

Ziele

- Bestimmung des Anregungspotentials von Quecksilber-Atomen durch Elektronenstöße
- Bestimmung des Anregungspotentials von Neon-Atomen durch Elektronenstöße

1 Grundlagen

1.1 Franck-Hertz-Versuch mit Hg

Die Energie für den Übergang zwischen zwei stationären Zuständen eines Atoms ist durch die Energiedifferenz dieser beiden Zustände gegeben. Wird ein Atom angeregt, so ist die Anregungsenergie quantisiert und hängt nicht von der Art der Anregung ab. Im Elektronenstoßversuch von Franck und Hertz lässt sich diese Quantisierung der Anregung direkt beobachten.

1.1.1 Aufbau der Röhre

Die durch Glühemission erzeugten Elektronen werden in einer Röhre, die mit Quecksilberdampf gefüllt ist, von einer Glühkathode K zur Anode A beschleunigt und erreichen nach Überwindung einer geringen Gegenspannung U_2 die Auffangelektrode GK, die auch Gegenkathode genannt wird, siehe Abbildung (1). Die Beschleunigungsspannung U_1 wird variiert und der Strom I_A wird gemessen. Es wird also eine Strom-Spannungs-Kennlinie $I(U)$ aufgenommen.

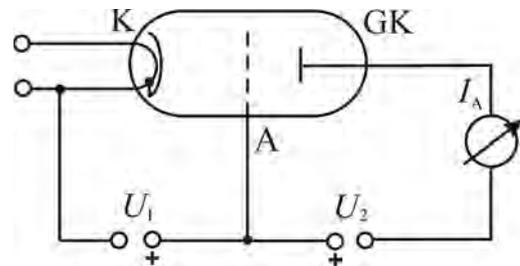


Abbildung 1: Aufbau zum Franck-Hertz-Versuch. Die Hg-Röhre, eine Triode, besitzt eine indirekte Kathodenheizung. Als Anode fungiert das Gitter in der Mitte, die „reguläre Anode“ ist als Gegenkathode GK geschaltet.

1.1.2 Versuchsprinzip

Zwischen den von der Kathode K emittierten Elektronen und den Quecksilberatomen findet auf dem Weg zur Anode A eine große Zahl elastischer Stöße statt, da die mittlere freie Weglänge für elastische Stöße bei dem üblichen Hg-Dampfdruck (ca. 1 kPa bei 175 °C) weniger als 10^{-4} m beträgt¹. Die Elektronen führen daher keine ballistische sondern eine Driftbewegung im

¹ Siehe Figure 2 in Sigeneger, Winkler, Robson, *Contributions to Plasma Physics* 43 (2003) 178.

elektrischen Feld aus, anschaulich eine Zitterbewegung im Mittel entlang der elektrischen Feldlinien. Dies führt zu einem zu vermindertem Strom, da in der Nähe der Gitterdrähte der Anode A einige Feldlinien auf diesen enden. Einige Elektronen fließen somit über A ab und werden nicht gemessen. Zum anderen können Elektronen auch die Röhrenwände erreichen, da die Drift nur im Mittel längs der Röhrenachse erfolgt. Auch dies vermindert den gemessenen Strom. Trotz reduziertem Strom kann der Versuch jedoch gut durchgeführt werden. Es ist jedoch wichtig, sich zu fragen, inwieweit die elastischen Stöße die Energie der driftenden Elektronen beeinflussen.

Nach der Gleichung für einen zentralen elastischen Stoß (Hg-Atom ruhend) ist die Energieübertragung ΔW :

$$\Delta W = \frac{4 m_{\text{El}} \cdot m_{\text{Hg}}}{(m_{\text{El}} + m_{\text{Hg}})^2} \cdot W_{\text{El}} \quad \text{mit} \quad m_{\text{Hg}} = 3,7 \cdot 10^5 m_{\text{El}} \quad (1)$$

Aus Gleichung (1) folgt, dass die Elektronen nach zentral-elastischen Stößen keinen nennenswerten Energieverlust erleiden und somit mit dem gleichen Betrag ihrer Geschwindigkeit weiterfliegen. Jedoch hat sich ihre Bewegungsrichtung umgekehrt und sie laufen zur Kathode, wo sie im Grenzfall gerade mit der Energie ankommen, mit der sie gestartet sind. Die Beschleunigung im Feld beginnt von Neuem. Der elastische zentrale Stoß hat also keinen Einfluss auf das Geschehen.

Bei einem nicht-zentralen elastischen Stoß ist der Energieübertrag in jedem Fall geringer als im zentralen Fall, jedoch entsteht eine Bewegungskomponente senkrecht zum Feld. Daher bewegen sich Elektronen in der Regel auf Zick-Zack-Bahnen, die nur im Mittel parallel zur Röhrenachse und damit zum elektrischen Feld verlaufen. Die kinetische Energie bleibt jedoch bis auf einen Verlust kleiner als der nach Gleichung (1) erhalten. Für die interessierenden inelastischen Stöße ist es gleichgültig, welche Bewegungsrichtung das stoßende Elektron gerade hat.

Insgesamt kann man festhalten, dass elastische Stöße höchstens zu einer Stromminderung durch Auffächerung der Elektronenbahnen und einem daraus folgenden Abfließen über die Röhrenwand führen können. Ganz anders bei inelastischen Stößen.

Abbildung (3) zeigt den diskontinuierlichen Stromanstieg durch inelastische Stöße mit den Hg-Atomen. Die Elektronen erreichen bei $U_1 = 4,9 \text{ V}$ kurz vor der Anode die kinetische Energie $4,9 \text{ eV}$. Diese entspricht in etwa der Anregungsenergie der Hg-Atome für Übergänge vom Grundzustand 6^1S_0 zu den tiefsten angeregten Zuständen 6^3P_0 und 6^3P_1 . Genaueres ist dem Anhang zu entnehmen.

Durch diese Gleichheit $E_{\text{kin}} = E_{\text{Hg}}$ werden inelastische Stöße erst ermöglicht. Der sogenannte Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße steigt rapide an (siehe Anhang). Bei einem solchen inelastischen Stoß geben die Elektronen ihre gesamte Energie ab und übertragen diese auf das Hg-Atom. Dabei können sie aber nicht dauerhaft vom Hg-Atom eingefangen werden, da Hg^{1-} nicht stabil ist².

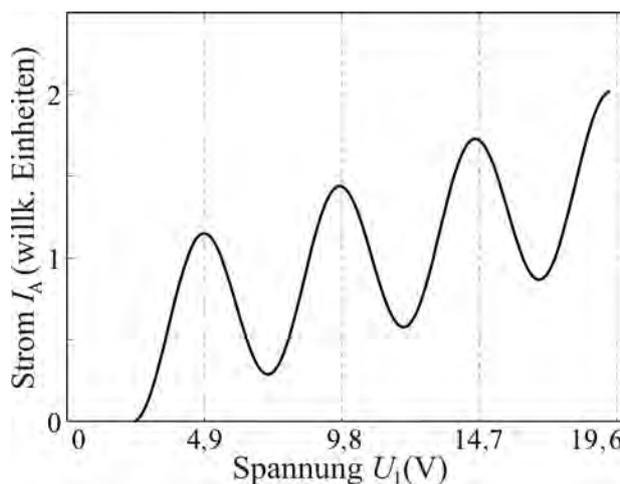


Abbildung 2: Simulierte Strom-Spannungs-Kennlinie von Hg bei kleineren Temperaturen.

