

# VERSUCH VON FRANCK-HERTZ

## ANREGUNG VON QUANTENSPRÜNGEN DURCH STÖSSE

Simon C. Leemann, Abteilung für Physik

November 1998

## **Inhaltsverzeichnis**

1. Zusammenfassung.....	2
2. Problemstellung.....	3
3. Theorie.....	4
4. Versuchsanordnung.....	6
5. Erläuterungen zur Auswertung.....	9
6. Messergebnisse und Interpretation.....	10
7. Gedanken zum Bau einer Franck-Hertz-Röhre.....	14
8. Messkurven bei versch. Temperaturen und Bremsspannungen.....	16

## 1. Zusammenfassung

Mit dem Versuch von J. Franck und G. Hertz ist es möglich auf nicht-spektroskopischem Weg die Quantisierung der Bahnenergien eines Elektrons im Kernpotential und damit die Bohr'schen Postulate zu verifizieren. Der Versuch und seine Interpretation markieren den Anfang einer neuen Vorstellung des Atoms und damit einer der grundlegendsten Veränderungen der Physik seit Newton.

Der Versuch zeigt, dass Elektronen im Atom Energie nur in diskreten Mengen aufnehmen oder abgeben können und ermöglicht sogar die Bestimmung der Grösse dieser Energie anhand der Stösse zwischen Quecksilberatomen und Elektronen. Dies geschieht aber interessanterweise durch Beobachtung der stossenden Elektronen und nicht der Atome selber!

Die Interpretation des Versuchs ist allerdings nicht simpel. Einige Erschwernisse im Aufbau und bei der Deutung müssen in Kauf genommen werden. Dieser Bericht soll die zugrundeliegende Theorie, das Experiment, den Aufbau und die Interpretation erläutern.

## 2. Problemstellung

Der berühmte Versuch von J. Franck und G. Hertz (durchgeführt 1914, Nobelpreis 1925) ist die wohl bekannteste (nicht spektroskopische) Methode um die Postulate des Bohr'schen Atommodells zu verifizieren. Franck und Hertz wollten mit ihrem Versuch folgende drei Punkte belegen<sup>1</sup> :

- Es ist möglich Atome durch Beschuss mit nieder-energetischen Elektronen anzuregen.
- Die Energie, die dabei vom Elektron an das Atom abgegeben wird, nimmt stets nur diskrete Werte an.
- Die so erhaltenen Energiewerte stimmen überein mit den spektroskopischen Resultaten.

In diesem Bericht sollen das Experiment und die erhaltenen Resultate wiedergegeben werden um die obigen Vermutungen nach der Methode von Franck und Hertz zu verifizieren.

Im Anschluss werden gewisse Ergebnisse diskutiert und zuletzt Überlegungen zum Bau einer „Franck-Hertz-Röhre“ (FH-Röhre) gemacht.

---

<sup>1</sup> A. C. Melissinos: "Experiments in modern Physics", Academic Press Inc., 1966

### 3. Theorie

Im klassischen Atommodell läuft das Elektron infolge des Coulombpotentials auf einer Kreisbahn um den Atomkern. Es sind Bahnen mit beliebigen Radien und damit eine kontinuierliche Folge von Energien des Elektrons im Feld des Kerns zugelassen. Betrachtet man die in den Spektralserien auftretenden Energieniveaus jedoch als Werte für die Energie des Elektrons so müsste man annehmen, dass nur diskrete Energiewerte möglich sind (Spektrallinien). Des weiteren sind Elektronen auf Kreisbahnen beschleunigte Ladungen und geben als Hertz'sche Oszillatoren elektromagnetische Strahlung ihrer Umlauffrequenz ab. Dadurch würden sie Energie verlieren, was zu einer Instabilität ihrer Bahnen und zum Kollaps des Atoms und damit der ganzen Materie führen würde (Synchrotronkatastrophe). Dies ist jedoch nicht beobachtet worden.

