

V601

Frank-Hertz-Versuch

Yanick Sebastian Kind
yanick.kind@udo.edu

Till Willershausen
till.willershausen@udo.edu

Durchführung: 29.06.2021

Abgabe: 05.07.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve	4
1.1.1	Einfluss des Kontaktpotentials	4
1.1.2	Einfluss der Fermi-Dirac-Verteilung	5
1.1.3	Einfluss der elastischen Stöße	5
1.1.4	Einfluss des Dampfdrucks	5
1.2	Der Versuchsaufbau und die Gegenfeldmethode	5
2	Durchführung	6
3	Auswertung	7
3.1	Bestimmung der mittleren Weglänge	7
3.2	Bestimmung des Kontaktpotentials	7
3.3	Bestimmung der Anregungsenergie des Hg-Atoms	10
4	Diskussion	12
	Literatur	12

1 Theorie

Ziel dieses Versuchs ist die Bestätigung der Quantennatur der Elektronenhüllen von Atomen. Dazu werden Franck-Hertz-Kurven aufgenommen und untersucht.

Das Franck-Hertz-Experiment gehört zu der Kategorie der Elektronenstoßexperimente. Dabei werden Atome mit Elektronen beschossen und der dabei auftretende Energieverlust der Elektronen zur Auswertung genutzt. Daraus lassen sich Informationen über die Anregungsenergien der Energieniveaus herleiten. In diesem Versuch werden beschleunigte Elektronen zur Anregung von Atomen im Quecksilberdampf genutzt. Es kommt zu elastischen und unelastischen Stößen mit den Quecksilberatomen. Bei elastischen Stößen kommt es zu keiner Anregung. Allein die Elektronenbewegungsrichtung verändert sich dabei aufgrund des ungleichen Masseverhältnisses von $\frac{m_e}{M} = 1836,201$. Der abgegebene Energiebetrag

$$\Delta E = \frac{4m_0M}{(m_0 + M)^2} E \approx 1,1 \cdot 10^{-5} E \quad (1)$$

bei den elastischen Stößen ist vernachlässigbar. Die kinetische Energie der Elektronen wird dabei durch E beschrieben.

Erst ab Erreichen einer bestimmten Elektronenenergie E kommt es auch zu unelastischen Stößen. Die Elektronen der Geschwindigkeit v_{vor} regen dabei die Quecksilberatome, die vereinfacht nach dem Bohrschen Atommodell betrachtet werden, in den ersten diskreten Zustand an und geben dabei die Energiedifferenz

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

ab. Nach dem Stoß besitzen die Stoßelektronen die Geschwindigkeit v_{nach} mit der Energie $E - (E_1 - E_0)$. Gemessen wird die Restenergie mit Hilfe von der Gegenfeldmethode. Das angeregte Quecksilberatom geht mit einer Relaxationszeit in der Größenordnung $1 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ in den Grundzustand zurück, wobei es ein Photon mit der Energie

