

V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Umut Aydinli
umut.aydinli@tu-dortmund.de

Muhammed-Sinan Demir
sinan.demir@tu-dortmund.de

Durchführung: 21.06.2022

Abgabe: 28.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Störeinflüsse	5
2.1.1 Das Kontaktpotential	5
2.1.2 Das Energie-Spektrum der Elektronen	6
2.1.3 Der Dampfdruck	6
3 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung	6
3.1 Bestimmung der Integralen Energieverteilung	7
3.2 Aufnahme der Franck-Hertz-Kurven	7
4 Auswertung	7
4.1 Mittlere freie Weglänge	7
4.2 Differentielle Energieverteilung	8
4.3 Franck-Hertz-Kurven	11
5 Diskussion	12
6 Anhang	14
Literatur	16

1 Zielsetzung

Im Versuch V601 geht es um die Bestimmung der diskreten Energiewerte der Elektronenhülle eines Atoms. Die Energie kann dabei aus dem Elektronenstoßexperiment, also aus elastischen und inelastischen Stößen zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen, berechnet werden. Dafür wird die Energiedifferenz zwischen vor und dem nach dem Stoß genutzt, welche in diesem Versuch bestimmt wird. Ebenso wird die Energieverteilung und die Ionisierungsenergie von Quecksilber bestimmt.

2 Theorie

Der Aufbau des Franck-Hertz-Versuches, zu sehen in Abbildung 1, besteht aus einem evakuierten Gefäß, in welchem sich ein Quecksilbertropfen befindet. Ein Teil des Quecksilbertröpfchen verdampft, wodurch sich ein Gleichgewichtsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ einpendelt, welche nur von der Umgebungstemperatur T abhängig ist. Ebenso befindet sich ein Draht aus hochschmelzendem Metall in dem Glaskolben, der durch Gleichstrom bis auf Rotglut erhitzt wird. Der dabei auftretende glühelektrische Effekt sorgt dafür, dass sich die Elektronen aus dem Metall lösen und wie eine Wolke um den Draht legen. Gegenüberliegend von dem Glühdraht befindet sich eine netzförmige Elektrode, an welcher eine positive Gleichspannung U_B angelegt wird. Beim Durchlaufen dieser Beschleunigungsstrecke erhalten die Elektronen die kinetische Energie

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 U_B. \quad (1)$$

Dies gilt jedoch nur wenn die Elektronen zuvor die Geschwindigkeit $v = 0$ hatten. Hinter dieser Beschleunigungselektrode befindet sich eine Auffängerelektrode, welche negativ geladen ist, damit die Elektronen abgebremst werden können.

