

## 7.3 Elektronen im Vakuum

Elektronen im Vakuum lassen sich durch elektrische und magnetische Felder leicht beeinflussen. Aufgrund ihrer kleinen Masse reagieren sie praktisch ohne Verzögerung auf jede Änderung der Felder. Diese Eigenschaft wird in Elektronenröhren zur Verstärkung hochfrequenter Signale genutzt. Durch geeignete Anordnung von magnetischen und elektrischen Feldern können die Flugbahnen der Elektronen so gesteuert werden, daß ein in der Bahn befindlicher Gegenstand vergrößert erscheint. Im Elektronenmikroskop werden auf diese Weise elektrische und magnetische Linsen realisiert, mit denen Auflösungen bis zu  $\sim 10^{-10}$  m erreichbar sind. So hohe Auflösungen setzen allerdings Beschleunigungsspannungen von etwa 500 kV bis 1 MV voraus.

Elektronen im Vakuum werden meistens durch Ablösung aus metallischen Oberflächen erzeugt. Die zur Ablösung nötige Energie wird in der Glühkathode thermisch zugeführt, in der Feldemissionspitze durch ein hohes elektrisches Feld und in der Photokathode durch Strahlung. Einige Details zur Theorie der Elektronen im Metall folgen im nächsten Kapitel über Elektronen im Festkörper.

### 7.3.1 Glühelktronenemission

Die Austrittsarbeiten der Elektronen in Metallen liegen zwischen 1 und 5 eV. Bei einer Temperatur von 300 K beträgt die kinetische Energie der Teilchen aber nur etwa 40 meV, erst bei höheren Temperaturen wird die Energie der Austrittsarbeit für eine meßbare Anzahl von Teilchen erreicht, ähnlich den Vorgängen bei der Verdampfung einer Flüssigkeit. Bei der Erwärmung eines Metalls wird der vom Metall in den Außenraum getragene Elektronenstrom, also die Zahl  $n$  der pro Zeit und Fläche aus dem Metall austretenden Elektronen, durch die *Richardson Gleichung* beschrieben:

$$n \sim T^2 \cdot e^{-\frac{W_A}{kT}}$$

$W_A$  bezeichnet die für das Metall spezifische Austrittsarbeit.

*Versuch 1. Glühemission: Um eine Glühbirne ist Metallstreifen gelegt.*

*a) Der Streifen wird positiv aufgeladen: Nach dem Einschalten der Glühbirne fließen die aus der Wendel austretenden Elektronen durch das heiße Glas und entladen den Streifen.*

*b) Bei zuvor negativ aufgeladenem Streifen sieht man keinen Effekt. Der Ladezustand des Streifens wird mit einem Elektrometer nachgewiesen.*

### 7.3.2 Elektronenröhren

#### 7.3.2.1 Die Diode als Gleichrichter

Wird in eine evakuierte Glasröhre eine glühende, Elektronen emittierende Kathode und ihr gegenüber ein Blech als Anode angebracht, dann leitet diese Anordnung nur dann den Strom, wenn die Kathode gegenüber der Anode negativ geladen ist. Bei Anlegen einer Wechselspannung fließt Strom nur bei den entsprechenden Halbwellen. Der auf diese Weise entstehende „pulsierende Gleichstrom“ kann mit einem RC Glied geglättet werden.

### Versuch 2 Diode, Strom-Spannungs Kennlinie

- 1.) Mit Brücke
- 2.) Ohne Brücke
- 3.) Mit Kondensator
  - a) ohne Last
  - b) mit Last

