E103: Franck-Hertz-Versuch

Jürgen Päpke Akın Wingerter

13./14. Dezember 1999

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Ziel des Versuchs

Mit diesem Versuch weisen wir unmittelbar nach, daß die Elektronen in der Atomhülle in diskreten Energieniveaus gebunden sind. Damit sind wir in der Lage, unsere aus der optischen Spektroskopie der Atomhülle gewonnenen Ergebnisse zu bestätigen. In den folgenden Versuchsteilen messen wir den Einfluß der apparativen Parameter auf die Messung, die Lichtausbeute, die Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute und das Ionisationspotential von Quecksilber.

2 Theorie

2.1 Franck-Hertz-Röhre

Das Prinzip der Franck-Hertz-Röhre ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt. In einem evakuierten Glaskolben befindet sich ein Tropfen Quecksilber, das durch Erwärmen des ganzen Gefäßes auf etwa 200 °C verdampft wird. Dadurch wird eine Quecksilberdampfatmosphäre mit einem Druck von etwa 200 Pa erzeugt. An der Glühkathode K werden Elektronen emittiert, die durch das elektrische Feld zwischen der

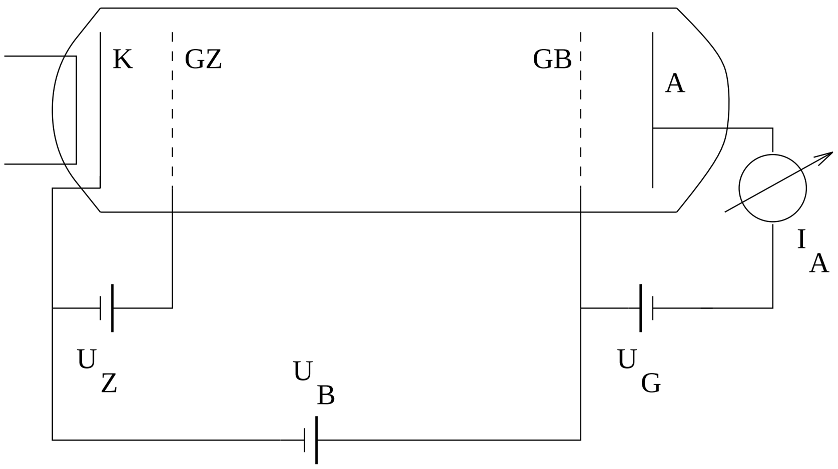

Abbildung 1: Schematischer Aufbau der Franck-Hertz-Röhre

Kathode und dem Gitter GB beschleunigt werden. Für die Sättigungsstromdichte der aus der Kathode emittierten Elektronen gilt das Richardson Gesetz

$$J = AT^2 e^{\frac{-W}{kT}},$$

wobei wir die Bezeichnungen $W = e\Phi - eU_Z$, $e\Phi$ = Austrittsarbeit, U_Z = Ziehspannung, T = Temperatur eingeführt haben. Die Herleitung des Richardson Gesetzes ist in [Me], p.66, wiedergegeben. Das Ziehgitter GZ dient dazu, die Elektronen aus der Wolke, die sich um die Kathode bildet, abzusaugen. Die Verwendung des Ziehgitters hat den Vorteil, die Zahl der Elektronen bei variabler Beschleunigungsspannung U_B konstant zu halten; diese Zahl wird nämlich durch die Ziehspannung U_Z bestimmt. Zwischen dem Beschleunigungsgitter und der Anode liegt eine kleine Gegenspannung U_G an, die die Elektronen abbremst. Der Anodenstrom I_A wird nun in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B gemessen.

2.2 Franck-Hertz-Kurve

Tragen wir den Anodenstrom I_A gegen die Beschleunigungsspannung U_B auf, erhalten wir eine Kurve, deren qualitativen Verlauf wir in Abbildung 2 auf der nächsten Seite wiedergegeben haben. Bis zu einer Beschleunigungsspannung von ca. 7 V steigt der Anodenstrom wie bei einer Diode an. Danach fällt er aber fast wieder auf 0 V bei $U_B \simeq 10$ V, um erneut steil anzusteigen. Dieses Steigen und fallen wiederholt sich dann periodisch, wenn sich U_B um ca. 5 V ändert.