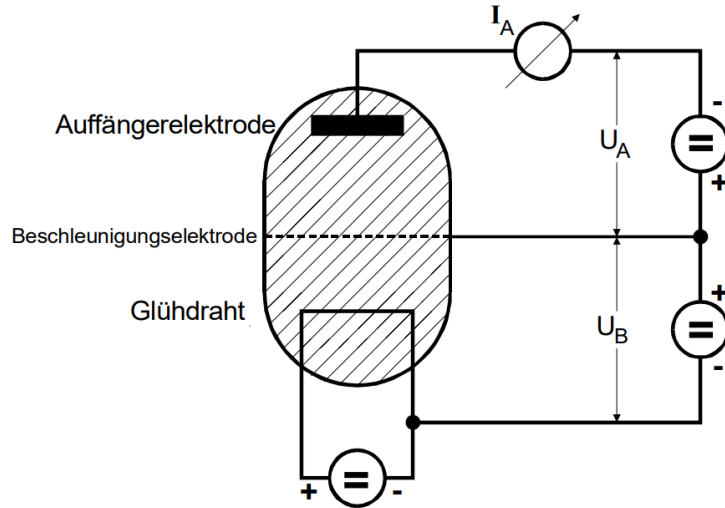


Abb.1: Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuches

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

Elektronen dessen Geschwindigkeitskomponente v_z in Feldrichtung die Ungleichung

$$\frac{m_0 \cdot v_z^2}{2} \geq e_0 U_B, \quad (2)$$

erfüllt, können gegen das Bremsfeld anlaufen und die Auffängerelektrode erreichen, wobei die anderen zur Beschleunigungselektrode zurückkehren. In dem Beschleunigungsraum kommt es zu verschiedenen Stößen zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen. Bei geringer Energie der Elektronen treten nur elastische Stöße auf. Die Energieabgabe ΔE des Elektrons wird aufgrund des großen Massenunterschiedes, zwischen dem Hg-Atom und dem Elektron, vernachlässigbar gering. Diese Energie beträgt

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

wobei E die Energie des Elektrons ist. Trotz der vernachlässigbaren Energieverluste erfährt das Elektron bei dem Stoß eine Richtungsänderung. Wenn die Energie der Elektronen genauso groß oder größer als die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ ist, kommt es zu unelastischen Stößen zwischen den Elektronen und den Hg-Atomen. Auf diese wird der Energiebetrag der Energiedifferenz übertragen, wodurch diese angeregt werden. Unter Emission geht das Hg-Atom aus dem ersten angeregten Zustand wieder in den Grundzustand über und emittiert dabei einen Lichtquant mit der Energie

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

Bei der Gegenfeldmethode wird der Strom an der Auffängerkathode beobachtet. Dabei wird die Beschleunigungsspannung kontinuierlich vergrößert. Wenn die Elektronen die Elektronenenergie $E_1 - E_0$ erreichen, kommt es zu unelastischen Stößen und die Elektronen verlieren ihre Energie. Diese können dann folglich die Auffängerelektrode nicht mehr erreichen, was zu dem plötzlichen Abfall führt, welcher in Abbildung 2 zu sehen ist. Bei weiterer Steigerung der Beschleunigungsspannung sind die Elektronen in der Lage, nach dem Stoß erneut Energie aufzunehmen.

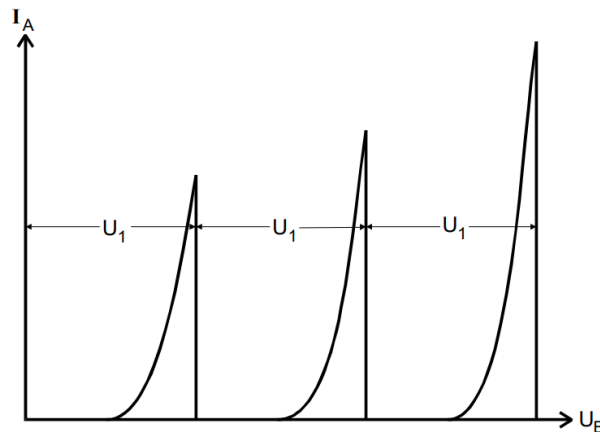


Abbildung 2: Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B [1].

2.1 Störeinflüsse

Die beobachtete Franck-Hertz-Kurve ist idealisiert und weicht in einigen Punkten ab. Diese werden in den folgenden Abteilen aufgelistet

2.1.1 Das Kontaktpotential

Da die Austrittsarbeit der Elektronen des Glühdrahtes und der Beschleunigungselektrode unterschiedlich sind, weicht das Beschleunigungspotential ebenso von der angelegten Beschleunigungsspannung U_B ab. Dies führt dazu, dass für die effektive Brückenspannung durch

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

ausgedrückt, wobei

$$K = \frac{1}{e_0}(\phi_B - \phi_G) \quad (4)$$

das Kontaktpotential, um welches die Kurve auf der x-Achse verschoben, ist.