Die unmittelbar nach dem Stoß ruhenden Elektronen können auf dem kurzen verbleibenden Weg zur Anode nicht genügend Energie aufzunehmen, um die Gegenspannung zur Auffangelektrode GK zu durchlaufen, siehe Abbildung (3). Dies führt zum Stromabfall ab 4,9 V Anodenspannung.

Bei Erhöhung von U_1 über 4,9 V hinaus setzt sich der Stromabfall fort, da sich der Abstand d , Abbildung (3), ab dem 4,9 V durchfallen sind, vergrößert, und damit die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß. Die mittlere freie Weglänge λ für einen inelastischen Stoß mit Anregung des 6^3P_1 -Zustandes beträgt bei 170 °C ca. 0,2 mm, der Abstand d muss also etwa $0,5 \text{ mm} = 2,5 \lambda$

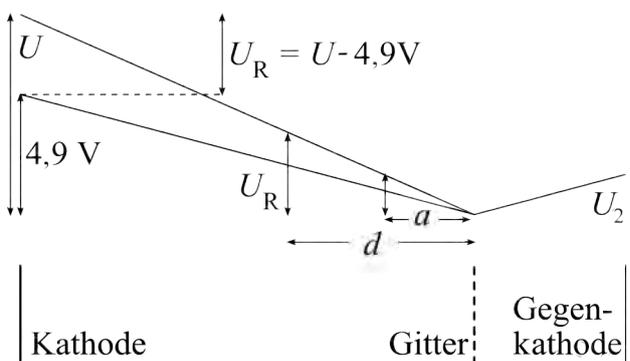


Abbildung 3: Potentialverlauf aus Sicht der Elektronen bei $U_1 = 4,9 \text{ V}$ und $U_1 = U \approx 8 \text{ V}$ (siehe Text).

betragen, damit fast alle Elektronen ausreichender Energie mit hinreichender Wahrscheinlichkeit diesen inelastischen Stoß durchführen. Würde man die 253 nm-Emission sehen, so würde sich eine leuchtende Scheibe von etwa 0,5 mm Dicke vor dem Gitter zeigen.

Bei ausreichender Hg-Dichte kann der Strom fast ganz auf 0 gehen, d. h. praktisch alle Elektronen führen einen Stoß aus. Wieso kommt es dann aber zu einem Wiederanstieg des Stromes, bevor ab 9,8 V ein erneuter Abfall einsetzt, weil dann Elektronen zweimal eine Stoßanregung machen können?

Der Grund für den Anstieg (und daher für die Existenz eines Minimums) liegt darin, dass mit weiter wachsendem U_1 die längs d noch zu durchfallende „Restspannung“ U_R , siehe Abbildung (3),

² Das Hg-Atom führt unter Lichtaussendung nach kurzer Zeit einen spontanen Übergang in den Grundzustand aus. Die Emission liegt im UV-Bereich.

größer als die Gegenspannung U_2 wird. In Abbildung (3) wird dann d größer als a . Alle Elektronen, die im Bereich $d - a$ einen Stoß machen, können also U_2 überwinden. Der Strom kann wieder ansteigen.

Beim zweiten Stromabfall können zwei inelastische Stöße durch ein und dasselbe Elektron geschehen, beim dritten drei usw. Durch die Messung des Abstandes der Einbrüche kann also die Anregungsenergie des Hg für den genannten Übergang bestimmt werden. Die absoluten Spannungswerte für Maxima und Minima sind also hier unwesentlich, ebenso die absoluten Stromwerte. Dies ist ein vorteilhafter Aspekt des Franck-Hertz-Versuchs.

Den genannten Stromabfällen ist ein kontinuierlicher Stromanstieg überlagert. Dieser kann bei jeder Elektronenröhre – also auch bei einer Vakuumröhre – beobachtet werden.

Der erste messbare Stromanstieg beginnt bei $U_1 > 0$ (in der schematischen Darstellung von Abbildung (2) bei ca. 2,5 V). Dies ist ja auch zu erwarten, da die Gegenspannung U_2 überwunden werden muss. Man beobachtet aber im Allgemeinen den Stromeinsatz bei $U_1 > U_2$, denn es kommt noch die sogenannte Kontaktspannung zu U_2 hinzu. Diese wird durch verschiedene Austrittsarbeiten für Kathoden- und Gegenkathodenmaterial hervorgerufen. Jede hinreichende Beschreibung dieses Effektes ist länglich, weshalb auf den Anhang 2 verwiesen sei. Genau diese Kontaktspannung bewirkt, dass man sich auf die Absolutwerte der Spannungen, etwa der Maxima, nicht verlassen kann.

Auch die Form des ersten Stromanstieges $I_A(U_1)$ kann nicht mit einfachen Argumenten hergeleitet werden. Es sei daher auf den **Gerthsen** verwiesen, wo man unter den Begriffen „Anlaufstrom“, „raumladungsbegrenzter Strom“ oder allgemein „Strom-Spannungs-Kennlinie“ ($I_A(U_1)$) von Elektronenröhren längliche Erklärungen findet. In diesem Experiment können Sie eine *ähnliche* Strom-Spannungs-Kennlinie ohne überlagerte Stromeinbrüche durch inelastische Stöße messen, indem bei kalter Röhre gearbeitet wird. „Ähnlich“ deshalb, weil die Franck-Hertz-Röhre keine Vakuum-Röhre ist, sondern noch Restgas (neben Hg) enthält. Es wird daher je nach individueller Röhre der Plateaubereich (Sättigungsstrom) von einem weiteren mehr oder weniger starken Stromanstieg überlagert.

Einsetzende Gasentladungen ändern $I_A(U_1)$ ebenfalls, mitunter drastisch. Wenn Sie plötzliche Sprünge von I auf hohe Werte sehen sollten, so reduzieren Sie bitte U_1 , da die Röhre beschädigt werden kann. Bei beheizter Röhre mit ausreichendem Hg-Dampfdruck kann keine Gasentladung mehr auftreten, weshalb der Hersteller den Betrieb bei kalter Röhre nicht empfiehlt.

Wichtig sind die Messungen bei „kalter“ Röhre dennoch, da man ja zeigen muss, dass die „Franck-Hertz-Minima“ nicht durch andere, vielleicht unbekannte Röhreneigenschaften zustande kommen.

Die Stromeinbrüche werden besonders deutlich, wenn man bei höheren Temperaturen der Röhre misst, Abbildung (4). Der dann erhöhte Dampfdruck des Quecksilbers macht inelastische Stöße dermaßen wahrscheinlich, dass in den Minima der Strom fast ganz auf 0 geht. Bei zu hoher Temperatur wird die Dampfdichte jedoch so hoch, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen sehr klein wird. Man hat dann nicht mehr die Bedingung „beschleunigter Flug“, sondern eher Elektrodendrift mit Diffusion.

