

Thermische Elektronenemission

1. Einleitung und Zielsetzung

Gegenstand dieses Experimentes ist die Erzeugung freier Elektronen aus einer Metalloberfläche. In V 500 wurde gezeigt, dass dies unter bestimmten Voraussetzungen durch Bestrahlung mit Licht möglich ist (Photo-Effekt oder „lichtelektrischer Effekt“). Hier wird nun gezeigt, dass auch durch Erwärmung von Metalloberflächen eine Elektronenemission möglich ist¹ („glühelektrischer Effekt“). Von Interesse ist dabei die Temperaturabhängigkeit dieses Effektes, die genauer untersucht werden soll. Eine wichtige Rolle spielt in diesem Zusammenhang eine Materialkonstante, die sogenannte **Austrittsarbeit** der Elektronen. Es ist eines der Ziele des vorliegenden Experimente, die Größe für das Metall Wolfram zu bestimmen.

Untersuchungen des Effektes sind wegen der Wechselwirkung freier Elektronen mit den Luftmolekülen nur im Hochvakuum möglich. Sie werden daher an einer sogenannten Hochvakuumdiode durchgeführt, welche in Kap.4 näher beschrieben wird. Ihr elektrisches Verhalten (Kennlinien) ist ebenfalls Gegenstand dieses Experimentes.

2. Der Begriff der Austrittsarbeit und die Energieverteilung der Leitungselektronen

Metalle sind (zumeist) kristalline Festkörper, deren wesentliches Kennzeichen eine hervorragende elektrische Leitfähigkeit ist. Sie rührt daher, dass die auf den Kristallgitterplätzen sitzenden Atome praktisch ausnahmslos ionisiert sind.. Die Ionen bilden somit ein räumlich periodisches Gitter, das von den freigesetzten Elektronen eingehüllt wird. Diese Elektronen gehören nicht mehr zu einem bestimmten Atom, sondern sie befinden sich im Kraftfeld sämtlicher Ionen. Sie tragen die Bezeichnung Leitungselektronen. Das Gitterpotential muss eine periodische Funktion des Ortes entsprechend der Gitterstruktur sein, welches in der Nähe der Gitterpunkte zwar hohe positive Werte annimmt, weiter entfernt davon aber nur wenig veränderlich ist. In grober Näherung kann man das Gitterpotential überhaupt als konstant betrachten. So gesehen stellt das Metallinnere ein Gebiet dar, in dem ein einheitliches positives Potential herrscht, das aber um den Betrag ϕ vom Außenraum verschieden ist (sogenanntes Potentialtopfmodell, siehe Abb.1). Es wirken dann keine Kräfte auf die Elektronen im Metallinneren. Sie können sich dort frei bewegen wie die Moleküle eines Gases und somit die hohe elektrische Leitfähigkeit erzeugen. Wenn jedoch ein Elektron den Metallverband verlassen will,

¹ Es gibt noch eine dritte, technisch wichtige Methode, freie Elektronen aus Festkörperflächen zu erzeugen, die sogenannte **Sekundärelektronen-Emission**. Hier werden durch Beschuss geeigneter Festkörperoberflächen mit Elektronen mehrere Elektronen pro einfallendem Elektron freigesetzt.

muss es gegen das Potential ξ anlaufen können, das heißt, es muss die sogenannte **Austrittsarbeit** $e_0\xi$, (e_0 = Elementarladung) leisten können.

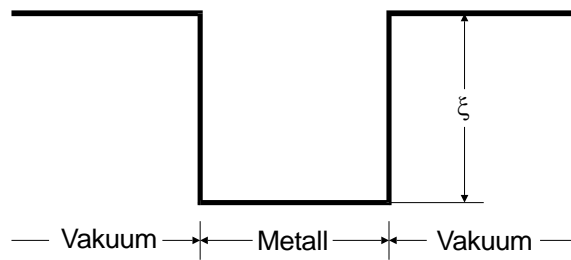


Abb. 1: Potentialtopf-Modell eines Metalles

Es erhebt sich nun die Frage, ob die innere Energie der Elektronen etwa die gleiche Größe wie die Austrittsarbeit besitzt, mit anderen Worten, ob die Elektronen in der Lage sind, die Metalloberfläche spontan zu verlassen. Eine korrekte Antwort auf diese Frage kann nur die Quantentheorie geben. Sie lautet:

Erstens: Die Elektronen können nur diskrete, wenn auch sehr dicht beieinanderliegende Energiewerte annehmen. Zweitens: Als Teilchen mit **halbzahligem Spin**² unterliegen die Elektronen eines Kristallgitters dem **Pauli-Verbot**³, das besagt, dass jeder mögliche Zustand mit der Energie E von höchstens 2 Elektronen, die entgegengesetzten Spin haben müssen, eingenommen werden kann. Das hat zur Konsequenz, dass selbst am absoluten Nullpunkt die Elektronen noch eine endliche Energie besitzen müssen, ganz im Gegensatz zur klassischen Statistik, die jedem Elektron im Mittel die Energie $\frac{3}{2} kT$ zuordnet. Die Maximalenergie der Elektronen bei $T = 0$ ist abhängig von der Zahl n der Elektronen pro Volumeneinheit im Metall. Man bezeichnet sie als **Fermische Grenzenergie** ζ . Bei Zimmertemperatur ist für alle Metalle $\zeta \gg kT$. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass im thermischen Gleichgewicht ein möglicher Zustand mit der Energie E besetzt ist, wird durch die **Fermi-Diracsche Verteilungs-Funktion**⁴ angegeben. Sie hat die Gestalt

$$(1) \quad f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \zeta}{kT}\right) + 1}.$$