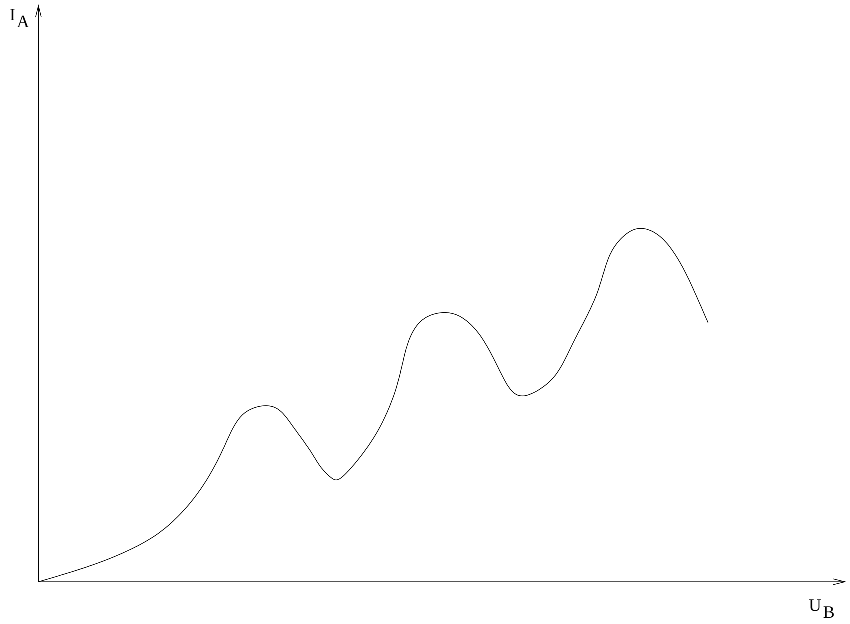

Abbildung 2: Qualitativer Verlauf der Franck-Hertz-Kurve

Erklärung: Durch die Beschleunigung im elektrischen Feld zwischen Kathode und Gitter erhalten die Elektronen die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = eU_B$. Die Elektronen können sich allerdings durch die Quecksilberdampfatmosphäre nicht ungehindert bewegen; ihre mittlere freie Weglänge beträgt nur einige Tausendstel Millimeter. Wegen der im Vergleich zur Elektronenmasse riesigen Masse der Quecksilberatome (ungefähr ein Verhältnis 1 : 370.000), stoßen die Elektronen elastisch mit den Hg-Atomen, d.h., sie ändern ihre Richtung, aber behalten ihre Energie. Das Feld sorgt dafür, daß die Elektronen (sei es auch über Zickzackkurse) das Gitter erreichen. Die Energie der Elektronen reicht locker aus, um das Bremsfeld zwischen Beschleunigungsgitter und Anode zu überwinden. Der Abstand Gitter - Anode ist klein gehalten, damit in diesem Bereich möglichst wenig Zusammenstöße mit Hg-Atomen stattfinden.

Erhöht man die Beschleunigungsspannung U_B, haben die Elektronen irgendwann genug Energie, um die Hg-Atome anzuregen, d.h., sie führen einen oder mehrere inelastische Stöße mit den Hg-Atomen aus und verlieren hierbei Energie. Die Elektronen, deren kinetische Energie kleiner als die Potentialdifferenz der zu durchlaufenden Gegenspannung ist, erreichen die Anode nicht mehr, der Anodenstrom sinkt. Daß der Anodenstrom nicht ganz verschwindet liegt daran, daß die Geschwindigkeiten Maxwell-verteilt sind und daß außer den inelastischen auch elastische Stöße stattfinden.

Da sich diese Vorgänge periodisch wiederholen, schließen wir, daß die Hg-Atome die Energie nur quantenhaft absorbieren. Die Abstände der Maxima geben die Differenz zwischen zwei Anregungszuständen im Hg-Atom wieder. Daß die Maxima keine δ-Funktionen sind, sondern eine endliche Breite haben, liegt u.a. an der Maxwell-Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten

2.3 Mittlere freie Weglänge und mittlere Stoßzeit beim Franck-Hertz-Versuch

Wir wollen die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Hg-Atomen und die mittlere Stoßzeit im Franck-Hertz-Versuch berechnen. Diese Weglänge ist gegeben durch (siehe [Leo], p. 20)

$$\lambda = \frac{1}{\nu \cdot \sigma},$$

wobei ν die Teilchenzahl pro Volumeneinheit und σ der Wirkungsquerschnitt für den Stoß ist.

Bemühen wir nun die allgemeine Gasgleichung $p = \nu \cdot k \cdot T$, um n durch p und T auszudrücken, und ersetzen $\sigma = \pi(r_{\text{Hg}} + r_{\text{Hg}})^2$ ($r_{\text{Hg}} = 4.4$ Å gaskinetischer Durchmesser des Hg-Atoms bei 293 K), ergibt sich für die mittlere freie Weglänge

$$\lambda = \frac{kT}{p \cdot 4\pi r_{\mathrm{Hg}}^2}.$$

Die Geschwindigkeiten der Hg-Atome sind Maxwell-verteilt, für die mittlere Geschwindigkeit v ergibt sich ([Leo], p. 133)

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{\mathrm{Hg}}}} \quad \text{oder} \quad \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_{\mathrm{Hg}}}},$$

wobei M_{Hg} die Molmasse ist (Die letzte Formel ist für praktische Berechnungen besser geeignet, siehe Auswertung). Für die mittlere Stoßzeit folgt schließlich

$$\tau = \frac{\lambda}{v} = \sqrt{\frac{m_{\mathrm{Hg}} kT}{2\pi}} \frac{1}{8 r_{\mathrm{Hg}}^2 p}$$

2.4 Dichte und Druck von Quecksilber

Um eine Beziehung zwischen Temperatur und Dampfdruck herzustellen, bedienen wir uns der Clausius-Clapeyron-Gleichung (siehe z.B. [Re], p. 105)

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\mathrm{coex}} = \frac{\Delta h}{T \Delta \nu},$$

wobei Δh die Verdampfungsenergie und $\Delta \nu$ die molare Volumendifferenz im flüssigen und dampfförmigen Zustand ist. Integration der Gleichung liefert die im Skript angegebene Formel:

$$\log_{10} p = 10.55 - \frac{3333}{T} - 0.85 \log_{10} T \qquad \text{(p in Torr, T in Kelvin)}.$$

Man hätte im Skript ruhig dazuschreiben können, daß man hier den 10-er Logarithmus meint. Mit log bezeichnet man normalerweise den Logarithmus zur Basis e. Nützlich für die numerischen Berechnungen beim Auswerten ist die Beziehung 1 Torr $= 1.33322 \cdot 10^2$ Pa, wobei 1 Pa $= 1 \frac{\mathrm{kg}}{ms^2}$ die SI-Einheit ist.

2.5 Termschema von Quecksilber und die beobachtbaren Übergänge

In Abbildung 3 auf der nächsten Seite haben wir das vereinfachte Termschema von Quecksilber wiedergegeben ([Ku], p. 193). Die Struktur des Spektrums wird von den 2 äußersten 6s-Elektronen bestimmt, von denen eins immer im Grundzustand ist. Die übrigen Elektronen bilden geschlossene Schalen.

Da die mittlere freie Weglänge der Elektronen in der Franck-Hertz-Röhre sehr klein ist, geben die Elektronen ihre kinetische Energie an die Hg-Atome ab, sobald sie genügend beschleunigt worden sind. Deshalb werden vorwiegend die niederenergetischen Übergänge um 5 eV angeregt. Dem Termschema entnehmen wir 4 Übergänge, die in Frage kommen, nämlich $6^1S_0 \to 6^3P_{0,1,2}$ und $6^1S_0 \to 6^1P_1$.

