

V601: Der Franck-Hertz-Versuch

Felix Geyer Rune Dominik
felix.geyer@tu-dortmund.de rune.dominik@tu-dortmund.de

Durchführung: 27. Juni 2017
Abgabe: 04. Juli 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Franck-Hertz-Versuch im Idealfall	1
1.2	Effekte mit Einfluss auf den Franck-Hertz-Versuch	3
2	Durchführung	5
2.1	Versuchsaufbau	5
2.2	Versuchsdurchführung	5
3	Auswertung	6
3.1	Fehlerrechnung	6
3.2	Bestimmen der Umrechnungsfaktoren der U-Achsen	6
3.3	Betrachtung der differentiellen Energieverteilung	6
3.4	Auswertung der Franck-Hertz-Kurve	9
3.5	Auswertung der Ionisierungskurve	10
4	Diskussion	12
	Literatur	13

1 Theorie

1.1 Franck-Hertz-Versuch im Idealfall

Der Franck-Hertz-Versuch ist insofern ein historisch bedeutender Versuch, als dass er als einer der ersten Versuche die Quantisierung der Elektronenhülle eines Atoms nachweisen konnte. Die Bestimmung der diskreten Energiewerte der Elektronenhülle wird Atom-spektroskopie genannt. Die Methode dieser Atom-spektroskopie beinhalten hauptsächlich die Wechselwirkungen der Elektronenhüllen mit elektromagnetischer Strahlung. Weiterhin lassen sich mit Elektronenstoßexperimenten Aussagen über die Beschaffenheit der Elektronenhülle treffen. Dabei werden Atome mit Elektronen bestimmter Energien beschossen und die Energieverluste der Elektronen ausgewertet. Der Franck-Hertz-Versuch bedient sich dieser Methodik. Dabei werden (im Idealfall) monoenergetische Elektronen auf Quecksilberatome geschossen. Die von den Atomen aufgenommene Energie lässt sich aus der Differenz der kinetischen Energien der gestoßenen Elektronen bestimmen. Falls nämlich ein inelastischer Stoß vorliegt, dann entspricht die Energiedifferenz der Elektronen gerade der Energiedifferenz ($E_1 - E_0$) zwischen dem Grund- und dem ersten angeregten Zustand des Hg-Atoms

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

mit m_0 als Ruhemasse des Elektrons, v_{vor} bzw. v_{nach} als Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoß und E_0 bzw. E_1 als Energie im Grund- bzw. im ersten angeregten Zustand. Mithilfe der der Gegenfeldmethode wird die Energie gemessen.

Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 1 zu sehen. Er besteht hauptsächlich aus einer

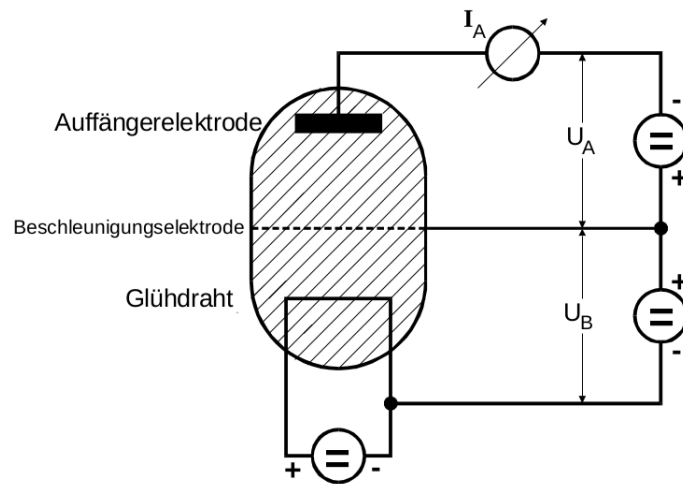


Abbildung 1: Der Aufbau des Franck-Hertz-Versuchs im Schema. [Dor17]

evakuierten Glasröhre mit einem Tropfen Quecksilber darin. Sobald das Quecksilber verdampft ist, stellt sich gemäß der Dampfdruckkurve ein Gleichgewichtsdruck p_{st} ein, der

eine Temperaturabhängigkeit besitzt. Somit kann durch Variation der Temperatur die Dampfdichte gesteuert werden. Ein Glühdraht aus Wolfram wird eingeführt und erhitzt, bis sich durch den glühelektrischen Effekt eine Elektronenwolke um den Draht gebildet hat. Gegenüber dem Draht liegt eine Netzelektrode, an welche die positive Gleichspannung U_B angelegt wird. Die Elektronen werden nun auf der Strecke zwischen Draht und Elektrode durch das elektrische Feld beschleunigt und erhalten die Energie

