

## PRAKTIKUM 4

ATOME, MOLEKÜLE, KONDENSIERTE MATERIE

# Versuch 401: Elektronische Übergänge in Atomen

Gruppe A202

PARTH GADHAVI NOEMI RUPPERT ARIEH THILL

Versuchsdurchführung: 12. / 13. Mai 2025

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Der Photoeffekt</b>	<b>2</b>
2.1. Aufbau . . . . .	2
2.2. Durchführung . . . . .	2
2.2.1. Energiebilanz der Photoelektronen . . . . .	3
2.3. Abschätzung des Plankschen Wirkungsquantums und der Austrittsarbeit . . . . .	5
2.3.1. Bestimmung der Grenzspannung $U_0$ . . . . .	5
2.3.2. Bestimmung des Plankschen Wirkungsquantums $h$ . . . . .	5
2.3.3. Bestimmung der Austrittsarbeit $W_A$ . . . . .	6
2.3.4. Vergleich der Lambda-Kennlinie für unterschiedliche Intensitäten . . . . .	6
<b>3. Die Balmer-Serie</b>	<b>7</b>
3.1. Aufbau . . . . .	7
3.2. Durchführung . . . . .	8
3.3. Bestimmung der Gitterkonstanten . . . . .	9
3.4. Bestimmung der Balmerlinien . . . . .	9
3.4.1. Bestimmung der Isotopieaufspaltung . . . . .	10
3.4.2. Bestimmung der Rydberg-Konstante und des Plankschen Wirkungsquantum .	11
3.5. Weitergehende Überlegungen . . . . .	12
3.5.1. Möglicher Ursprung der anderen auftretenden Spektrallinien . . . . .	12
3.5.2. Doppler-Verbreitung . . . . .	13
3.5.3. Auflösungsvermögen des Gitters . . . . .	14
<b>4. Fazit</b>	<b>15</b>
<b>5. Formeln: To be deleted at the end</b>	<b>16</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>19</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>21</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>22</b>
A.1. Abbildungen . . . . .	22
A.2. Tabellen . . . . .	22

# 1. Einleitung

Ein zentraler Versuch zur Bestätigung des Zusammenhangs zwischen der Quantelung von Energien und Emissions -und Absorptionslinien ist die Untersuchung des Photoeffekts. Die Spektroskopie ermöglicht die Untersuchung des Atomaufbaus, insbesondere durch die Analyse von Spektrallinien, welche einen Ausdruck der Quantelung von Energie sind und in direktem Zusammenhang mit Lichtfrequenzen stehen.

Im ersten Versuchsteil beobachtet man die Energieabhängigkeit des Photoeffekts und es werden das Planksche Wirkungsquantum, sowie die Austrittsarbeit abgeschätzt.

Im zweiten Versuchsteil wird durch Ausmessung der Balmer-Linien das Planksche Wirkungsquantum erneut bestimmt und mit dem Ergebnis aus dem ersten Versuchsteil verglichen.

## 2. Der Photoeffekt

### 2.1. Aufbau

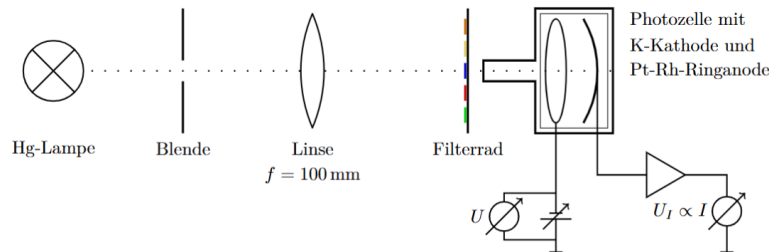


Abbildung 2.1.: Aufbau für die Messung des Photoeffektes [1]

Links ist die Hg-Lampe zu sehen, in der Mitte Optik-Elemente zum Fokussieren und Filtern des Lichtes und rechts ist die Photozelle mit Gegenspannung und Strommessung. Die Quecksilber-Spektrallampe und die Photozelle werden gemäß Abbildung 2.1 gegenüberliegend auf dem Reiter angeordnet. Eine Irisblende vor der Lampe ermöglicht die Regulierung der Lichtintensität. Eine Linse mit einer Brennweite von  $f=100\text{ mm}$  wird in diesem Abstand vor die Blende positioniert, sodass sie das Licht parallel auf den nachfolgenden Interferenzfilter mit fünf Filtern sowie eine zusätzliche Blende lenkt.

