

Versuch Nr.V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Niklas Düser
niklas.dueser@tu-dortmund.de

Benedikt Sander
benedikt.sander@tu-dortmund.de

Durchführung: 18.05.2021

Abgabe: 25.05.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Geschichtliche Hintergründe	3
1.2	Einleitung und Zielsetzung	3
1.3	Der Aufbau und Ablauf	3
1.4	Einfüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve	6
1.4.1	Kontaktpotential	6
1.4.2	Energieverteilung der Elektronen	6
1.4.3	Einfluss des Dampfdruck	7
1.4.4	Aufbau der Hg-Elektronenhülle	7
1.5	Durchführung	8
2	Auswertung	9
2.1	Mittlere freie Weglänge	9
2.2	Differentielle Energieverteilung	9
2.3	Franck-Hertz-Kurve	11
3	Diskussion	12
4	Anhang	14

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Geschichtliche Hintergründe

1914 wurde mit dem Franck-Hertz-Versuch mit das erste Mal die Quantennatur der Elektronenhülle von Atomen gezeigt. Es wurde ein Zusammenhang zwischen den Anregungsenergien E_a von Hg-Atomen und der Wellenlänge des emmitierten Lichtes bei der Rückkehr in den Grundzustand hergestellt. Somit wurden die von Niels Bohr aufgestellten Bohrschen Postulate über die Natur der Elektronenhülle bestätigt.

1.2 Einleitung und Zielsetzung

Atomhüllen können entweder mithilfe der Atomspektroskopie oder mit Elektronenstoßexperimenten untersucht werden, im Bereich der Atomspektroskopie werden Atome hauptsächlich durch Wechselwirkungen mit elektromagnetischer Strahlung analysiert. In diesem Versuch werden jedoch Hg-Atome mit Elektronenstoßexperimenten betrachtet. Dazu werden die Atome mit Elektronen beschossen und die Energieverluste der Elektronen betrachtet. Genauer gesagt werden beim Frank-Hertz-Experiment Elektronen mit möglichst gleicher Energie durch einen Hg-Dampf passender Dichte geführt. Aus den Energiedifferenzen der dabei entstehenden elastischen und unelastischen Stöße lassen sich dann die vom Hg-Atom aufgenommenen Energien berechnen. Bei unelastischen Stößen wird die aufgenommene Energie dazu genutzt das Hg-Atom aus dem Ruhezustand in den ersten angeregten Zustand anzuheben. Die Energien verhalten sich nach folgender Beziehung:

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} - \frac{m_0 \cdot v_{\text{nach}}^2}{2} = E_1 - E_0$$

Die Energien der Elektronen können dann über die Gegenfeld Methode bestimmt werden. Insgesamt ist also das Ziel des Frank-Hertz-Versuches die Energie $E_1 - E_0$ und somit die Ionisationsenergie von Hg zu bestimmen, so wie etwas über die Energieverteilung der verwendeten Elektronen zu erfahren.

1.3 Der Aufbau und Ablauf

Der Versuch besteht wie in Abbildung(1) zu sehen ist aus einem evakuierten Gefäß, in dem ein Tropfen Quecksilber nach den Verlauf der Dampfdruck-Kurve verdampft. Der Gleichgewichtsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ hängt alser von der Umgebungstemperatur T ab. Innerhalb des Glaskolben wird ein hochschmelzendes Metall wie zum Beispiel Wolfram durch einen Gleichstrom bis auf Rotglut erhitzt.

Aufgrund des glühelektrischen Effekts treten nun Elektronen aus dem Draht aus, dieser Effekt wird dadurch verstärkt, dass ein Oxid eines Erdalkalimetalles mit einer geringeren Austrittsarbeit auf den Draht aufgetragen wird. Zur Beschleunigung der Elektronen ist gegenüber von dem Glühdraht eine netzförmige Elektrode mit einer positiven Gleichspannung U_B welche die Elektronen auf eine kinetische Energie des Betrags

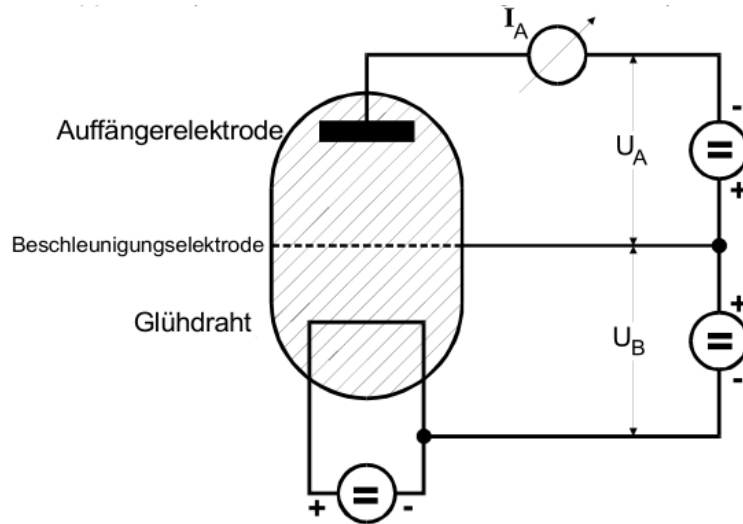


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Frank-Hertz-Versuches.