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

Dabei ist e_0 die Elementarladung. Hinter der Netzelektrode befindet sich eine Anode, an der man den Auffängerstrom I_A messen kann. Außerdem liegt im Vergleich zu U_B eine geringe Gegenspannung an. Das bedeutet, dass nur Elektronen, deren kinetische Energie in Feldrichtung größer oder gleich $e_0 \cdot U_A$ ist, die Auffängerelektrode erreichen können.

Da sich aber sowohl zwischen Draht und Netzelektrode als auch zwischen Netzelektrode und Auffängerelektrode noch die Quecksilberatome befinden, kommt es zu Stößen. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

- Falls die Energie $U_B \cdot e_0$ gering ist finden nur elastische Stöße statt. Da die Massen der Stoßpartner so unterschiedlich groß sind, findet praktisch keine Energieübertragung statt. Allerdings ändert sich die Flugrichtung der Elektronen signifikant.
- Falls

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} \geq E_1 - E_0$$

gilt, dann wird das Quecksilberatom durch den Stoß mit dem Elektron angeregt. Es erhält die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ und die Energie des Elektrons wird um den Betrag der Energiedifferenz verringert. Nach einer Relaxationszeit in der Größenordnung 10^{-8} s emittiert das Quecksilberatom ein Photon mit der Frequenz

$$h\nu = E_1 - E_0$$

und fällt in den Grundzustand zurück.

Die Anregung der Hg-Atome lässt sich über den Strom I_A beobachten. Falls nämlich U_B ausgehend von 0 kontinuierlich erhöht wird, dann wird ab $U_B \geq U_A$ ein Strom I_A gemessen. Tritt bei weiterer Erhöhung der oben genannte zweite Fall ein, also dass die kinetische Energie der Elektronen ein wenig größer oder gleich der Energiedifferenz $E_1 - E_0$ wird, dann stoßen diese inelastisch und geben Energie ab. Damit fehlt ihnen aber Energie, um das Gegenfeld U_A zu überwinden und die Beschleunigungsstrecke ist ebenfalls zu kurz, um die Elektronen auf die benötigte Geschwindigkeit zu beschleunigen. Somit fällt der Strom an der Auffängerelektrode signifikant ab. Wird die Beschleunigungsspannung aber weiter erhöht, können die Elektronen früher stoßen und haben danach noch genug Strecke, um auf eine Geschwindigkeit zu beschleunigen, mit deren Hilfe das Gegenfeld U_A überwunden werden kann. Somit steigt der Strom I_A erneut. Erreichen die Elektronen

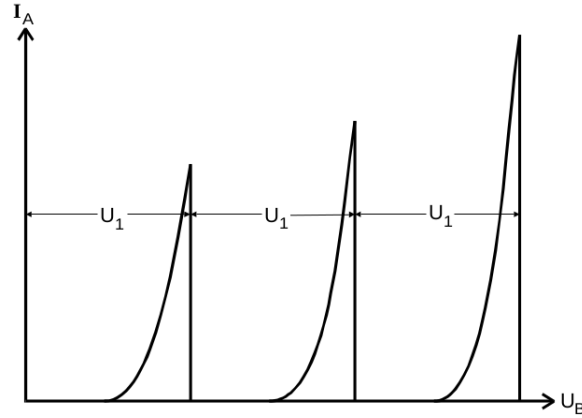


Abbildung 2: Der Strom I_A gegen die Beschleunigungsspannung U_B im Idealfall aufgetragen. [Dor17]

aber nach einem Stoß erneut die Energie $E_1 - E_0$, so wird ein zweiter Stoß ausgeführt und der Strom sinkt wieder schlagartig ab. In Abbildung 2 ist dieser Zusammenhang als Graph dargestellt. Der Abstand U_1 zweier Maxima ergibt sich aus

