

V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Sonia Chander
sonia.chander@tu-dortmund.de

Jana Schlücking
jana.schluecking@tu-dortmund.de

Durchführung: 22.06.2021

Abgabe: 29.06.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Aufbau und Ablauf des Franck-Hertz-Versuches	3
2.2	Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve	5
2.2.1	Einfluss des Kontaktpotentials	5
2.2.2	Einfluss des Energie-Spektrums der Elektronen	6
2.2.3	Einfluss des Dampfdruckes	6
2.3	Aufbau der Hg-Elektronenhülle	8
3	Durchführung	8
3.1	Messung der integralen Energieverteilung	9
3.2	Messung der Franck-Hertz-Kurve	9
4	Auswertung	10
4.1	Integrale und differentielle Energieverteilung	10
4.2	Franck-Hertz-Kurve	15
4.2.1	Temperatur $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$	15
4.2.2	Temperatur $T = 176\text{ }^{\circ}\text{C}$	16
5	Diskussion	17
6	Anhang	17
	Literatur	20

1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll das Experiment, in welchem die Physiker James Franck und Gustav Hertz im Jahr 1914 die Energieübertragung bei Stößen von Elektronen mit Atomen untersucht haben, näher betrachtet werden. Dazu wird der Versuchsaufbau nachempfunden und die Messungen der Physiker wiederholt. Es wird die Energiedifferenz zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem Grundzustand des Quersilberatoms und die Energieverteilung der Elektronen ermittelt.

2 Theorie

Der Franck-Hertz-Versuch gehört zu einer dreijährigen Messreihe der Physiker James Franck und Gustav Hertz. In dem Elektronenstoßexperiment gelingt es eine Anregungsenergie des Quersilberatoms zu ermitteln und einen Zusammenhang von dieser mit der Wellenlänge des Photons, welches beim Zurückgehen in den Grundzustand emittiert wird, aufzustellen. Damit können im gewissen Maße die Bohr'schen Postulate, welche 1913 von Niels Bohr aufgestellt wurden, experimentell verifiziert werden und die Elektronenhülle besser verstanden werden.

Bei einem Elektronenstoßexperiment werden Atome mit Elektronen beschossen und aus den Energiedifferenzen der Elektronen Rückschlüsse gezogen. In dem Franck-Hertz-Versuch werden Quecksilberatome mit Elektronen verschiedener Energien beschossen und stoßen elastisch und inelastisch miteinander.

2.1 Aufbau und Ablauf des Franck-Hertz-Versuches

In der Abbildung 1 ist die Franck-Hertz-Apparatur schematisch dargestellt. Ihr Hauptteil ist ein evakuiertes Gefäß, in welchem ein Tropfen Quecksilber ist. Dadurch entsteht ein Gleichgewichtsdruck, der sich entlang der Dampfdruckkurve entwickelt und steuerbar nur über die Temperatur ist. Mithilfe des glühelektrischen Effekts werden die Elektronen am Glühdraht ausgelöst, an welchem eine Gleichspannung anliegt. Um die Anzahl an ausgelösten Elektronen zu vergrößern, wird häufig der Glühdraht mit einem Material mit geringer Auslösungsenergie bestrichen.

In dem Gefäß ist ein Gitter, zwischen diesem und dem Glühdraht wird eine Beschleunigungsspannung gelegt. Die Elektronen bekommen durch das Durchlaufen dieser Spannung die Energie

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

Aus dieser lässt sich eine Geschwindigkeit für die Elektronen nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung angeben, es wird der Fall betrachtet, dass die Elektronen vorher keine Geschwindigkeit haben.

Zwischen dem Gitter und der Auffängerelektrode liegt wiederum eine Spannung, welche jedoch andersherum gepolt ist, also ein Gegenfeld für die Elektronen darstellt. Somit gilt

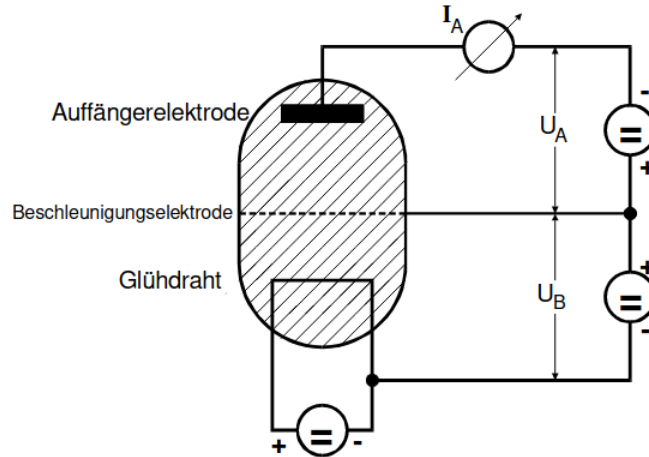


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuches [2].

für die an der Auffängerelektrode ankommenden Elektronen

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

Der Strom kann mit einem Amperemeter gemessen werden.

Die Elektronen können mit den Quecksilberatomen elastische und inelastische Stöße durchführen. Elastische Stöße treten auf, wenn die Energie der Elektronen gering ist. Die Energieabgabe des Elektrons an das Hg-Atom beträgt im zentralen Stoß etwa

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

Diese ist also vernachlässigbar klein, jedoch sollte die Richtungsänderung des Elektrons durch den Stoß weiterhin beachtet werden, da dadurch manche Elektronen das Gegenfeld nicht mehr durchlaufen können.

Besitzt das Elektron eine Energie $E \geq E_1 - E_0$, also eine Energie, die größer oder gleich der Energiedifferenz des ersten angeregten Zustand und des Grundzustand ist, so kann durch einen Stoß ein Hg-Atom angeregt werden. Dabei wird diese Energiedifferenz an die Elektronenhülle übertragen, das Elektron behält die restliche Energie. Nach einer Relaxationszeit von $1 \cdot 10^{-8}$ s geht das angeregte Quecksilberatom durch Emission eines Lichtquant der Energie

$$E = h\nu = E_1 - E_0 \quad (1)$$

wieder in den Grundzustand zurück. Durch das Anregen der Atome geben die Elektronen einen Teil ihrer Energie ab, sodass beim Auftreten von inelastischen Stößen viele Elektronen das Gegenfeld nicht mehr durchlaufen können. Der gemessene Auffängerstrom nimmt sehr plötzlich ab. Wird die Beschleunigungsspannung erhöht, so haben die Elektronen nach durchlaufen des Feldes wieder genug Energie um gegen das Gegenfeld anzukommen, der Auffängerstrom steigt wieder. Beim weiteren Erhöhen der Beschleunigungsspannung

bekommen die Elektronen nach dem ersten Anregen eines Atoms genug Energie, um ein weiteres Atom anzuregen, sodass der Auffängerstrom wieder abfällt. Dieser ideale Verlauf der Franck-Hertz-Kurve ist in der Abbildung 2 zu sehen.

