

Versuch: P2-54

Franck-Hertz-Versuch

- Vorbereitung -

Vorbemerkung

Der nach James Franck und Gustav Hertz benannte Versuch lieferte 1913/1914 eine bedeutende experimentelle Stütze für das Bohrsche Atommodell. Franck und Hertz gelang es zu zeigen, dass Elektronen in inelastischen Stößen mit Quecksilberatomen nur diskrete Energien auf diese übertragen können. Da die gemessenen Energien kleiner als die Ionisationsenergie von Quecksilber waren und die Atome zur Emission von charakteristischem Licht angeregt wurden, lag der Schluss nahe, dass in den Quecksilberatomen diskrete Energieniveaus existieren. Für ihre Experimente erhielten Franck und Hertz 1925 den Nobelpreis in Physik.

Inhaltsverzeichnis

0	Das Bohrsche Atommodell	2
1	Einführung zur Quecksilber-Franck-Hertz-Röhre	3
1.1	Franck-Hertz-Röhre	3
1.2	Franck-Hertz-Kurven bei verschiedenen Temperaturen	6
1.3	Aufnahme der Anodenstromkurve	7
1.4	Ionisationsarbeit von Quecksilber	7
1.5	Emissionslinien bei brennender Gasentladung	8
2	Bestimmung der nächst höheren Anregungsenergie von Quecksilber	9
3	Neon Franck-Hertz-Röhre	9

0 Das Bohrsche Atommodell

Aus den beobachteten Absorptions- und Emissionsserien des Wasserstoffatoms konnte man sich zu Beginn des 20. Jahrhunderts keinen Reim machen. Um diese experimentellen Befunde zu verstehen, schuf Niels Bohr (ausgehend vom Rutherford'schen Modell) 1913 sein berühmtes Planetenmodell der Atome. Für dieses Modell stellte Bohr drei Postulate auf:

- **1.Bohrsches Postulat**

In einem Atom bewegt sich ein Elektron nach den Gesetzen der klassischen Mechanik auf *diskreten* (!) Kreisbahnen mit den Energien E_n .

Um die Energie eines Elektrons auf einer solchen Bahn zu berechnen, beschreibt man nun analog zum System Erde-Mond die Elektronen als Satelliten des Atomkerns. Formuliert man ein Kräftegleichgewicht aus Zentripetal- und Coulombkraft, so ergibt sich für die Energie eines Elektrons auf dem Niveau n :

$$E_n = -\frac{m_e \cdot e^4}{8 \cdot \epsilon_0^2 \cdot h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -13,6 \text{ eV} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (1)$$

Die an diesem Postulat auffällige Äußerung ist die der *diskreten* Kreisbahn, eine ohne die Quantenmechanik nicht erklärbare Annahme.

- **2.Bohrsches Postulat**

Die Bewegung des Elektrons erfolgt *strahlungslos* (!). Beim Übergang des Elektrons von einem stationären Zustand mit der Energie E_a in einen Zustand niedrigerer Energie E_e wird ein Photon emittiert, dessen Energie der Energiedifferenz der beiden Energieniveaus entspricht.

Für die Frequenz des Photons gilt entsprechend:

$$\nu = \frac{E_a - E_e}{h} = -\frac{13,6 \text{ eV}}{h} \cdot \left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \quad (2)$$

Auch hier geht Bohr von einer im klassischen Modell nicht verstehbaren Voraussetzung aus, nämlich der Strahlungslosigkeit des Elektrons, was im Widerspruch zur klassischen Theorie steht, nach der ein beschleunigtes Teilchen strahlt (aufgrund der Kreisbahn ist das Elektron ja beschleunigt).

- **3.Bohrsches Postulat**

Der Drehimpuls eines Elektrons in einem stationären Zustand nimmt nur diskreten Werte an:

$$L = n \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (3)$$

Aus diesen Postulaten lässt sich nun recht einfach der „Umlaufradius“ des Elektrons um den Kern berechnen, für den gilt:

$$r = n^2 \cdot \frac{a_0}{Z} = n^2 \cdot \frac{0,0529 \text{ nm}}{Z} \quad (4)$$

wobei die Größe a_0 *Bohrscher Radius* genannt wird und Z die Kernladungszahl bezeichne.

Als Hertz und Franck nun bei ihrem berühmten Versuch zeigten, dass bei den Quecksilberatomstößen nur diskrete Energien auftauchen und übertragen werden können, wurde das als Verifikation des Bohrschen Atommodells (das wie beschrieben genau diese diskrete Verteilung vorhersagte) verstanden.