### 2.2. Durchführung

Eine Abschirmvorrichtung mit einem röhrenförmigen Element verhindert Streulicht. Ein Lichtfleck wird gezielt auf die Kathode projiziert, ohne, dass die Anode beleuchtet wird.

Wenn Photonen aus der Hg-Lampe auf die Photokathode treffen, interagieren sie mit den Elektronen in dieser und überträgt dabei seine gesamte Energie  $E = h\nu$  auf eines der Elektronen. Falls die übertragene Energie größer als die Austrittsarbeit  $W_A$  ist, dann kann sich das Elektron aus der Kathode lösen und zur Ringanode gelangen. Dadurch entsteht ein Stromfluss: der Photostrom  $I_{ph}$ . Durch den Einsatz der Gegenfeldmethode wird die maximale kinetische Energie, die die Elektronen beim verlassen der Kathode besitzen, bestimmt.

Bei dieser Methode wird eine Gegenspannung  $U_G$  zwischen Kathode und Anode angelegt, wodurch die Kathode im Vergleich zur Anode ein positives Potential erhält. Das dadurch erzeugte elektrische Feld verlangsamt die emittierten Elektronen auf ihrem Weg zur Anode, wodurch der Photostrom reduziert wird. Sobald die Grenzspannung  $U_0$  erreicht ist, kommt der Photostrom vollständig zum Erliegen. Dies bedeutet, dass selbst die energiereichsten Elektronen die Anode nicht mehr erreichen können. In diesem Fall gilt die Beziehung:  $E_{kin,max} = eU_0$ .

Man lässt das Gegenfeld mit Hilfe einer variablen Spannungsquelle, welche sich zwischen der Kathode und der Anode befindet, ansteigen. Man erweitert die Schaltung mit Hilfe eines Spannungsteilers (Abbildung 2.2) aus einem  $330\Omega$  und  $100\Omega$  Widerstandes um den Messbereich zu skalieren und genauere Messungen durchzuführen.

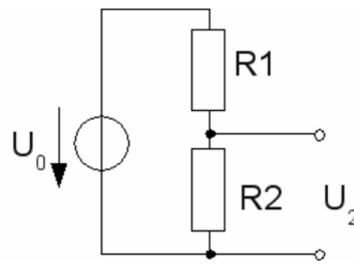


Abbildung 2.2.: Spannungsteiler [2]

Die verwendete Spannungsquelle kann Spannungen von 0 V bis 12 V bereitstellen. Der Photostrom erreicht jedoch bereits bei deutlich geringeren Gegenspannungen seinen Nullpunkt, typischerweise im Bereich von wenigen Volt. Für die Messung der Grenzspannung  $U_0$  genügt daher ein kleiner Teil des gesamten Spannungsbereichs. Die feine Justierung der Gegenspannung ist entscheidend, um den Punkt zu bestimmen, an dem der Photostrom gerade verschwindet.

Es gilt folgender Zusammenhang zwischen der abgefangenen Spannung  $U_2$ , den Widerständen  $R_1 = 330\Omega$ ,  $R_2 = 100\Omega$  und  $U_0$ :

