

Sekundärelektronenvervielfacher

Zusammenfassender Bericht

VON NORBERT SCHAETTI, Zürich¹⁾

In den letzten Jahren hat die Verwendung der Erscheinung der Sekundärelektronenemission zur Verstärkung kleinster Photoströme außerordentlich an Bedeutung gewonnen. Ursprünglich für die Fernsehtechnik entwickelt, haben die Sekundärelektronenvervielfacher auch auf anderen Gebieten wichtige Anwendungsmöglichkeiten gefunden.

Die großen Vorteile der Verwendung der Sekundärelektronenvervielfacher zur Verstärkung kleinster Photoströme liegen im günstigen Verhältnis von Nutz- zu Störsignal und in ihrer Frequenzunabhängigkeit über eine sehr große Frequenzbreite bis zu einigen hundert Megahertz. Bei normaler Verstärkung ist das Störsignal, abgesehen vom Rauschen der Photokathode selbst, durch die äußeren Schaltungselemente gegeben und damit unabhängig von der Größe des Signals selbst. Bei der Verstärkung durch Sekundärelektronenemission ist der Störstrom proportional der Wurzel aus dem Signalstrom, nimmt also mit sinkendem Signal ab.

Im folgenden soll ein Überblick über die derzeitigen Kenntnisse auf dem Gebiet der Sekundärelektronenvervielfacher und deren Technik gegeben werden. Diese Übersicht soll dabei auf Vervielfacher beschränkt bleiben, die zur Verstärkung von Photoströmen dienen, das heißt auf die Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfacher oder «Photomultiplier» und ihre Anwendungen. Dabei sollen Fragen, die die Photokathoden selbst betreffen, nur so weit berücksichtigt werden, als sie für das Verständnis der Wirkungsweise der Vervielfacher notwendig sind.

Die Übersicht umfaßt die folgenden Kapitel:

1. Die Sekundärelektronenemission.
2. Die Schichten hoher Sekundärelektronenemission und ihre Herstellung.
3. Die Sekundärelektronenvervielfacher.
4. Die Wirkungsweise der Photomultiplier.
5. Anwendungen der Sekundärelektronenvervielfacher.

1. Die Sekundärelektronenemission

Läßt man einen Elektronenstrahl auf einen beliebigen festen Körper auffallen, so treten aus der getroffenen Stelle wieder Elektronen aus. Diese Erscheinung, die Sekundärelektronenemission, ist um 1900 bekannt und besonders in den Jahren 1908–1910 näher untersucht worden.

¹⁾ Institut für technische Physik der ETH.

Bereits im Jahre 1920 wurde der Gedanke erörtert, diese Erscheinung für die Verstärkung von Elektronenströmen zu verwenden. Doch scheiterte die Umsetzung dieses Gedankens in die Praxis daran, daß alle damals bekannten Schichten nur kleine Sekundärelektronenausbeuten aufwiesen und damit nur kleine Verstärkungsgrade gestatteten.

Erst als Schichten gefunden wurden, bei welchen die Mengen der austretenden Sekundärelektronen ein Vielfaches der einfallenden Menge betragen, konnte diese Erscheinung in der Technik Verwendung finden.

Die Elektronen, die von einer von Primärelektronen getroffenen Fläche austreten, lassen sich in drei Gruppen unterteilen:

1. elastisch reflektierte Primärelektronen;
2. gestreute Primärelektronen;
3. eigentliche Sekundärelektronen.

Alle drei Gruppen zusammen werden als Sekundärelektronen bezeichnet, was strenggenommen nur für die dritte Gruppe gilt.

Die wichtigsten experimentellen Tatsachen betreffend die Sekundärelektronenemission lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

a) *Der Verlauf der Ausbeute an Sekundärelektronen in Funktion der Energie der Primärelektronen*

Die Ausbeute weist eine starke Abhängigkeit von der Energie der Primärelektronen auf. Als Beispiel für den Verlauf der Ausbeutekurve sei diejenige für eine Ni-Be-Legierung gegeben

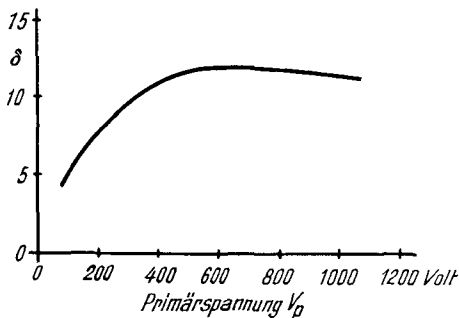


Fig. 1

(J. MATTHES [1]¹). Auf der Abszisse ist die Beschleunigungsspannung der Primärelektronen aufgetragen, auf der Ordinate das Verhältnis des Sekundärelektronenstroms zum Primärstrom δ , das heißt die Ausbeute an Sekundärelektronen. Die Ausbeute steigt mit wachsender Primärenergie rasch an. Für $V_p = 50$ V wird der Wert 1 bereits überschritten, bei $V_p = 600$ V wird die maximale Ausbeute erreicht ($\delta = 12$).

Es schließt sich bei weiter ansteigender Primärenergie ein langsamer Abfall der Ausbeute an.

b) *Die Winkelverteilung der Sekundärelektronen*

Für die Winkelverteilung der eigentlichen Sekundärelektronen (Gruppe 3) gilt im wesentlichen das Kosinusetz. Die Zahl der pro Raumwinkeleinheit

¹) Die Ziffern in eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis auf S. 155.

austretenden Sekundärelektronen ist in Richtung senkrecht zur emittierenden Fläche am größten und fällt mit steigendem Austrittswinkel α mit $\cos \alpha$ ab. Dies gilt unabhängig vom Einfallswinkel der Primärelektronen und nur für den Fall, daß die Zahl der eigentlichen Sekundärelektronen groß ist gegenüber derjenigen der reflektierten Primärelektronen.

c) Die Energieverteilung der Sekundärelektronen

Für die Bestimmung der Energieverteilung der Sekundärelektronen sind drei Methoden anwendbar:

- I. Methode des transversalen Magnetfeldes;
- II. Methode des longitudinalen Magnetfeldes;
- III. Methode des elektrischen Verzögerungsfeldes.

Die allgemeine Energieverteilung der Sekundärelektronen soll an Hand einer Energieverteilungskurve nach RUDBERG [2] erläutert werden. Es handelt sich um eine an Kupfer nach der Methode des transversalen Magnetfeldes gemessene Verteilungskurve (Primärspannung = 155 V). In Figur 2 ist auf der Abszisse die Energie der Sekundärelektronen in Volt, auf der Ordinate die relative Anzahl an Elektronen, deren Energie im zugehörigen Energiebereich ΔE liegt, aufgetragen.

Die Verteilungskurve läßt sich in drei Bereiche unterteilen:

Bereich A: In diesem Bereich sind die mit voller Primärenergie austretenden Elektronen, die als elastisch reflektierte Primärelektronen bezeichnet werden. Sie haben einen Streuprozeß hinter sich, wobei dem Metallatom keine Energie abgegeben wurde.

Bereich B: Dieser Bereich umfaßt die Primärelektronen, die an mehreren Cu-Atomen gestreut sind und dabei Energieverluste verschieden hohen Betrages erlitten haben. Ihre Zahl zwischen 150 und 50 V ist nahezu konstant (rückdiffundierte Sekundärelektronen).

Bereich C: Er enthält die eigentlichen Sekundärelektronen, mit einem Häufigkeitsmaximum bei 2–5 V.

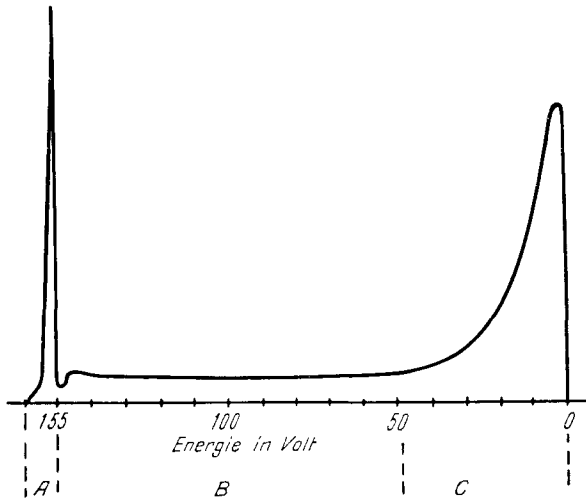


Fig. 2

Über die Energieverteilung läßt sich allgemein noch folgendes aussagen:

1. Unterhalb von 10 V Primärenergie werden keine Sekundärelektronen ausgelöst, alle von der getroffenen Fläche ausgehenden Elektronen haben volle Primärenergie.

2. Die Energieverteilung der Sekundärelektronen ist einer Maxwellschen Energieverteilung ähnlich. Sie zeigt ein ausgesprochenes Maximum bei einer Energie von einigen Volt. Das Maximum liegt dabei zwischen 2 und 5 V.

3. Die Energieverteilung der Sekundärelektronen ist unabhängig von der Energie der Primärelektronen (Gruppe 3).

4. Der prozentuale Anteil der eigentlichen Sekundärelektronen an der Gesamtzahl der von einer getroffenen Stelle ausgehenden Elektronen steigt mit wachsender Primärenergie schnell an, durchläuft ein Maximum und fällt bei Primärenergien von über 1000 V wieder langsam ab (Ausbeutekurven).

d) *Verschiedene Einflüsse auf die Ausbeute an Sekundärelektronen*

1. Einfluß einer Gasbeladung: Im allgemeinen wird die Ausbeute an Sekundärelektronen von Metallen durch eine adsorbierte Gasschicht erhöht. Durch Ausheizen der Proben im Hochvakuum läßt sich diese entfernen und dadurch die Ausbeute des reinen Metalls erhalten. (Verhalten von einigen Legierungen siehe Kapitel 2.)

2. Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit: Die Beschaffenheit der Oberfläche des untersuchten Materials spielt für die Ausbeute an Sekundärelektronen eine Rolle. So ist die Sekundärelektronenemission einer Einkristallfläche nicht gleich groß wie diejenige einer Vielkristallfläche.

3. Einfluß der Temperatur des untersuchten Metalls: Es sind verschiedene Untersuchungen durchgeführt und dabei die Temperatur des untersuchten Metalls zwischen 0 und 1700°C variiert worden. Innerhalb dieses Bereiches war keine Änderung der Ausbeute festzustellen.

4. Einfluß des Einfallswinkels des Primärstrahles: Für kleine Primärenergien bis zu 100 V ist die Ausbeute unabhängig vom Einfallswinkel der Primärelektronen. Bei Primärenergien von einigen hundert Volt ist ein geringes Ansteigen der Ausbeute mit zunehmendem Einfallswinkel festzustellen.

Bei Energien von einigen Kilovolt ist diese Erscheinung stark ausgeprägt. Beispielsweise beträgt die Ausbeute für Aluminium bei 0° Einfallswinkel $\delta = 1,2$ und für 60° $\delta = 2,2$ für Primärelektronen von 2500 V Energie.

5. Abhängigkeit der Ausbeute von der Austrittsarbeit:

Diejenigen zusammengesetzten Schichten, die infolge ihrer geringen Austrittsarbeit glühelektrisch oder photoelektrisch gut emittieren, zeigen ebenfalls eine hohe Ausbeute an Sekundärelektronen.

Diese Feststellung ist zum Beispiel durch SIXTUS [3] an thoriertem Wolfram gemacht worden. Es wurde die Ausbeute an Sekundärelektronen in Funktion des Bedeckungsgrades an Thorium untersucht. Die Sekundäremission stieg da-

bei parallel dem Emissionsvermögen. Die Größe der Austrittsarbeit hat aber auf die Ausbeute an Sekundärelektronen einen ungleich geringeren Einfluß als auf die Glühemission.

Bei den reinen Metallen ist eine Parallelität zwischen Austrittsarbeit und Ausbeute an Sekundärelektronen nicht eindeutig feststellbar.

e) *Auslösungszeit für Sekundärelektronen*

Aus indirekten Messungen verschiedener Autoren ist zu schließen, daß die zur Auslösung von Sekundärelektronen benötigte Zeit kürzer ist als 10^{-11} s (vgl. zum Beispiel GREENBLATT und MILLER [4]).

Aus theoretischen Betrachtungen folgern DIEMER und JONKER [5], daß als unterste Grenze für die Verzögerung bei der Auslösung eines Sekundärelektrons eine Zeit der Größenordnung von 10^{-14} bis 10^{-15} s angenommen werden kann.

f) *Die Sekundärelektronenausbeute verschiedener Materialien*

In den Tabellen 1 bis 3 werden die maximalen Ausbeutewerte mit den zugehörigen Primärbeschleunigungsspannungen sowie den Werten für die Austrittsarbeit für verschiedene Materialien gegeben. Tabelle 1 enthält eine Auswahl von reinen Metallen, Tabelle 2 zusammengesetzte Schichten und Verbindungen, Tabelle 3 endlich verschiedene Legierungen.