Der Verlauf der Funktion ist in Abb.2 wiedergegeben. Man erkennt, dass ein Elektron mindestens die Energie $\zeta + e_0\phi$ besitzen muss, um die Metalloberfläche verlassen zu können. Messungen der Austrittsarbeit haben ergeben, dass dieser Energiewert selbst beim Schmelzpunkt des Wolframs noch groß gegenüber kT ist, sodass die Exponentialfunktion im Nenner von (1) die Zahl 1 bei weitem übertrifft.

Für Elektronen mit hoher Energie also solche, die in der Lage sind, die Metalloberfläche spontan zu verlassen, kann daher mit der Näherung

² zu diesem Begriff siehe z.B. V505

³ benannt nach dem schweizer.-amerik. Physiker Wolfgang Pauli (* 1900 in Wien, † 1958)

⁴ benannt nach dem italien. Physiker Enrico Fermi (* 1902, † 1954) und nach Paul A. M. Dirac, brit. Physiker (* 1902, † 1984)

$$(2) \quad f(E) \approx \exp\left(\frac{\zeta - E}{kT}\right)$$

gerechnet werden.

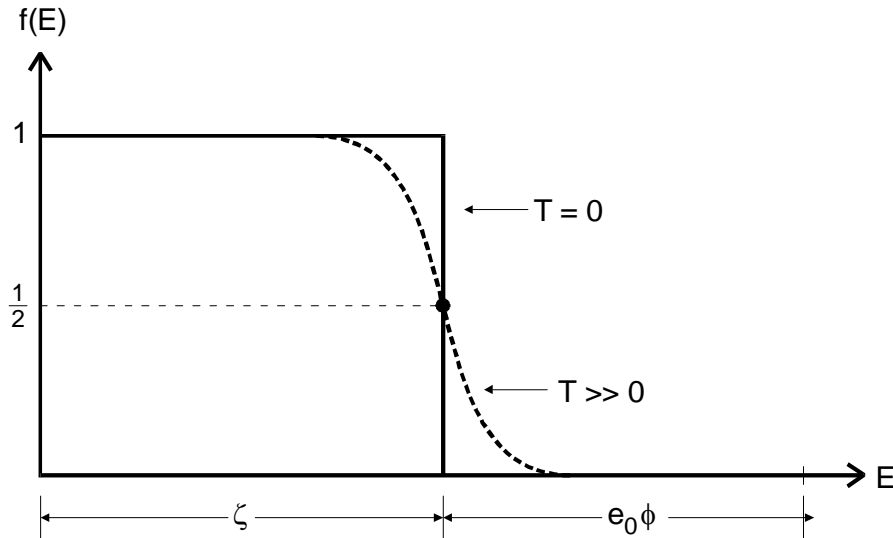


Abb.2: Der Verlauf der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion am absoluten Nullpunkt (durchgezogene Linie) und bei $T \gg 0$ (gestrichelte Linie)

3. Berechnung der Sättigungsstromdichte bei der thermischen Elektronenemission

Auf Grundlage der Gleichung (2) soll nun die Sättigungsstromdichte $j_S(T)$, das heißt, die Zahl der Elektronen, die pro Zeit- und Flächeneinheit aus einer Metalloberfläche austreten, in Abhängigkeit von der Temperatur errechnet werden. Zu diesem Zwecke wird ein kartesisches Koordinatensystem eingeführt, dessen Z-Achse senkrecht zur (ebenen) Metalloberfläche steht. Die Zahl $d\alpha$ der Elektronen aus dem Volumenelement $dp_x dp_y dp_z$ des Impulsraumes, die pro Zeit- und Flächeneinheit (von innen) auf die Oberfläche treffen, beträgt

$$(3) \quad d\alpha = v_z n(E) dp_x dp_y dp_z \quad .$$

Hierin bedeuten v_z die Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung der Oberflächennormalen und $n(E)$ die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit ihres Phasenraumes, welcher durch ihre Impuls- und Ortskoordinaten aufgespannt wird. Wegen

$$E = \frac{1}{2m_0} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = \frac{m_0}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

(m_0 = Elektronenmasse)

lässt sich (3) umformen in

$$(4) \quad d\alpha = \frac{\partial E}{\partial p_z} n(E) dp_x dp_y dp_z = n(E) dE dp_x dp_y \quad .$$

Da jeder Quantenzustand im (sechsdimensionalen) Phasenraum das Volumen h^3 einnimmt⁵, ergibt sich für $n(E)$ der Ausdruck