$$U_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U_0 \quad (2.1)$$

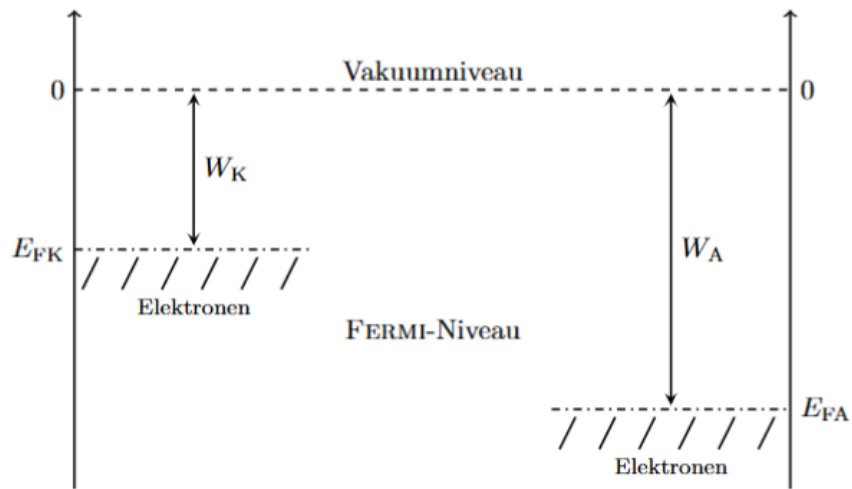
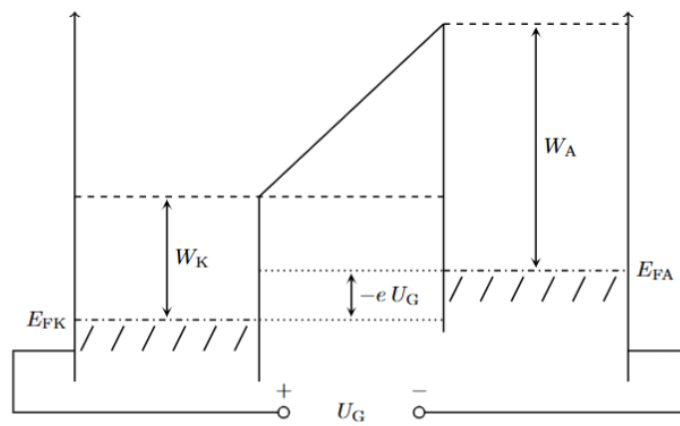
Somit wird der Spannungsbereich auf  $[0, 2,8]$  V skaliert.

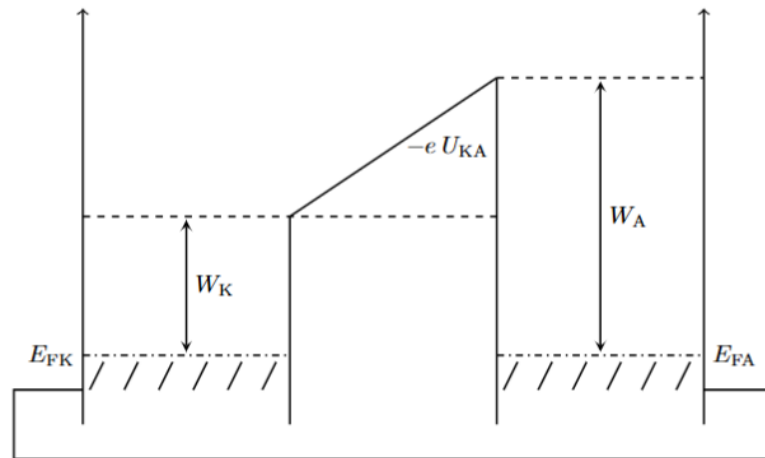
Der Anodenstrom wird über einen Messverstärker erfasst, wobei eine zum Strom proportionale Spannung mit einem Digitalmultimeter (DMM) gemessen wird. Die Gegenspannung stammt aus einem 12V-Gleichspannungsnetzteil, wobei der negative Pol mit der Anode verbunden ist, um die Elektronen abzubremesen. Diese Spannung wird mit einem weiteren DMM gemessen.

Dieser Vorgang wird für je eine unterschiedliche Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes zwei mal wiederholt (zum Ausgleich der Schwankungen), wobei die Wellenlängen mit Hilfe von Interferenzfiltern einstellbar sind.

### 2.2.1. Energiebilanz der Photoelektronen

Ein Elektron, dass sich in der Kathode befindet, absorbiert ein Photon mit der Energie  $E = h\nu$  und verlässt die Kathode, wenn die Energie des Photons größer ist als eine bestimmte Potentialdifferenz sein: die Austrittsarbeit  $W_K$ . In Abbildung 2.3, 2.4 und 2.5 sind die Austrittsarbeit  $W_K$  der Kathode und die Austrittsarbeit  $W_A$  der Anode für unterschiedliche elektrische Anordnungen dargestellt.