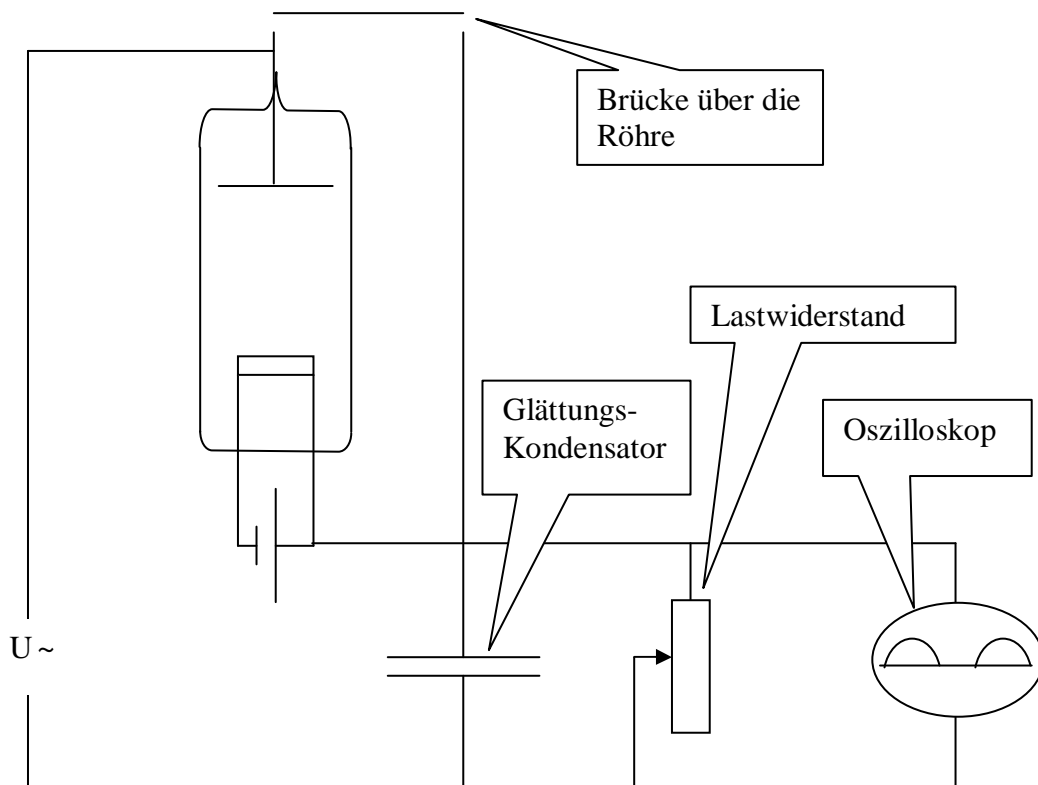


Abbildung 1 Schaltung der Diode zum Gleichrichter-Versuch

#### 7.3.2.2 Die Triode als Verstärker

Bei der Triode liegt ein Drahtgitter zwischen der Anode und der Kathode. Wird dieses Gitter durch die Gitterspannung  $U_G$  gegenüber der Kathode leicht negativ aufgeladen, so erkennt man, daß kleine Änderungen in der Gitterspannung den Elektronenfluß durch das Gitter zur positiven Anode, also den Anodenstrom  $I_A$ , stark beeinflussen. Kleine Änderungen an der Gitterspannung können als Spannungsabfall über dem Widerstand  $R_A$  verstärkt gemessen werden.

Für den Amplituden modulierten Rundfunkempfang werden im Prinzip die von der Antenne kommenden schwachen Hochfrequenz Wechselfeldspannungssignale auf das Gitter einer Triode gelegt. Die verstärkten Signale werden, gleichgerichtet und mit Filter für die Tonfrequenz, im parallel zum Anodenwiderstand angeschlossenen Lautsprecher hörbar (Realisiert im Audion Empfänger mit nur einer Röhre, die gleichzeitig als Verstärker und Gleichrichter dient).