Um die eklatanten Widersprüche zwischen der klassischen Theorie (v.a. der Elektrodynamik) und den experimentellen Beobachtungen zu überwinden, stellte N. Bohr 1913 drei Postulate auf, die das sog. „Bohr'sche Atommodell“ umschreiben:

- Die klassischen Bewegungsgleichungen gelten zwar für Elektrone in Atomen aber es sollen nur ganz bestimmte, diskrete Bahnen mit Energien  $E_n$  erlaubt sein. Diese nennt man die Energieterme des Atoms.
- Die Bewegung der Elektronen auf diesen gequantelten Bahnen erfolgt Emission von Strahlung. Ein Elektron kann aber von einer Bahn mit geringerer negativen Bindungsenergie  $E_n$  (grösserer Radius) unter Emission von Strahlung auf eine Bahn mit grösserer negativen Bindungsenergie  $E_m$  (kleinerem Radius  $r$ ) übergehen. Die Frequenz der dabei emittierten Strahlung ist:

$$h\nu = E_n - E_m = \Delta E \quad (3.1)$$

Bei Absorption von Strahlung einer solchen Frequenz kann der Prozess umgekehrt ablaufen, allerdings muss die Frequenz genau der benötigten Energiedifferenz gemäss (3.1) entsprechen.

- Das Korrespondenzprinzip: Für grosse Radien gehen die Gesetze der quantisierten Atomphysik in diejenigen der klassischen Physik über.

Die in (3.1) eingeführten Energiestufen  $E_n$  entsprechen den Energieeigenwerten der Schrödingergleichung:

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E-U)\Psi = 0 \quad (3.2)$$

Für das Wasserstoffatom beispielsweise erhält man folgenden Energieterme für das Elektron:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, \dots \quad (3.3)$$

Der Zustand der kleinsten Energie heisst Grundzustand und ist stabil. Ist das Elektron in einem Zustand mit höherer Energie dann ist das Atom in einem angeregten Zustand. Normalerweise sind angeregte Zustände instabil, sodass das

Atom spontan wieder in seinen Grundzustand zurückfällt indem es, wie in (3.1) formuliert, die Energiedifferenz in Form eines Quants der Frequenz  $\nu$  abstrahlt. Die Energiebedingung ist ein notwendiges aber noch nicht hinreichendes Kriterium für Quantensprünge: Man benötigt dazu noch die Auswahlregeln, welche festlegen unter welchen Umständen ein gewisser Sprung möglich ist.

Zur Anregung von Atomen kann man verschiedene Methoden benutzen: Absorption von elektromagnetischer Strahlung, Molekülstöße auf Grund der thermischen Bewegung sowie Zusammenstöße zwischen einem Elektron und einem Atom, wobei das Atom die Energie des stossenden Elektrons aufnimmt und das Elektron somit Energie verliert. Diese letzte Methode wurde von Franck und Hertz verwendet um nachzuweisen, dass die Bohr'schen Postulate den experimentellen Kenntnissen entsprechen.

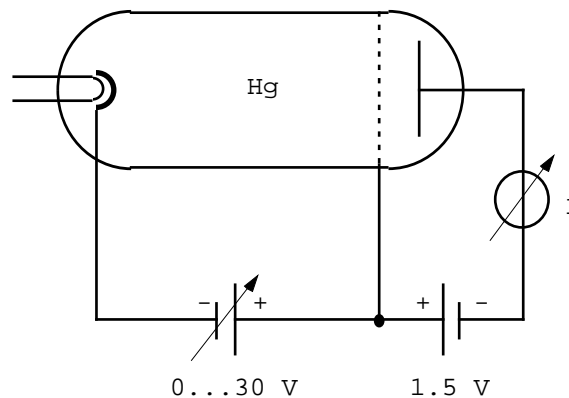
#### 4. Versuchsanordnung

Durch Beschuss eines atomaren Gases mit beschleunigten Elektronen sollte man die energetische Wechselwirkung bei inelastischen Stößen von freien Elektronen an den Gasatomen in Funktion der bekannten kinetischen Energie der Elektronen beobachten können.

Um die Anregung der Atome im Dampf zu beobachten könnte man beispielsweise die Abstrahlung beobachten, wenn die angeregten Atome in den Grundzustand zurückfallen oder die Veränderung der Absorption anhand einer bekannten Spektrallinie.

Die von Franck und Hertz verwendete Methode ist allerdings viel empfindlicher und besteht darin den Elektronenstrahl selbst und nicht die Atome (!) zu beobachten. Sollten die Elektronen auf die Energie des ersten angeregten Zustands des entsprechenden Atoms beschleunigt werden, werden einige von ihnen mit einem Atom im Grundzustand stossen. Dadurch können die Atome angeregt werden und dabei würden die Elektronen die übergebene Energie verlieren. Würde man hinter der Gegend dieser inelastischen Stöße einen kleinen Potentialberg aufbauen, dann wären Elektronen, die inelastisch gestossen haben, nicht mehr in der Lage zu passieren. Um diesen Prozess zu beobachten haben Franck und Hertz eine spezielle Apparatur konstruiert. Im folgenden sei sie erläutert:

In Fig. 4.1 ist ein einfacher Aufbau gezeigt. Als Gas verwendet man beispielsweise Hg, weil es keine Elektronegativität hat (damit vermeidet man unerwünschte Effekte) und weil es ein einatomiges Gas ist; dies ist besonders wichtig, da ein molekulares Gas viele verschiedene Anregungsenergien besitzt, die fast ein Kontinuum bilden. Man könnte einwenden, dass man dann auch Neon oder Argon verwenden könnte, doch Hg-Dampf ist in grosser Reinheit erhältlich und sein Dampfdruck ist stark temperaturabhängig, was die exakte Berechnung des Drucks in der Röhre ermöglicht.



