn der Vervielfacher mit Gleichspannung betrieben wird; an Wechselspannung gelegt ist der Schrotoeffekt des Vervielfachers größer.

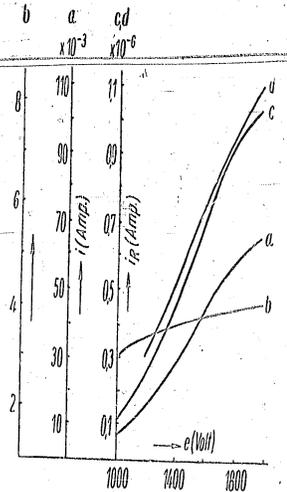
Daß es gelegentlich auch zu größeren als den errechneten Rauschspannungen kommen kann, ist mehrfach gezeigt worden. Trägt beispielsweise die Röhrenwandung des Vervielfachers hohe positive Aufladung gegen die meisten der Vervielfacherelektroden, so können einige der thermischen Schrotoelektronen Szintillationen in der Röhrenwandung hervorrufen, die ihrerseits vom Vervielfacher als Lichtblitze erfaßt werden und damit als Rauscherhöhung in Erscheinung treten²⁶¹).

Eine bedeutsame Frage ist häufig die nach den Vorteilen, die die Verwendung eines Vervielfachers für den Nachweis kleinster Signale an Stelle einer Photozelle mit anschließendem Röhrenverstärker bringt. Eine primitive Übersicht läßt folgendes erkennen: Die Photozellen mit Röhrenverstärker zeigen ein Gesamt rauschen, das sich aus dem Rauschen der Photozelle, dem thermischen Elektronenrauschen des Kopplungswiderstandes und dem Rauschen der ersten Verstärker röhre zusammensetzt. Dadurch, daß das Widerstandsrauschen zahlenmäßig die beiden anderen Rauschquellen überwiegt, können nur Signale aufgenommen werden, die über dem Widerstandsrauschen liegen. Anders verhält es sich mit dem Vervielfacher. Wiederum bildet die erste Rauschquelle das Rauschen im Photozellenteil. Es folgt ein neu auftretendes Rauschen, hervorgerufen durch die Sekundäremission,

dem sich das Widerstandsrauschen des im Ausgang des Vervielfachers liegenden Widerstandes anschließt. Zwar ist wiederum das Widerstandsrauschen am größten, jedoch ist das Signal durch den Vervielfacher so weit verstärkt, daß es sicher über dem Widerstandsrauschen liegt. Die Nachweisgrenze wird allein durch das Rauschen des Photozellenteiles festgelegt²⁶²). Ein praktisches Beispiel wird mit Hilfe der Abb. 110 veranschaulicht²⁶³).

Es handelt sich um die Daten eines achtstufigen Vervielfachers mit einer Photokathodene mpfindlichkeit von $15 \cdot 10^{-6}$ A/lm.

Gewisse Vorsicht ist am Platze, wenn mit dem Vervielfacher Gleichlichtmessungen ausgeführt werden müssen. Der von der Photokathode herrührende Dunkelstrom wird vervielfacht und täuscht einen Photostrom vor. Die niedrigste einfallende Lichtintensität, die noch nachweisbar ist, muß also einen Photostrom hervorrufen, der mit Sicherheit über dem verstärkten Ausgangsdunkelstrom liegt. Gebildet wird der Dunkelstrom in erster Linie von Elektronen, die thermisch an der Photokathode und an den Sekundärkathoden, vor allem, wenn es sich um Cäsiumoxydkathoden handelt, abgelöst worden sind. Die weiteren Ursachen, die zu einem großen Dunkelstrom führen können, sind zu suchen a) in einer Feldemission der Elektroden, b) in einer Bildung von Ionen, wenn nicht ein äußerst gutes Vakuum vorhanden ist, und c) nicht zuletzt in einer schlechten Isolation. Die letzten drei Ursachen lassen sich durch geeignete Konstruktion der Vervielfacher hinreichend beseitigen, während eine Herabsetzung der thermischen Emission am sichersten durch Kühlung der Vervielfacher erfolgen



a Gesamtverstärkung c Rauschstrom (errechnet)
b Verstärkung pro Stufe d Rauschstrom (gemessen)

Abb. 110. Verstärkung und Rauschen eines 8-stufigen Vervielfachers.

kann. Technische Einrichtungen, um mit Vervielfachern im gekühlten Zustande zu messen, sind bereits bekannt geworden²⁶⁴).

Wie schon in IX, § 1 b erwähnt ist, stellen die Zellen für die astronomische Photometrie die größten Anforderungen an die Herstellung und Konstruktion auch von Vervielfachern. Während das Verhältnis Signal/Rauschen bei gleichen Betriebsbedingungen kaum Schwankungen unterworfen ist, kann sich der Dunkelstrom nach Anlegen der Spannung zeitlich ändern²⁶⁵), meist in dem Sinne, daß er in der Zeit von zwei oder mehreren Stunden kleiner wird und alsdann einen konstanten Endwert annimmt.

e) Rauschverhältnisse der Widerstandszellen

Die Rauschursachen der Widerstandszellen sollte man in zwei Gruppen teilen, einmal in die Gruppe der Schwankungen des Dunkelstromes und zum anderen in die Gruppe der Schwankungen des lichtelektrischen Stromes. Die erste Gruppe enthält als Rauschursachen das Widerstandsrauschen (nach NYQUIST), wegen der Lebensdauer positiver Löcher oder von Störstellenresten das Halbleiterrauschen, wegen des Übertritts der Dunkelheitföhigkeitselektronen von Kristallit zu Kristallit das Kristallrauschen, wegen der Ausbildung besonderer Randschichtverhältnisse an der Berührungsstelle Halbleiter-Metall das Randschichtrauschen und wegen der Unschärfe der Metallelektroden das Elektrodenrauschen, während die zweite Gruppe Rauschursachen enthält, die durch statistische Übergänge der lichtelektrischen Elektronen in die Leitfähigkeitsbänder und durch die sich wegen der Dunkelrauschspannung fortgesetzt ändernden Zellenvorspannung hervorgerufen werden.

Außer dem Widerstandsrauschen sind alle anderen Rauschursachen als abhängig von der an den Elektroden der Widerstandszelle liegenden Vorspannung anzunehmen. Beim Fehlen der Vorspannung kann man daher ein Rauschen gemäß der Formel (79) [bzw. (79a)] erwarten. Die experimentellen Befunde zeigen in der Tat, daß ohne Vorspannung das reine NYQUISTRAUSCHEN angesetzt werden darf. Die theoretischen Ansätze gehen auch davon aus²⁶⁶). Die Übereinstimmung der experimentell gefundenen Werte mit den theoretischen läßt immer mehr zu wünschen übrig, je höher die angelegte Vorspannung gewählt wird.

Diese Tatsache ist nicht verwunderlich, wenn man bedenkt, daß die erwähnten theoretischen Ableitungen die Rauschursachen bei Widerstandszellen außer dem NYQUISTRAUSCHEN nicht hinreichend mathematisch fassen. Was allein den Betrag des Randschichtrauschens betrifft, so darf man ihn sicher nicht vernachlässigen, nachdem, wie in X, § 2 g gezeigt ist, die Ausbildung von Randschichten in einer Größenordnung liegt, die die Erklärung reversibler Ermüdungserscheinungen nahelegt. MATARÉ²⁶⁷) aber hat für Randschichten ein Gesetz der statistischen Schwankungen aufgestellt (vgl. X, § 5 f), welches demnach auch für die an Widerstandszellen auftretenden Randschichten Gültigkeit haben muß.

Experimentell läßt sich aussagen, daß sich für jede Widerstandszelle eine charakteristische Vorspannung e_{ch} angeben läßt, oberhalb der für jede Zellenvorspannung $e_z > e_{ch}$ ein Ansteigen der Rauschspannung beobachtet wird. Wird $e_z = e_k$, wobei $e_k > e_{ch}$ ist und e_k als kritische Zellenvorspannung bezeichnet werden soll, so zeigt das Rauschen starke Rauschspannungsspitzen vom mehrfachen Betrage des mittleren Rauschwertes. Das Betreiben eines Photowiderstandes mit einer Vorspannung $> e_k$ bedingt mit Sicherheit eine Verkürzung der Lebensdauer, wenn nicht gar einen Durchschlag, der die sofortige Vernichtung der lichtempfindlichen Eigenschaften der Zelle nach sich zieht.

Nicht vernachlässigbar sind, wie GÖRLICH ebenfalls feststellte, auch Störungserhöhungen, die sich wie Rauscherhöhungen auswirken, wenn die Schichten in einer solchen Weise periodisch oder nichtperiodisch deformiert werden, daß die Deformation Zug- oder Druckbeanspruchungen in den Schichten hervorrufen. Mit abnehmender Temperatur der Schichten wird der Effekt größer. Die Erklärung dafür kann gegeben werden, wenn man berücksichtigt, daß gewisse Halbleiterschichten, wie z. B. Schichten aus SnSe, Bi₂Se₃, Cu₂S und PbS, eine Änderung ihres elektrischen Widerstandes bei Druck- und Zugbeanspruchung zeigen²⁶⁸).

Besonderes Interesse hat der Nachweis geringster Strahlungsintensitäten im Gebiet von 1 bis 6 μ gewonnen, d. h. ein Gebiet, welches mit Hilfe der PbS-Widerstandszelle (VI, § 6a, b) bzw. der PbSe- und PbTe-Widerstandszelle (VI, § 6c) erschlossen worden ist. Daher in-

teressieren auch die praktisch gemessenen Werte des Rausches solcher Zellen insbesondere in Abhängigkeit von der Unterbrecherfrequenz. Für PbS-Widerstandszellen hat HARRIS²⁶⁹) Unterlagen veröffentlicht. Das für die Grenze des Nachweises kleinster Strahlungsintensitäten so entscheidende Signal/Rausch-Verhältnis, wird bei den Ultrarotwiderstandszellen im gekühlten Zustande der Schicht durch die Umgebungsstrahlung stark beeinflusst. WATTS hat gezeigt²⁴⁶), daß unter Ausschaltung der Umgebungsstrahlung (vgl. X, § 3 c) ein viel günstigeres Verhältnis Signal/Rausch erzielt werden kann.

f) Rauschverhältnisse der Sperrschichtzellen

Die diodenähnliche Charakteristik der Sperrschichtzellen (vgl. X, § 1 g) legt es nahe, in Analogie zwischen Randschicht und Diode ein Gesetz für das Rauschspannungsquadrat der Sperrschichtzellen abzuleiten. Allgemein für Gleichrichter ist MATARÉ²⁶⁷) diesen Weg gegangen. Wie in II, § 5 d gesagt ist, entsteht die Randschicht durch Verarmung an Ladungsträgern an der Berührungsstelle zwischen Metall und Halbleiter. In der Randschicht des Halbleiters können sich Raumladungen und ein elektrisches Potential ausbilden, wie in Dioden. Der Unterschied zwischen beiden, Randschicht und Diode, ist durch in Serie und parallel zur Randschicht liegende Verlustwiderstände gegeben. Ausgangspunkt der Betrachtungen sind die ohne großen Fehler anzusetzenden beiden Äste der Kennlinie

$$i_f = K e^n + \sigma e \text{ (in Flußrichtung) und} \quad (85')$$

$$i_s = \sigma e \text{ (in Sperrichtung),} \quad (85'')$$

wenn $\sigma = 1/R_q$ den Querleitwert darstellt. Als Ergebnis läßt sich eine Formel angeben, die der NYQUIST-Formel ähnelt:

$$e_{sp}^{-2} = 4k \frac{1 + 20 (|i| R_q - \sqrt{4k T_0 R_q \Delta \nu}) I^2 R_q S}{(1 + S R_q)^2} T_0 R_q \Delta \nu, \quad (85''')$$

worin S die Steilheit bedeutet.

Es mag darauf hingewiesen sein, daß die Sperrschichtzellen im allgemeinen für Gleichlichtmessungen in Verbindung mit Galvanometern Benutzung finden und daher die untere Nachweisgrenze oft durch das Galvanometer festgelegt wird (vgl. auch X, § 5 b, letzter Absatz).

§ 6. Zusammenfassung der wichtigsten Zellendaten

Eingang des Abschnittes X wurde auf die Schwierigkeit hingewiesen, die die Bildung einer „Gütezahl“ zur Charakterisierung der Photozelle in sich birgt. Man muß, wenn die richtige Zelle gewählt werden soll, wie eingangs des Abschnittes X ebenfalls erwähnt ist, alle Zelleigenschaften betrachten und für eine Anwendung die Zelle aussuchen, deren Eigenschaften dem Anwendungszweck am besten dienen. Man sollte daher, wie es kürzlich von einigen Photozellenfachleuten vorgeschlagen worden ist, einen Bewertungsbogen einführen, der die wichtigsten Eigenschaften der Zelle erfaßt und das Aussuchen der richtigen Zelle erleichtert. Neben einigen nützlichen Angaben, beispielsweise dem Meßdatum, dem Hersteller, der Zellenart und -type, der Fabrikationsnummer, dem Herstellungsdatum, den Flächenabmessungen, der Betriebstemperatur und dem Fensterwerkstoff, sollten die kennzeichnenden Angaben stehen. Darunter fallen Innenwiderstand, Betriebsspannung, Nutzen (in Volt_{eff}/Watt, an Stelle des Begriffes der Empfindlichkeit) für eine festzulegende Temperatur des Strahlers, Schwellwert (in Watt, d. i. diejenige Nachweisenergie, die einen dem Störpegel entsprechenden Ausschlag hervorruft), spezifischer Schwellwert (in Watt/cm²), Rauschspannung und Schwellwert bei zusätzlichem Störlicht. Die Frequenzabhängigkeit und die Proportionalität lassen sich fassen, wenn man etwa als Grenze einen festgesetzten Abfall des Nutzens festlegt.

befindet, wird ein Draht, der Zähl draht Zd , aus Ni, Fe, Pt, Al, W oder oxydiertem Ni, gespannt. Der Zähl drahtdurchmesser beträgt 0,1 bis 0,2 mm. Als notwendige Gasfüllung dient meist Ar mit einem Druck

XI. Abschnitt

Lichtzähler

Der Abschnitt X, § 5 b bis d läßt in Verbindung mit den Angaben in Abschnitt IX die Bestimmung der unteren Nachweisgrenze für technische Photozellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt zu. Unter Anwendung aller Vorsichtsmaßregeln dürfte die Grenze bei $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{sek}^{-1}$ erreicht sein (Größenordnung 10^6 Quanten $\text{cm}^{-2} \text{sek}^{-1}$). Betreibt man jedoch gasgefüllte Zellen mit einer Vorspannung nahe der Glimmspannung (ELSTER und GEITTEL), so daß der kontinuierliche Ausschlag bereits in einzelne Stromstöße ausartet, deren Zahl offenbar der einfallenden Intensität proportional ist, kann die Nachweisgrenze bis zu $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{sek}^{-1}$ herabgesetzt werden (Größenordnung 10^8 Quanten $\text{cm}^{-2} \text{sek}^{-1}$). Allerdings kann hierbei von einer leichten Handhabung der Meßanordnung nicht mehr die Rede sein. Vergleichsweise sei angeführt, daß das menschliche Auge im Maximum der Empfindlichkeitskurve auf $\sim 1 \cdot 10^{-9}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{sek}^{-1}$ anspricht.

Will man Lichtintensitäten $< 10^{-9}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{sek}^{-1}$ mit Sicherheit messen, so müssen andere Wege eingeschlagen werden. Einen Hinweis bietet der erwähnte ELSTER-GEITTELSche Versuch, nach welchem eine gasgefüllte Photozelle in der Nähe der Glimmspannung betrieben wird. Zwangsläufig wird man dadurch zum Lichtzähler²⁷⁰⁾ (auch Lichtquantenzähler genannt) geführt, der aus den Zählertypen entstand, die zur Zählung bewegter Elementarteilchen im wesentlichen von GEIGER entwickelt worden sind.

Man unterscheidet Zählrohre und Spitzenzähler, die entweder als Proportionalitäts- oder als Auslösezähler arbeiten. Ein GEIGER-MÜLLER-Zählrohr in technischer Ausführung²⁷¹⁾ zeigt die Abb. 111. In der Achse eines zylindrischen Metallrohres MZ (Länge bis 30 cm, Durchmesser 2 bis 3 cm), welches entweder als Außenwand selbst dient oder sich, wie in der Abbildung angegeben, in einem Glasrohr



Abb. 111. Technisches GEIGER-MÜLLER-Zählrohr.

von 50 bis 100 mm Hg. Nach neueren Untersuchungen erweist sich der Zusatz von Alkoholdampf (5 bis 10 mm Hg) als vorteilhaft²⁷²⁾. Die notwendige Betriebsspannung liegt knapp über 1000 V. In den meisten Fällen wird der Zähl draht positiv vorgespannt. Der in der Zählrohrschaltung (Abb. 112) eingetragene Widerstand R_1 beträgt $\sim 10^9$ Ohm, R_2 hingegen 10^6 bis 10^7 Ohm. An Stelle des Fadenelektrometers E kann auch ein Röhrenverstärker angeschlossen werden. Beim Durchgang eines ionisierenden Strahles oder Teilchens werden zunächst ein oder mehrere Ionenpaare entstehen. Sind die Spannungen klein, so erhält man einen kleinen Ionisationsstromstoß, weil die Ionen aus dem Gas nach den Elektroden zu wandern. Liegen größere Span-

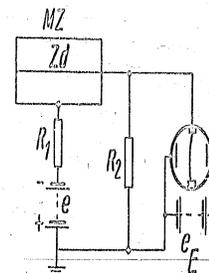


Abb. 112
Zählrohrschaltung.

nungen am Zählrohr, so werden die Elektronen in der Nähe des positiven Zähl drahtes, also im stärksten Feld, neue Ionen durch Stoß hervorgerufen. Auf diese Weise tritt eine Verstärkung des Ionenstromes ein. Die Größe der jeweiligen Ausschläge ist proportional der Zahl der primär entstandenen Ionen. Solange man im Proportionalbereich arbeitet, spricht man von einem Proportionalzähler. Dem Proportionalbereich folgt der Auslösebereich, in welchem die primäre Ionisation zur Auslösung einer kurzdauernden Koronaentladung führt (Auslösezähler). Die Intensität des Entladungsstoßes im Auslösebereich ist nicht mehr von der Zahl der primär entstandenen Ionen abhängig. Demzufolge können im Auslösebereich auch keine Rück-

schlüsse auf die einfallende Strahlung gezogen werden. Jedes Strahlungsteilchen löst im Auslösebereich einen Stromstoß aus. Die Bedingung ist nun, daß die Entladung möglichst rasch wieder unterdrückt wird, um das Zählrohr für den nächsten Entladungsstoß bereit zu halten. Durch den Spannungsabfall an R_1 beim Durchgang der Entladung sinkt die Spannung am Zählrohr, so daß die Entladung abreißen muß. Die Zeitdauer des Wiederanstieges der Spannung, die abhängig von der Kapazität und vom Widerstand ist, und die Zeitdauer der Entladung selbst geben in der Summe eine Zeit, während der das Zählrohr nicht arbeitsbereit ist. Das Abreißen der Entladung wird jedoch nicht allein durch den Widerstand besorgt, sondern auch von der die Feldstärke herabsetzenden positiven Raumladung, wodurch die Möglichkeit zum Ionisieren für die Elektronen vermindert wird. Werden schwerere Gase verwendet, so bewegt sich die Raumladung langsamer, die Ionisationsmöglichkeit wird geringer. Auf dieser Wirkung der großen Alkoholmoleküle beruht offenbar der Vorteil, den die mit Alkoholzusatz versehenen Zählrohre bieten. Während bei Zählrohren ohne Alkoholzusatz die selbständige Entladung im wesentlichen durch den hohen Widerstand unselbständig wird, ist die Entladung im Zählrohr mit Alkoholzusatz von vornherein unselbständig.