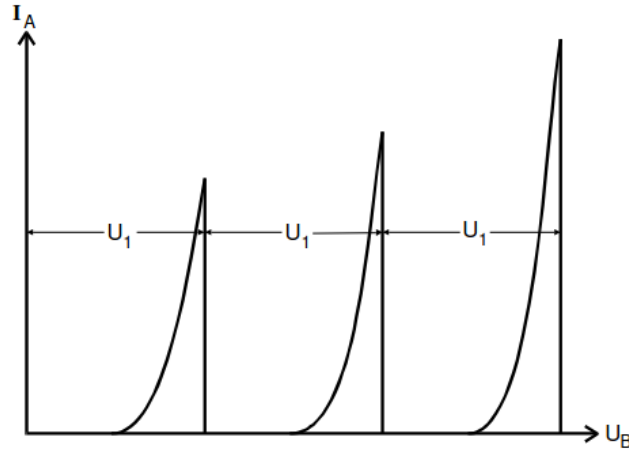


Abbildung 2: Idealisierter Zusammenhang zwischen dem Strom des Gegenfeldes I_A und der Beschleunigungsspannung U_B [2].

Für den Abstand zweier benachbarter Maxima gilt der Zusammenhang:

$$U_1 = \frac{1}{e_0} (E_1 - E_0) \quad (2)$$

Dies entspricht, wie die obigen Überlegungen auch fordern, der Energiedifferenz des ersten angeregten Zustands und des Grundzustand des Quecksilberatom.

2.2 Einflüsse auf die Gestalt der Franck-Hertz-Kurve

Die real messbare Franck-Hertz Kurve sieht leicht anders aus als der idealisierte Verlauf, welcher in der Abbildung 2 zu sehen ist. Dies folgt aus einigen Nebeneffekten.

2.2.1 Einfluss des Kontaktpotentials

Damit bereits bei geringen Temperaturen eine hohe Anzahl an Elektronen aus der Glühkathode gelöst werden kann, wird diese oft mit einem Material mit kleiner Austrittsarbeit bestrichen. Besonders wichtig ist es, dass das Material eine geringere Austrittsarbeit Φ_G als das Material der Beschleunigungselektrode Φ_B hat, sodass die Elektronen aus der Glühkathode ausgelöst werden und nicht aus der Beschleunigungselektrode. Dadurch ist das wahre Beschleunigungspotential verschieden von der angelegten Spannung U_B . Die Potentialverhältnisse sind in der Abbildung 3 aufgezeichnet; es gilt für das wirkliche Beschleunigungspotential:

$$U_{B, \text{eff}} = U_B - \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G) \quad (3)$$

Die Franck-Hertz-Kurve ist im wahren Experiment um den Wert $K := \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G)$ verschoben, dieser Ausdruck wird auch Kontaktpotential genannt.

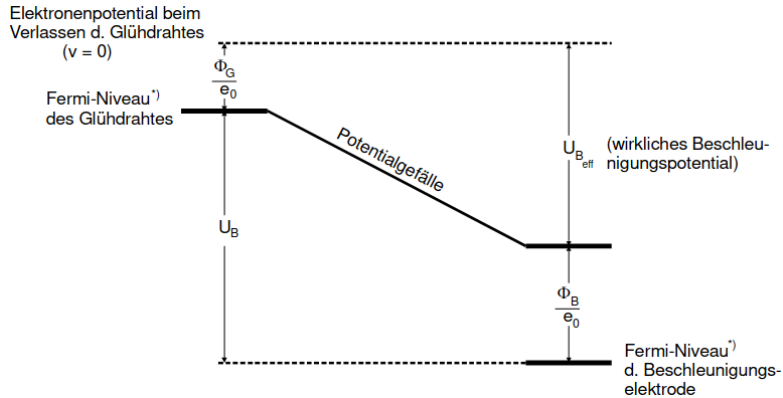


Abbildung 3: Potentialverhältnisse zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode [2].

2.2.2 Einfluss des Energie-Spektrums der Elektronen

Elektronen haben im Inneren eines Metalls bereits ein Energie-Spektrum, dieses ist als Fermi-Dirac-Verteilung bekannt. Dadurch ist ihre Energie nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung auch durch eine Energieverteilung gegeben, sie fängt bei $U_{B, eff}$ an und steigt kontinuierlich, bei höher werdenen Energien nimmt die Häufigkeit jedoch schnell ab. Dies bedeutet für die Franck-Hertz-Kurve, dass die Steigung beim Annähern an ein Maximum verringert ist und die Kurve sich im Abfall stetig einem Stromminimum nähert.

Außerdem haben die oben angesprochenen elastischen Stöße einen Einfluss auf die Kurve. Elastische Stöße, bei welchen die Richtung der Elektronen geändert wird, machen keinen zu großen Unterschied, solange sie zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode ablaufen, da sie dort durch die Beschleunigungsspannung wieder in die richtige Richtung gelenkt werden. Führen die Elektronen jedoch in dem Raum zwischen Beschleunigungselektrode und Auffängerkathode elastische Stöße mit den Quecksilberatomen aus, so können diese eine Richtungsänderung in der für das Gegenfeld relevante Komponente bekommen und so das Gegenfeld nicht komplett durchlaufen. Dadurch wird die Franck-Hertz Kurve verbreitert und abgeflacht.