Tabelle 1
Reine Metalle

Metall	δ_{max}	V_p Volt	φ (Volt)	Bemerkungen
Li	0,65	70	2,30	
Be	0,41-0,91	210-325		
C	0,48	460	3,9-4,8	Ruß auf Ni
C	1,0	290	4,6	Aquadag
Mg	0,97	275		Überdampfschicht
Al	0,95	280		Überdampfschicht
Al	2,38	400	1,8-3,9	Metall
Si	1,64	350	4,8	
K	0,78	295	1,0-2,3	Überdampfschicht
Ca	4,9	500	1,7-3,3	Überdampfschicht
Ti	0,90	266		
Fe	1,27-1,31	320-352	4,0-4,7	
Ni	1,29-1,35	470-530	3,0-4,6	
Rb	0,86	400	1,2-1,5	
Mo	1,24-1,29	300-410	3,3-4,6	
Ag	1,48	800	3,0-4,7	
Cs	0,73-0,91	380	0,7-1,8	
Ba	0,80	400	1,8-2,3	Überdampfschicht
Ta	1,28-1,32	575-705	4,0-4,9	
W	1,26-1,43	600-700	4,2-5,4	
Pt	1,52-1,80	800	3,0-4,7	
Au	1,18-1,47	350-1000	4,3-4,7	

Tabelle 2
Zusammengesetzte Schichten und Verbindungen

Schicht	δ_{max}	V_p
(Ag)-Cs ₂ O-Cs	5,8-9,5	500-1000
(Ni)-Cs ₂ O-Cs	5,7	500
(Ag)-Rb ₂ O-Rb	5,5	800
(Ag)-K ₂ O-K	2,7	600
(Ag)-Cs ₃ Sb	8,0	500
MgO	3,9	
BaO	4,8	
LiF	5,6	
KCl	7,5	
CsCl	6,5	

Tabelle 3
Legierungen

Schicht	δ_{max}	V_p	Bemerkungen
Ag-Mg	9,8	500	2% Mg, oxydiert
Cu-Be	1,95	400	2% Be
Cu-Be	3,5-5,5	500-700	2% Be, oxydiert
Ni-Be	12,3	700	2% Be, oxydiert
Ag-Be	4,5	500	2% Be, oxydiert
Ag-Ca	4,5	360	2% Ca
Ag-Al	2,8	560	2% Al

COPELAND [6] hat einen Zusammenhang zwischen der Form der Ausbeutekurve und der Atomnummer des untersuchten Metalls festgestellt. Er zeigt, daß der Abfall der Ausbeute in unmittelbarer Nähe des Maximums um so steiler verläuft, je kleiner die Atomnummer des betreffenden Metalles ist. COPELAND schließt daraus, daß die Abnahme der Ausbeute mit steigender Primärenergie eine Folge des tieferen Eindringens der Primärelektronen in das untersuchte Metall ist. Dafür spricht auch das experimentelle Ergebnis, das zeigt, daß die Ausbeuteabhängigkeit vom Einfallswinkel des Primärstrahles mit steigender Primärenergie ebenfalls ausgeprägter wird.

FRÖHLICH [7] und WOOLDRIDGE [8] haben 1932 und 1939 eine Theorie der Sekundärelektronenemission auf quantenmechanischer Grundlage aufgestellt. Diese Theorien stellen den Grundvorgang bereits befriedigend dar, doch vermögen sie noch nicht, alle Erscheinungen quantitativ zu erfassen. Es wird darin auch nur der vereinfachte Fall des Zusammenstoßes von einem Primärelektron mit einem Gitterelektron betrachtet.

FRÖHLICH gelangt auf Grund seiner theoretischen Untersuchungen zu folgendem Resultat:

1. Für die Auslösung von Sekundärelektronen existiert eine untere Grenze für die Primärenergie in der Größenordnung von 10 V, die hauptsächlich durch das Pauli-Prinzip bedingt ist.

2. Die Sekundärelektronen besitzen eine Energie von maximal 25 V. Diese ist in erster Näherung unabhängig von der Primärenergie.

3. Die Ausbeute steigt bei kleinen Primärenergien nahe der Grenzenergie mit $\sqrt{E_p}$ an. Für große Primärenergien fällt sie ab mit

$$\frac{\ln \frac{\sqrt{E_p}}{w_n}}{\sqrt{E_p^3}}.$$

4. Die absolute Ausbeute ist für 100 V Primärenergie ungefähr 1 Sekundärelektron pro Primärelektron.

WOOLDRIDGE gibt eine approximative Methode zur Berechnung der Ausbeute in Funktion der Primärenergie, welche eine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen gibt. Es zeigt sich dabei, daß die Ausbeute δ nur wenig von der Austrittsarbeit der bombardierten Metallprobe abhängt, eine Tatsache, die ebenfalls mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.

Neuere Beiträge zur Theorie der Sekundärelektronenemission stammen von KADYSCHEWITSCH [9] und von BAROODY [10].

2. Die Schichten hoher Sekundärelektronenemission und ihre Herstellung

a) Die Schichten vom Typus Metall-Alkalioxyd-Alkali als sekundäremittierende Schichten

Auf Grund der Erfahrungen bei den Photokathoden mit Alkalioxydschichten ist es zunächst gelungen, sekundäremittierende Schichten hoher Ausbeute herzustellen. Als erste praktisch angewandte Schicht in Vervielfachern ist die (Ag)-Cs₂O-Cs-Schicht zu nennen. Diese ersten Anwendungen gehen auf FARNSWORTH [11], ZWORYKIN, MORTON und MALTER [12], [13], JAMS und SALZBERG [14], WEISS [15], [16], und schließlich auf PENNING und KRUIHOF [17] zurück.

Figur 3 gibt Ausbeutekurven für die Ag-Cs₂O-Cs-Schichten wieder. Von verschiedenen Autoren ist die Abhängigkeit der Ausbeute von der verwendeten Unterlage untersucht worden (Ag, Mg, Ni, Ta, Cu, Fe, Mo, Pb, W). Die höchste Ausbeute wird mit Silber als Unterlage erhalten. WEISS hat die Abhängigkeit der Ausbeute vom Oxydationsgrad der Silberunterlage untersucht. Diese ist

nur von geringem Einfluß. Das Maximum wird bei dunkelblauer Anlauffarbe erhalten. Auf Grund gleicher Untersuchungen gelangen TIMOFFEW und PJATNITZKI [18] zum Resultat, daß die maximale Ausbeute an Sekundärelektronen

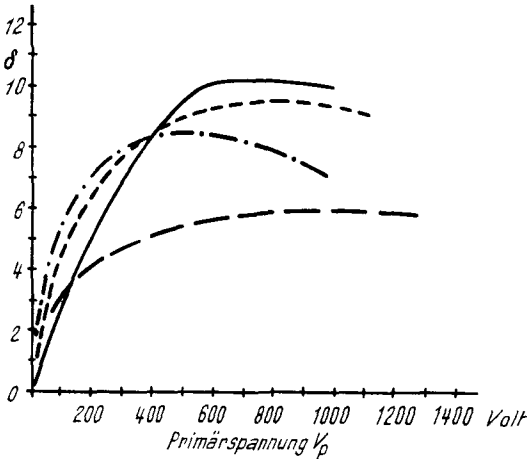


Fig. 3

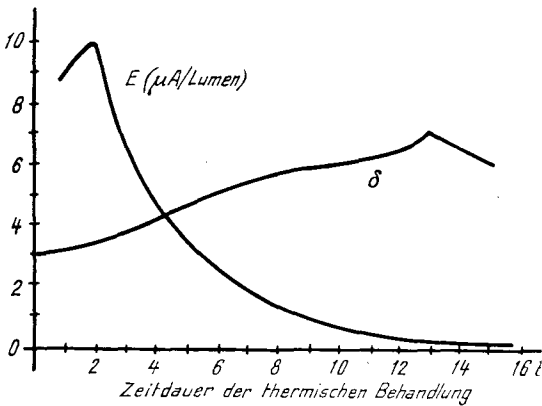


Fig. 4

bei derselben Silberoxydschichtdicke erzielt wird wie die maximale lichtelektrische Ausbeute, nämlich bei einer Schichtdicke von 200 Silberoxydmolekülen. Auf Grund weiterer Untersuchungen gelangen dieselben Autoren zum Ergebnis, daß die maximale Ausbeute an Sekundärelektronen bei kleinerem Zäsiumüberschuß in der Schicht erzielt wird als die maximale, photoelektrische Ausbeute. Figur 4 zeigt den Verlauf von lichtelektrischer Ausbeute und Ausbeute an Sekundärelektronen bei thermischer Behandlung einer Kathode zur Entfernung des überschüssigen Zäsiums. Mit der Beobachtung, daß die Sekundäremission einer Schichtkathode mit dem Alkalimetall Cs in erster Linie durch deren Ultravioletttempfindlichkeit bestimmt ist (Volumeneffekt) und nicht durch die Infrarotempfindlichkeit (Oberflächeneffekt), steht die Feststellung von DOBROLUISKY [19] im Einklang.

Ersetzt man in der Schichtkathode das Alkalimetall Zäsium durch Rubidium oder Kalium,

so fällt die Ausbeute ab (WEISS, TIMOFFEW und PJATNITZKI [20]). Figur 5 gibt die Ausbeuten nach Messungen von WEISS wieder [(Ag)-Alkalioxyd-Alkalisichten].

TIMOFFEW und PJATNITZKI haben bei den Schichtkathoden mit Rb und K als Alkalimetall eine Temperaturabhängigkeit der Ausbeute an Sekundärelektronen festgestellt, was bei den einfachen Metallen nicht der Fall ist. Die Ausbeute nimmt mit abnehmender Temperatur ab.

Diese zusammengesetzten Schichtkathoden werden heute praktisch nicht mehr als sekundäremittierende Schichten verwendet. Die Gründe sind im wesentlichen die folgenden:

1. relativ geringe Beständigkeit bei Temperaturerhöhung und größere Stromdichte im Sekundärelektronenvervielfacher;
2. hohe thermische Emission.

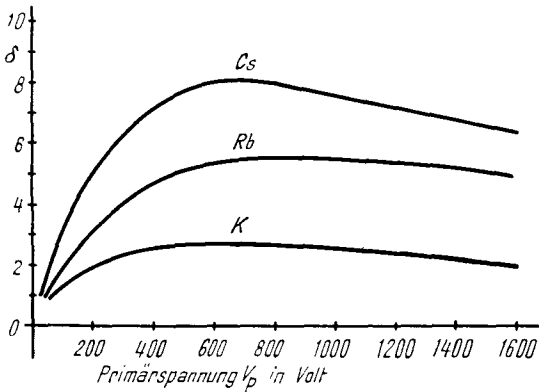


Fig. 5

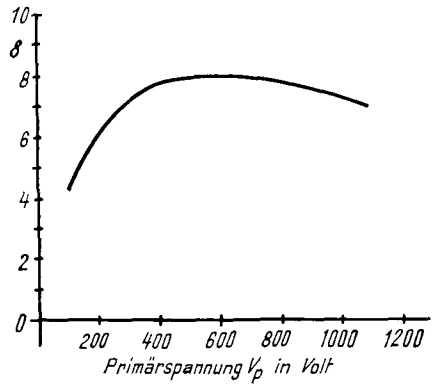


Fig. 6

b) Die Cs_3Sb -Kathode als sekundäremittierende Schicht

Wie die infrarotempfindliche (Ag)- Cs_2O , Ag-Cs-Photokathode ist auch die blauempfindliche Cs_3Sb -Kathode als sekundäremittierende Schicht verwendbar.

Eine Ausbeutekurve ist von ZWORYKIN [21] gegeben worden (Figur 6).

Wegen der geringen Leitfähigkeit der Cs_3Sb -Schicht wird diese auf einer Silber- oder Nickelunterlage hergestellt. Das Herstellungsverfahren ist im übrigen analog der Formierung der Photokathode von diesem Typus. Bei guter Ausbeute an Sekundärelektronen hat die Cs_3Sb -Schicht gegenüber der Cs-Schichtkathode den Vorteil einer größeren Stabilität. Zudem ist ihre thermische Emission bei Zimmertemperatur um Größenordnungen kleiner als diejenige der (Ag)- Cs_2O -Cs-Kathode. Neben ihrer guten Ausbeute für kleine Primärspannungen besitzt sie allerdings den Nachteil, Ermüdungserscheinungen aufzuweisen, die sich in einer Abnahme der Ausbeute äußern. Diese Erscheinungen sind von MARSHALL, COLTMAN und HUNTER [22] an einem 1P21-Vervielfacher untersucht worden (Vervielfacher mit neun Vervielfachungsstufen mit Cs_3Sb -Schichten). Bei Dauerbelastung ist der Abfall des Anodenstromes, das heißt die Abnahme der Vervielfachung, untersucht worden. Die Verhältnisse sind die folgenden:

- bei $10 \mu A$ Anodenstrom Abfall auf 50% innerhalb von 2 Stunden,
- bei $100 \mu A$ Anodenstrom Abfall auf 30% innerhalb von 2 Stunden,
- bei $1000 \mu A$ Anodenstrom Abfall auf 12% innerhalb von 2 Stunden.

Wird der Vervielfacher eine gewisse Zeit außer Betrieb gesetzt, so erreicht er wieder die ursprüngliche Verstärkung bzw. Ausbeute.