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 U_B$$

beschleunigt. Bei der Formel wird jedoch nicht berücksichtigt, dass die Elektronen bereits eine Grundenergie besitzen können. Die beschleunigten Elektronen werden dann hinter der Elektrode an einer Auffängerelektrode aufgefangen, dadurch kann nun ein Auffängerstrom I_A gemessen werden. Um jedoch eine Aussage über die Energie der Elektronen machen zu können besitzt die Auffängerelektrode eine Gegenspannung U_A gegenüber der Elektrode, es entsteht ein Bremsfeld. Die Elektronen müssen also eine gewisse kinetische Energie in z-Richtung

$$\frac{m_0}{2} v_z^2 \geq e_0 U_A$$

besitzen um an der Auffängerelektrode anzukommen. Im Beschleunigungsraum ist aber auch der Quecksilberdampf, es kommt zu Zusammenstößen zwischen den Hg-Atomen und den Elektronen. Ist die Energie der Elektronen nicht groß genug, treten nur elastische Stöße auf. Da die Masse des Ag-Atoms ungefähr $1836 \cdot 201$ größer ist als die des Elektrons berechnet sich die abgegebene Energie nach

$$\Delta E = \frac{4m_0 M}{(m_0 + M)^2} E \approx 1,1 \cdot 10^{-5} E$$

zu einem sehr geringem Wert. Die Richtung des Elektrons kann jedoch durch den elastischen Stoß deutlich verändert werden.

Erreichen die Elektronen die Energie $E_1 - E_0$ der Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregtem Zustand von HG, stoßen die Elektronen nicht mehr elastisch mit den Hg-Atomen. Bei dem unelastischen Stoß übertragen die Elektronen

dann genau diese Differenz an das Hg-Atom und behahalten die Energie $E - (E_1 - E_0)$. Innerhalb der Relaxationszeit geben die Quecksilber Atome dann ein Lichtquant der Energie

$$h\nu = E_1 - E_0$$

ab. Hier ist h das Planksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Lichtquants. Zur Untersuchung der Anregung des Hg-Atoms wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B beobachtet. Mit steigender Beschleunigungsspannung U_B steigt der Auffängerstrom solange bis die Energie der Elektronen den Wert $E_1 - E_0$ erreichen. Wir diese Energie erreicht geben die Elektronen genau den Energiebetrag $E_1 - E_0$ an die Hg-Atome ab und haben fast keine Geschwindigkeit mehr. Somit sind sie nicht mehr in der Lage das Bremsfeld zu durchqueren und der Auffängerelektrode fällt abrupt auf 0 ab. Erst wenn die Beschleunigungsspannung weiter erhöht wird und die Elektronen wieder nach dem Stoß genug beschleunigt werden um des Bremsfeld zu durchqueren, fängt auch wieder der Auffängerstrom an zu steigen. Dieses Verhalten wiederholt sich dann regelmäßig mit steigender Beschleunigungsspannung und es bildet sich ein Kamm aus Strompeaks wie in Abbildung(2) zu sehen ist. Die Spannungsdifferenz zwischen 2 dieser Peaks berechnet sich dann nach den Vorüberlegungen zu

$$U_1 := \frac{1}{e_0} E_1 - E_0.$$

Somit lässt sich nun eine Aussage über die Energiedifferenz der ersten angeregten Zustände von Hg-Atomen machen.

