

Versuch Nr. 601

Der Franck–Hertz-Versuch

Antonia Joëlle Bock
antoniajoelle.bock@tu-dortmund.de

Rene-Marcel Lehner
rene.lehner@tu-dortmund.de

Durchführung: 14.07.2020

Abgabe: 21.07.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Aufbau der Franck–Hertz-Apparatur	3
2.2 Das Kontaktpotential	5
2.3 Energieverteilung der Elektronen	5
2.4 Regulierung des Dampfdrucks	6
2.5 Das Energieschema des Quecksilberatoms	7
3 Durchführung	8
4 Auswertung	9
4.1 Vorbereitung	9
4.2 Differentielle Energieverteilung der Elektronen	10
4.3 Die Franck–Hertz-Kurve	13
5 Diskussion	14
Anhang: Messdaten	16
Literatur	20

1 Zielsetzung

Motiviert wird das Experiment mit der Bestätigung der diskreten Energieniveaus innerhalb eines Atoms, die Teil der Atomspektroskopie sind. Hier werden exemplarisch Quecksilber-Atome betrachtet – im Folgenden sei Quecksilber durch sein Elementsymbol Hg im Periodensystem abgekürzt. Zum einen soll die Differenz zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem Grundzustand experimentell bestimmt werden, sowie die gesamte Ionisierungsenergie, die nötig ist, um ein Elektron ganz aus dem Coulomb-Feld des Kerns zu entfernen. Außerdem kann am Ende des Experiments eine Aussage über die Energieverteilung der Elektronen gemacht werden, die aus der Glühkathode austreten und durch Stöße Energie an die Hg-Atome übertragen.

2 Theorie

2.1 Aufbau der Franck–Hertz-Apparatur

Die für die Anregung nötige Energie wird von beschleunigten Elektronen aufgebracht, die mit den Hg-Atomen zusammenstoßen. Bei einem elastischen Stoß werden die Elektronen durch ihre sehr viel geringere Masse nahezu reflektiert, ohne die Bewegung der schwereren Atome zu beeinflussen; bei einem inelastischen Stoß nehmen die Atome Energie auf und wechseln in einen angeregten Zustand. Die reflektierten Elektronen sind in dem Fall entsprechend langsamer und haben weniger kinetische Energie. Durch Emission elektromagnetischer Wellen gehen die Hg-Atome anschließend wieder in ihren Grundzustand über. [1]

Da die Energieniveaus gemäß der Theorie diskret sind, wird erwartet, dass bei einer Energie, die der Differenz zwischen zwei Energieniveaus entspricht, sehr viel mehr Elektronen kinetische Energie verlieren, also inelastisch mit den Atomen zusammenstoßen.

Von der in Abbildung 1 gezeigten Apparatur wird erwartet, dass sie dies ausnutzen kann. Zu sehen ist eine evakuierte Röhre, in der sich ein winziger Tropfen Hg-Gas befindet. Der Druck kann mittels eines Temperaturreglers verändert werden, vergleiche dazu Abschnitt 2.4. Am unteren Ende befindet sich der Glühdraht, an den eine vergleichsweise hohe Spannung angelegt wird. Diese soll so hoch sein, dass sie die Austrittsarbeit des Drahts, die für gewöhnlich möglichst niedrig gewählt ist, für Elektronen übersteigt, sodass Elektronen in der Lage sind, aus dem Draht auszutreten. Um die Austrittsarbeit weiter zu verringern, wird das hochschmelzende Metall (zum Beispiel Wolfram) zusätzlich mit einem Oxid eines Erdalkalimetalls bestrichen, dessen Austrittsarbeit sehr klein ist [1].

Eine weitere angelegte Spannung ist die Beschleunigungsspannung U_B . Die positiv geladene Beschleunigungsanode soll die Elektronen in ihre Richtung beschleunigen. Nach Durchlaufen des elektrischen Felds haben sie somit eine Energie von

$$E = eU_B$$

aufgenommen, wobei $e = 1,602\,176\,620\,8 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ die Elementarladung ist [2]. Der negative Pol der Beschleunigungsspannung wird oft an einen kleinen, um den Glühdraht

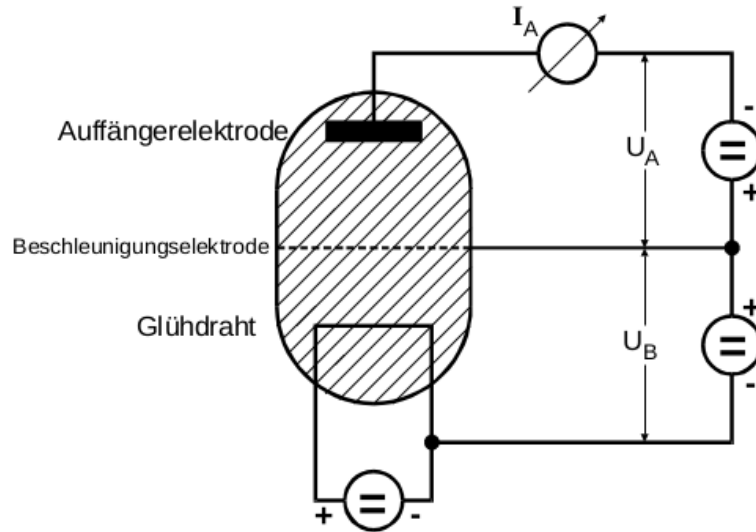


Abbildung 1: Schematischer Aufbau der Franck–Hertz-Röhre[1].

befindlichen Zylinder angeschlossen. Er hat eine Öffnung Richtung der Beschleunigungselektrode und dient dazu, die austretende Elektronenwolke durch ihre Coulomb-Abstoßung zu fokussieren.

Nach dem Erreichen der Beschleunigungselektrode haben die Elektronen also eine gewisse Energie, die je nach gewählter Spannung U_B ausreicht, die Hg-Atome bei Stößen anzuregen beziehungsweise sogar zu ionisieren. Dadurch verlieren die Elektronen genau den Betrag der Energiedifferenz $\Delta E = E_1 - E_0$.

Zur Auswertung der Elektronenenergie wird die Gegenfeldmethode benutzt.