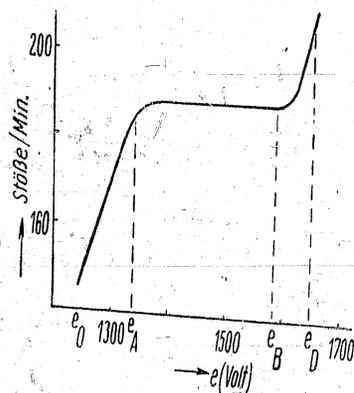


Abb. 113. Zählrohrcharakteristik.

Das Auflösungsvermögen der Zähler, d. h. die Zeit, in der sich gerade noch zwei nachzuweisende Elektronen voneinander unterscheiden lassen, liegt normalerweise in der Größenordnung 10^{-2} bis 10^{-4} sec. Die

Strom-Spannungseharakteristik eines Auslösezählers (vgl. Abb. 113) zeigt, daß erst oberhalb der Einsatzspannung e_0 einzelne Entladungsstöße auftreten. Bis zur Spannung e_A nimmt die Zahl der Entladungsstöße in der Zeiteinheit rasch zu, um im Spannungsbereich zwischen e_A und e_B konstant zu bleiben. Dieser Bereich wird der Spannungsbereich oder der Zählbereich des Zählrohres genannt. Oberhalb der Spannung e_D tritt eine Daurentladung ein. Die Zahl der Entladungen pro Zeiteinheit im Zählbereich ist ein Maß für die ins Zählrohr einfallende Strahlung.

Jeder Zähler zeigt einen unvermeidbaren Nulleffekt, der durch die Radioaktivität und durch die kosmische Ultrastrahlung hervorgerufen wird. Je größer nun das Zählvolumen ist, d. h. die Größe des Volumens, welches ein Teilchen durchlaufen muß, um den Zähler zum Ansprechen zu bringen, um so größer wird auch der Nulleffekt. Ein extrem kleines Zählvolumen kann beim Spitzenzähler erreicht werden, und zwar von etwa 20 cm^3 bis herab zu 1 cm^3 . Will man stark gebündelte Strahlung untersuchen, so wird man mit Vorteil den Spitzenzähler anwenden, um den Nulleffekt niedrig zu halten, bei ausgedehnten Strahlenbündeln hingegen das Zählrohr. Der Spitzenzähler, der auf Versuche von GEIGER und RUTHERFORD zurückgeht, hat etwa die Gestalt, wie in Abb. 114 gezeigt ist. Ein Metallrohr (MZ) (Durchmesser 3 bis 4 cm) mit einer Eintritts-

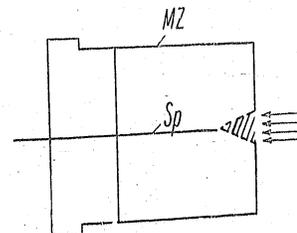


Abb. 114. Spitzenzähler.

öffnung für die Strahlung enthält axial einen isolierten Draht (Sp), der etwa 1 bis 2 cm vor der Eintrittsöffnung des Rohres endet. Man verwendet zweckmäßig einen Pt-Draht mit einem Kügelchen am Ende, welches 0,1 bis 0,2 mm Durchmesser besitzt. Metallrohr und Draht sind besonders dann, wenn der Zähler als Lichtzähler arbeiten soll, in einem verschmolzenen Glasrohr angeordnet. Die anzuliegende Spannung richtet sich nach Gasdruck, Gasart und Durchmesser der Spitze. Wieder wird in den meisten Fällen mit negativer Gehäusespannung gearbeitet, und wieder muß zwischen Proportional- und Auslösebereich, Die lichtelektrischen Zellen

lösezähler unterschieden werden. Im Falle positiver Gehäusespannung wirkt der Zähler nur als Auslösezähler. Der schraffierte Teil vor der Spitze in der Abb. 114 stellt das Zählvolumen dar.

Der Nulleffekt, der sich durch eine gewisse Dunkelstoßzahl bemerkbar macht, muß genügend klein gegen den Meßeffect sein. Ist n_0 die Zahl der Dunkelstöße in der Zeiteinheit und n die Zahl der Stöße, herrührend vom Meßeffect, ebenfalls in der Zeiteinheit, so werden in der Zeit t vom Zähler $(n + n_0) t$ -Stöße festgestellt. Ein gesichertes Resultat ist dann gegeben, wenn

$$nt \geq 3 \sqrt{(n + 2n_0)t} \quad (86)$$

erfüllt ist.

Durch die Anwendung der Zähler als Lichtzähler entstehen eine Reihe von Problemen, insbesondere dann, wenn der Lichtzähler im sichtbaren Spektralbereich arbeiten soll. Beim Zählrohr werden lichtelektrisch Elektronen am Metallzylinder (negative Gehäusespannung) oder am Zählendraht [positive Gehäusespannung²⁷³], beim Spitzenzähler an der Stirnwand (negative Gehäusespannung) ausgelöst. Die Vorteile, die die Lichtzähler den Photozellen gegenüber bieten, liegen darin, a) daß sich die Empfindlichkeitsgrenze zu $\sim 9 \cdot 10^{-11}$ erg cm^{-2} sek^{-1} ergibt, b) daß eine beliebig lange Belichtungszeit möglich ist, durch die die Meßgenauigkeit erheblich erhöht werden kann, und daß c) jedes einzelne Elektron registriert wird, während die Photozelle nur eine Summe von Elektronen nachzuweisen vermag. Solange lediglich ultraviolettes Licht nachgewiesen werden soll, sind die Schwierigkeiten leicht zu überwinden²⁷⁴, wenn auch mit Nachwirkungseffekten an UV-empfindlichen Zählrohren gerechnet werden muß²⁷⁵. Man kann ein Zählrohr mit Quarzfenster ausrüsten und den Metallzylinder für den Einfall der Strahlung durchbohren. Als Kathodenmaterial für das Gebiet zwischen 200 und 300 μ wird Fe, Al, Ag, Zn und Cu und für das Gebiet bis 400 μ Cd, Mg, Be und Ca (vgl. Tab. 3, IV, § 2b) verwendet. Im sichtbaren Spektralbereich können als Kathodenmaterial aus bekannten Gründen nur die Alkalimetalle in Betracht kommen. Die Schwierigkeiten, die bei Zählern für das sichtbare Spektralgebiet auftreten, liegen besonders in der erhöhten Dunkelstoßzahl. Die Erhöhung der Dunkelstoßzahl dürfte ihre Ursache in der Emission von

thermischen Elektronen, in der Emission von β - und γ -Strahlen der Alkalimetalle und in der Erhöhung der Rückzündwahrscheinlichkeit durch die kleinere Austrittsarbeit der Metalle haben²⁷⁶). Unter Rückzündwahrscheinlichkeit versteht man eine Art Selbsterregung des Zählers. Es werden Entladungen beobachtet, die durch vorangegangene Stromübergänge entstehen und zahlreicher werden, wenn die Spannung oder das Auflösungsvermögen erhöht werden.

Die Stabilisierung der Zählrohre mit Alkalikathoden gelingt nicht, wenn man die übliche Konstruktion verwendet. Offenbar ist dafür eine Wechselwirkung zwischen dem Füllgas und der Alkalikathode, deren Gasbeladung schwankt, verantwortlich zu machen. Es können also nur neue Wege zum Ziel führen. Einmal kann man die erhaltenen lichtelektrisch ausgelösten Elektronen aus einem Vakuumraum durch ein LENARD-Fenster in das Zählrohr schießen²⁷⁷), und zum andern kann man die Elektronen durch ein feinmaschiges Netz in einen Spitzenzähler einlaufen lassen²⁷⁸). Beide Wege sind mit Erfolg beschritten worden. Größere Aussicht auf technische Verwirklichung scheint das erste Verfahren zu besitzen, weil bei diesem eine vollständige Trennung des Photozelleiteiles vom Zählrohrteil durchgeführt ist. Von Interesse dürfte auch das Verhalten von Sb, Cs-Schichten in Lichtzählern sein. Durch die geringere thermische Emission wird wahrscheinlich eine Herabsetzung der Dunkelstoßzahl eintreten.

Auch die Frage nach der Ausbeute der Zähler birgt ihre Schwierigkeiten. Es gibt gute Gründe anzunehmen, daß die Ausbeute der Zähler geringer ist als die der Photozellen. Die Gasbeladung der Kathoden in den Zählern, die unvermeidbar ist, wird sich sicher ungünstig auf den lichtelektrischen Effekt auswirken, vor allem, wenn mit Dampfzusätzen gearbeitet wird. Außerdem ist das Feld im Zähler inhomogen: Um den Zählendraht oder um die Spitze konzentriert sich das Feld außerordentlich, während an der Kathode nur geringe Feldstärken herrschen, so daß ein Teil der austretenden Elektronen auf die Kathode zurückfällt, ehe die Elektronen die zur Ionisation notwendige Energie erlangt haben. Messungen der Ausbeute von Lichtzählern mit aufgedampfter Cd-Kathode sind als Beispiel in der Abb. 115 wiedergegeben²⁷⁹).

Erwähnenswert ist neben dem Zählrohr und dem Spitzenzähler noch der Funkenzähler²⁶⁰). Er beruht auf der Tatsache, daß ein Teilchen, wenn es an die Stelle des kleinsten Abstandes genügend hoch geladener

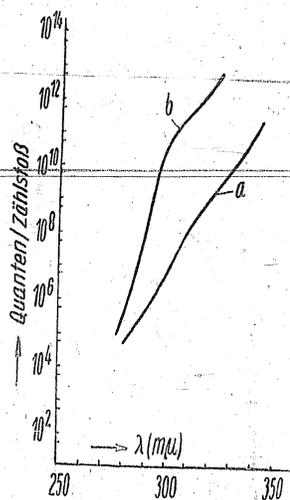


Abb. 115. Quantenausbeute von Lichtzählern a) Cd-Lichtzähler 12 mm Wasserdampf und b) 12 mm feuchte Luft.

Elektroden kommt, einen Funken auslöst. Bedeutung für lichtelektrische Untersuchungen kann der Funkenzähler erlangen, wenn die Untersuchung des lichtelektrischen Effektes an Flüssigkeiten in größerem Umfang als bisher durchgeführt werden sollte. Daß man mit Hilfe des Funkenzählers in der Tat Vorteile bei der Messung des äußeren lichtelektrischen Effektes erzielen kann, beweisen die Ergebnisse von JEANGUENIN²⁶¹), der die langwellige Grenze des Wassers zu 250 $m\mu$ bestimmen konnte, im Gegensatz zu GÖRLICH²⁶²), der sie zwischen 203 und 204 $m\mu$ durch Eingabelung fand. Die GREINACHERSche Methode hat den Vorteil größerer Empfindlichkeit, kann aber andererseits im Schumanngebiet ($< 210 m\mu$) nicht benutzt werden, weil unterhalb 210 $m\mu$ die Absorption der Luft schon zu groß ist. Man kann sich jedoch neben der Verwendbarkeit des Funkenzählers für die Forschung auch eine technische Ausführungsform denken, und zwar in Verbindung mit ammoniakalischen Lösungen, die im gekühlten Zustand ($-78^{\circ}C$) eine langwellige Grenze zwischen 700 und 900 $m\mu$ besitzen²⁶³).

Die Lichtzähler haben sich bisher in der Technik noch nicht voll durchgesetzt. Der Grund mag vor allem darin zu suchen sein, daß der Meßbereich durch die bequemere zu handhabenden Vielfacher der Photozelle gegenüber erweitert und dadurch das Bedürfnis nach Lichtzählern geschmälert wurde²⁶⁴).

XII. Abschnitt

Anhang

§ 1. Geschichtliche Angaben über die lichtelektrischen Effekte

- | | | |
|---------|------------------|---|
| 1839 | BECQUEREL | beobachtet das Auftreten einer Potentialdifferenz bei Belichtung zweier in einen Elektrolyten getauchter Elektroden. |
| 1873 | SMITH | stellt bei Versuchen, Selen als Hochohmwiderstand in Kabelschaltungen zu verwenden, die Lichtempfindlichkeit des Selen fest. |
| 1875 | SIEMENS | konstruiert die erste Selenwiderstandszelle. |
| 1876 | ADAMS und DAY | berichten über das Auftreten einer selbständigen EMK bei Belichtung eines Selenstabes. |
| 1878 | SAMIN | stellt elektrolytische Selenzellen her. |
| 1883 | FRITS | findet wie ADAMS und DAY, jedoch an einer mit durchscheinendem Blattgold bedeckten Selenfläche, bei Belichtung das Auftreten einer selbständigen EMK. |
| 1887 | HERTZ | findet bei Untersuchungen über die Resonanz elektrischer Schwingungen, daß die Schlagweite einer Funkenentladung durch Bestrahlen der Elektroden mit ultraviolettem Licht beeinflusst wird. |
| 1887/88 | HALLWACHS | entdeckt in Fortführung der HERTZschen Versuche, daß sich Metalle unter Einwirkung ultravioletten Lichtes positiv aufladen (Grundversuch zum äußeren lichtelektrischen Effekt). |
| 1889 | STOLETOW | beweist die Trägheitslosigkeit des äußeren lichtelektrischen Effektes. |
| 1890 | ELSTER u. GEITEL | zeigen, daß der äußere lichtelektrische Effekt der einfallenden Lichtintensität proportional ist und daß die lichtelektrische Wirkung von einer für jeden Stoff charakteristischen langwelligen Grenze nach kürzeren Wellen hin zumimmt. Sie verwenden erstmalig Alkalimetallkathoden in evakuierten Gefäßen. |
| | STOLETOW | findet, daß die lichtelektrische Ausbeute in Abhängigkeit vom Gasdruck in der Zelle (äußerer lichtelektrischer Effekt) über ein Maximum geht. |

- 1899 LENARD beweist für den äußeren lichtelektrischen Effekt:
1. daß beim Belichten der Oberfläche Elektronen austreten, 2. daß die austretenden Elektronen eine Anfangsenergie bis zu einigen Volt besitzen und 3. daß die Anfangsenergie unabhängig von der Intensität, jedoch abhängig von der Frequenz des ein- gestrahlten Lichtes ist.
- 1901 BOSE läßt sich den Lichtdetektor durch ein USA.-Patent schützen.
- 1902 AUSTIN U. STARKE entdecken die Sekundärelektronenemission.
- 1905 EINSTEIN findet auf Grund der LENARDSCHEN Versuchsergebnisse die Gleichung $h\nu = \frac{m}{2}v^2 + \epsilon\phi$.
- 1906 DEMBER verwendet zur Gasfüllung der Photozellen Edelgase (Argon, Helium).
- 1907 PRINGSHEIM beobachtet stoßweise Entladung einer Spitze, die nahe dem Entladepotential gehalten ist, durch Belichtung mit ultraviolettem Licht.
- 1910 ELSTER U. GETTEL führen die lichtelektrische Zelle (äußerer lichtelektrischer Effekt) als Vakuum- und als gasgefüllte Zelle in die Meßtechnik ein. Sie stellen die ersten Kaliumhydridzellen her.
- 1912 COMPTON U. RICHARDSON bestimmen aus lichtelektrischen Messungen die Kontaktpotentialdifferenz zweier Metalle.
- 1913 GERLACH U. MEYER verwenden den von MILLIKAN und EHRENHART angegebenen Schwabekondensator, um den lichtelektrischen Grundvorgang, das Ablösen von Elektronen, zu beobachten.
- 1916 MILLIKAN weist experimentell die Gültigkeit der Beziehung $h\nu = \frac{m}{2}v^2 + \epsilon\phi$ nach.
- 1917 CASE entdeckt die Ultrarotempfindlichkeit von Widerstandszellen, die aus Thalliumsulfid, welches mit Sauerstoff behandelt ist, hergestellt sind.
- 1921 GUDDEN U. POHL beweisen für den inneren lichtelektrischen Effekt 1. daß der lichtelektrische Primärstrom der absorbierten Lichtintensität proportional ist und 2. daß er trägheitslos der Belichtung folgt.
- 1924 GEIGER (F. H.) schafft den Kupferoxydul-trockengleichrichter und beobachtet bei Belichtung desselben das Auftreten einer selbständigen EMK.
- IVES stellt Photokathoden mit äußerem lichtelektrischen Effekt durch Aufbringen dünner Alkalischichten

- auf Metallunterlagen her (Erniedrigung der Austrittsarbeit).
- 1927 KOLLER U.
1928 BAINBRIDGE benutzen als Kathoden für den äußeren lichtelektrischen Effekt Alkalioxyde auf einer Metallunterlage, das mit einer monatomaren Alkalischicht bedeckt ist.
- LUKIRSKY U. PRIEZAEV bestimmen mit Hilfe der Methode des zentralen Feldes die Energieverteilung der Photoelektronen.
- 1930 LANGE ist der Wiederentdecker der von ADAMS und DAY (1876), FRITTS (1883) und GEIGER (1924) gefundenen Erscheinungen (Herstellung von Kupferoxydulhinterwand-Sperrschichtzellen).
- SCHOTTKY beschreibt die Kupferoxydulvorderwand-Sperrschichtzellen.
- SCHRÖTER U. MICHELSEN verbessern durch Zusatz von Tellur zum Selen die Ultrarotempfindlichkeit der Widerstandszellen.
- 1930 OLPIN (sensibilisieren im Anschluß an die KOLLERSCHEN Versuche die Alkalikathoden mit Schwefel, Selen und Tellur.
- 1931 KLUGE veröffentlicht seine Versuche mit Selen-Sperrschichtzellen.
- BERGMANN weist das Auftreten einer selbständigen EMK an natürlichen Halbleitereinkristallen (Proustite, Cuprit u. ä.) unter Belichtung nach, die ein solches Vorzeichen hat, daß die Elektronen in Richtung des Lichtes getrieben werden.
- DEMBER verwendet das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr, nachdem er den Zylinder mit einer lichtempfindlichen Kathode ausrüstet, zur Zählung von Lichtquanten.
- RAJEWSKY baut die ersten dynamischen Vervielfacher.
- 1934 FARNSWORTH stellt Kathoden für den äußeren lichtelektrischen Effekt aus Legierungen eines Alkalimetalls mit einem Metall geringer Leitfähigkeit (etwa Bi, Sb) her und erzielt damit Quantenausbeuten bis zu 30%.
- 1935 GÖRLICH führt die ersten L-, T- und magnetischen Vervielfacher aus.
- ZWORJIKIN beweisen, daß die Emissionszentren für die lichtelektrische und sekundäre Emission verschiedene sind.
- DOBROJUBSKY, TIMOFEEV U. PJATNITZKY stellen den Netzvervielfacher her.
- KLUGE U. WEISS klären durch Versuche an KH-KBr-Mischkristallen die Frage nach den Sekundärströmen beim inneren lichtelektrischen Effekt.
- 1937 HILSCH U. POHL

- 1938 KOLOMIJEZ gibt die Herstellung von Thalliumsulfidsperrschichtzellen an.
- MICHELSSEN verbessert den Lichtdetektor zur Bleiglanznetzelle.
- 1940 KUTZSCHER stellt serienmäßig die ersten mit Kohlensäureschnee gekühlten Bleisulfidwiderstandszellen her.
- 1941 GUDDEN u. TREU geben Vorschriften für die Herstellung von ungekühlten Bleisulfidwiderstandszellen.
- LOSCHKAREW berichtet über die ersten hochempfindlichen Silber-sulfidsperrschichtzellen.
- 1942 GÖRLICH u. LANG stellen serienmäßig die ersten ungekühlten Bleisulfid-Widerstandszellen her.
- 1944 GUDDEN u. FRANK erzielen die ersten Erfolge mit hochohmigen, lichtempfindlichen Bleisulfidwiderstandsschichten,
- GUDDEN und TREU mit Bleiselenidwiderstandszellen und
- HERTZ u. KRENZMANN mit Bleitelluridwiderstandszellen.
- 1946 FRIEDRICH entdeckt die große Empfindlichkeit des inneren lichtelektrischen Effektes an Kadmiumsulfidkristallen und
- GÖRLICH die des Kadmiumselenids.