Diese Erscheinungen sind offenbar darauf zurückzuführen, daß die Verbindung Cs_3Sb bei zu intensivem Elektronenbombardement teilweise zerstört und dadurch die Sekundärelektronenausbeute verkleinert wird. Diese Abnahme äußert sich denn auch in den letzten Vervielfachungsstufen, wo die Stromdichte höher ist, viel ausgeprägter als in den ersten Stufen nach der Photokathode. Wird der Vervielfacher sodann außer Betrieb gesetzt, so vermag Zäsium, wieder in die Schichten hineinzudiffundieren und sie dadurch zu regenerieren.

c) Die Silber-Magnesium-Legierung

Diese Legierung ist erstmalig von ZWORYKIN, RUEDI und PIKE [23] beschrieben worden. Ausgehend von der Tatsache, daß Magnesiumverbindungen hohe Sekundärelektronenausbeuten aufweisen können, aber häufig nicht sehr stabil sind, wurden verschiedene Legierungen mit Magnesium untersucht. Als zweite Komponente wurde Ag, Cu, Au und Al gewählt. Von diesen Legierungen ist nur Ag-Mg als die am meisten versprechende eingehend untersucht worden. Es handelt sich dabei um Legierungen von Silber mit 1–15% Magnesium. Die Magnesiumkonzentration ist innerhalb dieser Grenzen, was die Ausbeute an Sekundärelektronen anbetrifft, nicht kritisch. Hingegen ist sie von großem

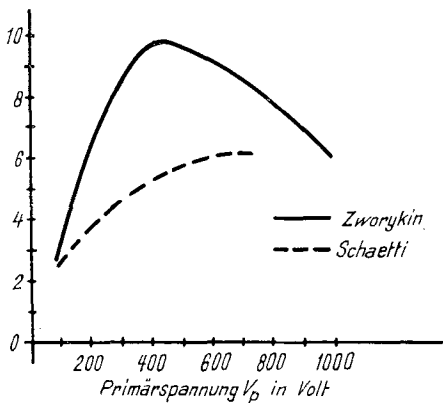


Fig. 7

Einfluß auf die Bearbeitbarkeit der Legierung, die mit zunehmendem Mg-Gehalt spröde wird.

Die Herstellung dieser Legierung geschieht am besten in einem Graphittiegel an Luft, wobei die Metalle unter einer Salzschutzschicht (zum Beispiel KCl, Siedepunkt $650^\circ C$) geschmolzen und gemischt werden. Dadurch wird eine Oxydation des Mg verhindert.

Nach dem Einbau in die Röhre erfährt die Legierung eine Glühbehandlung im Hochvakuum und wird anschließend oxydiert. Auf diese Weise lassen sich Vervielfachungsfaktoren bis zu 10 er-

reichen. Figur 7 zeigt die Ausbeutekurven der Ag-Mg-Legierung nach ZWORYKIN [23] sowie nach Messungen des Verfassers [24].

Vorteile dieser Legierung sind gute Konstanz der Ausbeute über längere Zeiten, sofern sie nicht auf maximale Ausbeute formiert wurde. Ist dies der Fall, so fällt die Ausbeute innerhalb der ersten 30 Betriebsstunden auf den niedrigeren, normalen Wert ab. Weiter weisen diese Schichten im Gegensatz zu den bisher beschriebenen eine äußerst geringe thermische Emission auf, was

bei Vervielfachern mit hoher Verstärkung von Wichtigkeit ist. Zudem ist diese Legierung nur äußerst wenig photoelektrisch empfindlich. Die Ag-Mg-Legierungen weisen aber den großen Nachteil auf, daß die erzielten Ausbeuten von Legierungscharge zu Legierungscharge große Abweichungen aufweisen. Dies führt zu einem relativ großen Ausschuß an unbrauchbaren Legierungen. Auch ist ihre Lagerfähigkeit an Luft nur sehr beschränkt. Nach der Erfahrung des Verfassers weisen diese Legierungen eine mit der Sekundärelektronenemission verbundene Leuchterscheinung auf (bläuliches Leuchten der Prallplatten, dessen Intensität mit der Stromdichte ansteigt). Bei Röhren mit hoher Verstärkung (10^8 bis 10^{10}) wirkt dieses Leuchten auf die Photokathode zurück und macht den Vervielfacher unbrauchbar.

Eine Anlagerung von Zäsium an die Ag-Mg-Legierung bewirkt eine Erhöhung der Ausbeute. So steigt die Ausbeute zum Beispiel von $\delta = 6,0$ bei $V_p = 500$ V durch die Anlagerung von Zäsium auf $\delta = 10,0$ (vgl. SCHAETTI [24]).

d) Die Ni-Be- und Cu-Be-Legierungen

Von G. GILLE [25] und J. MATTHES [1] sind Ni-Be- und Cu-Be-Legierungen in bezug auf ihre Sekundärelektronenausbeute untersucht worden. Kompaktes Beryllium zeigt nach KOLLATH [26] bereits eine hohe Ausbeute an Sekundärelektronen. Nach seinen Untersuchungen ist diese Ausbeute stark abhängig vom Zustand der untersuchten Be-Oberfläche. Auf diesen Versuchen fußend, sind Legierungen mit einigen Prozent Beryllium untersucht worden. Durch geeignete Behandlung dieser Legierungen lassen sich Ausscheidungen von Beryllium erzeugen, wodurch eine besondere Struktur des Sekundärstrahlers erhalten wird.

G. GILLE hat Legierungen von Nickel mit 2% Beryllium untersucht und gefunden, daß durch geeignete Wärmebehandlung der Legierung eine hohe Ausbeute erzielt wird. In Figur 1 ist die Ausbeutekurve einer solchen Legierung nach MATTHES wiedergegeben. Durch Glühen und Oxydieren (teilweise durch Gasentladung in Sauerstoff) können maximale Ausbeuten von $\delta = 12$ erreicht werden. Beim Glühen bei zu hohen Sauerstoffdrücken können Erscheinungen auftreten, die dem Malter-Effekt verwandt sind, das heißt hohe Ausbeuten bis zu $\delta = 40$, verbunden mit Trägheitserscheinungen.

Gleiche Resultate sind von MATTHES für Cu-Be-Legierungen erhalten worden. Die entsprechenden Glühtemperaturen liegen für diese Legierung bedeutend tiefer als bei der Ni-Be-Legierung entsprechend dem niedrigeren Schmelzpunkt des Kupfers. Dagegen sind für die letztere die Behandlungstemperaturen kritischer und die günstigen Temperaturbereiche wesentlich enger.

Die Legierung ist ebenfalls von ALLEN [27] für die Herstellung von Vervielfachern verwendet und ihre Formierung auch vom Verfasser [24] beschrieben worden. Figur 8 gibt die Ausbeutekurven dieser Legierung für verschiedene Formierungen an.

Durch den Verfasser ist festgestellt worden, daß die die Sekundärelektronenemission begleitende Leuchterscheinung für die Cu-Be-Legierung bedeutend geringer ist als bei der Ag-Mg-Legierung.

Neben dieser Tatsache sind die Vorteile der Cu-Be-Legierung: gute Reproduzierbarkeit, vernachlässigbare thermische Emission (für Zimmertemperatur)

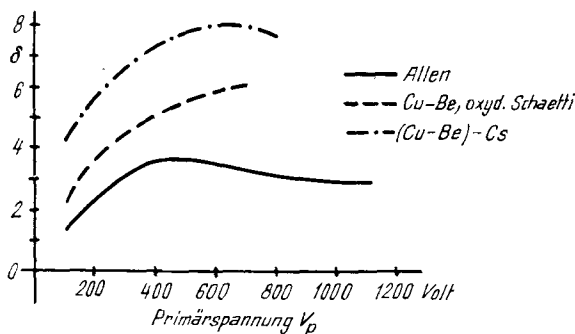


Fig. 8

sowie weitgehendes Fehlen von Ermüdungserscheinungen. Diese Tatsache ist an einem Vervielfacher mit 10 Verstärkerstufen mit einer Gesamtverstärkung von $2 \cdot 10^5$ festgestellt worden (Li-Sb-Photokathode, Verfasser). Figur 9 gibt

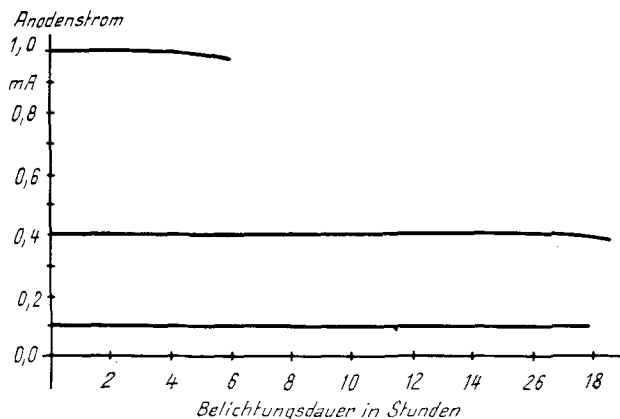


Fig. 9

den Verlauf des Anodenstroms bei konstanter Belichtung für verschiedene Werte wieder. Es zeigt sich, daß ein solcher Vervielfacher bei einem Anodenstrom von 0,1 mA während 24 Stunden vollkommen konstant bleibt.

Der Nachteil der Verwendung dieser Legierung ist die Notwendigkeit von hohen Stufenspannungen von 200–300 V, was bei Vervielfachern mit hohen Stufenzahlen zu großen Spannungen (3–6 kV) führt.

e) Die Ag-Be-Legierung

An Stelle von Kupfer oder Nickel kann auch Silber als Legierungskomponente gewählt werden. Dies erniedrigt die Glühtemperatur gegenüber Kupfer nochmals. Die erreichbaren Ausbeuten bei 2% Beryllium sind gleich wie diejenigen der Cu-Be-Legierung [24].

3. Die Sekundärelektronenvervielfacher

A. Die Entwicklung der Sekundärelektronenvervielfacher

Für den Aufbau eines Vervielfachers bestehen zwei Möglichkeiten:

- a) Dynamische Verstärkung;
- b) statische Verstärkung.

a) Die dynamische Verstärkung

Ein dynamischer Sekundärelektronenvervielfacher arbeitet mit hochfrequenten Wechselfeldern zwischen zwei Prallelektroden. Die Beschleunigung der Elektronen von einer Platte auf die andere erfolgt dabei durch dieses Wechselfeld, und dies setzt daher

eine Übereinstimmung zwischen der Feldfrequenz und der Elektronenlaufzeit voraus. Dieser dynamische Vervielfacher ist durch FARNSWORTH [11] entwickelt worden. Figur 10 zeigt dessen prinzipiellen Aufbau. Zwei auf hohe Sekundärelektronenemission formierte Platten stehen sich in einem Glasrohr gegenüber. Dazwischen befindet sich die zylinderförmige Anode *A*. Die das Glasrohr umgebende Magnetspule dient zur Fokussierung der auf einer Prallplatte losgelösten Elektronen auf die andere. Zwischen den beiden

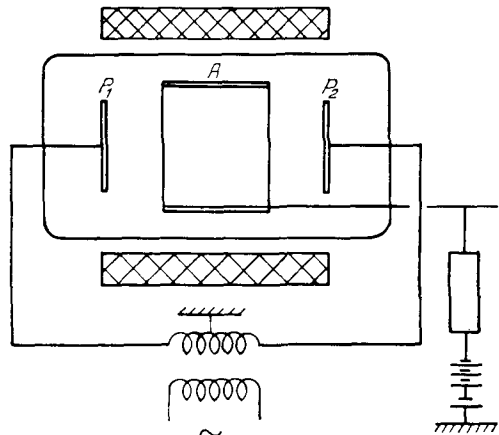


Fig. 10

Prallplatten ist das Hochfrequenzfeld angelegt, das die in der Mitte einer Platte losgelösten oder durch eine zentrale Öffnung in das System eingetretenen Elektronen auf die gegenüberliegende Platte und in der nächsten Phase die an der zweiten Platte losgelösten Sekundärelektronen wieder auf die erste beschleunigt. Infolge des radial nach außen gerichteten elektrischen Feldes der Anode gelangen die Sekundärelektronenpakete nach einigen Hin- und Her-

läufen zum Rande der Prallplatten und werden schließlich als verstärkter Elektronenstrom von der Anode aufgenommen. Neben der magnetischen Abbildung ist ebenfalls eine rein elektrische möglich. FARNSWORTH hat ebenfalls eine solche Anordnung angegeben, bei welcher die Abbildung durch die konkave Form der Prallplatten bewerkstelligt wird. Der Vorteil dieser Anordnung ist der Wegfall der für die elektrostatischen Typen notwendigen hohen Betriebsspannungen. Doch dürften die Nachteile überwiegen. Von HENNEBERG, ORTHUBER und STEUDEL [28] ist die Wirkungsweise dieses Vervielfachers unter Vernachlässigung der Austrittsarbeit der Sekundärelektronen untersucht worden. Diese Untersuchungen zeigen, daß auch die bis zu 65° Phasendifferenz später austretenden Sekundärelektronen allmählich in Phase kommen und auf diese Weise zur Vervielfachung beitragen. Bei einer Verstimmung des Vervielfachers nach größeren Frequenzen wird der sich ursprünglich von $0-65^\circ$ erstreckende Bereich der ständig an der Vervielfachung teilnehmenden Elektronen mehr und mehr zusammengedrängt, bis er bei einer Verstimmung von 8,9% halb so groß geworden ist. Bei einer Verstimmung gegen kleinere Frequenzen kommen die Elektronen nicht mehr in Phase.

Von den Elektronen, die innerhalb des Phasenbereiches von 65° einfallen, erreichen aber nur wenige die Höchstgeschwindigkeit und damit größte Verstärkung. Dies bringt gegenüber dem statischen Vervielfacher einen vergrößerten Störpegel mit sich. Für den Betrieb erschwerend ist die Notwendigkeit einer genauen Abstimmung des Hochfrequenzfeldes. Mit diesen Vervielfachern sind Verstärkungsgrade von einigen tausend erreicht worden. Eine Variante des dynamischen Vervielfachers von FARNSWORTH ist von OKABE [29] angegeben worden. In neuester Zeit hat GREENBLATT [30] einen dynamischen Mikrowellenvervielfacher für 3000 MHz beschrieben, der als γ -Strahlen-Zähler Verwendung gefunden hat.

b) *Die statische Verstärkung*

Sie ist durch die räumliche Hintereinanderschaltung von Prallelektroden oder Dynoden mit stufenweise steigendem Potential gekennzeichnet. Die Primärelektronen (Photoelektronen) fallen auf die erste Prallelektrode, werden dort verstärkt, und durch das Saugfeld der zweiten Prallplatte werden die Sekundärelektronen auf diese hin beschleunigt, welche dort ihrerseits neue Sekundärelektronen auslösen usw. Am Ende dieser Reihe liegt die Anode, die den verstärkten Elektronenstrom zur Verarbeitung aufnimmt.