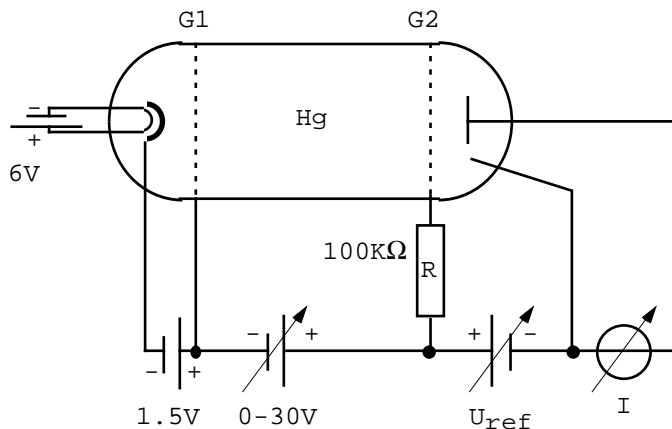
Figur 4.1: Schematischer Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs.

Die Elektronen treten aus der Glühkathode aus und werden durch eine variable Gitterspannung beschleunigt. Während dieser Beschleunigung stossen einige mit den Atomen des Hg-Dampfes. Nach dem passieren des Gitters landen die Elektronen auf einem Auffänger, wo man sie anhand des gemessenen Stroms  $I$  einfach detektieren kann. Zwischen Auffänger und Gitter liegt eine kleine Bremsspannung von bspw. 1.5 V. Elektronen, die Energie durch inelastische Stöße mit den Hg-Atomen verloren haben, können gegen diese Bremsspannung nicht mehr anlaufen wenn sie seit dem letzten Stoss nicht mehr genügend Energie von

der Beschleunigungsspannung bekommen haben und werden nicht am Auffänger eintreffen. Dies wird durch eine Verkleinerung von  $I$  ersichtlich werden.

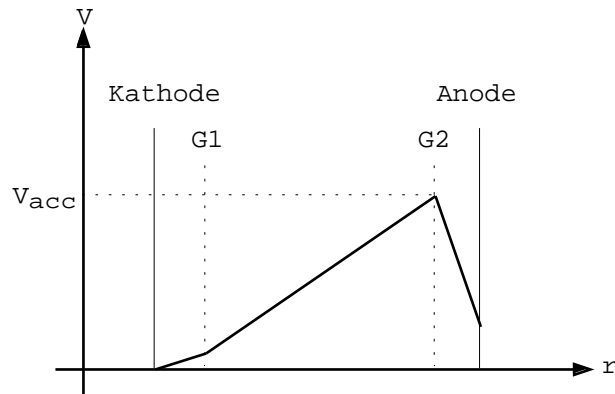
Bei fester Bremsspannung kann der Auffängerstrom als Funktion der Beschleunigungsspannung gemessen werden. Man könnte dann folgendes Verhalten vermuten: Bei kleiner Beschleunigungsspannung stoßen die Elektronen elastisch mit den Hg-Atomen (sie haben noch nicht genügend Energie um ein Hg-Atom in den ersten angeregten Zustand zu versetzen) und der Strom  $I$  steigt mit zunehmender Beschleunigungsspannung an. Erhöht man die Spannung weiter, erreichen die Elektronen zwischen Kathode und Gitter die Energie, die für die Anregung eines Hg-Atoms benötigt wird. Trifft ein solches Elektron ein Hg-Atom so wird es inelastisch gestossen und dabei das Hg-Atom in den ersten angeregten Zustand heben. Das Elektron verliert aber fast seine gesamte kinetische Energie und wird die Bremsspannung nicht mehr überwinden können: Es wird nicht mehr zum Anodenstrom beitragen. Dies bedeutet, dass bei dieser bestimmten Beschleunigungsspannung ein starker Abfall des Anodenstroms (erste Resonanz) sichtbar werden müsste. Erhöht man die Beschleunigungsspannung weiter, so wird bei der doppelten Energie des ersten Sprungs ein weiterer auftreten (zweite Resonanz), da diese Elektronen in der Lage sind auf ihrem Weg zwei verschiedene Hg-Atome anzuregen. Diese Wiederholung passiert jedes Mal wenn die Beschleunigungsspannung ein Vielfaches der Energie erreicht, die ein Hg-Atom benötigt um in den ersten angeregten Zustand zu gehen.