2.1.2 Das Energie-Spektrum der Elektronen

Da die Leitungselektronen im Metall des Glühdrahtes bereits ein Energiespektrum besitzen, führt dies dazu, dass diese mit verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten aus dem Metall austreten. Dies sorgt dafür, dass unelastische Stöße über einen endlichen Einsatzbereich und nicht mehr bei einer genau definierten Beschleunigungsspannung vorhanden sind. Dadurch nähert sich die Franck-Hertz-Kurve flacher den Maxima an und fällt nicht abrupt auf null, sondern nähert sich stetig einem Minimum. Bei den elastischen Stößen kommt es durch eine Richtungsänderung der Elektronen, zu einer Abflachung und Verbreiterung der Franck-Hertz-Kurve.

2.1.3 Der Dampfdruck

Um eine ausreichend hohe Anzahl an Zusammenstößen zwischen Elektronen und Hg-Atomen zu erhalten, muss die mittlere freie Weglänge $\bar{\omega}$ kleiner sein als der Abstand zwischen der Beschleunigungselektrode und der Auffängerelektrode. Die mittlere freie Weglänge $\bar{\omega}$ beschreibt den Weg den Quecksilberatome zurücklegen bevor diese mit einem Elektron zusammenstoßen. Berechnet wird diese durch

$$\bar{\omega} = \frac{0,0029}{p_{\text{sät}}} \quad (5)$$

Der Sättigungsdruck $p_{\text{sät}}$ ist Temperaturabhängig und lässt sich durch

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

berechnen. Wenn der Sättigungsdruck zu groß wird, treten vermehrt elastische Stöße auf, was dazu führt, dass weniger Elektronen die Auffängerelektrode erreichen.

3 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Der Versuch wird wie in Abbildung 3 zu sehen geschaltet.

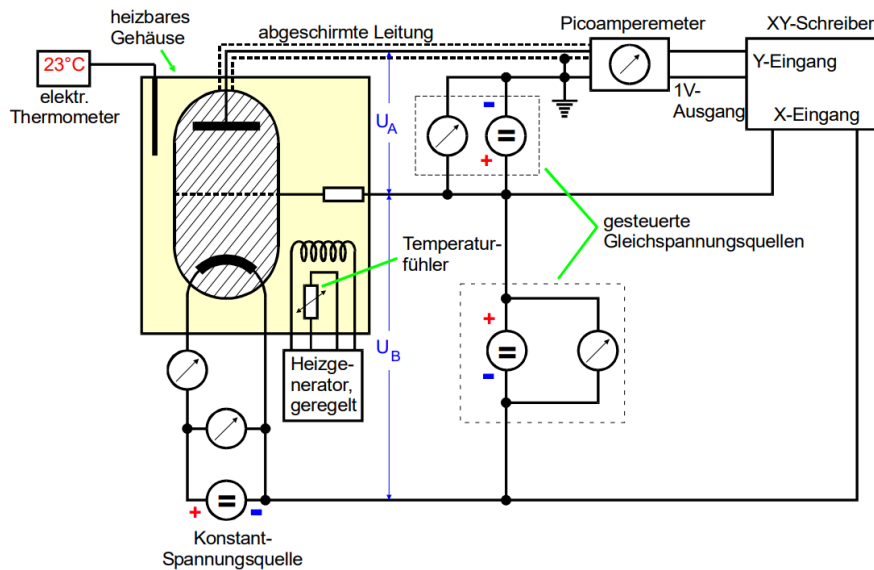


Abbildung 3: Aufbau zur Aufnahme der Franck-Hertz-Kurve [1].

3.1 Bestimmung der Integralen Energieverteilung

Für die Bestimmung der integralen Energieverteilung wird die Beschleunigungsspannung auf 11 V gestellt. Bei Zimmertemperatur wird nun die Bremsspannung von 0 V auf 10 V kontinuierlich erhöht. Auf dem XY-Schreiber wird der Verlauf folglich aufgezeichnet. Wiederholt wird dies für eine Temperatur von zwischen 24,4°C und 148,9°C. Beide Aufnahmen werden auf einem Papier gemacht, um den Verlauf bzw. die Unterschiede besser beobachten zu können.