Abbildung 2.3.: Fermi-niveaus von Kathode und Anode mit Austrittsarbeit  $W_A$  [1]Abbildung 2.4.: Kontaktpotential  $-eU_{KA}$  [1]

Abbildung 2.5.: Potential dass von der Gegenspannung  $-eU_G$  induziert wird[1]

Laut der Abbildung der Fermi-niveaus 2.3 gilt für die Energiebilanz:

$$E = h\nu = W_K + eU_{KA} + eU_{G,0} = W_K + W_A - W_K + eU_{G,0} = W_A + eU_{G,0} \quad (2.2)$$

Aus der Frequenz des Lichtes können schließlich die Austrittsarbeit der Anode  $W_A$  und das Planck'sche Wirkungsquantum  $h$  bestimmt werden:

$$eU_{G,0} = h\nu - W_A \quad (2.3)$$

## 2.3. Abschätzung des Plankschen Wirkungsquantums und der Austrittsarbeit

### 2.3.1. Bestimmung der Grenzspannung $U_0$

### 2.3.2. Bestimmung des Plankschen Wirkungsquantums $h$

$\lambda$ [nm]	$\nu$ [Hz]	$\overline{U_0}$ [mV]	$\Delta\overline{U_0}$ [mV]
365,00 nm	$8,21 \times 10^{14}$	2124,19	45,39
405,00 nm	$7,40 \times 10^{14}$	1605,23	47,04
463,00 nm	$6,47 \times 10^{14}$	1341,51	57,42
546,00 nm	$5,49 \times 10^{14}$	638,22	59,13
578,00 nm	$5,19 \times 10^{14}$	458,70	24,80

Tabelle 2.1.: Gemittelte Abbremsspannungen  $\overline{U_0}$  und deren Unsicherheiten gegen die jeweiligen Frequenzen.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [mV Hz <sup>-1</sup> ]	$5,457 \times 10^{-12} \pm 2,953 \times 10^{-13}$
Achsenabschnitt $b$ [mV]	$-2,360 \times 10^3 \pm 1,842 \times 10^2$
$\chi^2$	11,56
Freiheitsgrade (dof)	3
$\chi^2/\text{dof}$	3,85

Tabelle 2.2.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits von  $\overline{U}_0$  gegen  $\nu$ .

$$h = (8,743 \pm 0,473) \times 10^{-34} \text{ J s}$$

### 2.3.3. Bestimmung der Austrittsarbeit $W_A$

$$W_A = (3,781 \pm 0,295) \times 10^{-19} \text{ J } ((2,360 \pm 0,184) \text{ eV})$$

### 2.3.4. Vergleich der Lambda-Kennlinie für unterschiedliche Intensitäten



### 3. Die Balmer-Serie

Das Bohrsche Atommodell beschreibt ein Atom als einen Kern, mit Elektronen die sich auf bestimmte Kreisbahnen/Energie Niveaus um den Kern bewegen. Durch Hinzugabe von Energie, so wie Photonenabsorption oder durch andere äußere Kräfte, können diese Elektronen angeregt werden, welches nun ein höheres Energieniveau hat. Um auf ein niedrigeres Energieniveau zurückzukehren, muss dieses Elektron Energie, in Form eines Photons, abgeben. Diese Energie entspricht der Differenz der angeregten Ebene  $m$  und Endniveau  $n$ , wobei  $m > n$ , siehe ???. Es gibt für jeden Übergang einen bestimmten Namen.