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

1.2 Effekte mit Einfluss auf den Franck-Hertz-Versuch

Die Kurve aus Abbildung 2 entspricht nicht den tatsächlichen Messergebnissen, da im vorigen Kapitel nur der Idealfall betrachtet wurde. Folgende Effekte haben jedoch einen Einfluss auf die Gestalt der Kurve:

- Falls Glühdraht und Netzelektrode verschiedene Austrittsarbeiten haben, was häufig der Fall ist, da der Glühdraht oft mit einer Metalllegierung ummantelt wird, dessen Austrittsarbeit niedriger liegt als die des Materials, aus dem die Glühkathode besteht, um bereits bei niedrigen Spannungen einen glühelektrischen Effekt zu erzielen, ist das Potential zwischen Draht und Elektrode verschieden von U_B . In Abbildung 3 sind die Verhältnisse dargestellt. Es ergibt sich

$$K = \frac{1}{e_0}(\Phi_B - \Phi_G) \quad (2)$$

als Ausdruck für das sogenannte Kontaktpotential. Die Franck-Hertz-Kurve ist um K verschoben.

- Bisher ist davon ausgegangen worden, dass alle Elektronen beim Anlegen der Beschleunigungsspannung eine Energie von 0 haben. Diese Annahme ist jedoch falsch, da die Elektronen aufgrund der Fermi-Dirac-Statistik bereits zufällig verteilte Energien besitzen. Das bedeutet, dass sie beim Stoß mit einem Quecksilberatom bereits eine höhere Geschwindigkeit besitzen, als sie eigentlich durch die Beschleunigungsspannung erhalten haben. Damit können die Elektronen nicht mehr nur bei

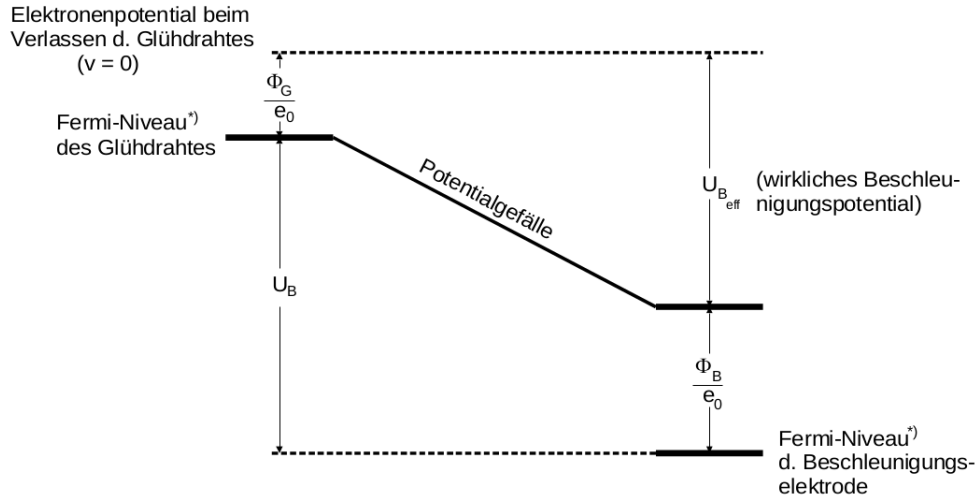


Abbildung 3: Potentialgefälle zwischen Draht und Elektrode. [Dor17]

einem bestimmten Spannungswert, sondern in einem endlichen Intervall inelastisch stoßen. Die Franck-Hertz-Kurve aus Abbildung 2 wird bei Annäherung an ein Maximum also ihren Anstieg verringern und danach stetig auf ein Minimum statt auf 0 fallen. Weiterhin spielen die elastische Stöße eine Rolle. Die Richtungsänderung ist irrelevant, falls der Stoß innerhalb der Beschleunigungsstrecke stattfindet, da das elektrische Feld die Elektronen wieder auf Kurs bringt, aber sobald ein elastischer Stoß im Gegenfeld geschieht, besteht die Möglichkeit, dass die Elektronen die Auffängerelektrode nicht mehr erreichen. Als Konsequenz wird die Franck-Hertz-Kurve sich verbreitern und abflachen.