3.2 Aufnahme der Franck-Hertz-Kurven

Bei der Aufnahme der Franck-Hertz-Kurve wird der Beschleunigungsraum auf eine Temperatur 178,9°C erhitzt. Danach wird die Beschleunigungsspannung von 0 V auf 60 V kontinuierlich erhöht. Dieser Bereich kann aber je nach gewählter Temperatur kleiner gewählt werden um gute Aufnahmen zu erhalten. Dies wird erneut auf dem XY-Schreiber festgehalten und für eine weitere Temperatur von 182,3°C.

4 Auswertung

4.1 Mittlere freie Weglänge

Nach den Formeln 5 und 6 wird die mittlere freie Weglänge berechnet. Zudem wird die Länge ins Verhältnis zur Entfernung zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode gesetzt, diese entspricht hier $a = 1 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

Tabelle 1: Die Werte der mittleren freien Weglänge.

T / K	$\bar{\omega}$ / m	a / $\bar{\omega}$
297,55	$5,73 \cdot 10^{-3}$	1,74
422,05	$6,27 \cdot 10^{-6}$	1594,89
452,05	$2,12 \cdot 10^{-6}$	4716,98
455,45	$1,90 \cdot 10^{-6}$	1901,14

4.2 Differentielle Energieverteilung

Die vom XY-Schreiber erstellten, in Kapitel 6 dargestellten Messreihen werden untersucht. Anhand der Skalierung wird das Gesamtergebnis gemittelt und auf alle umgerechnet. Angenommen wird, dass ein Skalenanteil einem Millimeterkästchen entspricht. Der gemittelte Wert ergibt sich von

$$V_x = (4,38 \pm 0,01) \cdot 10^{-2} \frac{\text{V}}{\text{mm}},$$

in den Messwerten.

Mit Hilfe von Steigungsdreiecken lässt sich daraus, dann für die jeweiligen Spannungen die korrespondierende Steigung ablesen. Diese Steigungen werden geplottet zusehen in Abbildung 4 und 5. Für die Messungen bei $T_1 = 24,4^\circ\text{C}$ mit der Bremsspannung U_1 und $T_2 = 148,9^\circ\text{C}$ mit U_2 , sind die Ergebnisse in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2: Bestimmung der differentiellen Energieverteilung.

U_1 / V	$\frac{\Delta y}{\Delta x_1}$	U_2 / V	$\frac{\Delta y}{\Delta x_2}$
0,44	0,0	0,04	20,0
0,88	0,0	0,13	10,0
1,31	0,0	0,35	3,3
1,75	0,0	0,61	0,8
2,19	0,0	0,78	2,0
2,62	0,0	1,00	1,2
3,06	0,0	1,35	0,5
3,50	0,1	1,79	0,6
3,94	0,1	2,23	0,8
4,38	0,1	2,67	0,9
4,81	0,1	3,10	1,0
5,25	0,1	3,54	1,3
5,69	0,2	3,98	1,2
6,13	0,2	4,42	1,1
6,57	0,2	4,64	1,0
7,00	0,3	4,86	1,2
7,46	0,3	5,16	0,8
7,88	0,4	5,38	0,6
8,10	0,4	5,60	0,6
8,32	0,4	5,82	0,4
8,54	0,8	6,26	0,2
8,76	0,6	6,70	0,1
8,97	0,8	7,13	0,1
9,19	1,0	7,57	0,0
9,41	1,2	8,01	0,0
9,63	1,2	8,45	0,0
9,85	1,6	8,89	0,0
10,07	3,2	9,32	0,0
10,29	4,8	9,76	0,0
10,42	10		
10,51	10		