Für die Übergänge der Schale lauten: Lyman-Serie ( $n=1$ ), Balmer-Serie ( $n=2$ ), Paschen-Serie ( $n=3$ ), ... Diese Serien sind aber nicht alle sichtbar, die Lyman-Serie strahlt nämlich im Ultraviolett-Bereich, und ab der Paschen-Serie sind die Emissionslinien im Infrarot-Bereich. Hier zwischen liegt die Balmer-Serie, die ihre Emissionslinien im sichtbaren Bereich hat. So soll in diesem Versuchsteil die Emissionslinien der Balmer-Serie untersucht werden. Hierzu wird zuerst experimentell die Gitterkonstante des benutzten Reflexionsgitters bestimmt und anschließend die Rydberg-Konstante und Plancksche Wirkungsquantum, anhand von einem Wasserstoffatom, bestimmt werden. Zusätzlich sollen die Emissionslinien von der Deuteriumlampe untersucht werden und die Genauigkeit mit Literaturwerten verglichen werden.

#### 3.1. Aufbau

Es wurde folgender Versuchsaufbau von Abb. 3.1 verwendet.

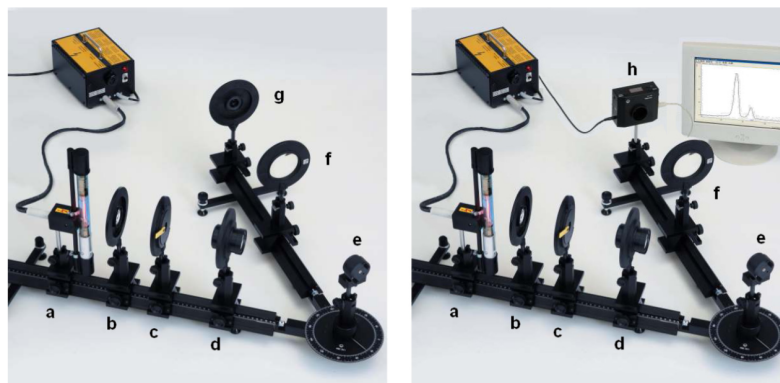


Abbildung 3.1.: Versuchsaufbau mit Okular(links) und CCD-Kamera(rechts) ??

Dieser ist wie folgt aufgebaut:

Es befindet sich eine Deuteriumlampe (a), welche durch eine Sammellinse (b) mit Brennweite  $f = 50\text{mm}$  auf einen verstellbaren Spalt (c) abgebildet wird. Dies soll die einfallende Lichtstrahl begrenzen. Hinter dem Spalt befindet sich ein Projektionsobjektiv (d), mit Brennweite  $f = 150\text{mm}$ . Dieses soll genau in Abstand seiner Brennweite zum Spalt stehen, damit der Lichtstrahl parallel zum holographischen Gitter (e) einfallen. Dieses holographische Gitter ist ein Reflexionsgitter, was sich auf der drehbaren Säule des Drehgelenks befindet und genutzt wird, um die Spektrallinien der Lampe aufzuspalten. Das reflektierte Licht wird anschließend mit einer Sammellinse (f) der Brennweite  $f = 300\text{mm}$  auf ein Okular (g) abgebildet. Das Okular kann alternativ mit einer CCD-Kamera (h) für exaktere Messungen ersetzt werden.

### 3.2. Durchführung

**Justierung** Damit die Gitterkonstante bestimmt werden kann, muss von einem bekannten Element die Spektrallinien untersucht werden. Dazu wird die Deutrium lampe (Balmer-Lampe) mit einer Quecksilber Lampe (Hg-Lampe) ersetzt. Hierzu muss darauf geachtet werden das alle Bauteile des Aufbaus auf der gleichen Höhe bleiben, damit es keine Veränderungen der optischen Achse mit der Balmer-Lampe geben würde. Es wird nun die Linse **b** so justiert, dass es einen scharfen Lichtfleck von der Lampe auf der Platte abgebildet wird. Das Projektionsobjektiv **d** wird auf ungefähre Brennweite hinter den Spalt positioniert. Es wird nun das Drehgelenk des Gitters (**e**) auf die  $0^\circ$  position gebracht und das Projektionsobjektiv so verschoben, dass ein scharfes Bild des Spaltes auf dem Spalt erkennbar ist, so wird der Spalt im unendlichen abgebildet. Zuletzt wird die Linse **f** so justiert, dass im Okular ein scharfes Bild, im Spektrum, zu erkennen ist. Dieses Bild soll eine beliebige Spektrallinie der ersten Ordnung sein. Nun soll, für den folgenden Versuchsteil, die Winkel des optischen Bank ( $\omega_B$ ) und der Winkel des Gitters ( $\omega_G$ ) abgelesen werden. Damit diese Werte benutzt werden können, müssen diese in die relevanten Winkel für das Gitter umgerechnet werden, siehe ???. Mit Hilfe von ??? können