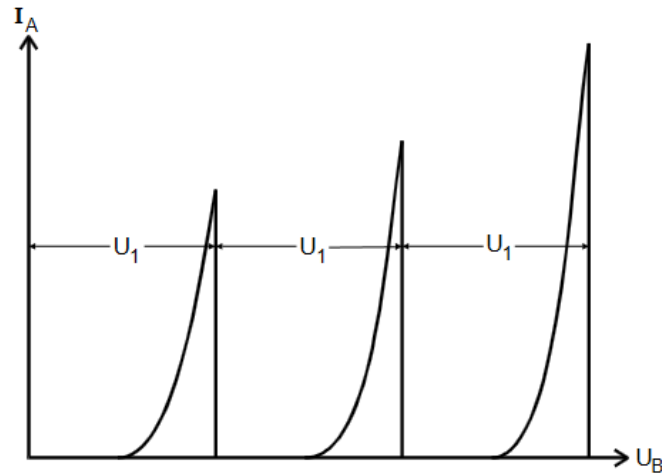
$$h\nu = E_1 - E_0 \quad (3)$$

emittiert. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der Lichtquelle. Indem der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B gemessen wird, wird eine Franck-Hertz Kurve wie in Abbildung 1 zu sehen ist, beobachtet. Da es noch weitere Einflüsse auf den Verlauf der Kurve, auf die in 1.1 eingegangen wird, gibt, ist die in Abbildung 1 zu sehende Kurve nur eine idealisierte Darstellung. Es ist zu erkennen, dass der Auffängerstrom I_A bei steigender Beschleunigungsspannung U_B , bis E für unelastische Stöße der Elektronen mit den Hg-Atomen ausreicht, ansteigt. Danach fällt I_A direkt auf null. Wird U_B weiter erhöht, steigt der Strom wieder an bis die Energie $2E$ erreicht ist. Dann reicht die Energie um jeweils zwei elastischen Stößen der Elektronen mit den Hg-Atomen zuzulassen. Dies wiederholt sich bei steigender Beschleunigungsspannung bis hin zu mehreren Anregungen. Die Spannungsdifferenzen zweier aufeinander folgender Maxima

$$\Delta U = \frac{1}{e_0} (E_1 - E_0) \quad (4)$$

ist gleich dem 1. Anregungspotential des Hg-Atoms.

Abbildung 1: Idealisierter Zusammenhang zwischen Auffängerstrom I_A und Beschleunigungsspannung U_B beim Franck-Hertz-Experiment.[1]



1.1 Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve

Die gemessene Kurve hat aufgrund einiger Nebeneffekte, auf die im folgenden eingegangen wird, eine etwas andere Gestalt als die in Abbildung 1 angegebene Kurve.

1.1.1 Einfluss des Kontaktpotentials

Das tatsächliche Beschleunigungspotential ist von dem angelegten Beschleunigungspotential verschieden, wenn die Elektroden aus Materialien bestehen, welche eine unterschiedliche Austrittsarbeit für Elektronen besitzen. Da am Glühdraht ein Material mit kleinerer Austrittsarbeit Φ_G als die Austrittsarbeit Φ_B der Beschleunigungselektrode verwendet wird, um schon bei relativ niedriger Temperatur hohe Emissionsraten zu erzielen, wird auch hierbei das Beschleunigungspotential verschoben. Das Potentialverhältniss ist in

Abbildung 2: Potentialverhältnisse zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode.[1]

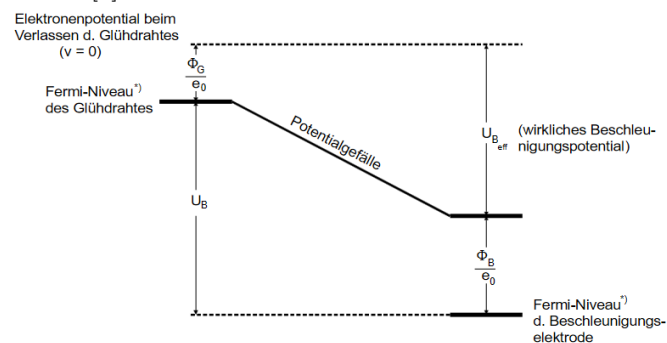


Abbildung 2 zu sehen. Dabei hat das tatsächliche Beschleunigungspotential $U_{B, \text{eff}}$ den

Wert

$$U_{\text{B, eff}} = U_{\text{B}} - K \quad (5)$$

wobei $K = 1/e_0(\Phi_{\text{B}} - \Phi_{\text{G}})$ das Kontaktpotential ist. Es folgt also dass die Franck-Hertz-Kurve um den Wert K verschoben ist.

1.1.2 Einfluss der Fermi-Dirac-Verteilung

Die Annahme, dass die durch den Glühelktischen Effekt emittierten Elektronen einen diskreten Energiebetrag haben, ist unzutreffend. Da die Leitungselektronen im Innern eines Metalles bereits ein Energie-Spektrum besitzen, welches auch als Fermi-Dirac-Verteilung bezeichnet wird, treten sie bei der Glühemission mit unterschiedlichen Anfangsgeschwindigkeiten aus der Metalloberfläche aus. Dies führt dazu, dass beim Durchlaufen des Beschleunigungspotentials $U_{\text{B, eff}}$ die Elektronen bereits ein Energiespektrum besitzen. Dieses beginnt bei $U_{\text{B, eff}}$ und erstreckt sich mit schnell abnehmender Wahrscheinlichkeit zu höheren Energien hin. Die unelastischen Stöße treten also nicht nur bei diskreten Beschleunigungsspannungen auf, sondern erstrecken sich über einen endlichen Spannungsbereich. Die Franck-Hertz-Kurve wird daher ihren Anstieg in der Nähe eines Maximums verringern und danach nicht mehr unstetig auf den Wert null abfallen, sondern sich stetig dem Stromminimum nähern.