Die Zustände $6^3P_{0,2}$ sind metastabil, weil der optische Übergang $6^3P_{0,2} \to 6^1S_0$ verboten ist. Das Hg-Atom kann seine Anregung nur durch Stöße 2. Art abgeben. Dies bedeutet insbesondere, daß wir im zweiten Teil des Versuchs, in dem wir die Intensität des emittierten Lichts messen, nur den nach jj-Kopplung erlaubten Übergang sehen, der die Anregungsenergie von $\Delta E = 4.89$ eV abgibt.

Im ersten Teil jedoch, wo wir auch die Abregung durch Stöße in Betracht ziehen müssen, ergibt sich für $6^3P_{0,1,2} \to 6^1S_0$

$$\Delta E = \frac{(2 \cdot 0 + 1) \cdot 4.67\ \mathrm{eV} + (2 \cdot 1 + 1) \cdot 4.89\ \mathrm{eV} + (2 \cdot 2 + 1) \cdot 5.4\ \mathrm{eV}}{9} = 5.18\ \mathrm{eV}.$$

Wir haben hierbei die Energien der einzelnen Zustände mit ihrer Multiplizität gewichtet.

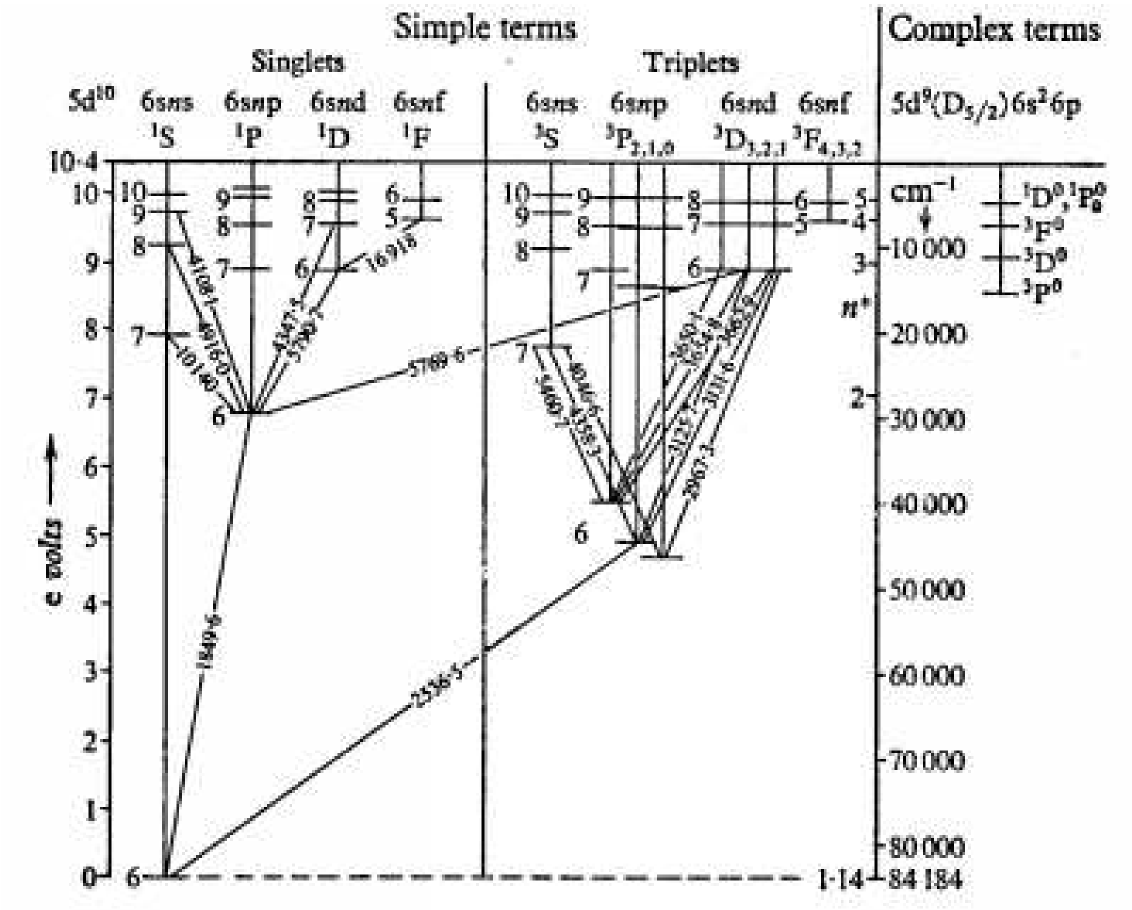

Abbildung 3: Vereinfachtes Termschema von Quecksilber

Unsere Überlegungen sind nicht exakt. Da die Elektronen vorzugsweise niederenergetische Niveaus anregen, müßten wir eigentlich die niedrigeren Energien geringfügig stärker gewichten. Der Wert von $\Delta E = 5.18$ eV verschiebt sich also leicht zu kleineren Werten.

3 Versuchsaufbau

In Abbildung 4 haben wir das Franck-Hertz-Experiment schematisch wiedergegeben. In diesem Bild kann man die Meßinstrumente etc. sehen, auf die wir im weiteren Bezug nehmen werden. Die einzelnen Geräte werden im Teil Versuchsdurchführung näher erläutert, insofern dies notwendig ist.