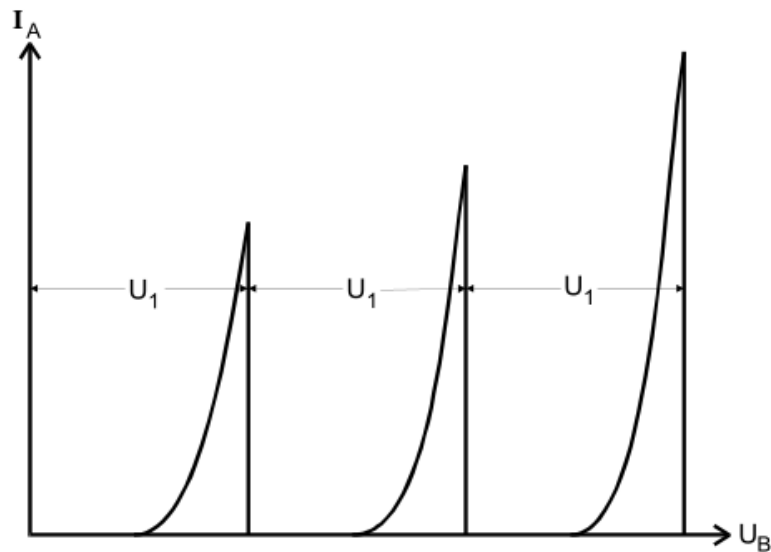


Abbildung 2: Skizze einer optimalen Frank-Hertz-Experiment Kurve.

1.4 Einfüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve

Die gemessene Kurve wird am ende jedoch nicht die Form von Abbildung(2) haben. Sie wird durch unterschiedliche Effekte noch beeinflusst und verändert.

1.4.1 Kontaktpotential

Die Elektronen durchlaufen beim Beschleunigen ein Potentialgefälle(3) innerhalb des Glaskolbens, denn die Austrittsarbeiten der Glühkathode und der Beschleunigungselektrode sind nicht identisch. Hauptsächlich liegt das hier an der niedrigen Austrittsarbeit des Glühdrahtes.

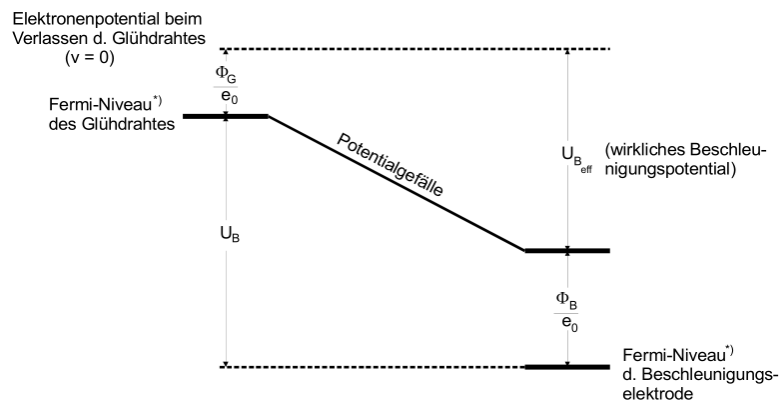


Abbildung 3: Darstellung des Potentialgefälles welches zu dem Kontaktpotential führt.

Aus dem tatsächlichen Potentialgefälle kann dann die Beschleunigungsspannung $U_{B,eff}$

$$U_{B,eff} = U_B - \frac{1}{e_0}(\Phi_B - \Phi_G)$$

berechnet werden.

Hier wird der Ausdruck

$$K := \frac{1}{e_0}(\Phi_B - \Phi_G)$$

als Kontaktpotential bezeichnet.

1.4.2 Energieverteilung der Elektronen

Die durch den glühelektrischen Effekt frei werden Elektronen haben bereits eine kinetische Energie, diese ist nach der Fermi-Dirac-Verteilung auch nicht diskret verteilt, sondern kontinuierlich ausgebreitet. Durch diesen Effekt werden die theoretischen scharfen Kanten nach dem Abfallen des Auffängerstroms abgerundet, es entstehen eher Stromminima.

1.4.3 Einfluss des Dampfdruck

Der Dampfdruck gibt an wie dicht die Hg-Atome innerhalb des Kolben verteilt sind. Diese Dichte wird durch die mittlere freie Weglänge \bar{w} beschrieben und sollte für eine hohe Trefferwahrscheinlichkeit deutlich kleiner als der Abstand a zwischen der Kathode und der Beschleunigungskathode sein. \bar{w} kann durch den Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ eingestellt werden, nach der kinetischen Gastheorie ergibt sich

$$\bar{w} \text{ [cm]} = \frac{0,0029}{p_{\text{sät}}} [p \text{ in mbar}].$$

Der hier genutzte Sättigungsdampfdruck lässt sich mittels der Dampfdruck-Kurve über die Temperatur nach der Gleichung

$$p_{\text{sät}}(T) = 5,5 \cdot 10^7 \exp(-6876/T) \quad (p \text{ in mbar, } T \text{ in K})$$

berechnen. Für eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit sollte \bar{w} 1000 bis 4000 mal größer als a sein.