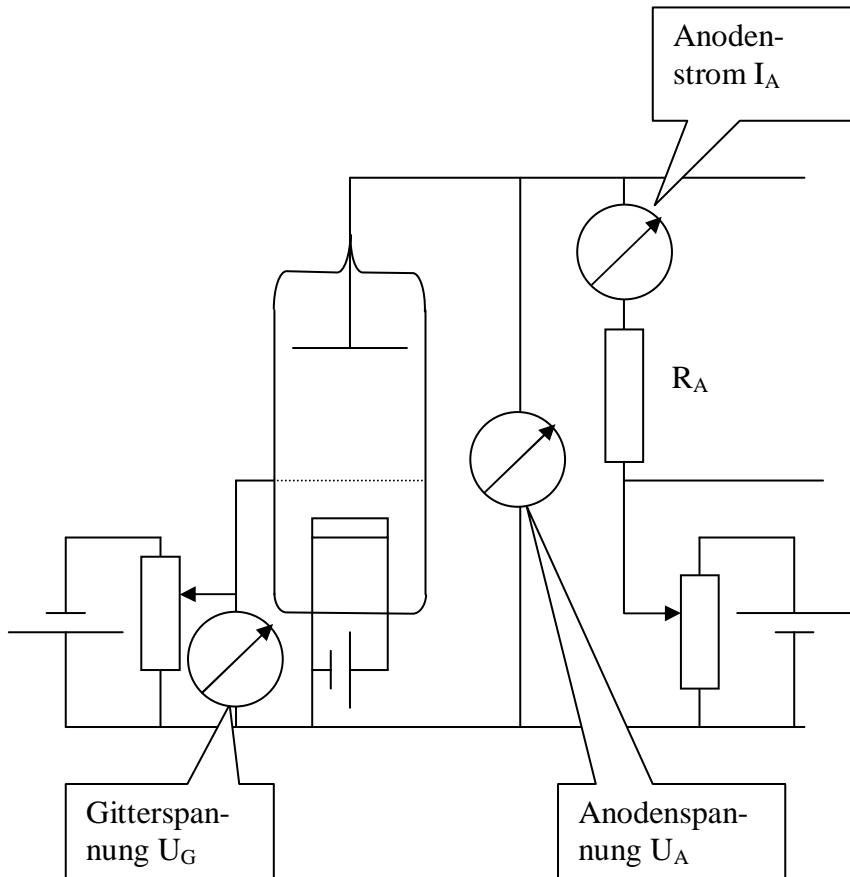


Abbildung 2 Triode

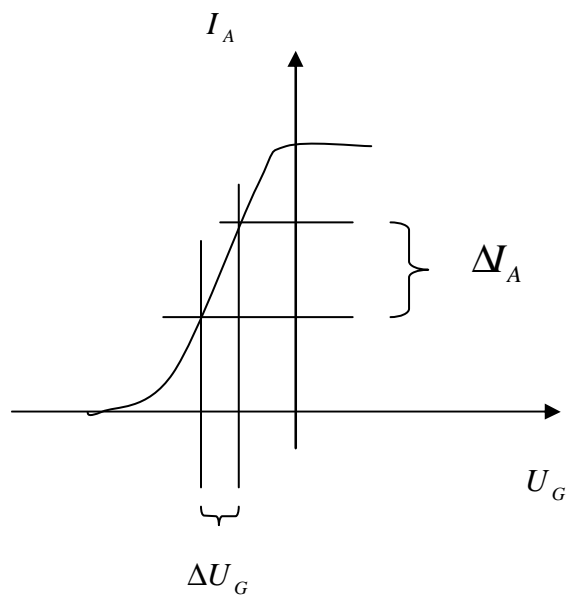


Abbildung 3 Kennlinie einer Triode: Die Verstärkung richtet sich nach der Steilheit im linearen Bereich

**Versuch 3: Triode:** 1)  $U_G \leq 0$ : Es fließt kein Anodenstrom. 2)  $U_A = 100V$ : Gitterspannung steuert den Anodenstrom, Spannungsverstärkung am Anodenwiderstand