Im Verlaufe ihrer Entwicklung sind für die statischen Sekundärelektronenvervielfacher verschiedene Ausführungsformen bekanntgeworden.

Eine erste Ausführung stammt von JARVIS und BLAIR [31]. Figur 11 zeigt einen Schnitt durch diesen Vervielfacher. Die an der Kathode ausgelösten Elektronen fallen auf eine erste Prallelektrode, lösen dort Sekundärelektronen aus, die auf die nächste Prallelektrode abgesaugt und beschleunigt werden, wo

sich der Vorgang wiederholt. Eine erste Fokussierung der Elektronen von einer Prallplatte auf die andere soll durch die eingebauten Blenden bewerkstelligt werden, die verhindern sollen, daß Elektronen unverstärkt auf die Anode gelangen. Die Elektronenkonzentration von einer Platte auf die andere ist noch recht unbefriedigend, und der Vervielfacher hat daher keine praktische Bedeutung erlangt.

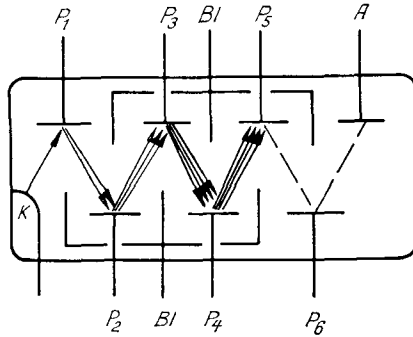


Fig. 11

FARNSWORTH hat ebenfalls eine Lösung für den statischen Sekundärelektronenvervielfacher angegeben [32]. Figur 12 zeigt das Prinzip. Auf der Innenwand eines Glasrohres ist ein Widerstandsbelag hoher Sekundäremission angebracht, an dem ein Potentialgefälle besteht. Axial im Rohr ist ein auf Anodenpotential befindlicher Draht ausgespannt. Die Primärelektronen treffen an einer Stelle auf den Widerstandsbelag und lösen dort Sekundärelektronen aus. Diese werden durch das Potentialgefälle der Schicht und durch den axialen Draht in gleicher Weise beschleunigt; sie durchlaufen daher in zickzackförmiger

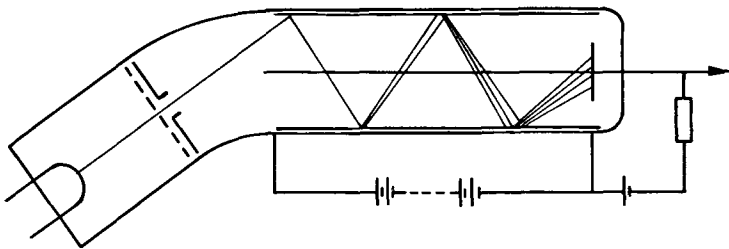


Fig. 12

Richtung den Zylinder und werden schließlich von der Anode, durch die mehrfachen Aufpralle verstärkt, aufgenommen. Eine ähnliche Ausführung wird ebenfalls von KUBETSKY [33] angegeben, wo der Widerstandsbelag, durch getrennte Beläge mit gesonderter Spannungszuführung ersetzt, Verwendung findet.

Vervielfacher mit einer richtigen elektrostatischen Abbildung der Elektronen von einer Prallplatte auf die folgende sind von ZWORYKIN angegeben worden. Es handelt sich um die L- und T-Typ-Multiplier [12]. Figur 13 zeigt einen Schnitt durch einen L-Typ-Vervielfacher. Bei größerer Stufenzahl werden diese Vervielfacher aber recht kompliziert und sind daher einfacheren Lösungen gewichen.

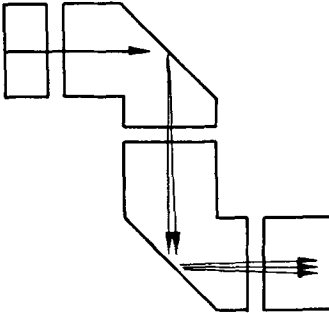


Fig. 13

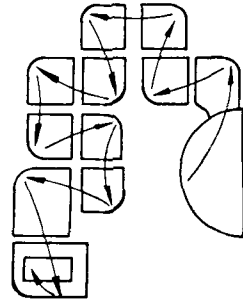


Fig. 14

Zu den erwähnten Vervielfachertypen gehört auch der von LARSON und SALINGER [34] beschriebene «Kästchenvervielfacher». Figur 14 gibt einen Schnitt durch einen solchen Vervielfacher wieder. Sie sind 6- und 11stufig ausgeführt und durch FARNSWORTH ebenfalls in der Sonde des weiterentwickelten Bildzerlegers verwendet worden.

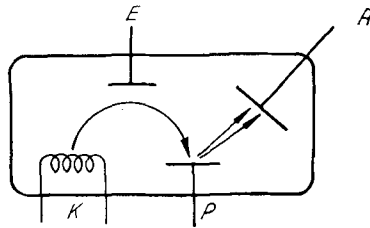


Fig. 15

Ein früher häufig verwendeter Vervielfacher arbeitete mit kombiniertem elektrischem und magnetischem Felde. Er ist von ZWORYKIN [12] entwickelt worden und geht auf eine von SLEPIAN [35] angegebene Anordnung zurück. Figur 15 zeigt die Anordnung von SLEPIAN. Die von einer Glühkathode auskommenden Elektronen werden durch das Feld einer Hilfelektrode E beschleunigt und fallen nach dem Durchlaufen einer durch ein auf der Bildebene senkrecht stehendes Magnetfeld erzwungenen Kreisbahn auf die Parallelek-

trode P . Die hier ausgelösten Sekundärelektronen werden auf die Anode A abgesogen. Durch Hintereinanderschalten mehrerer Prallelektroden erhält man den bekannten magnetischen Vervielfacher von ZWORYKIN, der in Figur 16 im Schnitt gezeigt wird. Mit diesem Vervielfacher ließen sich Verstärkungen von über 10^6 erreichen. Figur 17 zeigt eine Ausführung desselben (vgl. [36], [37]).

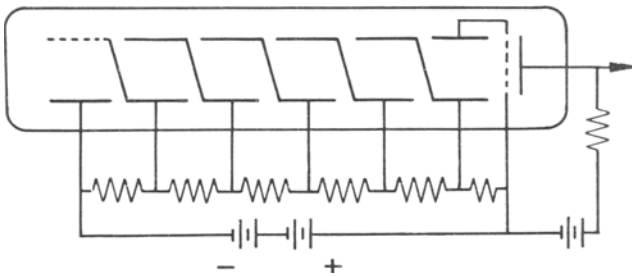


Fig. 16

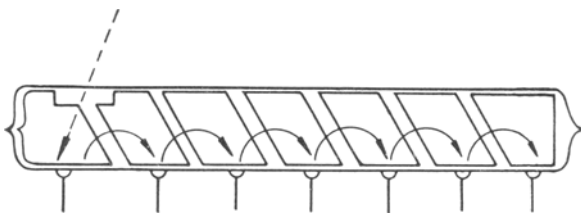


Fig. 18

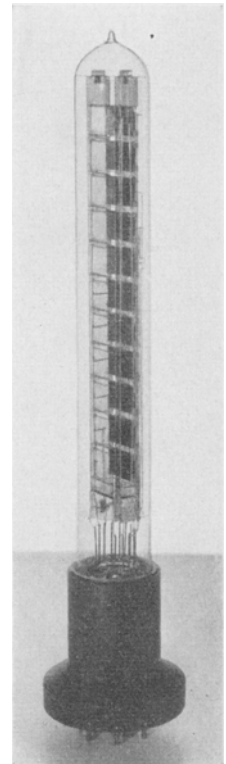


Fig. 17

Eine ähnliche Ausführungsart des magnetischen Vervielfachers ist von KUBETSKI [33] angegeben worden. Figur 18 zeigt einen Schnitt durch diese Röhre, die konstruktiv insofern sehr einfach ist, als die Prallschichten auf die Glaswand der Röhre aufgebracht sind und infolgedessen kein Aufbau im Innern der Röhre verwendet wird. Vom gleichen Autor stammt ebenfalls ein Vervielfacher mit kreisförmiger Anordnung der Prallplatten.

Parallel zu diesen Entwicklungen gingen in Deutschland ab 1934 diejenigen von WEISS am Netzvervielfacher [15], [16]. Dieser im Aufbau äußerst einfache Vervielfacher besteht aus verschiedenen hintereinandergeschalteten feinen

Drahtnetzen. Die durch das einfallende Licht auf der Photokathode losgelösten Primärelektronen werden durch das Saugfeld der gegenüber der Kathode auf positivem Potential liegenden netzförmigen Prallelektrode beschleunigt, fallen zum Teil auf deren Gitterdrähte auf, zum Teil passieren sie unverstärkt die

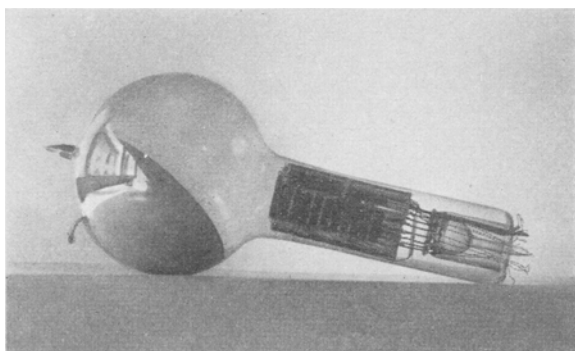


Fig. 19

Gittermaschen. Der auf die Gitterdrähte auffallende Primärelektronenanteil löst dort Sekundärelektronen aus, welche durch die Gittermaschen auf die zweite Prallelektrode hin beschleunigt werden. Durch die mehrfache Hintereinanderschaltung solcher Elektroden können hohe Verstärkungsgrade erreicht werden. Die Elektronen lassen sich

dabei magnetisch oder elektrisch durch das Einbauen von Blenden von einem Netz auf das andere fokussieren. Figur 19 zeigt eine Ausführung eines solchen Netzvervielfachers.

B. Die heute verwendeten Vervielfachertypen

MORTON [38] unterscheidet bei den heute verwendeten Vervielfachertypen zwischen elektrostatisch fokussierten und den unfokussierten Vervielfachern. Zur ersten Gruppe von Röhren gehören die Vervielfacher, die sich auf dem Raychman-Vervielfacher aufbauen sowie die «Kästchenvervielfacher»; zur zweiten Gruppe sind die Netz- und Jalousievervielfacher zu rechnen.

a) Der Sekundärelektronenvervielfacher von Raychman

Aus dem magnetischen Vervielfacher von ZWORYKIN ist durch RAYCHMAN [39], [40] ein rein elektrostatischer Typ entwickelt worden, der infolge des Wegfalles des zusätzlichen Magnetfeldes viel einfacher und handlicher ist. Die Form der Prallplatten ist so gewählt, daß die an einer Platte losgelösten Sekundärelektronen auf die nächstfolgende Prallplatte durch das elektrostatische Feld fokussiert werden. Die hierzu notwendige Form ist mit Hilfe des Gummimembranmodells festgelegt und hernach im elektrolytischen Trog untersucht worden. Die elektronenoptischen Eigenschaften dieses Vervielfachers sind bedeutend besser als diejenigen des magnetischen Typs. Infolgedessen lassen sie auch viel höhere Belastungen zu. Nach Messungen des Autors an solchen

Vervielfachern mit Cu-Be-Prallplatten ist die Linearität zwischen Photostrom und Anodenstrom bis zu 25 mA Anodenstrom gewährleistet. Dabei ist es aber wichtig, daß die Primärelektronen richtig in den Vervielfacher hineingelangen, das heißt auf Stellen der Prallplatten, die fehlerfrei abgebildet werden. Figur 20 zeigt einen Schnitt durch den erwähnten Vervielfachertyp, und Figur 21 ist die Abbildung eines 18stufigen Ver-

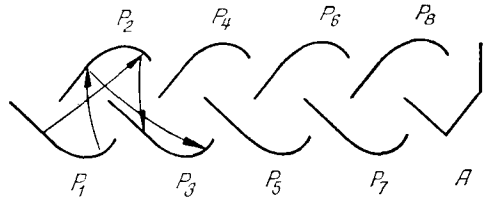


Fig. 20

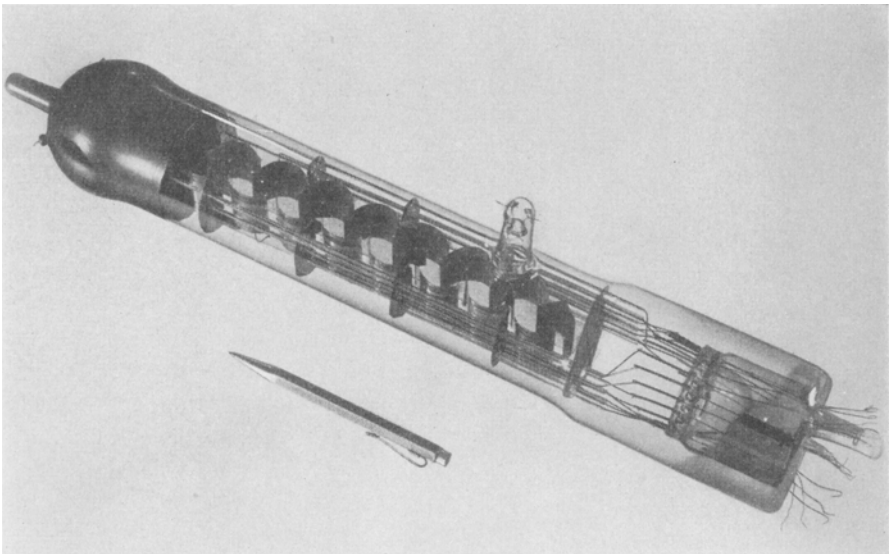


Fig. 21

vielfachers dieser Bauart (Cs_3Sb -Photokathode, Cu-Be-Prallplatten). Dieser Vervielfacher ist ebenfalls bei der Vervielfacherzelle von PHILIPS zur Anwendung gelangt (TEVES [41]).