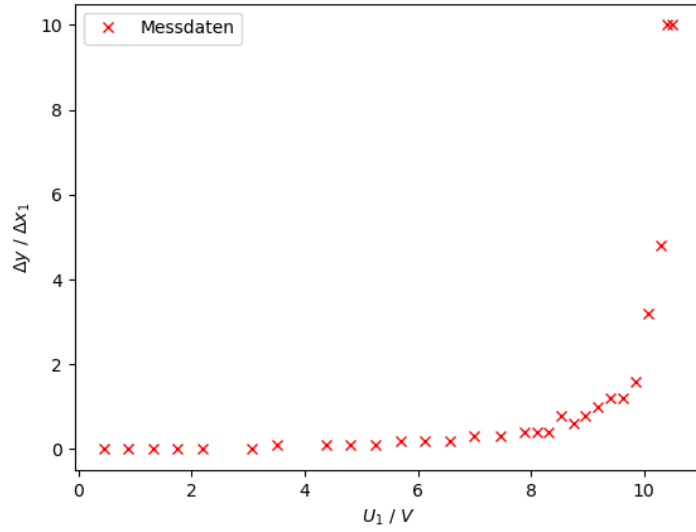


Abbildung 4: Differentielle Energieverteilung bei 297,55 K.

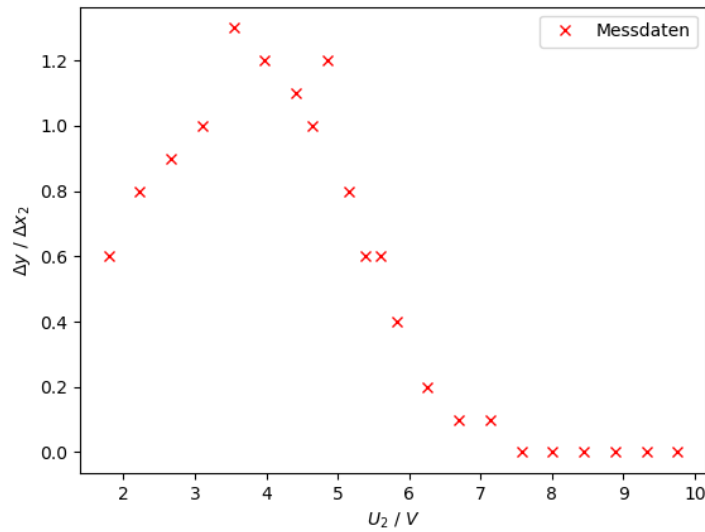


Abbildung 5: Differentielle Energieverteilung bei 422,05 K.

In der Abbildung 4 lässt sich ablesen, dass fast alle Elektronen die Energie $(10,5 \pm 0,1) \text{ eV}$ besitzen. Wird dieser Wert von der Beschleunigungsspannung $U_B = 11 \text{ V}$ subtrahiert ergibt sich für das Kontaktpotential $k = 0,5 \text{ V}$.

Aufgrund von Temperatur Fluktuationen werden die ersten sieben Messwerte nicht

betrachtet. Bei dem zweiten Graphen ist ein Energiemaximum nicht mehr erkenntlich, Abbildung 5. Dies liegt an dem Verhältnis $a / \bar{\omega}$, welches hier deutlich höher ist. Somit treten mehr elastische Stöße auf, welche die Richtung der Elektronen beeinflussen. Dies führt zu einer deutlich geringeren Zahl an Elektronen, die an der Auffängerelektrode registriert werden, so dass die Energieverteilung in Feldrichtung verwischt wird und keinen Zusammenhang zur Fermi-Dirac-Verteilung mehr zeigt. Nach einiger Zeit wird die Beschleunigungsspannung größer als die Spannung der Auffängerelektrode. Wenn die Elektronenenergie den Wert $E_1 - E_0$ erreicht, kommt es zu unelastischen Stößen und die Elektronen verlieren ihre Energie. Dann können sie nicht mehr zu Auffängerelektrode gelangen.

Auffällig ist zu dem, dass bei der zweiten Messreihe kaum Elektronen mit einer Energie über ungefähr 6 eV die Auffängerelektrode erreichen. Dabei fällt die Kurve bei ca. 4 eV. Das liegt daran, dass die im Kapitel 4.3 bestimmte Anregungsenergie von Quecksilber ungefähr bei 4,9 eV liegt.