### 7.3.3 Ablenkung von Strömen im Vakuum durch elektrische und magnetische Felder

#### 7.3.3.1 Braunsche Röhre

In der Braunschen Röhre werden die Elektronen durch Glühemission erzeugt, mit einer Anodenspannung beschleunigt, durchfliegen auf ihrem Weg zum Leuchtschirm parallele Kondensatorplatten, wobei sie je nach anliegender Spannung abgelenkt werden. Man erkennt leicht, daß die lineare Ablenkung beim Durchfliegen eines Kondensators proportional zur anliegenden Spannung ist, denn es gilt:

$$F = E \cdot q = \frac{U_P}{d} \cdot e_0 = m \cdot a$$

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e_0}{m} \cdot \frac{U_P}{d}$$

$$s = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

Die Flugzeit  $t$  durch den Kondensator errechnet sich aus dessen Länge  $l$  und der Geschwindigkeit  $v$ . Die Geschwindigkeit wird aus der Gleichheit von elektrischer Arbeit im Anodenfeld und kinetischer Energie ermittelt:

$$W = U_A \cdot e_0 = \frac{m}{2} \cdot v^2$$

Mit

$$t^2 = \frac{l^2}{v^2} = \frac{l^2 \cdot m}{2 \cdot W} = \frac{l^2 \cdot m}{2 \cdot U_A \cdot e_0}$$

folgt

$$s = \frac{l^2 \cdot U_P}{4 \cdot d \cdot U_A}$$

Man erkennt, daß der Weg der Ablenkung nur von den Spannungen, aber nicht von Ladung oder Masse der abgelenkten Objekte abhängt.

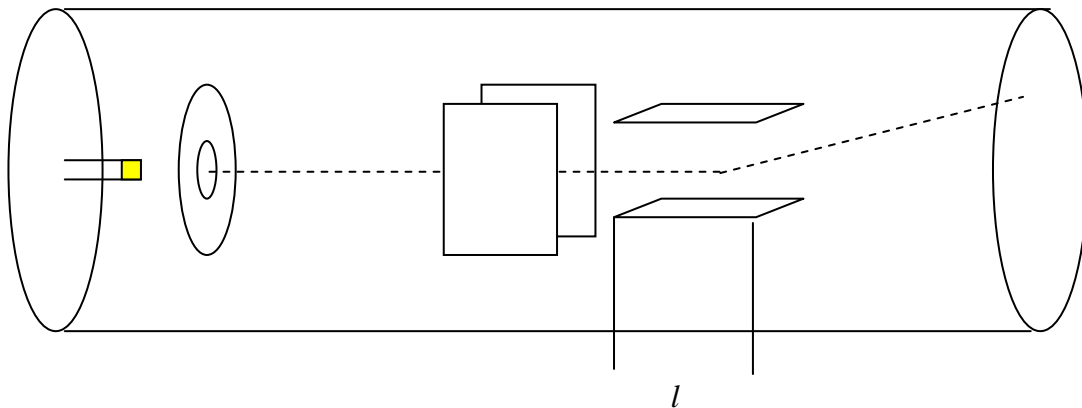


Abbildung 4 Braunsche Röhre, links Kathode / Anode, rechts die Ablenkplatten im Abstand  $d$

### 7.3.3.2 Das Elektronenmikroskop

Wie in der Braunschen Röhre wird ein Elektronenstrahl durch Glühemission erzeugt und zunächst durch eine Anodenspannung  $U_A$  beschleunigt. Danach durchfliegen die Elektronen eine „dünne elektrische Schicht“, z. B. ein elektrisches Feld zwischen zwei feinmaschigen Drahtgittern, dabei ändern sie ihre Flugrichtung in Analogie zur Brechung eines Lichtstrahls beim Durchqueren eines Mediums. Die Ablenkung im elektrischen Feld kann man leicht berechnen, wenn man die Flugbahn des Elektrons in zwei Komponenten zerlegt, die parallel und senkrecht zum Feld stehen.