1 Einführung zur Quecksilber-Franck-Hertz-Röhre

1.1 Franck-Hertz-Röhre

Die Franck-Hertz Röhre hat folgenden schematischen Aufbau (er ist der Vorbereitungshilfe entnommen und nachgezeichnet):

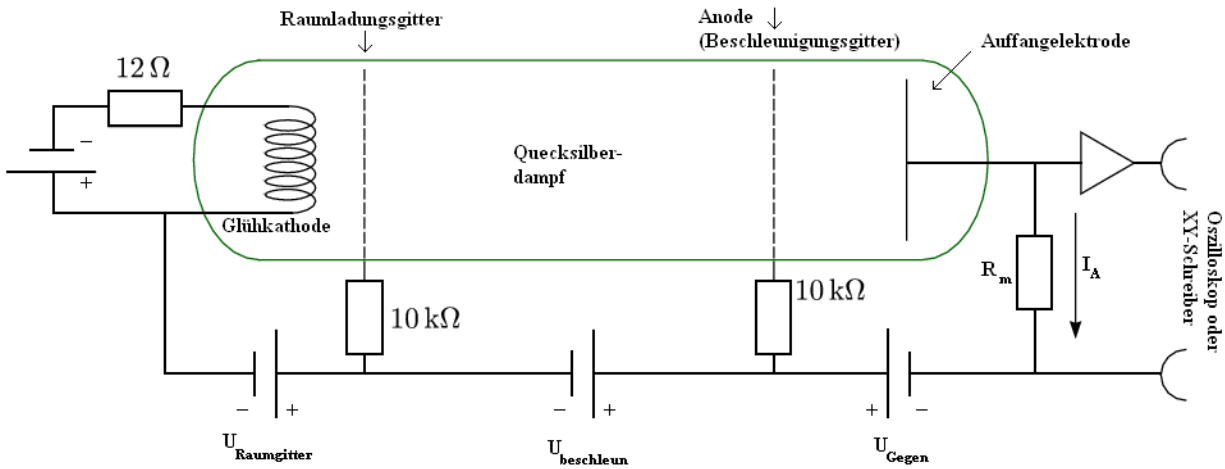


Abb.1: Franck-Hertz-Röhre

Die Röhre ist zylindrisch gebaut und besteht aus folgenden Komponenten (v.l.n.r.): eine beheizbare Glühkathode, einem grobmaschigem, positiv geladenen Gitter, ein feinmaschiges Gitter und einer Auffangelektrode. Aus der Glühkathode werden mittels des glühelektrischen Effekts Elektronen ausgedampft, wodurch wir einen Elektronenstrahl erzeugen. Mittels einer angelegten Spannung werden die nun freien Elektronen zum Gitter hin beschleunigt, wodurch sie, je nach anliegender Spannung, Energie aufnehmen. Zwischen der Auffangelektrode und dem Beschleunigungsgitter liegt eine Gegenspannung an. Dies hat zur Folge, dass die beschleunigten Elektronen, die durch das Gitter treten, wieder gebremst werden. Je nach Stärke der anliegenden Spannung, respektive je nach Energie des Elektrons, wird dieses die Auffangelektrode erreichen oder nicht. Haben genügend Elektronen genügend Energie, so lässt sich ihr Auftreffen an der Elektrode als Strom registrieren. Hat ein Elektron nicht genügend Energie, geht es vor Erreichen der Elektrode um.

Eine weitere Gegebenheit hindert die Elektronen bei ihrem Flug zur Elektrode: die Röhre ist nicht leer! In der Röhre befindet sich keine Luft, sondern nur noch ein bisschen Quecksilber. Dieses kann, je nach Temperatur in der Röhre (Heizung) in gasförmiger oder flüssiger Phase vorliegen (die Übergangstemperatur hängt vom Dampfdruck des Quecksilbers ab). Es befinden sich also Quecksilberatome in der Flugbahn der Elektronen, wodurch es natürlich zu Zusammenstößen kommen kann. Diese Stöße lassen sich analog zur Mechanik in zwei Arten unterteilen:

- **elastischer Stoß**

Dieser Effekt ist der eher uninteressante Fall. Die Situation ist schlicht die, dass ein Elektron auf ein ruhendes Quecksilber-Atom (Hg -Atom) trifft und die beiden Stoßpartner als Billardkugeln aufgefasst werden, wodurch natürlich das Elektron kinetische Energie an das Hg -Atom abgeben wird. Aus der Mechanik wissen wir, dass bei elastischen Stößen die Energie- und Impulserhaltung gilt, weshalb wir folgern können, dass die vom Elektron verlorene Energie ΔW gegeben ist, durch:

$$\Delta W = W \cdot \frac{2 \cdot m}{M} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (5)$$

wobei W die Energie des Elektrons vor dem Stoß bezeichne, θ den Ablenkwinkel des Elektrons und $\frac{m}{M}$ das Verhältnis der Massen von Elektron und Hg -Atom. Um nun einen ungefähren Wert für den Energieverlust zu erhalten, mitteln wir zunächst über alle Winkel θ und berücksichtigen dann, dass das Elektron sehr viele dieser Stöße auf seinem Weg a von der Kathode zur Anode erleiden wird. Es ergibt sich für die abgegebene Energie:

$$\Delta W_{tot} \approx \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{2 \cdot m}{M} \cdot e \cdot U \quad (6)$$

Hierbei bezeichne λ die mittlere freie Weglänge der Elektronen (auf λ wird später noch eingegangen). In der Vorbereitungshilfe ist abgebildet, wie sich die Verlustenergie bei verschiedenen Parametern entwickelt. Fazit ist, dass man z.B. oberhalb einer Temperatur von 200°C einen recht hohen Verlust hat und deshalb bei niedrigeren Temperaturen misst, um den eigentlich wesentlichen Effekt dieses Versuchs zur Geltung zu bringen:

- **inelastischer Stoß**

In diesem Fall ist natürlich etwas vom Bild der Mechanik abzuweichen - die Elektronen bleiben sich nicht im *Hg*-Atom stecken; vielmehr geben sie einen beträchtlichen Teil ihrer Energie ab und zwar durch Anregung des Quecksilber-Atoms. Wie bereits eingangs erwähnt, setzte das Bohrsche Atommodell voraus, dass die Energieniveaus in den Atomen diskret sind. Das hat aber direkt zur Folge, dass ein Übergang von einem zum anderen Niveau auch nur diskret verlaufen kann, also unter keinen Umständen stetig sein kann. Wie beim Photoeffekt ist es nicht möglich, einfach mehr Energie in kleineren Portionen zuzuführen, in der Hoffnung irgendwann würde die Summe der zugeführten Energie die Grenzenergie erreichen.

Folgen wir nun also einem Elektron durch die Anordnung: Das Elektron wird beschleunigt und nimmt ständig Energie auf. Erhöhen wir die beschleunigende Spannung, so treffen zunächst immer mehr Elektronen an der Auffangelektrode ein, wir registrieren einen steigenden Strom. Ab einer bestimmten Beschleunigungsspannung allerdings passiert der Knackpunkt des Experiments: die Elektronen haben genügend Energie aufgenommen, um in einem inelastischen Stoß ein Hüllenelektron des *Hg*-Atoms anzuregen. Das Hüllenelektron ist nun also auf einer höheren Bahn, das freie Elektron hat den Großteil seiner Energie abgegeben, wodurch es nicht mehr gegen die Bremspannung anlaufen kann und somit die Elektrode nicht mehr erreicht. Dies bedeutet, dass nun noch ein sehr kleiner Strom registriert werden kann. Drehen wir nun die Spannung weiter auf, so erreichen die freien Elektronen zunächst die Anregungsenergie, geben die Energie ab und werden danach wieder beschleunigt, wodurch es einige Elektronen wieder zur Auffangelektrode schaffen. Bei weiterer Erhöhung kann es passieren, dass die Elektronen auf ihrem Flug genügend Energie erhalten, um noch ein weiteres Atom anzuregen, wodurch wieder ein kleinerer Strom registriert wird. Das Prinzip sollte klar geworden, sein - die erwartete I über U -Kurve sieht folgendermaßen aus (Quelle:Gerthsen, S.623):

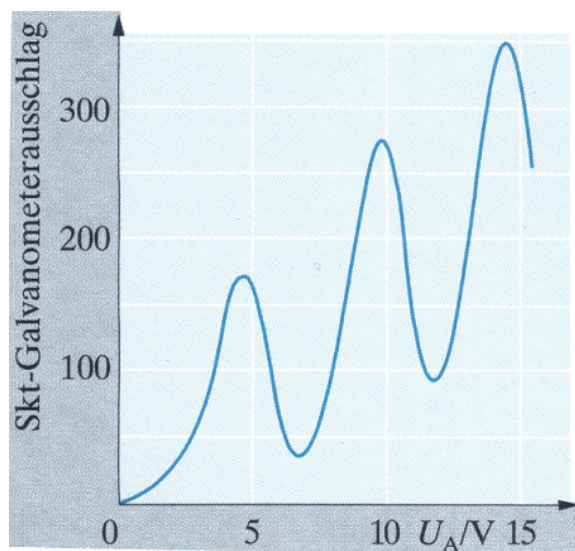


Abb.2: Verlauf des Elektrodenstroms

Die Abstände zwischen den Maxima sollten mehr oder weniger äquidistant sein, denn die Anregungsenergien für die erlaubten Niveaus ist mehr oder weniger gleich. Auf die Unterschiede wird gleich noch näher eingegangen.