4.3 Franck-Hertz-Kurven

Mithilfe der Franck-Hertz-Kurven, siehe Kapitel 6, soll im Folgenden die erste Anregungsenergie für Quecksilber untersucht werden. Dafür werden auf dem Graphen die Abstände zwischen den Maxima gemessen. Die gemessenen Werte sind in der folgenden Tabelle eingetragen.

Tabelle 3: Die Abstände zwischen den Maxima.

$\Delta x_S / \text{mm}$	$\Delta U_S / \text{V}$	$\Delta x_B / \text{mm}$	$\Delta U_B / \text{V}$
29	4,40	29	4,40
30	4,56	29	4,40
31	4,71	30	4,56
31	4,71	31	4,56
31	4,71	31	4,71

Mit Werten aus Tabelle 3 ergibt sich, dann für die durchschnittliche Energiedifferenz folgende Werte

$$\Delta E_S = (4,62 \pm 0,12) \text{ eV} ,$$

$$\Delta E_B = (4,53 \pm 0,11) \text{ eV} .$$

Gemäß der Formel 3 und $\lambda = \frac{c}{\nu}$ kann aus der Energiedifferenz die Wellenlänge des emittierten Lichtes bestimmt werden

$$\lambda_B = \frac{c}{\nu} = \frac{c\hbar}{\Delta E_B} = (273,33 \pm 0,52) \text{ nm} , \quad (7)$$

$$\lambda_S = (267,99 \pm 1,60) \text{ nm} .$$

Mit der Franck-Hertz-Kurve kann erneut das Kontaktpotential bestimmt werden. Das erste Maximum ist um den Wert K des Kontaktpotentials verschoben. Da bei der gemessenen Kurve erst das zweite Maximum mit großer Sicherheit lokalisiert werden kann, gilt für das Kontaktpotential folgende Relation

$$K = U_2 \cdot 2 \cdot (\Delta E). \quad (8)$$

Somit folgt

$$\begin{aligned} K_B &= (0,64 \pm 0,08), \\ K_S &= (0,48 \pm 0,06). \end{aligned}$$

5 Diskussion

Ein Vergleich der beiden vom XY-Schreiber erstellten Graphen in Abschnitt 4.2 und der daraus resultierenden Energieverteilung zeigt, dass bei der Messung bei Raumtemperatur eine deutliche Abweichung von der Theoriekurve ersichtlich ist. Theoretisch sollte eine Gauß-Kurve zu sehen sein, jedoch ist die Steigung des Graphen bei geringer Bremsspannung auffällig stark. Zudem reichte die Messung an dem Schreiber nicht, welche wiederum auf die nicht ausreichende Justierung der Regler führt.

Deutlich ausgeprägter sind die Maxima der Franck-Hertz-Kurve bei der Messung 4.3. Die mit Hilfe der Abstände bestimmte Anregungsenergie von Quecksilber zeigt hierbei folgende Abweichung

Tabelle 4: Abweichungen der Anregungsenergien.

	$E_{\text{Lit}} = 4,9 \text{ eV [2]}$ in %
ΔE_B	7,5
ΔE_S	5,7

Auch dem erneut bestimmten Kontaktpotential stellt folgende Abweichung zudem in Messung 4.1 dar.

Tabelle 5: Abweichungen der Kontaktpotentiale.

	$K = 0,5 \text{ eV}$ in %
ΔK_B	28
ΔK_S	2

Obwohl nur geringe Abweichungen vorhanden sind existieren dennoch gewisse Fehlerquellen wie das falsche Ablesen am XY-Schreiber oder am Spannungsgerät. Die

nächste mögliche Fehlerquelle ist die Regulierung der Temperatur. Aufgrund äußerer Gegebenheiten kam es zu Temperaturschwankungen, welche zwar durch konstantes Regulieren der Temperatur gering gehalten werden sollte, jedoch zusätzliche Auswirkungen auf die Kurve hatten.

Nichtsdestotrotz ist der Versuch ein Beweis für die Quantisierbarkeit der Energieniveaus.