⁵ siehe z.B. Weizel, *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd. II (Struktur der Materie)*

$$(5) \quad n(E) = \frac{2}{h^3} f(E) ,$$

(h = Plancksches Wirkungsquantum)

wobei $f(E)$ aus (2) angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die zur Energie E gehörende "Zelle" des Phasenraumes besetzt ist. (Der Faktor 2 folgt aus den 2 möglichen Werten der Spinquantenzahl für jeden E -Wert {siehe Anfang des Kap.2}). Damit ist nach (4) und (5)

$$d\alpha = \frac{2}{h^3} \exp\left(\frac{\zeta - E}{kT}\right) dp_x dp_y dE .$$

Hiervon können alle diejenigen Elektronen die Metalloberfläche verlassen, deren Geschwindigkeitskomponente v_z so groß ist, dass

$$(6) \quad \frac{p_z^2}{2m_0} > \zeta + e_0 \phi$$

gilt. Man erhält daher die gesuchte Stromdichte $j_s(T)$ aus (4), indem man alle Elektronen, deren Energiekomponente in Z -Richtung die Ungleichung (6) erfüllt, abzählt und den erhaltenen Zahlenwert mit der Elementarladung e_0 multipliziert. Somit ist

$$\begin{aligned} j_s(T) &= \frac{2e_0}{h^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x dp_y \int_{\zeta + e_0 \phi}^{\infty} \exp\left[\frac{\zeta - \left(\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_0}\right)}{kT}\right] d\left(\frac{p_z^2}{2m_0}\right) \\ &= \frac{2e_0}{h^3} kT \exp\left(\frac{-e_0 \phi}{kT}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-(p_x^2 + p_y^2)}{2m_0 kT}\right) dp_x dp_y . \end{aligned}$$

Wegen

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\lambda x^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}}$$

folgt schließlich

$$(7) \quad j_s(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{-e_0 \phi}{kT}\right) .$$

Das Ergebnis (7) bezeichnet man auch als **Richardson-Gleichung**⁶.

4. Die Hochvakuum-Diode

Die Messung des Sättigungsstromes einer emittierenden Metalloberfläche ist nur im Hochvakuum möglich, da sonst die freien Elektronen in Wechselwirkung mit den Gas-molekülen treten würden. Weiterhin ist ein elektrisches Feld erforderlich, das die aus-tretenden Elektronen absaugt. Die Apparatur, die diese Forderungen erfüllt, bezeichnet

⁶ benannt nach dem britischen Physiker Owen Williams Richardson (1879 – 1959)

man als Hochvakuum-Diode. Sie besteht aus einem evakuierten Glaskörper, in den ein Draht eingeschmolzen ist (siehe Abb.3). Durch einen Strom kann dieser auf eine Temperatur von 1000 bis 3000 K erhitzt werden (Glühkathode). Die aus der Drahtoberfläche austretenden Elektronen werden durch ein elektrisches Feld, das man zwischen der Kathode und einer ihr gegenüberstehenden zweiten Elektrode, der Anode, durch Anlegen einer äußeren Spannung erzeugt, abgesaugt.

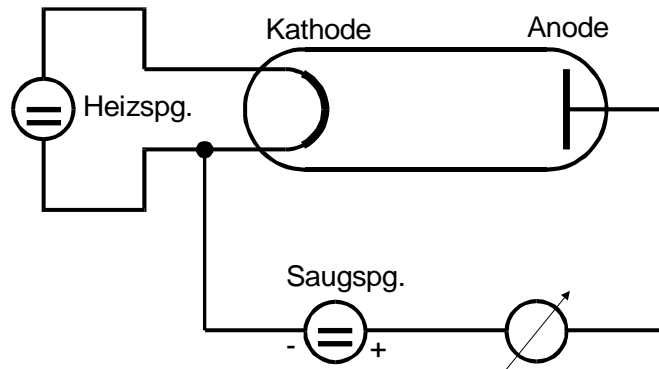


Abb. 3: Grundsätzliche Beschaltung einer Hochvakuum-Diode

Man benutzt die Hochvakuum-Diode in der Technik zur Gleichrichtung von Wechselströmen; denn es kann nur dann ein Strom durch die Diode fließen, wenn die Anode positiv gegenüber der Kathode vorgespannt ist, da die emittierten Elektronen nicht in der Lage sind, gegen ein hohes Gegenfeld anzulaufen. Weiterhin ist die Emission der Anode wegen ihrer niedrigen Temperatur um viele Größenordnungen geringer als die der Kathode.

5. Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Bei der Messung des Anodenstromes mit einer Versuchsanordnung nach Abb.3 stellt man fest, dass er bei gegebener Kathodentemperatur noch von der Anodenspannung abhängt. Bei zu niedriger Spannung erreichen offenbar nicht alle emittierten Elektronen die Anode. Erst bei hinreichend hoher Anodenspannung erhält man einen von der Spannung unabhängigen Strom. Aber auch vor Erreichen des Sättigungswertes ist das Ohmsche Gesetz (d.h. die Proportionalität von Strom und Spannung) bei einer Diode nicht gültig. Das liegt daran, dass die Geschwindigkeit v der Elektronen nicht konstant ist; denn sie führen eine beschleunigte Bewegung in Richtung auf die Anode aus. Das hat zur Konsequenz, dass die Raumladungsdichte ρ der Elektronen eine Funktion des Ortes ist, und zwar nimmt sie zur Anode hin ab. Das folgt aus der Tatsache, dass aufgrund der Kontinuitätsbedingung die Stromdichte j an jeder Stelle konstant ist; j ist aber gegeben durch

$$(8) \quad j = - \rho v .$$

Die Raumladungsdichte ρ beeinflusst offenbar den Verlauf der Feldstärke zwischen Anode und Kathode, und zwar schirmt sie das Feld von der Kathode ab; das bedeutet anschaulich gesprochen: die von der Anode ausgehenden Feldlinien reichen nicht mehr alle bis zur Kathode, sondern sie enden schon an den Raumladungselektronen vor der Kathode. Die emittierten Elektronen werden dann nicht mehr alle vom Anodenfeld erfasst. Der gemessene Diodenstrom ist daher kleiner als der nach (7) zu erwartende

Sättigungsstrom. Um den quantitativen Zusammenhang zwischen Anodenspannung und -strom im Raumladungsbereich zu erhalten, geht man von der Potentialgleichung - auch Poissonsche Gleichung genannt - aus. Sie hat die Gestalt

$$(9) \quad \Delta V = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad .$$

(Δ = Laplace-Operator, V = Potential am Aufpunkt, ε_0 = Dielektrizitätskonstante des Vakuums)

Zur Vereinfachung des Problems werde angenommen, dass Anode und Kathode unendlich ausgedehnte ebene Oberflächen darstellen, die sich im Abstand a gegenüberstehen. V und ρ sollen also nur von einer Ortskoordinate x abhängen. Die Potentialgleichung nimmt dann die Gestalt

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}$$

an. Mit Hilfe der Gleichung (8) lässt sich $\rho(x)$ eliminieren:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{j}{\varepsilon_0 v(x)} \quad .$$

Durch Anwendung des Energiesatzes

$$e_0 V = \frac{m_0}{2} v^2$$

bekommt man

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{j}{\varepsilon_0 \sqrt{2 e_0 V / m_0}} \quad .$$

Zur Integration dieser Differentialgleichung multipliziert man sie zunächst mit $\frac{dV}{dx}$:

$$(10) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} \frac{dV}{dx} = \frac{j}{\varepsilon_0 \sqrt{2 e_0 / m_0}} \frac{1}{\sqrt{V}} \frac{dV}{dx}$$

Da nun

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = 2 \frac{dV}{dx} \frac{d^2 V}{dx^2}$$

und

$$\frac{1}{\sqrt{V}} \frac{dV}{dx} = 2 \frac{d}{dx} \sqrt{V}$$

ist, lässt sich (10) auch schreiben

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \frac{2j}{\varepsilon_0 \sqrt{2 e_0 / m_0}} \frac{d}{dx} \sqrt{V}$$

oder

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \frac{4j}{\varepsilon_0 \sqrt{2 e_0 / m_0}} \sqrt{V}, \text{ falls } \frac{dV(0)}{dx} = 0 \quad .$$

Diese Gleichung lässt sich aber sofort integrieren, und zwar ergibt sich

$$\int_0^V \frac{dV'}{\sqrt[4]{V'}} = \sqrt{\frac{4j}{\epsilon_0 \sqrt{2e_0/m_0}}} \int_0^x dx'$$

oder

$$(11) \quad \sqrt[4]{V^3(x)} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{4j}{\epsilon_0 \sqrt{2e_0/m_0}}} x \quad (V(0) = 0) .$$

Aus (11) folgt, dass das Potential nicht linear mit x anwächst wie im raumladungsfreien Fall sondern nach einem $\sqrt[3]{x^4}$ -Gesetz. Die Feldstärke \vec{E} , die sich gemäß

$$\vec{E} = - \text{grad } V$$

aus dem Potential berechnen lässt, verläuft proportional zu $x^{\frac{1}{3}}$. An der Anode ($x = a$) erreicht E den Wert $\frac{4}{3} \frac{V(a)}{a}$. ρ gehorcht schließlich einem $x^{-\frac{2}{3}}$ -Gesetz, wie man aus (9) und (11) ableiten kann. Diese Gesetzmäßigkeiten sind in Abb.4 dargestellt. Der raumladungsfreie Fall ist gestrichelt eingezeichnet. Aus (11) entnimmt man den Zusammenhang zwischen Stromdichte j und Anodenspannung V . Es gilt

$$(12) \quad j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2e_0/m_0} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{a^2} .$$

Anstelle des ohmschen Gesetzes ($j \sim V$) wächst hier j mit $V^{\frac{3}{2}}$. Die Gleichung (12) bezeichnet man auch als das **Langmuir-Schottkysche⁷ Raumladungsgesetz**. Seinen Gültigkeitsbereich im j - V -Diagramm einer Hochvakuum-Diode nennt man das **Raumladungsgebiet**.