Übergänge im Quecksilberatom

Um nun genauer die Energieniveaus zu verstehen, betrachten wir das Quecksilberatom aus atomphysikalischem Blickwinkel: die Elektronenkonfiguration von Quecksilber sieht so aus:

$$[Kr] 4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s^2$$

Da alle Unterschalen abgeschlossen sind, folgt nach der 0.Hundschen Regel (Benennung frei nach Prof.Dormann), dass sowohl die Gesamtspinzahlszahl S als auch der Gesamtdrehimpuls L null sind. Somit folgt auch $J = 0$. Für den Grundzustand ergibt sich somit der Term: 6^1S_0 . Hierbei steht die „6“ für die Hauptquantenzahl, die „1“ für die Singulettaufspaltung (Multiplizität $2 \cdot S + 1$), die „0“ für $J = 0$ und „S“ für $L = 0$. Die Energie, die diesem Zustand entspricht, sind $-10,44 \text{ eV}$.

Trifft nun ein Elektron auf das Hg-Atom, so wird es angeregt, das heißt eine Elektron verlässt eine abgeschlossenen Schale, wir haben unabgeschlossenen Schalen und haben u.U. von null verschiedene Quantenzahlen für Gesamtspin und Gesamtdrehimpuls. Um diese Anregungen durchzuführen, muss dem gebundenen Elektron eine gequantelte Energie zugeführt werden. Dafür gibt es verschiedene Anregungszustände, zu deren Verständnis man die Auswahlregeln aus der Atomphysik verwenden muss. Das Termdiagramm ist in der Vorbereitungshilfe auf Seite 4 zu sehen. Wir werden bei unserem Experiment verschiedene Übergänge beobachten können:

$$* 6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0 \quad (\text{Energie} \approx 4,67 \text{ eV})$$

$$* 6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1 \quad (\text{Energie} \approx 4,89 \text{ eV})$$

$$* 6^1S_0 \rightarrow 6^3P_2 \quad (\text{Energie} \approx 5,46 \text{ eV})$$

$$* 6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1 \quad (\text{Energie} \approx 6,70 \text{ eV})$$

diese sind natürlich nicht gleich wahrscheinlich. Anfänglich, also nahe bei der kleinsten Anregungsenergie, werden sicherlich nur die am leichtesten erreichbaren Anregungszustände auffindbar sein. Je mehr Atome allerdings in dieser Konfiguration vorliegen, desto größer auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom auch stärker angeregt wird.

Die oben genannten 4 Übergänge sind also beobachtbar. Man nennt die Übergänge auf 6^3P_1 und auf 6^1P_1 *optisch erlaubt*, was nichts anderes heißt, dass die Elektronen in sehr kurzer Zeit ($\ll 1 \text{ ms}$) wieder in ihren Grundzustand zurückfallen und dabei (entsprechend dem Bohrschen Atommodell) ein Photon der Energie der Differenz der Bahnenergien emittieren. Die beiden anderen Übergänge nennt man *optisch verboten*, oder auch *metastabil* - sind Elektronen in diesen Zuständen, so können sie ihre Energie nur mittels Stößen abgeben. Sind z.B. wenige Atome vorhanden, die als Stoßpartner dienen könnten, so können diese Atome sehr lange ($\approx 1 \text{ s}$) angeregt bleiben. Da die optisch erlaubten Übergänge wahrscheinlicher sind, ist zu erwarten, dass der Zustand mit $4,89 \text{ eV}$ Anregungsenergie am häufigsten vorkommt.

Da so viele Elektronen ständig angeregt werden und wieder unter Emission von Photonen auf tiefere Bahnen abfallen, könnte man nun denken, dass es ein wahres Feuerwerk an Licht zu sehen gibt. Jedoch - leider Fehlanzeige, denn die Wellenlängen der emittierten Strahlung liegen im UV-Bereich! Was allerdings passieren kann, ist Stoßionisation, auf die im weiteren noch eingegangen wird.