1.1.3 Einfluss der elastischen Stöße

Wie in Abschnitt 1 erwähnt kommt es bei elastischen Stößen zu Richtungsänderungen der Elektronen, jedoch nur zu einer vernachlässigbaren Energieabnahme der Elektronen. Geschehen elastische Stöße im Raum zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode, wird die Franck-Hertz-Kurve nicht wesentlich verändert. Kommt es jedoch zu elastischen Stößen zwischen Beschleunigungs- und Auffängerelektrode, führt die Richtungsänderungen zu einer Verteilung der z-Komponente der Geschwindigkeit. Da der Auffängerstrom im Gegenfeldbereich von v_z abhängt, führt auch dieser Effekt zu einer Abflachung und Verbreiterung der Kurve.

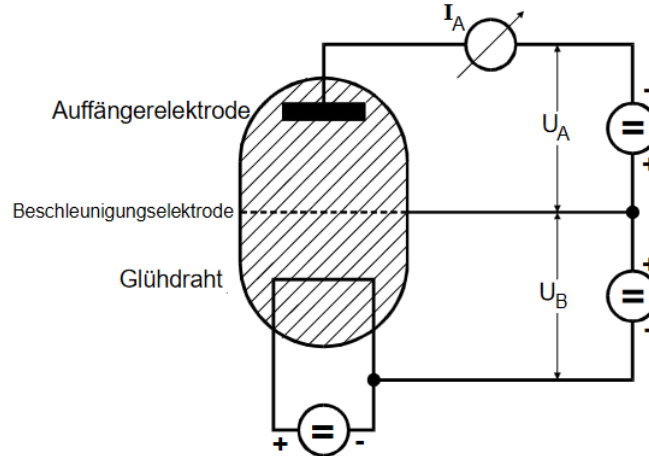
1.1.4 Einfluss des Dampfdrucks

Bei einer bestimmten Dampfdichte kommt es zu den erwarteten Messwerten. Ist die Dampfdichte jedoch zu klein, kann es auch bei sehr großer U_{B} nur vereinzelt zu Anregungen kommen, da die Stoßwahrscheinlichkeit klein ist. Bei sehr hohen Dampfdichten spielt der Energieverlust der elastischen Stöße eine immer größere Rolle, da es viel häufiger zu diesen Stößen kommt.

1.2 Der Versuchsaufbau und die Gegenfeldmethode

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 dargestellt. In einem evakuierten Gefäß wird ein winziger Tropfen Quecksilber verdampft. Des weiteren sind in dem Gefäß eine Glühkathode, eine Beschleunigungsgitteranode und eine Auffängerelektrode eingefasst.

Abbildung 3: Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs.[1]



Aus der Glühkathode werden Elektronen emittiert, welche durch die Beschleunigungsspannung U_B zur Gitteranode hin beschleunigt werden. Die kinetische Elektronenenergie wird mittels

$$\frac{m_0 v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 \cdot U_B \quad (6)$$

bestimmt. Die Bremsspannung U_A bremst die Elektronen im Gegenfeld. Nur die Elektronen, welche eine kinetische Energie

