

V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Katharina Popp
katharina.popp@tu-dortmund.de

Nicolai Weitkemper
nicolai.weitkemper@tu-dortmund.de

Durchführung: 22.06.2021

Abgabe: 29.06.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1. Zielsetzung	3
2. Theorie	3
2.1. Das Franck-Hertz-Experiment	3
2.2. Einflüsse auf den Verlauf der Franck-Hertz-Kurve	6
2.2.1. Das Kontaktpotential	6
2.2.2. Die Energieverteilung der Elektronen	7
2.2.3. Der Dampfdruck	7
3. Durchführung	8
4. Auswertung	10
4.1. Bestimmung der freien Weglänge	10
4.2. Energieverteilung der beschleunigten Elektronen	10
4.3. Anregungsenergie des Hg-Atoms	13
5. Diskussion	15
5.1. Abweichungen	15
5.2. Mögliche Fehlerquellen	15
Literatur	17
A. Messwerte	18

1. Zielsetzung

Das Ziel dieses Versuches ist es, die Quantennatur von Elektronen zu untersuchen. Dazu werden die Energieverteilung der beschleunigten Elektronen sowie die Anregungsenergie von Quecksilber gemessen.

2. Theorie

Im Folgenden werden die theoretischen Grundlagen des Franck-Hertz-Versuches vorgestellt.

Der Franck-Hertz-Versuch gehört zu den Elektronenstoßexperimenten, bei denen beschleunigte Elektronen auf Atome geschossen werden. Aus der Energiedifferenz der Elektronen können Informationen über die angeregten Zustände des Atoms gewonnen werden.

2.1. Das Franck-Hertz-Experiment

Für den Franck-Hertz-Versuch ist der in Abbildung 1 schematisch dargestellte Aufbau gegeben.

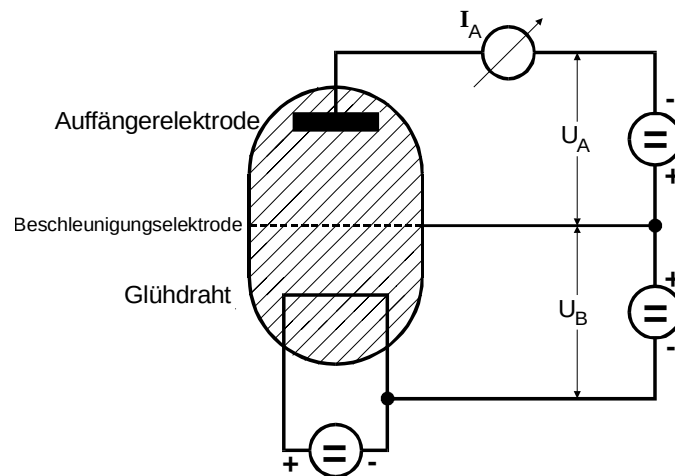


Abbildung 1: Aufbau des Franck-Hertz-Versuches. [1]

Die Apparatur besteht aus einer evakuierten Röhre, in der sich ein Quecksilber-Tropfen befindet, der spontan verdampft, sodass sich ein Gleichgewichtsdruck $p_{\text{Sät}}$ einstellt. Die Dampfdichte hängt ausschließlich von der Umgebungstemperatur T ab und kann so kontrolliert werden.

In der Röhre befindet sich außerdem eine negativ geladener Glühdraht, aus welchem durch den glühelektrischen Effekt Elektronen austreten. Er ist zusätzlich mit einem Material beschichtet, welches eine besonders geringe Austrittsarbeit besitzt, sodass möglichst viele freie Elektronen erzeugt werden können. Die Elektronen werden zu einer positiv geladenen Gitterelektrode hin beschleunigt, wobei zwischen Draht und Gitterelektrode die Beschleunigungsspannung U_B anliegt. Wenn die Elektronen zu Beginn eine Geschwindigkeit von Null besitzen, gilt wegen der Energieerhaltung nach Durchlaufen des Feldes

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

Hinter der Gitterelektrode befindet sich eine Auffängerelektrode, welche negativ geladen ist. Zwischen Gitter- und Auffängerelektrode liegt eine Bremsspannung U_A an. Es entsteht ein Gegenfeld, das die Elektronen überwinden müssen, um auf die Auffängerelektrode zu treffen, an der dann ein Auffängerstrom I_A gemessen wird. Es kommen nur diejenigen Elektronen an der Auffängerelektrode an, deren Energie groß genug ist, um das Gegenfeld zu passieren. Es gilt

$$\frac{m_0}{2} v_z^2 \geq e_0 U_B . \quad (1)$$

Im Bereich zwischen Glühdraht und Gitterelektrode kann es zu Stößen zwischen Elektronen und Quecksilber-, kurz Hg-Atomen, kommen. Abhängig von der Beschleunigungsspannung U_B wird zwischen zwei Möglichkeiten unterschieden.

Zum einen ist Energie der Elektronen gerade bei niedriger Beschleunigungsspannung noch nicht groß genug, um die Hg-Atome anzuregen, sodass es nur zu elastischen Stößen kommt, bei denen die Elektronen nicht viel Energie abgeben, aber ihre Richtung ändern können, aufgrund des Massenverhältnisses m_0/M zwischen Elektronen und Hg-Atomen von $1/1836 \cdot 201$. Die übertragene Energie beim elastischen Stoß beträgt

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

mit der Elektronenmasse m_0 und der Hg-Atommasse M .