2.2.3 Einfluss des Dampfdruckes

Damit es zu genügend Stößen zwischen Elektronen und Quecksilberatomen kommt, muss die mittlere freie Weglänge der Atome \bar{w} klein gegen den Abstand zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode sein. Aus der kinetischen Gastheorie folgt der Zusammenhang

$$\bar{w} = \frac{0,0029}{p_{sät}}, \quad (4)$$

wobei die mittlere freie Weglänge \bar{w} hier in cm gegeben ist und der Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ in mbar. Aus der Dampfdruckkurve ist der Sättigungsdampfdruck in Abhängigkeit der Temperatur abzulesen, in der Abbildung 4 ist dies für Quecksilber aufgezeichnet. Es gilt die Formel

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

wobei der Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ in mbar und die Temperatur T in K gegeben ist.

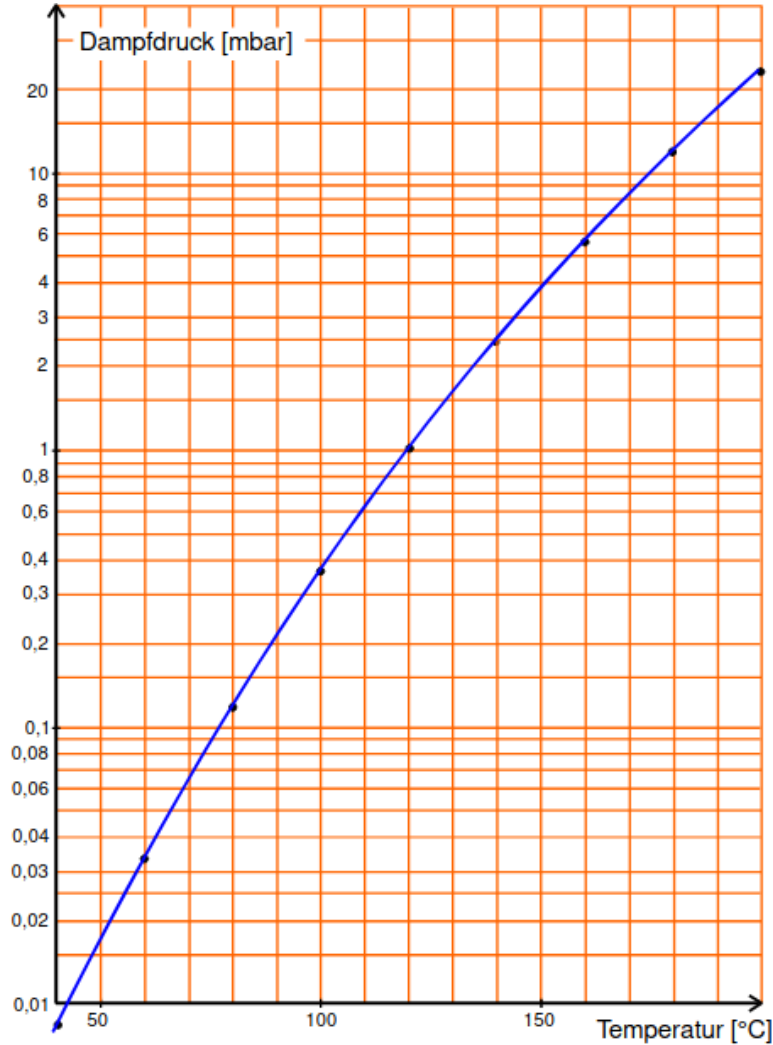


Abbildung 4: Dampfdruckkurve des Quecksilbers [2].

Somit gibt es einen Dampfdruckbereich, also Temperaturbereich, in dem die Franck-Hertz-Apparatur gut arbeitet. Ein zu geringer Dampfdruck sorgt dafür, dass Elektronen das Beschleunigungspotential durchlaufen ohne einen Stoß zu haben. Dies ist einerseits nicht zielführend, da keine inelastischen Stöße ausgeführt werden, welche für den Versuch

essentiell sind, andererseits können die Elektronen somit auch vor einem seltenen Stoß genügend Energie aufnehmen, dass sie in der Lage sind das Quecksilberatom auch auf ein höheres Energieniveau zu heben. Ein zu hoher Dampfdruck sorgt dafür, dass viele elastische Stöße ausgeführt werden und somit die Anzahl der Elektronen, welchen an der Auffängerelektrode ankommen, abnimmt.

2.3 Aufbau der Hg-Elektronenhülle

Aufgrund des Aufbaus der Elektronenhülle von Quecksilber gehen die Elektronen nicht aus dem Grundzustand von $n=6$, $S=0$ und $L=0$ in den energetisch höheren Zustand $n=7$, $S=0$, $L=0$ über. Hierfür müsste der Elektronenspin umklappen, was sehr unwahrscheinlich ist. Im Franck-Hertz-Versuch erfolgt die Anregung des Triplett-Zustandes aus dem Singulett-Zustand, da das stoßende Elektron gegen eines der $6s$ -Elektronen mit entgegengesetztem Spin ausgetauscht wird. Diese beobachtete und die theoretische Energierelation ist in einem Termschema in der Abbildung 5 abgebildet.

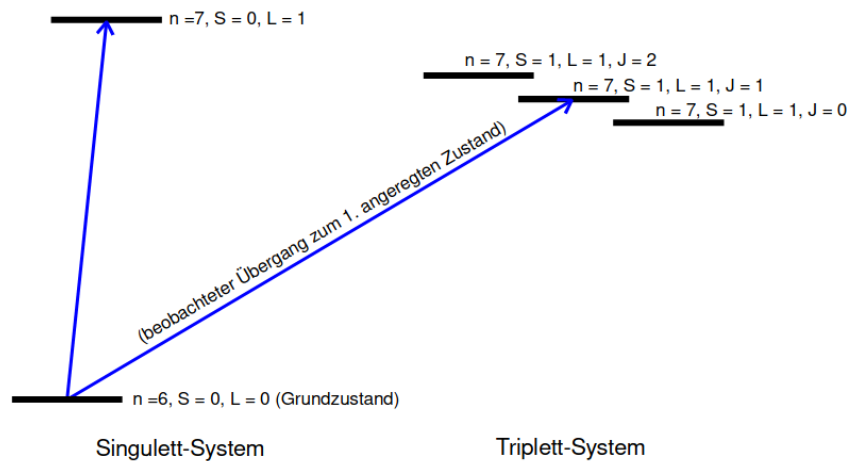


Abbildung 5: Ein nicht maßstäbliches Termschema eines Hg-Atoms [2].