Wird ein zweites, dem ersten Feld entgegengesetztes elektrisches Feld mit der Bremsspannung U_A angelegt, müssen die Elektronen zum Erreichen der Auffängerelektrode einen Teil ihrer Energie aufwenden. Je nachdem wie viele Elektronen also die Auffängerelektrode erreichen, kann eine Aussage darüber gemacht werden, wie viele Elektronen Energie durch inelastische Stöße mit den Hg-Atomen verlieren. Ein Maß für die Anzahl der ankommenden Elektronen wird durch den Auffängerstrom I_A gegeben, der mithilfe eines Amperemeters hinter der Auffängerelektrode gemessen wird.

Gemäß den vorangehenden Überlegungen wird in etwa eine Kurve erwartet, wie sie in Abbildung 2 zu sehen ist. Immer dann, wenn die durch die Beschleunigungsspannung erhaltene kinetische Energie ausreicht, die Hg-Atome anzuregen, verlieren die beschleunigten Elektronen beim Durchlaufen der elektrischen Felder eine bestimmte, diskrete Energiedifferenz, wodurch auf einmal viel weniger Elektronen die Auffängerelektrode erreichen, weil deren Energie nicht mehr ausreicht, das zweite elektrische Feld zu durchlaufen. Es ist mehr als ein deutlicher Abfall des Auffängerstroms zu beobachten, da bei ausreichend großer Energie mehrere inelastischen Stöße ausgeführt werden können. Die Peaks befinden sich idealerweise in äquidistanten Abständen zueinander, deren

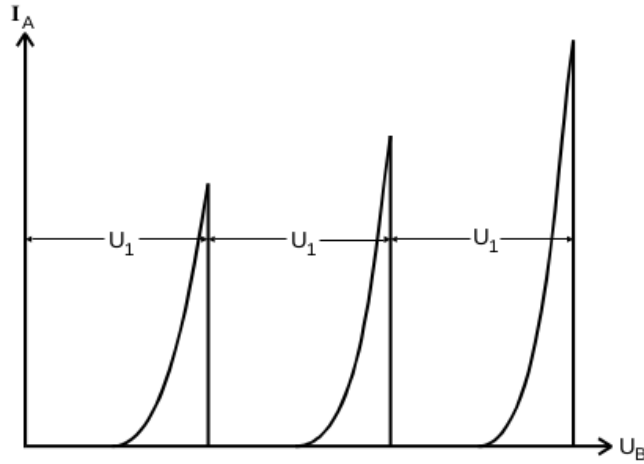


Abbildung 2: Theoretisch zu erwartende, ideale Kurve des Auffängerstroms in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung[1].

Spannungsdifferenz gerade ΔE der Hg-Atome entspricht, also[1]

$$U_1 = \frac{1}{e} \cdot (E_1 - E_0) .$$

2.2 Das Kontaktpotential

Da der Glühdraht, aus dem die Elektronen austreten, eine von der Auffängerelektrode, von der die Elektronen wieder absorbiert werden, verschiedene Austrittsarbeit hat, sofern diese aus unterschiedlichen Materialien bestehen, ergibt sich eine Potentialdifferenz. Sie muss von dem dazwischen liegenden Potential abgezogen werden, um das tatsächliche Beschleunigungspotential zu ermitteln. Veranschaulicht wird dies in Abbildung 3. Aus diesen Überlegungen ergibt sich

$$U_B + \frac{\phi_G}{e} - U_{B,\text{eff}} + \frac{\phi_B}{e} = 0$$

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

$$\text{mit dem Kontaktpotential } K := \frac{1}{e} \cdot (\phi_B - \phi_G) .$$

Die Franck–Hertz-Kurve ist entsprechend um den Wert K verschoben[1].

2.3 Energieverteilung der Elektronen

Die Elektronen haben beim Austritt aus dem Glühdraht keine identische Energie, sondern haben ein durch die Fermi–Dirac-Statistik beschriebenes Energiespektrum. Dadurch können höherenergetische Elektronen bei einer geringeren Beschleunigungsspannung inelastische Stöße ausführen, wohingegen niederenergetische Elektronen nur elastisch

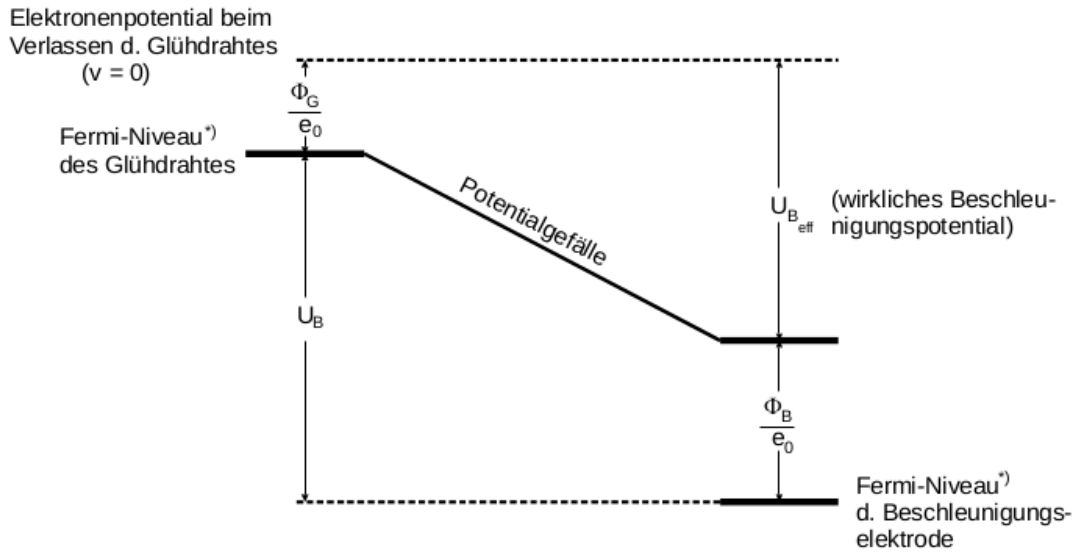


Abbildung 3: Schematische Darstellung zum Kontaktpotential[1].

stoßen. Dies führt dazu, dass die in Abbildung 2 ideal dargestellte Kurve abflacht und der Auffängerstrom ebenfalls nach Erreichen eines Maximums nicht ganz auf Null abfällt. Ebenfalls führen elastische Stöße im Bremsfeld dazu, dass sich die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Auffängerelektrode verändert, auch wenn sich an der kinetischen Energie an sich nichts ändert. Da die besagte Geschwindigkeitskomponente jedoch für das Messen eines Auffängerstroms ausschlaggebend ist, folgt aus elastischen Stößen ebenfalls ein Abflachen und Verbreitern der Kurve[1].