Tatsächlich aber könnte auch dasselbe Atom zwei Mal angeregt werden oder das Elektron könnte es direkt in einen höheren Zustand versetzen. Und was geschieht mit allfälligen Raumladungen? Und wieso müssen Anregungen durch Stöße den gleichen Auswahlkriterien gehorchen wie optische Übergänge? Um solche Fragen zu überprüfen sollte man eine verfeinerte Apparatur verwenden. Ein Beispiel für einen solche ist in Fig. 4.2 gegeben:



Figur 4.2: Die verfeinerte Franck-Hertz-Apparatur.





Figur 4.3: Diagramm des Potentialverlaufs.

Im Gegensatz zur primitiven Anordnung von Fig. 4.1 ist bei der verfeinerten Apparatur von Fig. 4.2 ein zusätzliches Gitter G1 eingefügt worden: Es dient zum absaugen allfälliger Raumladungen. Die Variable Beschleunigungsspannung sollte 30V nicht übersteigen, da ansonsten Glimmentladungen auftreten können. Falls dennoch eine auftritt wird der Gitterstrom durch den Widerstand R begrenzt. Die Bremsspannung  $U_{ref}$  kann verschiedene Werte annehmen, was eine Vergleichsmöglichkeit bei den Messungen bietet. Der gemessenen Anodenstrom  $I$  ist im Nanoampère-Bereich und daher müssen allfällige störende Fremdeinflüsse (wie bspw. Kriechströme oder der 50Hz-Pick-up der Ofenheizung) unterbunden werden: Die Schirmelektrode sollte geerdet sein, ebenso eine Metallfolie um die FH-Röhre. Man sollte auch eine Gleichstromheizung für die Kathode verwenden und die Leiter zum Gleichstromverstärker gut abschirmen.

Der Potentialverlauf in der Röhre ist in Fig. 4.3 dargestellt. Man erkennt leicht, dass die Elektronen nach dem Austritt aus der Kathode bis zum Gitter G1 beschleunigt werden, dieses passieren und dann ihre hauptsächliche Beschleunigung zwischen G1 und G2 (hier liegt die Beschleunigungsspannung  $V_{acc}$  an) erfahren. In diesem Raum sollen dann die Stöße erfolgen. Nach G2 sind sie dann der Bremsspannung unterworfen und erreichen die Anode nur noch bei genügender Energie. Falls ein Elektron viel Energie bei einem inelastischen Stoss verloren hat, so wird es an G2 abfließen und nicht zum Anodenstrom  $I$  beitragen.

Die Röhre muss vor dem Experiment vom Ofen geheizt werden, da man Hg-Dampf benötigt. Zur Messung des Innendrucks verwendet man ein Thermometer, da bei Hg eine gute Korrelation zwischen Druck und Temperatur herrscht. Dabei ist aber darauf zu achten, dass man die Kathodenheizung erst dann einschaltet, wenn mind.  $160^{\circ}\text{C}$  erreicht sind, da ansonsten die Gefahr eines Kurzschlusses an der Kathode durch Hg-Tropfen besteht.

## 5. Erläuterungen zur Auswertung

In unserer Versuchsanordnung ist das Nanoampèremeter an einem Plotter angeschlossen, der den Anodenstrom als Funktion der Gitterspannung an G2 druckt. An absoluten Energiewerten sind wir nicht interessiert, hingegen sehr wohl an der Differenz zwischen den verschiedenen Resonanz-Energien. Diese können wir ausmessen, da man die Skala des Plotters wählen kann. Es ist von Vorteil, wenn man pro Versuchsgang einmal plottet bei steigender und einmal bei fallender Beschleunigungsspannung. Dies hilft bei der Bestimmung der Maxima und zeigt zufällige Unregelmässigkeiten in den Kurven auf.

Man kann die Resonanzkurve auch auf einem Kathodenstrahloszilloskop ausgeben (bei uns ein Tektronix). Wenn man den „Sweep Generator Output“ an das Beschleunigungsgitter G2 anlegt, während es den horizontalen „Sweep“ steigert und den Ausgang des Nanoampèremeters an den „Vertical Input“ anschliesst, so sieht man die Resonanzkurve ebenso. Der Vorteil liegt natürlich in der Tatsache, dass man so sofort ein Bild von der Situation bekommt und somit in der Lage ist schnell optimale Parameter zu finden.