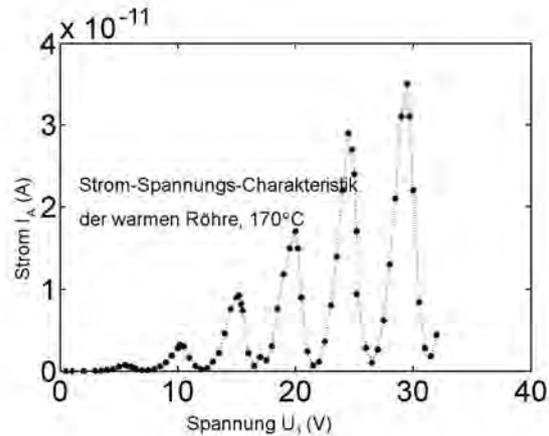


Abbildung 4: Strom I_A gegen Spannung U_1 der Röhre bei höherem Hg-Dampfdruck. Die Messung ist schlecht, da viele Messpunkte in einem uninteressanten Bereich liegen.

Dadurch können die Elektronen vermehrt über die Wände und hauptsächlich über das Anodengitter abfließen, da die Wahrscheinlichkeit dieses zu treffen durch die Drift mit überlagerter Diffusionsbewegung stark erhöht ist. Der Strom wird zu klein, um mit dem vorhandenen Gerät gemessen werden zu können.

1.2 Franck-Hertz-Versuch mit Ne

1.2.1 Aufbau der Röhre

Bei der Franck-Hertz-Ne-Röhre handelt es sich um eine Vierelektrodenröhre mit ebenen, parallel angeordneten Elektroden, vgl. Abbildung (5). Die Elektronen werden bei angelegter Heizspannung

U_H an einer indirekt geheizten Oxidkathode C erzeugt. Die Elektrode A1 sorgt zunächst dafür, dass nahezu sämtliche aus der Kathode austretenden Elektronen abgesaugt werden. Dadurch wird der Einfluss von Raumladungseffekten auf den Verlauf der Franck-Hertz-Kurve verringert. Zwischen den Elektroden A1 und A2

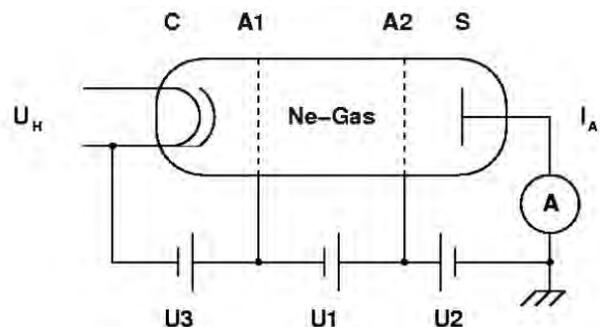


Abbildung 5: Franck-Hertz-Ne-Röhre.

wird ein homogenes elektrisches Feld (Plattenkondensator) erzeugt, in dem die Beschleunigung der Elektronen erfolgt. Elektronen, die die Auffängerelektrode S erreichen, tragen zum gemessenen Strom I_A bei. Der Abstand zwischen der Kathode und dem Gitter A2 ist bei Betriebstemperatur

(entspricht Raumtemperatur) der Röhre groß gegenüber der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Ne-Gas. So ist gewährleistet, dass eine hohe Stoßwahrscheinlichkeit erreicht werden kann. Der Abstand zwischen dem Gitter A2 und der Auffängerelektrode S ist hingegen klein gehalten.

1.2.2 Versuchsprinzip

Die an der Glühkathode erzeugten Elektronen werden in der Ne-Röhre bei Raumtemperatur beschleunigt und treffen in Form von Stoßprozessen auf die Ne-Atome, wobei diese angeregt werden. Einzelheiten lassen sich aus Abschnitt 1.1.2 übertragen. Wiederum wird die Beschleunigungsspannung variiert und der Strom I_A wird gemessen, sodass eine Strom-Spannungs-Kennlinie $I(U)$ aufgenommen wird. Es ergibt sich ein analoger grafischer Verlauf wie in Abbildung (2).

2 Aufgaben und Hinweise

2.1 Aufgaben zur Vorbereitung des Franck-Hertz-Versuchs

2.1.1 Anregungsenergie und Wellenlänge

Entnehmen Sie der Abbildung (2) die Anregungsenergie von Hg, und berechnen Sie die Wellenlänge des Lichtes in Nanometern, das als Folge der Anregung ausgesandt wird. Die Berechnung soll die Umrechnung der Einheiten erkennen lassen. Warum leuchtet es also nicht in der Röhre?

2.1.2 Energiebetrachtung zum Stoß

Zeigen Sie, dass die inelastisch stoßenden Elektronen die Anode A mit der gleichen Energie E_1 erreichen, und zwar unabhängig von ihrer Energie unmittelbar vor dem *ersten* Stoß. Damit wird E_1 auch unabhängig vom Ort x des Stoßes.

Führen Sie dazu folgende Überlegungen durch: Die aus der Glühkathode austretenden Elektronen mögen die Energie W_0 haben und die Anregungsenergie sei W_a . Im Abstand x zur Kathode herrscht das Potential $E x$ (Annahme: Plattenkondensatorfeld). Berechnen Sie die Energie des Elektrons am Ort x nach einer Anregung und die Energie, die es beim Durchlaufen der restlichen Strecke bis zur Anode gewinnt. Interpretieren Sie die Summe der beiden Beiträge.