Bei der zweiten Möglichkeit ist die Energie der Elektronen durch eine größere Beschleunigungsspannung groß genug, dass sie die Hg-Atome anregen können. Dabei überträgt das Elektron den Energiebetrag $E_1 - E_0$ zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand des Hg-Atoms auf ein Elektron in einer inneren Hülle des Atoms. Das Elektron behält eine Restenergie von $E - (E_1 - E_0)$ zurück. Nach einer Relaxationszeit von etwa 10^{-8} s kehrt das Hg-Atom in den Grundzustand zurück und ein Photon mit der durch den Übergang freigesetzten Energie

$$E_{\text{Photon}} = h\nu = E_1 - E_0$$

wird emittiert.

Aus der Geschwindigkeitsänderung des Elektrons durch die Energieabgabe kann die

Energiedifferenz zur Anregung bestimmt werden. Es gilt

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

Immer, wenn die Energie des Elektrons größer oder gleich der Anregungsenergie ist, hat es nach dem inelastischen Stoß nicht mehr genug Restenergie, um das Gegenfeld zwischen Gitter- und Auffängerelektrode zu überwinden, wodurch der Auffängerstrom sinkt. Dies ist in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung in Abbildung 2 dargestellt, wobei dies nur den Verlauf unter idealen Bedingungen beschreibt.

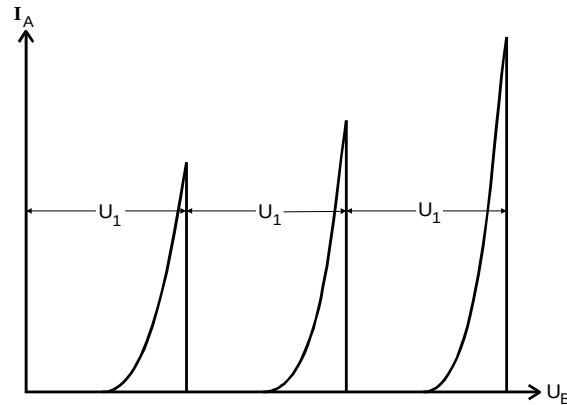


Abbildung 2: Idealer Verlauf des Auffängerstroms in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung. [1]

Zu Beginn ist die Beschleunigungsspannung noch gering, sodass keine Elektronen das Gegenfeld überwinden können. Der Auffängerstrom ist also gleich Null. Bei steigender Beschleunigungsspannung haben mehr Elektronen die zum Erreichen der Auffängerelektrode notwendige Energie, sodass der Strom I_A ab dem Punkt steigt, bei dem $U_B > U_A$ gilt. Der Strom nimmt mit steigender Beschleunigungsspannung bis zu dem Punkt zu, an dem diese einen Wert von U_1 erreicht hat und die Elektronen die Energie $E_1 - E_0$ besitzen. Nun werden die Hg-Atome angeregt und der Auffängerstrom sinkt stark ab, wie oben gezeigt. Wenn die Beschleunigungsspannung nun weiter steigt, haben die Elektronen schneller die zum Anregen Hg-Atome nötige Energie und die (im gegebenen Versuchsaufbau nicht sichtbare) Leuchtschicht wandert in Richtung des Glühdrahts. Zudem haben auch mehr Elektronen genug Energie, um das Gegenfeld zu überwinden, sodass auch die Peaks in der Stromstärke zunehmend intensiver werden.

Dieser Vorgang setzt sich periodisch fort. Der Spannungsabstand U_1 entspricht der Anregungsenergie des Hg-Atoms

$$U_1 = \frac{1}{e_0}(E_1 - E_0)$$

mit der Elektronenladung e_0 .

2.2. Einflüsse auf den Verlauf der Franck-Hertz-Kurve

Der in Abbildung 2 dargestellte idealisierte Verlauf der Franck-Hertz-Kurve kann nicht realisiert werden, da verschiedene Nebeneffekte zu berücksichtigen sind, die den Verlauf beeinflussen.

2.2.1. Das Kontaktpotential

Ein Nebeneffekt kommt dadurch zustande, dass sich das Potential des Glühdrahtes von dem der Gitterelektrode unterscheidet. Bei gleichem Potential träten bei steigender Temperatur auch aus der Gitterelektrode Elektronen aus, welche die Messung verfälschen würden. Deshalb wird der Glühdraht so beschichtet, dass er eine geringere Austrittsarbeit als die Gitterelektrode aufweist.

Die Potentialverhältnisse sind in Abbildung 3 dargestellt.

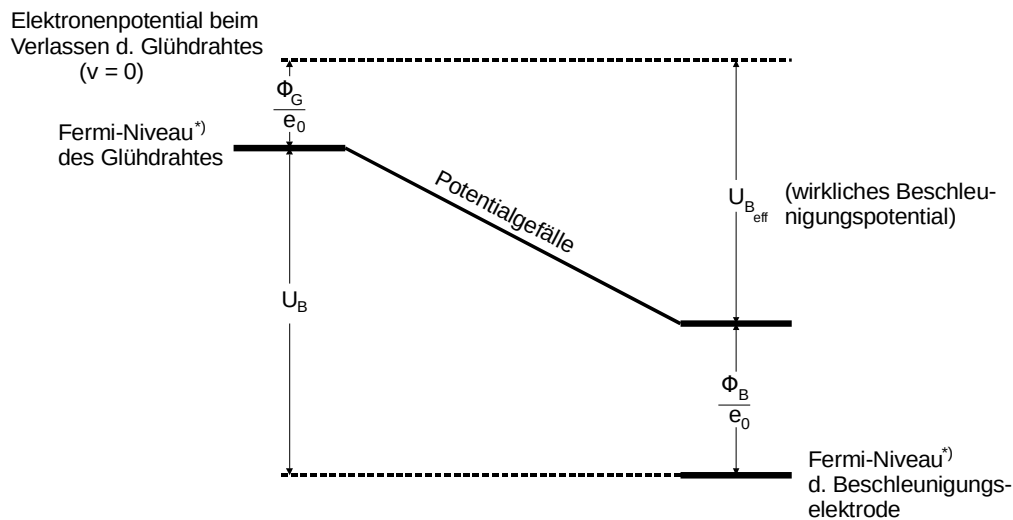


Abbildung 3: Das Verhältnis zwischen dem Potential des Glühdrahtes und der Gitterelektrode. [1]

Die Größen Φ_G und Φ_B stellen die Austrittsarbeiten des Drahtes und der Gitterelektrode dar.