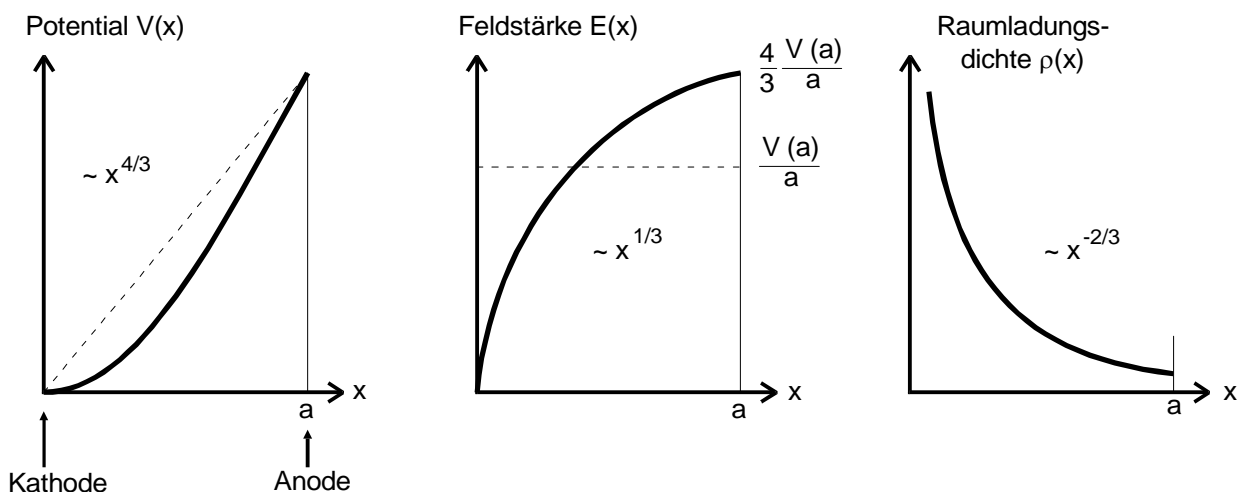


Abb.4: Ortsabhängigkeit des Potentials V , der Feldstärke E und der Raumladungsdichte ρ im Raumladungsgebiet einer Hochvakuumdiodenkennlinie

⁷ benannt nach dem amerikanischen Chemiker und Physiker Irving Langmuir (1881 – 1857) und dem deutschen Physiker Walter Schottky (1886 – 1976)

6. Das Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode

Aus (12) folgt, dass für $V = 0$ auch $j = 0$ ist. Tatsächlich beobachtet man aber bei $V=0$ noch einen geringen Anodenstrom. Dieser entsteht durch die Eigengeschwindigkeit der Elektronen, die sie beim Verlassen der Kathode besitzen. Gemäß (1) gibt es bei $T > 0$ endlich viele Elektronen, deren Energie größer als die Austrittsarbeit ist. Den Energieüberschuss

$$\Delta E = E - (\zeta + e_0 \phi)$$

findet man als kinetische Energie der emittierten Elektronen wieder. Diese sind in der Lage, sogar gegen ein geringes Gegenfeld anzulaufen. Daher bezeichnet man diesen Strom auch als **Anlaufstrom**. Die Energieverhältnisse im Anlaufstromgebiet ($V \leq 0$) sind in Abb.5 wiedergegeben. Es ist zu berücksichtigen, dass auch das Anodenmaterial eine (zumeist größere) Austrittsarbeit besitzt. Sie werde im folgenden mit ϕ_A bezeichnet. Durch die elektrisch leitende Verbindung zwischen Anode und Kathode außerhalb der Diode werden die Fermi-Oberflächen (d.h. die Stelle $E = \zeta$ auf der Energieachse) der Metalle auf die gleiche Höhe gebracht. Schaltet man noch ein äußeres Potential V dazwischen, so verschieben sie sich um $e_0 V$ gegeneinander.

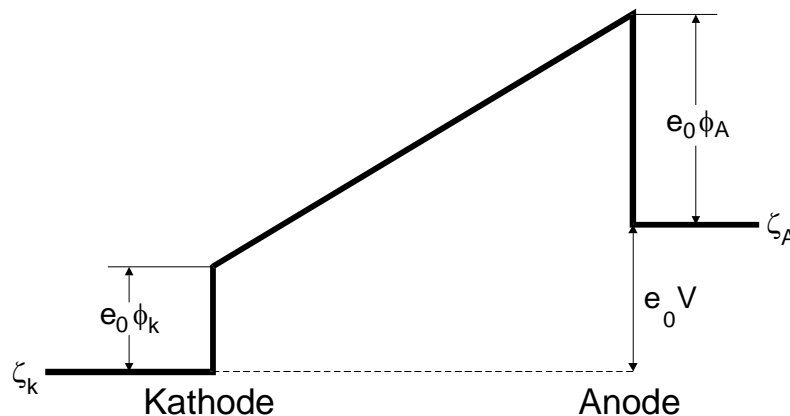


Abb. 5: Potentialverhältnisse in einer Hochvakuumdiode im Bereich ihres Anlaufstromgebietes