- Damit die Elektronen mit den Hg-Atomen stoßen können, muss die mittlere freie Weglänge \bar{w} der Atome gegenüber dem Abstand a zwischen Draht und Elektrode um den Faktor 1000 bis 4000 kleiner sein. Die mittlere freie Weglänge lässt sich berechnen aus

$$\bar{w} = 0.0029/p_{\text{st}} \quad (3)$$

mit

$$p_{\text{st}} = 5.5 \cdot 10^7 \cdot e^{-6876/T} \quad (4)$$

mit T als Temperatur. Somit gibt es einen Temperaturbereich und damit auch einen Dampfdruckbereich, für den der Franck-Hertz-Effekt gut zu beobachten ist. Wird der Dampfdruckbereich unterschritten, wird die mittlere freie Weglänge größer und die Elektronen erreichen mit höherer Wahrscheinlichkeit die Auffängerelektrode ohne dabei zu stoßen. Wird p_{st} zu groß, dann treten vermehrt elastische Stöße auf, die zu den bereits beschriebenen Richtungsänderungen führen. Damit sinkt die Anzahl der Elektronen, die die Auffängerelektrode erreichen können.

2 Durchführung

2.1 Versuchsaufbau

In Abbildung 4 ist der Schaltplan des Versuchsaufbaus zu sehen. Er besteht im Wesent-

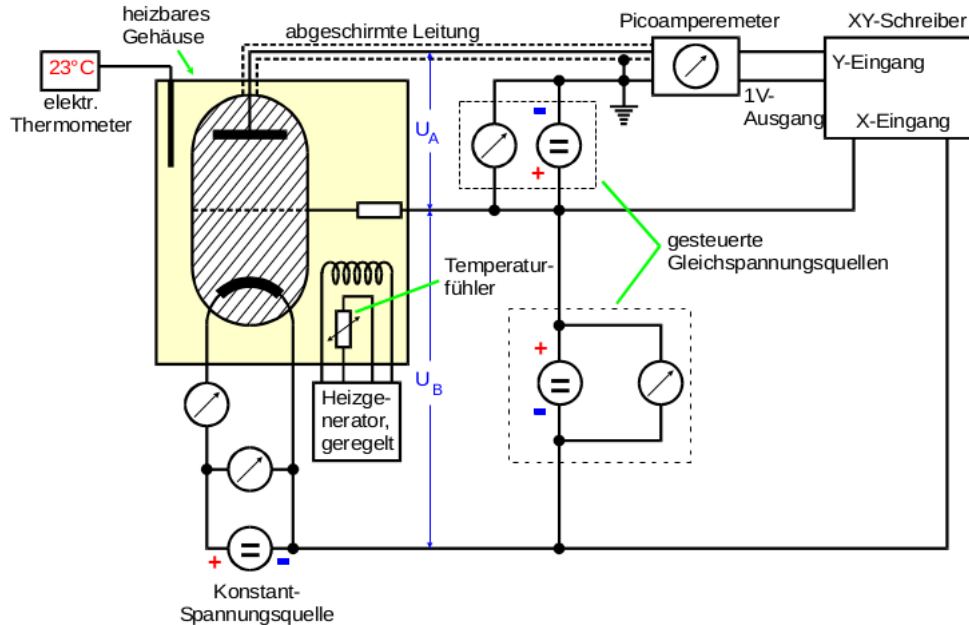


Abbildung 4: Schaltplan des Versuchsaufbaus. [Dor17]

lichen aus der bereits beschriebenen Glasröhre mit den angelegten Spannungen $0 \leq U_B \leq 60 \text{ V}$ und $0 \leq U_A \leq 11 \text{ V}$, die über ein Spannungsgerät geliefert werden. Die Temperatur kann mithilfe des regelbaren Heizgenerators eingestellt werden, der das Blechgehäuse um die Glasröhre heizt. Die aktuelle Temperatur wird über einen Temperaturfühler abgelesen. Der Auffängerstrom I_A wird über das Picoamperemeter abgelesen. Über den XY-Schreiber lassen sich I_A und wahlweise U_A oder U_B gegeneinander auftragen.