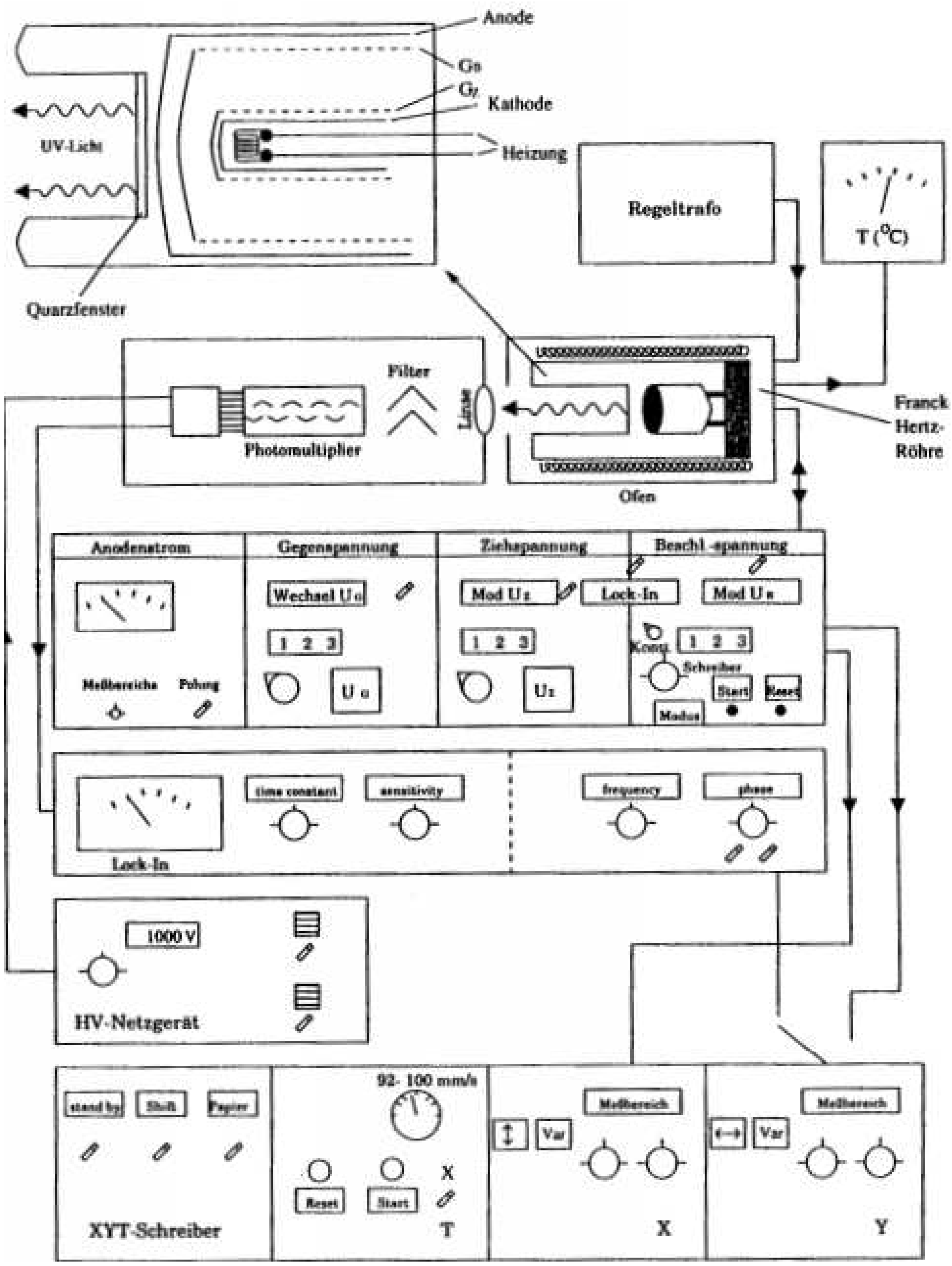

Abbildung 4: Blockschaltbild des Franck-Hertz-Experiments

4 Versuchsdurchführung und Auswertung

4.1 Einfluß von apparativen Parametern auf die Franck-Hertz-Kurve

Wir wollen den Einfluß der apparativen Parameter auf die Franck-Hertz-Kurve bestimmen. Dazu nehmen wir jeweils 4 Franck-Hertz-Kurven auf bei

- variabler Ziehspannung U_Z, wobei wir die Gegenspannung U_G und die Temperatur T konstant halten,
- variabler Gegenspannung U_G, wobei wir die Ziehspannung U_Z und die Temperatur T konstant halten,
- variabler Temperatur T, wobei wir die Ziehspannung U_Z und die Gegenspannung U_G konstant halten.

Aus den Messungen bestimmen wir die Elektronenstoßanregungsenergie von Quecksilber und das Kontaktpotential. Wichtig bei der Messung ist, daß man die Parameterwerte so wählt, daß alle 4 Kurven auf ein Blatt passen. Dazu haben wir mehrmals probeweise Kurven aufgenommen, bevor wir uns dann endgültig auf die Parameterwerte geeinigt haben.

4.1.1 Variation der Ziehspannung U_Z

Wir wählen die festen Werte $T_A = 170 \pm 2$ °C, $U_G = 2.00 \pm 0.02$ V, $U_B^{\min} = 1.96 \pm 0.02$ V, $U_B^{\max} = 38.15 \pm 0.02$ V und nehmen 4 Franck-Hertz-Kurven auf für die Werte

- $U_Z = 1.00 \pm 0.02$ V (rote Kurve unten),
- $U_Z = 2.00 \pm 0.02$ V (grüne Kurve),
- $U_Z = 3.00 \pm 0.02$ V (blaue Kurve),
- $U_Z = 4.00 \pm 0.02$ V (rote Kurve oben).

Das Ergebnis ist in Diagramm A wiedergegeben. Wir entnehmen dem Diagramm, daß der Anodenstrom mit kleiner werdender Ziehspannung sinkt. Dieses Verhalten war auch zu erwarten, denn je kleiner die Ziehspannung ist, desto weniger Elektronen können aus der Wolke um die Kathode abgesaugt werden, dadurch sinkt auch der Anodenstrom. Das ist auch aus dem Richardson Gesetz (siehe Abschnitt 2.1 auf Seite 2) unmittelbar ersichtlich: Sinkt die Ziehspannung U_Z, verkleinert sich der Exponent der e-Funktion, und die Sättigungsstromdichte nimmt ab.

Um die Anregungsenergie zu bestimmen, gehen wir nun folgendermaßen vor. Wir nehmen uns eine Franck-Hertz-Kurve vor und markieren die Maxima und Minima. Der Mittelpunkt zwischen einem Maximum und dem darauffolgenden Minimum gibt uns den Wendepunkt der Kurve an. Der Abstand der Wendepunkte ist gerade die Anregungsenergie. Diesen Wert für den Abstand der Wendepunkte müssen wir nur noch von Centimeter in Volt umrechnen. Zu Versuchsbeginn hatten wir uns notiert, welchen Spannungswerten (in Volt) die Nullstellung und der Maximalwert des XY-Schreibers (in Centimeter) entsprechen, nämlich 0 cm $\equiv$ 1.96 V und 32.4 cm $\equiv$ 38.15 V. Damit können wir dann die Anregungsenergie in Volt ausrechnen. Unsere Meßwerte und die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 1 auf der nächsten Seite wiedergegeben.