Ergänzungen zu den Tabellen 16, 18, 19 und 20

Die Tabellen 16, 18, 19 und 20 zeigen nach Meinung des Verfassers auf, welche Firmen bzw. Werkstätten sich mit der Herstellung von Photozellen in den Jahren 1944/45 befaßten. Die Tabellen bedürfen naturgemäß einer laufenden Ergänzung.

Neue Firmen:

Name des Herstellers	Art der hergestellten Photozellen	Anwendungszweck	Besondere Kennzeichen
Physikalisch-Technische Werkstätten, Prof. Heimann, Wiesbaden	Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt	Tonfilm, technische und wissenschaftliche Anwendungen	Vakuumszellen und gasgefüllte Zellen mit Cäsiumoxydkathoden
Forschungs- und Entwicklungslaboratorium, Dr. G. Maurer, Kohlberg Kr. Nürtingen	Vervielfacher, acht- und elfstufig	technische und wissenschaftliche Anwendungen	Cäsiumoxydkathoden

§2. Übersichtstafeln
Vergleichende Zusammenstellung der Empfindlichkeiten verschiedener lichtelektrischer Zellen

Stromempfindlichkeit*) $S_i = \frac{d^2 i_{ph}}{d\Phi^2}$
Spannungsempfindlichkeit $S_c = \frac{d\epsilon}{d\Phi}$

Zellenart	S_i^{**}	S_c^{**}	Langwellige Grenze	Quantenäquivalent	Anpassung	
					$S_{i,max}$	$S_{c,max}$
Cäsiumoxydzelle (Vakuum)	20—45 $\frac{\mu A}{lm}$	5 $\frac{V}{mlm}$	1300 m μ	bis 1%	—	für $R_c = R_i$
Cäsium-Antimonzelle (Vakuum)	30—60 $\frac{\mu A}{lm}$	5 $\frac{V}{mlm}$	800 m μ	bis 30%	—	für $R_c = R_i$
Cäsiumoxydvervielfacher	bis 20 $\frac{A}{lm}$	10 ⁴ $\frac{V}{mlm}$	1300 m μ	bis 1%	—	für $R_c = 0$
Selenwiderstandszelle	100—3000 $\frac{\mu A}{lm}$	10 $\frac{V}{mlm}$	900 m μ	durch Sekundäreffekte Quantenäquivalent > 100%	—	für $R_c = R_i$
Thaliofolidwiderstandszelle	2000—3000 $\frac{\mu A}{lm}$	10 $\frac{V}{mlm}$	1800 m μ	—	—	für $R_c = 0$
Selensperrschichtzelle	200—600 $\frac{\mu A}{lm}$	0,01 $\frac{V}{mlm}$	800 m μ	bis 50%	—	für $R_c = \infty$

*) Für Alkali-vakuumszellen und Vervielfacher ist $S_i =$ konstant, ebenso für Sperrschichtzellen im Kurzschlußfall.
**) $T = 2360^\circ K.$

§ 4. Einzelliteratur

- 1) SCHRÖDINGER, R., Ann. Physik 81 (1926) 199.
- 2) WENTZEL, G., Z. Physik 40 (1926) 578; BECK, G., Z. Physik 41 (1927) 443.
- 3) Vgl. z. B. LIFSCHITZ, J., und REGGIANI, M., Z. phys. Chemie 155 (1931) 431.
- 4) DEMBER, H., Physik. Z. 32 (1931) 554, 856.
- 5) Zus. Darst. z. B. SMEKAL, A., Physik in regelm. Ber. 4 (1936) 17, 173, 193; 8 (1940) 127; MÖGLICH, P., und ROMPE, R., Physik in regelm. Ber. 10 (1942) 7, MASSAY, H. S. W., J. sci. Instr. 24 (1947) 220; SEITZ, F., J. appl. Physics 16 (1945) 553; MEYER, W., Z. Elektrochemie 50 (1944) 274; BUSCH, G., Z. angew. Math. u. Phys. 1 (1950) 3; RIEHL, N. u. SCHÖN, W., Z. Physik 114 (1939) 682.
- 6) SCHOTTKY, W., Z. Physik 14 (1923) 63.
- 7) MILLIKAN, R. A., Physic. Rev. 18 (1921) 236.
- 8) RICHARDSON, O. W., Philos. Mag. 24 (1912) 570; 27 (1914) 476.
- 9) FOWLER, R. H., Physic. Rev. 38 (1931) 45.
- 10) HILSCH, R., und POHL, R. W., Z. Physik 108 (1938) 55; POHL, R. W., und STÖCKMANN, F., Ann. Physik 1 (1947) 275.
- 11) FRIEDRICH, R., Naturwiss. 33 (1946) 281; Physic. Rev. 72 (1947) 594; BROSER, I., u. KALLMANN, H., Z. Naturforschg 2a (1947) 439, 642; FASSBENDER, J., MÖGLICH, F., u. ROMPE, R., Ann. Physik 3 (1948) 327; FASSBENDER, J., Ann. Physik 5 (1949) 33; FASSBENDER, J., u. LEHMANN, H., Ann. Physik 6 (1949) 215; BROSER, J., und WARMINSKY, R., Ann. Phys. 7 (1950) 289.
- 12) Eine Übersicht über die verschiedenen Theorien des Sperrschichtphotoeffektes gibt LANGE, B., Die Photoelemente und ihre Anwendung, 1. Teil, Kapitel II; Leipzig 1936.
- 13) VAN GEEL, W., Z. Physik 69 (1931) 765.
- 14) MOTT, H. V., Proc. Roy. Soc. London 171 (1939) 27, 281.
- 15) Vgl. insbes. SCHOTTKY, W., Z. Physik 118 (1942) 539.
- 16) Vgl. ROTHE, H., und KLEEN, W., Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren in „Bücherei der Hochfrequenztechnik“ (1940) 124.
- 17) FRÖHLICH, R., Ann. Phys. 13 (1932) 229; WOOLDRIDGE, D. E., Physic. Rev. 56 (1939) 562; neuere Überlegungen s. SCHLECHTWEG, H., Naturwiss. 31 (1943) 204; Techn. Mitt. Krupp Forschungsber. 6 (1943) 99.
- 18) NORDHEIM, L., Physik. Z. 30 (1929) 177.
- 19) SUHRMANN, R., Z. Physik 33 (1925) 63.
- 20) DU BRIDGE, L. A., Physic. Rev. 39 (1932) 108; BLOCHINZEW, D., Physik. Z. d. Sowj. 1 (1932) 781.
- 21) FRÖHLICH, H., Elektronentheorie der Metalle, Berlin 1936, S. 119; neuere theoretische Betrachtungen und Vergleiche mit anderwärts experimentell gewonnenen Ergebnissen vgl. FAN, Physic. Rev. 68 (1945) 43.
- 22) MAYER, H., Z. Physik 124 (1948) 326.
- 23) MARX, Physic. Rev. 69 (1948) 523.

- 24) ROTHIER, F., und BOMKE, H., Z. Physik 86 (1933) 321.
- 25) NITZSCHE, A., Ann. Physik 14 (1932) 463; UNDERWOOD, N., Physic. Rev. 47 (1935) 502; FARNSWORTH, H. E., und RALPH, P., Physic. Rev. 58 (1940) 812.
- 26) CARDWELL, A. B., Physic. Rev. 38 (1931) 2033.
- 27) SMOLUCHOWSKI, R., Physic. Rev. 60 (1941) 661.
- 28) Vgl. insbes. FRIEDRICH, W., und SCHULZE, R., Strahlentherapie 50 (1934) 386.
- 29) FLEISCHER, R., Ann. Physik 82 (1927) 75; auch WIEDMANN, G., Verh. dtsh. physik. Ges. 18 (1916) 333.
- 30) SUHRMANN, R., und SCHALLAMACH, A., Z. Physik 91 (1934) 775.
- 31) Beispiele für Untersuchungen an kompakten Metallen: GERDING, H., und GERDING-KROON, R., Rev. Trav. chim. 51 (1932) 612; HUNTER, J. S., Proc. Roy. Soc., EDINBOURGH 54 (1934) 102; Philos. Mag. 19 (1935) 958; RENTSCHLER, H. C., und HENRY, D. E., J. Opt. Soc. Am. 26 (1936) 30; REGER, K., Z. Physik 102 (1936) 156; Beispiele für Untersuchungen an Aufdampfschichten: CASHMAN, R., und HUXFORD, W., Physic. Rev. 43 (1933) 811; DÉJARDIN, G., und SCHWEGLER, R., Compt. Rend. 196 (1933) 1585; DEVOE, C. F., Physic. Rev. 50 (1936) 481; CASHMAN, R. J., und HASSOE, R., Physic. Rev. 53 (1938) 919; RENTSCHLER, H. C., und HENRY, D. E., Trans. Electrochem. Soc. 87 (1945).
- 32) Vgl. z. B. DU BRIDGE, L. A., und ROEHR, W. W., Physic. Rev. 39 (1932) 99.
- 33) BOMKE, H., Ann. Physik 10 (1931) 579; neuerdings sind die Untersuchungen, den Einfluß des Wasserdampfes betreffend, ausgedehnt worden auf die Metalle Zn, Sb und Na, vgl. REIMERT, L. J., J. Opt. Soc. Am. 36 (1946) 278.
- 34) THEIN, L. P., Physic. Rev. 53 (1938) 287.
- 35) HERTZ, H., Wiedemanns Ann. 31 (1887) 983; HALLWACHS, W., Wiedemanns Ann. 33 (1888) 301; neuere Untersuchungen siehe z. B. MACK, J. M., Physic. Rev. 58 (1940) 196.
- 36) Vgl. z. B. CLAUSNITZER, J., Phys. Z. 34 (1933) 791; MIYOSTRI, Y., Electrot. J. Tokyo 4 (1940) 239.
- 37) KRAMER, J., Z. Physik 125 (1949) 755.
- 38) Vgl. z. B. SCHULZE, R., Physik. Z. 34 (1933) 24. Experimentelle Ergebnisse siehe z. B. FUKUROI, T., Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 32 (1937) 187; WEBER, A. H., Physic. Rev. 53 (1938) 895; und O'BRIEN, D. F., Physic. Rev. 60 (1941) 574.
- 39) GUDDEN, B., und POHL, R. W., Z. Physik 34 (1925) 245.
- 40) FLEISCHMANN, R., Göttinger Nachr. (1931) 252; HAEMANN, D., Soc. Roum. Phys. 40 (1939) 77. Über die Größe des Photostromes in Abhängigkeit von der Schichtdicke vgl. MACIUC, G., Soc. Roum. Phys. 40 (1939) 3, sowie MAYER, H., Z. Physik 124 (1948) 326, 345. In letzterer Arbeit wird die Konsequenz gezogen, nämlich technische Vielschichten-Photozellen herzustellen.
- 41) KRAMER, J., Z. Physik 106 (1937) 675, 692.

- ⁴²⁾ Vgl. bes. LOVELL, A. C. B., Proc. Roy. Soc. 157 (1936) 311; APPELYARD, E. T. S., und LOVELL, A. C. B., Proc. Physic. Soc. 49 (1937) 118; über Wachstum, Struktur und Leitfähigkeit dünner metallischer Schichten s. auch LEVINSTEIN, H., J. appl. Phys. 20 (1949) 306; HARRIS, L., und SHAFER, L. H., Physic. Rev. 76 (1949) 943.
- ⁴³⁾ FLEISCHER, R., und TEICHMANN, H., Die lichtelektrische Zelle und ihre Herstellung, Dresden und Leipzig, 1932, S. 47 ff.
- ⁴⁴⁾ IVES, H. B., Astrophysic. J. 60 (1924) 209.
- ⁴⁵⁾ SUHRMANN, R., und SCHALLMACH, A., Z. Physik 79 (1932) 153; MAYER, H., Ann. Physik 29 (1937) 129, 33 (1938) 419.
- ⁴⁶⁾ Weitere Einzelheiten über Absorptionsschichten (Ausbeute, spektrale Verteilung in Abhängigkeit von der Unterlage u. a.) vgl. z. B. FLEISCHER, R., Physik. Z. 32 (1931) 217; KEITH-BREWSTER, A., Physic. Rev. 44 (1933) 1016; ROLLER, D., und WOOLDRIDGE, D., Physic. Rev. 45 (1934) 119; BRADY, J. J., Physic. Rev. 47 (1935) 197; IVES, H. B., und BRIGGS, H. B., J. Opt. Soc. Am. 28 (1938) 330; MAYER, H., Z. Physik 115 (1940) 729.
- ⁴⁷⁾ Ausführliche Darstellung bei DE BOER, J. H., Elektronenemission und Adsorptionerscheinungen, Leipzig, 1937 S. 96.
- ⁴⁸⁾ STRANSKI, I. N., und SUHRMANN, R., Ann. Physik 1 (1947) 169.
- ⁴⁹⁾ RENTSCHLER, H. C., und HENRY, D. E., Bull. Am. physic. Soc. 11 (1936) 26.
- ⁵⁰⁾ GÖRLICH, P., Physik. Z. 43 (1942) 121.
- ⁵¹⁾ ELSTER, J., und GETTEL, H., Physik. Z. 12 (1911) 609; POHL, R. W., und PRINGSHEIM, P., Verh. dtsh. physik. Ges. 15 (1913) 179.
- ⁵²⁾ DE BOER, J. R., Elektronenemission und Adsorptionerscheinungen, Leipzig 1937.
- ⁵³⁾ FLEISCHER, R., Ann. Physik 82 (1927) 75.
- ⁵⁴⁾ Vgl. z. B. BOSWORTH, R. C. L., Trans. Faraday Soc. 32 (1936) 1369; TYKOCINER, J. T., KUNZ, J., und GARDNER, L. P., Physic. Rev. 57 (1940) 565; TYKOCINER, J. T., und BLOOM, L. R., Physic. Rev. 57 (1940) 571; 59 (1941) 115.
- ⁵⁵⁾ Zusammenfassende Darstellung vgl. FLEISCHER, R., und TEICHMANN, H., Die lichtelektrische Zelle und ihre Herstellung, Dresden u. Leipzig, 1932, insbes. S. 36; wichtige Einzeldarstellungen KOLLER, L. R., Physic. Rev. 29 (1927) 902 (Sauerstoff); OLPIN, A. R., Physic. Rev. 36 (1930) 258; KLUGE, W., Z. Physik 67 (1931) 497 (Schwefel, Selen, Tellur); SUHRMANN, R., Z. Elektrochem. 44 (1938) 484 (organische Substanzen).
- ⁵⁶⁾ VERWEY, E. J. W., und DE BOER, J. R., Roc. trav. chim. 55 (1936) 675.
- ⁵⁷⁾ KOLLER, L. R., Physic. Rev. 36 (1930) 1639; IVES, H. B., und OLPIN, A. R., J. Opt. Soc. Am. 24 (1934) 198.
- ⁵⁸⁾ ASAO, S., Physics 2 (1932) 12.
- ⁵⁹⁾ FLEISCHER, R., und GÖRLICH, P., Physik. Z. 35 (1934) 289.
- ⁶⁰⁾ ASAO, S., Proc. physic. math. Soc. Japan 22 (1940) 448; theoretische Überlegungen vgl. SAYAMA, Y., J. Opt. Soc. Am. 39 (1949) 162.

- ⁶¹⁾ KLUGE, W., Physik. Z. 34 (1933) 115; Z. Physik 95 (1935) 734.
- ⁶²⁾ GÖRLICH, P., Z. Physik 116 (1940) 704.
- ⁶³⁾ DE BOER, J. H., CUSTERS, J. F. H., und DIPPEL, C. J., Physics 1 (1934) 935; SUHRMANN, R., Z. Elektrochem. 44 (1938) 478; KLUGE, W., Z. techn. Physik 19 (1938) 597.
- ⁶⁴⁾ HUGHES, A. L., und DU BRIDGE, L. A., Photoelectric Phenomena 1932; DE BOER, J. H., und TEVES, M. C., Z. Physik 83 (1933) 523; HARTMANN, W., Z. Fernseh GmbH. 1 (1939) 226; GÖRLICH, P., Z. Physik 116 (1940) 704; SUHRMANN, R., und DEHMELT, P. W., Z. Physik 118 (1942) 677; für Erdalkalioxydkathoden NISIBORI, E., KAWAMURA, H., und HIRANO, K., Proc. physic. Math. Soc. Japan 23 (1941) 37.
- ⁶⁵⁾ MORIYA, V., Electrotechn. J. Japan 1 (1937) 118; vgl. an neueren Untersuchungen FREEMER, A. J., und SINITZKAJA, I. G., Vortr. Akad. Wiss. UdSSR 66 (1949) 49.
- ⁶⁶⁾ UYEDA, R., ASAO, S., SAYAMA, Y., und KOBAYASHI, A., Proc. physic. math. Soc. Japan 22 (1940) 791; vgl. auch KLUGE, W., und RUPP, E., Physik. Z. 32 (1931) 165 (Elektronenreflexion an K-Hydridkathoden).
- ⁶⁷⁾ GÖRLICH, P., Z. Physik 109 (1938) 374.
- ⁶⁸⁾ TEICHMANN, H., Z. techn. Physik 19 (1938) 600; MAURER, G., Z. Physik 118 (1941) 104.
- ⁶⁹⁾ BRAUER, G., Z. anorgan. Chemie 225 (1947) 101.
- ⁷⁰⁾ Zusammenfassende Beschreibung und ausführliche Literaturangaben s. HARTMANN, W., Z. Fernseh GmbH. 2 (1943) 157.
- ⁷¹⁾ JAMIESON, N. F., SHEA, T. E., und PIERCE, P. H., J. Soc. Mot. Pict. 27 (1936) 365.
- ⁷²⁾ KLUGE, W., Z. Physik 93 (1935) 789.
- ⁷³⁾ SCHÄETZ, N., Helv. Phys. Acta 23 (1950) 108.
- ⁷⁴⁾ SCHÖLER, K., Feinmech. und Präzision 49 (1941) 1.
- ⁷⁵⁾ GÖRLICH, P., Z. Physik 101 (1936) 335.
- ⁷⁶⁾ MATTLER, J., Compt. Rend. 216 (1943) 760; 218 (1943) 143.
- ⁷⁷⁾ GÖRLICH, P., Z. techn. Physik 18 (1937) 460.
- ⁷⁸⁾ GÖRLICH, P., Philos. Mag. 25 (1938) 256; J. Opt. Soc. Am. 31 (1941) 504; Z. Physik 116 (1940) 704.
- ⁷⁹⁾ SOMMER, A., Proc. Roy. Soc. 55 (1943) 145.
- ⁸⁰⁾ GLOVER, A. M., und JAMES, R. B., Electronics 13 (1940); RCA Rev. 6 (1941) 43.
- ⁸¹⁾ SHUKOW, W. W., J. techn. Physik (russ.) 9 (1939) 376; MOROZOV, G., J. techn. Physik (russ.) 9 (1939) 2018.
- ⁸²⁾ SAIZEFF, N., J. techn. Physik (russ.) 9 (1939) 661; SOMMER, A., Nature 148 (1941) 468.
- ⁸³⁾ Vgl. u. a. RENDUS, H., Z. Physik 119 (1942) 265; GLOCKER, R., und RENDUS, H., Z. Elektrochemie 48 (1942) 327; ZINTL, R., und HARDER, A., Z. physik. Chemie (B) 16 (1932) 206.