3 Durchführung

Die Schaltung zur Durchführung dieses Versuches ist in der Abbildung 6 zu sehen. Die Franck-Hertz-Apparatur wird in dem Abschnitt 2 näher beschrieben. Die Glühkathode wird mit einer konstanten Gleichspannung betrieben. Die Beschleunigungsspannung U_B und die Auffängerspannung U_A sind variabel und können an den XY-Schreiber angeschlossen werden. Die Temperatur wird mit einem Temperaturregler gesteuert und an einem digitalen Thermometer abgelesen. Der Auffängerstrom wird mit einem Picoamperemeter gemessen und auf die Y-Achse des XY-Schreibers gelegt.

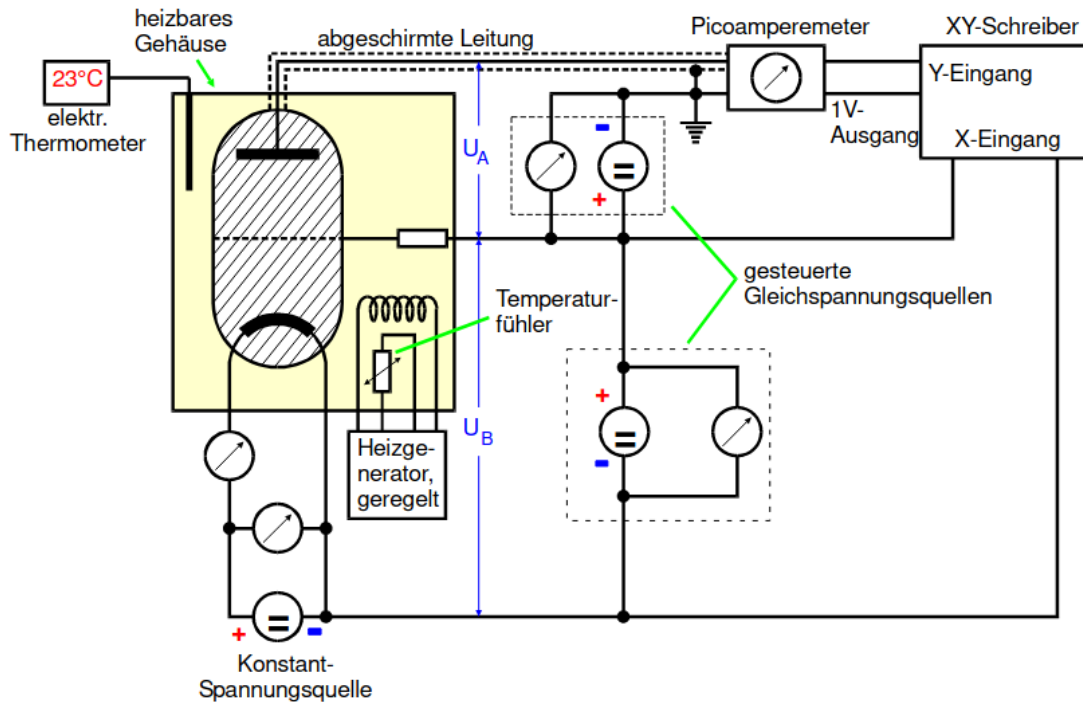


Abbildung 6: Die Schaltung zur Aufnahme einer Franck-Hertz-Kurve [2].

Der XY-Schreiber kann ein Blatt elektrostatisch festigen und auch den Stift absetzen oder schweben lassen. Auf die X-Achse wird eine Spannung gelegt, es ist darauf zu achten, dass der zu betrachtete Spannungsbereich möglichst das gesamte Blatt einnimmt. Die Skalierung sowie der Nullpunkt kann mithilfe von Rädchen eingestellt werden. Nach erfolgreicher Messung ist es für eine vernünftige Auswertung wichtig, dass die X-Achse einmal skaliert wird, also das auf dem Papier mehrere Punkte markiert werden.

3.1 Messung der integralen Energieverteilung

Für die Aufnahme der integralen Energieverteilung der Elektronen wird der Auffängerstrom in Abhängigkeit der Bremsspannung aufgetragen. Die Beschleunigungsspannung ist konstant und wird auf $U_B = 11 \text{ V}$ eingestellt. Die Bremsspannung durchläuft ihren kompletten Wertebereich von $0 \text{ V} - 10 \text{ V}$. Die Messung wird einmal bei Raumtemperatur und einmal bei etwa $T = 140^\circ\text{C} - 160^\circ\text{C}$ durchgeführt.

3.2 Messung der Franck-Hertz-Kurve

Bei der Aufnahme einer Franck-Hertz-Kurve wird die Beschleunigungsspannung von $U_B = 0 \text{ V} - 60 \text{ V}$ variiert und auf die X-Achse gelegt. Die Bremsspannung ist konstant auf etwa $U_A = 1 \text{ V}$ eingestellt. Auf der Y-Achse liegt wieder der Auffängerstrom. Die Messung wird für zwei Temperaturen im Bereich von $T = 160^\circ\text{C} - 190^\circ\text{C}$ durchgeführt.

Der Aufbau des Experimentes vor Ort ist in der Abbildung 7 zu sehen. Links befindet sich der Temperaturregler unterhalb der Gleichspannungsquelle für die Glühkathode. Im Vordergrund ist der XY-Schreiber zu sehen, im Hintergrund die Franck-Hertz-Apparatur. Rechts steht das digitale Thermometer auf dem Amperemeter, welches auf der variablen Spannungsquelle für die Beschleunigungsspannung und die Bremsspannung steht.