Kommen wir noch schnell zur eigentlichen Messung: das zwischen Anodengitter und Elektrode geschaltete Gegenfeld wird so justiert dass bei abgeschalteter Gitterspannung kein Strom vom Heizdraht zur Anode fließt (also keine Elektronen ankommen). Die Heizspannung der Kathode wird auf $6,4 \text{ V}$ eingestellt. Da der Auffängerstrom recht klein sein wird, messen wir I_A mit einem Verstärker. Für die Aufnahme der Franck-Hertz-Kurve gibt es mehrere Möglichkeiten: als Beschleunigungsspannung kann eine Sägezahnspannung (0-30V) verwendet werden, die Auslesung erfolgt dann mittels Oszillograph. Auch kann man eine lineare Rampe für die Wiedergabe der Kurve auf dem XY-Schreiber nutzen oder eine über ein Potentiometer einstellbare Gleichspannung für eine punktweise Aufnahme der Kurve verwenden.

1.2 Franck-Hertz-Kurven bei verschiedenen Temperaturen

Um die Franck-Hertz-Kurven bei unterschiedlichen Temperaturen aufzunehmen, wird zunächst die Kathodenheizung eingeschaltet (sie soll solange angeschaltet bleiben, solange die Röhre heiß ist!) und dann die Ofenheizung, welche die Röhre auf 170°C aufheizen soll. Wir betrachten nun die resultierenden Kurven mittels Oszilloskop und variieren die Parameter Kathodenheizung, die Spannung am Raumladungsgitter und die Gegenspannung so, dass die günstigste Kurve ermittelt wird. Die Veränderung einzelner Parameter hat Unterschiedliches zur Folge:

- * Kathodentemperatur: Je größer die Kathodentemperatur ist, desto mehr Elektronen werden ausgedampft.
- * Spannung am Raumladungsgitter: Hat Einfluss auf den Flug der Elektronen
- * Gegenspannung: Sorgt dafür, dass nur Elektronen zum Strom I_A beitragen, wenn ihre Energie groß genug ist.

Dabei kann es natürlich zu Verfälschungen kommen, wenn der Elektronenstrom zu groß (Gasentladung) oder die Gastemperatur zu niedrig ist. Die jeweils optimierten Kurven werden, bei denen die Parameter bestmöglich gewählt wurden, werden nun mittels XY-Schreiber aufgezeichnet. Diese Prozedur führen wir nun in Abhängigkeit von der Temperatur der Röhre durch, d.h. wir nehmen jeweils optimierte Kurven für 170°C , 160°C , 150°C , 140°C und 120°C auf. Es ist auf Unterschiede zwischen oszillographischem Bild und XY-Schreiber zu achten.

Die Unterschiede in den Kurven rühren natürlich maßgeblich daher, dass die Temperatur bestimmt, wie dicht die *Hg*-Atome liegen und somit auch die Wahrscheinlichkeit für einen Elektronenstoß maßgeblich beeinflusst. Die Anzahldichte der Quecksilberatome lässt sich aus dem Druck des Gases (also dem Quecksilberdampfdruck bei der jeweiligen Temperatur) bestimmen. Wir kennen die allgemeine Gasgleichung:

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad (7)$$

wobei p den Druck, V das Volumen, k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und N die Anzahl der Teilchen bezeichne. Für den Dampfdruck ergibt sich aus der Vorbereitungshilfe in dem von uns genutzten Temperaturbereich:

$$p = 8,7 \cdot 10^7 \text{ mbar} \cdot 10^{-\frac{3110\text{K}}{T}} \quad (8)$$

Stellen wir (7) um, führen n ein als Teilchendichte, als Anzahl der Teilchen pro Volumen, so können wir die Teilchenanzahl rein als temperaturabhängige Größe schreiben:

$$n = \frac{p}{k_B \cdot T} = \frac{8,7 \cdot 10^7 \text{ mbar} \cdot 10^{-\frac{3110\text{K}}{T}}}{k_B \cdot T} \quad (9)$$

Somit verstehen wir also auch, warum wir Quecksilber verwenden: durch die recht einfache Temperatureinstellung können wir problemlos die gewünschte Anzahldichte der Atome erreichen und damit für die stoßenden Elektronen die gewünschte mittlere freie Weglänge.

Nun müssen wir noch die X-Achse eichen und dann können wir aus den aufgezeichneten Kurven die Anregungsenergie von Quecksilber der niedrigsten Stufe und die Kontaktspannung zwischen Anode und Kathode ermitteln.