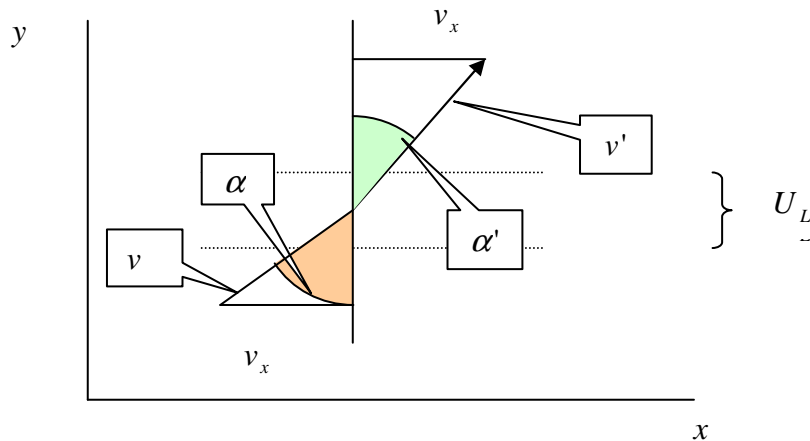


Abbildung 5 Brechung eines geladenen Teilchens beim Flug durch das Potential  $U_L$

Geschwindigkeit  $v$  vor dem Einflug in die Schicht:

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = e_0 \cdot U_A$$

Geschwindigkeit  $v'$  nach der Schicht:

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v'^2 = e_0 \cdot (U_A + U_L)$$

Der Winkel zur Senkrechten auf die Schicht ist, weil sich die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  parallel zur Schicht nicht verändert:

$$\sin \alpha = \frac{v_x}{v}$$

$$\sin \alpha' = \frac{v_x}{v'}$$

In Analogie zum Brechungsgesetz in der Optik gilt

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = \frac{v'}{v} = \sqrt{\frac{U_A + U_L}{U_A}}$$

Durch entsprechende Formgebung der Netze können elektrostatische Linsen mit Brennpunkten wie in der Optik hergestellt werden, d.h. parallel einfallende Teilchen durchlaufen einen

Punkt in der Brennebene. Aus solchen Elementen und magnetischen Linsen ist das Elektronenmikroskop aufgebaut. Mit diesem registriert man die Durchlässigkeit der Objekte für Elektronen.

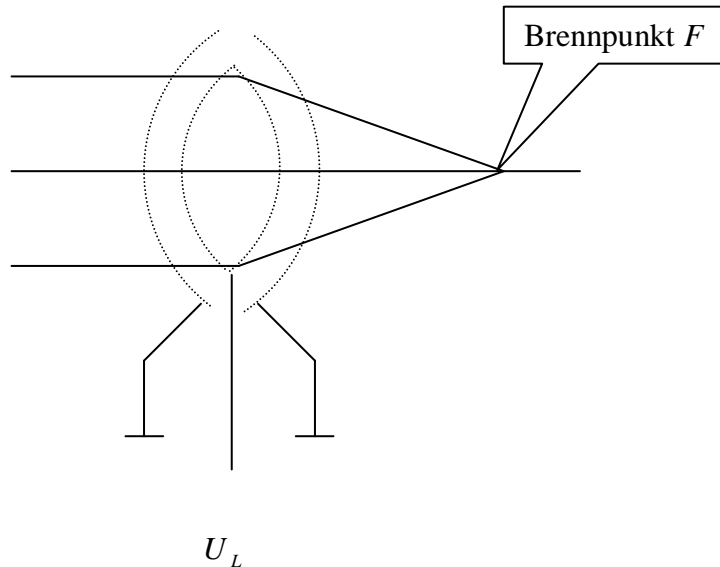


Abbildung 6 Schema einer elektrostatischen Linse

**Versuch 4** Modell zur Fokussierung der elektrostatischen Linse: Potentialgebirge im Schwerfeld

**Versuch 5** Betrieb des Elektronenmikroskops mit einem Netz von 0,25 mm Maschenweite:

- a) Magnetische Linse. Variation des Magnetfelds dreht das Bild
- b) Elektrostatische Linse: Beschleunigung 5kV, Variation der Linsenspannung verändert die Vergrößerung.