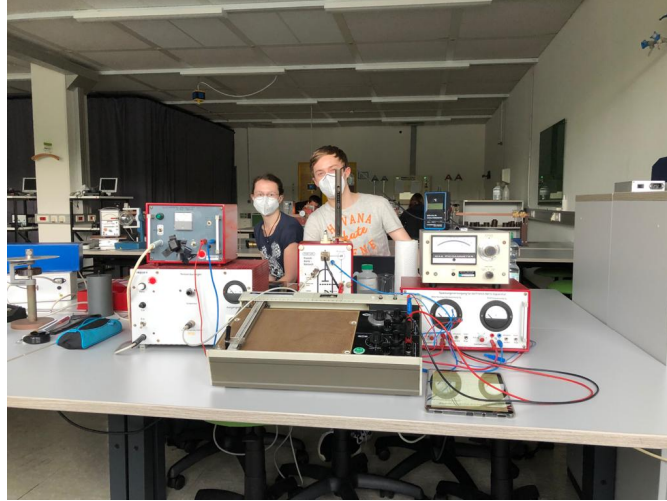


Abbildung 7: Der Aufbau des Experimentes vor Ort.

4 Auswertung

4.1 Integrale und differentielle Energieverteilung

Zunächst wird die integrale Energieverteilung der beschleunigten Elektronen bestimmt. Diese Messung wurde bei einer Temperatur von 24°C durchgeführt, somit folgt nach Gleichung (5) und (4) für den Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ und der mittleren Weglänge \bar{w}

$$p_{\text{sät}} = 4,9075 \cdot 10^{-3} \text{ mbar},$$

$$\bar{w} = 0,5909 \text{ cm}.$$

Da bei der verwendeten Röhre der Abstand a zwischen Kathode und Beschleunigerelektrode 1 cm beträgt und somit nicht um den Faktor 1000 bis 4000 größer als \bar{w} ist, kommt es zu sehr wenigen Stößen. Der resultierende Graph wurde mithilfe eines XY-Schreibers bei einer konstanten Beschleunigungsspannung von 10 V aufgenommen, dieser ist Abbildung 11 zu finden. In diesem werden Steigungsdreiecke ermittelt, dazu wurden die Kästchen in x- und y-Richtung gezählt. Die Abstände Δx und Δy sind in Tabelle 1 notiert. Um die Abstände ΔU_A in V und ΔI_A in μA zu berechnen, werden folgende

Gleichungen verwendet

$$\Delta U_A = \Delta x \cdot \frac{10 \text{ V}}{210 \text{ Kästchen}},$$

$$\Delta I_A = \Delta x \cdot \frac{0,1 \text{ }\mu\text{A}}{10 \text{ Kästchen}}.$$

Die Messpaare werden nach

$$\begin{array}{llll} U_{A, k} = U_{A, k-1} + \Delta U_{A, k-1} & \text{mit} & U_{A, 0} = 0 \text{ V}, \\ I_{A, k} = I_{A, k-1} + \Delta I_{A, k-1} & \text{mit} & I_{A, 0} = 1,7 \text{ }\mu\text{A}. \end{array}$$

berechnet. Diese berechneten Wertepaare sind auch in Tabelle 1 aufgenommen. Die integrale und differentielle Energieverteilung wird mithilfe dieser Messpaare geplottet, siehe Abbildung 8 und Abbildung 10. Zudem wird ein Plot für die Abstände des Auffängerstroms ΔI_A in Abbildung 9 erstellt.

Tabelle 1: Die notierten Abstände, sowie die daraus ermittelten Messwerte U_A und I_A .

$\Delta x/\text{Kästchen}$	$\Delta U_A/\text{V}$	U_A/V	$\Delta y/\text{Kästchen}$	$\Delta I_A/\mu\text{A}$	$I_A/\mu\text{A}$
1	2.00	0	40	0.01	1.7
1	0.80	2.00	16	0.01	1.69
1	0.45	2.80	9	0.01	1.68
2	0.75	3.25	15	0.02	1.67
2	0.75	4.00	15	0.02	1.65
2	0.50	4.75	10	0.02	1.63
2	0.40	5.25	8	0.02	1.61
2	0.35	5.65	7	0.02	1.59
4	0.50	6.00	10	0.04	1.57
4	0.45	6.50	9	0.04	1.53
4	0.30	6.95	6	0.04	1.49
4	0.25	7.25	5	0.04	1.45
5	0.25	7.50	5	0.05	1.41
6	0.25	7.75	5	0.06	1.36
8	0.25	8.00	5	0.08	1.23
10	0.20	8.25	4	0.10	1.22
12	0.15	8.45	3	0.12	1.11
30	0.15	8.60	3	0.30	1.00
40	0.15	8.75	3	0.40	0.70
10	0.10	8.90	2	0.10	0.30
1	0.25	9.00	5	0.10	0.20
2	1.00	9.25	20	0.02	0.10

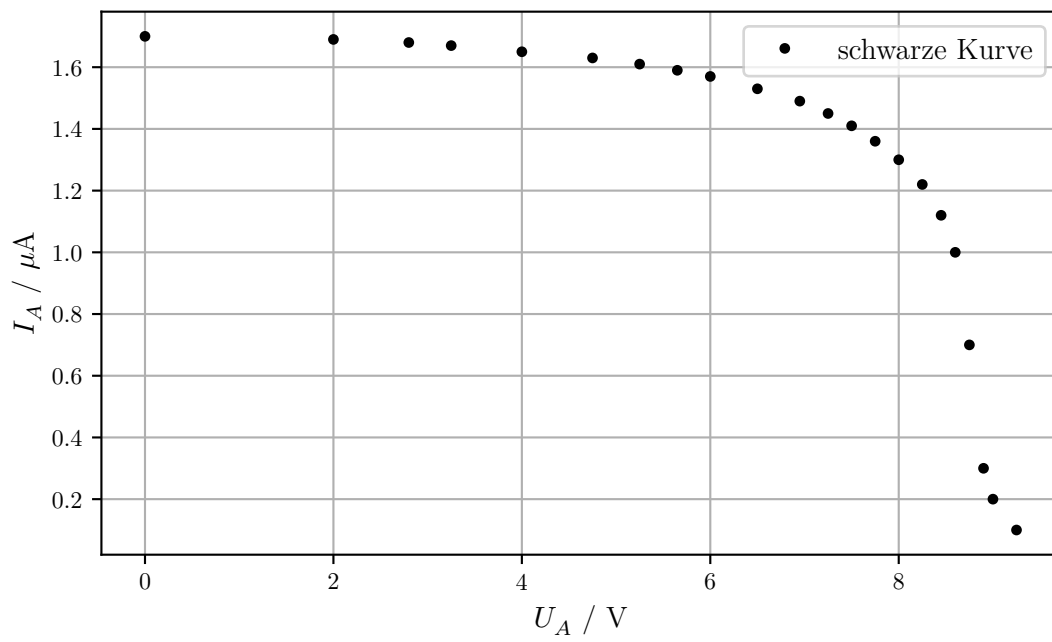


Abbildung 8: Die integrale Energieverteilung der Elektronen aus den ermittelten Messpaaren. Diese entspricht der schwarzen Kurve aus Abbildung 11. Die Temperatur beträgt hier 24 °C, U_B ist konstant bei 10 V.