- ⁸⁴) LEWIN, G., *Trans. Electrochem. Soc.* 87 (1945); BURTON, J. A., *Physic. Rev.* 72 (1947) 531; MENSCHIKOW, M. I., *Z. techn. Physik (russ.)* 17 (1947) 579; MORGULIS, N. D., BORSJAK, P. G., und DJATLOWITZKAJA, *Nachr. Akad. Wiss. UdSSR. (Serie Physik)* 12 (1948) 126.
- ⁸⁵) CHLEBNIKOW, N. S., und MELAMED, A. E., *Z. techn. Physik (russ.)* 14 (1944) 385; CHLEBNIKOW, N. S.; *Z. techn. Physik (russ.)* 16 (1946) 745; 17 (1947) 333.
- ⁸⁶) Die umfangreiche gesamte Literatur über Legierungskathoden ist zusammengefaßt bei GÖRLICH, P., *Z. Physik* 116 (1940) 704; *Physik. Z.* 43 (1942) 121; über einige interessante optische Besonderheiten an Legierungskathoden vgl. KARCHANINA, N. J., und MORGULIS, N. D., *J. techn. Phys. (russ.)* 20 (1950) 345.
- ⁸⁷) LOTMAR, W., *Helv. Phys. Acta* 18 (1945) 369.
- ⁸⁸) GÖRLICH, P., und LANG, W., *Z. Instrumentenkde.* 57 (1937) 249.
- ⁸⁹) GÖRLICH, P., und LAU, E., *Z. Physik* 77 (1932) 746.
- ⁹⁰) BECKER, K., *Physik. Z.* 32 (1931) 489; MICHAELSON, H. B., *J. appl. Phys.* 21 (1950) 536.
- ⁹¹) MROWKA, B., *Z. techn. Physik* 18 (1937) 572.
- ⁹²) BRÜCHE, E., und JOHANNSSON, H., *Physik. Z.* 33 (1932) 898; FOX, G. W., und BAILEY, F. M., *Physic. Rev.* 2 (1941) 174.
- ⁹³) HUBER, H., und WAGENER, S., *Z. techn. Physik* 23 (1942) 1.
- ⁹⁴) HEINZE, W., und WAGENER, S., *Z. techn. Physik* 17 (1936) 645.
- ⁹⁵) BLEWETT, J. P., *J. appl. Physics* 10 (1939) 668, 831; zusammenfass. Lit. s. auch BLEWETT, J. P., *J. appl. Physics* 17 (1946) 643; FIELD, L. M., *Rev. modern Physics* 18 (1946) 353.
- ⁹⁶) REIMANN, A. L., und MURCOCI, R., *Philos. Mag.* 9 (1930) 440.
- ⁹⁷) KOLLER, L. R., *Physic. Rev.* 25 (1925) 671.
- ⁹⁸) Vgl. z. B. WAGNER, E. R., *Electronics* (1934) 104; LANGER, K., *Feinmechanik u. Präz.* 51 (1943) 53.
- ⁹⁹) KNOLL, M., und THEILE, R., *Z. Physik* 113 (1939) 260.
- ¹⁰⁰) FARNSWORTH, H. B., *Physic. Rev.* 27 (1926) 243; WOOLDRIDGE, D. E., *Physic. Rev.* 56 (1939) 562.
- ¹⁰¹) KOLLATH, R., *Ann. Physik* 33 (1938) 285.
- ¹⁰²) GÖRLICH, P., *Physik. Z.* 43 (1942) 121.
- ¹⁰³) Vgl. z. B. HASTINGS, A. E., *Physic. Rev.* 57 (1940) 695.
- ¹⁰⁴) SUHRMANN, R., und KUNDT, W., *Z. Physik* 121 (1943) 118; STAHL, H., und WAGNER, S., *Z. techn. Physik* 24 (1943) 286, glauben, aus ihren Untersuchungen schließen zu können, daß dünne aufgedampfte Be-Schichten durch Temperaturbehandlung über 700°C schwach oxydiert werden und daß auf diese Weise ein hohes δ erzielt wird.
- ¹⁰⁵) MÜLLER, H. O., *Z. Physik* 104 (1937) 475.
- ¹⁰⁶) SIXTUS, K., *Ann. Physik* 3 (1929) 1017.

- ¹⁰⁷) SALOW, G., *Z. techn. Physik* 21 (1940) 8; HEIMANN, W., und GEYER, K., *Elektr. Nachr. Techn.* 17 (1940) 1.
- ¹⁰⁸) FRIEDHIM, J., und WEISS, G., *Naturwiss.* 29 (1941) 777; vgl. auch Ag-Mg-Legierung mit ca. 15% Mg. ZWORYKIN, V. K., RUEDY, J. E., und PIKE, E. W., *J. appl. Physics* 12 (1941) 696.
- ¹⁰⁹) GILLE, H., *Z. techn. Physik* 22 (1940) 228.
- ¹¹⁰) DJATLOWITZKAJA, B. J., *Ber. Akad. Wiss. UdSSR.* 63 (1948) 641.
- ¹¹¹) Zusammenfassende Darstellung vgl. BRUNIG, H., *Die Sekundäremission fester Körper*, Berlin, 1942; KNOLL, M., HACHENBERG, O., und RANDMER, J., *Z. Physik* 122 (1944) 137.
- ¹¹²) SCHNITGER, H., *Z. techn. Physik* 21 (1940) 376; TASULACHOFF, B. D., *J. techn. Phys. (russ.)* 20 (1950) 773.
- ¹¹³) BEAMS, J. W., *Physic. Rev.* 43 (1933) 781; HAEFFER, R., *Naturwiss.* 27 (1939) 32; CHAMBOR, C. C., *Physic. Rev.* 43 (1933) 768; MÜLLER, E. W., *Z. Physik* 106 (1937) 541; BENJAMIN, M., und JENKINS, R. O., *Proc. Roy. Soc. (A)* 180 (1942) 225.
- ¹¹⁴) HENDERSON, J. E., und DAHLSTROM, R. K., *Physic. Rev.* 55 (1939) 473.
- ¹¹⁵) MALTER, L., *Physic. Rev.* 50 (1936) 48.
- ¹¹⁶) MÜHLENPFORDT, J., *Z. Physik* 108 (1938) 698; MAIL, R., *Z. techn. Physik* 18 (1937) 559.
- ¹¹⁷) PROBE, R. R., *Physic. Rev.* 51 (1937) 1111.
- ¹¹⁸) PARTOW, H., *Z. Physik* 117 (1941) 399.
- ¹¹⁹) TREY, F., *Physik. Z.* 44 (1943) 38.
- ¹²⁰) KYROPOULOS, S., *Z. anorg. allg. Chemie* 154 (1926) 308.
- ¹²¹) HILSCH, R., *Ann. Physik* 29 (1937) 407. An dieser Stelle ist auch die ältere Literatur zu finden.
- ¹²²) STASIW, O., und TELTOW, J., *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen* (1941) 93, 100, 110; *Ann. Physik* 40 (1941) 181; für die Herstellung neuartiger Silberbromid-Emulsionen sind die Versuche von entscheidender Bedeutung geworden, vgl. STASIW, O., und TELTOW, J., *Z. anorg. Chemie* 257 (1948) 103, 109.
- ¹²³) Vgl. z. B. BARSCHESKY, B., *Z. exper. und theor. Phys. (russ.)* 16 (1946) 815; KOTLAREWSKY, A. B., *Z. exper. und theor. Phys. (russ.)* 17 (1947) 519; KIRILLOV, E. A., und LEVY, I. Z., *Z. exper. und theor. Phys. (russ.)* 17 (1947) 339; MITCHELL, J. W., *Philos. Mag.* 40 (1949) 249.
- ¹²⁴) STASIW, O., und TELTOW, J., *Ann. Physik* 1 (1947) 261.
- ¹²⁵) Vgl. z. B. SCHÖNWALD, B., *Ann. Physik* 15 (1932) 395.
- ¹²⁶) ENGELHARD, B., *Ann. Physik* 17 (1933) 501.
- ¹²⁷) PFUND, A. H., *Physic. Rev.* 7 (1916) 289; COBLENTZ, W. W., *Bur. Stand. Sci. Pap.* 18 (1922) 603.
- ¹²⁸) JUSÉ, W. P., und RYWKIN, S. M., *Z. exper. u. theor. Physik (russ.)* 20 (1950) 139.
- ¹²⁹) MÖNCH, G., *Physik. Z.* 40 (1939) 487; BECKER, A., und SCHAPER, J., *Z. Physik* 122 (1944) 49.
- ¹³⁰) MICHELSEN, F., *Z. techn. Physik* 11 (1930) 511.

- ¹³¹) MOSS, T. S., Proc. Phys. Soc. A 62 (1949) 264.
- ¹³²) CASE, T. W., Physic. Rev. 15 (1920) 289; neuere Ergebnisse, insonderheit über die Oxydation des Tl_2S und der daraus folgende Leitungsmechanismus vgl. von HIPPEL, A., CHESLEY, F. G., DENMARK, H. S., ULIN, B. P., und RITTNER, E. S., J. Chem. Physics 14 (1946) 355, 370; Physic. Rev. 69 (1946) 685.
- ¹³³) SEWIS, R., Z. techn. Physik 11 (1930) 269.
- ¹³⁴) Vgl. z. B. PICK, H., Z. Physik 126 (1949) 12 (dort weitere Literatur).
- ¹³⁵) Bemerkungen zur Struktur von PbS-Aufdampfschichten s. FRANK, K., MÜLLER, TH., und RAITHEL, K., Optik 5 (1949) 197.
- ¹³⁶) Vgl. z. B. GUDDEN, B., Forschungsarbeiten über infrarote Strahlungsempfänger, Berlin 1944; CASHMAN, R. J., J. Opt. Soc. Am. 36 (1946) 356; KECK, P. H., Optik 1 (1946) 42; HEPNER, W. A., Nature 159 (1947) 96; STARKIEWICZ, J., SOSNOWSKI, L., und SIMPSON, O., Nature 158 (1946) 28; interessant ist eine Mitteilung, nach welcher offenbar die Stelle von Sauerstoff auch durch Schwefel ersetzt werden kann, vgl. GIBSON, A. F., Nature 163 (1949) 321; weitere neuere Arbeiten über PbS: PICK, H., Ann. Physik 3 (1948) 255; PAKSWER, S., Electronics (1949) Mai S. 111; WATTS, B. N., Proc. Phys. Soc. 62 (1949) 456; über das Verhalten von PbS-Widerstandszellen im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich s. insbes. GENZEL, L., und MUSER, H., Z. Physik 127 (1950) 194.
- ¹³⁷) Vgl. GÖRLICH, P., Z. Naturforschg. 2a (1947) 47.
- ¹³⁸) WILMAN, H., Proc. Phys. Soc. 60 (1948) 117; systematische Untersuchungen über Struktur und Wachstum von PbS-Niederschlägen vgl. ELLEMAN, A. J., und WILMAN, H., Proc. Phys. Soc. 61 (1948) 164; 62 (1949) 344.
- ¹³⁹) SCHWARZ, E., Nature 162 (1948) 614.
- ¹⁴⁰) OXLEY, C. L., J. Opt. Soc. Am. 36 (1946) 356.
- ¹⁴¹) MOSS, T. S., Nature 159 (1947) 476; Proc. Phys. Soc. 62 (1949) 741.
- ¹⁴²) KRENZIEN, O., Z. Physik 126 (1949) 666.
- ¹⁴³) Arbeiten über PbSe: SIMPSON, O., Nature 160 (1947) 791; BLACKWELL, D. E., SIMPSON, O., und SUTHERLAND, G. B. B. M., Nature 160 (1947) 793; MOSS, T. S., und CHASMAR, R. P., Nature 161 (1948) 244; MILNER, C. J., und WATTS, B. N., Nature 163 (1949) 322 (die letzteren stellen PbSe-Spiegel auf chemischem Wege als Ausgangsschichten her).
- Arbeiten über PbTe: SIMPSON, O., SUTHERLAND, G. B. B. M., und BLACKWELL, D. E., Nature 161 (1948) 281; MOSS, T. S., Nature 161 (1948) 766.
- ¹⁴⁴) MILNER, C. J., und WATTS, B. N., Nature 163 (1949) 322.
- ¹⁴⁵) FRERICHS, R., Vortrag Physik. Gesellsch., Göttingen 1946; Physic. Rev. 72 (1947) 594.
- ¹⁴⁶) GÖRLICH, P., und HEYNE, I., Optik 4 (1948/49) 206.
- ¹⁴⁷) KOLOMIJETZ, B. T., und RYWKIN, S. M., J. techn. Physik (russ.) 17 (1947) 987; vgl. für Indiumsulfid auch SCHAFFERNICHT, W., und HELBIG, H., Physik. Bl. 5 (1949) 63 ($\lambda_{max} = 620 m\mu$).

- ¹⁴⁸) WEISS, K., Z. Naturforschg. 2a (1947) 650; weitere Arbeiten über den inneren lichtelektrischen Effekt an CdS vgl. WILKINS, M. H. F., und GARLICK, G. F. J., Nature 161 (1948) 565; FRERICHS, R., und SIEBERT, A. J. F., Physic. Rev. 74 (1948) 1875.
- ¹⁴⁹) GOLDMAN, J. E., und LAWSON, A. W., Physic. Rev. 64 (1943) 138.
- ¹⁵⁰) BRENTANO, J. C. M., und DAVIS, D. H., Physic. Rev. 74 (1948) 711.
- ¹⁵¹) Vgl. z. B. Research 2 (1949) 389.
- ¹⁵²) MOSS, T. S., Proc. Phys. Soc. 63 (1950) 167.
- ¹⁵³) SZENT-GYÖRGYI, A., Nature 157 (1946) 875.
- ¹⁵⁴) WEST, W., und CARROLL, B. H., J. Chem. Physics 15 (1947) 529.
- ¹⁵⁵) CHLEBNIKOW, N. S., und MELAMID, A. E., Ber. Akad. Wiss. UdSSR 63 (1948) 649.
- ¹⁵⁶) Zusammenfassung und ausführliche Literaturangaben über die Arbeiten W. SCHOTTKYS und seiner Mitarbeiter siehe z. B. NÖLDGE, H., Physik. Z. 39 (1938) 546.
- ^{156a}) BRUCKSCH, W. F., ZIEGLER, W. T., BLANCHARD, E. R., und ANDREWS, D. H., Physic. Rev. 59 (1941) 1045.
- ¹⁵⁷) ROTHER, F., und BOMKE, H., Physik. Z. 34 (1933) 865.
- ^{157a}) FUSON, N., J. Opt. Soc. Am. 38 (1948) 845 (dort auch Einzelheiten über die Versuchstechnik).
- ¹⁵⁸) BULLAN, W., Physik. Z. 34 (1933) 745.
- ¹⁵⁹) GÖRLICH, P., Z. techn. Physik 16 (1935) 268.
- ¹⁶⁰) Vgl. FREIWERT, S. I., und BERDNIKOW, N. B., Mémoires de Phys. Ukrainiens 5 (1936) 211; J. techn. Physik (russ.) 7 (1937) 1333; über die Herstellung einer Batterie aus einer Summe von Selensperschichtzellen, vornehmlich für photometrische Arbeiten, vgl. FREIWERT, S. I., und BERDNIKOW, N. B., Opt.-mech. Ind. (russ.) (1939) 13.
- ¹⁶¹) KNOLL, O., Licht 7 (1935) 167; MOON, P., u. a., Trans. Ill. Eng. Soc. 32 (1937) 379.
- ¹⁶²) GÖRLICH, P., Z. Physik 112 (1939) 490.
- ¹⁶³) PUZEIKO, K., Z. techn. Physik (russ.) 8 (1938) 645.
- ¹⁶⁴) Vgl. GÖRLICH, P., und LANG, W., Z. physik. Chemie (B) 41 (1938) 23.
- ¹⁶⁵) SCHWEICKERT, H., Z. Physik 109 (1938) 413.
- ¹⁶⁶) FENNER, E., GUDDEN, B., und SCHWEICKERT, H., Sitzungsber. Physik.-mediz. Soz. Erlangen 71 (1939) 131.
- ¹⁶⁷) SANDSTRÖM, A. E., Philos. Mag. 37 (1946) 347; über interessante Versuche mit Kadmiumoxydzwischenlagen vgl. PRESTON, J. S., Proc. Roy. Soc. 202 (1950) 449.
- ¹⁶⁸) Vgl. z. B. BARNARD, G. B., Proc. Phys. Soc. 47 (1935) 477; PRESTON, J. S., J. Inst. Electr. Eng. 79 (1936) 424; KOLOMIJETZ, B. T., Z. techn. Physik (russ.) 7 (1937) 393.
- ¹⁶⁹) ECKART, F., und SCHMIDT, A., Z. Physik 118 (1941) 199; SANNER, H. G., Ann. Phys. 7 (1950) 416.

- ¹⁷⁰ KOLOMLJEZ, B. T., und PUTZEIKO, E. K., Z. exper. und theor. Phys. (russ.) 17 (1947) 818; Ber. Akad. Wiss. UdSSR. 56 (1947) 587.
- ¹⁷¹ KREBS, H., Z. Metallkde. 40 (1949) 29; Z. Physik 126 (1949) 769.
- ¹⁷² LEHOVEC, K., Z. Physik 124 (1948) 451.
- ¹⁷³ SPENKE, E., Z. Naturforschg. 4a (1949) 37.
- ¹⁷⁴ ROSE, F., und SCHMIDT, H., Z. Naturforschg. 2a (1947) 226.
- ¹⁷⁵ KOLOMLJEZ, W. T., C. R. Acad. Scien. (russ.) 19 (1938) 383; NIX, F. C., und TREPTOW, A. W., J. Opt. Soc. Am. 29 (1939) 457; KOLOMLJEZ, W. T., Z. techn. Phys. (russ.) 17 (1947) 195.
- ¹⁷⁶ GUILLERY, P., Forschungsarbeiten über infrarote Strahlungsempfänger, Berlin 1944; FRANK, K., und RATHEL, K., Z. Physik 126 (1949) 377.
- ¹⁷⁷ JUSÉ, W. P., Physik. Z. Sowjet. 7 (1935) 1; LIANDRAT, G., Thésés (Univ. de Paris) (1935) 60.
- ¹⁷⁸ ECKART, P., und GUDDEN, B., Naturwiss. 29 (1941) 575.
- ¹⁷⁹ Vgl. von den neueren Arbeiten KOSENKO, W. E., und MISELJUK, E. G., J. techn. Physik (russ.) 18 (1948) 1369 (dort finden sich auch Angaben über die statische Charakteristik, die Volt-Ampere-Charakteristik und die Temperaturabhängigkeit der Photo-EMK und des Photostromes der Ag₂S-Sperrschichtzellen.
- ¹⁸⁰ GOOS, F., Ann. Physik 39 (1941) 293.
- ¹⁸¹ FISCHER, F., GUDDEN, B., und TREU, M., Physik. Z. 39 (1938) 127.
- ¹⁸² STEINBERG, D. S., Ukr. physik. Abhandl. 1 (1926) 45.
- ¹⁸³ BERGMANN, L., und HÄUSLER, J., Z. Physik 100 (1936) 50.
- ¹⁸⁴ JUSÉ, W. P., und RYWKIN, S. M., Ber. Akad. Wiss. UdSSR 62 (1948) 55.
- ¹⁸⁵ PUZEIKO, E., J. physik. Chem. (russ.) 22 (1948) 1172; PUZEIKO, E. K., und TEREIN, A. N., J. physik. Chemie (russ.) 23 (1949) 676.
- ¹⁸⁶ Vgl. GÖRLICH, P., und GROSSKURTH, K., Forschungsarbeiten über infrarote Strahlungsempfänger, Berlin 1944.
- ¹⁸⁷ SPECHT, P., Z. Physik 90 (1934) 145; LOSEV, O. V., C. R. Acad. sci. UdSSR. 29 (1940) 360.
- ¹⁸⁸ BENZER, S., Physic. Rev. 70 (1946) 105; 72 (1947) 1267.
- ¹⁸⁹ HEINE, H. G., und SCHERRER, P., Helv. Physica Acta 13 (1940) 489.
- ¹⁹⁰ KENDALL, J. T., Proc. Roy. Soc. 56 (1944) 123; FAIRWEATHER, A., Proc. Roy. Soc. 56 (1944) 270.
- ¹⁹¹ BUSCH, G., und LABHART, H., Helv. Physica Acta 19 (1946) 463.
- ¹⁹² Vgl. z.B. TEAL, G. K., FISHER, J. R., und TREPTOW, A. W., J. appl. Physics 17 (1946) 879.
- ¹⁹³ SHIVE, J. N., Physic. Rev. 76 (1949) 575.
- ¹⁹⁴ LEGRAND, K., Z. Physik 124 (1947) 219.
- ¹⁹⁵ Vgl. z.B. KRON, G. E., Harvard Observ. Monogr. 7, Cent. Symp. (1946) 145.
- ¹⁹⁶ HULL, A. W., Gen. Electr. Rev. 32 (1929) 213, 390.
- ¹⁹⁷ CRAMWINCKEL, A., J. Soc. Mot. Pict. Eng. 49 (1947) 523.