$$\alpha = \omega_G \quad (3.1)$$

$$\beta = \omega_B + \omega_G - 180^\circ \quad (3.2)$$

Dieses soll nach dem Zurücktatsch der Hg-Lampe und der Balmer-Lampe wiederholt werden.

**Bestimmung der Gitterkonstante** Die Gitterkonstante wird mithilfe der Hg-Lampe bestimmt. Es wird nach der ersten Spektrallinie gesucht, bis diese gefunden ist. Hier zu wird die Helligkeit der Spektrallinie über den Spalt aufgedreht, wenn diese nicht sichtbar sind und dann auf etwa 1 Skalen Teil (0,1mm) eingestellt, aber dass die nicht verschwindet. Um zu vergleichen welche Wellenlänge gesehen werden konnte für die Auswertung wurde die Hg-Linien von dem Anhang ??? zu nutzen. Es werden nun  $\omega_B$  und  $\omega_G$  abgelesen und mit ??? zugeordnet.

**Untersuchung der Balmer-Linien** Nach dem Tauschen der Lampen wird erstmal die Justierung wiederholt. Nach der Justierung werden für jede Spektrallinie wiederum die Winkel  $\omega_B$  und  $\omega_G$  gemessen und der Abstand der Aufspaltung  $d$ , der Spektrallinien, abgeschätzt.

**Ersätzen Okular mit CCD-Kamera** Es wird nun das Okular mit einer CCD-Kamera ersetzt, damit eine genauere Bestimmung der Spektrallinien stattfinden kann. Es wird ein Programm genutzt, welches die Intensität und Pixelkoordinate (Position der Intensität) aufnimmt und gegen einander aufträgt. Falls die Intensität zu klein ist, kann im Programm die Schaltfläche vergrößert werden. Das Programm gibt aber einen Winkel aus, den Ausfallswinkel, welches es aus den Pixelkoordinaten entnimmt, mit

$$\beta = \arctan\left(\frac{(1024 - p) \cdot 0,014\text{mm}}{f}\right) \quad (3.3)$$

wobei,  $p$  die Pixelkoordinate und  $f$  die Brennweite der abbildenden Sammellinse sind. Diese Linse wird noch verschoben, bis die Darstellung des Programmes scharf dargestellt werden kann (die Peaks sollen so dünn wie möglich sein). Da die Intensität sehr sensitive ist, wird mit Hilfe des Programms ein Mittelwert der Bildung der Intensität gemacht. Diese Werte werden gespeichert und der Winkel des Gitters aufgenommen. Es wird der gleiche Vorgang für die weiteren Balmer-Linien verhandelt.

### 3.3. Bestimmung der Gitterkonstanten

Um die Gitterkonstante zu berechnen wird die Gittergleichung für ein Reflexionsgitter

$$g(\sin \alpha + \sin \beta) = m \lambda \implies g = \frac{m \lambda}{\sin \alpha + \sin \beta} \quad (3.4)$$

genutzt, mit  $m$  die Ordnung,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $\alpha$  der Einfallswinkel und  $\beta$  der Ausfallswinkel, mit Fehler

$$\Delta g = \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial \alpha} \Delta \alpha\right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial \beta} \Delta \beta\right)^2} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial g}{\partial \theta_m} = \frac{m \lambda \cos \theta_m}{(\sin \theta_m + \sin \beta)^2}, \quad \frac{\partial g}{\partial \beta} = \frac{m \lambda \cos \beta}{(\sin \theta_m + \sin \beta)^2} \quad (3.6)$$

$$\implies \Delta g = \sqrt{\left(\frac{m \lambda \cos \alpha}{(\sin \alpha + \sin \beta)^2} \Delta \alpha\right)^2 + \left(\frac{m \lambda \cos \beta}{(\sin \alpha + \sin \beta)^2} \Delta \beta\right)^2} \quad (3.7)$$

Es wird  $m = 1$  gesetzt, da dies die Ordnung ist, die untersucht wird.