2.2 Experimentelles zum Franck-Hertz-Versuch

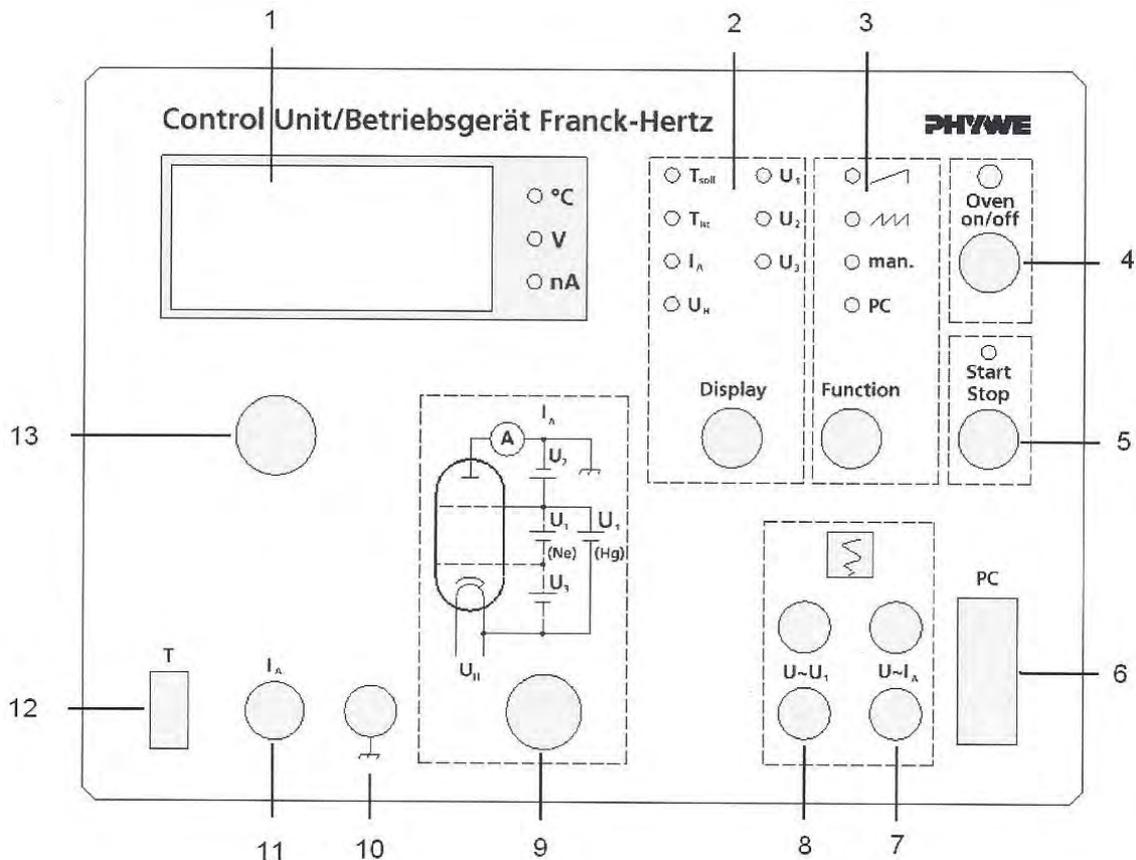
2.2.1 Zusammenbau der Komponenten

Abbildung (6) zeigt schematisch das Franck-Hertz-Betriebsgerät und dessen Funktionselemente. Die Beschaltung der Komponenten erscheint möglicherweise unübersichtlich. Sie sollen daher unbedingt die Verkabelung der Röhren anhand der Skizze auf dem Betriebsgerät kontrollieren.

2.2.2 Messverstärker und Datenaufnahme

Die „Franck-Hertz-Versuch-Messsoftware“ erlaubt die Ansteuerung des Betriebsgerätes, die Erfassung, Darstellung und Auswertung aller Messwerte. Schließen Sie zunächst die Hg-Röhre an das Steuergerät an, indem Sie das Kabel für die Spannungsversorgung mit der DIN-Buchse (9) und das Kabel für die Messung des Anodenstroms mit der BNC-Buchse (11) verbinden, siehe Abbildung (6). Schalten Sie das Betriebsgerät mit dem Netzschalter an der Geräterückseite ein und stellen dieses mit dem Tastschalter 3, siehe Abbildung (6), auf den PC-Modus um. Starten Sie dann das Messprogramm „measure“ auf dem Desktop. Beim Start der Software sollte das Programm automatisch erkennen, dass die Hg-Röhre angeschlossen ist. Öffnen Sie dann durch Anklicken des großen roten Punktes links oben das Eingabefenster. Es sollten die Parameter nach Abbildung (7)

voreingestellt sein (bitte vergleichen). Es handelt sich um typische Werte, mit denen eine Messkurve erfolgreich aufgenommen werden kann. Es ist zu beachten, dass die Spannung U_3 nur für die Ne-Röhre relevant ist.



- | | |
|---|---|
| <p>1 Dreistellige Digitalanzeige zur wahlweisen Anzeige von Temperatur T, Anodenstrom I_A, Spannungen U_H, U_1, U_2 und U_3.</p> <p>2 Tastschalter "Display" zur Auswahl der in der Anzeige dargestellten Größe.</p> <p>3 Tastschalter "Function" zur Auswahl der Funktionen: "Rampe", "Sägezahn", "Manuelle Ansteuerung" oder "PC-Ansteuerung".</p> <p>4 Tastschalter "Oven on/off" zur Aktivierung der Heizung des Hg-Ofens.</p> <p>5 Tastschalter "Start/Stop" zur Aktivierung oder zum Beenden der Messung.</p> <p>6 9-polige D-SUB-Buchse RS 232 zum Anschluss des Betriebsgerätes an die serielle Schnittstelle eines Computers.</p> <p>7 4mm-Buchsen-Paar "$U \sim I_A$" Analog-Ausgang (Y): Spannung proportional zum Anodenstrom.</p> <p>8 4mm-Buchsen-Paar "$U \sim U_1$" Analog-Ausgang (X): Spannung proportional zur Beschleunigungsspannung U_1.</p> | <p>9 DIN-Buchse zur Spannungsversorgung (U_H, U_1, U_2 und U_3) der angeschlossenen Röhre.</p> <p>10 GND-Anschluss</p> <p>11 BNC-Buchse "I_A" Eingang zur Messung des Anodenstroms.</p> <p>12 Temperatureingang T Thermoelement-Buchse, an die ein NiCr-Ni-Thermoelement mit DIN-Stecker (Typ K) angeschlossen werden kann.</p> <p>13 Drehknopf zur Einstellung von Temperatur ($T_{nom.}$) und Spannungen (U_H, U_1, U_2 und U_3).</p> <p>14 Auf der Rückseite des Betriebsgerätes: Schukosteckdose zur Spannungsversorgung des temperaturgeregelten Franck-Hertz Ofens für die Hg-Röhre.</p> |
|---|---|

Abbildung 6: Betriebsgerät der Franck-Hertz-Röhre.

Die Software erlaubt sowohl automatisch als auch manuell die Beschleunigungsspannung durchzuregeln. Es kann im Einzelfall sein, dass der Auffängerstrom zu hoch ist (z. B. beim Zünden). Dann wird der Messprozess durch das Franck-Hertz-Betriebsgerät nach ca. 7 s automatisch unterbrochen, um die Röhre vor Beschädigungen zu schützen. Es erscheint auf dem PC-Bildschirm eine entsprechende Warnmeldung. Um dann das Zünden des Rohres zu vermeiden, müsste die Heizspannung U_H reduziert werden.

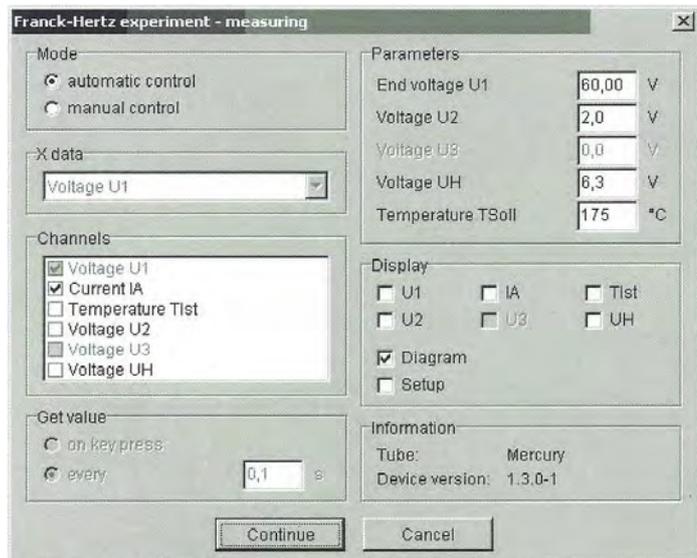


Abbildung 7: Eingabefenster der Franck-Hertz-Messsoftware mit voreingestellten Messparametern für die Hg-Röhre.