$$\frac{m_0 v_z^2}{2} \geq e_0 U_A \quad (7)$$

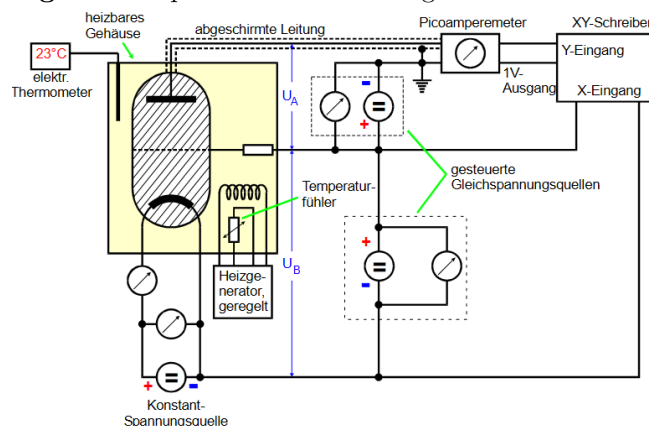
besitzen, erreichen die Auffängerelektrode. Der Auffängerstrom I_A wird gemessen und gibt an wie viele Elektronen nach den Stößen die Elektrode erreichen. Durch Temperaturänderung lässt sich die Quecksilberdampfdrucke regeln.

2 Durchführung

Der Versuch wird wie in der Abbildung 4 dargestellten Schaltskizze aufgebaut. Zusätzlich zu den vorher beschriebenen Elektroden im Vakuumglas werden ein Heizgenerator, Temperaturfühler und ein Picoamperemeter zur Aufnahme der Franck-Hertz-Kurven verwendet. Auf den XY-Schreiber wird verzichtet, da alle Messwerte am Picoamperemeter abgelesen werden.

Zunächst wird die integrale Energieverteilung der beschleunigten Elektronen gemessen. Dazu wird I_A in Abhängigkeit von U_A gemessen, wobei eine konstante Bremsspannung $U_B = 11 \text{ V}$ angelegt ist. Diese Messung wird einmal bei Raumtemperatur $T = 26^\circ\text{C}$ und einmal nach Aufheizen auf $T = 140^\circ\text{C}$ durchgeführt. Die Messung bei Raumtemperatur erfolgt in $U_A = 1 \text{ V}$ Schritten bis hin zum Maximalwert $U_A = 10 \text{ V}$. Für die Messung bei $T = 140^\circ\text{C}$ werden $U_A = 0,5 \text{ V}$ Schritte bis hin zum Maximalwert $U_A = 6 \text{ V}$ gewählt.

Abbildung 4: Schaltplan zur Untersuchung einer Franck-Hertz-Kurve.[1]



Danach werden zwei Franck-Hertz-Kurven für konstantes $U_A = 1 \text{ V}$ und verschiedene Temperaturen $160^\circ\text{C} \geq T \geq 200^\circ\text{C}$ entnommen. Es werden Wertepaare von I_A und U_B aufgenommen. Dabei wird die Beschleunigungsspannung bis fünf Maxima durchlaufen sind erhöht.

3 Auswertung

3.1 Bestimmung der mittleren Weglänge

In der Tabelle 1 sind die gemessenen Temperaturen T und der daraus berechnete Sättigungsdruck $p_{\text{Sätt}}$, die berechnete mittlere Weglänge \bar{w} und das Verhältnis aus der mittleren Weglänge und dem Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode $a = 1 \text{ cm}$. Wie in der

Tabelle 1: Errechnetes Verhältnis der mittleren Weglänge \bar{w} und dem Abstand Kathode-Beschleunigungselektrode a

T / K	$p_{\text{Sätt}} / \text{mbar}$	$\bar{w} / \mu\text{m}$	$\frac{a}{\bar{w}}$
299,15	0,006	5062,30	2,98
413,15	3,254	8,91	1122,17
438,15	8,411	3,45	2900,48
448,15	11,938	2,43	4116,72

Tabelle 1 zu erkennen ist, liegt nur das Verhältnis bei Raumtemperatur von 26°C nicht in dem erforderlichen Bereich von 1000 bis 4000.