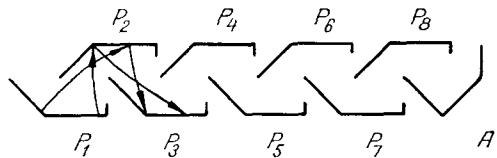


Fig. 22

Eine ähnliche Anordnung ist von WINANS und PIERCE [42] für die Western-Electric-Vervielfacherzelle D-159076 konstruiert worden. Figur 22 zeigt den entsprechenden Aufbau des Vervielfachers, wie er vom Verfasser in einem Farnsworth-Bildzerleger verwendet worden ist [43].

Für spezielle Anwendungen hat RAYCHMAN in der Folge die Form der Platten seines Vervielfachers abgeändert. Zweck der neuen Ausführung ist die Erreichung möglichst gleich langer Elektronenbahnen von jeder Stelle einer Prallplatte auf die nächste, um dadurch eine möglichst kleine Streuung in den Sekundärelektronenlaufzeiten zu erhalten, sowie zur Vermeidung von Stellen mit Feldemission. Dieser Vervielfachertyp (L-16-Prallplatten) ist von MORTON [38] und STONE [44] beschrieben worden. Figur 23 gibt die Form der Platten wieder.

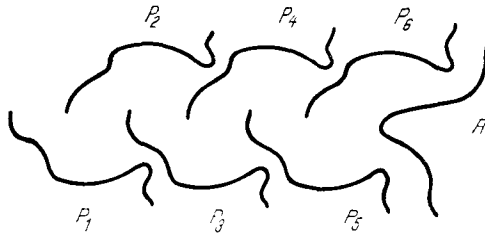


Fig. 23

b) Die RCA-Vervielfacher 931-A, 1P21, 1P22, 1P28

Eine weitere Entwicklung des elektrostatischen Vervielfachers ist durch RAYCHMAN und SNYDER [45] angegeben worden. Hier sind die Dynoden kreisförmig angeordnet (Figur 24), was eine wesentlich kompaktere Bauart des Vervielfachers ermöglicht als die Anordnung der Prallplatten in einer Geraden. Diese neuen Vervielfacher besitzen neun Verstärkerstufen und eine Photokathode. Die vier Vervielfacher unterscheiden sich im wesentlichen durch ihre

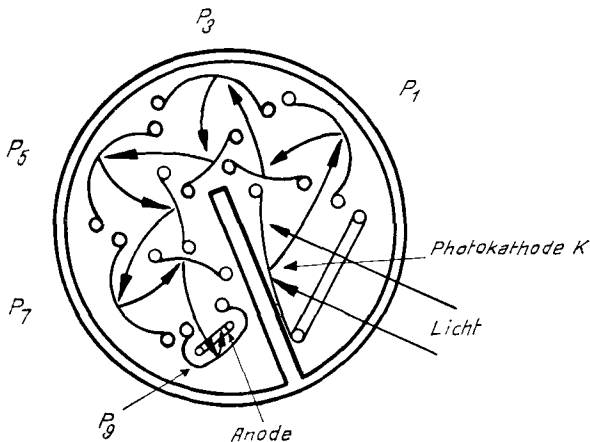


Fig. 24

Photokathoden [38]. Sie haben die Abmessung einer normalen Radioröhre. Die sekundäremittierenden Schichten sind Cs_2Sb -Schichten.

Derselbe Vervielfachertyp wird in der RCA-Röhre 5819 angewendet. Die Photokathode befindet sich dabei auf der Glaswand der Röhre (Durchsichtskathode, Figur 25). Die Photoelektronen werden elektronenoptisch in den Vervielfacher, in welchem nun zehn Vervielfachungsstufen wirksam sind, da die ursprüngliche Photokathode nun auch als Dynode wirkt, hineinfokussiert und beschleunigt.

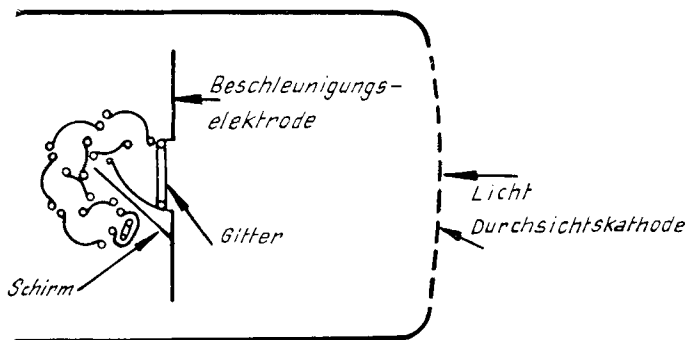


Fig. 25

c) Der «Kästchenvervielfacher» von Maurer

Es handelt sich um denselben Vervielfachertyp, wie er von LARSON und SALINGER [34] beschrieben worden ist. Figur 26 zeigt einen Schnitt durch diese Röhre.

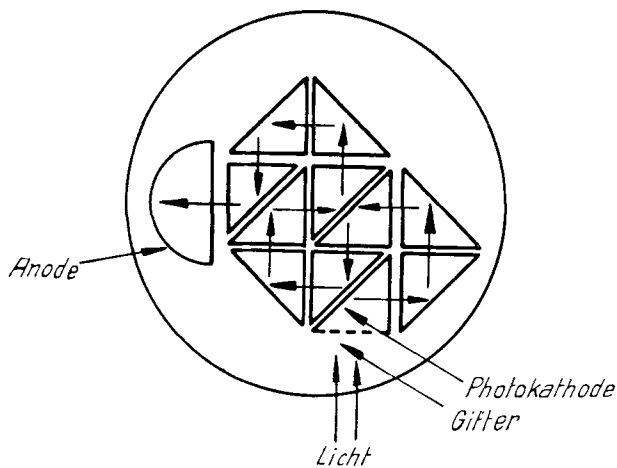


Fig. 26

d) *Der Netzvervielfacher nach Weiß [15], [16]*

Diese Anordnung der Vervielfacherelektroden ist auch heute noch verschiedentlich angewandt worden. Ihr Vorteil ist:

Einfachste Elektronenoptik zur Fokussierung der an einer Prallelektrode losgelösten Elektronen auf die nächste Elektrode.

Ihr Nachteil:

Kleine Ausbeute pro Elektrode, indem nur ein Teil der Oberfläche der Prallelektrode wirksam ist bzw. nur ein Teil der Primärelektronen an der Verstärkung teilnimmt.

Eine gute Konzentration der Elektronen gegen die Achse des Vervielfachers kann durch eine wannenartige Ausbildung der Netze erreicht werden (HARTMANN [46], LALLEMAND [47]). Während

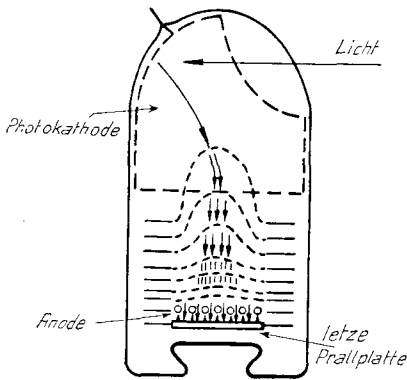


Fig. 27

die Fokussierung der Elektronen auf die nächstfolgende Prallelektrode einfach ist, bietet die Absaugung der losgelösten Sekundärelektronen einige Schwierigkeiten. Es muß dafür gesorgt werden, daß das Absaugfeld möglichst hoch wird. Dies kann dadurch erreicht werden, daß die Netzelektroden bei konstanter Stufenspannung von Stufe zu Stufe näher zusammengebracht werden, oder durch grobmaschige Hilfsnetze, die auf demselben Potential sind wie die nachfolgende Prallelektrode. Figur 27 zeigt den Aufbau eines Vervielfachers der ersten Art (LALLEMAND).

Von verschiedenen Autoren ist die günstigste Abmessung der Netzelektroden bestimmt worden. KLUGE, BEYER und STEYSKAL [48] kommen zu folgendem Resultat:

1. Für die Vervielfachungswerte sind neben den angelegten Beschleunigungsspannungen ebenfalls die Maschenzahl pro Quadratcentimeter und die Drahtstärken der Netze maßgebend.
2. Bei gleichbleibender wirksamer Oberfläche der Elektrode wächst die Verstärkung mit zunehmender Maschenzahl.
3. Die höchsten Ausbeuten werden bei einer wirksamen Oberfläche von gegen 60% erreicht.

Die Anode ist in diesen Vervielfachern als grobmaschiges Netz ausgebildet, die letzte Prallelektrode als Platte zur Ausnützung des höheren Vervielfachungsfaktors.

e) Der «Jalousievervielfacher»

Es ist versucht worden, die Vorteile einer hohen Ausbeute bei 100% wirksamer Oberfläche der Prallelektroden in Vervielfacher mit Fokussierung mit den einfachen elektronenoptischen Verhältnissen beim Gittervervielfacher zu kombinieren. Dies hat zum «Jalousievervielfacher» geführt. Wie beim Netzvervielfacher bildet auch hier das Absaugen der losgelösten Sekundärelektronen ein schwieriges Problem. Die Verhältnisse sind für diesen Fall durch LALLEMAND näher untersucht worden [49] (im Druck ist ebenfalls eine diesbezügliche Arbeit von BARUTH [50]).

Werden solche Jalousieelektroden äquidistant bei konstanter Stufenspannung angeordnet, so ist die Elektrodenfläche, die zur Vervielfachung beiträgt,

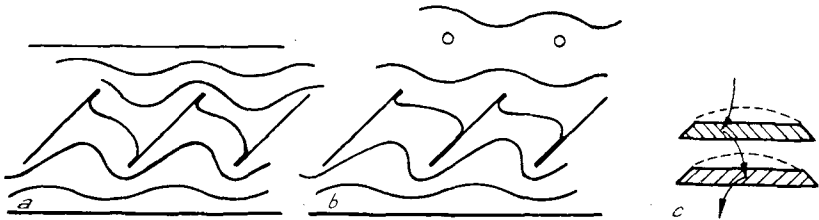


Fig. 28

das heißt von der die losgelösten Sekundärelektronen auch abgesogen werden, nur sehr gering (Figur 28a). LALLEMAND hat bei denselben Verhältnissen ebenfalls andere Plattenformen untersucht, aber keine besseren Verhältnisse vorgefunden.

Die einfachste und beste Lösung bei Jalousieelektroden ist die Verwendung von feinen Drahtnetzen, die mit der folgenden Jalousieelektrode auf gleichem Potential sind. Dadurch werden ohne Erhöhung der Spannungen die Absaugverhältnisse stark verbessert (Figur 28b). Durch Bombierung dieser Hilfsnetze kann zudem eine Fokussierung der Sekundärelektronen gegen die Vervielfacherachse erreicht werden (Figur 28c).

Der Jalousievervielfacher ist in den EMI-Röhren 4588, 5060 und 5311 angewandt.

Seine Vorteile sind:

1. Einfache Elektronenoptik;
2. gegenüber dem Netzvervielfacher erhöhte wirksame Oberfläche der Prallelektrode;
3. Unempfindlichkeit gegenüber äußeren Magnetfeldern.

4. Die Wirkungsweise von Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern

a) Die Photokathoden

In Verbindung mit Sekundärelektronenvervielfachern werden in erster Linie die hochempfindlichen Schicht- und Legierungskathoden verwendet.

Schichtkathoden: Ihr Hauptvertreter ist die rot- und infrarotempfindliche (Ag)-Cs₂O, Ag-Cs-Kathode. Sie besteht aus dem Trägermetall Silber und einer Schicht von Zäsiumoxyd mit eingelagertem Zäsium und Silber. Je nach Dicke der Trägerschicht kann diese Kathode undurchsichtig oder durchsichtig sein. Die Formierungsverfahren sind dabei für beide Fälle etwas voneinander verschieden. Eine eingehende Darstellung der Herstellungstechnik ist von HART-

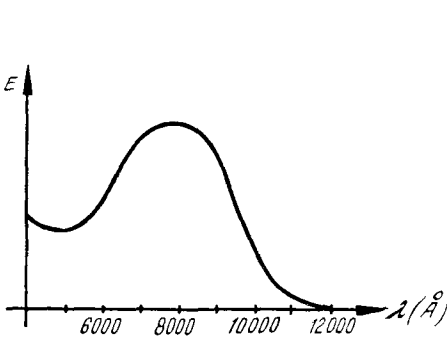


Fig. 29

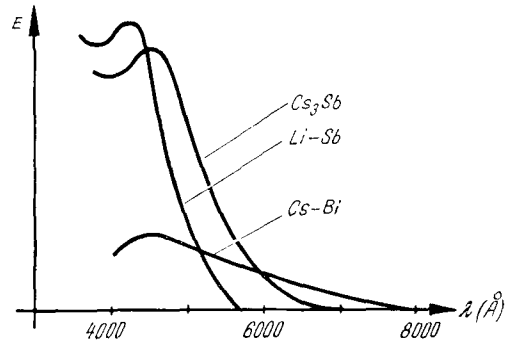


Fig. 30

MANN [51] gegeben worden. In Figur 29 ist die spektrale Empfindlichkeitskurve der Kathode wiedergegeben [24].