Um die Kontaktspannung auszurechnen, ziehen wir von dem Spannungswert, der dem ersten Maximum entspricht, die Anregungsenergie (d.h. die Differenz der Wendepunkte) ab und rechnen diesen Wert in Volt um. Unsere Berechnungen sind in Tabelle 1 auf der nächsten Seite wiedergegeben.

Für jeden der Werte von U_G haben wir aus den Anregungsenergien und den Kontaktspannungen die Mittelwerte gebildet; diese sind in Tabelle 1 auf der nächsten Seite am Ende eines jeden Blocks angegeben. Die dabei angegebenen Fehler sind die Standardabweichungen. Bildet man den Mittelwert aus den aus den einzelnen Franck-Hertz-Kurven bestimmten Anregungsenergien (siehe die letzten beiden Werte in der Tabelle) kommt man auf den Wert

$$E_A = 5.15 \pm 0.01 \text{ eV},$$

der mit dem erwarteten Wert von 5.18 eV in guter Übereinstimmung steht.

Für die Kontaktspannung ergibt sich

$$E_K = 1.14 \pm 0.04 \text{ V},$$

den wir nicht vergleichen können, weil wir den wahren Wert der Kontaktspannung nicht kennen.

Nun ein Wort zu den angegeben Werten für die Fehler. Berechnet man mittels Gauß'scher Fehlerpropagation den Fehler des Endergebnisses aus den Fehlern der Meßinstrumente, der Ableseungenauigkeit aus dem Diagramm, etc., kommt man auf einen wesentlich größeren Fehler als bei der Standardabweichung (etwa eine Zehnerpotenz größer). Die gute Übereinstimung unseres Wertes mit dem Literaturwert hat uns überzeugt, daß die Standardabweichung den Fehler hinreichend gut beschreibt.

U_Z [V]	$U_B^{\max}$ [cm]	$U_B^{\min}$ [cm]	WP [cm]	Diff. WPe [cm]	Diff. WPe [V]	U_K [cm]	U_K [V]
1.0	4.70						
	9.00	11.00	10.00				
	13.50	15.50	14.50	4.50	5.03		
	18.10	20.15	19.13	4.63	5.17		
	22.90	24.80	23.85	4.73	5.28		
					5.16		
					0.13		
2.0	4.80	6.50	5.65				
	9.05	11.05	10.05	4.40	4.91	1.25	1.40
	13.50	15.60	14.55	4.50	5.03	1.15	1.28
	18.10	20.25	19.18	4.63	5.17	1.03	1.14
	22.85	24.90	23.88	4.70	5.25	0.95	1.06
	28.00	29.40	28.70	4.83	5.39	0.83	0.92
					5.15		1.16
					0.19		0.19
3.0	4.80	6.50	5.65				
	9.10	11.10	10.10	4.45	4.97	1.20	1.34
	13.55	15.65	14.60	4.50	5.03	1.15	1.28
	18.15	20.30	19.23	4.63	5.17	1.03	1.14
	22.85	24.95	23.90	4.68	5.22	0.98	1.09
	27.90	29.50	28.70	4.80	5.36	0.85	0.95
					5.15		1.16
					0.16		0.16
4.0	4.80	6.40	5.60				
	9.05	11.05	10.05	4.45	4.97	1.15	1.28
	13.55	15.65	14.60	4.55	5.08	1.05	1.17
	18.15	20.35	19.25	4.65	5.19	0.95	1.06
	22.85	24.95	23.90	4.65	5.19	0.95	1.06
	27.80	29.60	28.70	4.80	5.36	0.80	0.89
					5.16		1.09
					0.15		0.15
					5.15		1.14
					0.01		0.04

Tabelle 1: Variation der Ziehspannung

4.1.2 Variation der Gegenspanung U_B

Wir wählen die festen Werte $T_A = 170 \pm 2\ °C$, $U_Z = 3.00 \pm 0.02$ V, $U_B^{\min} = 1.96 \pm 0.02$ V, $U_B^{\max} = 38.15 \pm 0.02$ V und nehmen 4 Franck-Hertz-Kurven auf für die Werte

- $U_G = 1.20 \pm 0.02$ V (rote Kurve oben),
- $U_G = 2.00 \pm 0.02$ V (grüne Kurve),
- $U_G = 3.00 \pm 0.02$ V (blaue Kurve),
- $U_G = 4.01 \pm 0.02$ V (rote Kurve unten).

Das Ergebnis ist in Diagramm B wiedergegeben. Mit steigender Gegenspannung wird der Anodenstrom kleiner. Wenn die Beschleunigungsspannung kleiner ist, haben im Mittel weniger Elektronen eine genügend große Energie, um das Gegenfeld zu durchqueren und in die Anode zu gelangen. Deutlich zu sehen ist die Verschiebung der Maxima zu größeren Werten, wenn die Gegenspannung ansteigt. Der Grund hierfür ist der Einfluß der Anodenspannung auf die Beschleunigungsspannung. Das Potential am Gitter wird abgesenkt, so daß wir höhere Spannungen brauchen, um dem Elektron Energie zuzuführen.