## 6. Messergebnisse und Interpretation

Im Anschluss an diesen Bericht findet man einige Plots meiner Versuche. Die Plots gehören zu Messungen mit drei verschiedenen Temperaturen (Druck des Hg-Dampfes) und drei verschiedenen Bremsspannungen  $V_{\text{ref}}$ . Diese Daten sowie die Einheiten der Skalen habe ich nachträglich eingezeichnet. Die schwarze Kurve ist bei steigender Beschleunigungsspannung gemessen worden, die rote bei fallender.

Über bzw. unter den Kurven sind jeweils die ausgemessenen Energiedifferenzen zusammen mit ihrer geschätzten Genauigkeit (diese hängt primär von der Abflachung der Maxima ab) eingetragen. Es ist allerdings Vorsicht geboten beim Nullpunkt der Beschleunigungsspannung. Der theoretisch zu erwartende Wert wird bei der ersten Resonanz nicht angenommen. Dies hängt damit zusammen, dass der Nullpunkt der Skala nicht richtig gesetzt wird (Elektronen haben bereits eine gewisse kinetische Energie wenn sie aus der Kathode austreten). Ich habe deshalb davon abgesehen, die Energiedifferenzen zwischen „Nullpunkt“ (welchem?) und der ersten Resonanz auszumessen.

Bei den Messungen wurde versucht möglichst konstante Temperaturen beizubehalten, doch schon aufkommende Winde draussen (!) haben sich in einer Veränderung der Ofentemperatur bemerkbar gemacht. Ich habe festgestellt, dass die vertikale Differenz der roten und schwarzen Kurve primär mit Änderungen in der Temperatur zusammenhängen. Da unser Thermometer nur  $\pm 0.1^\circ\text{C}$  Genauigkeit aufweist und innerhalb dieses Bereichs bereits so starke Differenzen zwischen den Kurven auftreten, sollte man der besseren Isolation der Röhre vielleicht ebenso Aufmerksamkeit schenken wie der Abschirmung. Allerdings stellt dieses Problem bei dieser Auswertung keine grosse Gefahr dar, da wir uns — wie schon erwähnt — nur für die Differenzen, nicht aber für absolute Werte interessieren.

Nun zu den gemessenen Werten: Die mittlere (89 ausgemessene Differenzen) Energiedifferenz zwischen den Maxima beträgt  $(4.9 \pm 0.1)$  eV. Vergleicht man mit den spektroskopischen Daten so muss man diese Energie für die Energie eines vom Hg-Dampf ausgestrahlten Photons einsetzen:

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$
$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad \Leftrightarrow \quad \lambda[\text{m}] = \frac{hc}{E[\text{eV}] \cdot e^-} \quad (6.1)$$

Man erhält für die Wellenlänge des Photons  $(2532 \pm 52)$  Å. In der Tat ist bei  $2537\text{Å}$  eine deutliche Linie im Spektrum von Hg-Dampf (diese wurde auch von Franck und Hertz ausgemessen). Diese Linie kommt zustande durch den Übergang des angeregten Zustands  $6s6p^3P_1$  in den Grundzustand  $6s6s^1S_0$ . Also ist man versucht zu schliessen, dass die Elektronen im Strahl bei einem inelastischen Stoss mit Hg-Atomen die Atome vom Grundzustand in den  $^3P_1$  Zustand heben und dabei eine Energie von  $(4.891 \pm 0.002)$  eV abgeben.

Dieses vorgehen ist jedoch nicht über jeden Verdacht erhaben: Weshalb heben die Elektronen das Hg-Atom nicht in den ersten angeregten Zustand  $^3P_0$  sondern in den zweiten  $^3P_1$ ? Man misst tatsächlich bei besserer Auflösung auch einen kleine Resonanz bei 4.67eV, was dem Quantensprung nach  $^3P_0$  entspricht, sowie eine Resonanz bei 5.46eV, was dem Quantensprung nach  $^3P_2$  entspricht. Betrachtet man die Energiestufen des Hg-Atoms, so stellt man fest, dass die  $6^3P$ -Zustände ein Triplet