6 Anhang

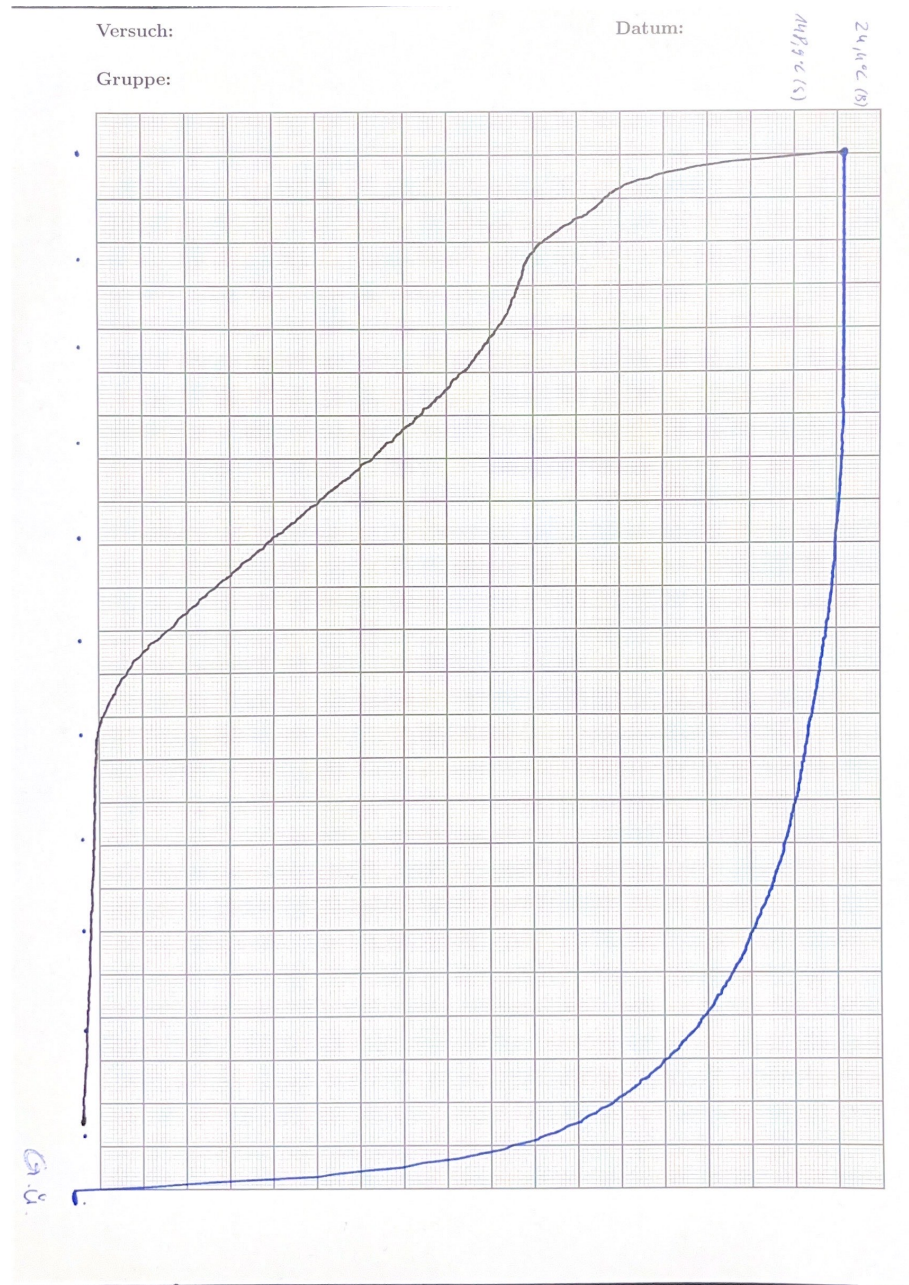


Abbildung 6

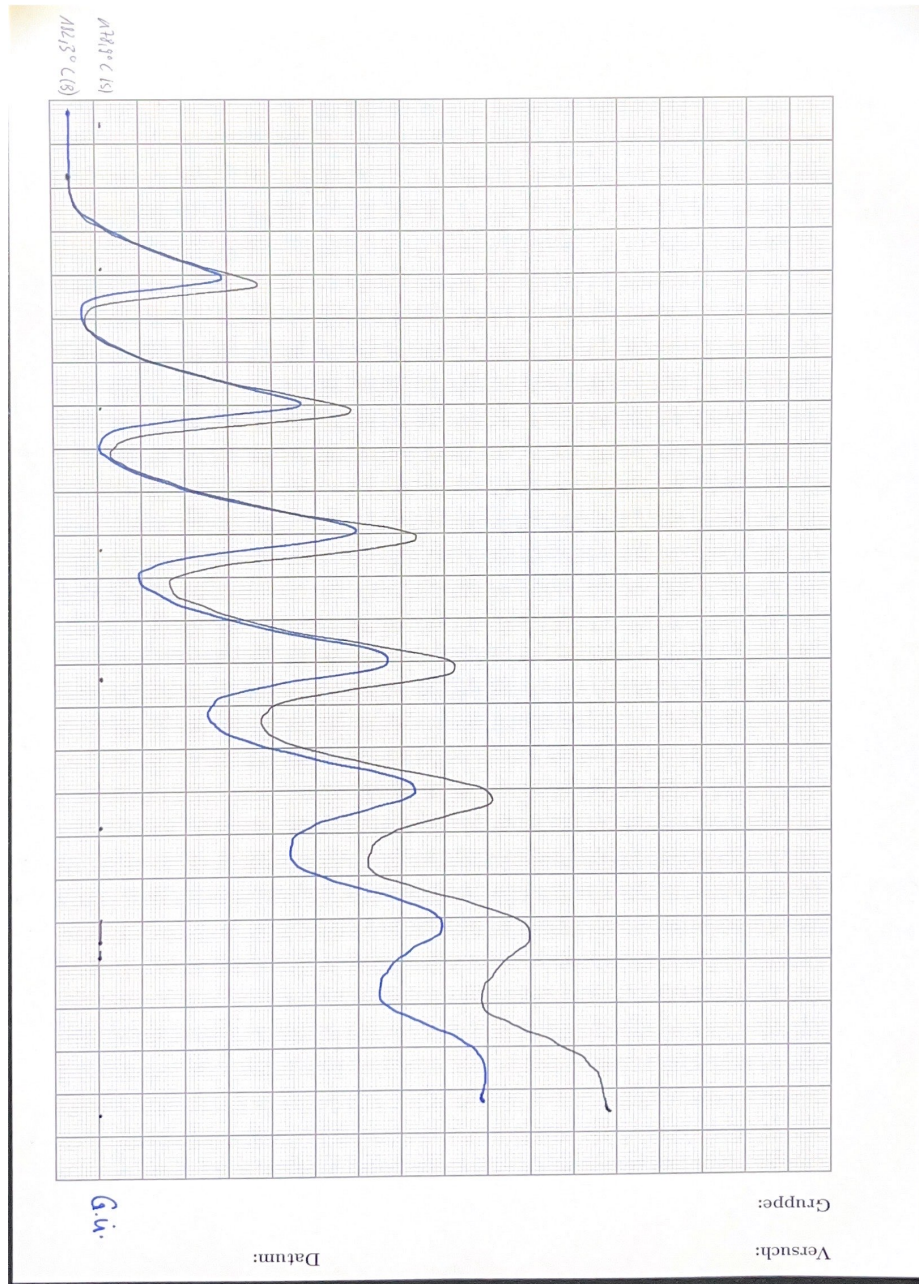


Abbildung 7

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Der Franck-Hertz-Versuch*. 2022. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1931000/mod_resource/content/2/V601.pdf (besucht am 20.06.2022).
- [2] Georg-Augusts-Universität Göttingen. *Der Franck-Hertz-Versuch*. 2022. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1612> (besucht am 24.06.2022).