- ¹⁹⁸ GONCHARSKI, L., Z. techn. Phys. (russ.) 10 (1940) 237.
- ¹⁹⁹ GÖRLICH, P., Z. Physik 96 (1935) 588; IAMS, H., und SALZBERG, B., Proc. Inst. Radio Eng. 23 (1935) 55; SIMON und SÜHRMANN, Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung (1932), S. 101.
- ²⁰⁰ KLUGE, W., BEYER, O., und STEYSKAL, H., Z. techn. Physik 18 (1937) 219.
- ²⁰¹ ZWORYKIN, V. K., J. Inst. Electr. Eng. 79 (1936) 1.
- ²⁰² WEISS, G., in Busch-Brüche: Beiträge zur Elektronenoptik 1937, S. 112.
- ²⁰³ PIERCE, J. R., Bell. Lab. Rec. 16 (1938) 305; ZWORYKIN, V. K., und RAJCHMAN, J. A., Proc. Inst. Radio Eng. 27 (1939) 558; RAJCHMAN, J. A., und SKYDER, R. L., Electronics 1940, 20; vgl. auch zusammenfassende Darstellung RODDA, S., J. sci. Instr. 26 (1949) 65.
- ²⁰⁴ ZWORYKIN, V. K., J. Frankl. Inst. 215 (1933) 535; Z. techn. Physik 17 (1936) 170; ZWORYKIN, V. K., MORTON, G. A., und MALTER, L., Proc. Inst. Radio Eng. 24 (1936) 351; SCHNITGER, H., Elektrotechn. Z. 63 (1942) 41.
- ²⁰⁵ WEISS, G., Z. techn. Physik 17 (1936) 626; HARTMANN, W., Z. Feinsch. GmbH. 1 (1939) 226.
- ²⁰⁶ FARNSWORTH, P. T., J. Frankl. Inst. 218 (1934) 411; HENNEBERG, W., ORTHUBER, R., und STEUDEL, B., Z. techn. Physik 17 (1936) 115.
- ²⁰⁷ ORTHUBER, R., und RECKNAGEL, E., Jahrb. AEG-Forschg. 6 (1939) 86.
- ²⁰⁸ MIRO, S., Elektrotechn. J. (jap.) 1 (1937) 168; OKABE, K., Rep. Radio Res. Japan 6 (1936) 1.
- ²⁰⁹ OKABE, K., Rep. Radio Res. Japan 6 (1936) 75.
- ²¹⁰ REICHEL, W., Physik. Z. 44 (1943) 279.
- ²¹¹ KUBETZKY, L. A., Proc. Inst. Radio Eng. 25 (1937) 421.
- ²¹² SCHNITGER, S., Wiss. Veröff. Siemens Konz. 20 (1941) 1; MAURER, G., Archiv Elektrotechn. 36 (1942) 608.
- ²¹³ KUBETZKI, L. A., Nachr. Akad. Wiss. UdSSR. (Serie Physik) 8 (1944) 6, 357; FEINSTEIN, S. M., J. techn. Phys. (russ.) 20 (1950) 361.
- ²¹⁴ KRAUTZ, E., Z. Naturforschg. 4a (1949) 284.
- ²¹⁵ WESCH, L., Ann. Physik 40 (1941) 249.
- ²¹⁶ Vgl. z.B. BOUTRY, G. A., und GILLOD, P., Philos. Mag. 28 (1939) 163; PRESTON, J. S., und McDERMOTT, L. S., Proc. Physic. Soc. 46 (1934) 256.
- ²¹⁷ KORTUM, G., Physik. Z. 32 (1931) 417.
- ²¹⁸ KRÜGER, H., und WEIDERT, F., Z. techn. Physik 20 (1939) 50.
- ²¹⁹ SÜHRMANN, R., Physik. Z. 32 (1931) 929; Naturwiss. 16 (1928) 336; HARTMANN, W., Naturwiss. 30 (1942) 712.
- ²²⁰ LAWRENCE, B. O., und LINFORD, L. B., Physic. Rev. 35 (1930) 482.
- ²²¹ FLEISCHER, R., und GÖRLICH, P., Z. Physik 94 (1935) 597.
- ²²² PENNIG, F. M., und MOUBIS, J., Physica 2 (1935) 55.
- ²²³ GEBST, H., Z. Hochfrequenztechn. Elektroak. 57 (1941) 75; SEKI, T., NISHI, T., und MATSUDAIRA, Nippon electr. Comm. Eng. 18 (1939) 123.
- ²²⁴ KRUTHOF, A. A., Philips Techn. Rundschau 4 (1939) 56.

- ²²⁵ KLUGE, W., BEYER, O., und STEYSKAL, H., Z. techn. Physik 18 (1937) 219; HARTMANN, W., Z. Fernsch. GmbH. 1 (1939) 226.
- ²²⁶ Vgl. z. B. SEWIG, R., Z. techn. Physik 11 (1930) 269; FUCHS, O. D., und KOTTAS, R., Z. techn. Physik 17 (1936) 47.
- ²²⁷ GUDDEN, B., und HENNINGER, P., Z. Physik 125 (1949) 757.
- ²²⁸ ATKINSON, J. R., CAMPBELL, H. R., PALMER, B. H., und WINDR, G. T., Proc. Physic. Soc. 50 (1938) 934.
- ²²⁹ Vgl. z. B. DRESLER, A., GOLDMANN, L., und REEB, O., Licht 3 (1933) 228.
- ²³⁰ HAMAKER, H. C., und BEEZHOLD, F. W., Physica 1 (1933) 119; BERGMANN, L., und PELZ, R., Z. techn. Physik 18 (1937) 185; BJÖRNSTÄHL, J., Z. Instrumentenkde. 62 (1942) 181; theoretische Überlegungen über den Zusammenhang des Photostromes, der Photospannung und des inneren Widerstandes von der Belichtungsintensität, sowie über die Abhängigkeit des Photostromes und der Photospannung von der Temperatur s. auch TOMURA, M., Bull. Chem. Soc. Japan 22 (1949) 52.
- ²³¹ BECKER, A., Z. Physik 112 (1939) 629.
- ²³² Vgl. z. B. HOUSTOUN, R. A., und HOWATSON, A. F., Philos. Mag. 36 (1945) 279; SANDSTRÖM, A. E., Ark. f. Matem., Astr. o. Fys. 31 (1946) N:o 9.
- ²³³ GÖRLICH, P., und MEYER, E. J., Z. Astrophysik 16 (1938) 343.
- ²³⁴ Vgl. z. B. GÖRLICH, P., Z. Physik 85 (1933) 128.
- ²³⁵ DE BOER, J. H., und TEVES, M. C., Z. Physik 73 (1932) 192; 83 (1933) 521.
- ²³⁶ SUHRMANN, R., und DEMPSTER, D., Physik. Z. 35 (1934) 148; Z. Physik 94 (1935) 742.
- ²³⁷ Vgl. u. a. DRESLER, A., Licht 11 (1941) 139; Lebensdaueruntersuchungen auch bei FREIWEIT, S. I., J. techn. Physik (russ.) 6 (1936) 1855.
- ²³⁸ Vgl. insbes. PRESTON, J. S., J. Inst. Electr. Eng. 79 (1936) 424; KNOLL, O. H., Diss. Karlsruhe 1936; HOUSTOUN, R. A., Philos. Mag. 31 (1941) 498; HUNTER, R. S., J. Opt. Soc. Am. 30 (1940) 536.
- ²³⁹ Vgl. hierzu z. B. PRESTON, J. S., Trans. Ill. Eng. Soc. 8 (1943) 136; Rev. d'Optique 27 (1948) 520 (beide Literaturstellen enthalten übrigens eine größere Anzahl von Erfahrungen über Eigenschaften, die im National Physical Laboratory sowohl an Sperrschichtzellen, als auch an Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit für photometrische Arbeiten gesammelt wurden).
- ²⁴⁰ HOUSTOUN, R. A., Philos. Mag. 37 (1946) 13.
- ²⁴¹ Vgl. hierzu noch: MORRIS, L. W., Physic. Rev. 37 (1931) 1263; WINCH, R. P., Physic. Rev. 37 (1931) 1269.
- ²⁴² SUHRMANN, R., Physik. Z. 34 (1933) 877.
- ²⁴³ Vgl. z. B. WOOLDRIDGE, D. E., Physic. Rev. 58 (1940) 316.
- ²⁴⁴ AMERIO, A., Instit. Lomb. Sci. Lettre Rend. 68 (1935) 736.
- ²⁴⁵ JOSÉ, W. P., und RYWKIN, S. M., Ber. Akad. Wiss. UdSSR, (1947).
- ²⁴⁶ WATTS, B. N., Proc. Physic. Soc. A 62 (1949) 456.
- ²⁴⁷ TRICHMANN, H., Z. Physik 67 (1931) 192; LANGE, B., Physik. Z. 32 (1931) 850; BULIAN, W., Physik. Z. 34 (1933) 745.
- ²⁴⁸ BERGMANN, L., und PELZ, R., Z. techn. Physik 18 (1937) 177; BECKER, A., Z. Physik 114 (1939) 342; MACGREGOR-MORRIS, J. T., und BILLINGTON, R. M., J. Inst. Electr. Eng. 79 (1936) 435.
- ²⁴⁹ BARNARD, G. P., Proc. Physic. Soc. 51 (1939) 222.
- ²⁵⁰ MENDE, G., Diss. Leipzig 1941; GRIVET, M. P., Ann. de Physique 17 (1942) 72.
- ²⁵¹ LEO, W., und MÜLLER, C., Physik. Z. 36 (1935) 113.
- ²⁵² ROGGENDORF, A., Physik. Z. 36 (1935) 660; OLLENDORF, F., Z. techn. Physik 13 (1932) 606; CAMPBELL, N. R., Philos. Mag. 14 (1932) 465; YOUNG, L. A., und BRADBURY, W. K., Physic. Rev. 43 (1933) 34; CAMPBELL, W. R., NOVEL, H. R., und STOODLEY, L. G., Proc. Physic. Soc. 48 (1936) 589; CAMPBELL, W. R., und RIVEIN, R. S., Proc. Physic. Soc. 49 (1937) 12; SKELLETT, A. M., J. appl. Physics 9 (1938) 631; ENGSTROM, R. W., und RUXFORD, W. S., Physic. Rev. 58 (1940) 67.
- ²⁵³ MÄLTER, L., Proc. Inst. Radio Eng. 29 (1941) 587.
- ²⁵⁴ SCHÖNWALD, B., Ann. Physik 15 (1932) 395; GÖRLICH, P., Z. techn. Physik 14 (1933) 144; GUNDLACH, F. W., Archiv Elektrotechn. 30 (1936) 625.
- ²⁵⁵ Vgl. GURSKII, W., Licht 12 (1942) 176, 217; FINKELNBURG, W., und SCHLUGE, H., Z. techn. Physik 24 (1943) 72.
- ²⁵⁶ POTAPENKO, J. R., J. techn. Physik (russ.) 18 (1948) 1356.
- ²⁵⁷ SCHOTTKY, W., in Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik XIII, 2. Teil, 1928, S. 270; v. ORBAN, F., Z. techn. Physik 13 (1932) 420; 14 (1933) 137; JOHNSON, E. A., MOCK, W. H., und HOPKINS, R. W., J. Opt. Soc. Am. 29 (1939) 506; STRUTT, M. J., und VAN DER ZIEL, A., Physica 8 (1941) 676.
- ²⁵⁸ JOHNSON, J. B., Physic. Rev. 26 (1925) 71.
- ²⁵⁹ NYQUIST, H., Physic. Rev. 32 (1928) 110; SPENKE, E., Wiss. Veröff. Siemens-Werke 18 (1938) 54.
- ²⁶⁰ SCHULZE, R., Z. Physik 90 (1934) 63.
- ²⁶¹ TAYLOR, CH., J. Phys. et le Radium 10 (1949) 255.
- ²⁶² S. Fußnote 6; IX, § 2; ENGBERT, W., Telefunkenröhre (1938) 127.
- ²⁶³ AMREIN, W., Schweizer Archiv 9 (1943) 3.
- ²⁶⁴ ENGSTROM, R. W., Rev. sci. Instr. 18 (1947) 587.
- ²⁶⁵ Vgl. z. B. KRON, G. E., Astrophysic. J. 103 (1946) 163.
- ²⁶⁶ DAVYDOV, B., und GUREVICH, B., J. Physics (UdSSR) 7 (1943) 138; GROSOLF, J. H., Physica 15 (1949) 825.
- ²⁶⁷ MATARÉ, H. F., Z. Naturforsch. 4a (1949) 275 (dort auch weitere Literatur).
- ²⁶⁸ ARSENJEWA-HEIL, A. N., J. techn. Physik (russ.) 17 (1947) 903.
- ²⁶⁹ HARRIS, E. J., Electronic Eng. (1948) 145.
- ²⁷⁰ RAJEWSKY, W., Z. Physik 63 (1930) 576; Physik. Z. 32 (1931) 121; Ann. Physik 20 (1934) 13; BRINKMANN, C., Z. Instrumentenkde. 64 (1944) 46.

- ²⁷¹) ZEILLER, O., Z. Instrumentenkde. 58 (1938) 207; KORFF, A., Rev. mod. Physics 14 (1942) 1.
- ²⁷²) TROST, A., Physik. Z. 36 (1935) 801.
- ²⁷³) PUPKE, H., Z. techn. Physik. 18 (1937) 326.
- ²⁷⁴) KIEPENHEUER, K. O., Z. Astrophysik 14 (1937) 348; HAUSSER, K. W., und KREUCHEN, K. H., Z. techn. Physik 15 (1934) 20; AUDUBERT, R., J. Physique Radium 6 (1935) 451; AUDUBERT, R., und REITHMÜLLER, C., Compt. Rend. 200 (1935) 389; 206 (1938) 1005; DAUVILLIER, A., Compt. Rend. 212 (1941) 958; J. Physique Radium 3 (1942) 29; besonders gute Ergebnisse sind mit Au als Kathodenmaterial zu erzielen, vgl. RAMM, C.A., J. sci. Instr. 24 (1947) 320.
- ²⁷⁵) Vgl. z.B. NEUBERT, H., Z. Naturforschg. 3a (1948) 221.
- ²⁷⁶) CHRISTOPH, W., Ann. Physik 23 (1935) 747.
- ²⁷⁷) KIEPENHEUER, K. C., Z. Physik 107 (1937) 145.
- ²⁷⁸) TSCHASCHEL, R., Z. Physik 111 (1938) 215.
- ²⁷⁹) REISS, K. H., Z. Physik 93 (1935) 511.
- ²⁸⁰) GREINACHER, R., Z. Techn. Physik 16 (1935) 165; 19 (1938) 132, 592; RYTZ, A., Helv. Phys. Acta 22 (1949) 3.
- ²⁸¹) JEANGUENIN, P., Helv. Physica Acta 17 (1944) 319.
- ²⁸²) GÖRLICH, P., Ann. Physik 13 (1932) 831.
- ²⁸³) OGG, R. A., J. Chem. Physics 14 (1946) 295; TEAL, G. K., Physic. Rev. 71 (1947) 138.
- ²⁸⁴) BAY, Z. Sci. Instr. 12 (1941) 127.

§ 5. Ergänzungen (nach dem Umbruch)

a) Zu II. Abschnitt § 1:

Auch in lichtelektrischer Hinsicht haben die Stoffe Ge, Si und SiC, die zur Herstellung von Gleichrichtern und von Transistoren Verwendung finden, an Bedeutung gewonnen (vgl. VIII, § 3a). Diese Stoffe besitzen ein Gitter, welches ganz aus neutralen Atomen aufgebaut ist. Der Mechanismus der Elektronenleitung dieser Stoffe wird sich daher unterscheiden müssen von dem, der für die Ionenkristalle angenommen werden kann. Experimentell hat sich ergeben, daß der Einbau dreiwertiger Elemente in Si und Ge Defektleitung, hingegen der Einbau fünfwertiger Elemente Überschulleitung hervorruft. Im ungestörten Gitter wird z.B. jedes der vierwertigen Si-Atome tetraedrisch von vier Si-Atomen umgeben. Beim Ersatz eines Si-Atoms durch ein Atom eines fünfwertigen Elementes ergibt sich ein Elektron als Überschuß, weil dieses eine Elektron nicht als Bindungselektron benutzt wird (also Überschulleitung), hingegen fehlt beim Ersatz eines Si-Atoms durch ein dreiwertiges Atom ein Bindungselektron, so daß sich Defektleitung ergeben muß. Die Halbleiter mit homöopolarer Bindung muß man demzufolge als amphotere Halbleiter ansehen

(vgl. zusammenfassende Darstellung, TORREY, H. C., und WITTMER, C. A., Crystal Rectifiers, 1948).

b) Zu IV. Abschnitt § 3b:

Anfügung an Fußnote ⁴⁹) SUHRMANN, R., Naturwiss. 37 (1950) 329.

c) Zu IV. Abschnitt § 4:

Anfügung an Fußnote ⁶⁰) JAMES, R. B., JOHNSON, R. E., und HANDEL, R. R., RCA-Review 10 (1949) 586.

Durch Untersuchungen von LOOSJES, R., und VINK, H. J. J. appl. [Physics 20 (1949) 884, Philips' Techn. Rundsch. 11 (1950) 275] wird ein neuer Vergleich zwischen glühelektrischen Oxydkathoden und zusammengesetzten lichtelektrischen Kathoden (insbesondere den Cs₂O-Kathoden) nahegelegt, und zwar wird das Augenmerk auf die sogenannte „Porenleitung“ gerichtet. Die Elektronennachlieferung bei der glühelektrischen Emission der Oxydkathoden wird offensichtlich auch durch Elektronen besorgt, die sich in den Poren der Oxydschicht als „Elektronengas“ befinden. Die theoretische Bestimmung der Elektronendichte in einem Raum, der von Elektronen emittierenden Wänden eingeschlossen ist, wurde schon früher durch VON LAUE, M. [Ann. Physik 58 (1919) 695] bekannt. Die Experimente lassen sich in Übereinstimmung mit den LAUBSCHEN theoretischen Folgerungen bringen. Man wird auch beim Studium des Mechanismus der Elektronennachlieferung insbesondere an Cs₂O-Kathoden die Porenleitung in Rechnung setzen müssen.