Man erkennt an Abb.5, dass Elektronen, die die Anode erreichen können, eine Energie, die größer als $e_0 \phi_A + e_0 V$ ist, besitzen müssen. Da die Zahl der Leitungselektronen, deren Energie zwischen E und $E+dE$ liegt, gemäß (2) angenähert exponentiell von E abhängt, besteht auch eine entsprechende Abhängigkeit der Anlaufstromstärke vom äußeren Potential V :

$$j(V) = j_0 \exp \left(- \frac{e_0 \phi_A + e_0 V}{k T} \right) = \text{const} \exp \left(- \frac{e_0 V}{k T} \right) .$$

7. Die Kennlinie der Hochvakuumdiode

Den Zusammenhang zwischen der Stromdichte j bzw. Anodenstrom I_A und dem von außen angelegten Potential bezeichnet man als Kennlinie einer Hochvakuumdiode. Nach den in den Kapiteln 3, 5 und 6 gemachten Ausführungen lässt sie sich in 3 Abschnitte gliedern: Anlaufstrom-, Raumladungs- und Sättigungsstromgebiet. Das erstere ist durch einen exponentiellen Zusammenhang zwischen I und V gekennzeichnet. Es

liegt im Bereich $V < 0$. Daran schließt sich das Raumladungsgebiet an, in dem eine $\sqrt{V^3}$ -Abhängigkeit zu beobachten ist. Da die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Elektronen gemäß der Richardson-Gleichung (7) nur von der Temperatur und nicht von der Anodenspannung abhängt, kann die Raumladungsgleichung (12) nicht für beliebig hohe Anodenspannungen gültig sein. Vielmehr muss der Anodenstrom mit wachsendem V asymptotisch einem Sättigungswert zustreben, welcher durch (7) gegeben ist. Somit wird das Raumladungsgebiet allmählich durch das Sättigungsstromgebiet abgelöst. Eine typische Kennlinie für eine gegebene Temperatur (das heißt für eine bestimmte Heizleistung der Kathode) ist in Abb.6 wiedergegeben.

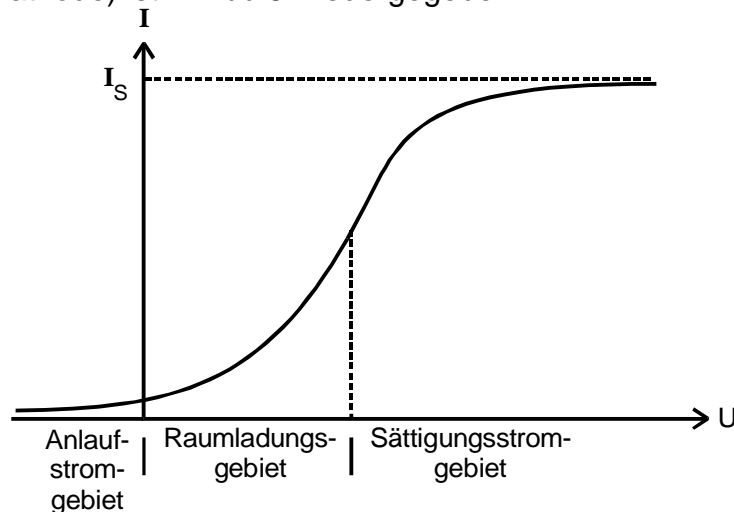


Abb.6: Kennlinie einer Hochvakuumdiode

Teile der Kennlinie können dazu benutzt werden, um die Kathodentemperatur und die Austrittsarbeit der Kathode zu bestimmen. Das ist unter anderem Aufgabe der im Folgenden beschriebenen Experimente.

8. Aufgaben

- Man erstelle durch Variation der Heizleistung eine Kennlinienschar einer Hochvakuumdiode aus mindestens 5 Kennlinien und lese daraus (soweit möglich) den jeweiligen Sättigungsstrom I_S ab.
- Für die maximal mögliche Heizleistung versuche man ungefähr den Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes zu finden. Dort bestimme man aus den gemessenen Wertepaaren den Exponenten der Strom-Spannungs-Beziehung.
- Für die maximal mögliche Heizleistung untersuche man das Anlaufstromgebiet der Diode und bestimme aus den erhaltenen Wertepaaren die Kathodentemperatur T .
- Aus einer Leistungsbilanz des Heizstromkreises schätze man die Kathodentemperatur bei den unter 8a verwendeten Heizleistungen ab.
- Aus den verschiedenen T - und zugehörigen I_S -Werten errechne man die Austrittsarbeit für das verwendete Kathodenmaterial (hier: Wolfram).

9. Apparative Hinweise

zu 8a: Zur Aufnahme der Kennlinien kann man die in Abb.7 wiedergegebene Schaltung verwenden.