Aus dem Potentialverhältnis ergibt sich ein Kontaktpotential

$$K = \frac{\Phi_B}{e_0} - \frac{\Phi_G}{e_0} ,$$

welches eine Verschiebung der Franck-Hertz-Kurve nach der Gleichung

$$U_{B,eff} = U_B - K \quad (2)$$

bewirkt.

2.2.2. Die Energieverteilung der Elektronen

Ein weiterer Nebeneffekt entsteht durch die Fermi-Dirac-Verteilung der Elektronen im Glühdraht, welche aussagt, dass sich die Elektronen schon vor dem Herauslösen auf verschiedenen Energieniveaus befinden, sodass sie unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeiten haben, wenn sie aus dem Draht gelöst werden, und somit nach der Beschleunigung ein kontinuierliches Energiespektrum besitzen.

Es kann also kein einheitlicher Abstand U_1 zwischen den Strommaxima erreicht werden, da die Elektronen unterschiedlich stark beschleunigt werden, um bei inelastischen Stößen die Hg-Atome anzuregen. Aus diesem Grund wird auch der Auffängerstrom nicht mehr ganz auf Null abfallen, sondern immer nur einen Minimalwert erreichen.

Zudem ist die Richtungsänderung der Elektronen bei elastischen Stößen im Bereich zwischen der Gitterelektrode und der Auffängerelektrode relevant, da bei diesen Stößen die z-Richtung der Elektronen verändert wird, woraus nach Ungleichung 1 folgt, dass sie die Auffängerelektrode nicht mehr erreichen können.

2.2.3. Der Dampfdruck

Ein weiterer Einfluss auf den Verlauf der Kurve ist durch den Dampfdruck $p_{\text{Sät}}$ gegeben, da der Franck-Hertz-Effekt nur messbar ist, wenn es zu genügend inelastischen Stößen zwischen Elektronen und Hg-Atomen kommt. Dies ist gegeben, wenn die mittlere Weglänge \bar{w} klein gegenüber dem Abstand a zwischen Glühdraht und Gitterelektrode ist.

Da der Dampfdruck ausschließlich von der Temperatur T abhängig ist, können so die Temperaturen bestimmt werden, bei denen der Franck-Hertz-Effekt auftritt.

Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 4 gezeigt.

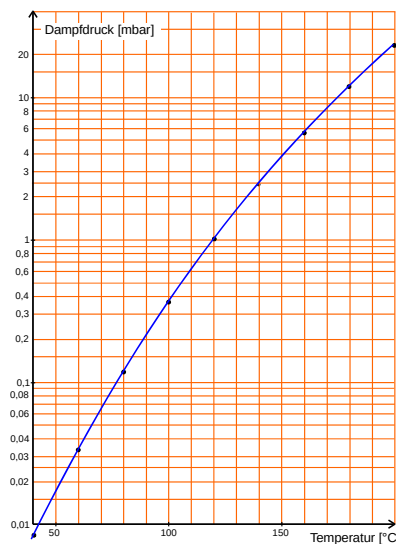


Abbildung 4: Abhängigkeit des Dampfdrucks von Hg von der Temperatur. [1]

3. Durchführung

Im Folgenden wird die Durchführung der Messung der Energieverteilung und der Franck-Hertz-Kurve erläutert.

Es ist das folgende Schaltbild gegeben.

