

V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Fritz Agildere
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 16. Mai 2023

Abgabe: 22. Mai 2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	2
2 Theorie	2
3 Durchführung	6
4 Auswertung	7
4.1 Dampfdruck und mittlere freie Weglänge	7
4.2 Statistik zur graphischen Auswertung	7
4.3 Energiespektrum und Kontaktpotential	10
4.4 Anregungsenergie und Emission	14
5 Diskussion	18
Literatur	18
Anhang	20

1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es, die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ zwischen dem ersten angeregten und dem Grundzustand eines Quecksilber-Atoms zu bestimmen. Bei diesem Experiment wird zudem das Bohrsche Atom-Modell in gewissem Umfang bestätigt.

2 Theorie

Der Franck-Hertz Versuch zählt zu den Elektronenstoßexperimenten, welche zur Untersuchung von Elektronenhüllen dienen. Es werden Quecksilber-Atome mit Elektronen beschossen, sodass elastische und inelastische Wechselwirkungen entstehen. Wenn es zu einem inelastischen Stoß kommt, wird das Quecksilber-Atom aus seinem Grundzustand E_0 in den ersten Zustand E_1 gehoben. Für die Differenzen lässt sich das Verhältnis

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} - \frac{m_0 \cdot v_{\text{nach}}^2}{2} = E_1 - E_0 \quad (1)$$

aufstellen. Dabei ist m_0 die Ruhemasse des Elektrons und v_{vor} und v_{nach} entsprechen den Geschwindigkeiten des Elektrons vor und nach dem Zusammenstoß.

Es wird die Gegenfeldmethode verwendet, um die Energien der Quecksilber-Atome zu bestimmen. Der dazu verwendete Aufbau ist in Abbildung 1 zu sehen.

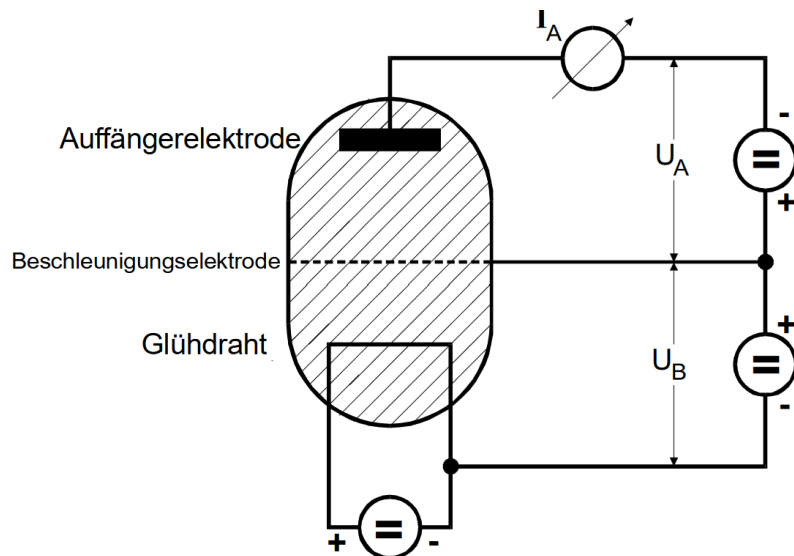


Abbildung 1: Der prinzipielle Aufbau des Frank-Hertz Versuches. [1]

Die Apparatur des Franck-Hertz Versuches besteht aus einem evakuierten Gefäß, welches winzige Tropfen Quecksilber beinhaltet. Das Quecksilber verdampft gemäß der

Dampfdruckkurve bis sich ein Gleichgewichtsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ einstellt. Dieser ist von der Umgebungstemperatur T abhängig, welche eingestellt werden kann, um die Dampfdichte zu regulieren. In den Glaskolben wird ein Draht aus Wolfram eingeführt. An diesen wird eine Heizspannung angelegt, sodass aufgrund des glühelektrischen Effekts Elektronen austreten. Gegenüber des Glühdrahtes befindet sich eine netzförmige Beschleunigungselektrode, an der eine Beschleunigungsspannung U_B angelegt ist, welche die Elektronen beschleunigt. Nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke besitzen die Elektronen, welche vorher eine Geschwindigkeit von $v = 0$ hatten, eine kinetische Energie mit

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

e_0 entspricht dabei der Ladung eines Elektrons. Hinter der Beschleunigungselektrode befindet sich eine Auffängerelektrode. In dem Zwischenraum beider Elektroden wird ein Gegenfeld mit der Spannung U_A angelegt. Somit wird die Auffängerelektrode ausschließlich von den Elektronen erreicht, welche die Bedingung

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

erfüllen.

Es befinden sich Hg-Atome im Beschleunigungsraum, daher wechselwirken diese mit den Elektronen. Dabei gibt es zwei Fälle von Wechselwirkung die auftreten können: Im ersten Fall ist die Elektronenenergie E nicht hoch, so kommt es nur zu elastischen Stößen. Aufgrund des Massenverhältnisses m_0/M ergibt sich ein vernachlässigbarer Energieverlust

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

Wichtig zu beachten ist dabei, dass die Elektronen beträchtliche Richtungsänderungen erfahren. Im zweiten Fall ist die Energie die Elektronen gleich oder größer der Energiedifferenz $E_1 - E_0$. Dann kommt es zu inelastischen Stößen. Auf die Quecksilber-Atome wird der Betrag der Energiedifferenz übertragen, wodurch diese angeregt werden. Daraufhin wird das Quecksilber-Atom unter Emission einer elektromagnetischen Welle wieder in den Grundzustand zurückgeführt. Der Lichtquant besitzt dabei eine Energie von

$$h\nu = E_1 - E_0,$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der emittierten Strahlung ist.

Um die Anregungsenergie der Hg-Atome zu bestimmen, wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit zur Beschleunigungsspannung U_B betrachtet. Der idealisierte Verlauf ist in Abbildung 2 dargestellt.

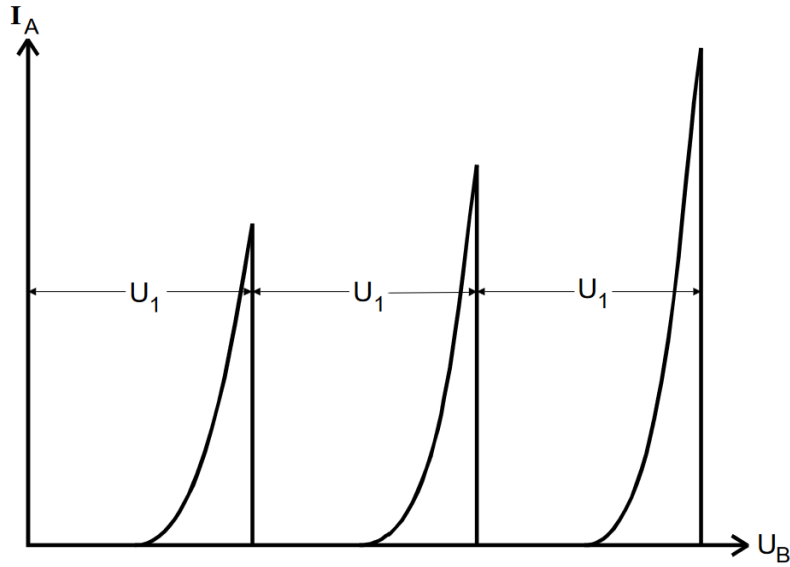


Abbildung 2: Der idealisierte Verlauf des Auffängerstroms I_A in Abhängigkeit zur Beschleunigungsspannung U_B . [1]

Es kann beobachtet werden, dass eine periodische Zu- und Abnahme des Auffängerstroms bei wachsender Beschleunigungsspannung passiert. Wenn durch das Erhöhen von U_B die Elektronenenergie $E_1 - E_0$ erreicht oder übertrifft, treten unelastische Stöße auf. Dabei geben die Elektronen immer die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ ab. Der Abstand U_1 zweier aufeinander folgender Maxima muss dem 1. Anregungspotential entsprechen

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

Es gibt drei wichtige Nebeneffekte, die bei der realen Franck-Hertz Kurve beachtet werden müssen. Diese sieht nicht aus wie in Abbildung 2 gezeigt.

Das reale Beschleunigungspotential zwischen dem Glühdraht und der Beschleunigungselektrode ist von der außen angelegten Spannung U_B verschieden, wenn beide Elektroden aus Materialien bestehen, die eine unterschiedliche Austrittsarbeit für Elektronen besitzen. Es wird für den Glühdraht ein Material ausgewählt, dessen Austrittsarbeit ϕ_G viel kleiner als die Austrittsarbeit ϕ_B der Beschleunigungselektrode ist. Das Potentialverhältnis ist in Abbildung 3 dargestellt.

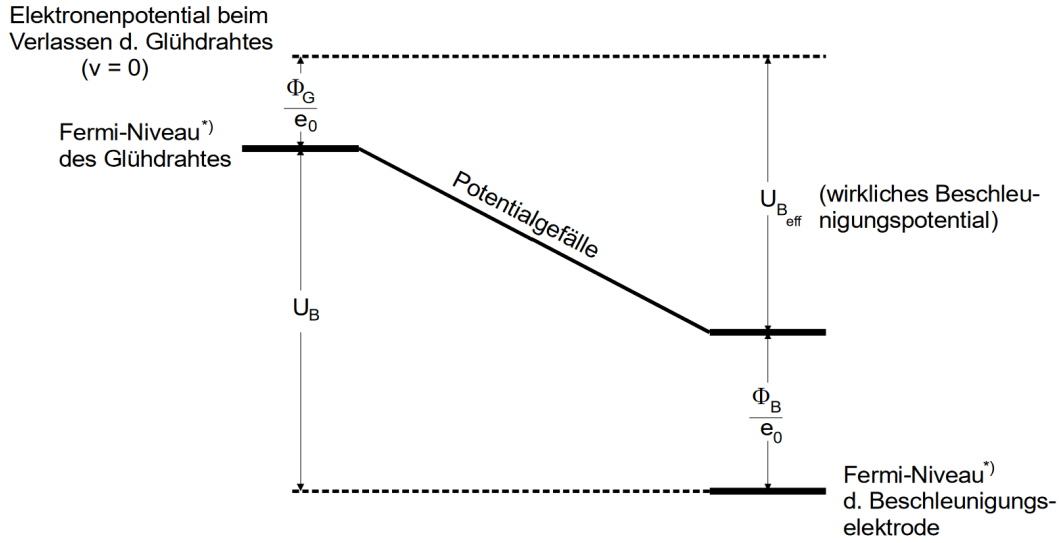


Abbildung 3: Potentialverhältnis zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode. [1]

Für das eigentliche Beschleunigungspotential $U_{B,\text{eff}}$ gilt

$$U_{B,\text{eff}} = U_B - \frac{1}{e_0} (\phi_B - \phi_G). \quad (3)$$

Der Ausdruck

$$K = \frac{(\phi_B - \phi_G)}{e_0} \quad (4)$$

entspricht dem Kontaktpotential. Die gemessene Franck-Hertz Kurve ist dabei um den Wert K verschoben.