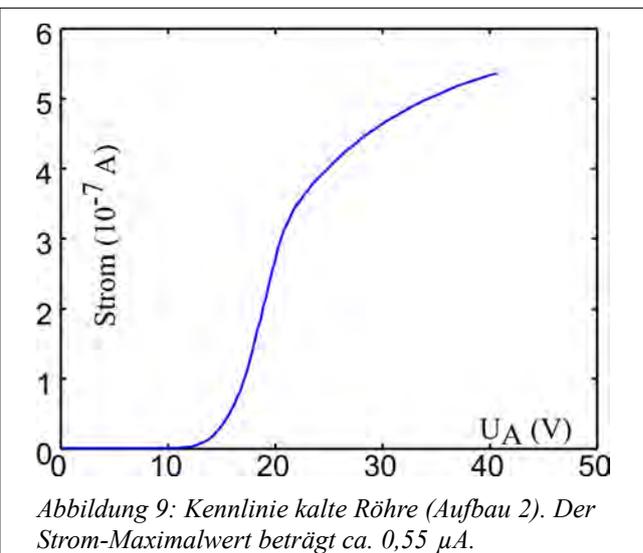
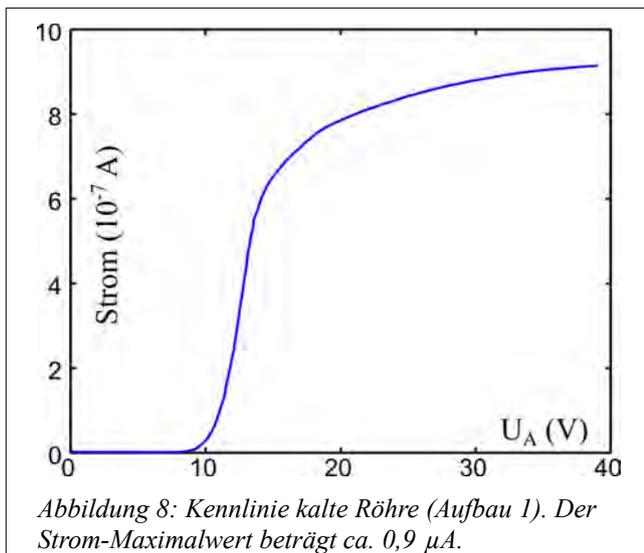
2.2.3 Strom-Spannungs-Kennlinie der kalten Hg-Röhre

Nehmen Sie zunächst bei kalter Hg-Röhre („kalt“ entspricht Raumtemperatur!) die Strom-Spannungs-Kennlinie $I_A(U_1)$ auf.

Bei kalter Röhre soll das Zünden vermieden werden (s. o.). Deshalb muss die voreingestellte Heiztemperatur im Eingabefenster von 6,3 V auf ca. $U_H = 5,0\text{ V}$ verringert werden. Geben Sie außerdem als Solltemperatur für die Gehäuseheizung $T_{\text{Soll}} = 0^\circ\text{C}$ ein, um das Heizen zu verhindern. Die Messung erfolgt bei einer Gegenspannung von $U_2 = 1,5\text{ V}$. Dies ist ein Wert, den Sie bei den eigentlichen Messungen bei hohem Hg-Dampfdruck ebenfalls zunächst wählen sollen. I entspricht dann dem Anodenstrom einer Diode. Die geringe Gegenspannung bewirkt lediglich, dass einige wenige Elektronen am Anodengitter abgefangen werden (diejenigen, die zu nahe an die Gitterdrähte kommen). Kontrollieren Sie, ob die Maximalspannung U_1 gemäß der obigen Voreinstellung 60 V beträgt.

Klicken Sie dann auf „Weiter“, anschließend auf „Ignorieren“. Die Messung kann durch Klick auf die entsprechende Schaltfläche gestartet werden.

Sie erhalten je nach Röhre eine Kennlinie, etwa wie sie die beiden Beispiele in Abbildung (8) und (9) zeigen.



Legen Sie zum Abspeichern der Messdaten einen Ordner an, in dem Sie dann mittels „Messung“ → „Messdaten exportieren“ → „in Datei speichern, als Bitmap exportieren“ Ihre Messergebnisse speichern. Hängen Sie dem Dateinamen beim Abspeichern die Endung „.bmp“ an. Durch Doppelklick auf die Datei kann die graphische Darstellung dann wieder generiert werden. Speichern Sie die Messwerte zusätzlich auch als Zahlenwerte ab.

Beschreiben und interpretieren Sie die Messkurven. Finden Sie eine typische Diodenkennlinie (Anlaufgebiet, Raumladungsgebiet, Sättigungsgebiet, siehe **Gerthsen**)? Oder sehen Sie Abweichungen davon? Worauf sind die Abweichungen zurückzuführen?

Sie sollen durch geeignete Auftragung der Messwerte in bestimmten Bereichen die dort zu erwartenden Abhängigkeiten zu verifizieren. Das Anlaufgebiet sollte durch einen Zusammenhang der Form $I_A \propto \exp(eU_1/kT)$ beschrieben werden. Dabei ist es wichtig, einen geeigneten $I(U)$ -Bereich zu wählen und den „richtigen“ Offsetstrom abzuziehen. Dies ist nicht einfach. Für das Raumladungsgebiet wird $I_A \propto U_1^{3/2}$ erwartet. Für diesen Fall benutzen Sie am besten einen doppelt logarithmischen Plot. Dabei muss I_A um den Strom am Beginn des betrachteten Gebietes bei U_0 korrigiert werden, denn es gilt im Bereich ab $I_A(U_0)$: $I_A = \text{const}(U_1 - U_0)^{3/2} - I_A(U_0)$. Daher: $\log(I_A - I_A(U_0)) = 3/2 \log(U_1 - U_0) + \log(\text{const})$. U_0 zu finden ist ebenfalls nicht einfach.

2.2.4 Strom-Spannungs-Kennlinie der warmen Hg-Röhre

Um den Kurvenverlauf $I_A(U_1)$ der warmen Röhre möglichst aussagekräftig zu messen, muss wie erwähnt ein optimaler Hg-Druck eingestellt werden. Dies erfolgt durch Verändern der Gehäusetemperatur. Bei zu geringem Hg-Druck führen nicht alle Elektronen inelastische Stöße aus. Die Minima werden weniger ausgeprägt, die Kurve geht schließlich in die Diodencharakteristik

über, oder in ähnliche Kennlinien, wie oben diskutiert. Außerdem kann bei niedrigem Druck und bei höheren Spannungen eine Stromerhöhung durch Ionisation von Restgasatomen auftreten. Es brennt dann eine Gasentladung. Andererseits wird der Strom bei zu hohem Hg-Druck sehr klein, ebenfalls wie oben bereits erwähnt. Die Röhren und deren Gehäuse können mit zunehmender Betriebsdauer leicht unterschiedliches Verhalten zeigen.

Geben Sie im Eingabefenster bei den Messparametern, siehe Abbildung (7), nun einen Sollwert für die Gehäusetemperatur von $T_{\text{Soll}} = 175\text{ °C}$ ein. Die Heiztemperatur wird auf den voreingestellten Wert $U_{\text{H}} = 6,3\text{ V}$ erhöht. Alle anderen eingestellten Parameter entsprechen denen in Abschnitt 2.2.3. Klicken Sie nun „Weiter“. Warten Sie, bis die eingestellte Solltemperatur der Gehäuseheizung erreicht ist. Es öffnet sich dann automatisch das Messfenster, und Sie können die Messung starten. Exportieren Sie bei der Speicherung die Messdaten nicht nur als Bitmap-Datei, siehe Abschnitt 2.2.3, sondern ebenfalls wieder als Zahlenwerte.