Legierungskathoden: Diese Kathoden sind von GÖRLICH [52] in Dresden entwickelt worden. Ihre wichtigsten Vertreter sind: Zäsium-Antimon (Cs₃Sb), Zäsium-Wismut und Lithium-Antimon. Diese Bezeichnung ist insofern nicht richtig, als es sich um eine Verbindung beider Metalle handelt [53], [54]. Der Aufbau dieser lichtempfindlichen Schichten ist einfacher als im Falle der Schichtkathoden.

Cs₃Sb-Kathode: Sie ist die empfindlichste der heute bekannten Photokathoden. Sie hat ihre höchste Ausbeute im violett-grünen Spektralbereich, aber nur geringe Ausbeute für rotes Licht. In Figur 30 ist ihre Empfindlichkeitskurve dargestellt [24]. Da bei dieser Kathodengattung die gesamte Schicht für die Emission maßgebend ist, wie dies aus Lichtabsorptionsmessungen abgeleitet werden kann [55], ist auch die Quantenausbeute relativ hoch. Eine Cs₃Sb-Zelle normaler Ausbeute weist eine Quantenausbeute von 20% auf, das heißt auf 5 Lichtquanten wird 1 Photoelektron ausgelöst.

Werden verschiedene Cs_3Sb -Schichten aufeinander hergestellt, so kann die Empfindlichkeit der Kathode wesentlich gesteigert werden [24].

Cs-Bi-Kathode: Der Ersatz des Antimons durch Wismut führt zu einer Kathode mit etwas verschiedener spektraler Ausbeuteverteilung (Figur 30). Sie ist insbesondere stärker nach Rot verlagert. Die Ausbeuten der Cs-Bi-Kathoden sind kleiner als diejenigen der Cs_3Sb -Kathode. Durch Sensibilisierung mit Sauerstoff kann eine Erhöhung der Ausbeute mit gleichzeitiger Rotverschiebung der langwelligen Grenze erreicht werden.

Beide Kathoden können vereinigt werden und ergeben eine Zelle mit der langwelligen Grenze der Cs-Bi-Schicht bei der hohen Empfindlichkeit der Cs_3Sb -Kathode.

Li-Sb-Kathode: In Figur 30 ist ebenfalls die Charakteristik einer Li-Sb-Kathode eingetragen [56]. Sie eignet sich für Arbeiten im ultravioletten-blauen Spektralbereich. Wichtig ist die Rückverlegung der langwelligen Grenze gegenüber derjenigen der Cs_3Sb -Kathode, was eine Verkleinerung der thermischen Emission dieser Kathode zur Folge hat.

Tabelle 4 enthält die wichtigsten Daten der besprochenen Kathoden.

Tabelle 4
Zusammenstellung der Daten von Photokathoden

Schicht	Lage des Empfindlichkeitsmaximums Å	Lage der langwelligen Grenze Å	Mittlere Empfindlichkeit $\mu\text{A}/\text{lm}^1$)	Thermische Emission bei Zimmertemperatur A/cm^2
Schichtkathode $\text{Ag}-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}-\text{Cs}$	7500-8000	11000-13000	20-50	10^{-12}
Legierungskathoden Cs_3Sb	4500	7000	30-100	10^{-15}
$\text{Cs}-\text{Bi}$ mit O_2	4600	8000	10-25	
sensibilisiert $\text{Cs}_3\text{Sb}-\text{Cs}-\text{Bi}$	4500	8000	20-80	
$\text{Li}-\text{Sb}$	4300	5700	5-20	10^{-17}

1) W-Lampe $T = 2360^\circ \text{K}$

In der letzten Spalte der Tabelle sind die Daten für die thermische Emission der $(\text{Ag})-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}-\text{Cs}$ -, Cs_3Sb - und $\text{Li}-\text{Sb}$ -Kathoden bei Zimmertemperatur angeführt. Diese Daten sind von großer Wichtigkeit für die Bestimmung der minimalen meßbaren Lichtströme. Aus der Tabelle folgt, daß die $\text{Li}-\text{Sb}$ -Zelle in dieser Beziehung weitaus am günstigsten ist. Die Tabelle zeigt außerdem, daß eine $(\text{Ag})-\text{Cs}_2\text{O}, \text{Ag}-\text{Cs}$ -Zelle nur dann angewandt werden soll, wenn wirklich Messungen im roten und infraroten Spektralbereich durchgeführt werden.

b) *Das Rauschen in Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern*

Wie eingangs bemerkt wurde, liegt der Vorteil der Anwendung der Sekundärelektronenvervielfacher darin, daß zum Schroteffekt der Photokathode durch diese Verstärkungsweise kein neuer wesentlicher Beitrag hinzukommt. Das Rauschen der Vervielfacher ist von mehreren Autoren untersucht worden, wie ZWORYKIN [12], SHOCKLEY und PIERCE [57] und ZIEGLER [58].

Die Größe für die Ausbeute an Sekundärelektronen δ ist lediglich ein Mittelwert¹⁾. Dadurch, daß nicht alle Primärelektronen genau δ Sekundärelektronen auslösen, entsteht eine Schwankung in der Größe des Sekundärelektronenstroms: der Schroteffekt der Sekundäremission.

Die Schwankungen im Photostrom lassen sich nach SCHOTTKY folgendermaßen ausdrücken:

$$(I - i)^2 = 2 e i df,$$

wobei I der Photostrom in einem gegebenen Augenblick bedeutet, i der mittlere Photostrom, e die Elementarladung und df das verwendete Frequenzband.

Für die Sekundäremission kann eine analoge Beziehung abgeleitet werden unter der Annahme, daß ein gewisser Bruchteil α_0 des Primärstromes i_p 0 Sekundärelektronen auslöst, ein Bruchteil α_1 1 Sekundärelektron usw. Es ergibt sich dann

$$\sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n = 1 \quad \text{und} \quad i_p \sum_{n=0}^{\infty} n \alpha_n = i_s.$$

Man kann nun die verschiedenen Elektronengruppen α_n betrachten, die sich wie eine Ladung $n e$ verhalten, da sie ja gleichzeitig ausgelöst worden sind.

Jede dieser einzelnen Elektronengruppen erzeugt eine Stromschwankung

$$\overline{(I_{ne} - i_{ne})^2} = 2 n e i_{ne} df = 2 n^2 e \alpha_n i_p df.$$

Durch Addition aller quadratischen Schwankungen dieser einzelnen Elektronengruppen ergibt sich die Schrotschwankung des Sekundärstromes I_s zu

$$\overline{(I_s - i_s)^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \overline{(I_{ne} - i_{ne})^2} = \sum_{n=0}^{\infty} 2 n^2 \alpha_n e i_p df = 2 e i_p df \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \alpha_n.$$

Diese Formel läßt sich nun folgendermaßen schreiben: da

$$\overline{\Delta i_p^2} = \overline{(I_p - i_p)^2} = 2 e i_p df \quad \text{und} \quad \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \alpha_n = n^2,$$

ist

$$\overline{(I_s - i_s)^2} = \overline{\Delta i_s^2} = \delta^2 \overline{\Delta i_p^2} + 2 e i_p (n^2 - \delta^2) df.$$

¹⁾ Wir folgen im wesentlichen der Darstellung von H. BRUNING *Die Sekundärelektronenemission fester Körper* (Springer, Berlin 1942).

Aus der letzten Formel folgt, daß sich das Rauschen eines Photomultipliers aus zwei Komponenten zusammensetzt:

1. Rauschen im Primärstrom der Photokathode;
2. Rauschen der Sekundäremission, davon herrührend, daß nicht alle auf-fallenden Elektronen gleich viele Sekundärelektronen auslösen.

Bezeichnet man die Größe

$$\frac{\overline{n^2} - \delta^2}{\delta^2} = b,$$

so erhält man die Form

$$\overline{\Delta i_s^2} = \delta^2 \overline{\Delta i_p^2} + 2 e i_s b \delta \overline{df}.$$

Angewandt auf die Vervielfacher besagt die Formel, daß jede Stufe eine Stromschwankung ergibt, die dem Produkt $b \delta$ und i_s proportional ist.

Unter der Annahme, daß alle Stufen gleiches b und δ aufweisen, läßt sich das Rauschen eines mehrstufigen Vervielfachers folgendermaßen bestimmen:

Für eine Röhre mit m Stufen ist die Größe der Stromschwankung der t -ten Stufe

$$(2 e i_p \delta^t \overline{df}) (\delta b) (\delta^{m-t})^2.$$

Bedeutet $\delta^m = D$ die totale Verstärkung, so wird der vorhergehende Ausdruck

$$2 e i_a D \frac{b}{\delta^t - 1} \overline{df},$$

wobei i_a = Ausgangsstrom des Vervielfachers und somit

$$\overline{\Delta i_a^2} = D^2 \overline{\Delta i_p^2} + 2 e i_a D b \overline{df} \left(1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^{m-1}} \right)$$

oder

$$\overline{\Delta i_a^2} = D^2 \overline{\Delta i_p^2} + D^2 \overline{\Delta i_p^2} b \frac{1 - 1/D}{1 - 1/\delta}$$

oder, da $D \gg 1$, in erster Näherung

$$\overline{\Delta i_a^2} = D^2 \overline{\Delta i_p^2} + D^2 \overline{\Delta i_p^2} b \frac{\delta}{\delta - 1}.$$

Experimentelle Versuche zeigen, daß b von der Größenordnung 0,25, somit das zusätzliche Rauschen des Sekundärelektronenvervielfachers kleiner als das Photokathodenrauschen ist. Aus der Formel folgt weiter, daß der zusätzliche Rauschanteil um so kleiner ist, je größer δ wird (HARTMANN [59]).

c) Der Dunkelstrom in Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern

In einem Photomultiplier kann die Verstärkung nicht beliebig hoch getrieben werden, da diese Vervielfacher selbst in vollkommener Dunkelheit

einen gewissen Ausgangsstrom liefern, den Dunkelstrom. Die Ursachen dieses Dunkelstromes sind von RAYCHMAN [40] analysiert worden und sind die folgenden:

1. Verluststrom durch ungenügende Isolation der Elektroden;
2. Ionenstrom, herrührend von der Bombardierung der Photokathode und der Parallelektroden durch die sich im Vervielfacherraum befindenden Ionen;
3. Feldemission an Elektroden infolge des elektrostatischen Feldes;
4. thermischer Emissionsstrom der Photokathode und der sekundäremittierenden Dynoden.

Die erste Komponente läßt sich durch gute Isolation weitgehend beseitigen.

Die zweite Komponente hat ihre Ursache darin, daß innerhalb des Vervielfachers im Restgas erzeugte Ionen auf die Photokathode und Dynoden beschleunigt werden und dort ihrerseits Sekundärelektronen auslösen, die den Ionenstrom verursachen. Dieser Strom läßt sich weitgehend heruntersetzen, wenn vermieden wird, daß Ionen aus dem Anodenraum auf die Photokathode und die ersten Prallplatten beschleunigt werden können. Dies läßt sich durch die Formgebung des Vervielfachers erreichen. Wichtig ist ferner, daß Ionen nicht außerhalb des Vervielfacherraumes, das heißt zwischen diesem und der Glaswand der Röhre, auf die Photokathode und die ersten Prallplatten gelangen können. Das kann durch die sogenannten Ionenblenden, die den Vervielfacheraußenraum in einzelne Abteile unterteilen (vgl. Figur 21), vermieden werden.

Die dritte Komponente, die Feldemission, tritt an Stellen der Elektroden auf, die scharfe Ränder oder Spitzen aufweisen. Durch Vermeidung solcher Stellen läßt sich diese Stromkomponente ebenfalls weitgehend vermeiden.

Die letzte Komponente, die thermische Emission von Photokathode und Dynoden, ist für eine bestimmte Betriebstemperatur eine gegebene Größe. Die Emission der Dynoden wird dabei nur bei hochstufigen Vervielfachern eine Rolle spielen. Sie kann durch geeignete Wahl des Elektrodenmaterials weitgehend vermieden werden.

Die thermische Emission der Photokathode kann ebenfalls durch die Wahl derselben wesentlich beeinflußt werden (natürlich ebenfalls durch die Größe der Kathode). Die kleinste thermische Emission der hochempfindlichen Kathoden zeigt die Li-Sb-Kathode.

Der thermische Emissionsstrom einer Photokathode läßt sich durch Kühlen der Photokathode auf tiefe Temperaturen reduzieren. Solche Untersuchungen sind von ENGSTRÖM durchgeführt worden [60], [61]. Eine Kühlung einer Cs₃Sb-Kathode auf -80°C (Trockeneis) bewirkt eine Reduktion der thermischen Emission auf 1% derjenigen bei Zimmertemperatur.

Unter Berücksichtigung aller Vorsichtsmaßnahmen lassen sich mit geeigneten Vervielfachern bei Zimmertemperatur Lichtströme der Größenordnung von 10^{-13} lm noch nachweisen.

d) *Eigenschaften der Photomultiplier im Zusammenhang mit der Anwendung als Partikelzähler*

Reduziert man den Lichtstrom auf die Photokathode eines Photomultipliers immer mehr, so geht der Anodenstrom der Röhre schließlich in diskrete Stromstöße über, das heißt, es gelingt bei genügender Verstärkung die einzelnen aus der Kathode austretenden Photoelektronen zu registrieren. Diese Möglichkeit wird in den Szintillationszählern ausgenützt. Bei dieser Anwendung des Photomultipliers tritt naturgemäß die thermische Emission der Photokathode besonders störend in Erscheinung.