### 7.3.4 Feldemission

Bringt man eine Metallspitze auf ein hohes negatives elektrisches Potential gegenüber seiner Umgebung, dann verändert das entsprechende Feld die potentielle Energie für die Elektronen so stark, daß zum Austritt nur noch ein „Potentialwall“ zu überwinden ist. Die Quantenmechanik zeigt, daß ein Potentialwall mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit „durchtunnelt“ werden kann. Bei der Feldemission heißt das, daß Elektronen ausgelöst werden können. Werden diese Elektronen von der Spitze auf einen ausgedehnten Schirm hin beschleunigt, dann sieht man auf dem Schirm ein Muster aus hellen und dunklen Stellen. Weil das Feld radial zwischen Spitze und Schirm anliegt, zeigen helle Stellen in der Zentralprojektion die Richtungen der kristallinen Metallspitze mit hoher Elektronendichte, also zu Kanten oder Ecken, aus denen besonders viele Elektronen emittiert werden.

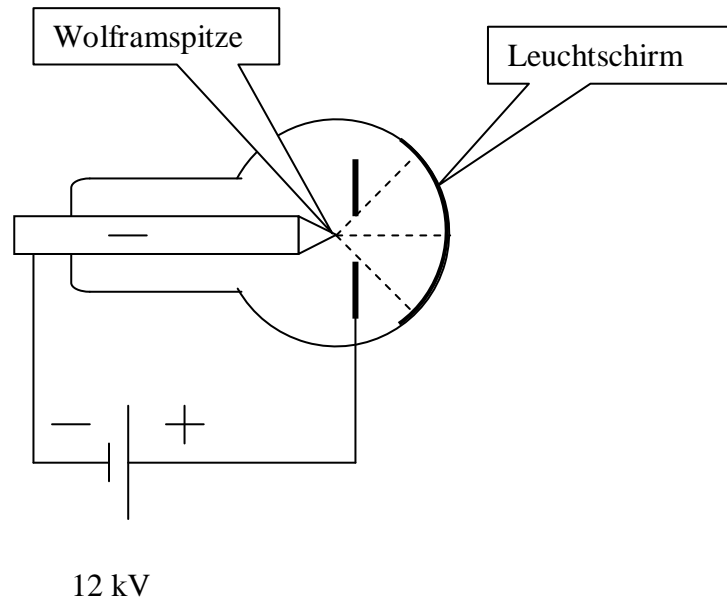


Abbildung 7 Feldelektronenmikroskop

Bei einem Radius der Spitze von  $r=1 \mu\text{m}$  und einem Abstand zum Schirm von  $a=0,1\text{m}$  ergibt sich ein Abbildungsmaßstab von

$$\beta = \frac{a}{r} = 10^5$$

**Versuch 6** Feldelektronenmikroskop.

- Betrieb mit 12 kV: Man sieht die Richtungen in der Spitze mit hoher Elektronenzahl.
- In einem Schiffchen innerhalb der Röhre wird Ba verdampft. Das Ba wird zur Spitze beschleunigt und bildet dort Breiche mit kleiner Austrittsarbeit, also höherer Emission. Man erkennt diese als hell leuchtende Flecken auf dem Schirm.

## 7.3.5 Photoeffekt

### 7.3.5.1 Lichtquanten und photoelektrische Gleichung

Die zum Austritt der Elektronen benötigte Energie wird beim Photoeffekt durch elektromagnetische Strahlung zugeführt. Man erkennt dabei:

- Die kinetische Energie der ausgelösten Elektronen ist nur von der Frequenz (=Farbe) der einfallenden Strahlung, nicht von deren Intensität (=Helligkeit) abhängig
- Die Intensität bestimmt die Anzahl der ausgelösten Elektronen.

Die makroskopische Erfahrung zum Energieübertrag aus elektromagnetischen Wellen zeigt einen zeitlich stetigen Energiefluß, zum Beispiel wird ein von der Sonne bestrahlter Körper im Lauf der Zeit immer wärmer. Überträgt man diese Erfahrung auf die atomistische Skala des Photoeffekts, dann sollte man erwarten, daß es bei Strahlung unterschiedlicher Frequenz vielleicht unterschiedlich lang dauert, bis das Metall die zur Austrittsarbeit nötige Energie

angesammelt hat. Es zeigt sich aber, daß bei Bestrahlung in beliebig langer Zeit kein einziges Elektron ausgelöst wird, wenn die Frequenz der Strahlung unter einer für das Metall spezifischen Grenze liegt.