2.4 Regulierung des Dampfdrucks

Mithilfe der Temperatur des Hg-Gases wird der Druck reguliert, der wiederum die mittlere freie Weglänge beeinflusst. Die mittlere freie Weglänge muss so gewählt sein, dass eine hinreichend große Wahrscheinlichkeit besteht, dass die Elektronen mit den Hg-Atomen zusammenstoßen; gleichzeitig ist wichtig, dass nicht zu viele Stöße stattfinden, da sonst zu viele elastische Stöße stattfinden würden, die wie erwähnt die Kurve abflachen und verfälschen.

Die mittlere freie Weglänge \bar{w} ist antiproportional zum Druck p gemäß

$$\bar{w} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}}{\frac{p}{\text{mbar}}} ; \quad (1)$$

der Druck ist wiederum mit der Temperatur über

$$p(T) = 5,5 \cdot 10^7 \text{ mbar} \cdot e^{\frac{-6876 \text{ K}}{T}}$$

verknüpft. Ein idealer Dampfdruck für die verwendete Apparatur ergibt eine mittlere freie Weglänge, die um einen Faktor von etwa 1000 bis 4000 kleiner ist als der Abstand zwischen

Beschleunigungsanode und Glühkathode $a \approx 1 \text{ cm}$. Daraus lässt sich die Temperatur ableiten, auf die die evakuierte Röhre geregelt werden muss[1].

2.5 Das Energieschema des Quecksilberatoms

Das Quecksilberatom ist bis zur 5p-Unterschale mit 54 Elektronen gemäß des Aufbauprinzips vollständig gefüllt; die 4f-Schale enthält weitere 14 Elektronen, die 5d-Schale 10 Elektronen und zwei Elektronen befinden sich in der 6s-Schale. Somit besitzt das Atom insgesamt 80 Elektronen im ungeladenen Zustand.

Die Elektronen in der 6s-Schale befinden sich in dem antiparallelen Singulett-Zustand, sodass sie sich gemäß des Pauli-Prinzips in mindestens einer Quantenzahl unterscheiden. Zusätzlich muss die Auswahlregel für die Quantenzahl L des Bahndrehimpulses beachtet werden. Die Differenz zum angeregten Zustand muss genau $\Delta L = \pm 1$ betragen.

Für die Elektronen des nicht-angeregten Zustands mit den Quantenzahlen

$$n_1 = n_2 = 6, \quad l_1 = l_2 = 0, \quad s_1 = \frac{1}{2}, \quad s_2 = \frac{-1}{2}$$

bedeutet dies, dass l_1 oder l_2 den Wert 1 annehmen muss, wohingegen die jeweils andere Quantenzahl gleich bleibt. Im angeregten Zustand unterscheiden sich die beiden Elektronen also bereits in einer Quantenzahl, weshalb eine parallele Stellung hier möglich ist.

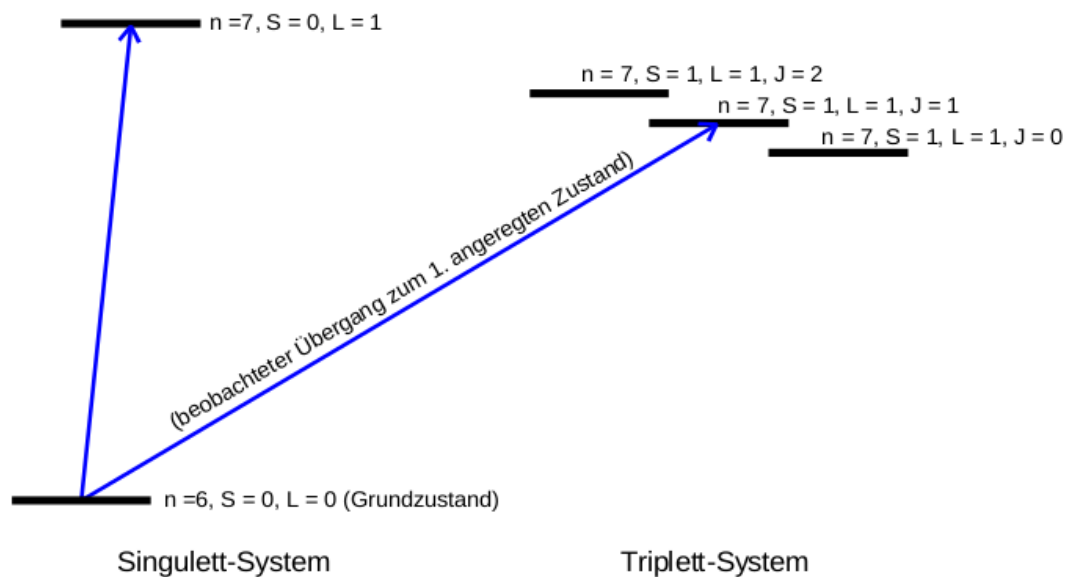


Abbildung 4: Nicht-maßstabsgetreue Veranschaulichung des Energieschemas im Hg-Atom[1].

Die relative Lage der Spins zueinander beeinflusst, wie nah sich die Elektronen zueinander befinden. Bei antiparalleler Stellung sind sie näher zusammen, als wenn sie parallel

zueinander sind. Da bei einem geringeren Abstand die Energie durch die Coulomb-Abstoßung steigt, ist der Triplett-Zustand (parallel) energetisch günstiger als der Singulett-Zustand (antiparallel). Dementsprechend wird in diesem Experiment vor allem der Übergang in den Triplett-Zustand beobachtet.

Diese Energie ist durch die LS-Kopplung dreifach entartet, hier kann also eine Feinstruktur im Gegensatz zum Grundzustand beobachtet werden.