Physikalischer Hintergrund der Kontaktspannung

Um Valenz-Elektronen aus der Hülle eines Metallatoms herauszuschlagen, muss gegen die Anziehung der Elektronen durch die positiv geladenen Metallionen gearbeitet werden und somit müssen wir eine Austrittsarbeit W_A aufbringen. Bringt man nun zwei Metalle mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten W_{A_1} und W_{A_2} aneinander, so fließen Elektronen vom mit Metall mit der kleineren Austrittsarbeit in das Metall mit der größeren Austrittsarbeit. Durch die so entstehenden Raumladungen verschieben sich die Potentiale innerhalb der Metalle, wodurch eine Kontaktspannung U (als Differenz der beiden Potentiale) zwischen den Metallen entsteht, die temperaturabhängig ist. Die Kontaktspannung kann im Versuch anhand der überlagerten Periodizität der Franck-Hertz-Kurve abgeschätzt werden.

1.3 Aufnahme der Anodenstromkurve

Bei einer Temperatur von 150°C soll der Anodenstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung aufgenommen werden. Der Verlauf vom Anodenstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung wird bei einer Vakuumröhre durch das Schottky-Langmuirsche Raumladungsgesetz beschrieben. Da wir allerdings hier keine Vakuumröhre vorliegen haben, sondern einen Hg -Dampf, mit dem die Elektronen Stoßprozesse ausführen können, müssen wir die Beschreibung modifizieren und erhalten (mit der Vorbereitungshilfe):

$$I_A \approx \lambda \cdot U^{\frac{3}{2}} \quad (10)$$

Hierbei bezeichne U die Beschleunigungsspannung und λ die uns bereits begegnete mittlere freie Weglänge. Diese berechnet sich als:

$$\lambda = \frac{1}{n \cdot \sigma} = \frac{k_B \cdot T}{p \cdot \sigma} \quad (11)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt des Quecksilberatoms für elastische Stöße ist. Für diese kann man die Querschnittsfläche des Atoms einsetzen, wobei man sich natürlich dann noch Gedanken über die Wahl der Atomradien machen muss. Wählt man die Atomradien unter Berücksichtigung von relativer Atommasse A , Loschmidt-Zahl N_L , Flüssigkeitsdichte ρ und Füllfaktor f für die dichteste Kugelpackung, so erhält man in etwa den Wert:

$$\sigma_{Hg} = \pi \cdot \left(\frac{3 \cdot A \cdot f}{4\pi \cdot N_L \cdot \rho} \right)^{\frac{2}{3}} = 8 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \quad (12)$$

Die Auftragung sollte hier sinnvollerweise logarithmisch erfolgen, so dass sich die erwarteten $\frac{3}{2}$ im Exponenten von U als Geradensteigung ermitteln lassen.

Es ist nun noch gefragt, warum die Anodenstromkurve keiner „Franck-Hertz-Form“ folgt. Dies ist deswegen nicht der Fall, da der gemessene Strom durch an der Anode eintreffende Elektronen zustande kommt. Für den Strom ist aber nur die Anzahl der eintreffenden Elektronen wichtig, nicht aber deren Geschwindigkeit. Somit wird auch nicht nach der Energie der Elektronen getrennt, egal welche Energie sie haben, sie tragen gleichermaßen zum Strom bei. Die Franck-Hertz-Kurve allerdings macht genau das Umgekehrte: sie separiert durch das angelegte Gegenfeld, die Elektronen haben entweder genügend Energie um gegen das Feld anzulaufen oder nicht. Die Kurve kommt also durch den Separationsmechanismus zustande, der beim Anodenstrom gar nicht gegeben ist.

1.4 Ionisationsarbeit von Quecksilber

Wir möchten nun die Ionisation von Quecksilberatomen beobachten, d.h. wir möchten Elektronen nicht nur anregen, sondern ihnen soviel Energie zuführen, dass sie sich der Anziehungskraft des Kerns entledigen können und ionisiert werden. Wie bewerkstelligen wir dies? Um einem Elektron möglichst viel Energie zuzuführen, müssen wir versuchen sie über eine möglichst lange Zeit zu beschleunigen. Was diesem langen Beschleunigungsvorgang im Wege steht, sind zum einen die immer wieder auftretenden elastischen Stöße, vielmehr aber noch die viel mehr Energie kostenden inelastischen Stöße, also die Anregungen. Somit müssen wir es schaffen, dass ein Elektron möglichst lange beschleunigt werden kann, ohne einem Stoß ausgesetzt zu werden, was nichts anderes heißt, als dass die Anzahldichte der Quecksilberatome klein sein sollte. Dieser Sachverhalt wird genau durch die Größe der mittleren freien Weglänge beschrieben, die uns angibt, welche Strecke ein Elektron fliegen kann, bevor es auf ein Atom trifft. In (11) haben wir bereits einen Ausdruck für diese Weglänge, der nur noch vom Druck und der Temperatur abhängt. Da allerdings der Druck über (8) mit der Temperatur verknüpft ist, ergibt sich für die mittlere freie Weglänge eine bloße Temperaturabhängigkeit:

$$\lambda \propto \alpha \cdot T \cdot 10^{\frac{3110K}{T}} \quad (13)$$

wobei α eine Konstante ist.