Zeichnen Sie bei dieser Gehäusetemperatur dann zwei weitere Franck-Hertz-Kurven auf, einmal bei einer niedrigeren Gegenspannung, z. B. $U_2 = 1,0\text{ V}$ sowie bei einer höheren Gegenspannung von z. B. $U_2 = 2,0\text{ V}$. Diese Werte sind als grobe Richtwerte zu verstehen und müssen ggf. bis zum Erhalt einer optimalen Anodenstromkurve von Ihnen angepasst werden. Stellen Sie alle drei Franck-Hertz-Kurven in einer Abbildung dar und vergleichen Sie die Kurven miteinander.

Ändern Sie anschließend die Gehäusetemperatur der Röhre T_{Soll} auf einen um 10 °C niedrigeren Wert und messen Sie für $U_2 = 1,5\text{ V}$ $I_{\text{A}}(U_1)$ erneut. Erläutern Sie qualitativ die zu beobachtenden Gleichheiten und Unterschiede im Vergleich zur ersten Messung mit gleicher Gegenspannung.

Ermitteln Sie dann aus diesen Messungen die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand bei Hg-Atomen. Ziehen Sie dazu die Energiedifferenzen mehrerer Extrema heran. Verwenden Sie einmal die Maxima und einmal die Minima. Geben Sie eine Fehlerabschätzung an und vergleichen Sie mit einem entsprechenden Literaturwert.

Bei dieser Temperatur können ab ca. 25 V Gasentladungen zünden. Die Gasentladung kann ganz interessant aussehen. Um diese ggf. zu beobachten, schalten Sie am Bediengerät Tastschalter 3 in den manuellen Modus um. Mit Tastschalter 2, siehe Abbildung (6), können Sie zwischen den vorhandenen Funktionen wählen. Stellen Sie bei T_{nominal} den 10 °C niedrigeren Temperaturwert ein und warten Sie, bis der eingestellte Wert bei T_{actual} erreicht ist. Beobachten Sie die dunkle Röhre und erhöhen dabei langsam mithilfe des Drehreglers 13 die Anodenspannung U_1 von 15 V bis ca. 50 V . Danach reduzieren Sie U_1 wieder zur Schonung der Röhre. Schildern Sie Ihre Beobachtung im Protokoll.

2.2.5 Strom-Spannungs-Kennlinie der Ne-Röhre

Schließen Sie nun die Ne-Röhre an das Steuergerät an, indem Sie beides mit den entsprechenden Kabeln für die Spannungsversorgung, DIN-Buchse (9), bzw. für die Messung des Anodenstroms, BNC-Buchse (11), verbinden, siehe Abbildung (6). Dann starten Sie die Messsoftware neu. Die Ne-Röhre sollte automatisch erkannt werden. Für die Maximalspannung U_1 ist normalerweise ein Wert von 99,9 V voreingestellt. Bitte überprüfen Sie dies und korrigieren Sie ggf. den Wert. Wählen Sie als Heizspannung ca. $U_H = 7,5 \text{ V}$.

Nehmen Sie die Strom-Spannungs-Kennlinie $I_A(U_1)$ bei drei verschiedenen Steuerspannungen U_3 aus dem Intervall von 4,0 V bis 6,0 V auf. Variieren Sie die Gegenspannung U_2 im Intervall von 3,0 V bis 5,0 V, bis Sie jeweils eine optimale Anodenstromkurve erhalten. Sollte die Röhre während der Messung dennoch zünden, erniedrigen Sie bei Folgemessungen die Heizspannung. Speichern Sie die Ergebnisse wie bei der kalten Hg-Röhre.

Ermitteln Sie aus diesen Messungen die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand bei Ne-Atomen. Ziehen Sie dazu die Energiedifferenzen mehrerer Extrema heran. Verwenden Sie einmal die Maxima und einmal die Minima. Geben Sie eine Fehlerabschätzung an und vergleichen Sie mit einem entsprechenden Literaturwert.

Beobachten Sie während einer Messung auftretende Leuchterscheinungen in der Röhre und erläutern Sie diese im Protokoll.

Anhang 1

Was in der Franck-Hertz-Röhre „wirklich geschieht“, ist eine Frage, die immer wieder zu Veröffentlichungen bis in dieses Jahrhundert geführt hat. Eine fortgeschrittene Betrachtung findet sich in „*What really happens with the electron gas in the famous Franck-Hertz experiment*“ von Sigeneger, Winkler, Robson in *Contributions to Plasma Physics* **43** (2003) 178-197. Dort wird die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen als Funktion vom Ort und von der Gitterspannung berechnet. Dabei wird die Feldverteilung und die Wirkung elastischer und inelastischer Stöße berücksichtigt. Die Behandlung ist sehr anspruchsvoll und soll nicht weiter besprochen werden. Wichtig für uns ist hier lediglich ein in dieser Veröffentlichung gezeigtes Bild der verwendeten und wohl realistischen mittleren freien Weglängen (hier mit λ bezeichnet) und der Wirkungsquerschnitte (hier Q) für beide Stoßarten, jeweils als Funktion der Elektronenenergie, berechnet für 180°C.

Sowohl λ als auch Q zeigen eine schmale Spitze bei 4,89 eV, der Energie des 6^3P_1 , gekennzeichnet durch die dicken Pfeile. Eine derartige Erhöhung eines Wirkungsquerschnittes für einen Prozess bezeichnet man in Anlehnung an die klassische Resonanz auch hier als „Resonanz“.

Man erkennt, dass Q für die 6^3P_1 -Anregung selbst in der Resonanz sehr viel kleiner ist als das Q für elastische Stöße, $3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ im Vergleich zu 15 bis 220 mal 10^{-20} m^2 (Bereich 0 bis 4,9 eV). Die Elektronen führen daher fortwährend elastische Stöße aus, inelastische sind auch bei Erreichen von 4,9 eV relativ selten.

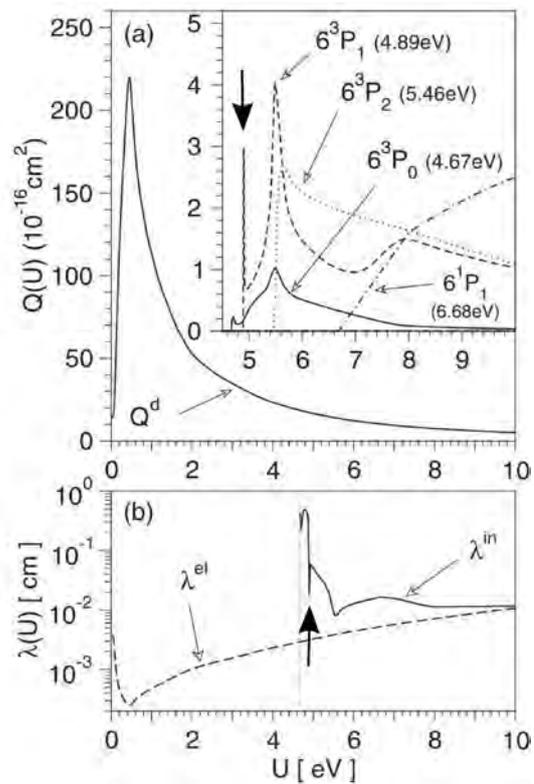
Der Zusammenhang von λ und Q lautet

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}Qp},$$
 wobei p der Dampfdruck des Hg ist (siehe z. B. Haken-Wolf). Für $p(T)$ gilt bei Hg die Näherung $p = 8,7 \cdot 10^{9 - \frac{3110}{T}}$ (in Pascal).

Alle Angaben zu den Stößen im Haupttext lassen sich damit verifizieren.