1.4.4 Aufbau der Hg-Elektronenhülle

Die tatsächliche Energie des Übergangs wird dadurch verringert, dass das Umlappen des Elektronenspins sehr unwahrscheinlich ist. Aus dem Grundzustand von $n=6$, $S=0$ und $L=0$ übergeht das Elektron also nicht in den höher energetischen Zustand $n=7$, $S=0$, $L=0$ des Singulett-System. Beobachtet wird der Übergang in einer der Zustände des Triplett-Systems, diese sind in Abbildung(5) zu sehen. Diese Stöße sind wahrscheinlicher da das Stoßelektron gegen einer der 6s Elektronen mit entgegengesetztem Spin ausgetauscht wird.

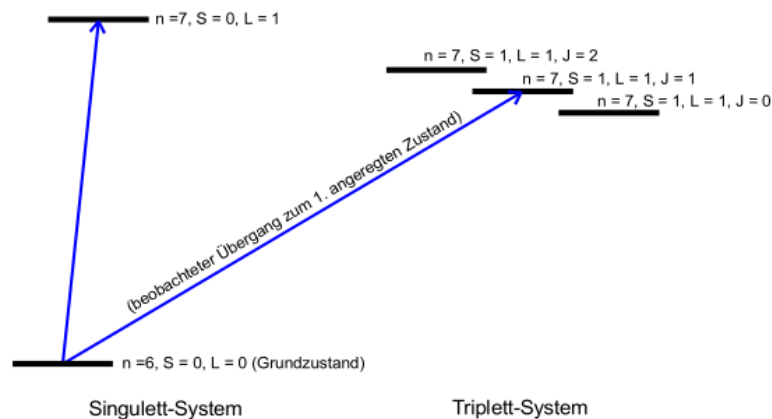


Abbildung 4: Termschemades Hg-Atoms.

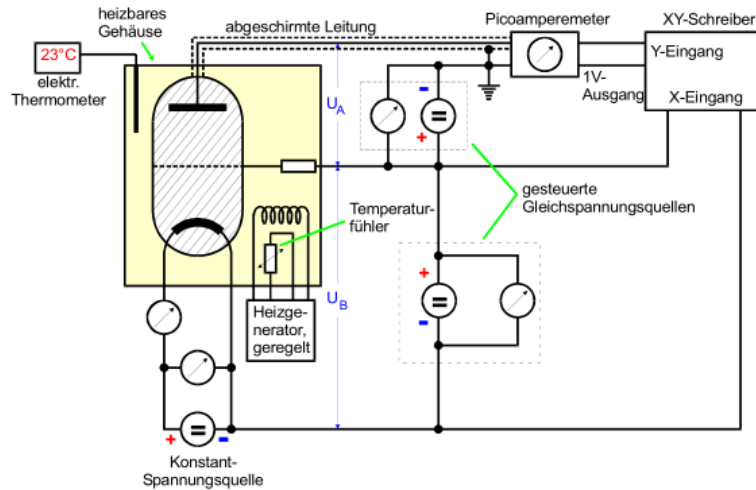


Abbildung 5: Ein Schaltbild des Versuchsaufbau zum Aufnehmen der Frank-Hertz-Kurve.

1.5 Durchführung

Zum Aufnehmen der Frank-Hertz-Kurve wird auf dem XY-Schreiber das Millimeterpapier befestigt. Um nun Werte aufnehmen zu können muss der Schreiber auf die jeweilige Messreihe angepasst werden, dazu können mit Hilfe der Zero Räder die Achsen verschoben werden und zusätzlich noch die Skallierung angepasst werden. Die erste Messreihe misst den Auffängerstrom in Abhängigkeit von der Bremsspannung, es wird also die Beschleunigungsspannung konstant auf 11V gestellt. Dazu werden dann in 2 Teilen bei unterschiedlichen aber konstanten Temperaturen die Bremsspannung variiert. Im zweiten Versuchsteil wird die Frank-Hertz-Kurve(2), also der Auffängerstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung gemessen. Jetzt wird die Beschleunigungsspannung auf 1V gesetzt, bei einer Temperatur von 160-200°C gemessen und die Beschleunigungsspannung variiert.

2 Auswertung

2.1 Mittlere freie Weglänge

Als erstes wird für den Quecksilberdampf für die unterschiedlichen, für den Versuch genutzten Temperaturen, die mittlere freie Weglänge berechnet.

Dafür wird folgende Gleichung genutzt:

$$\bar{\omega} = \frac{0.0029}{5.5 \cdot 10^7 e^{\frac{-6876}{T}}}$$

Dabei sind hier die Temperaturen in Kelvin, der Druck in mbar und die Weglänge in cm. Die daraus errechnete mittlere freie Weglänge kann dann ins Verhältnis zur Entfernung zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode gesetzt werden. Diese entspricht hier 1 cm. $\bar{\omega}$ sollte dabei im Idealfall um einen Faktor 1000 größer sein.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Tabelle 2 zu finden.