Ein Umklappen eines Spins (wie es hier nötig ist, schließlich gehen die Elektronenspins von einem antiparallelen in einen parallelen Zustand über) ist vergleichsweise sehr unwahrscheinlich, was durch das Interkombinationsverbot beschrieben wird. Da in diesem Experiment jedoch Elektronenstöße zur Anregung verwendet werden, wird dieses Problem dadurch umgangen, dass das stoßende Elektron den Platz eines Elektrons mit genau entgegengerichtetem Spin einnimmt und das herausgelöste Elektron mit der entsprechenden Restenergie weiterpropagiert.

Das Energieschema der beiden für die Anregung wichtigen Elektronen wird in Abbildung 4 veranschaulicht[1].

3 Durchführung

Aus Zeitgründen und aufgrund der durch das Corona-Virus bedingten Umstrukturierung der Praktikumsrahmenbedingungen wird nicht die Ionisierungsenergie der Hg-Atome gemessen; es werden ausschließlich die Energieverteilung der Elektronen und die Anregungsenergie betrachtet, außerdem wird die Zahl der Messreihen reduziert.

In Abbildung 5 ist der Versuchsaufbau zu sehen. Die erwähnte Franck-Hertz-Röhre ist in einem heizbaren Gehäuse untergebracht; die Temperatur kann an dem elektrischen Thermometer abgelesen werden, geregelt wird sie über einen Heizgenerator. Das Picoamperemeter misst den Auffängerstrom I_A . Ein XY-Schreiber kann die Franck-Hertz-Kurve aufzeichnen. Dafür werden an den X- und Y-Eingang jeweils die Spannungen gegeben, die der Abszisse (X) und Ordinate (Y) zugeordnet werden sollen. Das Picoamperemeter ist in der Lage, eine dem Auffängerstrom proportionale Spannung bereitzustellen, sodass auch der Strom graphisch dargestellt werden kann. Das Millimeterpapier lässt sich elektrostatisch auf dem Schreiber fixieren, sodass dieses nicht bei der Aufzeichnung verrutscht.

Die Eichung und Regulierung der Achsen an dem XY-Schreiber sind intuitiv und größtenteils selbsterklärend. Beachtet muss hier werden, dass beim maximalen Strom ($U_A = 0 \text{ V}$) der Schreiber nur knapp bis zum Anschlag wandert, und dass die X-Achse mit zugehörigen Spannungswerten versehen werden muss, um später quantitative Ergebnisse ablesen zu können.

Zuerst wird die sogenannte integrale Energieverteilung der Elektronen gemessen. Die Beschleunigungsspannung wird hierfür auf einen konstanten Wert von 11 V eingestellt und der Auffängerstrom unter Erhöhung der Bremsspannung mit dem Schreiber aufgezeichnet. Der bei keiner Spannung fließende Strom wird mithilfe der Glühkathodenspannung auf einen Wert zwischen 50 und 500 nA eingestellt.

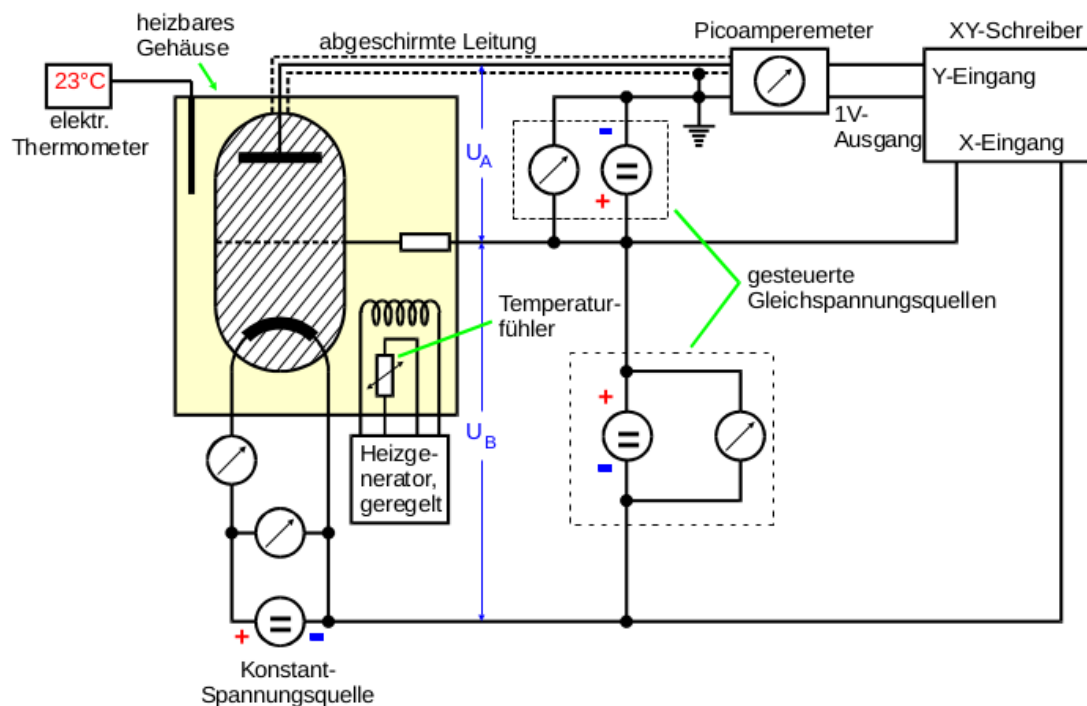


Abbildung 5: Der Versuchsaufbau[1].

Diese Messung wird zuerst für Raumtemperatur durchgeführt, im Anschluss für eine höhere Temperatur von etwa 150 °C. Dieser letzte Schritt entfällt jedoch aus genannten Gründen.

Beim nächsten Messschritt wird ebenfalls nur eine Messreihe aufgenommen. Diesmal wird der Auffängerstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung gemessen, um eine Franck–Hertz-Kurve zu erhalten. Die Bremsspannung wird auf etwa 1 V konstant gehalten. Die Temperatur soll hier idealerweise im Intervall 160 bis 200 °C liegen. Die Beschleunigungsspannung kann auf maximal 60 V eingestellt werden. Durch Ausprobieren kann festgestellt werden, bis zu welchem Spannungswert eine Aufzeichnung des Auffängerstroms sinnvoll ist, da irgendwann die Strommaxima nicht mehr gut gemessen werden können, und wie entsprechend die X-Achse des XY-Schreibers geeicht werden muss.