Dies ausgerechneten Werte befinden sich in ?? mit den Entsprechenden abhängigen Werten und deren Fehler. Es ist zu bemerken, dass für die roten Spektrallinien für  $\omega_B = 145^\circ$  nicht sichtbar

|

Tabelle 3.1.: Caption

waren wurde diese geändert und zur Überprüfung, schon gemessene Spektrallinien nochmals aufgenommen. Zu beachten, ist dass diese Werte nicht genau übereinstimmen, was mit schlechtem abschätzen zu tun haben könnte, da zum Beispiel  $61,2^\circ$  und  $61,0^\circ$  kaum zu unterscheiden waren. Mit der Annahme dieses Fehlers sind die Werte angemessen. Zusätzlich waren manche Linien so blass, dass diese kaum erkannt wurden und mehr Linien gesehen wurden. Diese wurden aber nicht genommen, da diese sehr schlecht zu sehen waren. Um einen festen Wert zu haben um für die Balmer-Linien zu berechnen, wurde der Mittelwert von den ausgerechneten Gitterkonstanten genommen mit

$$\bar{g} = \frac{\sum_{i=1}^N (g_i / \Delta g_i)}{\sum_{i=1}^N (1 / \Delta g_i)}, \quad \Delta \bar{g} = \sqrt{\frac{N}{\sum_{i=1}^N 1 / (\Delta g_i)^2}} \quad (3.8)$$

Es ergibt sich nun die Gitterkonstante mit:

$$\bar{g} = (420.76 \pm 1.51) \text{ nm} \quad (3.9)$$

Dieser Wert passt nicht zu allen  $g$ -Werten, aber mit mehr als  $2/3$  und ist somit ein sinnvoller Wert.

### 3.4. Bestimmung der Balmerlinien

Mit der Gitterkonstante kann nun die Wellenlängen der Balmer-Lampe berechnet werden. Dies kann durch die Gittergleichung 3.4 mit der Ersten Ordnung berechnet werden. Die dazu gehörige Wellenlänge ist zwischen 388 nm und 656 nm sichtbar ([Uni Ulm]) und mit den Messungen zuzuordnen. Die Emissionslinien sind dabei die Übergänge von Energieniveau  $n > 2 \rightarrow n = 2$ . Die Photonen, die den Übergang beschreiben, kann durch die Rydberg-Formel (??, S.100)

$$\frac{1}{\lambda} = R_y \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3.10)$$

gezeigt werden. Diese wird noch im Abschnitt 3.4.2 bestimmt. Es wird nochmals die Winkel für die bestimmten Emissionslinien aufgenommen werden und die Ausgerechneten Werte in Tab. 3.2, so wie deren Literaturwert aufgelistet.

Während des Versuches, wurden nur 3 Emissionslinien gesichtet, dies könnte an dem Fehlenden Abschirmung der Lampe liegen könnte welches durch Reflexion an der Linse vor dem Okular, die schwer zu sehenden Emissionslinien, überleuchtet hat. Dieses könnte zu  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  zugeordnet werden.

|

Tabelle 3.2.: Deuterium

Es ist zu sehen, dass die berechneten Wellenlängen nicht mit den Literaturwert übereinstimmt. Dies könnte an der Näherung der Winkel liegen, da diese zum Beispiel als  $55,3^\circ \approx 55,5^\circ$ . Zusätzlich hätten die Fehler auch zu klein geschätzt werden können. Obwohl die Werte nicht mit den Fehler mit den Literaturwerte übereinstimmen, sind die Werte genau genug, um die Werte zuzuordnen.