Dieses Verhalten erklärt der von Einstein eingeführte Begriff der Lichtquanten. Danach kann die Energie  $E$  einer elektromagnetischen Welle der Frequenz  $\nu$  nur in Beträgen von  $h \cdot \nu$  übertragen werden (Einstein Gleichung):

$E = h \cdot \nu$	Einstein Gleichung
$E$	Energie des Lichtquants
$\nu$	Frequenz der Strahlung
$h = 6,62617 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Plancksches Wirkungsquantum

Der Energieübertrag auf atomistischer Skala erfolgt also nicht zeitlich stetig, wie bei einem kontinuierlichen Wellenzug zu erwarten wäre, sondern in *einzelnen Ereignissen* an *zufälligen Zeitpunkten* wird jeweils ein Energiequant  $h \cdot \nu$  übertragen! In dieser Sicht erscheint die Lichtwelle als ein Zug zufällig eintreffender Korpuskeln, den Lichtquanten oder Photonen (Dualität des Lichtes).

Nur wenn die Energie  $h \cdot \nu$  größer oder gleich der Austrittsarbeit  $W_A$  ist, löst jedes Ereignis ein einziges Elektron aus, andernfalls kommt es nicht zum Photoeffekt. Die überschüssige Energie  $h \cdot \nu - W_A$  wird dem ausgelösten Elektron als kinetische Energie mitgegeben. Die Frequenz der Strahlung bestimmt also, wie beobachtet, die kinetische Energie der Elektronen. Der Intensität der Strahlung entspricht im Quantenbild die Anzahl der pro Zeiteinheit eintreffenden Quanten, also die Häufigkeit der Ereignisse. Jedes Ereignis löst ein Elektron aus, deshalb bestimmt die Intensität die Zahl der pro Zeiteinheit ausgelösten Elektronen.

Die Verbindung zwischen der Frequenz der einfallenden Strahlung, der Austrittsarbeit und der kinetischen Energie der Elektronen liefert die photoelektrische Gleichung (Lenard-Einsteinsche Gleichung):

$h \cdot \nu = W_A + \frac{m_e}{2} \cdot v^2$	Photoelektrische Gleichung
$W_A$	Austrittsarbeit
$m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Elektronenmasse
$v$	Geschwindigkeit des ausgelösten Elektrons

In den folgenden Tabellen sind die Austrittsarbeiten für einige Substanzen und die Energie einiger zum Photoeffekt führenden Wellenlängen zusammengestellt.



Austrittsarbeit (eV)	Material
0,99	Ba-O Paste
1,36	Cs-Film auf Wolfram
2,3	K
4,49	Cu
4,54	W

*Tabelle 1 Austrittsarbeit für einige Substanzen*

Photonen Energie (eV)	Wellenlänge der Strahlung (nm)
1	1240 (IR)
2	620 rot
3	413 violett
4	310 (UV)

*Tabelle 2 Photonen Energien*

**Versuch 7** Eine mit einem Elektrometer verbundene Zinkplatte wird mit UV Licht aus einer Quecksilberdampf Lampe bestrahlt.