T / K	$\bar{\omega} / \text{cm}$	$\frac{a}{\bar{\omega}}$
293,65	0,7786	1,28
421,15	0,000 649 593	1539,42
455,15	0,000 191 853	5212,32

Tabelle 1: Die Werte der mittleren freien Weglänge mit der dazu korrespondierenden Temperatur und im Verhältnis mit der Länge Beschleunigungsstrecke.

2.2 Differentielle Energieverteilung

Nun werden die vom x-y-Schreiber erstellten, in Abbildung 8 dargestellten, Messreihen untersucht.

Dafür wird aus aufgezeichneten Bremsspannungswerten für die Zeichnung gemittelt wie viel Volt ein Zentimeter entspricht. Damit kann anschließend die Steigungen der Grafen in Abhängigkeit der Spannung untersucht werden.

Daraus können Rückschlüsse über die Menge und Energie der registrierten Elektronen geschlossen werden.

Zu erst ergibt sich also gemittelt ein Wert von $(0,40 \pm 0,04) \text{ V/cm}$ in den Messwerten.

Mit Hilfe von Steigungsdreiecken lässt sich daraus dann für die jeweiligen Spannungen die korrespondierende Steigung ablesen.

Für die Messungen bei $T_1 = 20,5^\circ\text{C}$ mit der Bremsspannung U_1 und $T_2 = 148^\circ\text{C}$ mit U_2 , sind die Ergebnisse in Tabelle ?? dargestellt.

Grafisch findet sich das ganze in den Abbildungen 6 und 7 wieder.

U_1 / V	$\frac{\Delta y}{\Delta x_1}$	U_2 / V	$\frac{\Delta y}{\Delta x_2}$
0	0,2	0	1,2
0,199	0,15	0,199	1,45
0,599	0,2	0,599	1,35
0,999	0,25	0,999	1,35
1,399	0,2	1,399	1,3
1,799	0,2	1,799	1,15
2,199	0,3	2,199	1,05
2,599	0,3	2,599	0,75
2,998	0,4	2,998	0,25
3,398	0,4	3,398	0,2
3,798	0,65	3,798	0,2
4,198	0,7	4,198	0
4,598	0,65	4,598	0
4,998	0,85	4,998	0
5,397	1,1	5,397	0
5,797	1,5	5,797	0,05
6,197	1,8	6,197	0,05
6,597	2,7	6,597	0
7,197	1,6	7,197	0
7,597	0,7	7,597	0
8,196	0,5	8,196	0,05
8,196	0,05	8,196	0,05

Tabelle 2: Die Werte der mittleren freien Weglänge mit der dazu korrespondierenden Temperatur und im Verhältnis mit der Länge Beschleunigungsstrecke.

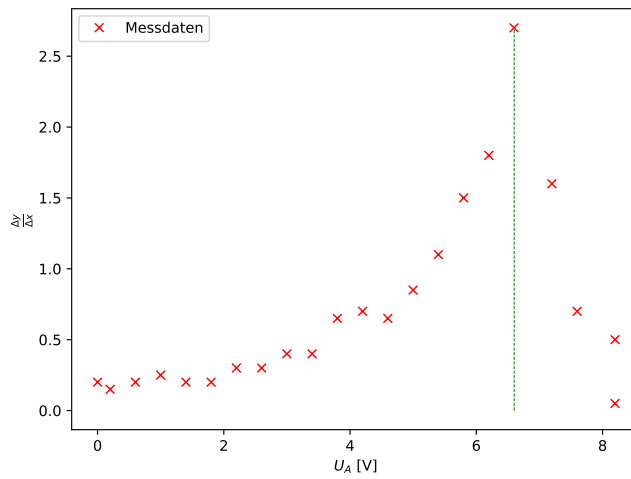


Abbildung 6: Die Steigung der differentiellen Energieverteilung in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung bei 20,5 °C.

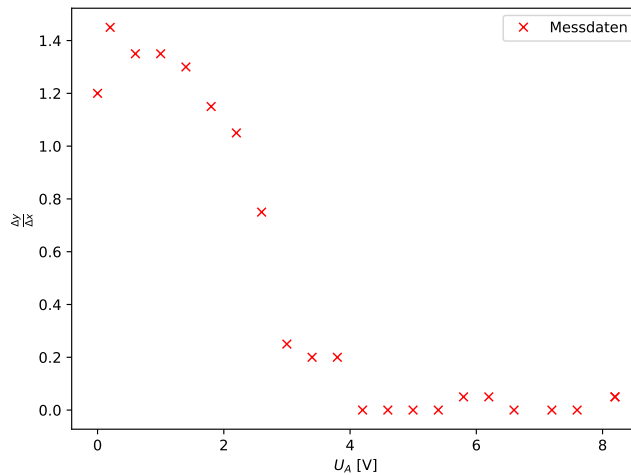


Abbildung 7: Die Steigung der differentiellen Energieverteilung in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung bei 148 °C.