Dabei spielen zusätzlich noch zwei weitere Eigenschaften der Röhren eine wichtige Rolle:

1. Verteilung der Größe der einzelnen Impulse;
2. Zeitdauer eines Impulses, der von der Verstärkung eines Primärelektrons herrührt.

1. *Verteilung der Größen der einzelnen Impulse*

Infolge der Schwankung in der Sekundärelektronenausbeute ist die Verstärkung nicht für alle an der Kathode losgelösten Primärelektronen gleich groß. Die an der Anode ankommenden Elektronenpakete schwanken somit in ihrer Größe.

Diese Erscheinung ist von verschiedenen Autoren näher untersucht worden (vgl. MORTON [38]). Wir folgen hier der Arbeit von MEYER, BALDINGER und HUBER [62]:

An einem Vervielfacher vom linearen Raychman-Typus mit 16 Ag-Mg-Dynoden und einer Au-Kathode (Figur 31) ist die Amplitudenverteilung der Einzelstöße untersucht worden. Auf die Kathode wurde dabei die γ -Strahlung einer Ra-Quelle eingestrahlt. In Figur 32 sind die Amplitudenverteilungskurven eines einzelnen Multipliers dargestellt.

Auf der Abszisse sind die gemessenen Amplitudengrößen bezeichnet bzw. die ihnen entsprechende Gesamtvervielfachung. Als Ordinate ist die Zahl der pro Sekunde registrierten Impulse N aufgetragen, deren Amplitude einen vorgegebenen Wert A überschreitet.

Kurve 1 gibt die Amplitudenverteilung bei normaler Vervielfacherschaltung wieder. Da außer der Au-Kathode auch die Dynoden merkliche Mengen von Streustrahlen erhalten, steigt die Kurve 1 für kleine Amplitudenwerte stark an. Dieser Effekt kann eliminiert werden, indem die Kathode auf dasselbe Potential gebracht wird wie die erste Dynode. Dies ergibt die Kurve 2. Die Differenz beider Kurven, Kurve 3, stellt somit die Amplitudenverteilung der an der Au-Kathode ausgelösten Impulse dar. Die Kurve 3 zeigt für Amplitudenwerte kleiner als $2 \cdot 10^{-10}$ C ein Plateau, was bedeutet, daß Impulse kleiner als diese Größe nicht in meßbarer Häufigkeit auftreten. Die Kurven 1 und 3 bedeuten

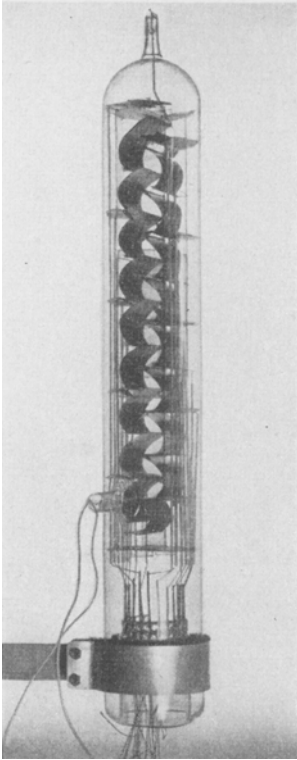


Fig. 31

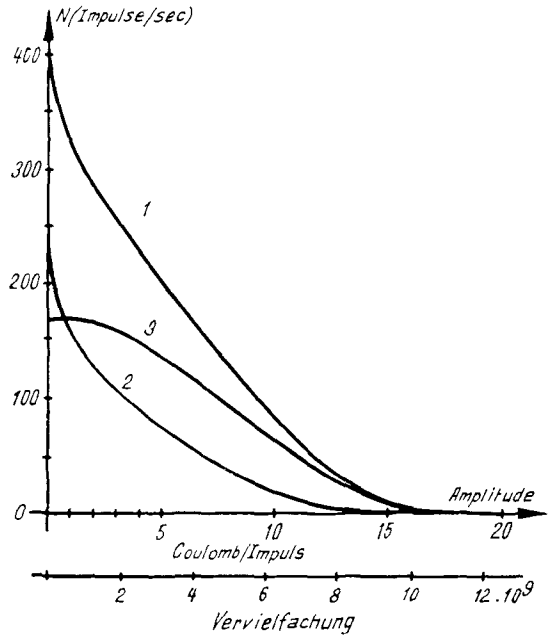


Fig. 32

aber, daß wesentlich kleinere Impulsamplituden zur Registrierung ausreichen. Somit werden alle an der Au-Kathode ausgelösten Elektronen gezählt.

Die Verteilungskurve 3 zeigt weiter, daß die Impulsamplituden zwischen $2 \cdot 10^{-10}$ und ca. $17 \cdot 10^{-10}$ C schwanken. Die Vervielfachung der einzelnen Primärelektronen liegt zwischen 1,5 und $12 \cdot 10^9$.

Diese Tatsache ist für die Anwendung der Röhre in Koinzidenzanordnungen wichtig.

2. Impulsdauer

Diese Größe bestimmt die maximale Anzahl von Einzelimpulsen, die pro Zeiteinheit getrennt werden können. Die Ursachen dafür, daß ein Elektronenpaket, das von einem Primärelektron herrührt, nicht gleichzeitig zur Anode gelangt, sind die folgenden (vgl. MORTON [38]):

1. Schwankungen in der Auslösungszeit für die Sekundärelektronen;
2. Unterschiede in der Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen;
3. Streuungen in der Länge der verschiedenen Elektronenbahnen;
4. Raumladungseffekte.

Die erste Komponente liefert keinen Beitrag, da die Auslösungszeit für Sekundärelektronen kürzer als 10^{-11} s ist. Der Beitrag der zweiten Komponente ist abhängig von der Streuung der Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen. Liegt diese zum Beispiel zwischen 0 und 5 V, so beträgt bei 200 V Stufenspannung der durch diese Erscheinung hervorgerufene Laufzeitenunterschied ca. 16%. Wichtig ist ebenfalls die dritte Komponente, die durch die Konstruktion des Vervielfachers bedingt ist. Sie ist für Netzvervielfacher, wo einzelne Stufen übersprungen werden, größer als für die Vervielfacher mit Fokussierung.

Bei zu hohen Impulsamplituden tritt eine Einwirkung der Raumladung auf.

Die Impulsdauer ist experimentell von verschiedenen Autoren untersucht worden. So gibt PAPP [63] als Impulsdauer den Wert $5 \cdot 10^{-9}$ s an. MEYER, BALDINGER und HUBER [62] geben für die Halbwertsbreite der größten Impulse eine Zeit von ca. 10^{-8} s an. Die gleichen Autoren [64] geben als praktische Auflösungszeit einer Koinzidenzanordnung mit zwei Photomultipliern mit 18 Dynoden (gleiche Konstruktion wie in [62]) $4 \cdot 10^{-9}$ s an.

5. Anwendungen der Sekundärelektronenvervielfacher

Im letzten Kapitel sollen kurz einige Anwendungen der Sekundärelektronenvervielfacher herausgegriffen werden.

a) Fernsehtechnik

Die Fortschritte in der Fernsehtechnik werden durch eine ständige Erhöhung der Bildauflösung und damit durch eine Erhöhung der Bildpunktzahlen gekennzeichnet. Dadurch wurden an die Photozellen der Aufnahmeapparaturen ständig neue Anforderungen gestellt. Trotz Erhöhung der Empfindlichkeit der Photokathoden und Verwendung von Lichtquellen von immer höherer Intensität gelangte man bald zur Grenze der Leistungsfähigkeit der Photozellen. Die von der Photozelle gelieferten Impulse sanken auf dieselbe Größenordnung wie das Eingangsrauschen der verwendeten Verstärker. Erst die Einführung der Photozelle mit Sekundärelektronenvervielfacher ermöglichte eine Weiterentwicklung in der Richtung hoher Bildauflösung.

Photomultiplier fanden Verwendung für die Übertragung von Personen in den deutschen Gegenseh-Fernsprech-Stationen. Sie ersetzen die zuerst für diesen Zweck verwendeten Großflächenphotozellen (WEISS [15], [16], [65]). Ferner wurden sie in verschiedenen Konstruktionen von mechanischen Filmabastern verwendet (FISCHER [36], THOM [66]).

Außer in den Photomultipliern findet der Vervielfacher in elektrischen Bildzerlegerröhren Verwendung, so in den Bildsondenröhren nach FARNSWORTH. Die erste Ausführung dieser Röhre war mit einem dynamischen Vervielfacher ausgerüstet (FARNSWORTH [11]). Weiterentwicklungen in Deutschland verwen-

deten in der Sonde Netzvervielfacher (HARTMANN [67], HEIMANN [68]), in Amerika den Kästchenvervielfacher (LARSON und GARDNER [69]).

Auch in Bildspeicherröhren finden Sekundärelektronenvervielfacher Anwendung. Im Multiplikonoskop (ZWORYKIN, MORTON und FLORY [70]) wurde versucht, die Empfindlichkeit des normalen Ikonoskops durch Elektronenvervielfacher zu steigern. Ein Vervielfacher vom Jalosietyp findet im Image-Orthicon Verwendung [71], [72].

Für die Abtastung von Filmen wird in neuester Zeit in erster Linie der Leuchtschirmabtaster (Flying Spot-Scanner) verwendet. Auf das Filmbild wird das auf dem Schirm der Braunschen Röhre erzeugte Zeilenraster abgebildet. Hinter dem Film befindet sich der Photomultiplier zur Umwandlung der örtlichen Lichtschwankungen in Stromschwankungen. Die Anwendung dieser Methode bei hohen Zeilenzahlen ist nur bei Kompensation des Nachleuchtens des Fluoreszenzschirmes möglich. Bei Verwendung der Ultraviolett Komponente mit kurzer Abklingzeit des Fluoreszenzleuchtens (P-15 Phosphor) ist diese Kompensation nicht notwendig.

b) Kernphysik

Wie in Kapitel 4d bemerkt wurde, gelingt es, mit Vervielfachern genügend Gesamtverstärkung einzelne Photoelektronen zu registrieren und zu zählen. Durch Bombardement mit Protonen, α -Teilchen oder Ionen, sowie bei Bestrahlung mit γ -Strahlen zeigen die Metalle ebenfalls Sekundärelektronenemission. Diese Tatsache wird in den Direktzählern (Figur 31) angewandt, wo die Teilchen oder Strahlen einfach auf eine erste Dynode gerichtet und die ausgelösten Sekundärelektronenpakete gezählt werden (BAY [73], [74]; ALLEN [75], [27]; ROBSON [76]; STONE [44]). Der Vorteil dieses Zählers gegenüber dem Geiger-Müller-Zählrohr besteht im bedeutend höheren Auflösungsvermögen (ca. 10^8 Impulse pro Sekunde gegenüber 10^4 pro Sekunde im Geiger-Müller-Zähler).

Eine Weiterentwicklung des Direktzählers ist der Szintillationszähler (MORTON [38], JORDAN und BELL [77]). In dieser Anordnung wird ein Photomultiplier verwendet und unmittelbar an die Photokathode ein Kristall gebracht, in welchem durch Bestrahlung mit schnellen Teilchen oder γ -Strahlen Szintillationen erzeugt werden. Diese lösen an der Photokathode Photoelektronen aus. Als Kristalle finden vor allem Anthrazen, Phenanthren und Stilben [77] Anwendung, deren Fluoreszenzleuchten im Bereich von 3800 bis 4500 Å liegt und die eine kurze Abklingzeit aufweisen (zum Beispiel Stilben 10^{-8} s).

c) Astronomie

Auf diesem Gebiete gelangen Vervielfacher zur automatischen Korrektur der Uhrwerknachführung der Teleskope und in der Photometrie zur Anwendung.

WITFORD und KRON [78] haben eine Einrichtung der ersten Art entworfen. Das Bild eines bestimmten Sterns wird auf die Kante eines Prismas gebracht und in zwei Strahlengänge aufgeteilt. Beide Strahlen, abwechselungsweise mit einer rotierenden Scheibe unterbrochen, gelangen auf die Photokathode eines Vervielfachers. Sind beide Strahlen nicht gleich, so entsteht eine Wechselspannung, die zur Korrektur der Nachführung dient.

Eine Weiterentwicklung dieser Idee ist das Teleskop von ZWORZYKIN [79]. Mit dieser Röhre, einem Superikonoskop, gelingt es, auch Szintillations-effekte zu kompensieren. In der Abbildungsebene des Teleskops befindet sich die Photokathode des Superikonoskops. Das Bild eines Sterns wird genau in die Mitte der Kathode gebracht. Das Mosaik der Röhre besitzt im Zentrum eine kleine Öffnung, hinter welcher eine kleine Pyramide steht, deren vier Seiten die ersten Dynoden von vier verschiedenen Vervielfachern sind. Das Sternbild wird genau auf die Spitze der Pyramide gebracht und die vier Anodenströme der Vervielfacher zur Steuerung von vier Kompensationsspulen der Bildwandlerabbildung des Superikonoskops verwendet. Betrachtet man den Himmelsausschnitt in einem Fernsehempfänger, so sind die Sternbilder vollkommen ruhig.

Für Sternphotometrie im blauen und violetten Spektralbereich sind 1P21-Vervielfacher erfolgreich angewandt worden (KRON [80]). KRON gibt auf Grund seiner Untersuchungen Angaben für einen Idealphotomultiplier für Sternphotometrie: Vervielfacher in Quarzrohr, Cs₃Sb-Photokathode von ca. 0,2 cm² Oberfläche, Vervielfacher mit 3–4 Dynoden, betrieben bei einer Stufenspannung, so daß $\delta = 12$. Solch ein Vervielfacher würde bei Kühlung mit Trockeneis einen Dunkelstrom von 1 Elektron pro Sekunde aufweisen. In Verbindung mit dem 250-cm-Spiegelteleskop ließen sich mit einem solchen Vervielfacher Sterne der 21,4-ten Größe noch gut ausmessen. Unter idealen Bedingungen könnte somit die lichtelektrische Photometrie die Empfindlichkeit der photographischen erreichen und sogar übertreffen.