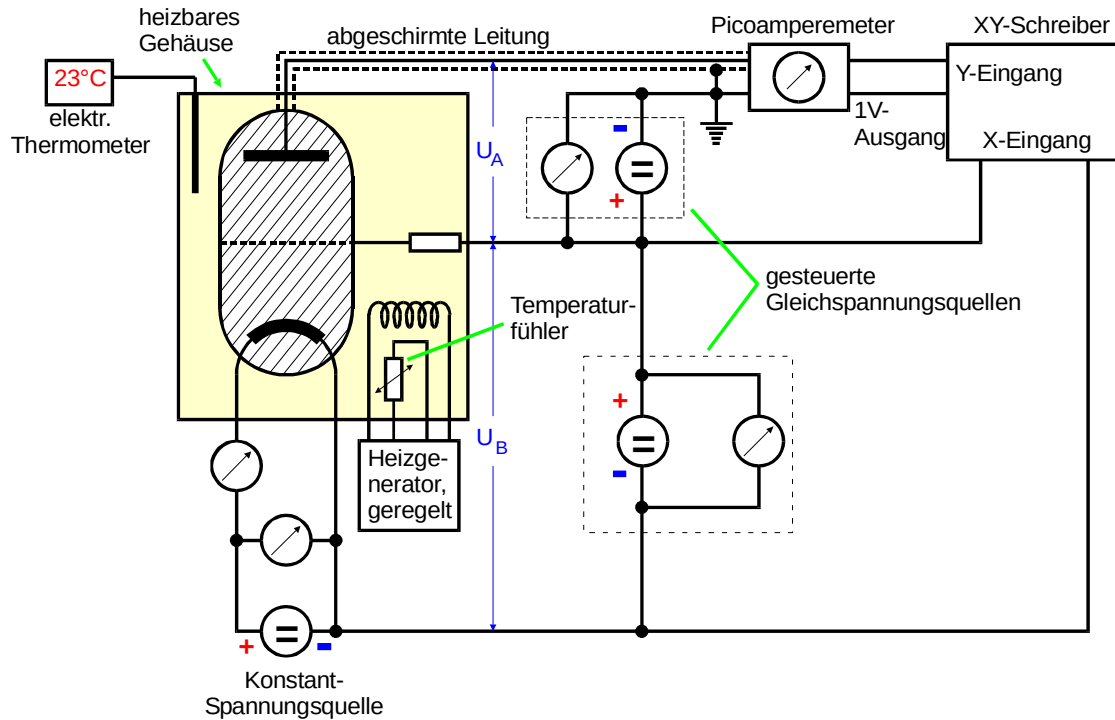


Abbildung 5: Schaltbild zur Messung der Energieverteilung und der Franck-Hertz-Kurve. [1]

Zusätzlich zum Aufbau in Abbildung 1 aus Unterabschnitt 2.1 werden ein Heizgenerator mit einem Thermometer, Gleichspannungsquellen, ein Picoamperemeter und ein XY-Schreiber zum Aufzeichnen der Kurven benötigt.

Die Beschleunigungsspannung kann in einem Bereich von $0\text{ V} \leq U_B \leq 60\text{ V}$ variiert werden, die Bremsspannung in einem Bereich von $0\text{ V} \leq U_A \leq 11\text{ V}$.

Zu Beginn muss der XY-Schreiber eingestellt werden, indem die Beschleunigungsspannung an den X-Eingang, und die Bremsspannung, welche proportional zum Auffängerstrom ist, an den Y-Eingang angelegt wird.

Nun wird zur Messung der Energieverteilung eine konstante Beschleunigungsspannung von $U_B = 11\text{ V}$ eingestellt und die Bremsspannung langsam erhöht. Der XY-Schreiber zeichnet den Verlauf des Auffängerstroms in Abhängigkeit von der Bremsspannung auf. Diese Messung wird einmal für eine Temperatur von etwa 20°C und ein zweites Mal für

eine Temperatur von 140°C bis 160°C durchgeführt, wobei der XY-Schreiber gegebenenfalls neu kalibriert werden muss, damit das richtige Y-Intervall dargestellt wird. Die Temperatur kann mithilfe des Heizgenerators eingestellt werden.

Nun wird noch die X-Skalierung auf dem Blatt notiert, indem die Bremsspannung langsam verändert wird und in 1 V-Schritten Markierungen gesetzt werden.

Anschließend wird die Franck-Hertz-Kurve gemessen. Dazu wird eine konstante Bremsspannung von $U_A = 1\text{ V}$ eingestellt. Stattdessen wird nun die Beschleunigungsspannung auf der X-Achse dargestellt. Mithilfe des Heizgenerators wird eine möglichst konstante Temperatur eingestellt. Es werden zwei Kurven in einem Temperaturintervall von $T = [160^{\circ}\text{C}, 200^{\circ}\text{C}]$ aufgenommen.

Auch hier wird eine X-Skala in 1 V-Schritten hinzugefügt.

4. Auswertung

Im Folgenden erfolgt die Auswertung der verschiedenen Messungen.

4.1. Bestimmung der freien Weglänge

Zunächst soll mit den Erkenntnissen aus Unterunterabschnitt 2.2.3 die mittlere freie Weglänge \bar{w} der Elektronen im Hg-Dampf bestimmt werden.

Diese ist in cm gegeben durch

$$\bar{w} = \frac{0,0029}{p_{\text{sät}}}$$

mit

$$p_{\text{sät}} = 5,5 \cdot 10^7 \exp\left(\frac{-6876}{T}\right),$$

wobei T in K gegeben sein muss und p in mbar resultiert.

Für die im Folgenden auftretenden Temperaturen wurden die entsprechenden Werte berechnet und in Tabelle 1 aufgelistet. Dort ist auch a/\bar{w} angegeben; dieses Verhältnis von Beschleunigungsstrecke $a \approx 1$ cm zu freier Weglänge \bar{w} soll etwa 1000 bis 4000 betragen, damit eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit gegeben ist. Mit Ausnahme des Werts zu Zimmertemperatur trifft dies zu.

Tabelle 1: Freie Weglänge und weitere Größen in Abhängigkeit der Temperatur.

$T / ^\circ\text{C}$	T / K	$p_{\text{sät}} / \text{mbar}$	\bar{w} / mm	a/\bar{w}
23,7	296,8	0,004 79	0,604 911	1,65
148,0	421,1	4,464 33	0,000 650	1539,42
166,6	439,8	8,905 66	0,000 326	3070,92
183,8	456,9	16,042 57	0,000 181	5531,92

4.2. Energieverteilung der beschleunigten Elektronen

Zunächst mussten die mit dem XY-Schreiber aufgenommenen Messwerte digitalisiert und die Skaleneinheiten umgerechnet werden. Die Digitalisierung erfolgte mithilfe des WebPlotDigitizer. Dabei wurde die vorgedruckte Skala verwendet. Neben den Messwerten wurden aber auch die im Abstand von 1 V gesetzten Skalenpunkte digitalisiert, um deren durchschnittliche Breite und Verschiebung relativ zur vorgedruckten Skala zu bestimmen. Mithilfe dieser Informationen können schließlich die Messwerte in SI-Einheiten angegeben werden. Auf eine tabellarische Auflistung der verwendeten Messwerte wird an dieser Stelle verzichtet, weil sie ohnehin in nahezu beliebiger Anzahl aus den mit dem XY-Schreiber gezeichneten Graphen (siehe Abbildung 10) entnommen werden können.