- Die Platte ist negativ aufgeladen: Sie entlädt sich, weil die Elektronen unter der Strahlung das Metall verlassen.
- Die Platte ist positiv aufgeladen: Sie hält die Ladung, weil höchstens noch mehr Elektronen die Platte verlassen.
- Die Platte ist negativ geladen, aber eine Glasplatte wirkt als UV Filter und verhindert die Entladung

### 7.3.5.2 Sekundärelektronen, der Photomultiplier

Eine wichtige Anwendung des Photoeffekts ist der Photomultiplier, der aus einer Photokathode mit nachgeschaltetem Verstärker besteht. Ein einfallendes Photon löst in der Kathode ein Elektron aus, dieses wird in einem elektrischen Feld in Richtung einer benachbarten Metallplatte („Dynode“) beschleunigt. Beim Aufprall auf die Dynode werden weitere Elektronen ausgelöst, diese werden in Richtung weiterer Dynoden beschleunigt. Zwischen der Kathode und den nachfolgenden Dynoden liegt jeweils eine Spannung von ca. 100V. Die gesamte Anordnung erzeugt aus einem primär ausgelösten Elektron bis zu  $10^{10}$  „Sekundärelektronen“, die als Stromstoß an der letzten Dynode gemessen werden. Die Photokathode besteht aus einem monoatomaren Alkali- oder, für Nachtsichtgeräte, Cs-Metallfilm, der auf einer durchsichtigen dünnen Ag- oder W-Trägerschicht adsorbiert ist.

Das primär ausgelöste Photoelektron löst in der ersten Dynode eine seiner Energie entsprechende Anzahl von Elektronen aus. Deshalb zeigt der von einem einzigen Lichtquant ausgelöste Strom im Multiplier die Energie der einfallenden Strahlung an. Höherer Intensität der Strahlung entspricht einer höheren Quantenzahl pro Zeiteinheit. Dadurch wird öfters ein primäres Elektron ausgelöst, der Zähler liefert eine entsprechend höhere Anzahl von Stromstößen pro Sekunde („Zählrate“). Die höchste meßbare Zählrate ist erreicht, wenn der nachfolgende Puls schon eintritt, bevor der Stromstoß des vorhergehenden vollständig abgeklungen ist (Maximale Zählrate ca.  $10^5$  Pulse/Sekunde).

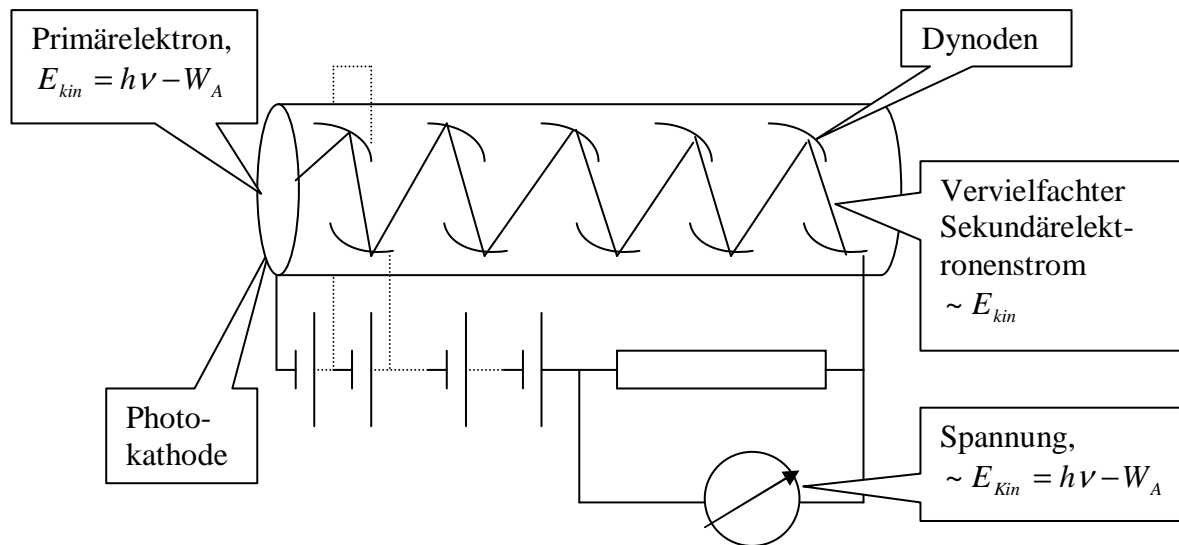


Abbildung 8 Schema eines Photomultipliers

**Versuch 8** Photomultiplier