bilden, die sich in der Drehimpulsquantenzahl unterscheiden ( $J = 0, 1, 2$ ). Allerdings verbieten die Auswahlregeln, dass ein  $J = 0, 2$  Zustand in den Grundzustand übergeht<sup>2</sup>; aus diesem Grund ist die wohlbekannte Spektrallinie nur beim  $6^3P$ -Übergang zu sehen. Dies begründet aber noch nicht weshalb man diese Resonanzen beim Franck-Hertz-Versuch nicht sieht. Als Erklärung hierfür kann man die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Zustände von Hg anschauen. Man sieht daraus eindeutig, dass der Wirkungsquerschnitt bei Hg unter Elektronenbeschuss beim Sprung in den  $^3P_1$ -Zustand am grössten ist. Dazu kommt noch, dass dieser Wirkungsquerschnitt den der anderen Anregungen bei weitem überdeckt bis hinunter zu ca. 4.8eV. Zu Recht könnte man einwenden, dass dann ja der Übergang zu  $^3P_0$  sichtbar sein müsste; dieser ist jedoch so klein, dass seine Resonanz bei meinen Messungen nicht auffällt. Die Problematik wird in <sup>2</sup> ausführlich besprochen.

Zwischen den verschiedenen Messtemperaturen und Bremsspannungen gibt es auffällige Amplitudenänderungen im Anodenstrom. Es ist klar, dass mit zunehmender Bremsspannung immer weniger Elektronen nach den Stössen noch genügend Energie haben sie zu überwinden. Das bedeutet, dass mit zunehmender Bremsspannung die Stromstärke des Anodenstroms abnimmt.

Andererseits ist es evident, dass bei zunehmender Temperatur (Hg-Dampfdruck) die freie Weglänge der Elektronen verkürzt wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron stösst wird also grösser und damit die Wahrscheinlichkeit, dass es die Anode noch erreichen kann kleiner. Deshalb kann bei zunehmender Temperatur ein abflachen des Anodenstrom festgestellt werden.

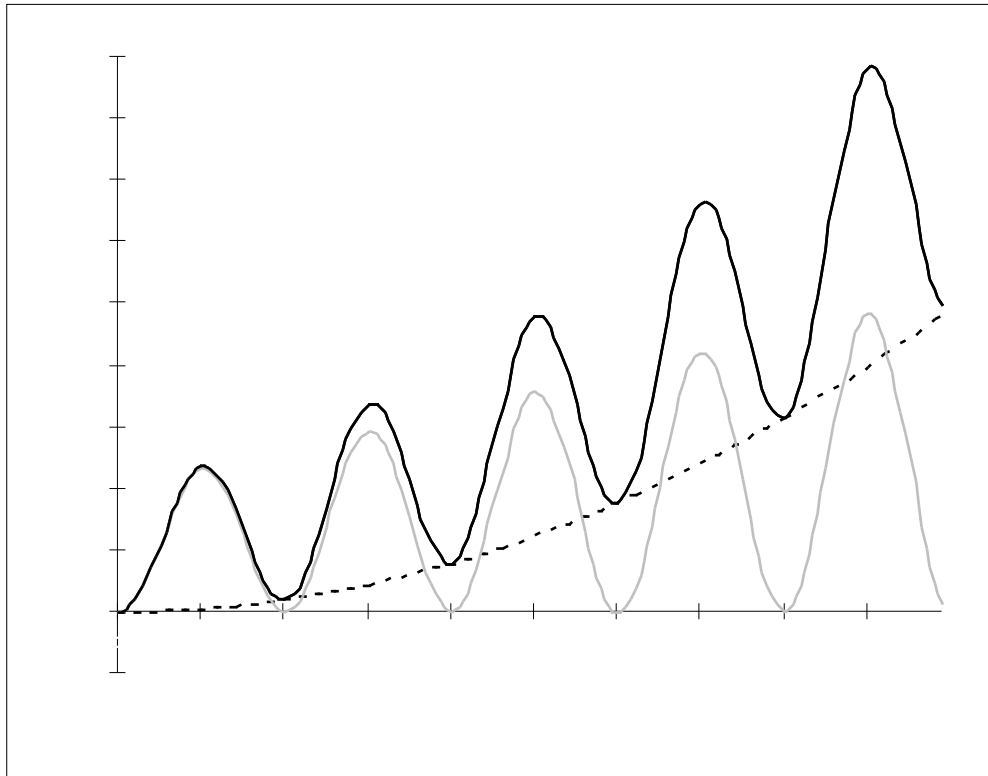
Störend mag erscheinen, dass die Extrema teilweise relativ stark abgeflacht sind. Dies wird dadurch verursacht, dass die Elektronen beim (thermischen) Austritt aus der Kathode einer statistischen Geschwindigkeitsverteilung unterworfen sind.