U_G [V]	U_B^{max} [cm]	U_B^{min} [cm]	WP [cm]	Diff. WPe [cm]	Diff. WPe [V]	U_K [cm]	U_K [V]
1.20	4.85	6.30	5.58				
	9.05	10.90	9.98	4.40	4.91	1.18	1.31
	13.45	15.50	14.48	4.50	5.03	1.08	1.20
	18.00	20.10	19.05	4.58	5.11	1.00	1.12
	22.70	24.80	23.75	4.70	5.25	0.88	0.98
	27.80	29.25	28.53	4.78	5.33	0.80	0.89
					5.18		1.10
					0.14		0.17
2.00	4.90	6.60	5.75				
	9.15	11.20	10.18	4.43	4.94	1.33	1.48
	13.65	15.75	14.70	4.53	5.05	1.23	1.37
	18.20	20.40	19.30	4.60	5.14	1.15	1.28
	22.95	25.05	24.00	4.70	5.25	1.05	1.17
	28.00	29.65	28.83	4.83	5.39	0.93	1.03
					5.15		1.27
					0.17		0.17
3.00	5.10	7.20	6.15				
	9.30	11.60	10.45	4.30	4.80	1.85	2.07
	13.85	16.15	15.00	4.55	5.08	1.60	1.79
	18.50	20.75	19.63	4.63	5.17	1.53	1.70
	23.30	25.35	24.33	4.70	5.25	1.45	1.62
	28.30	29.95	29.13	4.80	5.36	1.35	1.51
					5.13		1.74
					0.21		0.21
4.01							
	9.60	12.10	10.85				
	14.10	16.60	15.35	4.50	5.03		
	18.90	21.20	20.05	4.70	5.25		
	23.90	25.80	24.85	4.80	5.36		
	28.80						
					5.21		
					0.17		
					5.17		1.37
					0.03		0.33

Tabelle 2: Variation der Gegenspannung

Die Auswertung unserer Meßergebnisse erfolgt genauso wie im vorigen Abschnitt. Die Ergebnisse der Messung sowie der Berechnungen sind in Tabelle 2 dargestellt. Wir erhalten für die Anregungsenergie und die Kontaktspannung

$$E_A = 5.17 \pm 0.03 \text{ eV und } E_K = 1.37 \pm 0.33 \text{ V}$$

in exzellenter Übereinstimmung mit dem Literaturwert für die Anregungsenergie. Der Wert ist so gut, daß mir Zweifel kommen, ob das Ergebnis korrekt ist.

4.1.3 Variation der Temperatur T

Wir wählen die festen Werte $U_G = 2.00 \pm 0.02$ V, $U_Z = 3.00 \pm 0.02$ V, $U_B^{\min} = 1.96 \pm 0.02$ V, $U_B^{\max} = 38.15 \pm 0.02$ V und nehmen 4 Franck-Hertz-Kurven auf für die Werte

- $T = 160 \pm 2\ °C$ (rote Kurve oben),
- $T = 170 \pm 2\ °C$ (grüne Kurve),
- $T = 176 \pm 2\ °C$ (blaue Kurve),
- $T = 180 \pm 2\ °C$ (rote Kurve unten).

T [°C]	$U_B^{\max}$ [cm]	$U_B^{\min}$ [cm]	WP [cm]	Diff. WPe [cm]	Diff. WPe [V]	U_K [cm]	U_K [V]
160	4.70	6.55	5.63				
	9.15	11.15	10.15	4.53	5.05	1.10	1.23
	13.70	15.75	14.73	4.58	5.11	1.05	1.17
					5.08		1.20
					0.04		0.04
170	4.85	6.60	5.73				
	9.10	11.10	10.10	4.38	4.89	1.35	1.51
	13.55	15.15	14.35	4.25	4.75	1.48	1.65
	18.10	20.30	19.20	4.85	5.42	0.87	0.98
	22.85	25.00	23.93	4.73	5.28	1.00	1.12
	27.90	29.50	28.70	4.78	5.33	0.95	1.06
					5.13		1.26
					0.30		0.30
176							
	9.10	10.90	10.00				
	13.40	15.40	14.40	4.40	4.91		
	17.90	20.00	18.95	4.55	5.08		
	22.50	24.60	23.55	4.60	5.14		
	27.20	29.25	28.23	4.68	5.22		
					5.09		
					0.13		
180							
	9.20	10.90	10.05				
	13.45	15.20	14.33	4.28	4.78		
	17.90	19.85	18.88	4.55	5.08		
	22.40	24.45	23.43	4.55	5.08		
	27.00	29.05	28.03	4.60	5.14		
					5.02		
					0.17		
					5.08		1.23
					0.05		0.04

Tabelle 3: Variation der Temperatur

Unsere Meßergebnisse und Berechnungen sind in Tabelle 3 dargestellt. Die Berechnungen sind völlig analog zu den beiden vorigen Abschnitten. Wir erhalten für die Anregungsenergie und die Kontaktspannung

$$E_A = 5.08 \pm 0.05 \text{ eV und } E_K = 1.23 \pm 0.04 \text{ V}$$

in mäßiger Übereinstimmung mit dem Literaturwert. Zumindest liegt der Literaturwert innerhalb der 2σ-Fehlergrenze.

Wir stellen fest, daß der Anodenstrom mit steigender Temperatur sinkt. Das ist leicht zu erklären: Mit zunehmender Temperatur steigt der Dampfdruck, die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen verkürzt sich, und die Stoßfrequenz steigt. Es erreichen also weniger Elektronen die Anode, weil durch elastische Stöße mit den Hg-Atomen ihr Impulsvektor abgelenkt wird.

Außerdem fällt uns auf, daß die Anregungsenergie mit sinkender Temperatur anwächst (Die Messung bei $T = 160°$C geht zwar in die andere Richtung, aber dort haben wir nur 2 Maxima für die Auswertung zur Verfügung, deshalb sehen wir das nicht als Widerspruch). Bei tiefen Temperaturen ist die mittlere freie Weglänge größer, dadurch erhalten die Elektronen im Mittel eine höhere kinetische Energie und können somit früher höhere Energieniveaus erreichen. Bei höheren Temperaturen sind also die Maxima etwas nach links verschoben.

4.2 Untersuchung der Lichtausbeute

Wir messen die Photospannung U_{Ph} und deren Ableitung in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_B. Danach untersuchen wir die Änderung der Photospannung mit der Temperatur T.

Die Intensität des Hg-Lichtes wird mit einem Photomultiplier gemessen. Da die Photospannungen klein sind, benutzen wir einen Lock-In-Verstärker, der als phasenempfindlicher Detektor modulierte Signale durch Vergleich mit einem Referenzsignal gleicher Frequenz nachweist.