Abbildung 6 zeigt nun die digitalisierten Messwerte: In zwei Graphen ist der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Bremsspannung U_A für die jeweilige Temperatur aufgetragen.

Es sei erwähnt, dass hier und in den folgenden Plots die Skala für I_A fehlt, weil Absolutwerte hierzu weder genau bekannt sind, noch für die Auswertung benötigt werden.

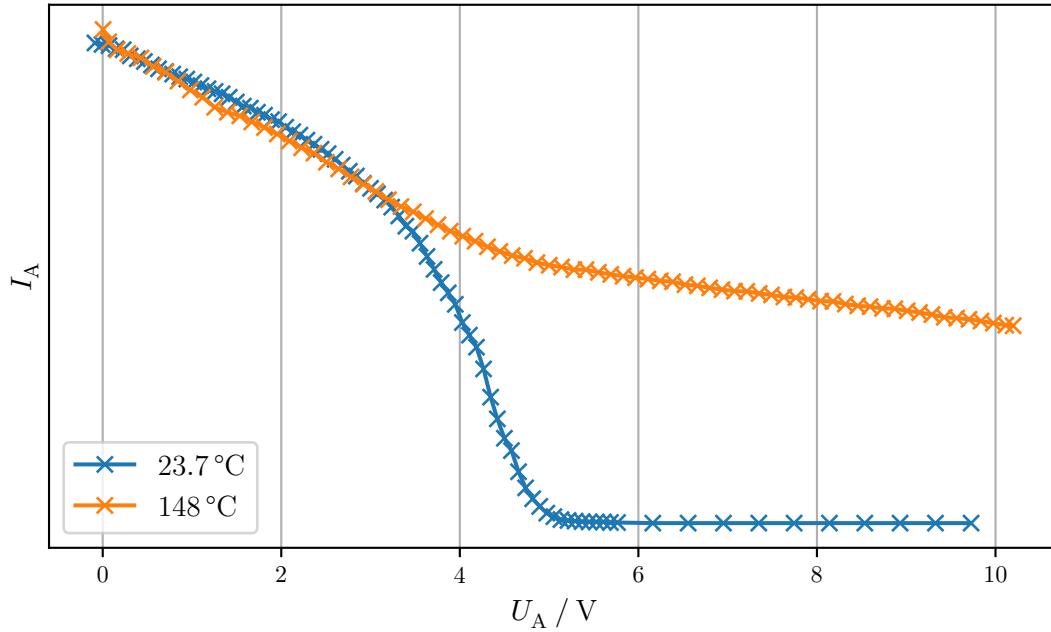


Abbildung 6: Messwerte zur integralen Energieverteilung der beschleunigten Elektronen.

Um die differenzielle Energieverteilung zu erhalten, werden stückweise Differenzenquotienten gemäß

$$f\left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}\right) = \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i}$$

berechnet, wobei x und y hier für U_A bzw. I stehen. Die daraus resultierenden Graphen sind in Abbildung 7 abgebildet.

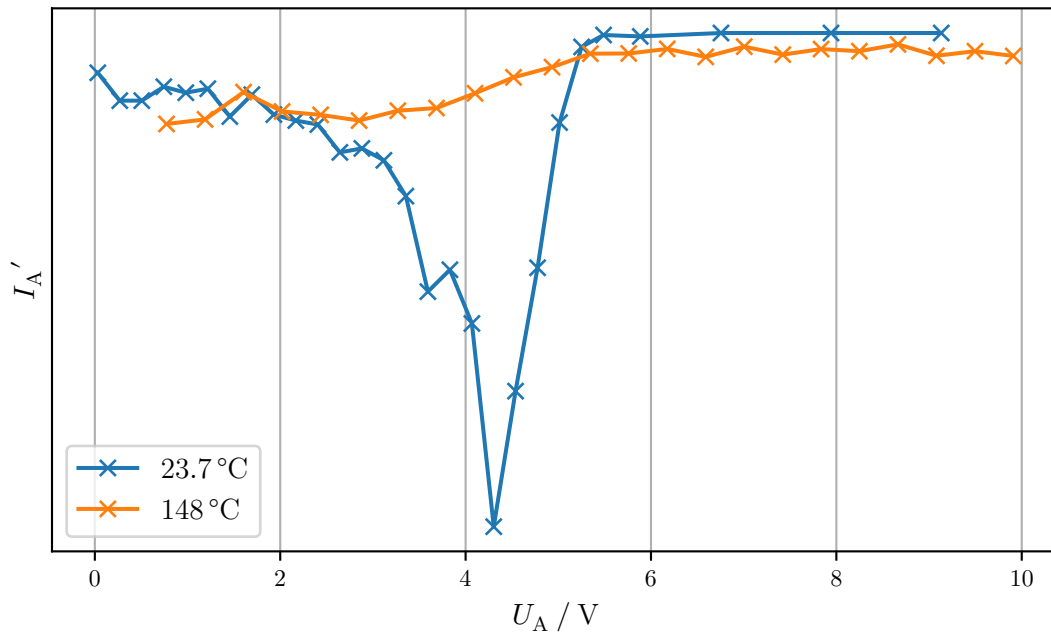


Abbildung 7: Aus der integralen Energieverteilung berechnete Werte zur differentiellen Energieverteilung der beschleunigten Elektronen.