Aus Abbildung 6 lässt sich ablesen, dass fast alle Elektronen die Energie 6,6 eV besitzen. Wenn dieser Wert von der Beschleunigungsspannung von 12 V subtrahiert wird, ergibt sich das Kontaktpotential $k = 5,4$ V.

Für die Messreihe mit der Gastemperatur $T_2 = 148$ °C fallen die Steigungen sehr früh ab. Dies resultiert aus dem Überschreiten der Anregungsenergie $E = 4,9$ eV[1], wodurch Stoßprozesse stattfinden, die das Quecksilber bei gleichzeitigem Energieverlust der Elektronen anregen.

Abzüglich des Kontaktpotentials ergibt sich in der Theorie ein Abfall des Graphen bei $-0,5$ eV, was vor dem Beginn der Zeichnung wäre.

2.3 Franck-Hertz-Kurve

Auch für diese Messreihe wird erst wieder die Spannung pro Zentimeter gemittelt, was sich zu $(2,10 \pm 0,08)$ V/cm ergibt.

Hier wird nun der Abstand zwischen den Peaks der Franck-Hertz-Kurve gemessen, daraus der Spannungsabstand bestimmt und damit dann die Anregungsenergie von Quecksilber errechnet.

Der Abstand der Maxima findet sich in Tabelle 3. Gemittelt ergeben diese Werte einen Energieabstand der Maxima von $(5,45 \pm 0,40)$ eV.

Aus der gemittelten Energiedifferenz lässt sich über

$$\lambda = \frac{ch}{\Delta E}$$

berechnen. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit[6] und das Planck'sche Wirkungsquantum[9].

Damit ergibt sich $\lambda = 227,385$ nm.

Grad der Maxima	Abstand / cm	Energiedifferenz / eV
1	2,4	5,033 19
2	2,4	5,033 19
3	2,6	5,452 62
4	2,5	5,2429
5	2,7	5,662 33
6	2,6	5,452 62
7	3	6,291 48

Tabelle 3: Die Abstände der Maxima der Franck-Hertz-Kurve zu nächsten und die daraus resultierende Energiedifferenz zwischn den Maxima.

Der Energieverlust von Elektronen beim zentralen elastischen Stoß ist hier zu vernachlässigen, da die Elektronen bei nicht zentralen Stößen praktisch keine Energie verlieren. Es entsteht dort nur eine Richtungsänderung und da es hier nur um den Ort der Maxima geht und nicht um ihre Höhe sind diese Vorgänge zu vernachlässigen.

3 Diskussion

Die Bestimmung der mittleren freien Weglänge hat genau die Ergebnisse geliefert, die zu erwarten waren. Für kleine Temperaturen ist die freie Weglänge im Vergleich mit dem Abstand der Anode und der Kathode fast identisch, so das kaum Stoßprozesse stattfinden.

Bei hohen Temperaturen ist die Weglänge aber wesentlich kleiner, weswegen der Franck-Hertz-Versuch dort durchgeführt werden kann.

Die Messreihen, welche die differentielle Energieverteilung untersuchten lieferten auch gute Ergebnisse. Die Zeichnungen hatten die Form die zu erwarten waren.

Der Graph, der bei einer geringeren Temperatur aufgenommen wurde, fällt langsam und immer stärker werdend ab. Wenn dies ausgewertet wird, wie in Abbildung 6 lässt sich erkennen, dass fast alle gemessenen Elektronen eine Energie von $\approx 6,6$ eV besitzen. Dies deckt sich mit den Erwartungen, dass die Elektronen eine Energie besitzen, welche der Beschleunigungsspannung abzüglich des Kontaktpotentials entspricht.

Aus diesem Zusammenhang wurde dieses Potential zu $k = 5,4$ V bestimmt. Dieser Wert liegt in der zu erwartenden Größenordnung.

Für den Graphen bei höheren Energien ist ein direktes Abfallen zu erwarten, was auch hier qualitativ zu sehen ist.

Die einzelnen Steigungen ausgewertet, wie in Abbildung 7, führen zu dem Ergebnis, dass die Anregungsenergie bei $-0,5$ eV vor dem Beginn der Zeichnungen erreicht wurde.