Als letzter Schritt würde die Messung der Ionisierungsenergie folgen; hierzu würde die Temperatur auf etwa 100 bis 110 °C geregelt werden und die Bremsspannung auf 30 V.

4 Auswertung

4.1 Vorbereitung

Die mittlere freie Weglänge wird über Gleichung (1) berechnet und mit dem Abstand zwischen Beschleunigungsanode und Glühkathode $a \approx 1$ cm verglichen. In Kapitel 2.4 wird ein ideales Verhältnis von etwa 1000 bis 4000 vorgeschlagen. Die verwendete Tem-

peratur für die Aufnahme der Franck–Hertz-Kurve ist aus Abbildung 9 ersichtlich. Die Raumtemperatur wird auf 295 K abgeschätzt. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1: Vergleich des Abstands Glühkathode-Beschleunigungsanode und der mittleren freien Weglänge

T / K	p / mbar	\bar{w} / mm	a / \bar{w}
295	$4,15 \cdot 10^{-3}$	6.99	1.43
446.15	11.1	$2,61 \cdot 10^{-3}$	3831

4.2 Differentielle Energieverteilung der Elektronen

Der vom XY-Schreiber aufgenommene Graph ist in Abbildung 6 zu sehen, sowie in Abbildung 7 die Messpunkte, die aus dem Graphen abgelesen werden. Damit die Kurve eindeutiger zu lesen ist, sind die Messpunkte in wissenschaftlich unüblicher Weise nicht als Kreuze, sondern Punkte dargestellt. Im Anhang in Abbildung 10 sind die Messpunkte nochmal durch Kreuze dargestellt zu finden, sowie in den Tabellen 3 und 4 die abgelesenen Messpunkte.



Abbildung 6: Die vom XY-Schreiber aufgenommenen Messwerte zur integralen Energieverteilung der Elektronen.

Um eine Aussage über die Energieverteilung der austretenden Elektronen machen zu

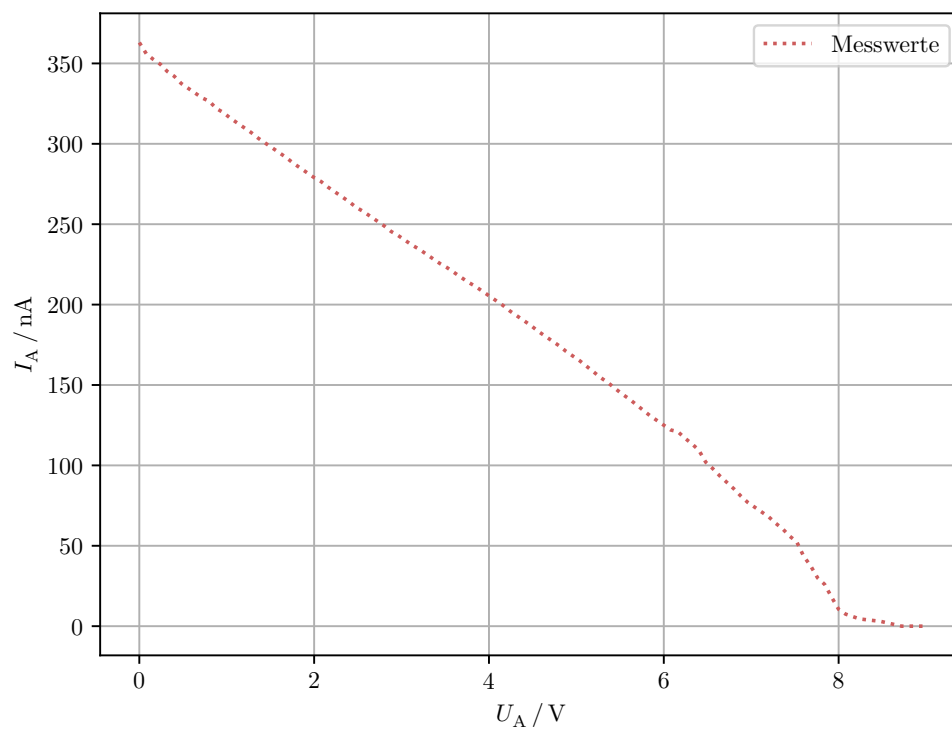


Abbildung 7: Die abgelesenen Messwerte zur integralen Energieverteilung der Elektronen.

können, muss die Differenz

$$\Delta I_A := I_A(U) - I_A(U + \Delta U)$$

gebildet werden.

Der Strom I_A ist proportional zur Anzahl $f(E)$ der ankommenden Elektronen und die Bremsspannung U_A ist proportional zur Energie E der Elektronen. Um die Verteilung der Elektronenzahl experimentell zu bestimmen, die eine Energie zwischen E und $E + dE$ haben, kann die Annäherung

$$f(E) dE \propto |dI_A| = \left| \frac{\partial I_A}{\partial U_A} \right| dU_A \approx \Delta I_A$$

gemacht werden, sofern $\Delta U_A \ll U_A$ gilt. Hier wird aufgrund der Skalierung zwischen Kästchenzahl und Spannungswerten $\Delta U_A = 0,08 \text{ V}$ gewählt, wie aus den Tabellen 3 und 4 hervorgeht. Die entsprechende Graphik ist auf Abbildung 8 zu finden. Die Elektronen be-