Interessant ist auch, dass der wirklich tiefste angeregte Zustand 6^3P_0 bei 4,67 eV wahrscheinlich aufgrund des relativ kleinen Wirkungsquerschnitts nicht zu messen ist.

Etwas andere Werte für $Q(U)$ nennt Hanne in *American Journal of Physics* **56** (1986) 696, die jedoch für unsere Diskussion zu den gleichen Schlüssen führen. Die Resonanz ist dort nicht ganz so schmal dargestellt. Hanne beschreibt auch, warum es experimentell sehr schwierig ist, die einzelnen Q -Verläufe zu messen.



Teil von Figure 2 der o. g. Veröffentlichung. Werte gültig für ca. 180°C. λ (inelastisch) beschreibt die Summe für alle Übergänge.

Anhang 2

aus: *Praxis der Naturwissenschaften – Physik* (PdN-Ph), Nr. 11, 1980, S. 343 und 344 und *American Journal of Physics*.

Die Austrittsarbeit beim Photoeffekt

Von J. Strnad

Die maximale kinetische Energie der Elektronen beim Photoeffekt ist

$$W_{\text{kin}} = h\nu - W_0$$

h ist die Plancksche Konstante, ν die Frequenz des Lichtes und W_0 die Austrittsarbeit. Viele Lehrbücher geben den Eindruck, daß man bei Messungen mit einer Photozelle für W_0 die Austrittsarbeit der Kathode W_K bekommt. Überraschenderweise würde das nicht zu-

treffen, wenn die Elektroden vollkommen rein wären. Dabei ist die Austrittsarbeit der reinen Anode W_A größer als die Austrittsarbeit der reinen Kathode. Man mißt die Sperrspannung, d. h. die kleinste entgegengesetzte Spannung, bei der der Strom durch die Zelle aufhört zu fließen. Aus Abb. 1c, die sich auf den Grundzustand, das ist auf sehr niedrige Temperatur bezieht, entnehmen wir:

$$e_0 U + W_A = h\nu$$

PdN-Ph 11/80

343

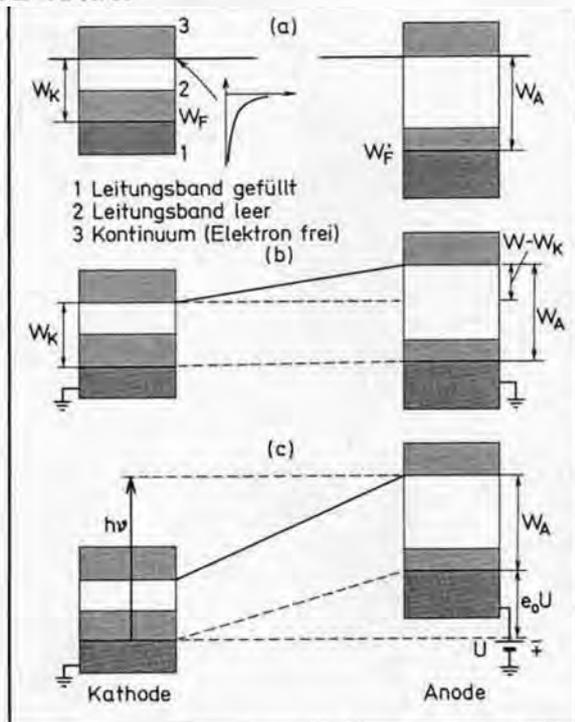


Abb. 1. Die Potentialenergie eines Elektrons zwischen Anode und Kathode: (a) isoliert, (b) kurzgeschlossen und (c) mit Sperrspannung an der Anode.

und

$$W_{\text{kin}} = e_0 U = h\nu - W_A.$$

Elektronen ist es allgemein bekannt, daß man zusammen mit der angelegten Spannung zwischen Anode und Kathode noch die Kontaktspannung berücksichtigen muß, die in diesem Falle $-(W_A - W_K)/e_0$ beträgt. Die Anode in einer Alkaliphotozelle ist immer mit dem Material der Kathode verunreinigt. Auch die Kathode ist an der Oberfläche nicht rein. Die gemessene Austrittsarbeit ist meist kleiner als W_K , auch wenn man die Anode ausglüht.

Dieser Tatbestand ist meist belanglos, da gewöhnlich bei Messungen mit der Photozelle die Plancksche Konstante $h = e_0 dU/d\nu$ ermittelt wird. Immerhin ist es aber interessant, daß sich ein voreiliger theoretischer Schluß und eine experimentelle Unzulänglichkeit fast aufheben.

Wir versuchen gegenwärtig die Abhängigkeit der maximalen kinetischen Energie der Elektronen von der Austrittsarbeit der Anode zu prüfen. Dabei kann man keine Alkalikathode gebrauchen und ist auf ultraviolettes Licht angewiesen.

Literatur

- [1] J. Rudnick, D. S. Tannhauser: Concerning a widespread error in the description of the photoelectric effect, *Am. J. Phys.* **44**(1976) S. 805.
- [2] M. Cvahle, J. Strnad: Der Photoeffekt in der Schule (in slowenischer Sprache), *Obzornik mat. fiz.* **27** (1980), S. 53.

Anschrift des Verfassers:

Prof. Dr. J. Strnad, Oddelek za fiziko, 61001 Ljubljana, P.O.B. 543, Jugoslavija

Concerning a widespread error in the description of the photoelectric effect

J. Rudnick* and D. S. Tannhauser

Department of Physics, Technion-Israel Institute of Technology, Haifa, Israel

(Received 28 June 1974; revised 25 July 1974)

The purpose of this note is to draw attention to a widespread error appearing in elementary physics textbooks. The error is connected with descriptions of Millikan's experiments on the photoelectric effect. The experiment is a classical one illustrated schematically in Fig. 1.

Light with a frequency ν is incident on the emitter (the emitter and collector are both metals, but are not necessarily the same kind of metal). Photoemitted electrons are picked up by the collector and detected as current by the ammeter. It is found that for every frequency that can stimulate a photocurrent with no applied back-voltage from the battery in the circuit, there exists a back-voltage just sufficient to cause the photocurrent to cease. This is called the stopping potential, V . Plotting eV vs ν (Fig. 2), one obtains a straight line described by the relation

$$eV = h\nu - \phi. \quad (1)$$

The general form of (1) is in accord with Einstein's theory of photoemission.¹

We have checked several elementary physics textbooks of recent vintage²⁻⁸ in which the experiment is discussed; in all of them it is incorrectly claimed that ϕ in Eq. (1) equals the work function, ϕ_e , of the emitter, and therefore that ϕ_e can be directly measured by the setup of Fig. 1. The common argument is basically that, since an elec-

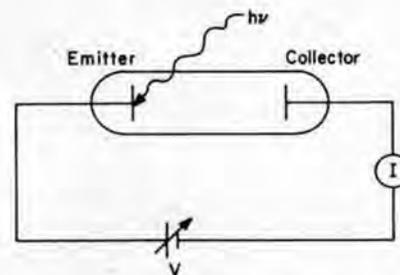


Fig. 1. Schematic illustration of Millikan's classical photoelectric effect experiment.