Zu beachten ist, daß wir in diesem Versuchsteil nur den Übergang in der Elektronenhülle nachweisen, der durch Aussendung eines Photons in den Grundzustand übergeht, nämlich $6^3P_1 \to 6^1S_0$. Dieser Übergang ist zwar nach LS-Kopplung verboten, da bei schweren Atomen aber vorwiegend jj-Kopplung vorliegt, in diesem Fall durchaus erlaubt.

4.2.1 Änderung der Photospannung und deren Ableitung mit U_B

Wir wählen die festen Werte $T_A = 170 \pm 2\ °C$, $U_G = 2.00 \pm 0.02$ V, $U_Z = 3.00 \pm 0.02$ V, $U_B^{\min} = 1.96 \pm 0.02$ V, $U_B^{\max} = 38.39 \pm 0.02$ V und nehmen zunächst die Franck-Hertz-Kurve auf (blaue Kurve, Diagramm D). Danach pulsen wir das Ziehgitter, um U_{Ph} zu messen (rote Kurve, Diagramm D). Schließlich pulsen wir das Beschleunigungsgitter und erhalten die Ableitung der Photospannung (grüne Kurve, Diagramm D).

Die Kurve für U_{Ph} zeigt (mit etwas Phantasie) die theoretisch erwartete Form: Solange die Elektronen nicht genug Energie haben, um die Hg-Atome anzuregen, passiert nichts, die Photospannung ist konstant. Wenn jedoch die Energie für die Anregung ausreicht, werden die Hg-Atome angeregt, und beim Übergang in den Grundzustand emittieren sie Photonen, die Photospannung steigt steil an. Dann reicht die Energie eines einzelnen Elektrons eine ganze Weile nicht aus, um mehr als ein Hg-Atom anzuregen, die Photospannung ist konstant. Wenn die Elektronen aber genug Energie haben, um zwei Hg-Atome anzuregen, steigt die Photospannung wieder steil an, und die ganze Prozedur wiederholt sich. Wir erwarten also eine Anzahl von "Plateaus". Da die Breite des Plateaus der Anregungsenergie der Hg-Atome entspricht, haben wir zumindest theoretisch die Möglichkeit, diese Anregungsenergie zu bestimmen. Nachdem ich mir die Kurve länger als 10 Minuten angesehen habe, kann ich beim besten Willen die Plateaus nicht eindeutig eingrenzen. Auf die Bestimmung der Anregungsenergie nach dieser Methode muß verzichtet werden.

Schon deutlich besser sieht die Sache bei der Ableitung der Photospannung aus. Hier erkennen wir deutlich die Maxima und Minima. Wichtig ist, daß wir in diesem Fall nicht die Wendepunkte auszurechnen brauchen. Die Differenz der Maxima (umgerechnet in eV) entspricht der Anregungsenergie. In die folgende Tabelle haben wir die Maxima und deren Differenz eingetragen und die Anregungsenergien ausgerechnet.

U_B [cm]	Differenz [cm]	E_A [eV]
5.9		
10.3	4.4	5.09
14.8	4.5	5.20
19.5	4.7	5.44
		5.24 ± 0.18

Mitteln wir über die Werte, erhalten wir

$$E_A = 5.24 \pm 0.18 \text{ eV}.$$

Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung. Der Literaturwert $E_A = 4.89$ eV liegt innerhalb der 2σ-Fehlergrenze. Das Ergebnis der Messung ist also akzeptabel.

4.2.2 Änderung der Photospannung mit der Temperatur

Wir wählen die festen Werte U_B=10.83 V, U_G=2.00 V, U_Z=3.00 V (moduliert). Den Wert von U_B haben wir so gewählt, daß er in einem der ersten "Plateaus" liegt. Nun nehmen wir die Photospannung U_{Ph} gegen die Zeit auf; der XY-Schreiber bewegt sich mit 0.2 mm pro Sekunde in Richtung positiver x-Werte. Während wir die Kurve aufnehmen, messen wir fortlaufend die Temperatur und können somit den verschiedenen Zeitpunkten im nachhinein eine Temperatur zuordnen. Die Temperatur variiert im Bereich 50 - 180 °C.

Dieser Versuchsteil ist uns leider ziemlich mißlungen. Unsere Kurven sind in Diagramm E wiedergegeben. Wie man sieht, laufen die Kurven aus dem Darstellungsbereich des Aufzeichnungsgerätes hinaus. Da die Aufnahme der Kurven ca. 40 Minuten dauert, konnte die Messung aus Zeitgründen nicht wiederholt werden.

Da wir den Verlauf der Kurve aus anderen Versuchsprotokollen kennen, wollen wir die Fragen im Skript beantworten, damit keine Lücken im Protokoll sind. Mit fallender Temperatur steigt U_{Ph} an und fällt dann ab einer gewissen Temperatur. Wenn nämlich die Temperatur sinkt, nimmt der Druck ebenfalls ab, und die Wahrscheinlichkeit für eine Abregung durch Stöße sinkt, während die Wahrscheinlichkeit für den Konkurrenzprozeß (Emission von Photonen) steigt; also steigt die Photospannung an. Sinkt die Temperatur noch weiter, erhöht sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen so lange, bis sie wieder die Anode erreichen können; die Photospannung sinkt. Beim Aufheizen liegt der umgekehrte Sachverhalt vor.