Zunächst wurde die Annahme getroffen, dass die Elektronen nach Durchlauf des Beschleunigungsraumes alle eine einheitliche Energie besitzen. Diese Annahme ist jedoch unzutreffend. Die Leitungselektronen besitzen in Inneren eines Metalles bereits ein Energie-Spektrum, welches als Fermi-Dirac-Verteilung bezeichnet wird. Die unelastischen Stöße setzten bei einem sich erstreckten endlichen Einsatzbereich ein. Das führt dazu, dass sich die Franck-Hertz Kurven in ihrem Anstieg bei Annäherung an ein Maximum verringern und nicht mehr unstetig auf den Wert 0 abfallen. Die Richtungsänderungen, die aufgrund von elastischen Stößen auftreten, führen zu keinen merklichen Energieabnahmen der Elektronen. Erst wenn diese Stöße zwischen Beschleunigungselektrode und Auffängerelektrode vorkommen, entsteht eine Verteilung der z -Komponente der Geschwindigkeiten. Da das gegebene Gegenfeld eine v_z -Abhängigkeit vorweist, führen die elastischen Stöße zu einer Abflachung und Verbreiterung der Franck-Hertz-Kurve.

Ebenfalls Einfluss auf den Verlauf der Franck-Hertz Kurve hat der Dampfdruck. Damit Zusammenstöße von Elektronen und Hg-Atomen auftreten können, muss die mittlere freie

Weglänge \bar{w} der Atome klein gegen den Abstand a zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode sein. Die mittlere freie Weglänge \bar{w} kann über den Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$, der innerhalb der Röhre herrscht, eingestellt werden. Aus der kinetischen Gastheorie geht hervor

$$\bar{w} [\text{cm}] = \frac{0.0029}{p_{\text{sät}}} \left[\frac{1}{\text{mbar}} \right]. \quad (5)$$

Wenn der Dampfdruckbereich klein ist, kommt es auch bei großer Bremsspannung U_B nur selten zu Anregungen, wobei bei einem sehr hohen Dampfdruckbereich der Energieverlust der elastischen Stöße wichtig ist, da es oft zu Zusammenstößen kommt. Die Dampfdruckkurve wird gemäß

$$p_{\text{sät}}(T) = 5,5 \cdot 10^7 \exp \left(\frac{-6876}{T} \right) \quad (6)$$

berechnet.

3 Durchführung

Die verwendete Schaltung zur Aufnahme der Franck-Hertz Kurve ist in Abbildung 4 gezeigt.

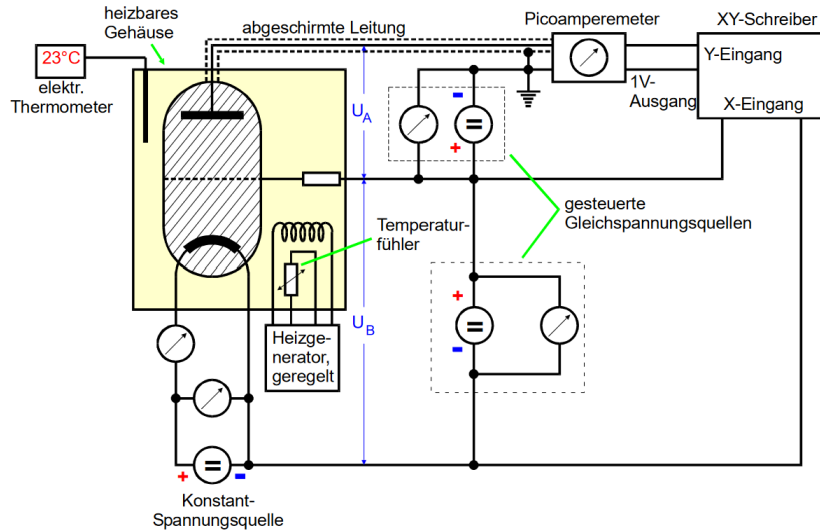


Abbildung 4: Die Schaltung zur Aufnahme der Franck-Hertz Kurve. [1]

Die Umgebungstemperatur T wird mithilfe eines Heizgenerators gesteuert und schließlich an einem Thermometer abgelesen. Mit einem XY-Schreiber wird der Auffängerstrom in Abhängigkeit der zu betrachtenden Spannung aufgenommen.

Zu Beginn der Messung bei einer Raumtemperatur $T = 24,3^\circ\text{C}$ wird der Auffängerstrom I_A als Kurve in Abhängigkeit der Gegenspannung U_A aufgenommen. Die Beschleunigungsspannung ist dabei konstant bei $U_B = 11\text{ V}$ eingestellt. U_A wird von 1 V bis 10 V hochgeregelt. Der Vorgang wird für eine Temperatur $T = 145^\circ\text{C}$ wiederholt. Daraufhin werden Kurven aufgenommen, bei denen eine Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung U_B vorliegt. Diese wird von 0 V bis 55 V variiert. U_A ist dabei zunächst auf 1 V und anschließend auf 2 V eingestellt. Es werden je Messungen für eine Temperatur von $T = 160^\circ\text{C}$ und $T = 180^\circ\text{C}$ durchgeführt.

4 Auswertung

Unter Verwendung der bis zu dieser Stelle beschriebenen Zusammenhänge und Methoden werden die gewonnenen Messdaten nun untersucht.

4.1 Dampfdruck und mittlere freie Weglänge

Mithilfe der Gleichungen (5) und (6) lassen sich die in Tabelle 1 nachgehaltenen Ergebnisse für die gegebenen Temperaturen bestimmen.

Tabelle 1: Zu Temperatur T herrschender Dampfdruck p mit entsprechender mittleren freien Weglänge \bar{w} und Verhältnis a/\bar{w} bei $a = 1\text{ cm}$.

Messung	T / K	p / bar	\bar{w} / m	a/\bar{w}
1	$297,45 \pm 0,00$	$(5,02 \pm 0,00) \cdot 10^{-6}$	$(5,77 \pm 0,00) \cdot 10^{-3}$	$(1,73 \pm 0,00) \cdot 10^0$
2	$418,15 \pm 5,00$	$(3,97 \pm 0,78) \cdot 10^{-3}$	$(7,30 \pm 1,44) \cdot 10^{-6}$	$(1,37 \pm 0,27) \cdot 10^3$
3 4	$433,15 \pm 5,00$	$(7,02 \pm 1,29) \cdot 10^{-3}$	$(4,13 \pm 0,76) \cdot 10^{-6}$	$(2,42 \pm 0,44) \cdot 10^3$
5 6	$453,15 \pm 5,00$	$(1,41 \pm 0,24) \cdot 10^{-2}$	$(2,05 \pm 0,34) \cdot 10^{-6}$	$(4,88 \pm 0,82) \cdot 10^3$

Es wird deutlich, dass nur Messung 1 die geforderte Bedingung an $a/\bar{w} \sim [1000, 4000]$ deutlich verfehlt. Bei Zimmertemperatur ist die Stoßwahrscheinlichkeit demnach nicht ausreichend, um den Franck-Hertz-Effekt zu beobachten. Alle übrigen Messungen sind dagegen gut dafür geeignet.

4.2 Statistik zur graphischen Auswertung

Für eine Messreihe x_k mit N Einzelmessungen beschreibt der Ausdruck

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k$$

das arithmetische Mittel. Die zugehörige Standardabweichung folgt mit

$$\delta x = \sqrt{x^2 - \bar{x}^2}$$

aus der Quadratwurzel der Varianz.

Um den Fehler aus zwei unabhängigen Quellen zusammenzufassen, kann die idealisierte Annahme

$$\delta_{ab}x = \sqrt{\delta_a x^2 + \delta_b x^2}$$

herangezogen werden. Auf diese Weise wird im weiteren Verfahren die statistische Streuung der Intervallbreite mit dem Ablesefehler vereint, um die Unsicherheit der in Tabelle 2 aufgeführten mittleren Breiten \bar{n} der Skalenbereiche anzugeben. Für die abschließende Bestimmung der Anregungsenergie wird aus fehlerbehafteten Größen das gewichtete Mittel nach

$$\bar{x}_\delta = \frac{\sum_k x_k / \delta x_k}{\sum_k 1 / \delta x_k}$$

gebildet. Als Gewichtung dient dabei die reziproke Standardabweichung. Die zugehörige Streuung ist dann durch

$$\delta x_\delta = \sqrt{\frac{1}{\sum_k 1 / \delta x_k}}$$

bemessen. Zur Vorbereitung der eigentlichen Auswertung ist in Tabelle 2 zunächst die Skala der nachfolgenden Abbildungen ausgewertet. Abbildungen 5 und 5* entsprechen der vorherigen Bezeichnung mit Messung 1, Messung 2 wird in Abbildung 6 und 6* dargestellt. Die Messungen 3 und 4 werden je in den Abbildungen 7a und 7b sowie 8a und 8b angezeigt. Analog werden Abbildung 9 und 10 mit Messung 5 und 6 bezeichnet. In den Darstellungen ohne * ist je die Kurve des XY-Schreibers hinterlegt. Um das nachfolgende Vorgehen zu beschreiben, werden die Achsen werden in der Horizontalen X und in der Vertikalen Y genannt. Die Dimension der Y-Richtung ist nicht relevant, da es hier nur auf eine korrekte Nullkalibrierung und den relativen Kurvenverlauf proportional zum Auffängerstrom I_A ankommt. Aus diesem Grund betrachtet Tabelle 2 ausschließlich die X-Skalierung, für welche mittels Schreiberkopf in regelmäßigen Stufen der Speisespannung ein Punkt markiert wird. Durch Abzählen der Skaleneinheiten zwischen benachbarten Markern lässt sich die auftretende Variationen der Schrittweite kompensieren. Wie oben beschrieben, wird aus dem Ablesefehler, welcher auf eine Einheit geschätzt wird, und der statistischen Standardabweichung die zusammengesetzte Ungenauigkeit der jeweiligen Skalen gebildet, welche für die Entnahme der tatsächlichen Messpunkte je als horizontale Toleranz Verwendung findet. Außerdem sind in Tabelle 2 noch die intervallspezifischen Spannungseinheiten pro Skaleneinheit angegeben. Diese werden weiterhin zur Berechnung der Speisespannung aus der abgelesenen Koordinate nach dem unten beschriebenen Algorithmus verwendet.

Die Skalierungspunkte entsprechen einer festen Schrittweite ΔU . Als aufsteigende Bezeichnung für die so eingegrenzten Bereiche wird haben die Spannungseinheit r pro Kästchen.