2.2 Versuchsdurchführung

Zuerst wird der Auffängerstrom I_A bei konstantem U_B in Abhängigkeit von U_A gemessen. Dafür wird der XY-Schreiber so präpariert, dass U_A auf der x- und I_A auf der y-Achse liegt. Sodann wird bei $U_B = 11 \text{ V}$ bzw. 10 V und bei Zimmertemperatur U_A von 0 bis 11 V gesteigert und U_A gegen I_A vom XY-Schreiber aufgetragen. Zum Schluss wird der Plot noch mit einer 1 V -Skala versehen und die Messung bei ca. 150°C wiederholt.

Danach wird die Apparatur auf ca. 105°C erhitzt und diesmal bei konstantem $U_A = -30 \text{ V}$ die Beschleunigungsspannung über den angegebenen Bereich variiert und der Auffängerstrom I_A gegen die Beschleunigungsspannung vom XY-Schreiber aufgetragen.

Zum Schluss werden bei $T = 160^\circ\text{C}, 170^\circ\text{C}, 180^\circ\text{C}, 190^\circ\text{C}$ und 200°C Franck-Hertz-Kurven bei einer konstanten Gegenspannung von -1 V aufgenommen, indem wieder I_A gegen U_B aufgetragen wird.

3 Auswertung

3.1 Fehlerrechnung

Für die Fehlerrechnung gibt

$$\bar{T} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i \quad (5)$$

den Mittelwert, sowie

$$\sigma_{\bar{T}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\bar{T} - T_i)^2} \quad (6)$$

den Fehler des Mittelwertes an. In Fällen, in denen fehlerbehaftete Größen in einer Gleichung zur Bestimmung einer anderen Größe Verwendung finden, wird der resultierende Fehler durch UNCERTAINTIES in PYTHON berechnet.

3.2 Bestimmen der Umrechnungsfaktoren der U-Achsen

Zuerst werden für alle Messreihen die Skalierungsfaktoren der U -Achsen bestimmt, um die Messwerte von mm in V umzurechnen. Dafür werden die Abstände der einzelnen Skalenpunkte zum Nullpunkt gemessen und durch die Funktion CURVE-FIT aus dem Paket OPTIMIZE in PYTHON-SCIPY mit einer linearen Funktion

$$U(x) = m \cdot x + n$$

gefitet. In Tabelle 1 finden sich die Abstände aller Skalenpunkte, in Tabelle 2 die Parameter der Umrechnungsfunktion. Die aus der Regression folgenden Fehler sind, insbesondere bei den für die Umrechnung wichtigen Geradensteigungen, so klein, dass sie weitaus geringer sind als die bestmögliche Ablesegenauigkeit auf dem Millimeterpapier. Die Fehler werden daher vernachlässigt.

3.3 Betrachtung der differentiellen Energieverteilung

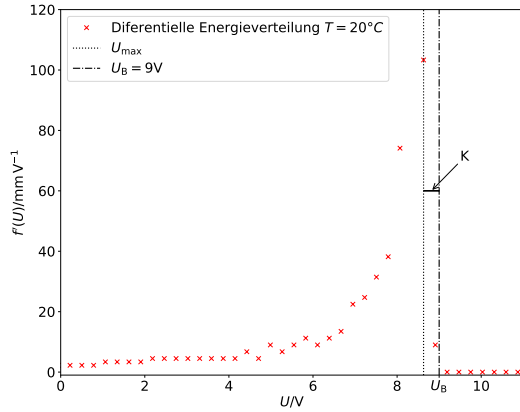
Die aus den erhaltenen integralen Energieverteilungen durch Anlegen von Steigungsdreiecken in 5 mm-Schritten nach $m_{\text{mom}} = \Delta y / \Delta x$ erhaltenen Momentansteigungen finden sich in Tabelle 3. Auftragen der Momentansteigungen in nach Abschnitt 3.2 umgerechneten 5 mm-Schritten liefert in die Abbildungen 5a ($T \approx 20^\circ\text{C}$) und 5b ($T = 152^\circ\text{C}$) dargestellten Näherungen für die Ableitung der integralen Energieverteilung, also eine Näherung für die differentielle Energieverteilung. In Abbildung 5a ist gut der nach der Fermi-Dirac-Statistik zu erwartende breite Peak zu sehen. Das Maximum des Peaks