3.2 Bestimmung des Kontaktpotentials

In der Tabelle 2 sind die gemessenen Gegenspannungen U_A und der Auffängerstrom I_A bei den Temperaturen $T = 26^\circ\text{C}$ und $T = 140^\circ\text{C}$ aufgelistet. Aus diesen Daten lässt sich

der Differenzenquotient

$$\frac{\Delta I_A}{\Delta U_A} = \frac{I_{A_{i+1}} - I_{A_i}}{U_{A_{i+1}} - U_{A_i}}$$

errechnen, woraus die in der Abbildung 5 und 6 eingezeichnete diskrete differentielle Energieverteilung für die Temperaturen $T = 26^\circ\text{C}$ und $T = 140^\circ\text{C}$ erstellt werden kann. Das in der Abbildung eingezeichnete Maximum liegt bei $U_{A, \max} = 8,5\text{ V}$, woraus sich ein Kontaktpotential von

$$K = U_B - U_{A, \max} = 11\text{ V} - 8,5\text{ V} = 2,5\text{ V}$$

bestimmen lässt. Der Verlauf der differentiellen Energieverteilung bei $T = 26^\circ\text{C}$ ist

Tabelle 2: Gemessen Auffangströme bei $T = 26^\circ\text{C}$ und $T = 140^\circ\text{C}$.

$T = 26^\circ\text{C}$		$T = 140^\circ\text{C}$	
U_A / V	$I_A / 0,01\text{ nA}$	U_A / V	$I_A / 0,01\text{ nA}$
0	1,8	0	4,4
1	1,75	0,5	4,2
2	1,7	1	3
3	1,6	1,5	2,6
4	1,5	2	1,6
5	1,49	2,5	1,2
6	1,25	3	0,5
7	1	3,5	0,2
8	0,565	4	0
9	0,1	5	0
10	0	6	0

damit zu erklären, dass aufgrund der niedrigen Temperatur relativ gesehen wenige Gasmoleküle vorhanden sind und es wenige Stöße mit den Hg-Atomen geschehen. Bei dem Maximum der differentielle Energieverteilung wird die Gegenspannung groß genug, damit schnell weniger Elektronen gegen das Gegenfeld ankommen. Bei der differentiellen Energieverteilung bei $T = 140^\circ\text{C}$ hingegen, kommt es zu zu vielen Stößen, weswegen die differentielle Energieverteilung kein Maximum annimmt sondern nur stetig fällt. Wegen der Fermi-Dirac-Verteilung haben die Elektronen unterschiedlich viel Energie, weswegen die an dem Amperemeter gemessenen Elektronen nicht direkt auf Null abfallen.