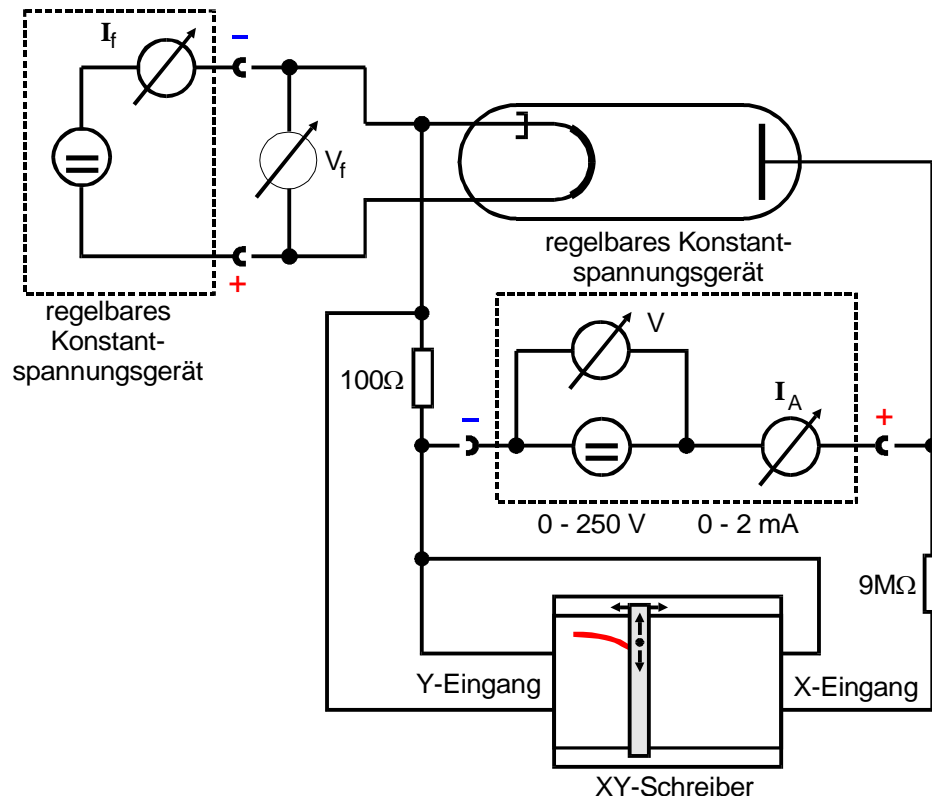


Abb.7: Schaltung zur Aufnahme von Diodenkennlinien

Der Heizstrom von ca. 2 – 3 A wird mit Hilfe eines Konstantspannungsgerätes erzeugt. Der Heizstrom I_f kann an dem eingebauten Amperemeter abgelesen werden. Für die Messung der Heizspannung V_f sollte man ein separates Voltmeter mit mindestens 0,1V Auflösung verwenden. Die Anodenspannung V entnimmt man einem weiteren regelbaren Konstantspannungsgerät. V und I_A können auf eingebauten Messinstrumenten abgelesen werden. Zur Aufzeichnung der Kennlinie mittels eines XY-Schreibers legt man in den Anodenstromkreis einen 100Ω -Widerstand und verwendet den dort auftretenden Spannungsabfall als Stromsignal für den Y-Eingang. Die Anodenspannung schließt man über einen $9M\Omega$ -Widerstand an den X-Eingang an. Sie wird dadurch um den Faktor 10 heruntergeteilt, da der Eingangswiderstand des Schreibers $1M\Omega$ beträgt. Der Anodenstrom ist aus Sicherheitsgründen auf 2 mA beschränkt. Bei Überlast schaltet das Netzgerät automatisch ab. (Maximale Heizströme: Diode 1: 2,6A, Diode 2: 3,1A)

zu 8c: Für die (punktweise) Aufnahme der Anlaufstromkurve verwende man die in Abb.8 wiedergegebene Schaltung. Diese Messung ist aus verschiedene Gründen nicht problemlos durchzuführen: 1. Die auftretenden Ströme liegen im nA-Bereich. Man benötigt daher ein empfindliches Messinstrument mit eingebautem Verstärker, das entsprechend störanfällig ist. Die Leitung zwischen Anode und Eingangsbuchse „HI“ muss aus diesem Grunde so kurz wie möglich sein. 2. Der starke Heizstrom von ca. 3 A erzeugt am Übergangswiderstand zwischen Bananenstecker und Eingangsbuchse einen schwankenden Spannungsabfall, der die niedrige Anodenspannung von maximal 1V

stark beeinflusst. Wegen der hier vorliegenden exponentiellen Spannungsabhängigkeit können dadurch beträchtliche Schwankungen von I_A entstehen. Vor Beginn der Messungen ist daher der Übergangswiderstand durch mehrmaliges Drehen des Bananensteckers in seiner Buchse zu minimieren. 3. Die vorliegende Diode besitzt eine sogenannte **direkte Heizung**⁸. Das heißt, das emittierende Kathodenmaterial wird vom Heizstrom durchflossen, welcher längs des Heizdrahtes einen Spannungsabfall von mehreren Volt erzeugt. Dieser Effekt kann die Anlaufstromkurve total verfälschen, wenn die Schaltung ungeschickt aufgebaut wird. Bei der in Abb.8 angegebenen Polung funktioniert die Messung angenähert. 4. Das hier verwendete Nanoamperemeter hat einen Innenwiderstand von $R_i = 1\text{M}\Omega$. Der hindurchfließende Anlaufstrom erzeugt dort einen Spannungsabfall. Dadurch liegt zwischen Anode und Kathode eine andere Spannung als diejenige, die vom Voltmeter im Konstantspannungsgerät angezeigt wird.