In der folgenden Tabelle haben wir unsere Meßwerte eingetragen und aus der Temperatur den Druck, die mittlere freie Weglänge, die mittlere Geschwindigkeit und die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen berechnet. Da wir den qualitativen Verlauf der Kurven in unserem Diagramm nicht erkennen können und die Möglichkeit des Vergleichs der Kurven mit der einzuzeichnenden Linie nicht gegeben ist, haben wir auf das Eintragen von I_A in den Graphen verzichtet.

t [min]	T [°C]	I_A [nA]	T [K]	p [Pa]	λ [μm]	v [m/s]	τ [ns]
0	182	0.10	455	1231.17	2.10	219.15	9.57
1	163	0.11	436	612.13	4.04	214.52	18.84
2	148	0.16	421	336.82	7.09	210.80	33.65
3	135	0.28	408	193.52	11.96	207.52	57.66
4	125	0.52	398	123.21	18.33	204.96	89.44
5	118	1.15	391	88.56	25.05	203.15	123.33
6	109	2.05	382	56.89	38.11	200.80	189.78
7	103	3.50	376	41.84	51.00	199.22	255.98
8	97	5.70	370	30.47	68.92	197.62	348.75
9	92	9.05	365	23.20	89.29	196.28	454.92
10	87	15.00	360	17.53	116.56	194.93	597.97
11	83	20.00	356	13.93	145.08	193.85	748.43
12	79	29.00	352	11.01	181.52	192.75	941.71
13	76	39.00	349	9.19	215.50	191.93	1122.78
14	74	49.00	347	8.14	242.03	191.38	1264.64
15	69	61.50	342	5.96	325.56	190.00	1713.50
16	66	69.00	339	4.92	390.66	189.16	2065.21
17	63	81.00	336	4.05	470.37	188.32	2497.68
18	62	92.00	335	3.80	500.79	188.04	2663.17
19	58	110.00	331	2.91	646.01	186.92	3456.13
20	55	118.00	328	2.37	785.27	186.07	4220.37
21	54	54.00	327	2.21	838.77	185.78	4514.77
22	52	52.00	325	1.92	958.16	185.21	5173.24
0	55	145.0	328	2.37	785.27	186.07	4220.37
1	75	125.0	348	8.65	228.34	191.66	1191.39
2	92	105.0	365	23.20	89.29	196.28	454.92
3	102	94.0	375	39.72	53.58	198.95	269.33
4	112	79.0	385	66.09	33.06	201.59	164.00
5	118	63.0	391	88.56	25.05	203.15	123.33
6	126	49.0	399	129.03	17.55	205.22	85.51
7	131	38.0	404	161.99	14.15	206.50	68.54
8	135	29.0	408	193.52	11.96	207.52	57.66
9	141	21.0	414	251.03	9.36	209.04	44.77
10	144	17.0	417	285.09	8.30	209.80	39.57
11	147	12.0	420	323.17	7.38	210.55	35.03
12	151	8.5	424	380.88	6.32	211.55	29.86
13	154	5.6	427	429.95	5.64	212.30	26.55
14	157	4.2	430	484.50	5.04	213.04	23.64
15	161	2.9	434	566.65	4.35	214.03	20.31

4.3 Ionisationspotential von Quecksilber

Wir bestimmen für 3 verschiedene Temperaturen ($T = 80$°C rote Kurve, $T = 100$°C blaue Kurve, $T = 117$°C grüne Kurve) das Ionisationspotential von Quecksilber. Dazu stellen wir die Gegenspannung auf $U_G = -22.5$ V ein und polen die Anodenstromanzeige um. Es gelangen keine Elektronen mehr in die Anode, stattdessen werden die positiven Hg-Ione angezogen und werden als Strom registriert. Für die Ziehspannung haben wir $U_Z = 4.03$ V gewählt.

Unsere Messung ist in Diagramm F wiedergegeben. Um die Ionisationsenergie zu bestimmen, zeichnen wir die Asymptote an die Kurve und bestimmen deren Schnittpunkt mit derjenigen Geraden parallel zur x-Achse, die im Ursprung sich mit der Kurve schneidet (kompliziert ausgedrückt, ich hoffe, Du weißt trotzdem, was ich meine). Um die erhaltenen Werte von Centimeter in Volt umzurechnen, verfahren wir wie in den vorangehenden Versuchsteilen. Wir wissen, daß das Intervall 0 cm - 28.5 cm dem Intervall 0.95 V - 17.0 V entspricht und können somit die Umrechnung vornehmen. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Kurve	T [°C]	U_B [cm]	E_{ion} [eV]
rot	80	19.80	11.15
blau	100	20.05	11.29
grün	117	19.60	11.04

Mitteln wir über diese Werte, erhalten wir

$$E_{\text{ion}} = 11.16 \pm 0.13 \text{ eV}$$

für die Ionisationsenergie. Dieser Wert, den wir für die Ionisationsenergie erhalten, müssen wir noch um die Kontaktspannung korrigieren. Die Kontaktspannung ist temperaturabhängig, die Temperaturabhängigkeit können wir leider nicht berücksichtigen, weil wir die Kontaktspannung nur für Temperaturen $\geq 160°\text{C}$ bestimmt haben. Wir führen eine gewichtete Mittelung über alle im ersten Teil berechneten Kontaktspannungen aus (insgesamt 8 Werte) und erhalten als Ergebnis

$$U_K = 1.2051 \pm 0.0345 \text{ V}.$$

Damit ergibt sich für die korrigierte Ionisationsenergie (Fehler addieren sich quadratisch)

$$E_{\text{ion}}^{\text{korr}} = 9.95 \pm 0.13 \text{ eV}.$$

Dieser Wert unterscheidet sich vom Literaturwert $E_{\text{ion}} = 10.43$ eV erheblich ($> 3\sigma$). Mögliche Ursachen für diese Abweichung sind die Temperaturabhängigkeit der Kontaktspannung und der Fehler, den wir beim Ablesen im Diagramm machen. Vermutlich war unser Augenmaß beim Einzeichnen der Asymptoten nicht ganz so gut.

Literatur

[Ba] R. J. Barlow *Statistics: A Guide to the Use if Statistical Methods in the Physical Sciences* Wiley, 1989

[Me] A. C. Melissinos *Experiments in Modern Physics* Academic Press, Orlando, Florida, 1966

[Ha] H. Haken, H. C. Wolf *Atom- und Quantenphysik* Springer, 1993

[Hor] P. Horowitz, W. Hill *The Art of Electronics* Cambridge University Press, 1989

[Re] L.E. Reichl *Statistical Physics* Wiley & Sons, 1998

[Leo] W. R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Springer, 1994

[Ku] H. G. Kuhn *Atomic Spectra* Longmans, Green, & Co., 1969