An sich ist dies erstmal nicht so schlimm, allerdings wurde dieser Wert über das Kontaktpotential berechnet, welches durch ablesen und abschätzen bestimmt wurde. Damit hat dieser Wert einen sehr großen Fehler, was zu einem Abfall der Kurve bei ≈ 0 führen

könnte, was sich mit der bei der Auswertung gewählten Einstellung des Schreibers decken würde.

Die Zeichnung der Franck-Hertz-Kurve liefert die zu erwartende Form und besitzt die ersten sieben Maxima.

Die aus dem gemittelten Abstand der Maxima berechneten Werte finden sich mit den Theoriewerten und der relativen Abweichung zu ihnen, in der folgenden Tabelle 4.

Wert	Messwert	Theoriewert	relative Abweichung
ΔE	$(5,45 \pm 0,40) \text{ eV}$	4,9 eV	$(-11 \pm 8) \%$
λ	$(227,385 \pm 17,000) \text{ nm}$	253,029 nm	$(10 \pm 7) \%$

Tabelle 4: Die Ergebnisse der Auswertung der Franck-Hertz-Kurve und ihre Abweichung von der Theorie dargestellt.

Eine relative Abweichung von $\approx 10 \%$ von den Theoriewerten ist ein sehr gutes Ergebnis, vor allem da analog gemessen wurde und keine digitalen Werte aufgenommen wurden, was die Präzision erhöht hätte.

Bei allen Messreihen ist aber zu beachten, dass der Versuch sehr leicht zu beeinflussen ist, da er sehr stark von sehr vielen Faktoren abhängt.

Minimale Temperaturänderungen können zum Beispiel schon zu starken Schwankungen im Ergebnis führen. Selbes gilt für die angelegten Brems- oder Beschleunigungsspannungen. Nichtsdestotrotz liefert die Auswertung, wie zum Beispiel beim Franck-Hertz-Versuch, sehr gute Ergebnisse. Das größte Problem stellt hier das überschreiten der Anregungsenergie bei der zweiten Zeichnung, vor dem Beginn der Aufzeichnungen dar. Dies lässt sich aber bis zu einem gewissen Punkt wegargumentieren.

Die Ergebnisse sind also alles in allem recht gut.

4 Anhang

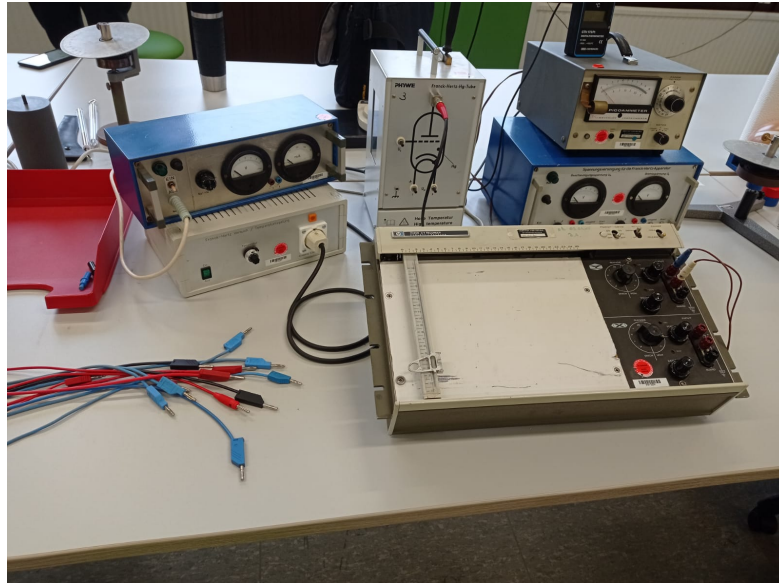


Abbildung 8: Die vom x-y-Schreiber erstellten differentiellen Energieverteilungen.