Nun wird die horizontale Kästchenzahl x vom Messpunkt zum nächsten niedrigeren Grenzmarker gezählt. Indem diese einzelnen Skalierungsmarkierungen aufsteigend mit $N = 0, 1, 2, \dots$ bezeichnet werden, ergibt sich

$$U = N \cdot \Delta U + x \cdot r$$

als tatsächlicher Spannungswert. Die entsprechenden y Werte werden als Abstand zur Nulllinie aufgenommen, auf der die Skalenpunkte liegen, und zur Veranschaulichung so normiert, dass sie in etwa dem Kurvenverlauf folgen.

Tabelle 2: Anzahl n der Skaleneinheiten im jeweiligen Abschnitt N zwischen benachbarten Skalierungspunkten. Zur Bewertung ist die Spannung r pro Einheit angezeigt.

N	Abbildung 5		Abbildung 6		Abbildung 7a		Abbildung 7b	
	n	r / mV	n	r / mV	n	r / mV	n	r / mV
0	22 ± 1	45 ± 2	22 ± 1	45 ± 2	22 ± 1	227 ± 10	31 ± 1	161 ± 5
1	23 ± 1	43 ± 2	23 ± 1	43 ± 2	22 ± 1	227 ± 10	31 ± 1	161 ± 5
2	24 ± 1	42 ± 2	23 ± 1	43 ± 2	21 ± 1	238 ± 11	28 ± 1	179 ± 6
3	23 ± 1	43 ± 2	22 ± 1	45 ± 2	21 ± 1	238 ± 11	30 ± 1	167 ± 6
4	24 ± 1	42 ± 2	24 ± 1	42 ± 2	20 ± 1	250 ± 12	31 ± 1	161 ± 5
5	22 ± 1	45 ± 2	23 ± 1	43 ± 2	21 ± 1	238 ± 11	29 ± 1	172 ± 6
6	26 ± 1	38 ± 1	24 ± 1	42 ± 2	19 ± 1	263 ± 14	28 ± 1	179 ± 6
7	24 ± 1	42 ± 2	23 ± 1	43 ± 2	23 ± 1	217 ± 9	29 ± 1	172 ± 6
8	21 ± 1	48 ± 2	23 ± 1	43 ± 2	21 ± 1	238 ± 11		
9	24 ± 1	42 ± 2	20 ± 1	50 ± 2	21 ± 1	238 ± 11		
10					27 ± 1	185 ± 7		
\bar{n}	$23,3 \pm 1,4$		$22,7 \pm 1,1$		$21,6 \pm 2,0$		$29,6 \pm 1,3$	

N	Abbildung 8a		Abbildung 8b		Abbildung 9		Abbildung 10	
	n	r / mV	n	r / mV	n	r / mV	n	r / mV
0	22 ± 1	227 ± 10	27 ± 1	185 ± 7	24 ± 1	208 ± 9	20 ± 1	250 ± 12
1	24 ± 1	208 ± 9	32 ± 1	156 ± 5	19 ± 1	263 ± 14	23 ± 1	217 ± 9
2	17 ± 1	294 ± 17	27 ± 1	185 ± 7	20 ± 1	250 ± 12	19 ± 1	263 ± 14
3	21 ± 1	238 ± 11	31 ± 1	161 ± 5	21 ± 1	238 ± 11	20 ± 1	250 ± 12
4	22 ± 1	227 ± 10	28 ± 1	179 ± 6	20 ± 1	250 ± 12	22 ± 1	227 ± 10
5	21 ± 1	238 ± 11	30 ± 1	167 ± 6	18 ± 1	278 ± 15	20 ± 1	250 ± 12
6	22 ± 1	227 ± 10	29 ± 1	172 ± 6	22 ± 1	227 ± 10	21 ± 1	238 ± 11
7	19 ± 1	263 ± 14	32 ± 1	156 ± 5	21 ± 1	238 ± 11	20 ± 1	250 ± 12
8	21 ± 1	238 ± 11			21 ± 1	238 ± 11	20 ± 1	250 ± 12
9	21 ± 1	238 ± 11			20 ± 1	250 ± 12	22 ± 1	227 ± 10
10	21 ± 1	238 ± 11			26 ± 1	192 ± 7	21 ± 1	238 ± 11
\bar{n}	$21,0 \pm 1,7$		$29,5 \pm 2,0$		$21,1 \pm 2,2$		$20,7 \pm 1,2$	

Da die Auswertung in erster Linie aus graphischem Ablesen von Messwerten besteht, sei an dieser Stelle die Python-Bibliothek Matplotlib [3] erwähnt, welche zur Darstellung der Daten zum Einsatz kommt. Die bei der Verarbeitung notwendige Fehlerfortpflanzung wird aufbauend auf NumPy [2] durch Uncertainties [4] automatisiert.

4.3 Energiespektrum und Kontaktpotential

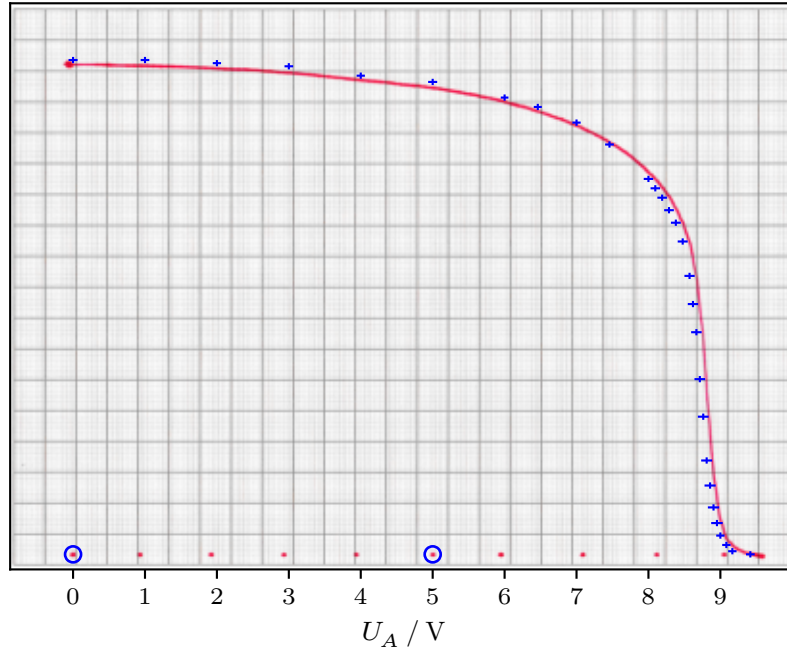


Abbildung 5: Integrale Energieverteilung der mit $U_B = 11$ V beschleunigten Elektronen bei $T = 297,45$ K.

Anhand Abbildung 5 lässt sich exemplarisch das Vorgehen für alle Aufzeichnungen des XY-Schreibers erklären. Das Bild wird im Koordinatensystem wie markiert an der Null und einem weiteren Punkt fixiert. An der Zentrierung des Skalenpunktes lässt sich die Güte der Ausrichtung beurteilen. Weiter werden die entnommenen Messdaten zur visuellen Verifikation über den Graphen gelegt.

Um aus dem integralen das differentielle Energiespektrum zu bestimmen, werden die Beträge der Sekantensteigungen zwischen den Messwerten

$$n'_k = -\frac{n_{k+1} - n_k}{U_{k+1} - U_k}$$

ermittelt und in Abbildung 5* auf halber Strecke zwischen den ursprünglichen Punkten festgehalten. Da die Kurve um den Wendepunkt sehr steil verläuft, ergeben sich für

die Steigung extrem große Unsicherheiten, welche in der Grafik zur besseren Lesbarkeit um einen Faktor 40 reduziert sind. Die tatsächlichen Fehler sind mit den originalen Ablesewerten in willkürlichen Einheiten $n \sim I_A$ aus Tabelle 3 zu entnehmen.

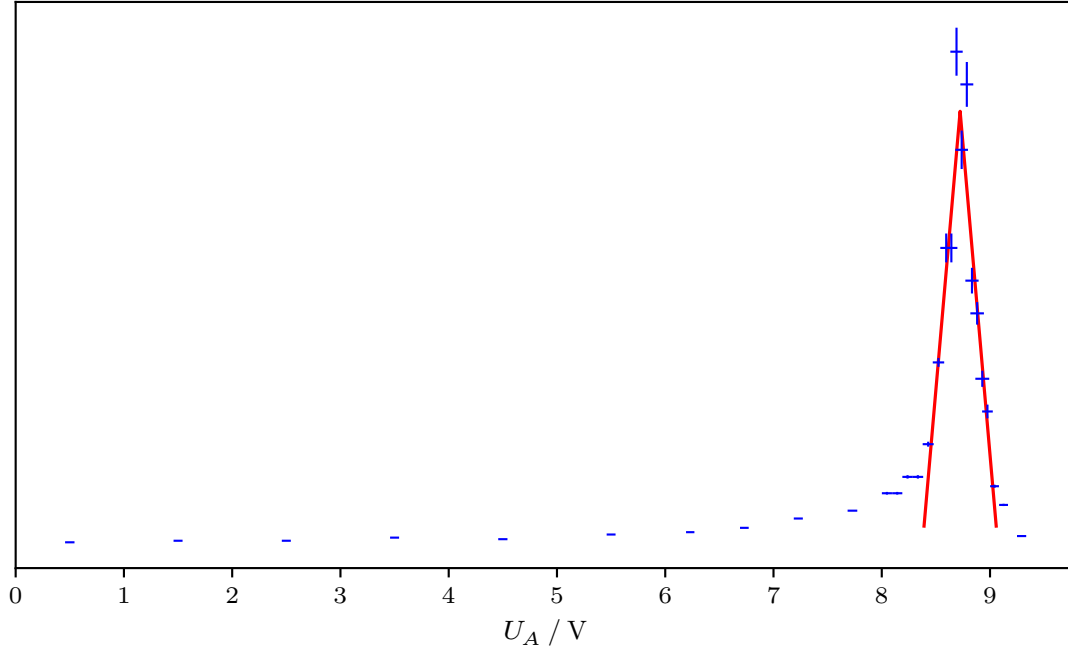


Abbildung 5*: Differentielle Energieverteilung der mit $U_B = 11$ V beschleunigten Elektronen bei $T = 297,45$ K.