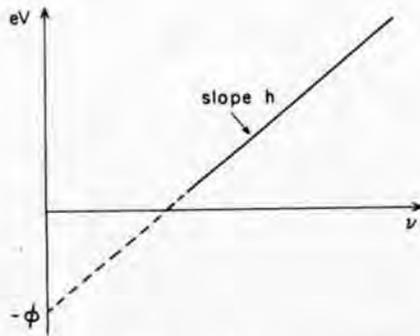


Fig. 2. Electronic charge times the stopping potential, eV , as determined in the experiment illustrated in Fig. 1, plotted versus the frequency ν of the incident light.

tron that has just left the emitter because of absorption of a photon of energy $h\nu$ can have a maximum kinetic energy $T_{\max} = h\nu - \phi_e$, therefore a back-voltage V given by

$$eV = T_{\max} = h\nu - \phi_e \quad (2)$$

will be required to prevent all electrons from reaching the collector.

We would like to show in a simple way that, while the expression for T_{\max} is correct, Eq. (2) for the stopping potential is incorrect, and that ϕ in Eq. (1) is not ϕ_e but ϕ_c , the work function of the collector. Equation (1) should thus be written

$$eV = h\nu - \phi_c \quad (3)$$

Since room temperature is a very low temperature as far as the electrons in a metal are concerned, we shall derive Eq. (3) for the case of zero temperature. This is a simpler case because then the difference between free energy and internal energy disappears. The derivation assumes no sophisticated knowledge of the behavior of electrons in metals and should therefore be suitable for an elementary undergraduate course.

Let us first consider the situation when $V = 0$ [Fig. 3(a)]. The maximum energy of electrons in the emitter and the collector must be the same since the electrodes are connected metallically. The hydrostatic case of communicating vessels can be used as a useful, though not completely accurate, analog. We shall take this common energy as the zero of energy. The work function of a metal is defined as the minimum energy necessary to transfer an electron from just inside the metal to just outside the metal. If the work functions of the emitter and the collector are different, then clearly an electron at rest just outside the emitter will have a different energy from an electron at rest just outside the collector. The difference in the energies of the electrons at rest just outside the two electrodes is called the contact potential difference (CPD). It is just equal to the difference in the two work functions.

When we insert a voltage (a battery) into the circuit, the maximum energy of the electrons in the two electrodes will not be the same any more. The difference between the energies at the two points A and D is by defini-

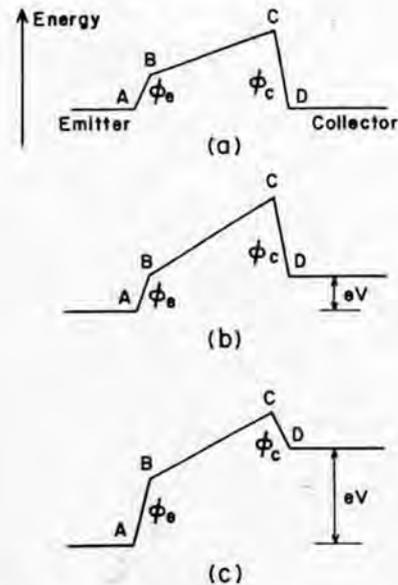


Fig. 3. Energy of an electron at various points in the phototube of Fig. 1: Maximum energy inside the emitter (A) and the collector (D) and minimum energy in the space between emitter and collector (line BC). ϕ_e and ϕ_c are the respective work functions. (a) No back-voltage applied, $\phi_e < \phi_c$; (b) finite back-voltage V applied, $\phi_e < \phi_c$; (c) same as (b) but with $\phi_e > \phi_c$.

tion just the electronic charge times the applied voltage. Figure 3(b) is now appropriate.

It is seen that the current will cease when the applied voltage is such that the photon which is absorbed by an electron at point A in the emitter can supply the electron with just enough energy to surmount the point of highest energy. In Fig. 3(b) this is point C, which is at an energy $eV + \phi_c$ above that at point A. We therefore obtain immediately for the zero current condition $h\nu = eV + \phi_c$, which is Eq. (3). Thus we have shown that the experiment illustrated in Fig. 1 measures directly the work function of the collector. Figures 3(a) and 3(b) are drawn for the case $\phi_e < \phi_c$; for the case $\phi_e > \phi_c$, which leads to the same conclusion, see Fig. 3(c).

The correct version of Eq. (1) [i.e., Eq. (3)] is common knowledge among workers doing research in photoemission.⁹ It is also presented in some texts on modern physics for third and fourth year students,¹⁰⁻¹¹ and in one very recent elementary textbook.¹² Interestingly, the correct interpretation of (1) was known to Millikan himself at the time of his pioneering work,¹³ although it is not clear that he accepted it. In any case, the correct definition of ϕ in (1) does not affect his major result, which was the determination of h/e from the slope of the V -vs- ν line. Later,¹⁴ he did explicitly accept Eq. (3) and verified it by performing a set of measurements using different emitters but the same collector.

The development of the incorrect interpretation is probably as follows: Before about 1940 the concept of work function was considered sufficiently unclear or difficult that elementary textbooks steered away from a detailed discussion of that aspect of Millikan's experiment. More recently, this concept has been regarded as simple enough to introduce in elementary physics texts. The reasoning which we have used, or any equivalent reasoning, is

however not completely straightforward and the error generated by not thinking the situation through to its logical conclusion has propagated from one elementary textbook of modern physics to the other.

The error is clearly equivalent to disregarding the contact potential difference between two metals, which is just the difference $\phi_e - \phi_c$; that is, the stopping potential equals not T_{\max} but equals $T_{\max} + (\phi_e - \phi_c)$.

Teachers of courses on modern physics should take note of this correction.

*Present address: Department of Physics, Case Western Reserve University, Cleveland, OH 44106.

¹A. Einstein, Ann. Phys. (Leipz.) (4) 17, 132 (1905); 20, 109 (1906).

²M. Alonso and E. J. Finn, *Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1970), pp. 592–594.

³A. Beiser, *Perspectives of Modern Physics* (McGraw-Hill, New York, 1969), pp. 52–56 (International Student Edition).

⁴D. Halliday and R. Resnick, *Physics for Students of Science and En-*

gineering (Wiley, New York, 1962), Part II, pp. 1087–1092.

⁵G. P. Harnwell and G. J. F. Legge, *Physics: Matter, Energy and the Universe* (Reinhold, New York, 1967), pp. 282–285.

⁶Physical Science Study Committee, *Physics* (Heath, Boston, MA, 1960), pp. 593–597.

⁷J. A. Richards, Jr., F. W. Sears, M. R. Wehr, and M. W. Zemansky, *Modern University Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1960), pp. 719–724.

⁸E. A. Wichman, *Quantum Physics: Berkeley Physics Course, Vol. 4* (McGraw-Hill, New York, 1971), pp. 28–31.

⁹See, for example, A. H. Sommer and W. E. Spicer, in *Methods of Experimental Physics*, edited by L. Marton (Academic, New York, 1959), Vol. 6, Chap. 12.4.1.

¹⁰A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (Academic, New York, 1966), pp. 18–21.

¹¹G. P. Harnwell and J. J. Livingood, *Experimental Atomic Physics* (McGraw-Hill, New York, 1933), pp. 214–218.

¹²F. Bitter and H. Medicus, *Fields and Particles* (American Elsevier, New York, 1973). We are grateful to the referee for bringing this book to our attention.

¹³R. A. Millikan, Phys. Rev. 7, 355 (1916).

¹⁴R. A. Millikan, Phys. Rev. 18, 236 (1921).