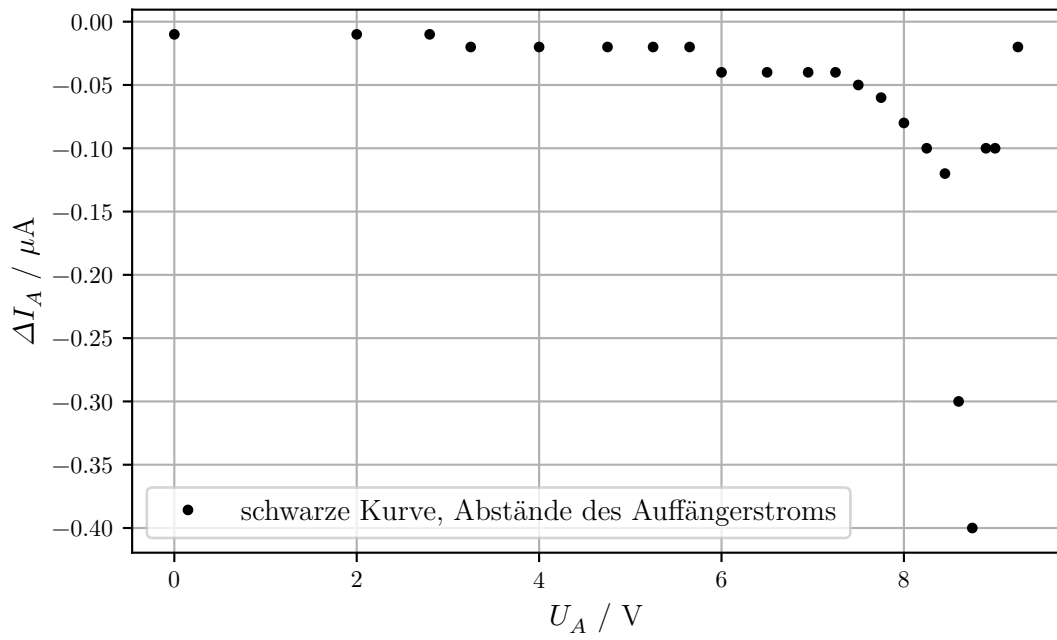


Abbildung 9: Die integrale Energieverteilung der Elektronen aus den ermittelten Abständen. Hier sind die Abstände ΔI_A gegen die Bremsspannung U_A geplottet.

In Abbildung 10 ist die Steigung der integralen Energieverteilung geplottet. Bei $U_A = 8,75$ V kann ein Peak beobachtet werden, dieser ist der Wendepunkt der aufgenommenen Energieverteilung. Das Kontaktpotential kann hierdurch ermittelt werden. Da die wirkliche Beschleunigungsspannung nicht bei $U_B = 10$ V sondern bei $U_{B, \text{eff}} = 8,75$ V liegt, folgt nach Gleichung (3) für das Kontaktpotential $K = 1,25$ V.

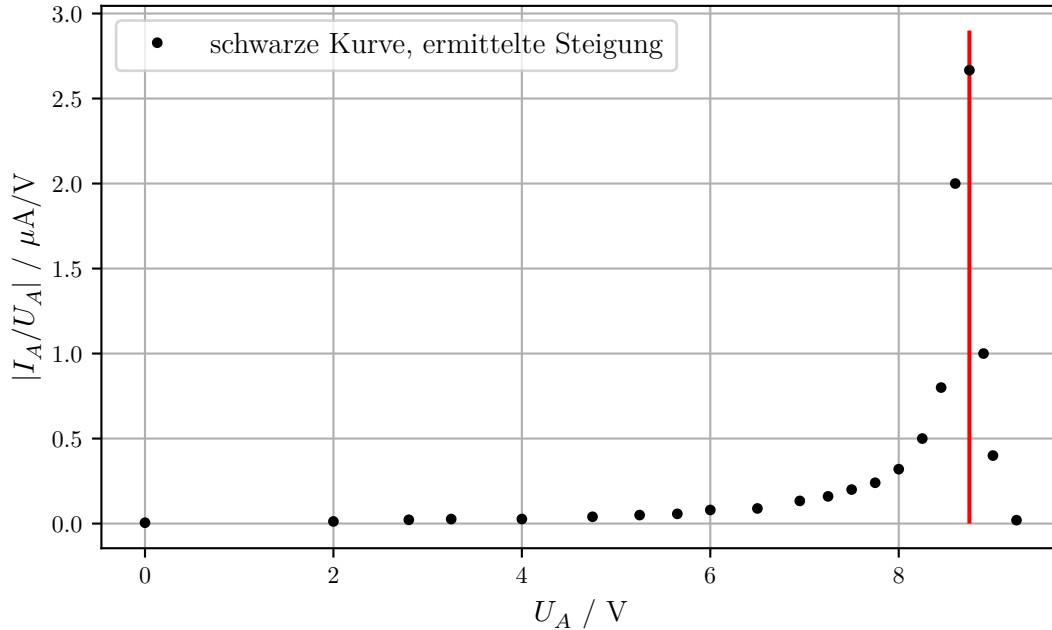


Abbildung 10: Der Betrag der Steigung der integralen Energieverteilung der Elektronen aus den ermittelten Abständen. Die rote Linie markiert die Wendestelle, welche die wirkliche Beschleunigungsspannung $U_{B, \text{eff}}$ markiert.