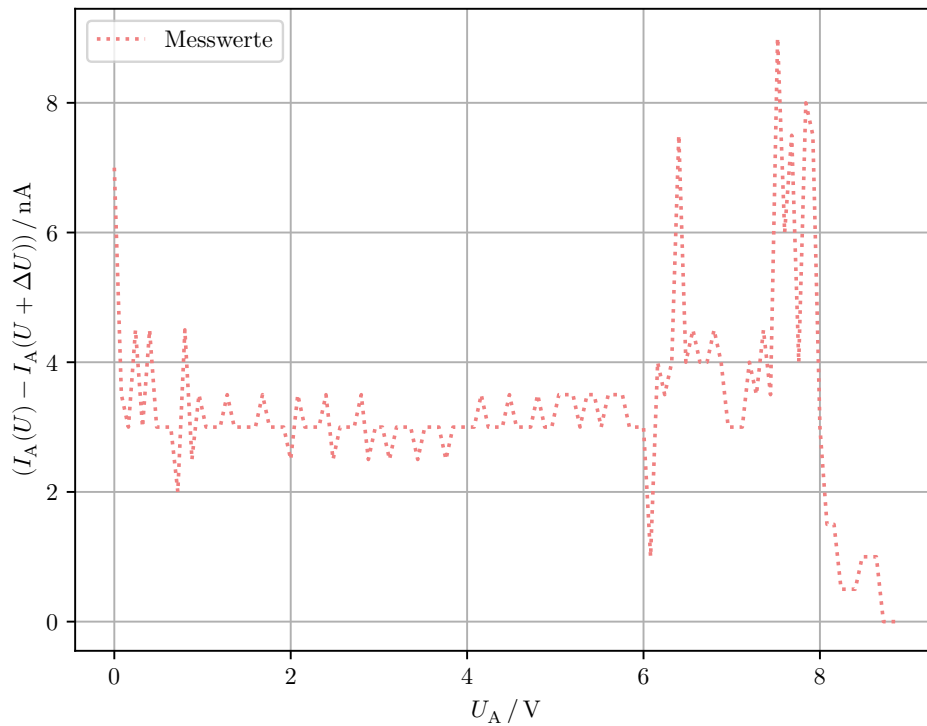


Abbildung 8: Die abgelesenen Messwerte zur differentiellen Energieverteilung der Elektronen.

kommen nach dem Austritt aus dem Glühdraht eine zusätzliche Energie von $eU_B = 11 \text{ eV}$.

Mit großer Messunsicherheit lässt sich ein Maximum bei 7,7 V der ankommenden Elektronen feststellen. Daraus ergibt sich, dass die Elektronen ein zusätzliches Kontaktpotential von etwa

$$K = (11 - 7.7) \text{ V} = 3,3 \text{ V} \quad (2)$$

überwinden müssen, wenn davon ausgegangen wird, dass die Stöße beim Durchqueren der Röhre die Messergebnisse nicht stark durch Richtungsablenkung verfälschen. Dafür spricht die vergleichsweise große mittlere freie Weglänge, die eine eher geringe Stoßwahrscheinlichkeit prognostiziert.

Bei einer entsprechend höheren Temperatur wäre die Stoßwahrscheinlichkeit sehr viel größer, wie Tabelle 1 zu entnehmen ist. Wie stark die kinetische Energie in Richtung der Auffängerelektrode durch die Stöße verringert wird, ist zufällig. Ein Einbruch der Anzahl der ankommenden Elektronen würde bei erfolgreicher Messung da zu sehen sein, wo die Spannung abzüglich des Kontaktpotentials ausreicht, die Anregungsenergie der Hg-Atome aufzubringen.

4.3 Die Franck–Hertz-Kurve

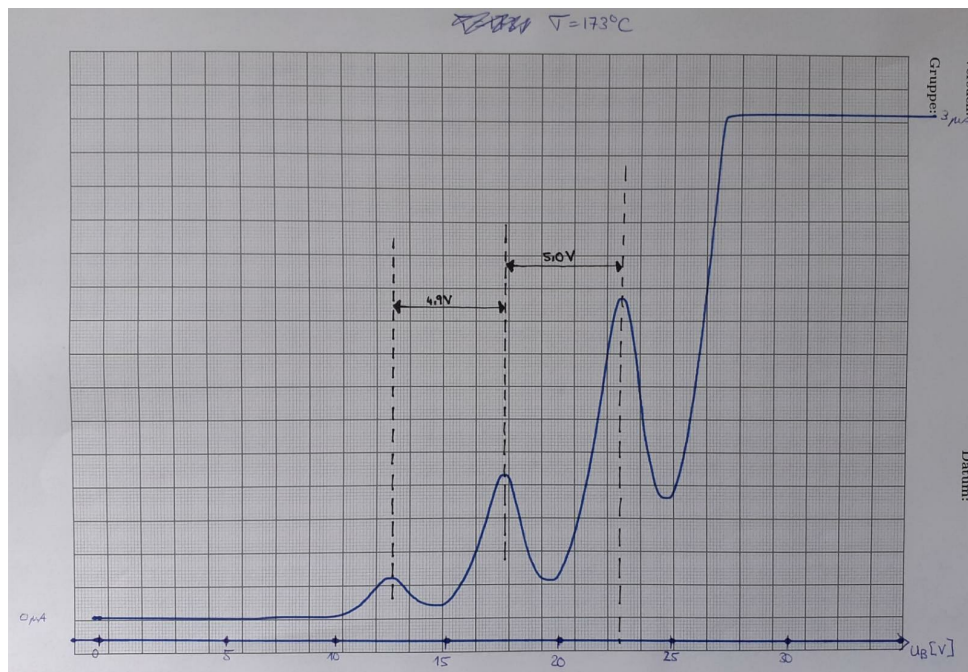


Abbildung 9: Die vom XY-Schreiber aufgenommene Franck–Hertz-Kurve bei einer Temperatur von 173 °C.

In Abbildung 9 ist die vom XY-Schreiber aufgenommene Franck–Hertz-Kurve zu sehen. Die Temperatur beträgt 173 °C.

Wie eingezeichnet lassen sich gut zwei Spannungsdifferenzen ablesen:

$$\Delta U_1 = 4,9 \text{ V}$$

$$\Delta U_2 = 5,0 \text{ V}$$

Daraus ergibt sich unter Mittelwertbildung, Berechnung des Messfehlers mithilfe

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \text{und}$$

$$\Delta x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

und Runden auf die signifikanten Ziffern eine Anregungsenergie von

$$\Delta E_{\text{exp}} = e \cdot \Delta U = (5,0 \pm 0,1) \text{ eV} . \quad (3)$$

Da das Kontaktpotential ausschließlich eine Verschiebung der Strommaxima bewirkt und für das Berechnen der Anregungsenergie ausschließlich die Spannungsdifferenzen relevant sind, muss das Kontaktpotential nicht beachtet werden.