Besonderes Interesse verdienen auch die Arbeiten des leider früh verstorbenen SAYAMA, Y. [vgl. z. B. J. Phys. Soc. of Japan 1 (1946) 13; 2 (1947) 103]. SAYAMA untersuchte einmal die Abhängigkeit der lichtelektrischen Emission und der glühelektrischen Emission der Cs₂O-Kathoden mit und ohne Ag-Aktivierung vom Verhältnis Cäsium zu Sauerstoff (im Bereiche Cs/O = 1,76 bis 3,18) und zum anderen erweiterte er in Anlehnung an die ASAOSCHEN Versuche ⁵⁹) die optische Theorie der spektralen Empfindlichkeit von Cs₂O-Kathoden [vgl. auch ⁶⁰)]. Beide Arbeiten enthalten Beiträge zur Frage des Arbeitsmechanismus von Cs₂O-Kathoden, insbesondere auch den Hinweis auf einen primären inneren lichtelektrischen Effekt (vgl. IV, § 4i, t).

Nach freundlicher brieflicher Mitteilung untersuchten KOBAYOSY, A., und TIKAZUMI, S. (Tokyo-Shibaura Electr. Co), die Abhängigkeit der lichtelektrischen Emission und des elektrischen Widerstandes der Sb, Cs-Kathoden vom Verhältnis Cs/Sb im Bereiche von 0,5 bis 3, wobei sie ein Ansteigen der lichtelektrischen Emission bis zum Verhältnis 3 (entsprechend SbCs₃, vgl. IV, § 4r) fanden, in dem gleichen Bereich aber einen Gang des elektrischen Widerstandes über drei stark ausgeprägte Maxima und Minima hinweg.

Unter ganz bestimmten Bedingungen beobachtete JOSHI in einer selbständigen Gasentladung eine Verminderung des Entladungsstromes, wenn eine Bestrahlung der Elektroden mit sichtbarem oder ultraviolettem Lichte oder

Lichteinwirkung soll bewirken, daß der Widerstand der Sperrschichten herabgesetzt wird und je Lichtquant sollen mehrere Elektronen durchgelassen werden.

i) Zu VI. Abschnitt § 6f:

Im Zusammenhange mit dem Effekt der Vernichtung der Supraleitung durch ultrarote Strahlung interessiert gewiß die Beobachtung von JUSTI, E. [Physik. Z. 44 (1943) 469; Naturwiss. 33 (1946) 292], daß in besonderen, nicht stöchiometrisch zusammengesetzten NbN-Präparaten mit Kristallbaufehlern die Supraleitung innerhalb von Mikrobereichen bereits bei 113° K einsetzen kann.

k) Zu VIII. Abschnitt § 3a:

Es hat sich gezeigt, daß durch Beschuß von Ge mit Neutronen, Deuteronen oder α -Strahlen die Halbleitereigenschaften dieses Stoffes geändert werden können [vgl. LARK-HOROVITZ, K., Electr. Engin. 68 (1949) 1047; CLEBLAND, J. W., LARK-HOROVITZ, K., und PIGG, J. C., Phys. Rev. 78 (1950) 814; CRAV-FORD, J. H., und LARK-HOROVITZ, K., Phys. Rev. 78 (1950) 815]. Man kann auf diese Weise eine Art Doppelhalbleiter, also Überschubhalbleiterschicht in Verbindung mit Mangelhalbleiterschicht ein und derselben Grundsubstanz Ge, herstellen und u.U. vorteilhaft zur Herstellung einer Ge-Sperrschichtzelle benutzen.

l) Zu IX. Abschnitt § 1c:

Ergänzungen zu den Tab. 16, 18, 19 und 20.

Die Tabellen 16, 18, 19 und 20 zeigen nach Meinung des Verfassers auf, welche Firmen bzw. Werkstätten sich mit der Herstellung von Photozellen in den Jahren 1944/45 befaßten. Die Tabellen bedürfen naturgemäß einer laufenden Ergänzung. Neu hinzuzufügen sind:

Name des Herstellers	Art der hergestellten Photozellen	Anwendungszweck	Besondere Kennzeichen
Physikalisch-Technische Werkstätten, Prof. Heimann, Wiesbaden	Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt	Tonfilm, technische und wissenschaftliche Anwendungen	Vakuumzellen und gasgefüllte Zellen mit Cäsiumoxydkathoden
Forschungs- und Entwicklungslaboratorium, Dr. G. Maurer, Kohlberg Kr. Nürtingen	Vervielfacher, elfstufig	technische und wissenschaftliche Anwendungen	Cäsiumoxydkathoden

m) Zu IX. Abschnitt § 1g:

Eine möglicherweise serienmäßig einführbare Spezialzelle kann in der Zweianodenzelle gesehen werden, bei der zwei Anoden hintereinander vor der Kathode angeordnet sind (äußere Anode arbeitet als Lastanode, die innere variiert den Betrag der Emission zur Lastanode, Arbeitsweise also ähnlich der einer Triode), vgl. Crow, J. H., und RIDGOUT, V. C., Radio and Telev. News 14 (1950) 8, Heft 2.

n) Zu IX. Abschnitt § 2b:

Anfügung an Fußnote²⁰⁹) SOMMER, A., u. TURK, W. E., J. sci. Instr. 27 (1950) 113. Durchsichtige Cäsium-Antimonschicht mit speziell ausgebildeten Netzelektroden als SE-Kathoden.

Anfügung an Fußnote²⁰⁹) GREENBLATT, M. H., Rev. sci. Instr. 20 (1949) 646.

o) Zu X. Abschnitt § 1d:

Die Kompliziertheit der Zusammensetzung moderner photoelektrischer Schichten (auch der Schichten für den inneren lichtelektrischen Effekt und für die Sperrschichtzellen) bringt es mit sich, daß bei punktwiser Abtastung der lichtempfindlichen Fläche Unterschiede in der Empfindlichkeit der Schicht feststellbar sind. Wie PETERSON, E. W., und HOLLAND, D. H. [J. Opt. Soc. Am. 40 (1950) 253] beim Überstreichen einer Vervielfacherkathode mit einem 0,2 mm breiten und 1 cm langen Lichtstrich fanden, ist beim Vervielfacher die von Ort zu Ort schwankende Empfindlichkeit zusätzlich abhängig von der zwischen Photokathode und erster SE-Kathode liegenden Spannung.

p) Zu X. Abschnitt § 5d:

Praktisch ergaben sich bei einem weiteren Exemplar (elektrostatistisch fokussierter Vervielfacher mit 9 Stufen) ein Dunkelstrom von $\sim 10^{-8}$ Amp bei 50 Volt/Stufe und $\sim 10^{-7}$ Amp bei 100 Volt/Stufe (wobei im letzten Falle die thermische Emission überwog), die Nachweisgrenze (für 1 Hz Bandbreite) zu 5×10^{-12} lm (Zellenstrom 5×10^{-11} Amp) und bei Kühlung bis auf -190° C zu 10^{-13} lm (Wechsellicht in den beiden letzten Fällen 90 Hz), als Lichtzähler bei -190° arbeitend zu 2×10^{-16} lm, vgl. ENGSTROM, R. W., J. Opt. Soc. Am. 37 (1947) 420.

q) Zu XI. Abschnitt:

Für quantitative Messungen mit Lichtzählern ist die Konstanz des Nulleffektes (in gewissen Fällen genügt die Kenntnis der zeitlichen Änderungen des Nulleffektes) nötig. Auch in bezug auf die Konstanz der lichtelektrischen Empfindlichkeit müssen Forderungen erhoben werden. Aus diesen Gründen ist ein nochmaliger Hinweis auf Untersuchungen wertvoll, die sich mit der Konstanz bzw. Inkonzanz des Nulleffektes und der lichtelektrischen Empfindlichkeit von Lichtzählern befassen²⁷⁵) [vgl. z.B. noch SPATZ, W. D. B., Physic.

Rev. 64 (1943) 236; LAUTERJUNG, K. H., und NEUBERT, H., Z. Physik 122 (1944) 266; NEUBERT, H., und LAUTERJUNG, K. H., Reichsb. Physik (1944) Heft 2]. Man geht wohl nicht fehl in der Annahme, daß das kurzweiligste UV, welches bei Gasentladungen auftritt, durch Hervorrufen von Entladungsprodukten, die ihrerseits auf der Kathode eine Senkung (gelegentlich auch Erhöhung) der Austrittsarbeit bewirken, für die Inkonstanz sowohl des Nulleffektes als auch der lichtelektrischen Empfindlichkeit verantwortlich ist. Jedenfalls dürfte NEUBERT, H. [Z. f. Naturforschung 3a (1948) 226] auf Grund seiner Kontaktpotentialmessungen an bestrahlten Metalloxydoberflächen zu einer solchen Erklärung berechtigt sein. In diesem Zusammenhange sei auch noch einmal auf die Ergebnisse von THEIN³⁴⁾ verwiesen.

Mit der Frage der Lebensdauer von Zählrohren mit Dampfzusatz befassen sich weiterhin TROST, A. [Z. angew. Phys. 2 (1950) 286] und auch KORFF, S. A., und KRUMBEN, A. D. [Phys. Rev. 76 (1949) 1412]. Die letzteren fanden, daß sich NH₃-gefüllte (auch mit NH₃+20% Ar gefüllte) GEIGER-Zähler selbst regenerieren. Als Kathode wurde aufgedampftes Cu, Ag oder Ni, als Anode ein W-Draht (~0,1 mm Durchmesser) benutzt. Die Versuchsreihen erstreckten sich über zwei Jahre (Zahl der Impulse ~ 3 x 10¹⁰). Der Nulleffekt nahm nach längerer Betriebsdauer etwas zu, jedoch wurde nach einer Ruhepause der Normalzustand wieder erreicht. Die lichtelektrische Empfindlichkeit stieg ebenfalls, blieb aber nach den Ruhepausen erhöht. Nach Meinung von KORFF und KRUMBEN soll sich NH₃ beim Entladungsvorgang soweit wieder regenerieren, soweit es sich beim Löschvorgang zersetzt hatte.

BOICH, J. L. [J. exp. und theor. Phys. (russ.) 19 (1949) 269] hat einen Photonenähler mit Na-Photokathode für das sichtbare Gebiet angegeben, insbesondere seine Herstellung (Elektrolyse, Sensibilisierung durch RUHMKORFF-Induktor).

Zur Herstellung einer ammoniakalischen Cs-Lösung sowie zur Orientierung über die Eigenschaften (elektrische Leitfähigkeit usw.) vgl. z.B. HODGINS, J. W., Canad. J. of Res. 27 (1949) 861, 874.

Vergleichstabelle

r) Zu XII. Abschnitt § 2:

(Aus „Naturforschung und Medizin in Deutschland“ Bd. 15, Elektronenemission, Elektronenbewegung und Hochfrequenztechnik, nach Unterlagen von ALLEKORTE und SCHÖNWALD)

Empfänger	λ_{max} in m μ	Empfindlich- keit bei λ_{max} in A/Watt	Quanten- äquivalent	Trägheit in sec	innerer Wider- stand in Ω (Größenordnung)	Nachweisgrenze (bei günstigster Verstärker- anpassung; 800 Hz Lichtunterbrechung; 2400° K. Lichtquelle) lm Watt
K ₂ O	405	20×10^{-3}	0,06	10^{-6}	10^{11}	4×10^{-7}
CsSb	460	40×10^{-3}	0,11	10^{-6}	10^{11}	$3,2 \times 10^{-8}$
Cs ₂ O	800	20×10^{-3}	0,03	10^{-5}	10^{11}	7×10^{-7}
Cs ₂ O	800	100×10^{-3}	0,15	10^{-5}	10^{11}	5×10^{-8}
CdS	520	0,8	2,0	10^{-4}	10^8	2×10^{-7}
TlS	1000	2,4	3,0	10^{-3}	10^7	8×10^{-8}
PbS	2500	20	10,0	10^{-3}	10^5	6×10^{-9}
Se	550	0,13	0,3	10^{-2}	10^3	2×10^{-6}
TlS	1000	0,24	0,1	10^{-2}	10^3	$1,6 \sim 10^{-7}$
HgSe	1100	0,18	0,1	10^{-2}	10^3	4×10^{-6}
PbS	2500	0,40	0,2	10^{-4}	10^1	6×10^{-5}
						5×10^{-7}
						2×10^{-6}
						$1,6 \times 10^{-7}$

Verzeichnis der Tabellen

- Tabelle 1. Aufbau der Elektronenhülle.
 " 2. Beispiele für Elektronenleiter.
 " 3. Langwellige Grenze und Austrittsarbeit reiner Metalle.
 " 4. Langwellige Grenzen und langwellige Maxima zusammengesetzter Cs-Kathoden.
 " 5. Lage der langwelligen Maxima von Alkalioxydkathoden.
 " 6. Empfindlichkeitsvergleiche zwischen den gebräuchlichen Kathoden.
 " 7. Quantenausbeuten von Legierungskathoden.
 " 8. Emissionskonstante A_{η} und Austrittsarbeit φ_{η} massiver, reiner Metalle.
 " 9. Austrittsarbeit und Mengenkostante einiger bekannter Adsorptionsschichten.
 " 10. Austrittsarbeit und Mengenkostante einiger oxydbedeckter Metalle.
 " 11. Anwendungsbereiche der Glühkathoden.
 " 12. Vergleich zwischen Austrittsarbeit und Sekundäremissionskoeffizienten einiger Metalle.
 " 13. Verbindungen mit $\delta < 2$ (a) und $\delta > 2$ (b).
 " 14. Absorptionsgrenzen λ_0 einiger Alkalihalogenide.
 " 15. Vorkommen von Bleiglanz mit Lichtwirkung.
 " 16. Überblick über technische Photozellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt.
 " 17. Übersicht über lichtelektrische Vervielfacher.
 " 18. Überblick über technische Photoelektronenvervielfacher.
 " 19. Hersteller von Photozellen mit innerem lichtelektrischen Effekt.
 " 20. Lieferfirmen für Sperrschichtzellen.

Namenverzeichnis

- Adams 245
 Allekotte 271
 Allen, H. S. 250
 Allen, J. S. 266
 Amerio, A. 217, 262
 Amrein, W. 233, 263
 Anderson, J. S. 250
 Andrews, D. H. 119, 259
 Appleyard, E. T. S. 53, 254
 Arnika, H. J. 266
 Arsenjewa-Heil, A. N. 235, 263
 Asano, S. 61, 63, 65, 67, 254, 255, 265
 Atkinson, J. R. 200, 262
 Audubert, R. 242, 264
 Austin 246
 Avery 211
 Bailey, F. M. 83, 256
 Bainbridge 247
 Barnard, G. B. 125, 197, 198, 259
 Barnard, G. P. 219, 263
 Barnard, G. R. 250
 Barschewsky, B. 102, 257
 Bay 244, 264
 Beams, J. W. 95, 257
 Beck, G. 1, 252
 Becker, A. 106, 202, 219, 226, 250, 257, 262, 263
 Becker, K. 83, 256
 Becquerel 2, 3, 103, 177, 245
 Beezhold, F. W. 201, 262
 Bell 175
 Benjamin, M. 95, 257
 Benzer, S. 137, 260
 Berdnikow, N. B. 122, 259
 Berglund 176
 Bergmann, L. 133, 134, 201, 219, 226, 247, 260, 262, 263
 Beyor, O. 159, 194, 261, 262
 Bidwell 175
 Billington, R. M. 219, 226, 263
 Björnstahl, J. 201, 262
 Blackwell, D. E. 114, 258
 Blanchard, E. R. 119, 259
 Blewett, J. P. 86, 256
 Blochinzew, D. 41, 252
 Bloom, L. R. 60, 254
 Bode, D. 267
 Boer, J. H. de 56, 64, 66, 203, 250, 254, 255, 262
 Boer, J. R. de 59, 61, 254
 Bonke, H. 45, 49, 117, 253, 259
 Borsjak, P. G. 76, 256
 Boso 131, 135, 137, 246
 Bosworth, R. C. L. 60, 254
 Boutry, G. A. 182, 250, 261
 Bradbury, W. K. 223, 263
 Brady, J. J. 56, 254
 Bragg 6
 Brauer, G. 68, 255
 Brentano, J. C. M. 115, 259
 Bridge, L. A. du 41, 49, 66, 250, 252, 253, 255
 Briggs, H. B. 56, 137, 254
 Brinkmann, C. 238, 263
 Bronck, von 175
 Broser, I. 26, 116, 252
 Brüche, E. 83, 256
 Brucksch, W. F. 119, 259
 Bruinig, H. 94, 250, 257
 Bulian, W. 120, 218, 259, 263
 Burton, J. A. 76, 256
 Busch, G. 4, 137, 252, 260
 Campbell, H. R. 200, 223, 262
 Campbell, N. R. 223, 250, 263
 Campbell, W. R. 223, 263
 Cardwell, A. B. 46, 253
 Carroll, B. H. 116, 259
 Case, T. W. 109, 176, 246, 258
 Cashman, R. J. 49, 111, 114, 253, 258
 Chambor, C. C. 95, 257
 Chasmar, R. P. 114, 258
 Chesley, F. G. 109, 258

Chlebnikow, N. S. 76, 117, 256, 259
 Christoph, W. 243, 264
 Clapeyron 33
 Clausius 33
 Clausnitzer, J. 50, 253
 Cleland, J. W. 268
 Coblenz, W. W. 104, 257
 Compton 79, 246
 Coulomb 15
 Gramwinckel, A. 144
 Crayford, J. H. 268
 Crow, J. H. 269
 Custers, J. F. H. 64, 255
 Dahlstrom, R. K. 95, 257
 Dauvillier, A. 242, 264
 Davis, D. H. 115, 259
 Davydov, B. 234, 263
 Day 245
 Dehmelt, P. W. 66, 255
 Déjardin, G. 49, 253
 Dember, H. 3, 246, 247, 252
 Dempster, D. 208, 262
 Denmark, H. S. 109, 258
 Devoe, C. F. 49, 253
 Dippel, C. J. 64, 255
 Dirac 8
 Djalowitzkaja, B. J. 76, 93, 256, 257
 Dobroljubsky 247
 Dosse, J. 250
 Dresler, A. 200, 213, 262
 Eckart, F. 125, 259
 Eckart, P. 128, 260
 Einstein 19, 44, 246
 Elleman, A. J. 112, 258
 Elster, J. 59, 238, 245, 246, 254
 Engbert, W. 233, 263
 Engelhard, B. 103, 257
 Engstrom, R. W. 223, 234, 263
 Espe, W. 250
 Fabry 80
 Fairweather, A. 137, 260
 Fan 42, 252
 Farnsworth, H. B. 89, 256
 Farnsworth, H. E. 46, 247, 253
 Farnsworth, P. T. 159, 261
 Faßbender, J. 26, 116, 252
 Feinstein, S. M. 172, 261
 Fenner, E. 124, 259
 Fermi 8, 45
 Field, L. M. 86, 256
 Fielding, T. J. 250
 Fink 267
 Finkelnburg, W. 227, 263
 Fischer, F. 131, 260
 Fisher, J. R. 137, 260
 Fleischer, R. 47, 54, 56, 59, 60, 63, 186,
 250, 253, 254, 261
 Fleischmann, R. 52, 253
 Forgue, S. V. 267
 Fournier d'Albe 176
 Fowler, R. H. 13, 21, 40, 41, 48, 78, 252
 Fox, G. W. 83, 256
 Frank, K. 111, 113, 126, 248, 258, 260,
 267
 Freiwert, S. I. 122, 213, 259, 262
 Frenkel 14
 Frerichs, R. 26, 115, 116, 248, 252, 258,
 259, 267
 Friedheim, J. 92, 257
 Friedrich, W. 46, 253
 Friemer, A. J. 67, 255
 Fritts 245
 Fröhlich, H. 42, 252
 Fröhlich, R. 35, 252
 Fuchs, O. D. 197, 262
 Fuchs, O. P. 251
 Fukuroi, T. 51, 253
 Fuson, N. 119, 259
 Gardner, L. P. 60, 254
 Garlick, G. F. J. 115, 259
 Geel, W. van 28, 29, 252
 Geest, H. 188, 261
 Goffken, H. 250
 Gehreke 80