Damit die Lage des Wendepunktes der integralen beziehungsweise des Maximums der differentiellen Energieverteilung exakt bestimmt werden kann, wird ein Modell der Form

$$I_A \sim |U_A - a| \cdot b + c$$

angesetzt. Dieses beschreibt die Annahme, dass die Kurve aus Abbildung 5* um ihren Peak annähernd symmetrisch verläuft. Die Parameter b und c liefern die nötigen Freiheitsgrade, sind sonst aber nicht relevant, sodass deren Ergebnisse ausgelassen werden. Für die Verschiebung ergibt sich dann über eine mit SciPy [5] durchgeführte und nach Ungenauigkeit gewichtete Regression

$$a = (8,724 \pm 0,007) \text{ V}$$

als Wert, deren verhältnismäßig geringe Abweichung aus der Quadratwurzel der Diagonale der Kovarianzmatrix folgt. Demnach besitzt ein Großteil der bei $U_B = 11$ V emittierten Elektronen eine Energie im Bereich $E = (8,724 \pm 0,007) \text{ eV}$, die resultierende Differenz zur Beschleunigungsspannung bemisst nach (4) das Kontaktpotential der Apparatur mit $K = (2,276 \pm 0,007) \text{ V}$.

Tabelle 3

Integrales Spektrum				Differentielles Spektrum			
U_A / V	n	U_A / V	n	U_A / V	n'	U_A / V	n'
$0,00 \pm 0,06$	158 ± 1	$8,48 \pm 0,07$	100 ± 1	$0,50 \pm 0,04$	$0,0 \pm 1,4$	$8,52 \pm 0,05$	$115,5 \pm 114,0$
$1,00 \pm 0,06$	158 ± 1	$8,57 \pm 0,07$	89 ± 1	$1,50 \pm 0,04$	$1,0 \pm 1,4$	$8,60 \pm 0,05$	$189,0 \pm 370,7$
$2,00 \pm 0,06$	157 ± 1	$8,62 \pm 0,07$	80 ± 1	$2,50 \pm 0,04$	$1,0 \pm 1,4$	$8,64 \pm 0,06$	$189,0 \pm 370,7$
$3,00 \pm 0,06$	156 ± 1	$8,67 \pm 0,07$	71 ± 1	$3,50 \pm 0,04$	$3,0 \pm 1,4$	$8,69 \pm 0,06$	$315,0 \pm 616,6$
$4,00 \pm 0,06$	153 ± 1	$8,71 \pm 0,07$	56 ± 1	$4,50 \pm 0,04$	$2,0 \pm 1,4$	$8,74 \pm 0,06$	$252,0 \pm 493,6$
$5,00 \pm 0,06$	151 ± 1	$8,76 \pm 0,08$	44 ± 1	$5,50 \pm 0,04$	$5,0 \pm 1,5$	$8,79 \pm 0,06$	$294,0 \pm 575,6$
$6,00 \pm 0,05$	146 ± 1	$8,81 \pm 0,08$	30 ± 1	$6,23 \pm 0,04$	$6,5 \pm 3,3$	$8,83 \pm 0,06$	$168,0 \pm 329,8$
$6,46 \pm 0,06$	143 ± 1	$8,86 \pm 0,08$	22 ± 1	$6,73 \pm 0,04$	$9,3 \pm 3,0$	$8,88 \pm 0,06$	$147,0 \pm 288,9$
$7,00 \pm 0,06$	138 ± 1	$8,90 \pm 0,08$	15 ± 1	$7,23 \pm 0,04$	$15,3 \pm 4,2$	$8,93 \pm 0,06$	$105,0 \pm 207,4$
$7,46 \pm 0,06$	131 ± 1	$8,95 \pm 0,08$	10 ± 1	$7,73 \pm 0,04$	$20,3 \pm 4,3$	$8,98 \pm 0,05$	$84,0 \pm 176,3$
$8,00 \pm 0,07$	120 ± 1	$9,00 \pm 0,06$	6 ± 1	$8,05 \pm 0,05$	$31,5 \pm 34,2$	$9,04 \pm 0,04$	$36,0 \pm 39,1$
$8,10 \pm 0,07$	117 ± 1	$9,08 \pm 0,06$	3 ± 1	$8,14 \pm 0,05$	$31,5 \pm 34,2$	$9,12 \pm 0,04$	$24,0 \pm 29,0$
$8,19 \pm 0,07$	114 ± 1	$9,17 \pm 0,06$	1 ± 1	$8,24 \pm 0,05$	$42,0 \pm 43,7$	$9,29 \pm 0,04$	$4,0 \pm 5,8$
$8,29 \pm 0,07$	110 ± 1	$9,42 \pm 0,06$	0 ± 1	$8,33 \pm 0,05$	$42,0 \pm 43,7$		
$8,38 \pm 0,07$	106 ± 1			$8,43 \pm 0,05$	$63,0 \pm 63,4$		

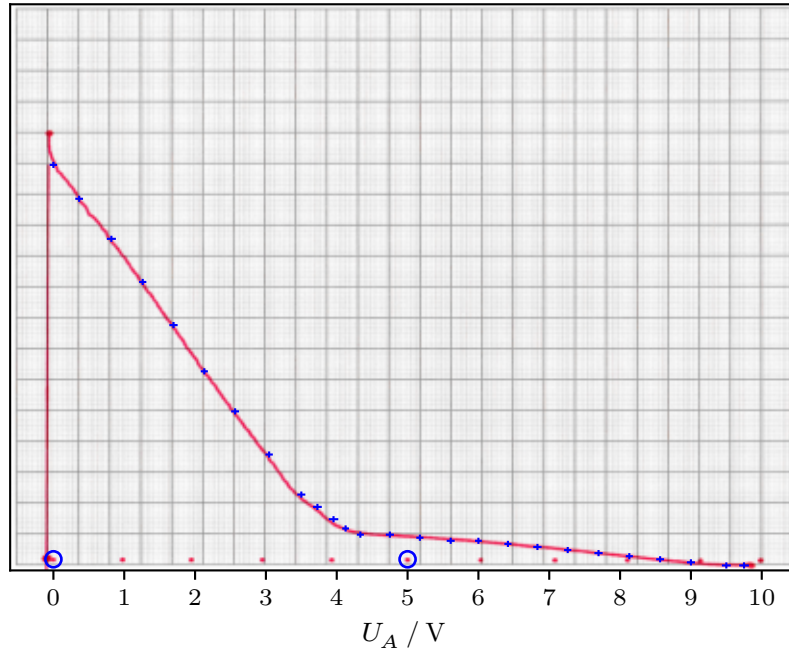


Abbildung 6: Integrale Energieverteilung der mit $U_B = 11 \text{ V}$ beschleunigten Elektronen bei $T = (418,15 \pm 5,00) \text{ K}$.

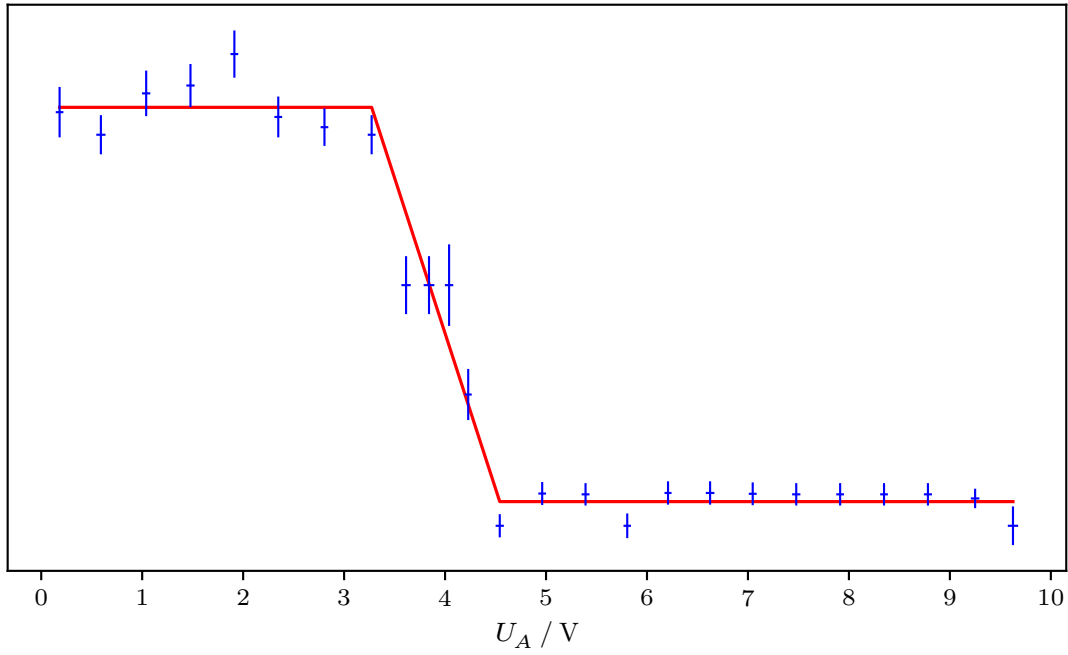


Abbildung 6*: Differentielle Energieverteilung der mit $U_B = 11$ V beschleunigten Elektronen bei $T = (418,15 \pm 5,00)$ K.

Tabelle 4

Integrales Spektrum				Differentielles Spektrum			
U_A / V	n	U_A / V	n	U_A / V	n'	U_A / V	n'
$0,00 \pm 0,05$	128 ± 1	$4,75 \pm 0,06$	8 ± 1	$0,18 \pm 0,04$	$30,2 \pm 7,4$	$4,96 \pm 0,04$	$2,4 \pm 3,4$
$0,36 \pm 0,05$	117 ± 1	$5,17 \pm 0,05$	7 ± 1	$0,59 \pm 0,05$	$28,6 \pm 5,7$	$5,39 \pm 0,04$	$2,3 \pm 3,3$
$0,82 \pm 0,06$	104 ± 1	$5,61 \pm 0,06$	6 ± 1	$1,04 \pm 0,04$	$31,6 \pm 6,7$	$5,80 \pm 0,04$	$0,0 \pm 3,6$
$1,26 \pm 0,05$	90 ± 1	$6,00 \pm 0,05$	6 ± 1	$1,48 \pm 0,04$	$32,2 \pm 6,3$	$6,21 \pm 0,03$	$2,4 \pm 3,4$
$1,70 \pm 0,06$	76 ± 1	$6,42 \pm 0,05$	5 ± 1	$1,91 \pm 0,04$	$34,5 \pm 6,9$	$6,62 \pm 0,04$	$2,4 \pm 3,4$
$2,13 \pm 0,05$	61 ± 1	$6,83 \pm 0,06$	4 ± 1	$2,35 \pm 0,04$	$29,9 \pm 6,0$	$7,05 \pm 0,04$	$2,3 \pm 3,3$
$2,57 \pm 0,06$	48 ± 1	$7,26 \pm 0,05$	3 ± 1	$2,81 \pm 0,04$	$29,2 \pm 5,5$	$7,48 \pm 0,04$	$2,3 \pm 3,3$
$3,05 \pm 0,05$	34 ± 1	$7,70 \pm 0,06$	2 ± 1	$3,27 \pm 0,04$	$28,6 \pm 5,7$	$7,91 \pm 0,04$	$2,3 \pm 3,3$
$3,50 \pm 0,06$	21 ± 1	$8,13 \pm 0,05$	1 ± 1	$3,61 \pm 0,05$	$17,6 \pm 8,5$	$8,35 \pm 0,04$	$2,3 \pm 3,3$
$3,73 \pm 0,06$	17 ± 1	$8,57 \pm 0,06$	0 ± 1	$3,84 \pm 0,05$	$17,6 \pm 8,5$	$8,78 \pm 0,04$	$2,3 \pm 3,3$
$3,95 \pm 0,07$	13 ± 1	$9,00 \pm 0,06$	-1 ± 1	$4,04 \pm 0,04$	$17,6 \pm 11,9$	$9,25 \pm 0,04$	$2,0 \pm 2,8$
$4,12 \pm 0,05$	10 ± 1	$9,50 \pm 0,06$	-2 ± 1	$4,23 \pm 0,04$	$9,6 \pm 7,5$	$9,62 \pm 0,05$	$0,0 \pm 5,7$
$4,33 \pm 0,05$	8 ± 1	$9,75 \pm 0,07$	-2 ± 1	$4,54 \pm 0,04$	$0,0 \pm 3,4$		