Die Minima der differentiellen Energieverteilung liegen bei 4,304 V für $T = 23,7^\circ\text{C}$ beziehungsweise 0,142 V für $T = 148^\circ\text{C}$.

Die meisten Elektronen haben also eine Energie von 4,304 eV beziehungsweise 2,851 eV.

Das Kontaktpotential lässt sich durch Umstellen von Gleichung 2 bestimmen:

$$U_{\text{B,eff}} = U_{\text{B}} - K$$

$$\Leftrightarrow K = U_{\text{B}} - U_{\text{B,eff}} .$$

Es folgt:

$$K = 11 \text{ V} - 4,304 \text{ V} = 6,696 \text{ V} \quad (T = 23,7^\circ\text{C})$$

$$K = 11 \text{ V} - 2,851 \text{ V} = 8,149 \text{ V} . \quad (T = 148^\circ\text{C})$$

4.3. Anregungsenergie des Hg-Atoms

Abbildung 8 und Abbildung 9 zeigen die für unterschiedliche Temperaturen gemessenen Franck-Hertz-Kurven. Die Messwerte wurden aus Abbildung 11 entnommen.

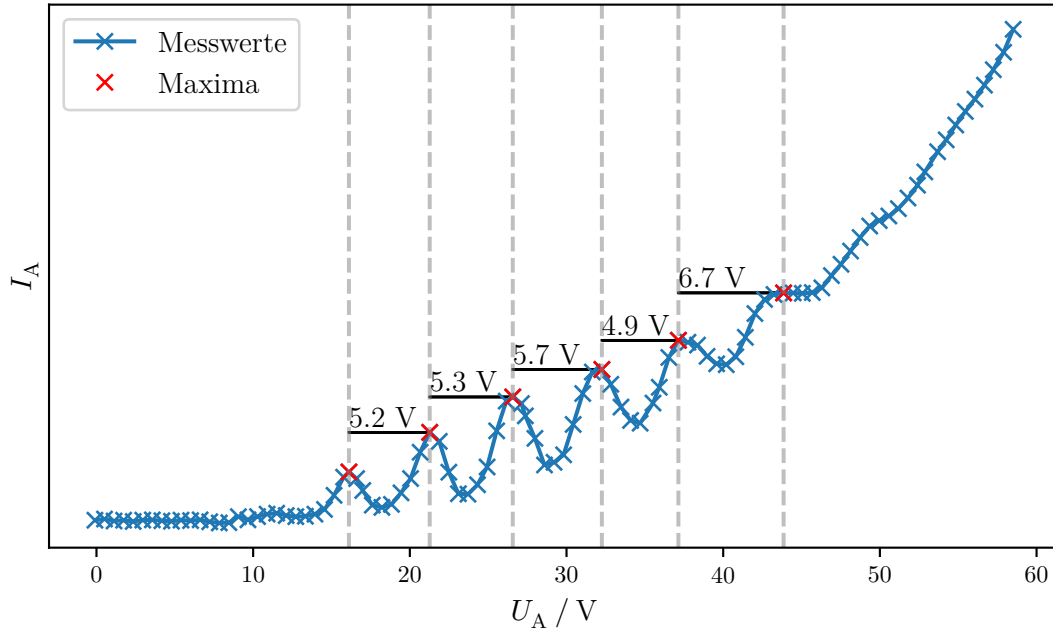


Abbildung 8: Franck-Hertz-Kurve für $T = 166,6^\circ\text{C}$.

Weil die Franck-Hertz-Kurve für $T = 183,8^\circ\text{C}$ mehr und deutlichere Peaks aufweist, ist diese zur Auswertung besser geeignet. Im den folgenden Erläuterungen wird diese daher exklusiv betrachtet. Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 2 aber auch die Werte zur anderen Franck-Hertz-Kurve angegeben.

Das erste gut sichtbare Maximum des Auffängerstroms liegt bei $U_{B,0} = 11,318\text{ V}$. Mit dem mittleren Abstand der Peaks zueinander $\overline{\Delta U_B} = (5,24 \pm 0,12)\text{ V}$ ergibt sich somit aus Gleichung 2 ein Kontaktpotential von $K = U_{B,0} - \overline{\Delta U_B} = (6,08 \pm 0,12)\text{ V}$.

Aus dem Zusammenhang

$$E = \frac{hc}{\lambda} \Leftrightarrow \lambda = \frac{hc}{E}$$

lässt sich die Wellenlänge des emittierten Photons zu $\lambda = (237 \pm 5)\text{ nm}$ bestimmen. Es handelt sich also um ultraviolette Strahlung.