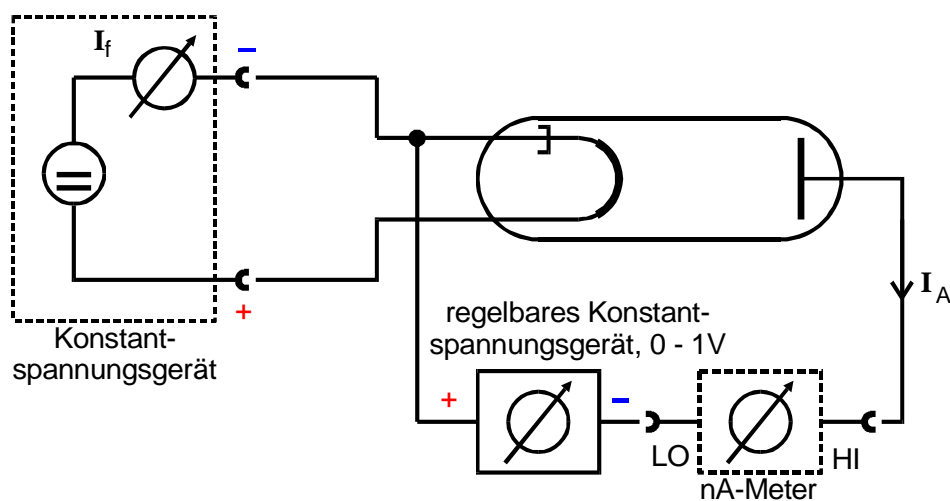


Abb.8: Schaltung zur Aufnahme einer Anlaufstromkurve

10. Hinweise zur Auswertung

zu 8b: Es wird dringend eine geeignete graphische Darstellung der Ergebnisse empfohlen.

zu 8c: Durch den Spannungsabfall, den der Anlaufstrom am Innenwiderstand $R_i = 1\text{M}\Omega$ des Nanoamperemeters hervorruft, wird die zwischen Anode und Kathode liegende Spannung verändert. Vor Beginn der Ausgleichsrechnung zur Bestimmung von T muss die vom Voltmeter im Konstantspannungsgerät angezeigte Spannung unbedingt korrigiert werden.

Man überlege sich, warum man bei der in Abb.8 angegebenen Polung den Einfluss des Spannungsabfalls längs des Heizfadens weitgehend ausschalten kann.

zu 8d: Die Kathodentemperatur T lässt sich aus einer Leistungsbilanz des Heizstromfadens errechnen: Die zugeführte Leistung beträgt

$$N_{\text{zu}} = V_f \cdot I_f \quad .$$

⁸ im Gegensatz zur indirekten Heizung, wo Heizfaden und emittierende Kathode galvanisch getrennt sind

Sie wird über Wärmestrahlung und Wärmeleitung der Fadenhalterung wieder abgegeben. Die Wärmeleitung kann für die vorhandenen Apparaturen zu $N_{WL} = 0,9$ bis 1W abgeschätzt werden. Die Temperaturabhängigkeit dieser Größe spielt hier nur eine vernachlässigbare Rolle. Die Strahlungsleistung ergibt sich nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz (siehe V205) zu

$$N_W = f \eta \sigma T^4 \quad ^9 .$$

Hierin bedeuten: $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ W/cm}^2\text{K}^4$ die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante, f die emittierende Kathodenoberfläche (Diode 1: $f = 0,32 \text{ cm}^2$; Diode 2: $f = 0,35 \text{ cm}^2$) und $\eta = 0,28$ den Emissionsgrad der Oberfläche. (Er gibt an, um welchen Faktor das Emissionsvermögen der strahlenden Oberfläche geringer ist als das eines Schwarzen Körpers (siehe V205).)

Aus dem Energiesatz folgt

$$N_{zu} = N_{Str} + N_{WL}$$

oder

$$I_f U_f = f \eta \sigma T^4 + N_{WL}$$

Aus dieser Gleichung lässt sich nun T berechnen. Man führe die Berechnung für die bei der Aufnahme der Kennlinien verwendeten Heizleistungen durch.

zu 8e: Man löse die Richardson-Gleichung (7) nach ϕ auf und setze dort die aus 8a und 8d erhaltenen I_S - und T Wertepaare ein und berechne jedesmal die Austrittsarbeit $e_0\phi$ (in eV). Welcher Mittelwert und welcher Fehler ergeben sich für $e_0\phi$?

11. Literatur

zu den Themengebieten: Fermi-Dirac-Verteilung und Richardson-Gleichung:

C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Verlag R. Oldenbourg

W. Weizel, Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd.2, (Struktur der Materie), Springer-Verlag

⁹ Die Rückstrahlung der Umgebung auf die Kathode kann vernachlässigt werden, da die Umgebungstemperatur klein gegen T ist.