Die weiteren elastischen Stöße, die die Elektronen nach einem (oder ein paar wenigen mehr) inelastischen Stößen ausführen, werden nicht beachtet, unter der Annahme, dass dies am Verhältnis der ankommenden und nicht-ankommenden Elektronen an der Auffängerelektrode nichts verändern wird.

ΔE_{exp} entspricht mit $E = h c / \lambda$ (das Planck'sche Wirkungsquantum ist laut [2] $h = 4,135\,667\,662 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$ und die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist $c = 299\,792\,458,0 \text{ m/s}$) elektromagnetischer Strahlung der Wellenlänge

$$\lambda_{\text{exp}} = (248 \pm 5) \text{ nm} , \quad (4)$$

die somit kurzwelliger als ultraviolette Licht ist.

5 Diskussion

Da kein Literaturwert für das Kontaktpotential vorliegt, lässt sich nur schwerlich feststellen, wie groß die experimentelle Abweichung ist. Wie bereits aus den Abbildungen ersichtlich und wie in der Auswertung schon erwähnt, ist das Ablesen des Kontaktpotentials nur mit großer Unsicherheit möglich, da die Streuungen recht groß sind und der Peak bei einer Spannung eine vergleichsweise große Dicke hat. Dass der Peak nicht infinitesimal dünn ist, kann mit der Dirac-Fermi-Statistik begründet werden. Diese gibt die Verteilung der Geschwindigkeiten – präziser gesagt: die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron eine gewisse Energie in Form von kinetischer Energie hat – der Elektronen an, was impliziert, dass die Elektronen bereits beim Austritt aus dem Glühdraht keine einheitliche Geschwindigkeit in Richtung der Auffängerelektrode besitzen.

Ein weiteren Einfluss könnte die mittlere freie Weglänge sein. Diese wird in Kapitel 4.1 ausgerechnet und in 1 dargestellt. Der Vergleich mit dem Abstand zwischen Glühkathode und Beschleunigungsanode ergibt jedoch, dass dieser Einfluss vernachlässigbar klein sollte, da die beiden Größen a und \bar{w} in der gleichen Größenordnung liegen.

Eine andere Möglichkeit für die starken Streuungen wäre, dass das Ablesen der Messpunkte aus dem Diagramm recht mühsam ist und leicht kleine Abweichungen auftreten können, vor allem wenn die Differenz zwischen zwei benachbarten Messwerten betrachtet wird.

Zum Vergleich werden aus [3] die Anregungsenergien in die drei verschiedenen Zustände herangezogen und deren Mittelwert gebildet, da hier im Experiment keine hinreichend große Auflösung bewerkstelligt werden kann, als dass zwischen den Feinstrukturenergien unterschieden werden könnte.

Tabelle 2: Zusammenfassung der Literaturwerte für die erste Anregungsenergie von Quecksilber[3, S. 460].

Grundzustand	angeregter Zustand	Anregungsenergie $\Delta E / \text{eV}$
$^1\text{S}_0$	$^3\text{P}_0$	4.67
	$^3\text{P}_1$	4.88
	$^3\text{P}_2$	5.46
Mittelwert:		5,00 eV

Der experimentelle Wert von $(5,0 \pm 0,1) \text{ eV}$ bestätigt somit die theoretische Erwartung, sowie die Annahme, dass weitere elastische Stöße der Elektronen mit den Hg-Atomen keine signifikanten Veränderungen am Messwert zur Folge haben.

Der Vollständigkeit halber sei hier nochmal der Literaturwert der Ionisierungsenergie von Quecksilber von 10,43 eV aufgeführt, die hier nicht experimentell ermittelt worden ist.

Anhang: Messdaten

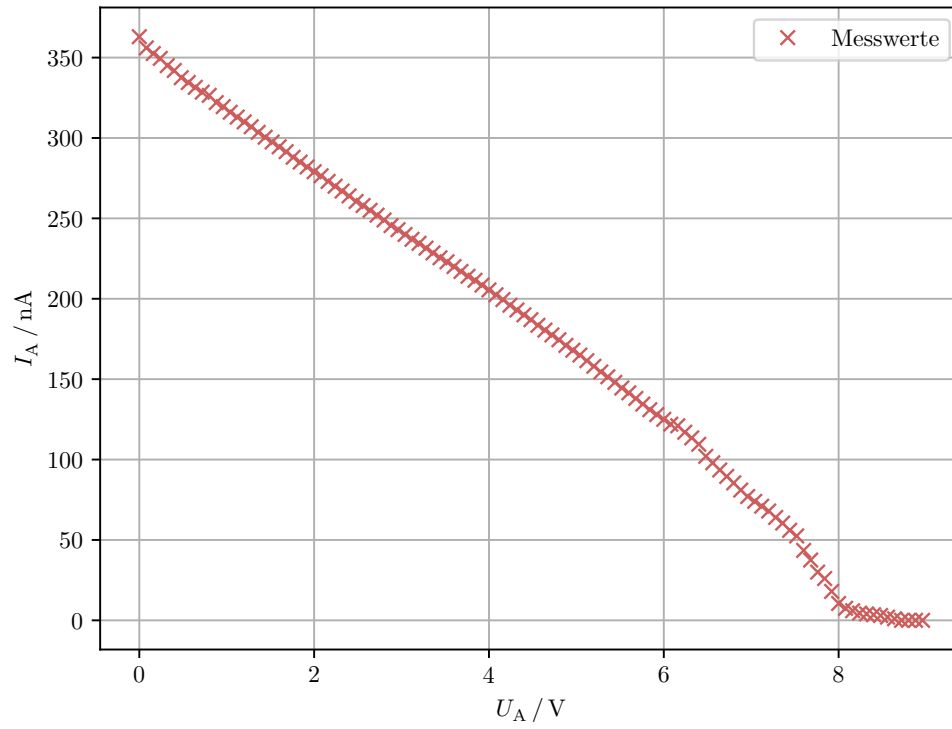


Abbildung 10: Messwerte zur integralen Energieverteilung der Elektronen.

Tabelle 3: Abgelesenen Messpunkte zur Auswertung für die Energieverteilung der Elektronen, Teil 1.