Da wir bisher in einem Temperaturbereich von etwa 100°C bis 170°C gearbeitet haben, schauen wir uns den Verlauf der Kurve in diesem Bereich an:

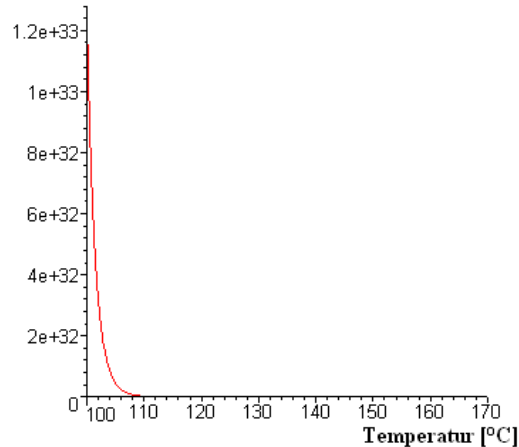


Abb.3: Temperaturabhängigkeit von λ

Wir sehen also, dass es sich lohnt mit der Temperatur so tief wie es uns die Prozessführung erlaubt herunterzugehen. Es bietet sich an, eine Temperatur im Bereich 110°C bis 120°C zu wählen. Nach Literaturangaben beträgt die Ionisationsenergie von Quecksilber etwa $10,44 \text{ eV}$. Wir haben mit der Temperatureinstellung nun die Voraussetzungen geschaffen, dass die Elektronen nicht schon vorher die Atome unter Abgabe von den bekannten $4,89 \text{ eV}$ anregen, sondern solange beschleunigt werden, bis sie die nötige Ionisationsenergie aufzubringen vermögen.

Um bei dieser geringen Temperatur allerdings eine Gasentladung zu vermeiden, sollte auch der Elektronenstrom vermindert werden, also die Kathodenspannung zu erniedrigen. Für die Ionisation gibt es folgende Indizien:

- * Durch die Ionisation erzeugen wir positive Ionen, die sich in Kathodennähe sammeln und somit ein Absinken der Raumladung dort bewirken. Ab der Ionisationsenergie ergibt sich somit ein recht steiler Anstieg des Anodenstroms.
- * Durch die positiven Ionen in der Nähe des Auffängers kommt es in der Auffängerleitung zu einem Strom mit umgekehrtem Vorzeichen gegenüber dem Elektronenstrom.

Wir messen nun den Anodenstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung und plotten mittels des XY-Schreibers den Auffängerstrom, woraus dann in der Auswertung die Ionisationsarbeit bestimmt werden soll.

1.5 Emissionslinien bei brennender Gasentladung

In diesem Aufgabenteil sollen wir eine ständige Gasentladung zünden und dann mittels eines Taschenspektroskops die im sichtbaren Bereich liegenden Emissionslinien beobachten. Wenn Elektronen mit den entstandenen Hg^+ -Ionen rekombinieren, so kommen in Stufen alle möglichen Übergänge bis herab zum Grundzustand vor, d.h. es wird Energie in Form von Photonen frei, deren Energie wie immer der Energiedifferenz der Bahnen entspricht. Es ist zu erwarten, dass die am kräftigsten sichtbaren Quecksilberlinien die 405nm , 408nm , 436nm (violett), 493nm (blau), 546nm (grün) und 579nm (gelb) Linien sind, welche wir dann spektroskopisch finden sollten. Beobachten wir die Gasentladung ohne Spektroskop, so sehen wir ein Leuchten, das natürlich der Überlagerung der einzelnen Wellenlängen entspricht und somit eine additive Farbmischung ist.