Es gibt aber noch weitere Auffälligkeiten: Man bemerkt, dass der Anodenstrom zwischen den Resonanzen nicht auf null zurück geht, sondern mit zunehmender Beschleunigungsspannung immer höher wird. Offensichtlich ist die erhaltene Resonanzkurve einem nichtlinearen, monoton wachsenden Untergrund überlagert. Eine Erklärung dafür liefert folgende einfache Idealisierung: Ein Minimum des Anodenstroms tritt auf, wenn gerade bei der entsprechenden Beschleunigungsspannung eine Anregung der Hg-Atome stattfinden kann. Dieses Minimum wird aber nur null wenn tatsächlich alle Elektronen inelastisch mit einem Hg-Atom stossen, was natürlich nicht der Fall ist. Dazu kommt eine Elektron-Elektron-Wechselwirkung, welche beim elastischen Verlauf dazu führt, dass die Energieverteilung der Elektronen nicht unabhängig ist von der der anderen in der Röhre sich befindenden Elektronen. Man könnte sich vorstellen, dass zwei Elektronen (mit ca. 5V Beschleunigungsspannung) stossen und das erste seine Energie vollständig an das zweite übergibt. Das zweite Elektron kann nun zwei Stösse verursachen, erreicht dabei die Anode genau so wenig wie das erste. Sie könnten aber später von anderen Elektronen wieder gestossen werden und würden danach vielleicht die Anode erreichen. Es ist aber klar, dass bei zunehmender Beschleunigungsspannung immer mehr Elektron-Elektron-Wechselwirkung auftreten kann und damit einige Elektronen, die tatsächlich gestossen haben die Anode doch erreichen werden. Dies führt also dazu, dass der Anodenstrom nicht mehr auf null zurück geht.

Mit einer qualitativen Untersuchung möchte ich aber zeigen, dass dieser Umstand meine Messung nur innerhalb der Messgenauigkeit beeinflusst. In Fig. 6.1 ist eine schematische Resonanzkurve eingetragen.

---

<sup>2</sup> G. F. Hanne: „What really happens in the Franck-Hertz experiment with mercury?“, Am. J. Phys. 696(1988)



*Figur 6.1: Analyse des nichtlinearen Untergrunds anhand eines schematischen Graphs. Die tatsächlich gemessene Kurve  $f(x)$  ist schwarz, die graue Kurve ist die korrigierte Kurve  $f_0(x)$  und gestrichelt eingezeichnet ist der nicht-lineare Untergrund  $g(x)$ .*

Ich nehme an, dass die Resonanzkurve folgende Form hat:

$$f(x) = f_0(x) + g(x) \quad g(x) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cdot x^i \quad (6.2)$$

Dabei ist  $f_0(x)$  die korrigierte Resonanzkurve und  $g(x)$  ein beliebiger nichtlinearer Untergrund. Ich habe mittels der Minima die Kurve  $g(x)$  von Hand bestimmt und anschliessend die korrigierte Resonanzkurve berechnet. Es stellte sich erwartungsgemäss heraus, dass die horizontale Verschiebung der Maxima null ist. Macht man für den Untergrund kompliziertere Fits, dann stellt sich dasselbe heraus — innerhalb der Messgenauigkeit. Man kann also die Werte für die Energiedifferenzen getrost als korrekt ansehen, wenn man sich bewusst ist, was der nichtlinear Untergrund wirklich ist. Würde man den Anodenstrom aber ablesen wollen, dann wäre man gezwungen den Untergrund sorgfältig nach dieser Methode herauszufiltern.

## 7. Gedanken zum Bau einer Franck-Hertz-Röhre

Seit den Streuversuchen zwischen Elektronen und Atomen (Lenard, 1890) wissen wir, dass nur schnelle Elektronen am Atomkern streuen; die langsamen hingegen an der Hülle. Dies ist bei diesem Versuch natürlich der Fall. Wir können annehmen, dass die Elektronen — zu gegebener Beschleunigungsspannung — im Mittel eine konstante Driftgeschwindigkeit (ähnlich dem Drudemodell bei Leitern) haben. Für langsame Elektronen mit konstanter mittlerer Geschwindigkeit ist die Dichte des Gases direkt proportional zum Absorptionskoeffizient. Dies möchte ich veranschaulichen:

Beschiesst man ein Gas mit einem Elektronenstrahl so kann man die Intensitätsverteilung der Elektronen beobachten:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (7.1)$$