$$s = (3,27 \pm 0,04) \text{ V}$$

$$(2,79 \pm 0,13) \text{ V}$$

4.4 Anregungsenergie und Emission

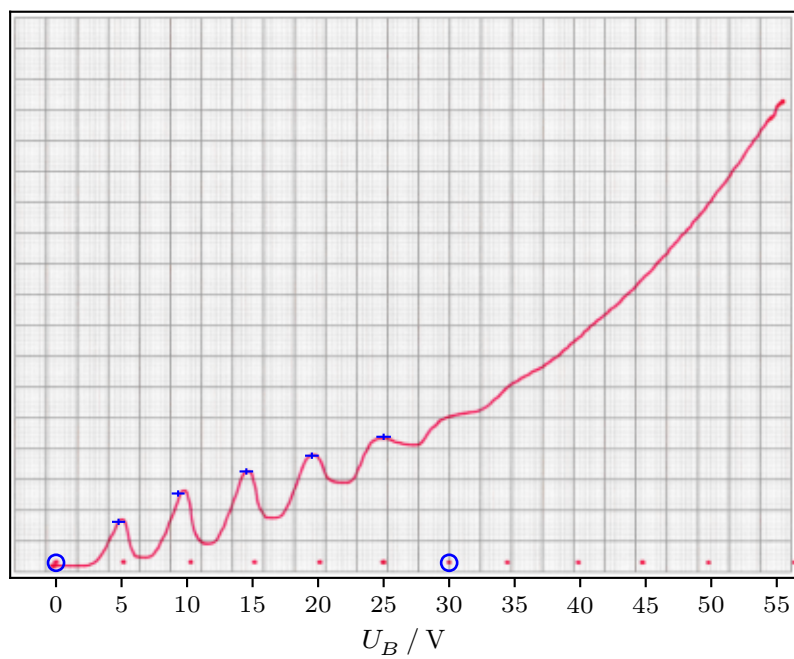


Abbildung 7a: Franck-Hertz-Kurve bei $U_A = 1 \text{ V}$ und $T = (433,15 \pm 5,00) \text{ K}$.

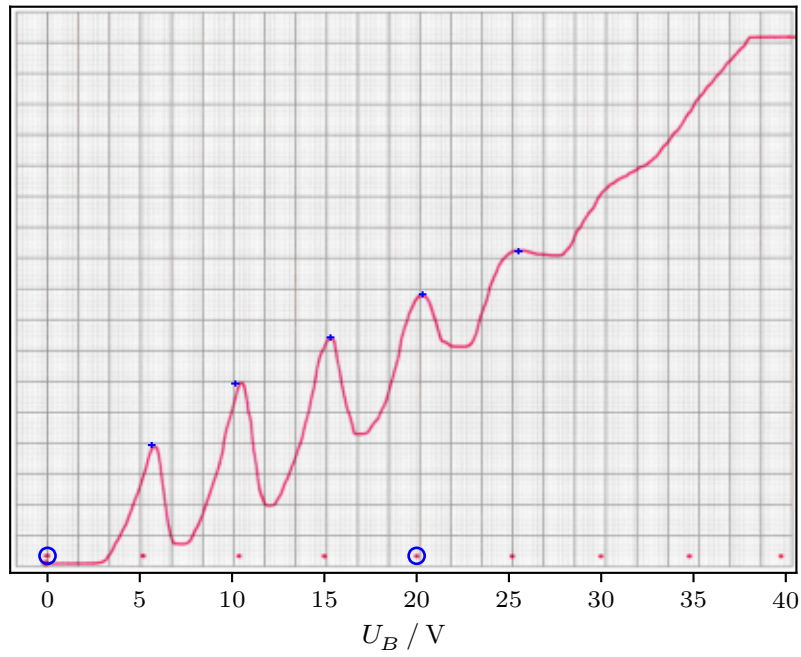


Abbildung 7b: Franck-Hertz-Kurve bei $U_A = 1 \text{ V}$ und $T = (433,15 \pm 5,00) \text{ K}$. Vergrößerter Ausschnitt.

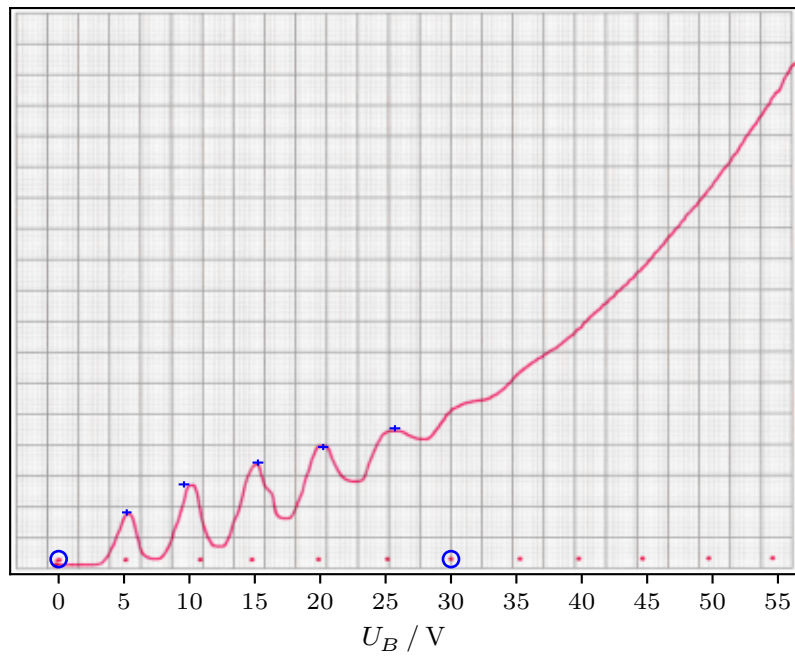


Abbildung 8a: Franck-Hertz-Kurve bei $U_A = 2 \text{ V}$ und $T = (433,15 \pm 5,00) \text{ K}$.

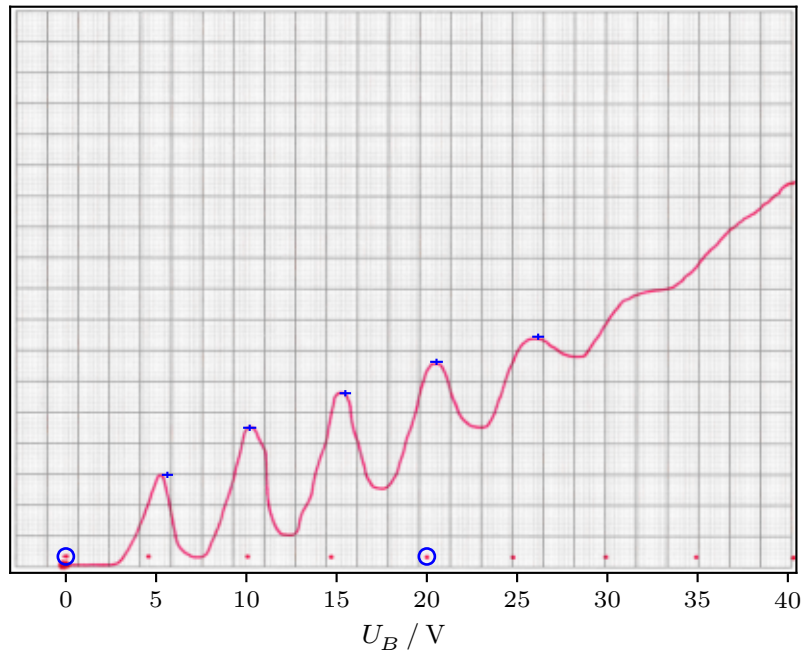


Abbildung 8b: Franck-Hertz-Kurve bei $U_A = 2 \text{ V}$ und $T = (433,15 \pm 5,00) \text{ K}$.
Vergrößerter Ausschnitt.

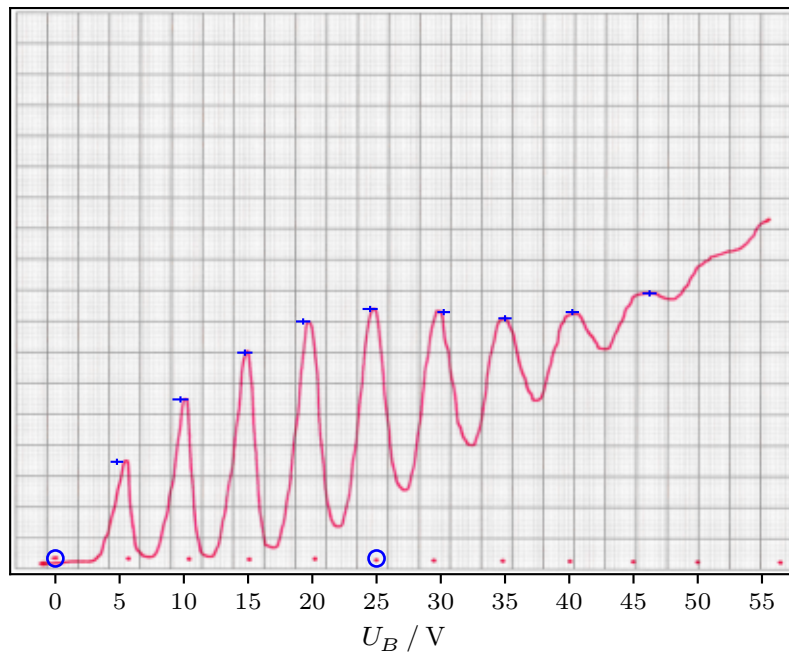


Abbildung 9: Franck-Hertz-Kurve bei $U_A = 2 \text{ V}$ und $T = (453,15 \pm 5,00) \text{ K}$.