Auch auf anderen Gebieten, insbesondere in der Spektroskopie, haben Sekundärelektronenvervielfacher in letzter Zeit Verwendung gefunden.

LITERATURVERZEICHNIS

Arbeiten über Sekundärelektronenemission:

- R. KOLLATH, *Die Sekundärelektronenemission fester Körper*, Phys. Z. 38, 202 (1937).
 H. BRUINING, *Die Sekundärelektronenemission fester Körper*, Technische Physik in Einzeldarstellungen (Springer, Berlin 1942).
 KENNETH G. MCKAY, *Secondary Electron Emission*, in: MARTON, *Advances in Electronics*, Bd. 1 (Academic Press, New York 1948), S. 65.

- [1] J. MATTHES, *Untersuchungen über die Sekundärelektronenemission von verschiedenen Legierungen*, Z. techn. Phys. 22, 232 (1941).
 [2] E. RUDBERG, *Inelastic Scattering of Electrons from Solids*, Phys. Rev. 50, 138 (1936).

- [3] K. SIXTUS, *Untersuchungen über Sekundäremission*, Ann. Phys. 3, 1017 (1929).
- [4] M. H. GREENBLATT und P. H. MILLER, *A Microwave Secondary Electron Multiplier*, Phys. Rev. 72, 160 (1947).
- [5] G. DIEMER und J. L. JONKER, *On the Time Delay of Secondary Emission*, Philips Res. Rep. 5, 161 (1950).
- [6] P. L. COPELAND, *Correlation between Variation of Secondary Electron Emission and Atomic Number*, Phys. Rev. 46, 167 (1934).
- [7] H. FRÖHLICH, *Theorie der Sekundärelektronenemission aus Metallen*, Ann. Phys. 13, 229 (1932).
- [8] D. E. WOOLDRIDGE, *Theory of Secondary Emission*, Phys. Rev. 56, 562 (1939).
- [9] KADYSCHEWITSCH, J. Phys. U.S.S.R. 2, 185 (1940); 4, 341 (1941); 9, 431 (1945).
- [10] E. M. BAROODY, Phys. Rev. 78, 780 (1950).
- [11] P. T. FARNSWORTH, *Television by Electron Image Scanning*, J. Franklin Inst. 218, 411 (1934).
- [12] V. K. ZWORYKIN, G. A. MORTON und L. MALTER, *The Secondary Emission Multiplier—a New Electronic Device*, Proc. I.R.E. 24, 351 (1936).
- [13] V. K. ZWORYKIN, *Secondary Emission Electron Multiplier*, Electronics 8, 424 (1935).
- [14] H. JAMS und B. SALZBERG, *The Secondary Emission Phototube*, Proc. I.R.E. 23, 55 (1935).
- [15] G. WEISS, *Über Sekundärelektronenvervielfacher*, Fernsehen u. Tonfilm 7, 41 (1936).
- [16] G. WEISS, *Über Sekundärelektronenvervielfacher*, Z. techn. Phys. 17, 623 (1936).
- [17] F. M. PENNING und A. A. KRUIHOF, *Verstärkung von Photoströmen durch Emission von Sekundärelektronen*, Physica 2, 793 (1935).
- [18] P. W. TIMOFEEW und A. J. PJATNITZKI, *Die sekundäre Elektronenemission einer Sauerstoff-Zäsiun-Elektrode*, Phys. Z. UdSSR. 10, 518 (1936).
- [19] A. DOBROLUITZKY, *On the Correlation of the Secondary Emission of Electrodes Possessing Photosensitivity and the Thermoeffect of Ions*, Phys. Z. UdSSR. 10, 242 (1936).
- [20] P. W. TIMOFEEW und A. J. PJATNITZKI, *Die Sekundärelektronenemission von Rb- und K-Komplex-Kathoden*, Z. techn. Phys. UdSSR. 4, 945 (1937).
- [21] V. K. ZWORYKIN und E. G. RAMBERG, *Photoelectricity and its Application* (John Wiley & Sons, New York 1949), S. 137.
- [22] F. H. MARSHALL, J. W. COLTMAN und L. P. HUNTER, *The Photomultiplier X-Ray Detector*, Rev. sci. Instr. 18, 504 (1948).
- [23] V. K. ZWORYKIN, J. E. RUEDI und E. W. PIKE, *Silver-Magnesium Alloy as a Secondary Electron Emitting Material*, J. appl. Phys. 12, 696 (1941).
- [24] N. SCHAETTI, *Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern*, Helv. Phys. Acta 23, 108 (1950).
- [25] G. GILLE, *Die Sekundärelektronenemission von Nickel-Beryllium-Legierungen*, Z. techn. Phys. 22, 228 (1941).
- [26] R. KOLLATH, *Über die Sekundärelektronenemission des Berylliums*, Ann. Phys. 33, 285 (1938).
- [27] J. S. ALLEN, *An Improved Electron Multiplier Particle Counter*, Rev. sci. Instr. 18, 739 (1947).
- [28] W. HENNEBERG, R. ORTHUBER und E. STEUDEL, *Zur Wirkungsweise des Elektronenvervielfachers*, 1. Mitt., Z. techn. Phys. 17, 115 (1936).
- [29] K. OKABE, *A. C. Electron Multipliers of New Design*, Rep. Radio Res. Japan 5, 1 (1936).

- [30] M. H. GREENBLATT, *A Microwave Secondary Electron Multiplier*, Rev. sci. Instr. 20, 646 (1949).
- [31] JARVIS und BLAIR, *Electron-Tube*, U.S. Pat. 1903569, 15. 9. 1926.
- [32] P. T. FARNSWORTH, U.S. Pat. 1969399, 3. 3. 1930.
- [33] L. A. KUBETSKY, *Multiple Amplifier*, Proc. I.R.E. 25, 421 (1937).
- [34] C. C. LARSON und H. SALINGER, *Photocell Multiplier Tube*, Rev. sci. Instr. 11, 226 (1940).
- [35] J. SLEPIAN, *Hot Cathode Tube*, U.S. Pat. 1450265, 18. 4. 1919.
- [36] F. FISCHER, *Auf dem Wege zur Fernsehgroßprojektion*, Schweiz. Arch. 6, 89 (1940).
- [37] W. AMREIN, *Schaltungstechnische Probleme des Fernsehens*, Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 34, 751 (1943).
- [38] G. A. MORTON, *Photomultipliers for Scintillation-Counting*, R.C.A. Rev. 10, 525 (1949).
- [39] V. K. ZWORYKIN und J. RAYCHMAN, *The Electrostatic Electron Multiplier*, Proc. I.R.E. 27, 558 (1939).
- [40] J. RAYCHMAN, *Le Courant résiduel dans les Multiplicateurs d'Electrons électrostatiques*, Dissertation (Genf 1938).
- [41] M. C. TEVES, *Eine Photozelle mit Verstärkung durch Sekundäremission*, Philips techn. Rdsch. 5, 261 (1940).
- [42] R. C. WINANS und J. R. PIERCE, *Operation of Electrostatic Photo-Multipliers*, Rev. sci. Instr. 12, 269 (1941).
- [43] N. SCHAETTI, *Quelques Considérations sur un Tube analyseur pour Film*, Le Vide 5, 739 (1950); *Eine Bildzerlegerröhre ohne Speicherung nach Farnsworth für Filmabtastung*, Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 40, 569 (1949).
- [44] R. P. STONE, *A Secondary-Emission Electron Multiplier Tube for the Detection of High Energy Particles*, Rev. sci. Instr. 20, 935 (1949).
- [45] J. A. RAYCHMAN und R. L. SNYDER, *An Electrically-focussed Multiplier-Phototube*, Electronics 13, 20 (1940).
- [46] W. HARTMANN, *Über Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern*, Hausmitt. Fernseh-GmbH. 1, 226 (1939).
- [47] A. LALLEMAND, *Détermination des Eléments et Réalisation d'une Cellule à Multiplicateur d'Electrons*, Le Vide 4, 618 (1949).
- [48] W. KLUGE, O. BEYER und H. STEYSKAL, *Über Photozellen mit Sekundärverstärkung*, Z. techn. Phys. 18, 219 (1937).
- [49] A. LALLEMAND, *Présentation d'une Cellule à Multiplicateur d'Electrons, son Utilisation en Télévision*, Congrès de télévision, Paris 1948.
- [50] A. BARUTH, *Elektronenoptik der Gittervervielfacher*, Dissertation (Zürich), im Druck.
- [51] W. HARTMANN, *Über die Herstellung von Photokathoden des Aufbaues (Ag)-Cs₂O, Ag-Cs*, Hausmitt. Fernseh-GmbH. 2, 157 (1943), und Z. techn. Phys. 24, 111 (1943).
- [52] P. GÖRLICH, *Über zusammengesetzte, durchsichtige Photokathoden*, Z. Phys. 101, 335 (1936); *Messungen an durchsichtigen, zusammengesetzten Photokathoden*, Z. techn. Phys. 18, 460 (1937).
- [53] A. SOMMER, *Photo-Electric Alloys of Alkali Metals*, Proc. Phys. Soc. 55, 145 (1943).
- [54] W. VEITH, *Les Qualités et le Mécanisme d'Emission photoélectrique des Couches Césium-Antimoine*, J. Phys. Radium 11, 507 (1950).
- [55] N. SCHAETTI und W. BAUMGARTNER, *La Cathode photoélectrique Lithium-Antimoine*, im Erscheinen.

- [56] N. SCHAETTI und W. BAUMGARTNER, *Antimon-Lithium-Photokathode*, ZAMP 7, 268 (1950).
- [57] W. SHOCKLEY und J. R. PIERCE, *A Theory of Noise for Electron Multipliers*, Proc. I.R.E. 26, 321 (1938).
- [58] M. ZIEGLER, *Shot-Effect of Secondary Emission*, 1. Mitt., Physica 3, 1 (1936).
- [59] W. HARTMANN und A. ROTHE, *Der Schrot bei Photozellen mit Sekundär-emissionsvervielfachung*, Hausmitt. Fernseh-GmbH. 2, 81 (1941).
- [60] R. W. ENGSTROM, *Refrigerator for Multiplier Phototube*, Rev. sci. Instr. 18, 587 (1947).
- [61] R. W. ENGSTROM, *Multiplier Phototube Characteristics: Application to Low Light Levels*, J. Opt. Soc. Amer. 37, 420 (1947).
- [62] K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. HUBER, *Koinzidenzanordnung mit einem Auflösungsvermögen bis zu $2 \cdot 10^{-9}$ s unter Verwendung von Multipliern als Zähler*, Helv. Phys. Acta 23, 121 (1950).
- [63] G. PAPP, *The Determination of the Pulse Period of Electron Multiplier Tube*, Rev. sci. Instr. 19, 568 (1948).
- [64] K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. HUBER, *Über den kurzlebigen metastabilen Zustand von Hg^{198} , untersucht mit verzögerten Koinzidenzen*, Helv. Phys. Acta 23, 517 (1950).
- [65] G. WEISS, *Gegensehen bei der Reichspost*, Fernsehen u. Tonfilm 6, 53 (1935).
- [66] K. THÖM, *Neuer mechanischer Filmabtaster*, Fernsehen u. Tonfilm 9, 84 (1938).
- [67] W. HARTMANN, *Über die Bildsondenröhre*, Hausmitt. Fernseh-GmbH. 1 (1939).
- [68] W. HEIMANN, *Elektronische Fernsehbildzerleger*, Fernsehen u. Tonfilm 9, 59 (1938).
- [69] C. C. LARSON und B. C. GARDNER, *The Image Dissector*, Electronics 12, 24 (1939).
- [70] V. K. ZWORYKIN, G. A. MORTON und L. E. FLORY, *Theory and Performance of the Iconoscope*, J. Inst. El. Eng. 82, 105 (1938).
- [71] A. ROSE, P. K. WEIMER und H. B. LAW, *The Image Orthicon—a Sensitive Television Pickup Tube*, Television 4, 70 (1942–46).
- [72] P. K. WEIMER, H. B. LAW und S. V. FORGUE, *Mimo—Miniature-Image Orthicon*, Television 4, 424 (1942–46).
- [73] Z. BAY, *Electron Multiplier as an Electron-Counting Device*, Nature 141, 284, 1011 (1938).
- [74] Z. BAY, *Electron Multiplier as an Electron Counting Device*, Rev. sci. Instr. 12, 127 (1941).
- [75] J. S. ALLEN, *The X-Ray Photon Efficiency of a Multiplier Tube*, Rev. sci. Instr. 12, 484 (1941).
- [76] J. M. ROBSON, *The Electron Multiplier as a Counter for 10-keV-Protons*, Rev. sci. Instr. 19, 865 (1948).
- [77] W. H. JORDAN und P. R. BELL, *Scintillation Counters*, Nucleonics 5, 30 (1949).
- [78] A. E. WITFORD und G. E. KRON, *Photoelectric Guiding of Astronomical Telescopes*, Rev. sci. Instr. 8, 78 (1937).
- [79] V. K. ZWORYKIN, *New Television Cameras and some Applications outside the Broadcasting Field*, J. Soc. Mot. Pict. and Telev. Eng. 55, 227 (1950).
- [80] G. E. KRON, *Application of the Multiplier Phototube to Astronomical Photoelectric Photometry*, Astrophys. J. 103, 326 (1946).

(Eingegangen: 10. 11. 1950.)