Wobei  $I_0$  die einfallende und  $I(x)$  die durchgelassene Intensität der Elektronen in einer bestimmten Richtung  $x$  bezeichnen. Der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  ist folgendermassen definiert:

$$\alpha = \sigma \cdot n \quad (7.2)$$

Wobei  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt und  $n$  die Teilchendichte des Gases ist. Also ist der Absorptionskoeffizient direkt proportional zur Gasdichte:

$$\frac{\alpha}{\rho} = \text{const} \quad (7.3)$$

Welche Länge sollte eine FH-Röhre also aufweisen? Dazu betrachtet man die mittlere freie Weglänge  $\chi$ :

$$I(\chi) = \frac{I_0}{e^1} \Rightarrow \chi = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\sigma \cdot n} \quad (7.4)$$

Das heisst, nach durchqueren der freien Weglänge ist nur noch der  $e$ -te Teil der ursprünglich vorhandenen Elektronen vorhanden. Die Relation (7.4) zeigt, dass je grösser der Dampfdruck in der FH-Röhre, desto kleiner die freie Weglänge. Dies ist an den Messkurven bei verschiedenen Temperaturen klar ersichtlich.

Beim Bau der FH-Röhre muss man also nicht nur auf die Geschwindigkeit der Elektronen achten (die kinetische Energie sollte 30eV wegen allfälliger Glimmentladung nicht überschreiten), sondern ebenso auf die gewählte Dimension der Röhre. Damit man in der Lage ist, mehrere Extrema zu beobachten muss die Röhrenlänge sicher ein Vielfaches der freien Weglänge der Elektronen sein. Betreibt man die Röhre also bei hoher Temperatur, bzw. hohem Druck, so kann man die Röhrenlänge verkleinern. Hier ein Beispiel:

Aus der Gasgleichung bekommt man die Teilchendichte in der Röhre:

$$p \cdot V = N \cdot k \cdot T \Rightarrow n = \frac{N}{V} = \frac{p}{k \cdot T} \quad (7.5)$$

Diese beträgt bei 200°C (entspricht bei der verwendeten Röhre 17.3 Torr Hg-Dampfdruck) etwa  $3.5 \cdot 10^{23}$  Teilchen pro  $m^3$ . Aus der Tafel für Anregungsquerschnitte von Hg-Atomen bei Elektronenbeschuss<sup>3</sup> bekommt man für Energien zwischen 0 und 30 eV einen Wirkungsquerschnitt von ca.  $5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ . Mit der Relation (7.4) ergibt das eine mittlere freie Weglänge von ca.  $6 \mu\text{m}$ . Sehr erstaunlich; es bedeutet, dass in einer etwa 10cm langen Röhre kaum ein Elektron ungestreut durchkommt! Wo macht man hier einen Fehler? Einerseits ist klar, dass lange nicht alle Elektronen inelastisch streuen. In <sup>3</sup> ist eine Tafel, die aufzeigt wie die Wirkungsquerschnitte bei elastischem und inelastischem Stoss aussehen: Gerade bei Beschleunigungsspannungen zwischen 0 und 30 V sieht man, dass die Wirkungsquerschnitte sehr unterschiedlich sein können. Nimmt man an, dass nur wenige Elektronen in der Lage sind inelastisch zu stossen, dann muss man sich überlegen, was bei den anderen passiert.

Ein Elektron das elastisch mit einem Hg-Atom stösst ist vergleichbar mit dem Stoss eines Pingpong-Balles an einem Auto. Das Elektron wird kaum zu einer Geschwindigkeitsänderung des Hg-Atoms führen, sondern vielmehr nach einer Impulsumkehrung mit ungefähr gleicher Energie weiterlaufen. Anschliessend könnte sich dieser Prozess einige Male wiederholen oder das Elektron könnte mit einem anderen Elektron wechselwirken. Ein inelastischer Stoss könnte aber noch erfolgen (nach Elektron-Elektron-Wechselwirkung könnte ein Elektron zusätzliche kinetische Energie haben). Allerdings benötigt das Elektron sicher mehrere freie Weglängen dazu.

Zu bedenken ist ausserdem, dass man den Anodenstrom nicht zu klein werden lässt. Damit an der Anode ein Nanoampère noch vorhanden ist, dürfen die Elektronen nicht allzu häufig inelastisch stossen bzw. müssen genügend beschleunigt werden, weil sonst zuviele am Bremsgitter abfliessen und man eine zu kleine Anodenstromamplitude messen würde.

---

<sup>3</sup> Landolt Börnstein, Vol. II, Seite 328