Geiger, F. H. 238, 239, 241, 246
 Geitel, H. 59, 238, 245, 246, 254
 Genzel, L. 111, 114, 258
 Gerding, H. 49, 253
 Gerding-Kroon, R. 49, 253
 Gerlach 246
 Geyer, K. 91, 257
 Gibson, A. F. 111, 114, 258, 267
 Gille, H. 92, 257
 Gillod, P. 182, 261
 Gisolf, J. H. 234, 263
 Glocker, R. 76, 255
 Glover, A. M. 75, 255
 Goldman, J. E. 115, 259
 Goldmann, L. 200, 262
 Goncharskij, L. 145, 261
 Goos, F. 130, 260
 Görlich, P. 53, 63, 64, 66, 68, 71, 72,
 73, 75, 76, 77, 78, 80, 90, 93, 111,
 112, 115, 117, 122, 123, 124, 125,
 126, 135, 137, 144, 159, 186, 205,
 207, 226, 231, 235, 244, 247, 248,
 250, 254, 255, 256, 258, 259, 260,
 261, 262, 263, 264
 Gramwinckel, A. 144, 260
 Greenblatt, M. H. 269
 Grinacher, R. 244, 264
 Grivet, M. P. 221, 263
 Großkurth, K. 135, 260
 Grützmacher 131, 135, 137
 Gudden, B. V. 22, 23, 52, 111, 113,
 114, 124, 128, 131, 195, 199, 246,
 248, 250, 253, 258, 259, 260, 262
 Guillery, P. 126, 129, 260
 Gundlach, F. W. 226, 263
 Gurevich, B. 234, 263
 Gurski, W. 227, 263
 Hachenberg, O. 94, 257
 Hacmann, D. 52, 253
 Haefer, R. 95, 257
 Hallwachs, W. 49, 245, 250, 253
 Hamaker, H. C. 201, 262
 Handel, R. R. 265
 Harder, A. 76, 255
 Harris, E. J. 236, 263
 Harris, L. 53, 254
 Hartmann, W. 66, 69, 159, 185, 194,
 255, 261, 262
 Hassoe, R. 49, 253
 Hastings, A. E. 90, 256
 Häusler, J. 133, 134, 260
 Hausser, K. W. 242, 264
 Heimann, W. 70, 91, 257
 Heine, H. G. 137, 260
 Heinze, W. 36, 256
 Helbig, H. 115, 258
 Henderson, J. E. 95, 257
 Henneberg, W. 159, 261
 Henney, K. 250
 Henninger, P. 199, 262
 Henry, D. E. 49, 57, 253, 254
 Hepner, W. A. 111, 114, 253
 Herrmann, G. 266
 Hertz, H. 49, 114, 245, 248, 253
 Heyne, I. 115, 126, 258
 Hilsch, R. 23, 24, 25, 100, 247, 252, 257
 Hippel, A. 109, 258
 Hirano, K. 66, 255
 Hodgins, J. W. 270
 Holland, D. H. 269
 Hopkins, R. W. 229, 263
 Houston, R. A. 203, 213, 219, 262
 Howatson, A. F. 203, 262
 Huber, H. 86, 256
 Hughes, A. L. 66, 250, 255
 Hull, A. W. 143, 260
 Hunter, J. S. 49, 253
 Hunter, R. S. 213, 219, 262
 Huxeford, W. 49, 253
 Iams, H. 159, 261
 Ives, H. B. 55, 56, 61, 246, 254
 Jamieson, N. F. 69, 255
 Janes, R. B. 75, 255, 265
 Jeanguenin, P. 244, 264
 Jenkins, R. O. 95, 257

Johanson, H. 83, 256	Kron, G. E. 140, 234, 260, 263
Johnson, E. A. 229, 263	Krüger, H. 183, 261
Johnson, J. B. 229, 263	Kruithof, A. A. 193, 261
Johnson, R. E. 265	Krumbein, A. D. 270
Joshi, S. S. 265, 266	Kubetzky, L. A. 165, 172, 261
Jusé, W. P. 104, 127, 134, 217, 257, 260, 262	Kundt, W. 90, 256
Justi, E. 251, 268	Kunz, J. 60, 254
Kallmann, H. 26, 116, 252	Kutzscher 111, 114, 248
Karchanina, N. J. 76, 256	Kyropoulos, S. 97, 257
Kawamura, H. 66, 255	Labhart, H. 137, 260
Keck, P. H. 111, 114, 258	Lance, T. N. C. 251
Keith-Brewer, A. 56, 254	Lang, W. 77, 111, 124, 144, 211, 248, 256, 259
Kendall, J. T. 137, 260	Lange, B. 28, 218, 247, 251, 252, 262
Kiepenheuer, K. C. 243, 264	Langer, K. 88, 256
Kiepenheuer, K. O. 242, 264	Langmuir 33
Kirchhoff 203	Lark-Horovitz, K. 268
Kirillov, E. A. 102, 257	Lau, E. 80, 256
Kleen, W. 34, 252	Laue, M. von 265
Kluge, W. 60, 64, 67, 69, 158, 159, 194, 247, 254, 255, 261, 262	Lauterjung, K. H. 270
Knoll, M. 88, 94, 250, 256, 257	Lawrence, B. O. 186, 261
Knoll, O. H. 123, 219, 219, 259, 262	Lawson, A. W. 115, 259
Kobayashi, A. 67, 255	Legrand, K. 138, 260
Kobazosy, A. 265	Lehmann, H. 26, 116, 252
Kollath, R. 89, 256	Lehovec, K. 126, 260
Koller, L. R. 60, 61, 86, 247, 251, 254, 256	Lenard 243, 246
Kolomijez, B. T. 115, 125, 258, 259, 260, 267	Leo, W. 223, 226, 263
Kolomijez, W. T. 126, 248, 260	Levinstein, H. 53, 254, 267
Korff, A. 238, 264	Levy, I. Z. 102, 257
Korff, S. A. 270	Lewin, G. 76, 256
Kortüm, G. 182, 261	Liandrat, G. 127, 260
Kosenko, W. E. 128, 260	Liesegang 176
Kotlarewsky, A. B. 102, 257	Litschitz, J. 3, 252
Kottas, R. 197, 262	Linford, L. B. 186, 261
Kramer, J. 51, 53, 253	Loosjes, R. 265
Krautz, E. 177, 178, 261	Loschkarew 248
Krebs, H. 126, 260	Losev, O. V. 137, 260
Krenzien, O. 114, 248, 258	Lotmar, W. 77, 256
Kreuchen, K. H. 242, 264	Lovell, A. C. B. 53, 254
Krieg, O. 266	Lovell, B. 251
	Lukirsky 247
	Lukjanow, S. J. 251

McDermott, L. S. 182, 261	Moriya, V. 67, 255
MacGregor-Morris, J. T. 219, 226, 263	Morris, L. W. 215, 262
Maciuc, G. 52, 253	Morton, G. A. 159, 261
Mack, J. M. 49, 253	MoB, T. S. 108, 112, 114, 116, 258, 259, 267
Mackay 267	Mott, H. V. 29, 30, 124, 252
Madelung 98	Moubis, J. 187, 261
Mahl, R. 95, 257	Mrowka, B. 83, 256
Malter, L. 95, 96, 159, 224, 257, 261, 263	Mühlentpfordt, J. 95, 257
Marx 43, 252	Müller 238, 239
Massay, H. S. W. 4, 252	Müller, C. 223, 226, 263
Mataré, H. F. 235, 236, 263	Müller, E. W. 95, 257
Matsudaira 188, 261	Müller, H. O. 90, 256
Mattler, J. 72, 255	Müller, Th. 111, 258, 267
Maurer, G. 68, 79, 117, 168, 169, 255, 261	Murcoi, R. 86, 256
Maxwell 19, 33	Muser, H. 111, 114, 258
Mayer, H. 43, 52, 55, 56, 252, 253, 254	Neuert, H. 242, 264, 269, 270
Melamed, A. E. 76, 256	Nijoh, T. 188, 261
Melamid, A. E. 117, 259	Nisibori, E. 66, 255
Mende, G. 221, 263	Nitzsche, A. 46, 253
Menschikow, M. I. 76, 256	Nix, F. C. 126, 260
Mereadier 175	Nöldge, H. 117, 259
Meyer 246	Nordheim, L. 36, 252
Meyer, E. J. 205, 262	Novel, H. R. 223, 263
Meyer, W. 4, 252	Nyquist, H. 230, 234, 235, 236, 263
Meyeren, W. A. von 251	O'Brien, D. F. 51, 253
Michaelson, H. B. 83, 256	Ogg, R. A. 244, 264
Michelssen, F. 108, 135, 176, 247, 248, 257	Okabe, K. 159, 261
Mierdel, G. 250	Ollendorf, F. 223, 263
Mieseljuk, E. G. 123, 260	Olpin, A. R. 60, 61, 78, 247, 254
Millikan, R. A. 17, 246, 252	Orban, F. v. 229, 263
Milner, C. J. 114, 258	Orthuber, R. 159, 261
Mitchell, J. W. 102, 257	Oxley, C. L. 112, 253
Mito, S. 159, 261	Pactov, H. 96, 257
Miyostri, Y. 50, 253	Pakswar, S. 111, 114, 258
Mock, W. H. 229, 263	Palmer, B. H. 200, 262
Möglich, F. 26, 116, 252	Pauli 5
Möglich, P. 4, 252	Pelz, R. 201, 219, 226, 262, 263
Mönch, G. 106, 257	Pennig, F. M. 187, 261
Moon, P. 123, 259	Pérot 30
Morazov, G. 75, 255	Peterson, E. W. 269
Morgulis, N. D. 76, 256	

Pfund, A. H. 104, 107, 257
 Pick, H. 111, 114, 258
 Pierce, J. R. 159, 261
 Pierce, P. H. 69, 255
 Pigg, J. C. 268
 Pike, E. W. 92, 257
 Piore, R. R. 96, 257
 Pjatnitsky 247
 Planck 1, 8
 Pohl, E. W. 22, 23, 24, 25, 52, 59, 135, 246, 247, 252, 253, 254
 Potapenko, J. R. 223, 263
 Prasad, B. N. 266
 Preston, J. S. 124, 125, 182, 219, 219, 259, 261, 262
 Prilezaev, S. S. 77, 247
 Pringsheim, P. 59, 246, 254
 Puppe, H. 242, 264
 Puzeiko, E. K. 125, 134, 163, 260
 Puzeiko, K. 124, 259
 Raithel, K. 111, 126, 258, 260, 267
 Rajchman, J. A. 159, 261
 Rajewsky, W. 238, 247, 263
 Ralph, P. 46, 253
 Ramberg, E. G. 251
 Ramm, C. A. 242, 264
 Randmer, J. 94, 257
 Rankine 211
 Recknagel, E. 159, 261
 Reeb, O. 200, 262
 Reger, K. 49, 253
 Reggiani, M. 3, 252
 Reichel, W. 162, 261
 Reimann, A. L. 86, 256
 Reimert, L. J. 49, 253
 Reib, K. H. 243, 264
 Reithmüller, C. 242, 264
 Rendus, H. 76, 255
 Rentschler, H. C. 49, 57, 253, 254
 Richardson, O. W. 19, 32, 33, 40, 66, 82, 84, 85, 246, 252
 Richter, H. 250
 Riecout, V. C. 269
 Riehl, N. 4, 13, 26, 252
 Ries, Ch. 251
 Ritchie, D. 250
 Rittner, E. S. 109, 258
 Rivein, R. S. 223, 263
 Rodda, S. 159, 261
 Roehr, W. W. 49, 253
 Roggendorf, A. 223, 263
 Roich, J. L. 270
 Roller, D. 56, 254
 Rompe, R. 4, 26, 116, 252
 Rose, A. 267
 Rose, F. 126, 260
 Rothe, H. 34, 252
 Rother, F. 45, 117, 253, 259
 Ruedy, J. E. 92, 257
 Ruhmer, E. 175, 251
 Ruhmkorff 270
 Rupp, E. 67, 255
 Rutherford 241
 Ruxford, W. S. 223, 263
 Rytz, A. 244, 264
 Rywkin, S. M. 104, 115, 134, 217, 226, 257, 258, 260, 262, 267
 Sabine 245
 Saizoff, N. 75, 255
 Salow, G. 91, 257
 Salow, H. 266
 Salzberg, B. 159, 261
 Sandström, A. E. 124, 203, 259, 262
 Sanner, H. G. 125, 259
 Sayama, Y. 63, 65, 67, 254, 255, 265
 Schaetti, N. 70, 73, 255
 Schaffernicht, W. 115, 258
 Schallamach, A. 48, 55, 253, 254
 Schaper, J. 106, 257
 Scherrer, P. 137, 260
 Schlechtweg, H. 95, 252
 Schluge, H. 227, 263
 Schmidt, A. 125, 259
 Schmidt, H. 126, 260
 Schmitzer, H. 94, 159, 257, 261
 Schmitzer, S. 168, 261

Schöler, K. 71, 255
 Schön, W. 4, 13, 26, 252
 Schönwald, B. 103, 226, 257, 263, 271
 Schottky, W. 14, 15, 16, 17, 24, 30, 117, 185, 229, 233, 247, 252, 259, 263
 Schrödinger, R. 1, 252
 Schröter 176, 246
 Schulze, R. 46, 51, 231, 253, 263
 Schumann 39
 Schwarz, E. 112, 258
 Schwegler, R. 49, 253
 Schweickert, H. 124, 259
 Seitz, F. 4, 252
 Seki, T. 188, 261
 Sewig, R. 110, 197, 251, 257, 262
 Shaffer, L. H. 53, 254
 Shea, T. E. 69, 255
 Shive, J. N. 137, 260
 Shukow, W. W. 75, 255
 Siegert, A. J. F. 115, 259, 267
 Siemens 175, 245
 Simon, H. 159, 251, 261
 Simpson, O. 111, 114, 258
 Sinitzkaja, I. G. 67, 255
 Sixtus, K. 91, 256
 Skellett, A. M. 223, 263
 Smekal, A. 4, 14, 252
 Smith 245
 Smoluchowski, R. 46, 253
 Snyder, R. L. 159, 261
 Sommer, A. 75, 114, 251, 255, 269
 Sommerfeld 8, 20, 45
 Sosnowski, L. 111, 114, 253
 Spatz, W. D. B. 269
 Specht, P. 137, 260
 Spenke, E. 126, 230, 260, 263
 Stahl, H. 90, 256
 Starko 246
 Starkiewicz, J. 111, 114, 258
 Stasiw, O. 101, 102, 135, 257
 Steinberg, D. S. 133, 260
 Steudel, B. 159
 Steyskal, H. 159, 194, 261, 262
 Stöckmann, F. 24, 252
 Stoletow 190, 191, 245
 Stoodley, L. G. 223, 263
 Stranski, I. N. 57, 254
 Strutt, M. J. 229, 263
 Suhrmann, R. 40, 48, 55, 57, 60, 64, 66, 90, 157, 159, 185, 208, 215, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 261, 262, 265
 Sutherland, G. B. B. M. 114, 258
 Szent-Györgyi, A. 116, 259
 Tasulachoff, B. D. 94, 257
 Taylor, Ch. 232, 263
 Teal, G. K. 137, 244, 260, 264
 Teichmann, H. 54, 60, 63, 117, 218, 250, 254, 255, 263
 Teltow, J. 101, 102, 135, 257
 Terenin, A. N. 134, 260
 Teves, M. C. 66, 208, 255, 263
 Theile, R. 88, 256
 Thein, I. P. 49, 253, 270
 Thirring, H. 175, 176, 251
 Tikazumi, S. 265
 Timofeev 247
 Toepler 50
 Tomura, M. 201, 262
 Torrey, H. C. 265
 Treptow, A. W. 126, 137, 260
 Treu, M. 111, 131, 248, 260
 Trey, F. 96, 257
 Trost, A. 239, 264, 270
 Turk, W. E. 269
 Tykociner, J. T. 60, 254
 Tzschaschel, R. 243, 264
 Ulin, B. P. 109, 258
 Underwood, N. 46
 Uyeda, R. 67, 255
 Verwey, E. J. W. G. 61, 254
 Vink, H. J. 265
 Visvanathan, K. S. 266

Wagener, S. 86, 256
 Wagner 14
 Wagner, E. R. 88, 256
 Wagner, S. 90, 256
 Walker, R. C. 251
 Warminsky, R. 26, 116, 252
 Watts, B. N. 111, 114, 217, 236, 258,
 . 262
 Weber, A. H. 51, 253
 Weidert, F. 183, 261
 Weimer, P. K. 267
 Weiss 158, 247
 Weiss, G. 92, 159, 257, 261
 Weiss, K. 115, 259
 Wentzel, G. 1, 252
 Wesch, L. 177, 178, 261
 West, W. 116, 259
 Wiedmann, G. 47, 253
 Wilkins, M. H. F. 115, 259
 Wilmann, H. 112, 258
 Wilson, E. D. 7, 18, 137, 251
 Winch, R. P. 215, 262
 Winkelmann, J. 250
 Winde, G. T. 200, 262
 Withmer, C. A. 265
 Wood 135, 177
 Wooldridge, D. E. 35, 56, 89, 216,
 252, 254, 256, 262
 Young, L. A. 223, 263
 Zeiler, O. 238, 264
 Ziegler, W. T. 119, 269
 Ziel, A. van der 229, 263
 Zintl, R. 76, 255
 Zworykin, V. K. 92, 158, 159, 171,
 247, 251, 257, 261

Sachverzeichnis

Ablösakt, lichtelektrischer 1
 Ablösakt, lichtelektrischer, experi-
 mentelle Erfassung 79
 Adsorptionsschichten 90, 94
 —, Austrittsarbeit und Mengenkon-
 stante 84
 — für Kathoden, Herstellung 57
 Aktivatorterme 13
 Alkalihalogenide 6
 —, Absorptionsgrenzen 98
 Alkalihalogenidkristalle 97
 Alkalihydridmoleküle = U-Zentren 100
 Alkalimetalle 43
 Alkalimetallschichten, Herstellung 54
 Alkalioxydkathoden 63
 Alkalischichten, dünne, auf nicht-
 leitender Unterlage 52
 Alkalizellen 139
 —, Alterung und Lebensdauer 205
 —, reversible Ermüdung 207
 Allochromatische Kristalle 102
 Alterung der Alkalizellen 205
 — der Sperrschichtzellen 212
 — der Vervielfacher 208
 — der Widerstandszellen 210
 Aluminium, lichtelektrischer Effekt 49
 Anlagerungsterme 13
 Anlaufstromgebiet, Emissionsstrom
 im — 33
 Anlaufstromkurven 34
 Anodenanordnung in technischen
 Zellen 141
 Antimonglanz 133
 Antimonschichten, Austrittsarbeit 51
 Argon für gasgefüllte Zellen 145
 Atom, Aufbau 5
 —, Energieschema 5
 Aufdampfschichten, dünne 89
 Auslösezähler 238
 Äußerer Feldeffekt 185
 Austauschkräfte, quantenmechani-
 sche 5
 Austrittsarbeit 15
 — bei Adsorptionsschichten 84
 —, Herabsetzung 17
 —, — durch Adsorption elektropositi-
 tiver Metalle 83
 —, licht- und glühelkttrisch gemessene
 81
 — und Kristallorientierung 45
 — der Metalle 44
 — und Orientierung bei Kristallen 83
 — bei oxydierten Metalloberflächen
 85
 — reiner Metalle 81
 — und Sekundäremissionskoeffizient
 von Metallen 89
 Austrittsenergie des Elektrons 7
 Bändermodell 7
 — und lichtelektrische Leitung 26
 Bändermodelle von Störhalbleitern 10
 Bänderschema, erweitertes 13
 Bändertheorie und Leitfähigkeit 7
 Becquerel-Effekt 2
 — Zellen 103
 Bedeckungsgrad und langwellige
 Grenze 54
 Belegungsfunktion 8, 9
 Beleuchtungsstärke, Kennlinien bei
 Selensperrschichtzellen 200
 Berylliumzelle, Temperatur und spek-
 trale Verteilung 48
 Bildkraft 15
 Bildkraftpotential 15
 Bildsondenröhre 69
 Bildspeicherrohre 32, 70
 Bildwandler 32, 69
 Blei, supraleitende Schichten 117
 Bleichromat-Zellen 115
 Bleiglanz mit Lichtwirkung 131,
 132
 Bleiglanzdetektor 131
 Bleiglanzkristalle für Notzellen 136