Außerdem wurde eine Kurve bei $T = 145^\circ\text{C}$ und weiterhin konstanten Beschleunigungsspannung $U_B = 10$ V aufgenommen. Diese ist in Abbildung 11 zu sehen. Es handelt sich hierbei um die blaue Kurve. Nach den Gleichung (5) und (4) kann der Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ und die mittlere Weglänge \bar{w} bestimmt werden. Es folgt

$$p_{\text{sät}} = 3,9804 \text{ mbar} ,$$

$$\bar{w} = 7,2858 \cdot 10^{-4} \text{ cm} .$$

Somit ist \bar{w} um den Faktor 70000 größer als a . Die Stoßwahrscheinlichkeit ist dadurch sehr hoch, was an dem Verlauf der Kurve bemerkbar ist. Die Auffängerstrom I_A fällt stark ab, was auf viele Stöße deutet. Dabei kann es sich um viele inelastische aber auch elastische Stöße handeln. Hier trifft letzteres vermehrt zu, da eine Periodizität der Kurve nicht vorhanden ist. Zudem ist die Beschleunigungsspannung U_B zu gering, sodass nur

sehr wenige der beschleunigten Elektronen genug Energie haben um mit dem Hg-Atom wirklich wechselwirken zu können.

Da sich die verwendete Bremsspannung U_A im selben Intervall befindet, wie in dem Durchlauf zuvor, kann nicht der Hauptgrund für diesen Verlauf des Auffängerstroms sein. Hier ist das Verhältnis \bar{w}/a entscheidend. Es kommt zu vielen elastischen Stößen zwischen den beschleunigten Elektronen und den Hg-Atomen, was zu Richtungsänderungen führt. Viele dieser Elektronen kommen also nicht mehr zur Auffängerelektrode.

4.2 Franck-Hertz-Kurve

Im Folgenden wird die Franck-Hertz-Kurve untersucht. Die Messung wurde für zwei Temperaturen durchgeführt, zunächst für $T_1 = 200^\circ\text{C}$ und $T_2 = 176^\circ\text{C}$. Die Kurven wurden mit dem XY-Schreiber aufgenommen und sind in Abbildung 12 zu finden. Beide Kurven wurden bei einer konstanten Bremsspannung von $U_A = 1\text{ V}$ erstellt, dabei ist der Auffängerstrom I_A gegen die Beschleunigungsspannung U_B aufgetragen.

4.2.1 Temperatur $T = 200^\circ\text{C}$

Mithilfe der Gleichungen (5) und (4) kann der Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ und somit die mittlere Weglänge \bar{w} berechnet werden. Es folgt für $T = 200^\circ\text{C}$

$$\begin{aligned} p_{\text{sät}} &= 26,8551 \text{ mbar} , \\ \bar{w} &= 1,0799 \cdot 10^{-4} \text{ cm} . \end{aligned}$$

Da der Abstand a von der Kathode bis zur Auffängerelektrode um den Faktor 10^4 größer ist, ist eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit gegeben.

Zunächst werden die Abstände ΔU_B der Maxima abgelesen. Dazu werden die Abstände Δx in Kästchen abgelesen und mithilfe der Gleichung

$$\Delta U_B = \Delta x \cdot \frac{40 \text{ V}}{208 \text{ Kästchen}} \quad (6)$$

berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zu finden. Somit lautet der mittlere Abstand der Maxima

$$\Delta \bar{U}_B = 5,0275 \text{ V} .$$

Daraus folgt mithilfe der Gleichung (2) für die Anregungsenergie des Hg-Atoms

$$E_{01} = 5,0275 \text{ eV} .$$

Desweiteren kann nach Gleichung (1) die Wellenlänge λ bestimmt werden,

$$\lambda = 2,4661 \cdot 10^{-7} \text{ m} .$$

Tabelle 2: Die notierten Abstände, sowie die daraus ermittelten Messwerte ΔU_B bei $T = 200^\circ\text{C}$.

$\Delta x/\text{Kästchen}$	$\Delta U_B/\text{V}$
26	5,0
24	4,6154
26	5,0
26	5,0
27	5,1923
27	5,1923
27	5,1923

4.2.2 Temperatur $T = 176^\circ\text{C}$

Mithilfe der Gleichungen (5) und (4) kann der Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ und somit die mittlere Weglänge \bar{w} berechnet werden. Es folgt für $T = 176^\circ\text{C}$

$$p_{\text{sät}} = 12,3533 \text{ mbar} ,$$

$$\bar{w} = 2,3475 \cdot 10^{-4} \text{ cm} .$$

Der Abstand a von der Kathode bis zur Auffängerelektrode ist um den Faktor 10^4 größer, somit ist eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit gegeben.

Die Abstände der Maxima ΔU_B werden notiert, hierzu werden die Abstände Δx in Kästchen aufgenommen und mithilfe der Gleichung (6) berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 aufgenommen.

Tabelle 3: Die notierten Abstände, sowie die daraus ermittelten Messwerte ΔU_B bei $T = 176^\circ\text{C}$.

$\Delta x/\text{Kästchen}$	$\Delta U_B/\text{V}$
26	5,0
25	4,8077
27	5,1923
26	5,0
27	5,1923
28	5,3846

Somit lautet der mittlere Abstand der Maxima

$$\Delta \bar{U}_B = 5,0962 \text{ V} .$$

Daraus folgt mithilfe der Gleichung (2) für die Anregungsenergie des Hg-Atoms

$$E_{01} = 5,0962 \text{ eV} .$$

Dadurch kann nach Gleichung (1) die Wellenlänge λ bestimmt werden,

$$\lambda = 2,4329 \cdot 10^{-7} \text{ m}.$$

5 Diskussion

Die Versuchsdurchführung wurde durch den Temperaturregler und die Justierung des XY-Schreibers erschwert. Der Temperaturregler funktionierte nicht einwandfrei. Es mussten viel größere Temperaturerhöhungen vorgenommen werden um zufriedenstellende Ergebnisse zu erzielen. Zudem sank die eingestellte Temperatur schnell. Aus diesem Grund wurde zunächst eine Franck-Hertz-Kurve bei $T = 200^\circ\text{C}$ aufgenommen, dann gewartet bis die Temperatur im zu untersuchenden Bereich einen Wert um 170°C erreicht. Somit wurde eine weitere Franck-Hertz-Kurve bei $T = 176^\circ\text{C}$ aufgenommen.