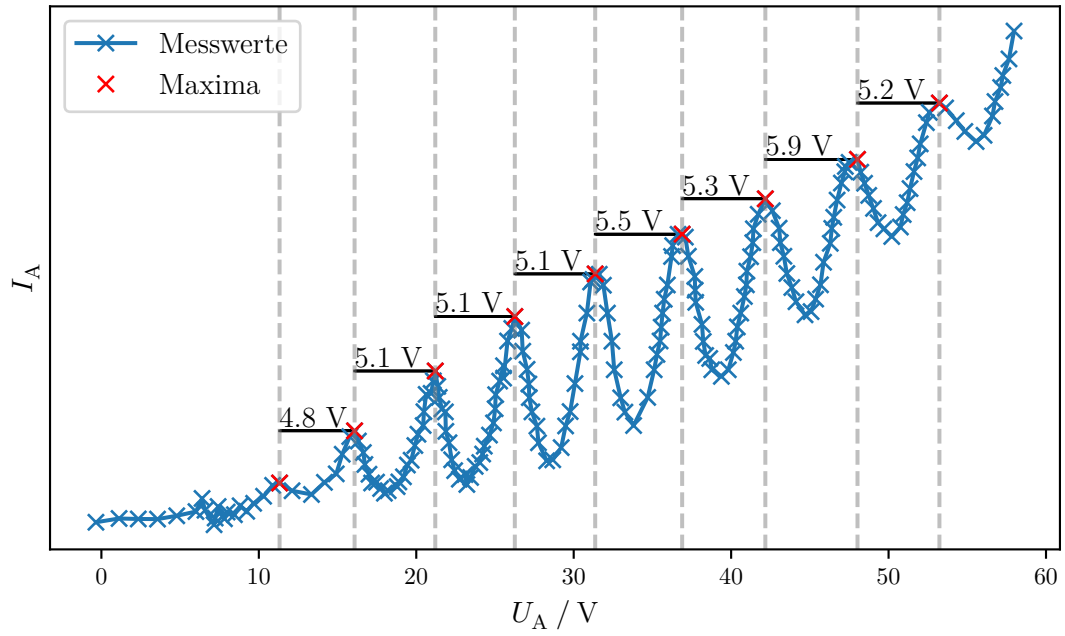


Abbildung 9: Franck-Hertz-Kurve für $T = 183,8^\circ\text{C}$.

Tabelle 2: Auswertungsergebnisse zur Franck-Hertz-Kurve für verschiedene Temperaturen.

$T / ^\circ\text{C}$	166,6	183,8
λ / nm	223 ± 13	237 ± 5
$U_{B,0} / \text{V}$	16,114	11,318
$\Delta U_B / \text{V}$	$5,55 \pm 0,32$	$5,24 \pm 0,12$
K / V	$10,57 \pm 0,32$	$6,08 \pm 0,12$

5. Diskussion

5.1. Abweichungen

Die Messung der integralen Energieverteilung der Elektronen bei 148 °C lieferte einen sehr „glatten“ Verlauf, was das Bestimmen der Wendepunkte (der integralen Energieverteilung) beziehungsweise der Minima der differentiellen Energieverteilung sehr ungenau machte. Das zugehörige Kontaktpotential kann daher nur als eine grobe Schätzung angesehen werden.

Die Franck-Hertz-Kurven zeigen im Wesentlichen das erwartete Bild. Das heißt auch, dass sich kein idealer Verlauf ergibt, wie er in Abbildung 2 dargestellt war. Es soll kurz auf die Nebeneffekte aus Unterabschnitt 2.2 und ihre Auswirkung auf den Verlauf eingegangen werden:

Kontaktpotential Da die effektive Potentialdifferenz geringer als die angelegte Spannung ist, ist die reale Franck-Hertz-Kurve relativ zur idealen Kurve in Richtung größerer Spannungen verschoben.

Energieverteilung der Elektronen Die Maxima sind deutlich „stumpfer“ als im idealen Verlauf. Dieser Effekt lässt sich unter anderem damit begründen, dass die aus der Glühkathode ausgelösten Elektronen nicht mit der gleichen Energie starten. Das Resultat ist bildlich gesprochen die Summe vieler zufällig in der X-Achse verschobener (idealer) Verläufe.

Temperaturabhängigkeit des Dampfdruckes Wie zuvor besprochen, variiert die mittlere freie Weglänge der Elektronen mit dem Dampfdruck und somit auch mit der Temperatur. Daher nimmt die Anzahl der Stöße mit steigender Temperatur zu, was wiederum ausgeprägtere Extrema zur Folge hat.

Die aus der zweiten Franck-Hertz-Kurve bestimmte Anregungsenergie lautete $(5,24 \pm 0,12)$ eV. Das entspricht einer Abweichung um 6,92 % vom Literaturwert 4,9 eV [2].

Das anhand der ersten Franck-Hertz-Kurve bestimmte Kontaktpotential weicht merklich von dem zuvor in Unterabschnitt 4.2 ermittelten ab. In ersterem Teil wurde bei einer Temperatur von 148 °C ein Kontaktpotential von 8,149 V gemessen, während es in letzterem bei einer Temperatur von 166,6 °C $(10,57 \pm 0,32)$ V waren.

Da kein Referenzwert zum Kontaktpotential bekannt ist, kann über die tatsächliche Abweichung keine Aussage getroffen werden.

5.2. Mögliche Fehlerquellen

Eine offensichtliche Fehlerquelle ist der verwendete XY-Schreiber. Indem die Messwerte erst auf Papier geplottet und anschließend wieder abgelesen und digitalisiert wurden, konnten verschiedenste Abweichungen auftreten:

Skala Die Werte wurden mithilfe der vorgedruckten Millimeter-Skala abgelesen und anschließend umgerechnet. Ungenauigkeiten treten zwangsläufig beim Erstellen der Volt-Skala sowie beim Ablesen von Werten auf.

Messbereich Der Messbereich des Picoamperemeter wurde während einer Probemessung überschritten. Dies äußert sich am XY-Schreiber dadurch, dass die Werte „abgeschnitten“ werden. Wäre dieses Problem nicht erkannt worden, hätten sich unbrauchbare Daten ergeben.

Genauigkeit und Präzision des Schreibers Hierzu sind keine Angaben bekannt. Es ist jedoch gut möglich, dass hier ein kleinerer systematischer Fehler auftritt. Abgesehen davon trat zwischenzeitlich ein Zittern auf, welches aber auch vom Picoamperemeter ausgegangen sein könnte.

Die Brems-/Beschleunigungsspannungen wurden über eine Minute hinweg abgefahren, wenngleich die Apparatur langsamere Abtastungen zugelassen hätte. Dies muss sich jedoch nicht nachteilig auswirken, wie der folgende Absatz verdeutlicht.