Abbildung 5: Differentielle Energieverteilung bei $T = 26\text{ °C}$

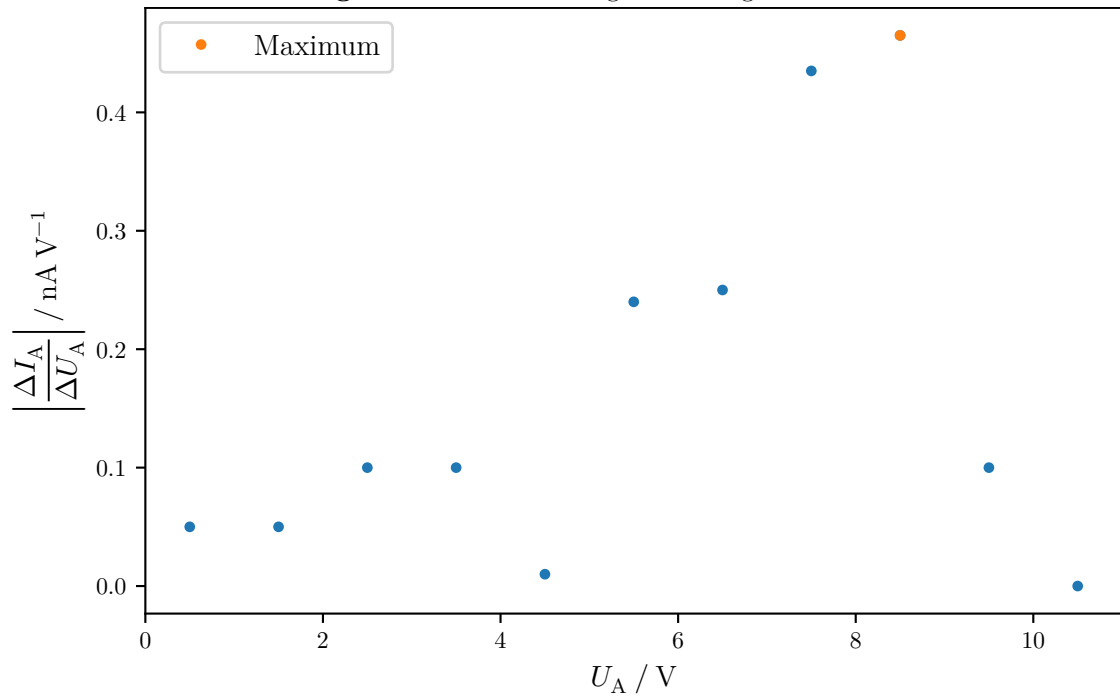
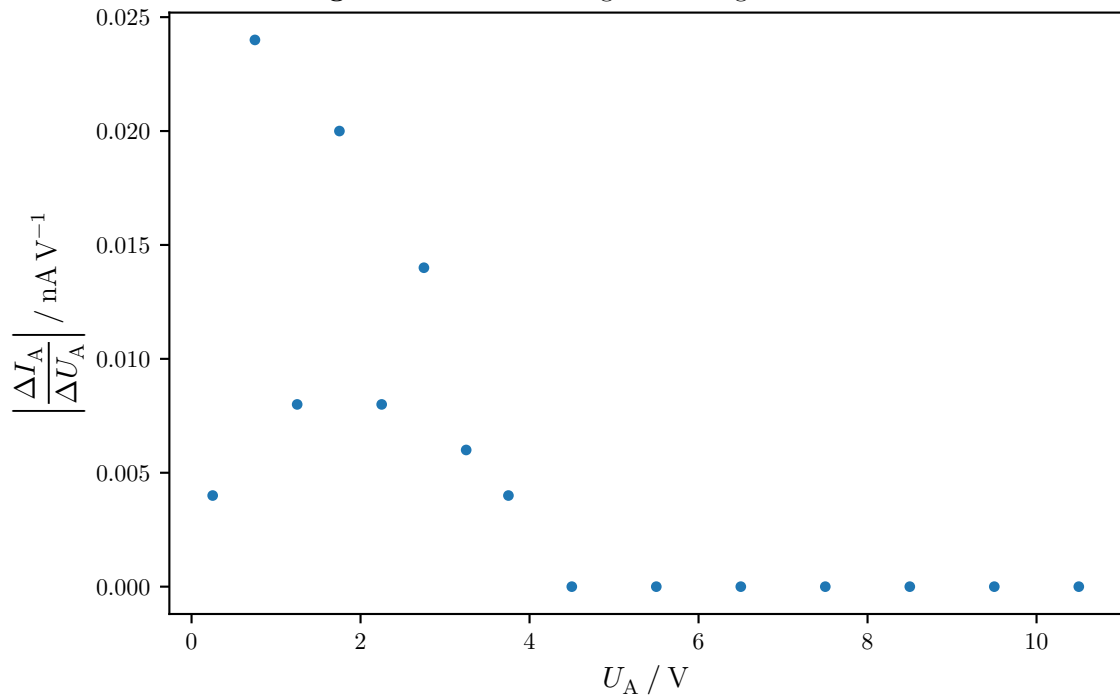


Abbildung 6: Differentielle Energieverteilung bei $T = 140\text{ °C}$



3.3 Bestimmung der Anregungsenergie des Hg-Atoms

Tabelle 3: Gemessener Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B bei den Temperaturen $T = 165^\circ\text{C}$ und $T = 175^\circ\text{C}$.

$T = 165^\circ\text{C}$		$T = 175^\circ\text{C}$	
U_B / V	$I_A / 0,01 \text{ nA}$	U_B / V	$I_A / 0,01 \text{ nA}$
0	0	0	0
7	0,5	11	0,8
9	0	14	0
12	3	15	0,6
13	1	17	1,4
14	0,5	19	0,1
17	5	22	1,6
18	2	24	0,4
19	1,5	26	1,4
21	4	30	0,6
22	5,5	33	1,2
25	3	35	1
27	6	39	1,6
30	5	-	-