Tabelle 1: Abstände der Skalenpunkte vom Nullpunkt

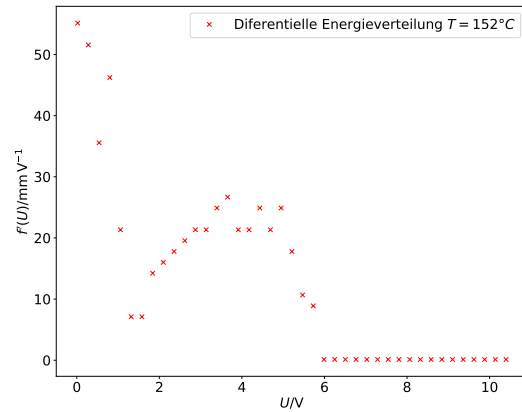
$T \approx 20^\circ\text{C}$		$T = 152^\circ\text{C}$		Franck-Hertz-Kurve		Ionisierung	
U/V	x/mm	U/V	x/mm	$U/5\text{ V}$	x/mm	$U/5\text{ V}$	x/mm
1	21	1	19	1	22	1	35
2	39	2	39	2	42	2	71
3	58	3	56	3	61	3	105
4	76	4	76	4	79	4	140
5	84	5	95	5	98	5	174
6	103	6	114	6	118	6	215
7	123	7	133	7	136		
8	143	8	163	8	154		
9	160	9	172	9	171		
10	184	10	192	10	190		
11	199	11	208	11	209		

Tabelle 2: Parameter der Umrechnungsfunktion

Messreihe	$T \approx 20^\circ\text{C}$	$T = 152^\circ\text{C}$	Franck-Hertz-Kurve	Ionisierung
$m/\text{V mm}^{-1}$	0.0560 ± 0.0010	0.0519 ± 0.0007	0.2662 ± 0.0019	0.1411 ± 0.0014
n/V	-0.0576 ± 0.1131	0.0218 ± 0.0921	-0.8909 ± 0.2316	0.0884 ± 0.1831



(a) $T \approx 20^\circ\text{C}$



(b) $T = 152^\circ\text{C}$

Abbildung 5: Näherungsweise differentielle Energieverteilungen.

Tabelle 3: Kantenlängen der Steigungsdreiecke sowie daraus berechnete Momentanstiegungen. Δx beträgt jeweils 5 mm.

$T \approx 20^\circ\text{C}$				$T = 152^\circ\text{C}$			
Δy	m_{mom}	Δy	m_{mom}	Δy	m_{mom}	Δy	m_{mom}
0.50	2.246	2.50	11.230	15.500	55.125	3.000	10.669
0.50	2.246	2.00	8.984	14.500	51.568	2.500	8.891
0.50	2.246	2.50	11.230	10.000	35.564	0.035	0.124
0.50	2.246	3.00	13.476	13.000	46.234	0.035	0.124
0.75	3.369	5.00	22.461	6.000	21.339	0.035	0.124
0.75	3.369	5.50	24.707	2.000	7.113	0.035	0.124
0.75	3.369	7.00	31.445	2.000	7.113	0.035	0.124
0.75	3.369	8.50	38.183	4.000	14.226	0.035	0.124
1.00	4.492	16.50	74.120	4.500	16.004	0.035	0.124
1.00	4.492	50.00	224.606	5.000	17.782	0.035	0.124
1.00	4.492	23.00	103.319	5.500	19.560	0.035	0.124
1.00	4.492	2.00	8.984	6.000	21.339	0.035	0.124
1.00	4.492	0	0	6.000	21.339	0.035	0.124
1.00	4.492	0	0	7.000	24.895	0.035	0.124
1.00	4.492	0	0	7.500	26.673	0.035	0.124
1.00	4.492	0	0	6.000	21.339	0.035	0.124
1.50	6.738	0	0	6.000	21.339	0.035	0.124
1.00	4.492	0	0	7.000	24.895	0.035	0.124
2.00	8.984	0	0	6.000	21.339	0.035	0.124
1.50	6.738	0	0	7.000	24.895	0.035	0.124
2.00	8.984			5.000	17.782		