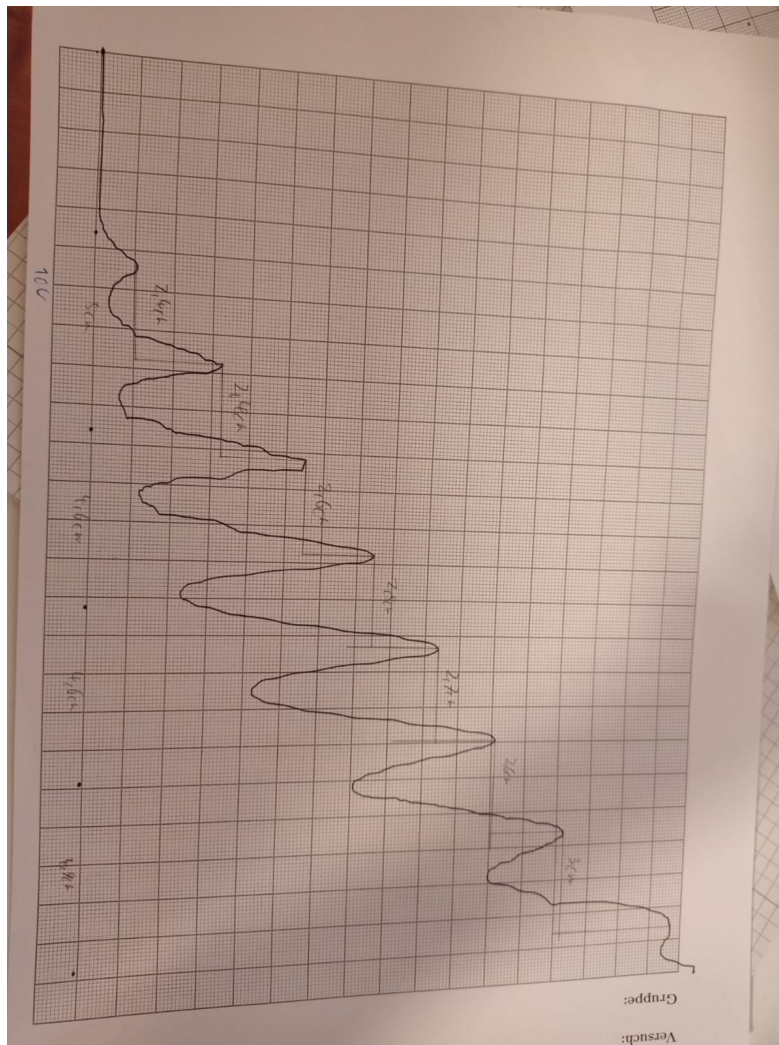


Abbildung 9: Die vom x-y-Schreiber erstellte Franck-Hertz-Kurve.

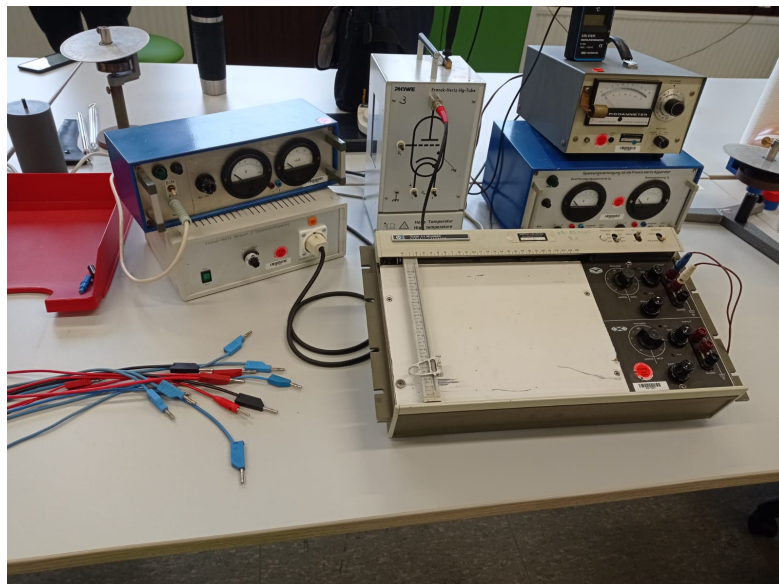


Abbildung 10: Der Versuchsaufbau mit x-y-Schreiber.

Literatur

- [1] *Anregungsenergie Quecksilber*. 2021. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Franck-Hertz-Versuch.html> (besucht am 24.05.2021).
- [2] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [4] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [5] *Literaturwert für die Elementarladung*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elementarladung.html> (besucht am 05.12.2020).
- [6] *Literaturwert für die Lichtgeschwindigkeit c*. 2020. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/lichtgeschwindigkeit/9012> (besucht am 05.12.2020).
- [7] *Literaturwert für die Ruhemasse eines Elektrons*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elektron.html> (besucht am 05.12.2020).
- [8] *Literaturwert für verschiedene Brechungsindizes*. 2021. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Brechzahl.html>.
- [9] *Literaturwerte für das plancksche Wirkungsquantum*. 2020. URL: https://www.chemie.de/lexikon/Plancksches_Wirkungsquantum.html (besucht am 05.12.2020).
- [10] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [11] *Versuchsanleitung zu Versuch V601: "Der Franck-Hertz-Versuch"*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2021.