In der Abbildung 7 und 8 ist die gemessene Franck-Hertz-Kurve bei 165°C bzw. 175°C graphisch dargestellt. Die aufgenommenen Messwerte sind verbunden, wodurch die Extrema deutlicher werden sollen. Da die Maxima der Frank-Hertz-Kurve bei 165°C stetig größer werden, wird diese zur Bestimmung der Anregungsenergie verwendet. Die Maxima werden auf dem Intervall $D = [7\text{V}, 27\text{V}]$ ersichtlich, weswegen die Abstände der Maxima über dieses Intervall gemittelt werden. Der gemittelte Abstand zwischen den Maxima ergibt sich zu $\bar{U}_1 = 5 \text{ V}$. Daraus kann die Anregungsenergie von dem Hg-Atom zu

$$E_1 - E_0 = U_1 e_0 = 5 \text{ eV}$$

bestimmt werden. Gemäß der Beziehung

$$\lambda = \frac{hc}{E_1 - E_0}$$

lässt sich mit $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$ [3] und $h = 6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ [4] die Wellenlänge der emittierten Photonen zu

$$\lambda = 247,99 \text{ nm}$$

bestimmen, welche im UV-Bereich liegt.

Abbildung 7: Frank-Hertz-Kurve bei 165 °C

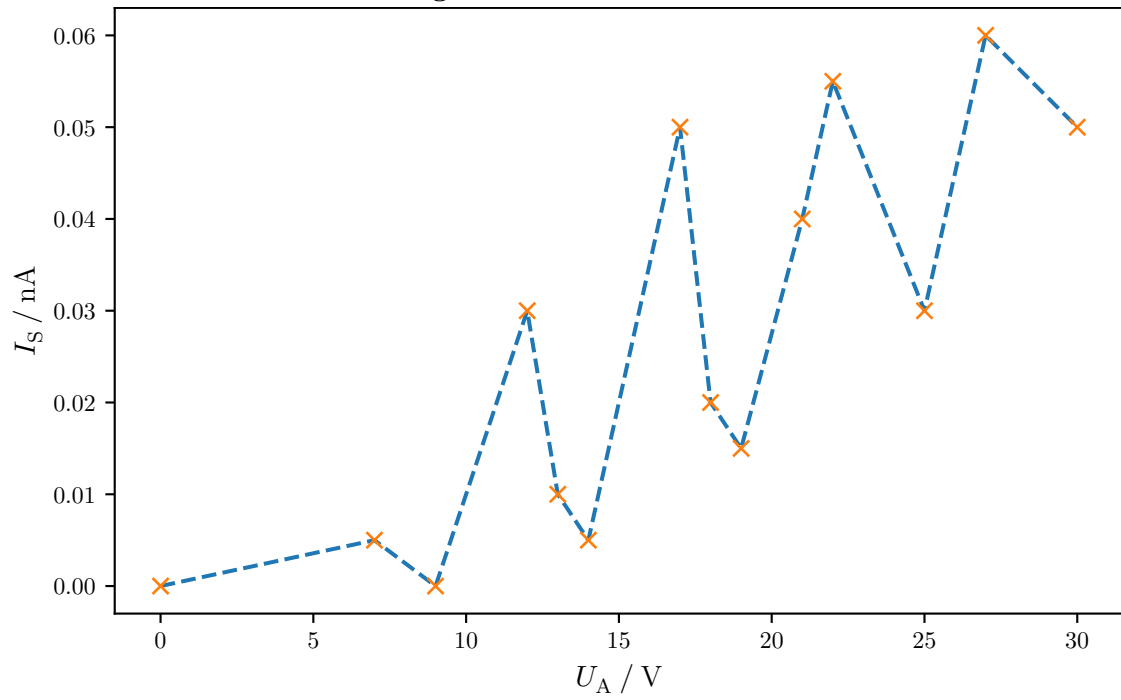
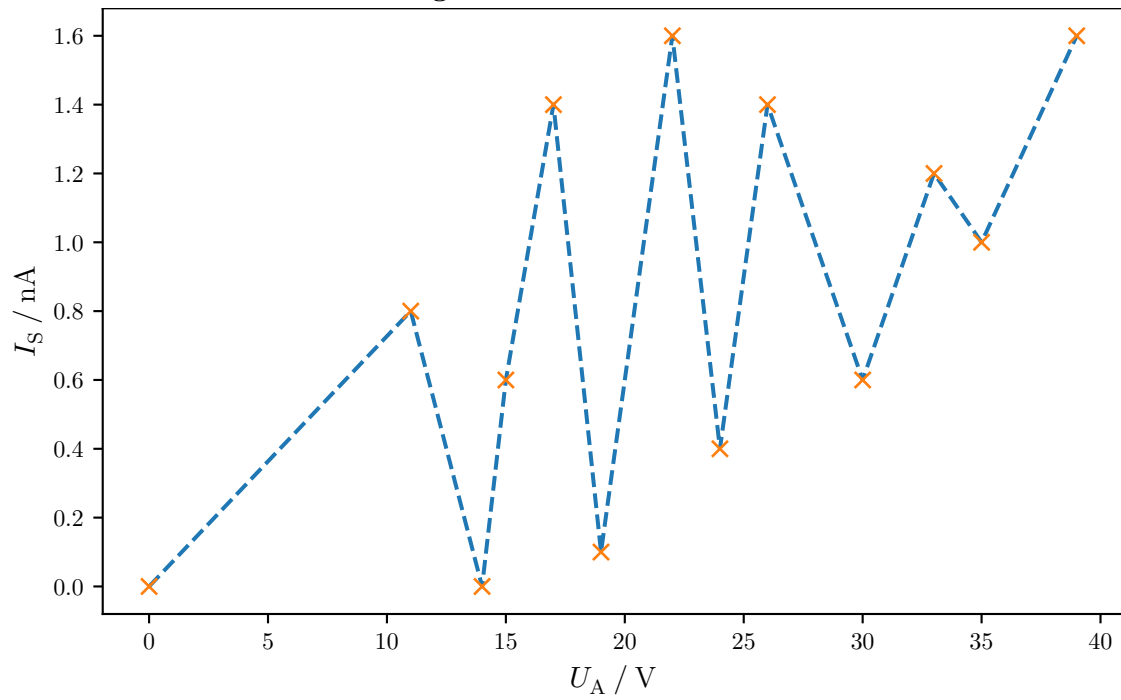