liegt bei 8.63 V. Aus der Differenz zwischen Beschleunigungsspannung $U_B = 9 \text{ V}$ und dem Maximum folgt für das Kontaktpotential ein Wert von

$$K_1 = 0.37 \text{ V}.$$

Die Abweichung zwischen den Abbildungen 5a und 5b lassen sich dadurch erklären, dass bei der deutlich höheren Temperatur von $T = 152^\circ\text{C}$ die mittlere freie Weglänge stark abnimmt, sodass es zu mehr Stößen kommt. In Tabelle 4 findet sich die mittlere

Tabelle 4: Anzahl Stöße bei verwendeten Temperaturen.

$T/^\circ\text{C}$	Anzahl Stöße
20	1.23
105	$2.40 \cdot 10^2$
152	$1.80 \cdot 10^3$
199	$8.98 \cdot 10^3$

Anzahl der Stöße bei den im Versuch verwendeten Temperaturen. Es zeigt sich, dass mit steigender Temperatur die mittlere Anzahl der Stöße sehr stark steigt. Somit lässt sich schlussfolgern, dass bei hohen Temperaturen weniger Elektronen die Auffängerelektrode erreichen als bei niedrigen.

3.4 Auswertung der Frack-Hertz-Kurve

Die Abstände zwischen zwei Maxima sind in Tabelle 5 angegeben. Mittelwertbildung nach den in Kapitel 3.1 aufgeführten Formeln liefert zusammen mit den in Kapitel 3.2 errechneten Zusammenhängen einen Wert von

$$\Delta E = (3.93 \pm 0.07) \text{ eV}$$

für die Anregungsenergie von Quecksilber. Diese Energie entspricht einer Wellenlänge von

$$\lambda = (316 \pm 6) \text{ nm},$$

also einer Wellenlänge im Bereich des UV-Lichtes. Zwischen dem erstem Maximum und dem Nullpunkt der Messung muss zusätzlich zur Anregungsenergie noch das Kontaktpotential überwunden werden. Aus der Differenz zwischen U -Wert des ersten Maximums (4.97 V) und der oben bestimmten Anregungsenergie folgt für das Kontaktpotential ein Wert von:

$$K_2 = (1.04 \pm 0.07) \text{ V}$$

Tabelle 5: Lage x der Maxima und Abstand zum vorherigen Maximum Δx .

Nr.	x/mm	$\Delta x/\text{mm}$
1	22	-
2	39	17
3	56	17
4	74	18
5	93	19
6	111	18
7	129	18
8	148	19
9	167	19
10	185	18

3.5 Auswertung der Ionisierungskurve

Die aus der Ionisierungskurve entnommene und hier beachteten Messwertpaare finden sich in Tabelle 6b. Eine lineare Regression durch die nicht umgerechneten Werte wie in Kapitel 3.2 liefert für die Regressionsgerade:

$$m = 1.46 \pm 0.04$$

$$n = (-144 \pm 7) \text{ mm.}$$

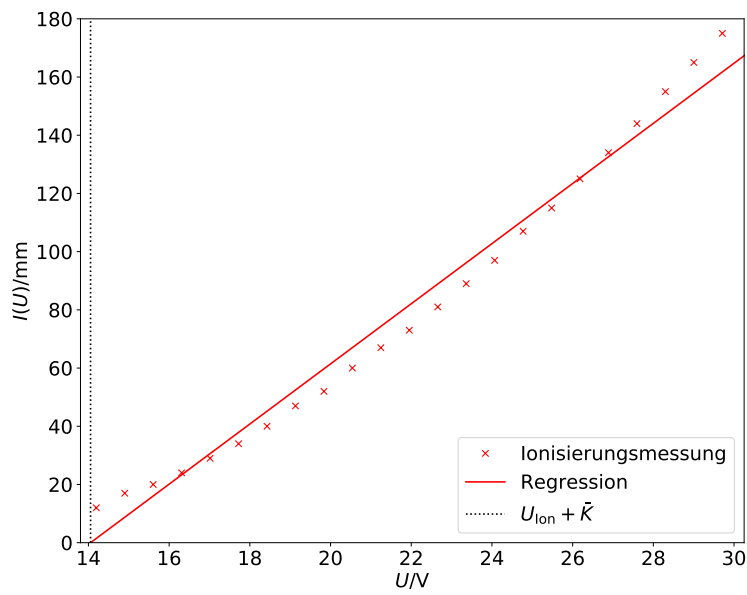
Aus dem Schnittpunkt der Gerade mit der x -Achse sowie nach Umrechnung folgt für $U_{\text{Ion}} + \bar{K} = -n/m$:

$$U_{\text{Ion}} + \bar{K} = (14.1 \pm 0.8) \text{ V.}$$

Subtraktion mit dem Mittelwert der vorher bestimmten Werte für K von $\bar{K} = (0.703 \pm 0.035) \text{ V}$ liefert:

$$U_{\text{Ion}} = (13.3 \pm 0.8) \text{ eV.}$$

Die Regression findet sich in Abbildung 6a.



(a) Grafische Darstellung mit Regression

x/mm	y/mm
95	4
100	7
105	12
110	15
115	19
120	24
125	29
130	35
135	42
140	47
145	55
150	62
155	68
160	76
165	84
170	92
175	102
180	110
185	120
190	129
195	139
200	150
205	160
210	170

(b) Messwertpaare

Abbildung 6: Ionisierungsmessung.

4 Diskussion

Im Vergleich zwischen dem bestimmten Wert von (3.93 ± 0.07) eV und dem Literaturwert von 4.9 eV [LEI17] fällt eine große Abweichung auf. Der Literaturwert befindet sich in einer 14σ Umgebung um den experimentell bestimmten Wert. Es ist also mit starken systematischen Fehlern zu rechnen. Wahrscheinlichste Fehlerquelle ist hierbei das Voltmeter des Spannungsgerätes des Beschleunigungsstroms. Hier wurde als maximaler Wert ca. 55 V angezeigt, das Gerät ließ sich auch im Gegensatz zu den anderen Voltmetern nicht über die Skalengrenze übersteuern. Es liegt damit der Schluss nahe, dass das Voltmeter einen zu geringen Wert angezeigt hat. Tatsächlich führt eine Betrachtung eines höheren Maximalspannungswertes und damit einer geänderten Achsenskalierung zu einem weitaus besseren Wert für die Anregungsenergie.

Bei der Betrachtung der Ionisierungsmessung liegt der Literaturwert von 10.438 eV [Per17] hingegen in einer 4σ Umgebung um den experimentell bestimmten Wert von (13.3 ± 0.8) eV. Problematisch war hier das Festlegen des Intervalls der Messwerte, durch die die Sekante gelegt werden kann. Ein Hinzunehmen weiterer Messwert in Richtung Nullpunkt könnte den Wert dem Literaturwert annähern, ist aber zunehmend schwer zu rechtfertigen. Auch ist hier wahrscheinlich, dass die gleichen Fehler wie bei der Messung der Anregungsenergie auftreten. Generell sollte das Experiment zur Verifizierung der Messwerte mit einem anderen Spannungsgerät wiederholt werden. Problematisch gestaltete sich in allen unter Beheizung durchgeführten Versuchsteilen ein Konstanthalten der Temperatur im Aufbau, daher ist auch hier mit systematischen Fehlern zu rechnen. Ein Gerät, das eine konstante Heizung ermöglicht, könnte die Messgenauigkeit stark erhöhen.

Literatur

- [Dor17] TU Dortmund. V601: Der Franck-Hertz-Versuch. 27. Juni 2017. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V601.pdf>.
- [LEI17] LEIFI-Physik. Der Franck-Hertz-Versuch. 30. Juni 2017. URL: <https://www.leifiphysik.de/atomphysik/atomarer-energieaustausch/versuche/franck-hertz-versuch>.
- [Per17] Periodensystem.info. Quecksilber. 2017. URL: <http://www.periodensystem.info/elemente/quecksilber/>.