2 Bestimmung der nächst höheren Anregungsenergie von Quecksilber

Bei der bisher gewählten Versuchsanordnung werden im Normalfall keine höheren Energieniveaus erreicht, da die Anregungen mit $4,89 \text{ eV}$ am wahrscheinlichsten sind. Also müssen wir einen Weg finden, den Elektronen mehr Energie zuzuführen, bevor sie stoßen, damit die Elektronen der Atom in höhere Zustände angeregt werden können. Nach der Vorbereitungshilfe gilt für die Wahrscheinlichkeit P eines inelastischen Stoßes:

$$P \propto \frac{a}{\lambda} \quad (14)$$

wobei a die Länge der Beschleunigungsstrecke ist und λ die bekannte mittlere freie Weglänge. Wollen wir also die Wahrscheinlichkeit erniedrigen, damit wir genügend Zeit zur Aufnahme von viel Energie haben, so bleiben uns 2 Möglichkeiten:

* Senkung von a :

Wir müssen die Beschleunigungsstrecke der Elektronen erniedrigen. Das Steuergitter wird dafür als Beschleunigungsgitter verwendet, wodurch die Elektronen sehr viel schneller auf die gleiche Energie gelangen als vorher.

* Erhöhung von λ :

Wir wissen bereits, dass wir zur Erhöhung von λ den Quecksilber-Dampfdruck erniedrigen müssen, was durch eine Erniedrigung der Temperatur auf etwa 120°C erreicht wird.

Wir müssen natürlich darauf achten, dass bei höheren Energien der Elektronen eine Gasentladung wahrscheinlicher wird, weshalb wir die Heizspannung der Kathode senken. Allerdings haben wir die Wahrscheinlichkeit jetzt soweit gesenkt, dass wir nun aber doch sicherstellen müssen, dass überhaupt inelastische Stöße stattfinden. Deshalb erhöhen wir künstlich den Stoßraum, indem wir, wie oben schon angedeutet, das Raumladungsgitter als Beschleunigungsgitter verwenden, dass dann auf gleichem Potential mit dem anderen Gitter ist. Um die Röhre vor zu großen Strömen bei Gasentladungen zu schützen, sind in den Gitter-Zuleitungen je ein $10\text{k}\Omega$ -Widerstand eingefügt.

Nun beobachten wir wieder die Einstellungen am Oszilloskop und verändern den Parameter Temperatur, um die schönste Kurve zu ermitteln. Diese Kurve wird allerdings nicht mehr dem Verlauf der "Franck-Hertz-Kurve" folgen, denn jetzt liegen gemischt die Anregungszustände $4,89 \text{ eV}$ und $6,7 \text{ eV}$ vor, so dass die Kurve im Wesentlichen eine Linearkombination der beiden niedrigsten Anregungsenergien darstellt. Natürlich werden (wenn auch unwahrscheinlich, so aber doch nicht unmöglich) höhere Anregungszustände vorkommen, die sich allerdings nur sehr schwach in der Kurve niederschlagen sollten.

3 Neon Franck-Hertz-Röhre

In diesem letzten Versuchsteil (der nur einmal für alle Gruppen vorhanden ist, jedoch schnell durchzuführen ist), verwenden wir nicht mehr die Quecksilber-F.-H.-Röhre, sondern eine spezielle Röhre mit indirekter Kathodenheizung, planparalleler Elektrodenanordnung und einer Neon-Füllung. Die Neon-Füllung hat einen großen Vorteil - wir brauchen nicht heizen! Das liegt daran, dass Neon bereits bei Raumtemperatur in gasförmiger Phase vorliegt. Eine Erhöhung der Temperatur hätte höchstens einen erhöhten Gasdruck zur Folge. Bei diesem Versuch wollen wir nun die mittlere Anregungsenergie für Neon bestimmen. Die Begründung für den Terminus „mittlere“ liegt darin, dass wir bei Neon eine Gruppe von Anregungsniveaus finden, die allerdings in einem recht kleinen Bereich von $0,5 \text{ eV}$ liegen und somit von den vorhandenen Geräten nicht mehr aufgelöst werden können. Somit erhalten wir eine Leuchtschicht, die uns rot erscheinen sollte. Erhöht man weiterhin die Beschleunigungsspannung, so kann man die Vermehrung und Verlagerung dieser Leuchtschichten im Beschleunigungs- und Stoßraum beobachten, was natürlich wieder an der bekannten Anregungsenergie Auf- und Abgabe liegt. Die Kurve kann dann ebenfalls mittels XY-Schreiber aufgenommen werden.

Am Ende noch einige Sicherheitshinweise:

- ▷ Röhre nicht über 200°C aufheizen!
- ▷ Nicht zu lange im aufgeheizten Zustand bleiben
- ▷ Röhre nicht ohne Kathodenheizung aufheizen!
- ▷ im kalten Zustand kann kondensiertes Quecksilber Kurzschlüsse zwischen den Elektroden verursachen, wenn schon Gitterspannung anschließen.