Abbildung 8: Frank-Hertz-Kurve bei 175 °C



4 Diskussion

Die in dem Abschnitt 3.3 bestimmte Anregungsenergie von Hg-Atomen weicht von dem Literaturwert[2] um

$$\left| \frac{E_{\text{lit}} - E_{\text{exp}}}{E_{\text{lit}}} \right| = \left| \frac{4,9 \text{ eV} - 5 \text{ eV}}{4,9 \text{ eV}} \right| = 2,04 \%$$

ab, woraus sich schließen lässt, dass die Energie mit einer hohen Präzision bestimmt werden konnte. Trotz der wenigen Messwerte ließ sich eine geringe Abweichung erzielen, was an der Tatsache, dass beinahe nur Extrema und somit nur die für die Auswertung wichtigen Messdaten gemessen wurde, liegen könnte. Jedoch ist anzumerken, dass die Messung dadurch erschwert worden, dass das Amperemeter ohne vorhandene Beschleunigungsspannung einen stetig ansteigenden Strom anzeigte, was in eine (wenn auch kleine) systematische Abweichung gemündet sein könnte. Des weiteren wurde die Beschleunigungsspannung bei der Aufnahme der Frank-Hertz-Kurve nur bis 30 V aufgenommen, da der Auffängerstrom bei weiterer Erhöhung der Beschleunigungsspannung nur stetig anstieg und nicht mehr abfiel.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *V601, Der Franck-Hertz Versuch*.
- [2] *Franck-Hertz-Versuch*. URL: <https://www.abiweb.de/physik-atomphysik-kernphysik/atomspektren/franck-hertz-versuch.html> (besucht am 04.07.2021).
- [3] *Lichtgeschwindigkeit*. 2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Lichtgeschwindigkeit> (besucht am 04.07.2021).
- [4] *Plancksches Wirkungsquantum*. 2021. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Plancksches_Wirkungsquantum (besucht am 04.07.2021).