Die Justierung des XY-Schreibers erfolgte unter anderem durch Ausprobieren und verlief größtenteils gut. Bei der zweiten Kurve aus dem ersten Teil des Versuches konnte zum Beispiel nicht vollständig in y-Achse des Blatts ausgenutzt werden.

Die integrale und differentielle Energieverteilung zeigen gute Ergebnisse. Ein Abflachen der Kurve ist beobachtbar. Auch der Wendepunkt der integralen Energieverteilung konnte mithilfe der differentiellen Energieverteilung sehr gut bestimmt werden. Es ergibt sich für das Kontaktpotential $K = 1,25 \text{ V}$.

Da die Franck-Hertz-Kurve zwei Mal aufgenommen wurde, wurde die Anregungsenergie und die Wellenlänge des emittierten Photons jeweils zwei Mal bestimmt. Folgende Ergebnisse wurden ermittelt

$$\begin{aligned} T = 200^\circ\text{C} \quad E_{01} &= 5,0275 \text{ eV}, \\ \lambda_{200} &= 2,4661 \cdot 10^{-7} \text{ m}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T = 176^\circ\text{C} \quad E_{01} &= 5,0962 \text{ eV}, \\ \lambda_{176} &= 2,4329 \cdot 10^{-7} \text{ m}. \end{aligned}$$

Da der Theoriewert für die Anregungsenergie des Hg-Atoms bei $4,9 \text{ eV}$ [1], besteht bei $T = 200^\circ\text{C}$ eine Abweichung von $2,6\%$. Bei $T = 176^\circ\text{C}$ kommt es zu einer Abweichung von 4% . Die ermittelten Ergebnisse sind somit zufriedenstellend.

Neben den oben genannten Bedingungen sind Ablesefehler eine weitere Fehlerquelle, die nicht ausgeschlossen werden kann. Dennoch ist im Allgemeinen die Abweichung gering und die Ergebnisse gut.

6 Anhang

Datum:

Gruppe:

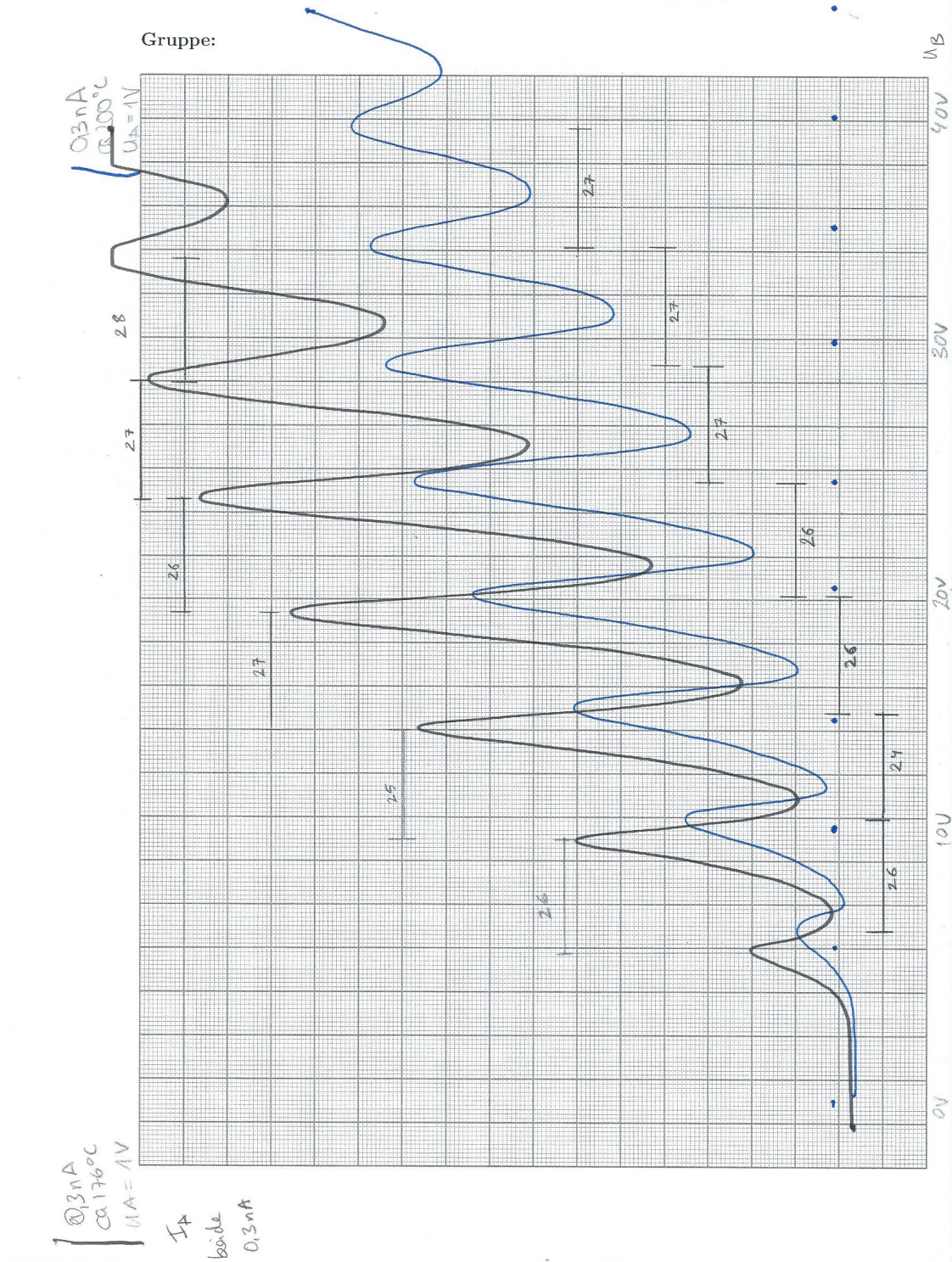


Abbildung 12: Die Originaldaten von der Versuchsdurchführung der aufgenommenen Franck-Hertz-Kurven.

Literatur

- [1] *Der Franck-Hertz-Versuch*, Universität Göttingen. 2014. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612> (besucht am 28.06.2021).
- [2] TU Dortmund. *Der Franck-Hertz-Versuch*. 2021.