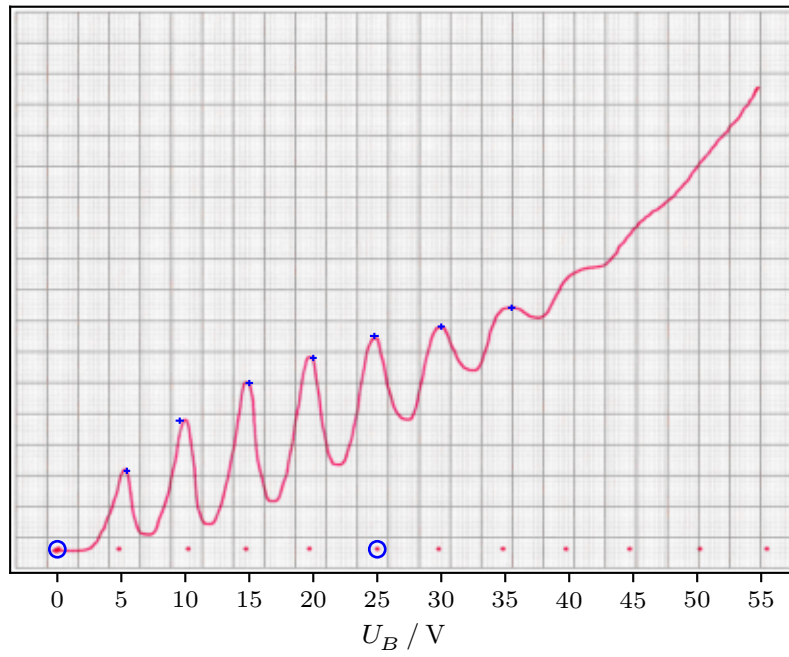


Abbildung 10: Franck-Hertz-Kurve bei $U_A = 1 \text{ V}$ und $T = (453,15 \pm 5,00) \text{ K}$.

Tabelle 5

k	Abbildung 7a		Abbildung 7b	
	U_k / V	$\Delta U_k / \text{V}$	U_k / V	$\Delta U_k / \text{V}$
1	$4,77 \pm 0,50$	$4,55 \pm 0,70$	$5,65 \pm 0,21$	$4,53 \pm 0,31$
2	$9,32 \pm 0,49$	$5,21 \pm 0,72$	$10,18 \pm 0,23$	$5,15 \pm 0,31$
3	$14,52 \pm 0,52$	$5,00 \pm 0,74$	$15,33 \pm 0,21$	$4,99 \pm 0,29$
4	$19,52 \pm 0,52$	$5,48 \pm 0,76$	$20,32 \pm 0,20$	$5,19 \pm 0,30$
5	$25,00 \pm 0,56$		$25,52 \pm 0,22$	

k	Abbildung 8a		Abbildung 8b	
	U_k / V	$\Delta U_k / \text{V}$	U_k / V	$\Delta U_k / \text{V}$
1	$5,21 \pm 0,36$	$4,38 \pm 0,54$	$5,62 \pm 0,31$	$4,56 \pm 0,48$
2	$9,58 \pm 0,41$	$5,65 \pm 0,58$	$10,19 \pm 0,36$	$5,30 \pm 0,48$
3	$15,24 \pm 0,41$	$4,99 \pm 0,57$	$15,48 \pm 0,32$	$5,05 \pm 0,47$
4	$20,23 \pm 0,39$	$5,49 \pm 0,57$	$20,54 \pm 0,35$	$5,63 \pm 0,48$
5	$25,71 \pm 0,41$		$26,17 \pm 0,33$	

k	Abbildung 9		Abbildung 10	
	U_k / V	$\Delta U_k / \text{V}$	U_k / V	$\Delta U_k / \text{V}$
1	$4,79 \pm 0,49$	$4,95 \pm 0,80$	$5,43 \pm 0,26$	$4,13 \pm 0,40$
2	$9,74 \pm 0,62$	$5,01 \pm 0,86$	$9,57 \pm 0,32$	$5,43 \pm 0,44$
3	$14,75 \pm 0,59$	$4,54 \pm 0,81$	$15,00 \pm 0,29$	$5,00 \pm 0,40$
4	$19,29 \pm 0,56$	$5,21 \pm 0,81$	$20,00 \pm 0,27$	$4,77 \pm 0,44$
5	$24,50 \pm 0,59$	$5,73 \pm 0,77$	$24,77 \pm 0,34$	$5,23 \pm 0,44$
6	$30,23 \pm 0,49$	$4,77 \pm 0,72$	$30,00 \pm 0,28$	$5,50 \pm 0,41$
7	$35,00 \pm 0,52$	$5,24 \pm 0,73$	$35,50 \pm 0,29$	
8	$40,24 \pm 0,52$	$6,01 \pm 0,75$		
9	$46,25 \pm 0,55$			

$$\Delta \bar{U}_k = (5,06 \pm 0,13) \text{ V}$$

5 Diskussion

Literatur

- [1] *Anleitung zu Versuch 601, Der Franck-Hertz Versuch.* TU Dortmund, Fakultät Physik. 2023.

- [2] Charles R. Harris u. a. „Array programming with NumPy“. In: *Nature* 585.7825 (Sep. 2020), S. 357–362. DOI: 10.1038/s41586-020-2649-2. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>.
- [3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. DOI: 10.1109/MCSE.2007.55. URL: <http://matplotlib.org/>. Current version 3.6.2, DOI: 10.5281/zenodo.7275322.
- [4] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [5] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. Version 1.9.3. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.

Anhang

Versuch: U60A

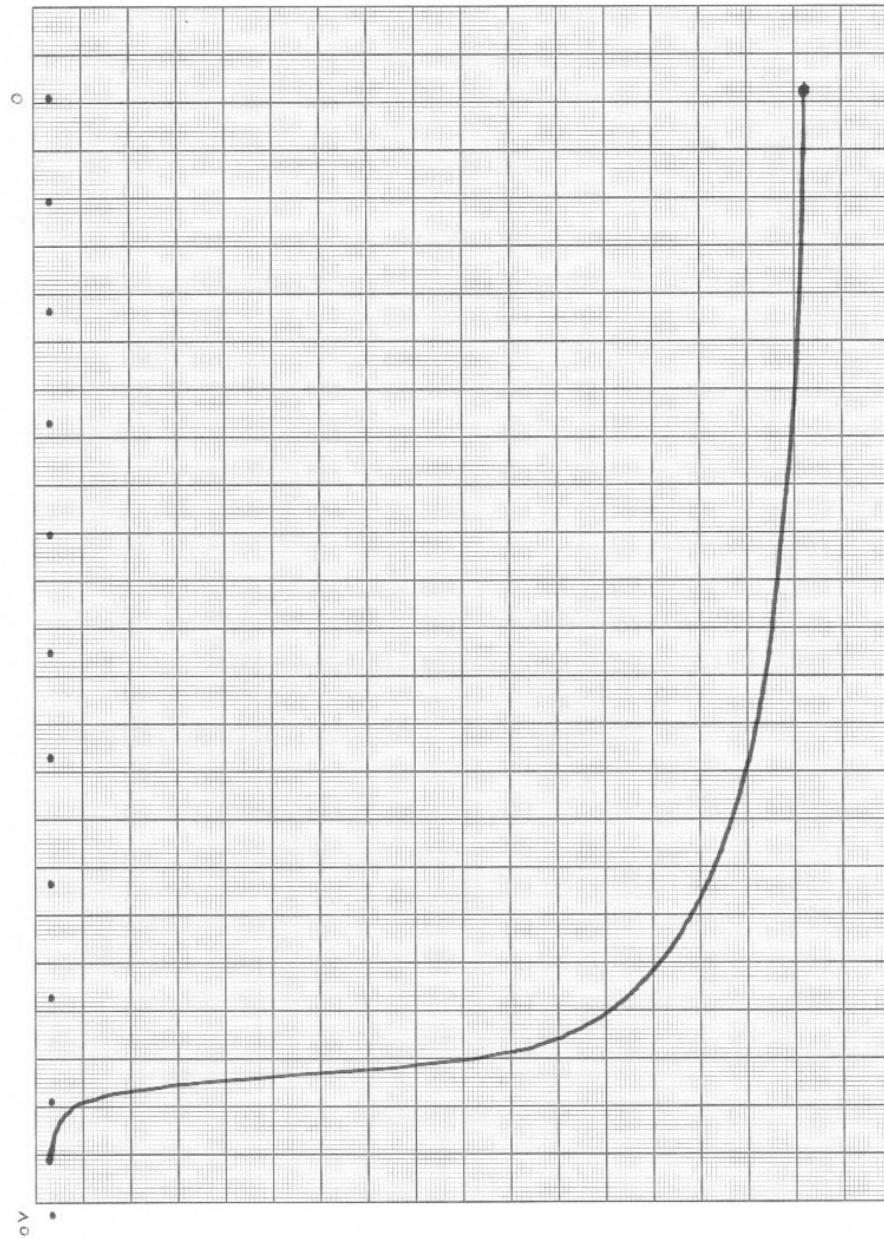
$r = 24,3$

Datum:

Gruppe:

$U_0 = 11\text{ V}$

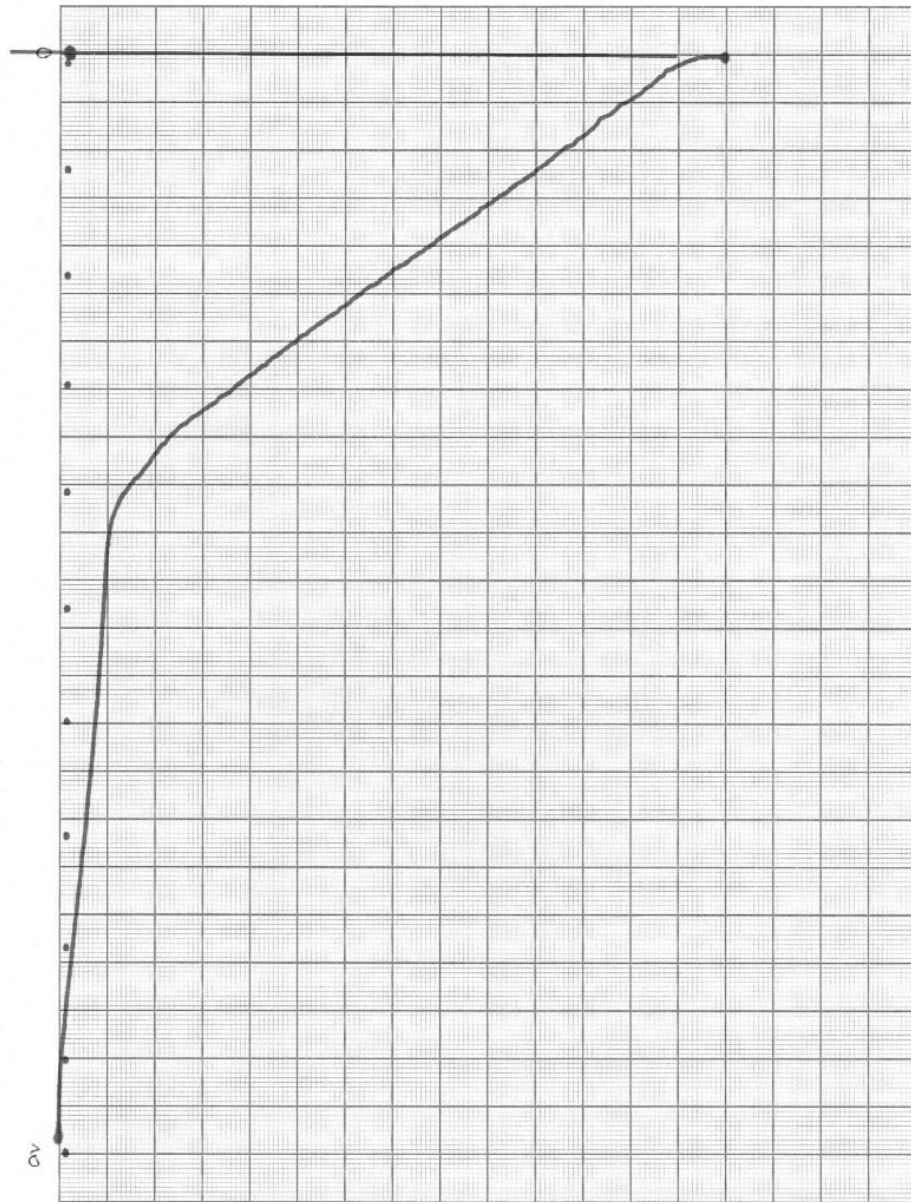
$I = 0,01\text{ mA}$



Versuch: V60.1 $T = 145 \pm 5$

Datum:

Gruppe: $U_B = 10_{\mu V}$ $I_A = 1.5 nA$



τ

Versuch:

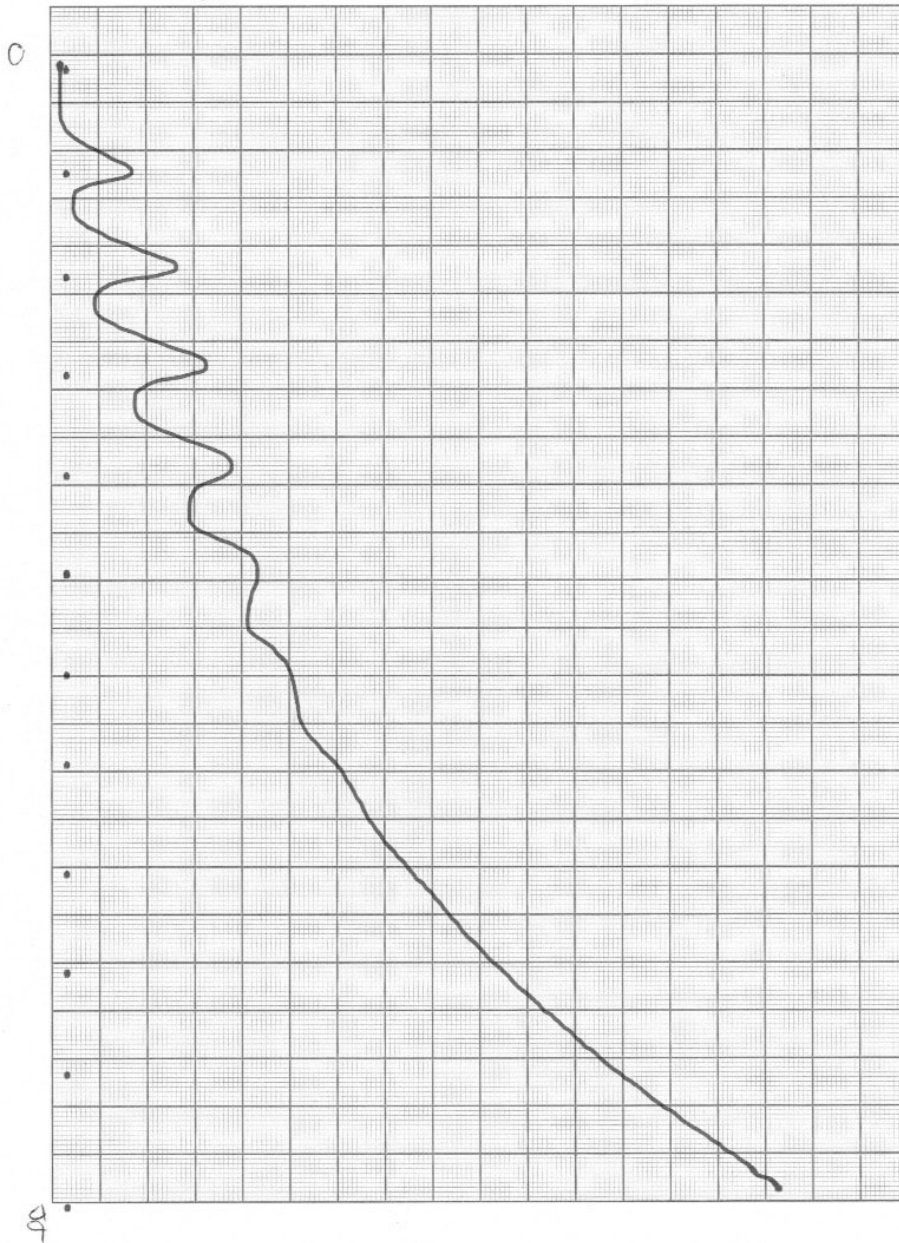
$$U = 1 \text{ V}$$

Datum:

Gruppe:

$$T = 160 \pm 5$$

$$I_r = 120 \text{ A}$$



Versuch:

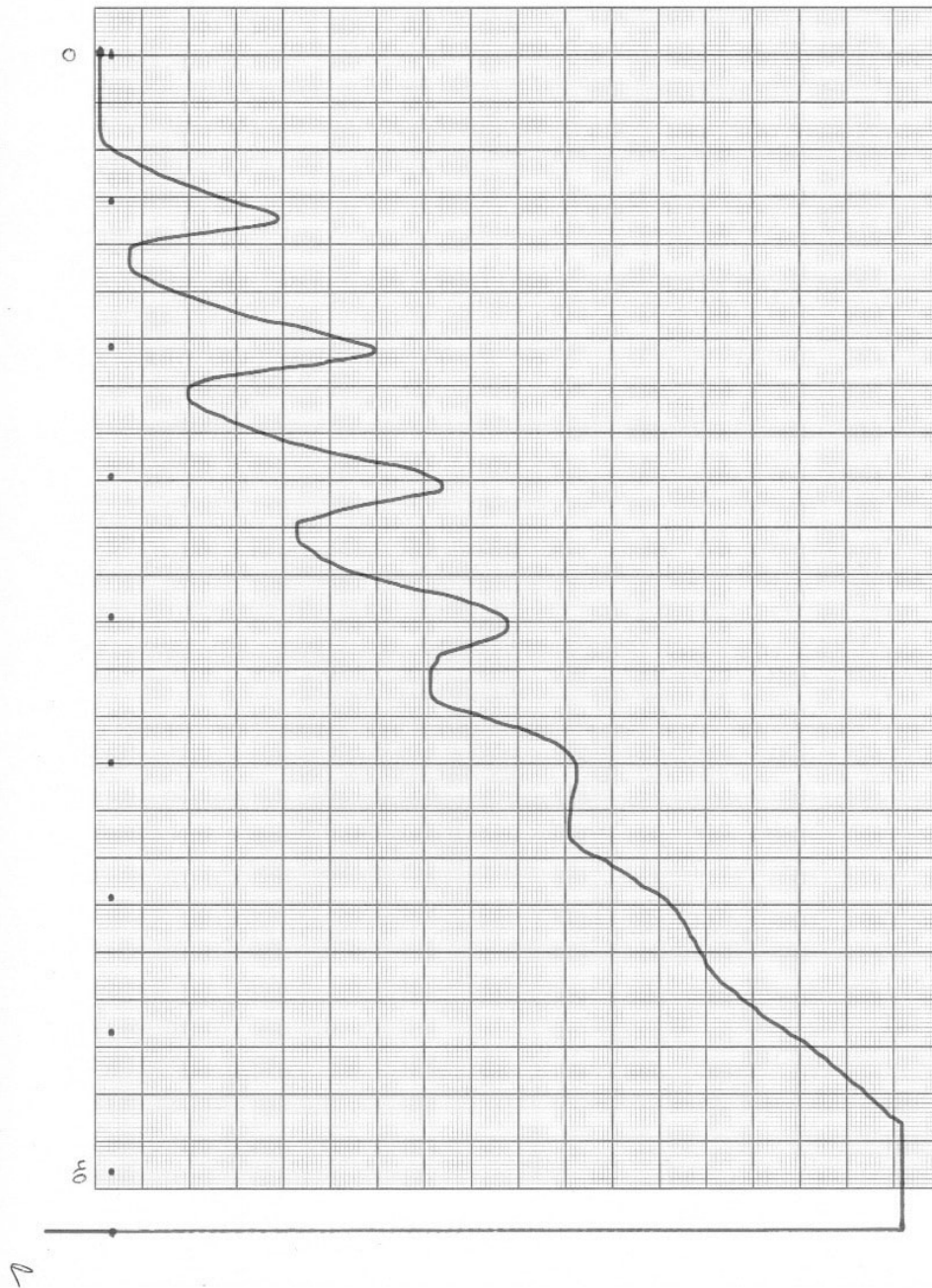
$T = 160 \pm 5$

Datum:

Gruppe:

$I_A = 1,2 \text{ nA}$

$U = 1$



Versuch:

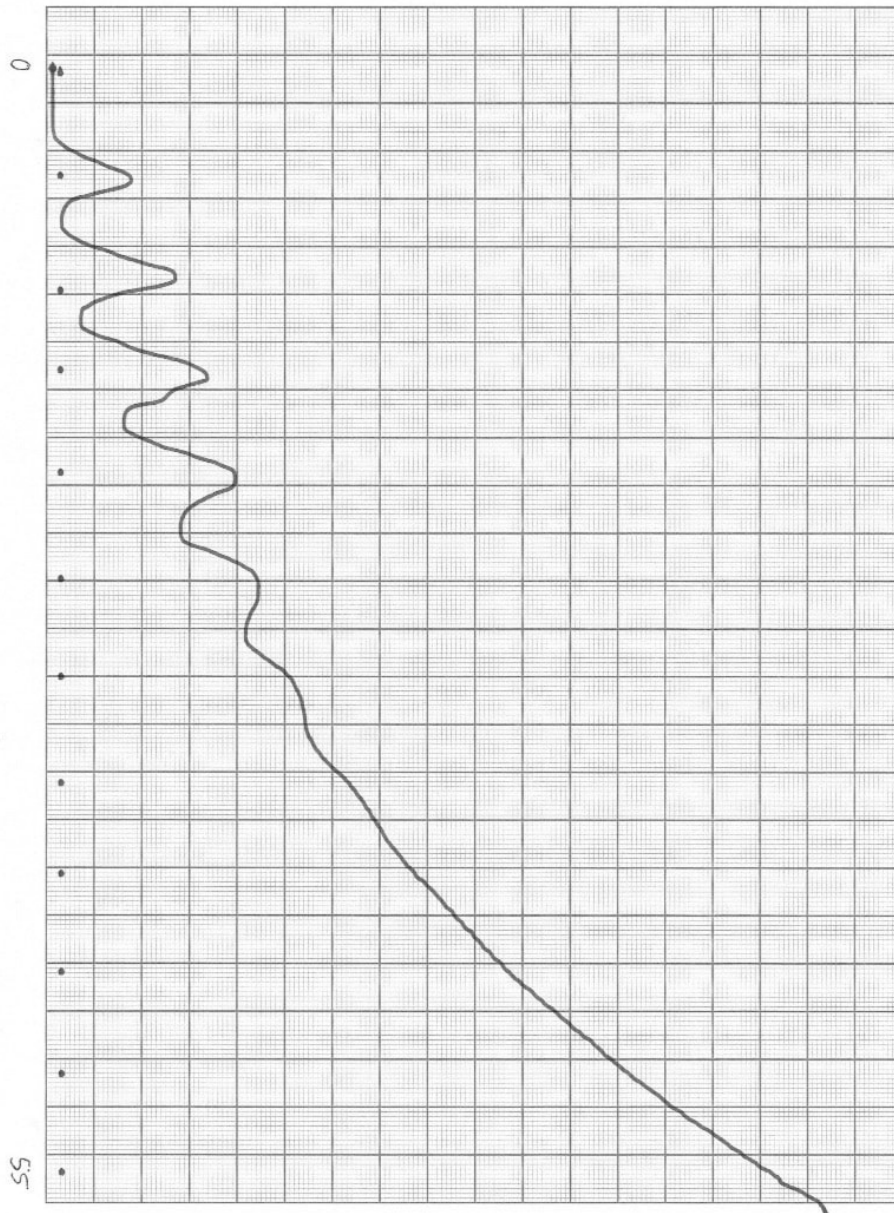
$$U = 2\text{ V}$$

$$T = 160 \pm 5$$

Datum:

Gruppe:

$$I = 116\text{ nA}$$



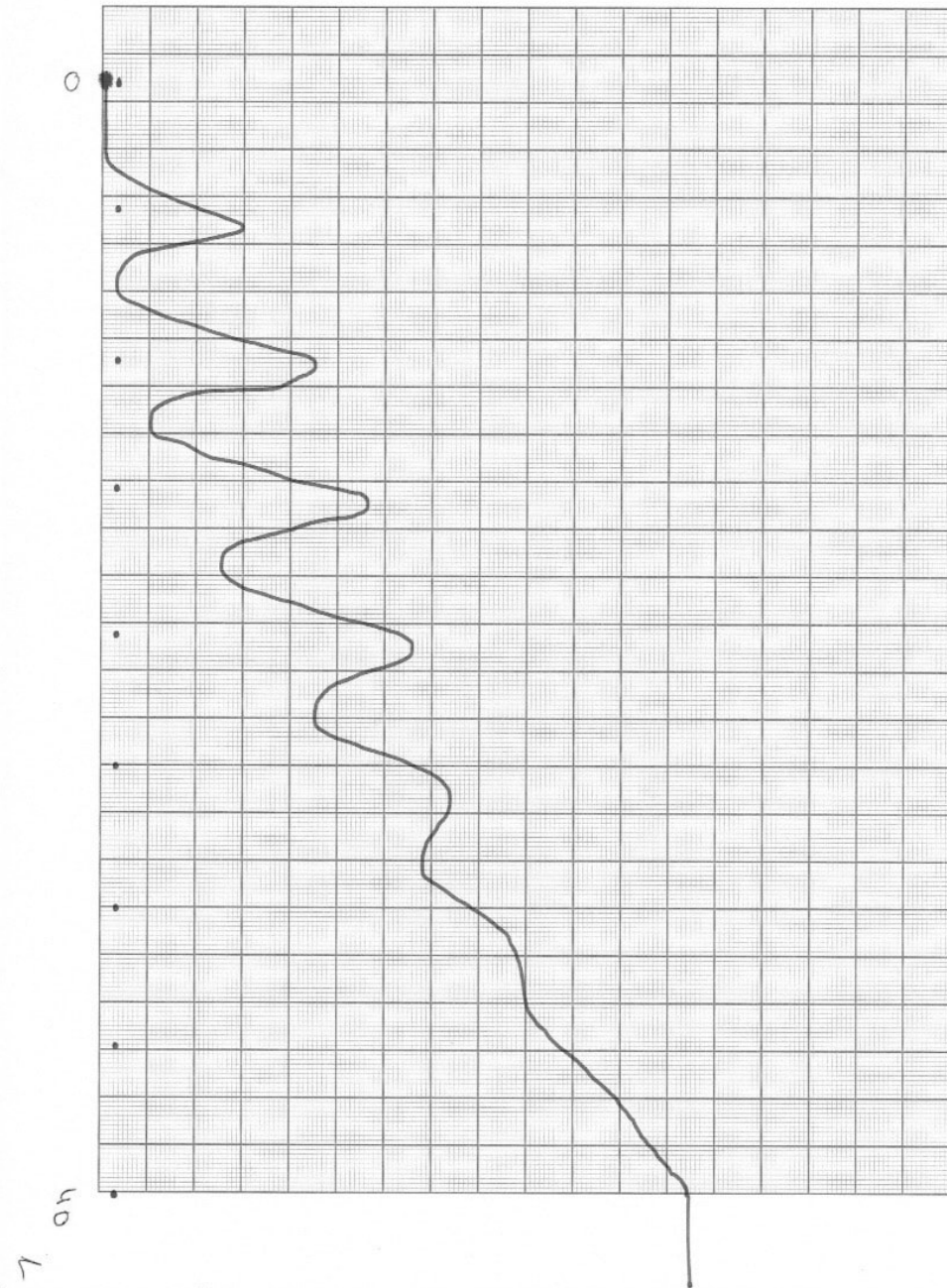
Versuch:

$$U_B = 2\text{ V}$$

Datum:

Gruppe:

$$T = 160 \pm 10$$



Versuch:

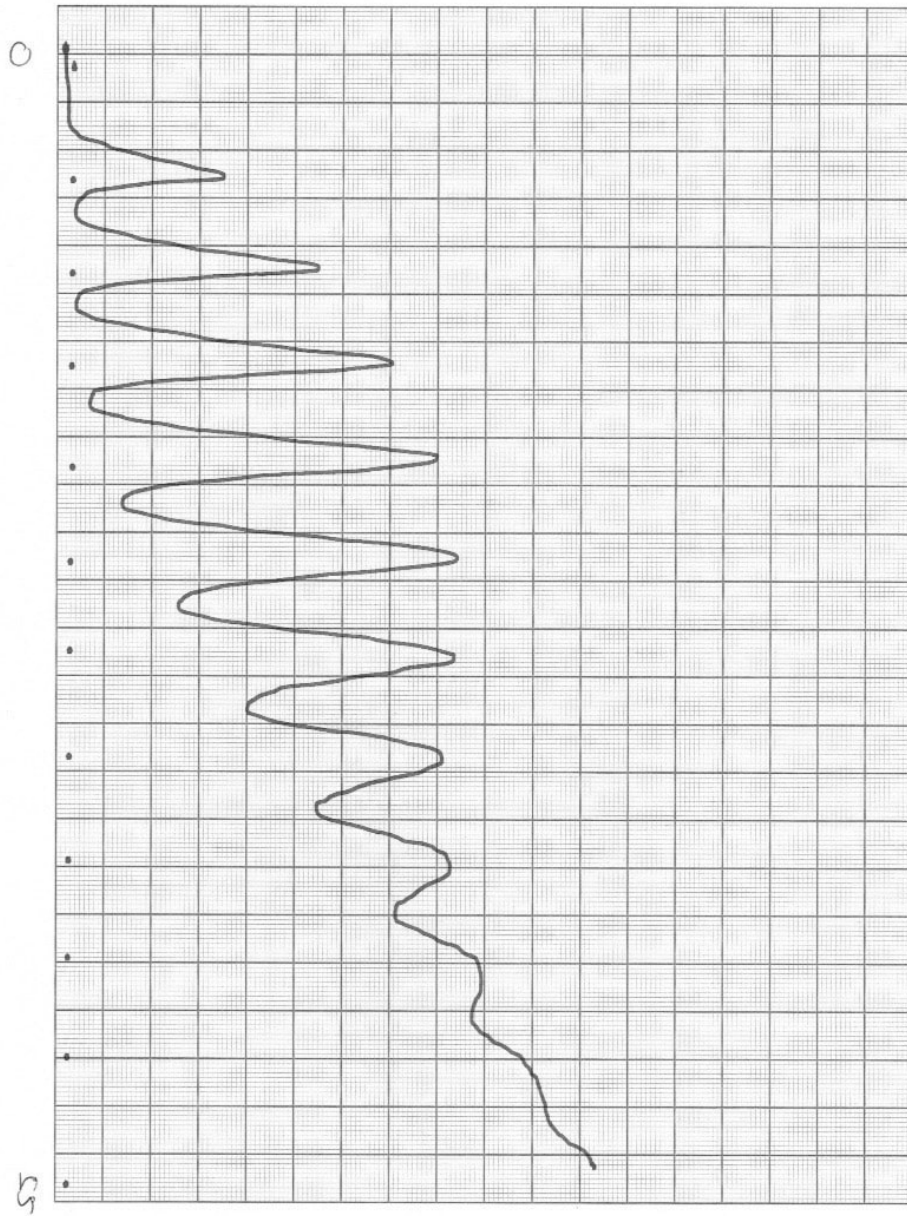
$$T = 180 \pm 5$$

Datum:

Gruppe:

$$I = 0,15 \text{ nA}$$

$$Z = U_B$$



Versuch:

$T = 180 \pm 5$ $U = 1$

Datum:

Gruppe:

I 0,4 n 1