Bleiglanzotzzellen, Aufbau und Herstellung 135
 —, Frequenzabhängigkeit 228
 —, spektrale Verteilung 136
 —, Temperaturabhängigkeit 220
 —, Verhalten 203
 — aus natürlichen Kristallen 135
 Bleiglanz-Lichtdetektor, spektrale Verteilung 133
 Bleiselenidkristalle, künstliche, für Zellen 137
 Bleiselenid-Zellen 114
 Bleisulfid für technische Widerstandszellen 110
 —, vakuumsublimiertes, Herstellung 113
 Bleisulfidkristalle, künstliche, für Zellen 137
 Bleisulfid-Sperrschichtzellen 129
 Bleisulfidwiderstandszellen 177
 Bleisulfidzellen, Herstellung 110
 —, spektrale Verteilung 112
 Bleitellurid-Zellen 114
 Bragg'sche Reflexionsbedingungen 6
 Cadmium, entgastes, lichtelektrischer Effekt 49
 Cadmiumselenid-Zellen 115
 Cadmiumsulfid-Einkristalle 26
 Cadmiumsulfidkristalle als Zähler 115
 Cadmiumsulfid-Zellen 115
 Cadmiumtellurid-Zellen 115
 Cadmiumzellen, spektrale Verteilung 47
 Cäsium auf Silber 71
 Cäsium-Kathoden 69
 Cäsiumoxyd- und Legierungsschichten, Kombination 77
 Cäsiumoxydkathoden mit Ag-Unterlage 61
 —, Herstellung 68
 —, durchsichtige 69
 —, Sekundäremission 91
 —, thermische Emission 66
 Compton-Effekt 79
 Dämpfe 4
 Defektelektronen 31
 Defekthalbleiter 10
 Dielektrizitätskonstante eines phosphorzierenden Dielektrikums, Änderung mit der Belichtung 177
 Dipolschichten 18
 Dispersion 1
 D.K.-Effekt 177
 Doppelschicht 16
 Doppelschichtzellen, spektrale Verteilung 78
 Drahtwiderstandszellen 175
 Drahtzellen 175
 Dunkelleitfähigkeit 24
 Dunkelwiderstände 174
 Effekte, lichtelektrische 1
 Eigenhalbleiter und Störhalbleiter 9
 — nach Wilson 7
 Eingabelung zur Bestimmung der langwelligen Grenze 39
 Einkathodenvervielfacher 166
 Elektrodenanordnung in technischen Zellen 141
 Elektrodengestaltung 174
 Elektrolyse zur Herstellung von Schichten 53
 Elektron, lichtelektrisch abgelöstes 2
 Elektronenbeugung 67
 Elektronenersatzleitung 10
 Elektronenhülle, Aufbau 4
 Elektronenleiter 12
 Elektronenmikroskopie 83
 Elektroloptische Untersuchungsmethoden 67
 Elektronenüberschußleitung 10
 Emission, s. Lichtelektrische Emission
 Emission, thermische, der Cäsiumoxydkathoden 66
 Emissionserscheinungen 32
 Emissionskonstante reiner Metalle 81
 Emissionsstrom 33
 — im Anlaufstromgebiet 33

Emissionsstrom im Raumlochgebiet 33
 Empfindlichkeit zusammengesetzter Kathoden 73
 Empfindlichkeitswert, Einfluß der Farbtemperatur auf — 143
 Energiebänder, Entstehung 5
 Energiegleichung 19
 Ermüdung, klassische, der Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt 204
 —, reversible, der Alkalizellen 207
 —, —, der Sperrschichtzellen 213
 —, —, der Widerstandszellen 210
 — der Vervielfacher 208
 Ermüdungserscheinungen 65
 Ersatzhalbleiter 10
 Falling-off-Effekt 43
 Farbtemperatur, Einfluß auf Empfindlichkeitswert 143
 Farbzentrum 99
 Fehlordnung 14
 Feldeffekt, äußerer 185
 —, innerer 186
 Feldemission 36
 — und Kathodenform 94
 Fester Körper 4
 —, Energieschema 6
 Flackereffekt 229
 Fowlersche Gleichung, Bestimmung der langwelligen Grenze aus der — 40
 — Gleichungen 20
 — Kurve 41
 Fremdmetalleinlagerung 65
 Frequenzabhängigkeit der Bleiglanzotzzellen 228
 — der gasgefüllten Zellen 222
 — der Sperrschichtzellen 226
 — der Vakuumzellen 221
 — der Vervielfacher 224
 — der Widerstandszellen 224
 — der Zellen 220
 Frequenzcharakteristiken gasgefüllter Zellen 223
 Funkeffekt 229
 Funkenausbruch und UV-Belichtung 49
 Funkenzähler 244
 F-Zentren 98
 F'-Zentren 99
 Gasbeladung, Einfluß auf lichtelektrische Daten eines Metalls 48
 Gase 4
 —, Einfluß auf lichtelektrischen Effekt bei Cd 49
 Gasgefüllte Zelle mit thermischer Kathode 145
 — Zellen 141
 Gaszellen, Verhalten bezüglich Proportionalität 181
 Geiger-Müller-Zählrohr 238
 Germanium für Zellen 137
 Gesamtdunkelleitfähigkeit 24
 Gesamtemission zur Bestimmung der langwelligen Grenze 40
 Gitterkerstellen 11
 Glas als Schichtenträger 51
 Gleichrichter für hohe Spannungen 50
 Gleichrichtereffekt 28
 Gleichrichtermechanismus 28
 Gleichrichterwirkung 29
 Glimmspannung und Belichtung der Zelle 192
 Glühelktrische Emission 32
 — Messungen zur Bestimmung der langwelligen Grenze 40
 Glühelktronen 33
 Glühemission 81
 Glühkathoden, Anwendungsbereiche 87
 Grenze, langwellige, und Bedeckungsgrad 54
 —, —, Bestimmung 39
 Grenzen, langwellige, der Metalle 44
 — und Maxima, langwellige zusammengesetzter Cs-Kathoden 62
 Grenzniveau und -energie 8
 Gütezahl 181, 237

- Haftstellen 14
Halbleiter 7
—, amphotere 12
—, Leitfähigkeit im belichteten Zustand 134
—, lichtelektrischer Effekt an — 2
—, Sekundärströme 24
Halbleiter-Metall-Kombination 28
Halbleiterschicht aus Phosphoren 130
Halbleiterschichten, hochohmige 113
Halleffekt 10
Hinterwandzellen, Cu_2O - 118
Hochtemperatureffekt 15
Hull-Zellen 143
Idiochromatische Kristalle 102
Imnentgasung 49
Innerer Feldeffekt 186
Ionenleiter 14
Ionisationsenergie des Atoms 7
Isolator 7
Isolatoren, lichtelektrischer Effekt an — 2
Kalium auf Pt-Mohr, normaler Photoeffekt 55
— auf Silber, spektrale Verteilung 56
Kaliumhydridkathoden 59
Kaliumhydridzentren 100
Kammwiderstandszelle 176
Kathoden mit Adsorptionsschichten, Herstellung 57
—, dünne Schichten auf Metallen als — 54
—, durchsichtige 58
—, Elektronenbilder 67
—, KH- 59
—, lichtelektrische, und Kathoden für Glüh-, Sekundär- und Feldemission, Vergleich 81
—, zusammengesetzte 57, 68
—, —, Empfindlichkeit und Quantenausbeute 79
— aus reinen Metallen 41
Kathodenanordnung in technischen Zellen 141
Kathodenform und Feldemission 94
Kennlinien lichtelektrischer Zellen 181
Kobalt, Austrittsarbeit 45
Kondensatorwiderstandszellen 175
Konstanz der Zellen 204
Kontaktpotential 17
Kristall, isolierender 22
Kristalle, Austrittsarbeit und Orientierung 83
—, gestörte 93
—, natürliche, für Lichtdetektoren 131
—, natürliche und künstliche, für Zellen 131
—, künstliche, für Zellen 137
— mit Halogenüberschuß und Fremdbeimengungen 100
Kristallorientierung und Austrittsarbeit 45
Kristallphotoeffekt 2
Kugelnetzvervielfacher 163
Kupfer, Austrittsarbeit 45
Kupferoxydal, allo- und idiochromatische Kristalle 102
—, Herstellung 119
—, lichtelektrische Verhältnisse 103
—, spektrale Verteilung 103
—, Hinter- und Vorderwandzellen 118
—, —, spektrale Verteilung 120
Ladungsdichte, elektrische 1
Lebensdauer der Alkalizellen 205
— der Sperschichtzellen 212
— der Widerstandszellen 210
— der Zellen 204
Legierungen, Sekundäremission 92
Legierungskathoden 71
—, Aufbau 75
—, Einfluß von O_2 75
—, Herstellung 76
—, Quantenausbeuten 75
Legierungs- und Cäsiumoxydschichten, Kombination 77

- Leitertypen 8
Leitfähigkeit und Bändertheorie 7
—, metallische 7, 8
—, spezifische 12
Leitfähigkeitsband 7
Leitung, s. Lichtelektrische — 26
Leitungselektron 2
Lenard-Fenster bei Zählrohren 243
Lichtdetektoren, Aufbau 131
—, Verhalten 203
— aus natürlichen Kristallen 131
Lichtelektrische Emission, Richardsonsche Gleichung 19
— Gerade, Bestimmung der langwelligeren Grenze aus — 39
— Leitung und Bändermodell 26
— Zellen, s. Zellen
Lichtelektrischer Ablöseakt, experimentelle Erfassung 79
— — und lichtelektrische Effekte 1
— Effekt, äußerer, Grundlagen 18
— —, — und innerer 2
— —, Allgemeines 4
— —, geschichtliche Angaben 245
— —, innerer, Aufbau und Herstellung von Zellen nach — 97
— —, —, Grundlagen 22
Lichtelektrische Effekte, Literaturangaben 250
Lichtelektrischer Primärstrom 22
Lichtintensität und Photostrom 18, 27
Lichtquantenzähler 4, 238
Lichtwelle, Einfluß auf Atome 1
Lichtzähler 238
Lithiumoxydkathoden 64
Malter-Effekt 95
Mangelhalbleiter 110
Marx-Effekt 43
Maxima, kurzwellige 64
Mengenkonstante bei Adsorptionsschichten 84
— bei oxydierten Metalloberflächen 85
Meßausbeute 23
Meßzellen 140
Metalle, Austrittsarbeit und Sekundäremissionskoeffizient 89
—, elektropositive, Herabsetzung der Austrittsarbeit durch Adsorption 83
—, kompakte, Sekundäremission 88
—, langwellige Grenzen und Austrittsarbeit 44
—, reine, Emissionskonstante u. Austrittsarbeit 81
—, —, als Kathodenmaterial 41
—, —, Richardsonsche Geraden 82
Metallkathoden 41
—, Dicke 42
—, Herstellung 53
Metalloberflächen, oxydierte, Austrittsarbeit u. Mengenkonstante 85
Molybdänit 133
Multiplifier 157
Nachweisgrenze, obere und untere 228
— der Zellen 228
Natriumoxydkathoden 64
Netzanoden 143
Netzvervielfacher 77, 161
Niob, N-Verbindungen 117
Nulleffekt bei Lichtzählern 241
Oberflächenphotoeffekt 42
Oxydkathoden 85
Pauli-Prinzip 5
Pendelvervielfacher mit longitudinalen Magnetfeld 165
Phosphor 100
Phosphore als Halbleiterschicht 130
Photoeffekt, normaler und selektiver 38, 55
—, selektiver 52
Photoelement 2, 27, 178
Photoelemente, Verhalten 199
Photo-EMK 2, 123
Photographischer Effekt und lichtelektrischer 100
Photometric, astronomische 140

- Photospannung 27
 Photostrom, Abhängigkeit vom auf-
 fallenden Lichtstrom 182
 — und Lichtintensität 18, 27
 Photostromgleichung 73
 Photozelle 18
 Photozellen mit einstufiger Verstär-
 kung 159
 —, Herstellerfirmen 178
 —, handelsübliche Ausführungs-
 formen 148
 —, technische 139
 —, —, Überblick (T) 146
 — mit zentraler Anode 142
 Photozellenflächen, mosaikartige 70
 Polarisationsspannung 14
 Polybasit 193
 Primärstrom, s. Lichtelektrischer Pri-
 märstrom
 Proportionalitätszähler 238
 Proteine, farbige, Widerstand und Be-
 leuchtung 116

 Quantenäquivalent 22
 Quantenausbeute 24
 — zusammengesetzter Kathoden 73
 Quantenbeziehung 1, 2, 19, 22
 Quarz als Schichtenträger 51

 Radio frequency type multiplier 165
 Randeffect 90
 Raumladegebiet, Emissionsstrom im 33
 Rauschen der Zellen 174
 Rauschstrom 229
 Rauschverhältnisse gasgefüllter Zellen
 — der Sperrschichtzellen 236 [231]
 — der Vakuumzellen 228
 — der Vervielfacher 232
 — der Widerstandszellen 234
 Richardsonsche Geraden reiner Me-
 talle 82
 Richardsonsche Gleichung für Glüh-
 emission 32
 — für lichtelektrische Emission 19

 Sättigungsstrom 33
 Sekundärelektronen, Energievertei-
 lung 35
 Sauerstoff zur Sensibilisierung 60
 Schichten, dünne, lichtelektrische
 Eigenschaften 50
 —, —, auf Metallen als Kathoden 54
 —, freischwebende 51
 —, supraleitende dünne 117
 —, chemische 28
 —, —, Wesen 123
 —, physikalische 30
 Sperrschichtphotoeffect, Grundlagen
 Sperrschichtzelle 2, 178 [27]
 Sperrschichtzellen, Alterung und Le-
 bensdauer 212
 —, Aufbau und Herstellung 118
 —, Frequenzabhängigkeit 226
 —, Größe und Form 179
 —, Lieferfirmen 179
 —, Rauschverhältnisse 236
 —, reversible Ermüdung 213
 —, Temperaturabhängigkeit 218, 219
 —, Verhalten 199
 — und Widerstandszellen 125
 Spezialzellen 144
 Spitzenzähler 238, 241
 Störhalbleiter und Eigenhalbleiter 9
 —, Einteilung 10
 Störstellen 11
 Stoletowsches Maximum 190 [178]
 Stromabnahme bei Sperrschichtzellen
 Strom-Spannungscharakteristiken
 gasgefüllter Zellen 189
 — der Vakuumzellen mit Wechsel-
 spannung 187
 Strom-Spannungskennlinien der Va-
 kuumzellen 184
 Supraleitende dünne Schichten 117

 Temperaturabhängigkeit der Blei-
 glanznetzellen 220
 — der Sperrschichtzellen 218
 — der Vervielfacher 215
 — der Widerstandszellen 216

- Temperaturabhängigkeit der Zellen
 mit äußerem lichtelektrischen
 Effect 214
 Temperatureinfluß auf integrale Emp-
 findlichkeit 48
 Thalliumsulfid, Herstellung 109
 — Sperrschichtzellen, Aufbau und
 Herstellung 127
 —, Elektronenfluß und spektrale
 Verteilung 128
 — Widerstandszellen 126, 197
 Thalliumsulfidzellen, Frequenzab-
 hängigkeit 227
 —, spektrale Verteilung 110
 Thalliumzellen, Frequenzabhängig-
 keit 225
 —, spektrale Verteilung 47
 Tieftemperatureffect 15
 Titanzellen, spektrale Verteilung 47
 Tonfilmzellen 139, 140
 Trockengleichrichter 28
 Tunneleffect, wellenmechanischer 28

 U-Zentren 100
 Überschufhalbleiter 10
 Ultrarotzellen, Temperaturabhängig-
 keit 217
 Ultraviolettbelichtung und Funken-
 ausbruch 49
 Ultravioletzellen 47
 Unschärfe, stöchiometrische 11

 Vakuumzellen, Frequenzabhängigkeit
 —, Rauschverhältnisse 228 [221]
 —, Stromspannungskennlinien 184
 —, Verhalten bezüglich Proportionali-
 tät 181
 — mit Wechselspannung, Strom-
 spannungscharakteristiken 187
 Verbindungen, Sekundäremission 93
 Verdampfung, thermische, zur Her-
 stellung von Schichten 53
 Verstärkerrohren 145
 Verstärkungsfaktor 26

- Verteilung, spektrale, zur Bestimmung der langwelligen Grenze 39
- Verteilungskurve, spektrale 38
- Vervielfacher 157
- , Alterung und Ermüdung 208
 - , axialsymmetrischer 167
 - , dynamische 165
 - , Einteilung 158
 - , Frequenzabhängigkeit 224
 - , L- und T- 160
 - , Netz- 161
 - , Rauschverhältnisse 232
 - , statische, Berechnung 168, 170
 - , technische, Überblick (T) 173
 - , Temperaturabhängigkeit 215
 - , Verhalten bezüglich Proportionalität 193
 - , Wirkungsweise 157
 - mit elektrostatisch bündelnden Elektroden 163
 - mit magnetischem Querfeld 164
- Vervielfachung, Abhängigkeit von Gesamtspannung und Stufenzahl 171
- Volumenphotoeffekt 42
- Vorderwandzellen, Cu_2O - 118
- Widerstand, spezifischer 13
- Widerstandszellen 172
- , Alterung und Lebensdauer 210
 - , Frequenzabhängigkeit 224
 - , Rauschverhältnisse 234
 - , reversible Ermüdung 210
 - , technische, Verwendung von Bleisulfid 110
 - , Temperaturabhängigkeit 216
 - , Verhalten 195
 - und Sperrschichtzellen 125
- Zähler, Ausbeute 243
- Zählrohr, Geiger-Müller 238
- Zählrohrcharakteristik 240
- Zählrohre 238
- Zellen mit äußerem lichtelektrischen Effekt 139
- - - - , klassische Ermüdung 204
 - - - - , Temperaturabhängigkeit 214
 - , Aufbau und Herstellung nach äußerem lichtelektrischen Effekt 38
 - , Aufbau und Herstellung nach dem inneren lichtelektrischen Effekt 97
 - , Eigenschaften 181
 - , Empfindlichkeiten (T) 249
 - , Frequenzabhängigkeit 220
 - , gasgefüllte 141
 - , - , Frequenzabhängigkeit 222
 - , - , Rauschverhältnisse 231
 - , - , Strom-Spannungscharakteristiken 189
 - , - , mit thermischer Kathode 145
 - , geritzte oder gravierte 176
 - , Kennlinien 181
 - , Nachweisgrenze 228
 - , rotempfindliche 114
 - , Sensibilisierung durch Sauerstoff
 - , Spezial- 144 [60]
 - , technische Ausführungsformen 139
 - , technische, spektrale Verteilungen 47 [114]
 - , - , mit verschiedenen Substanzen
 - mit innerem lichtelektrischen Effekt 172
 - aus künstlichen Kristallen 137
 - für Längs- und Querfeldbeleuchtung 172
 - aus natürlichen und künstlichen Kristallen 131
 - , s. auch Photozellen
- Zellendaten, Zusammenfassung 237
- Zellenempfindlichkeit 143
- Zink, Austrittsarbeit 45 [195]
- Zinkblende, Strom-Spannungskurve
- Zinn, supraleitende Schichten 117
- Zwischengitterplätze 14