Der geregelte Heizgenerator erlaubte es nicht, eine gewünschte Temperatur gleichzeitig einigermaßen schnell zu erreichen und diese anschließend zu halten. Die somit entstandenen Temperaturschwankungen können zu Abweichungen geführt haben, welche für längere Messdauern größer zu vermuten sind.

Literatur

- [1] *Versuchsanleitung zum Versuch 601: Der Franck-Hertz-Versuch.* TU Dortmund.
- [2] *Der Franck-Hertz-Versuch.* Georg-August-Universität Göttingen. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612> (besucht am 27.06.2021).

A. Messwerte

Messung der Energieverteilung

148°C
23,7°C

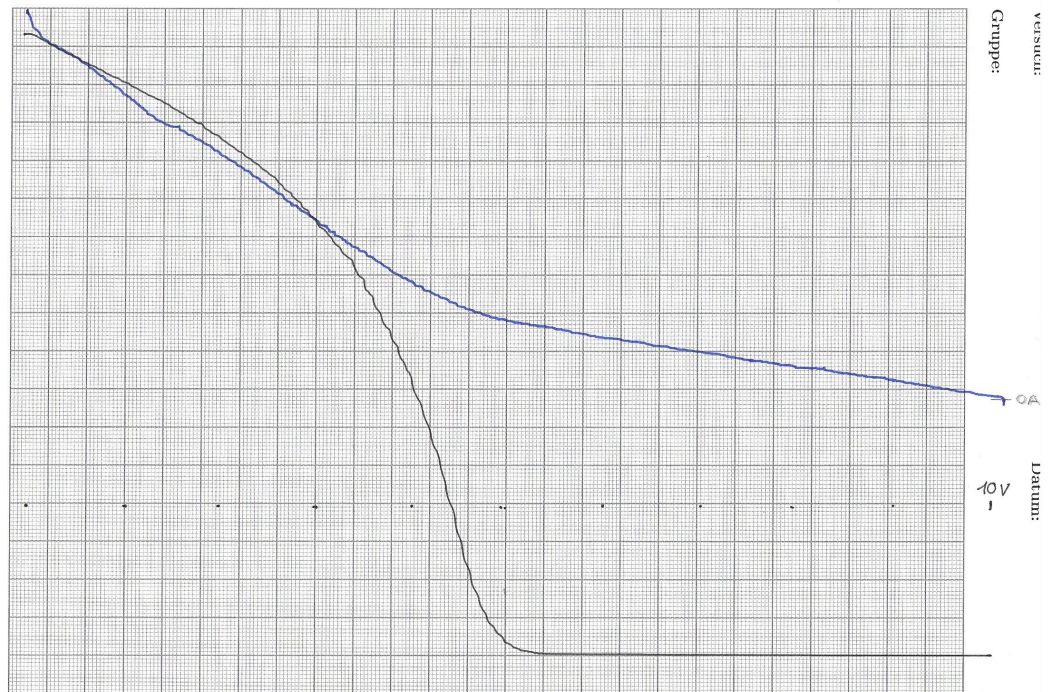


Abbildung 10: Mit dem XY-Schreiber aufgenommene Graphen zur Energieverteilung der Elektronen.

Franck-Hertz-Kurve

166,6 °C
183,8 °C

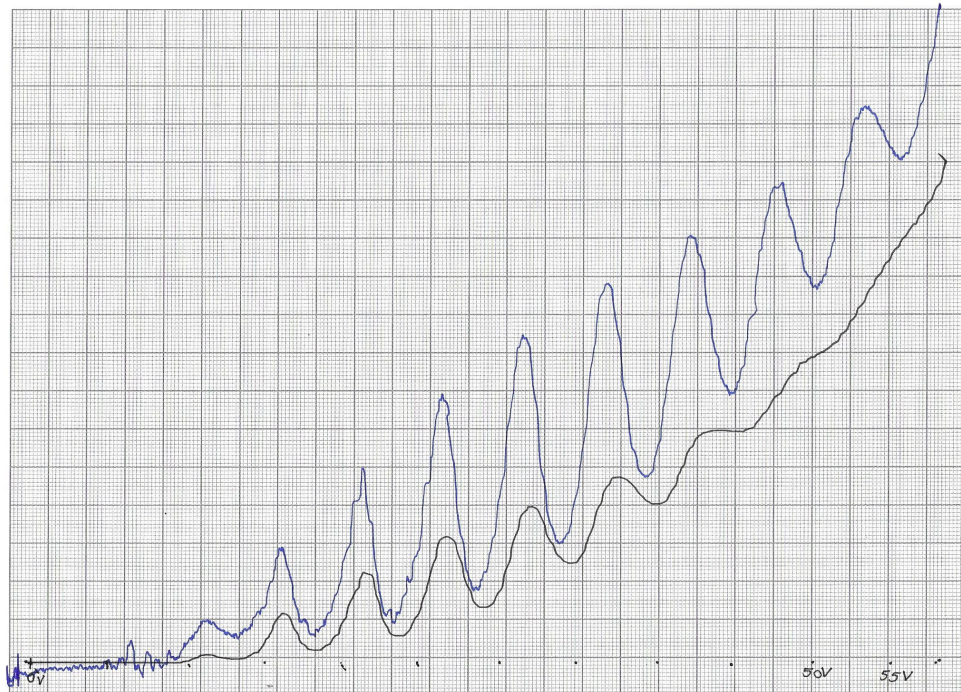


Abbildung 11: Mit dem XY-Schreiber aufgenommene Franck-Hertz-Kurven.