U_A / V	I_A / nA	$\Delta I_A / \text{nA}$	U_A / V	I_A / nA	$\Delta I_A / \text{nA}$
0,00	363,0	7,0	2,56	258,0	3,0
0,08	356,0	3,5	2,64	255,0	3,0
0,16	352,5	3,0	2,72	252,0	3,0
0,24	349,5	4,5	2,80	249,0	3,5
0,32	345,0	3,0	2,88	245,5	2,5
0,40	342,0	4,5	2,96	243,0	3,0
0,48	337,5	3,0	3,04	240,0	3,0
0,56	334,5	3,0	3,12	237,0	2,5
0,64	331,5	3,0	3,20	234,5	3,0
0,72	328,5	2,0	3,28	231,5	3,0
0,80	326,5	4,5	3,36	228,5	3,0
0,88	322,0	2,5	3,44	225,5	2,5
0,96	319,5	3,5	3,52	223,0	3,0
1,04	316,0	3,0	3,60	220,0	3,0
1,12	313,0	3,0	3,68	217,0	3,0
1,20	310,0	3,0	3,76	214,0	2,5
1,28	307,0	3,5	3,84	211,5	3,0
1,36	303,5	3,0	3,92	208,5	3,0
1,44	300,5	3,0	4,00	205,5	3,0
1,52	297,5	3,0	4,08	202,5	3,0
1,60	294,5	3,0	4,16	199,5	3,5
1,68	291,5	3,5	4,24	196,0	3,0
1,76	288,0	3,0	4,32	193,0	3,0
1,84	285,0	3,0	4,40	190,0	3,0
1,92	282,0	3,0	4,48	187,0	3,5
2,00	279,0	2,5	4,56	183,5	3,0
2,08	276,5	3,5	4,64	180,5	3,0
2,16	273,0	3,0	4,72	177,5	3,0
2,24	270,0	3,0	4,80	174,5	3,5
2,32	267,0	3,0	4,88	171,0	3,0
2,40	264,0	3,5	4,96	168,0	3,0
2,48	260,5	2,5	5,04	165,0	3,5

Tabelle 4: Abgelesenen Messpunkte zur Auswertung für die Energieverteilung der Elektronen, Teil 2.

U_A / V	I_A / nA	I_A / nA	U_A / V	I_A / nA	I_A / nA
5,12	161,5	3,5	7,12	71,0	3,0
5,20	158,0	3,5	7,20	68,0	4,0
5,28	154,5	3,0	7,28	64,0	3,5
5,36	151,5	3,5	7,36	60,5	4,5
5,44	148,0	3,5	7,44	56,0	3,5
5,51	144,5	3,0	7,51	52,5	9,0
5,59	141,5	3,5	7,59	43,5	6,0
5,67	138,0	3,5	7,67	37,5	7,5
5,75	134,5	3,5	7,75	30,0	4,0
5,83	131,0	3,0	7,83	26,0	8,0
5,91	128,0	3,0	7,91	18,0	7,5
6,00	125,0	3,0	8,00	10,5	3,0
6,08	122,0	1,0	8,08	7,5	1,5
6,16	121,0	4,0	8,16	6,0	1,5
6,24	117,0	3,5	8,24	4,5	0,5
6,32	113,5	4,0	8,32	4,0	0,5
6,40	109,5	7,5	8,40	3,5	0,5
6,48	102,0	4,0	8,48	3,0	1,0
6,55	98,0	4,5	8,56	2,0	1,0
6,63	93,5	4,0	8,64	1,0	1,0
6,71	89,5	4,0	8,72	0,0	0,0
6,79	85,5	4,5	8,80	0,0	0,0
6,87	81,0	4,0	8,88	0,0	0,0
6,95	77,0	3,0	8,96	0,0	0,0
7,04	74,0	3,0			

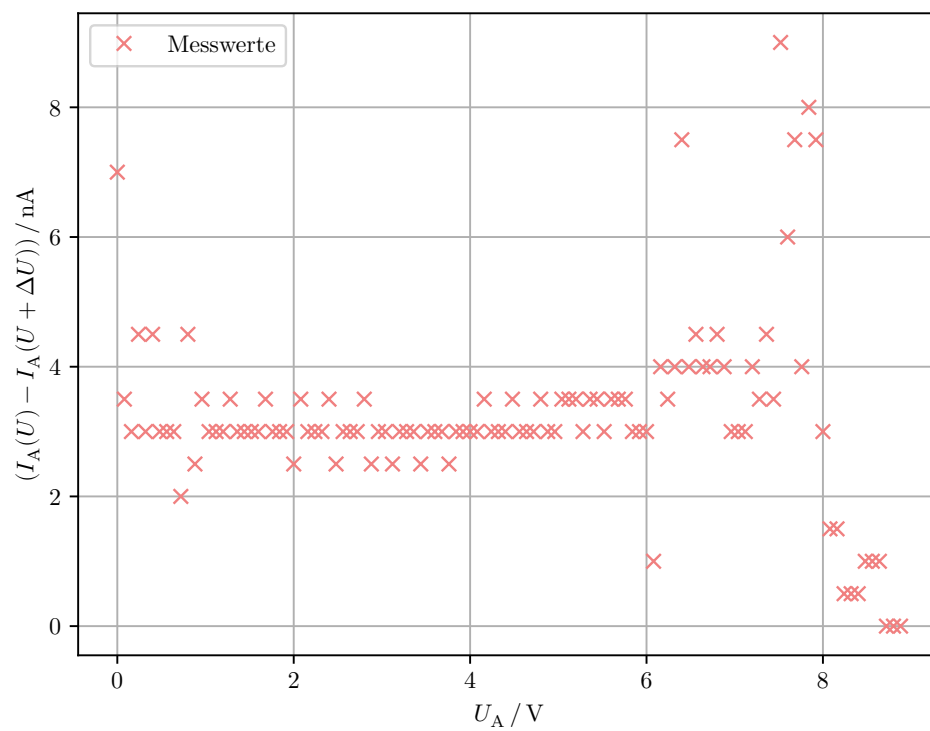


Abbildung 11: Messwerte zur differentiellen Energieverteilung der Elektronen.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V601: Der Franck–Hertz-Versuch*. 2020.
- [2] 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/>.
- [3] Friedrich Kohlrausch. *Praktische Physik 3*. 24. Aufl. B. G. Teubner Stuttgart 1996, 1996.