### 3.4.1. Bestimmung der Isotopieaufspaltung

Bei der Untersuchung der Emissionslinien der Balmer-Linien, wurde gesehen, dass die Emissionslinien eine zweite Emissionslinie existiert. Der Grund hierfür ist an der Balmer-Lampe. Da diese nicht rein aus Deuterium, sondern auch Wasserstoff besteht, im Verhältnis von  $\approx 1 : 2$  (Praktikum). Dies weist darauf hin, dass die Kernmasse einen Einfluss auf die Energieniveaus hat. Aus der Quantenmechanik kann die Rydberg-Konstante zusätzlich mit

$$R_y = \frac{\mu e^4}{8 c \epsilon_0^2 h^3} \quad (3.11)$$

beschrieben werden (??, S.101). Dabei ist zu beachten, dass dieser Wert von der Reduzierten Masse abhängt. Durch

$$\mu = \frac{m_e \cdot m_K}{m_e + m_K} = \frac{m_e}{1 + \frac{m_e}{m_K}} \quad (3.12)$$

mit  $m_e$  die Elektronenmasse und die Kernmasse  $m_K$ . Somit kann ein fester Rydbergkonstante ( $R_{y\infty}$ ) bestimmt werden:

$$R_y = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_K}} \cdot \frac{\mu m_e e^4}{8 c \epsilon_0^2 h^3} = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_K}} \cdot R_{y\infty} \quad (3.13)$$

Da das Deuterium ein extra Neutron hat ist dieses schwerer, somit ist die  $R_y$  kleiner und so auch proportional die Wellenlänge. Dieses wurde auch für größere Wellenlänge deutlicher sichtbar. Diese Aufspaltung wird als Isotopieaufspaltung bezeichnet, wobei es sich in diesem Fall über ein Masseneffekt der Isotopieaufspaltung handelt.

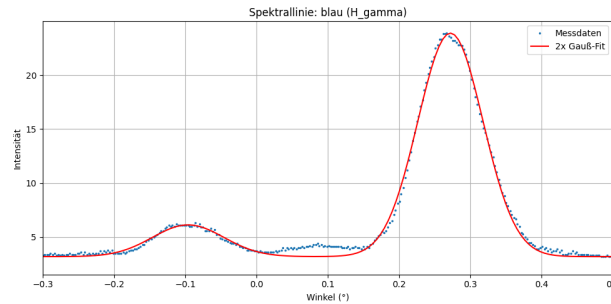
Mit der Skala in dem Okular kann die Größe  $d$  der Isotopieaufspaltung für die Emissionslinien geschätzt werden. Diese befinden sich in ??.

Dies kann durch die Gl. (3.4)

$$\lambda = g (\sin \alpha + \sin \beta), \quad \frac{\Delta \lambda}{\Delta \beta} \approx \frac{\partial \lambda}{\partial \beta} = g \cos \beta, \quad \Delta \beta \approx \frac{d}{f}, \quad (3.14)$$

und mit der Brennweite der Abbildungslinse kann sich der Winkel  $\Delta \beta$  durch

$$\Delta \beta = \arctan\left(\frac{d}{f}\right) \approx \frac{d}{f} \quad \text{für } d \ll f \quad (3.15)$$

Abbildung 3.2.: Isotopieaufspaltung von der  $H_\gamma$ 

berechnen lassen.

Diese Werte sind aber nicht genau, da diese aufspaltung sehr schwer zu sehen war und nur mit mühe versucht abzuschätzen.

Die CCD-Kamera hat dieses Problem aber nicht und kann genauer die Isotopieaufspaltung messen.

Die Gemessenen Intensitäten bilden Peaks die in ??, ?? und Abb. 3.2 dargestellt sind.

Hierbei sind mehrere Peaks zu erkennen und können durch folgende Gauß-Peak Funktion

$$I(\beta) = \sum_i^2 A_i \cdot \exp\left(-\frac{\beta - \mu_i}{2\sigma_i}\right) + b \quad (3.16)$$

berechnet werden, mit  $b$ , dem Offset und dem Winkel  $\beta$ .

Die Berechneten Werte sind in ?? zu sehen. Die Isotopieaufspaltung dessen, kann durch  $\Delta\beta = |\mu_2 - \mu_1|$  beschrieben werden. Diese sind: Obwohl nur 3 Emissionslinien gesehen wurden, hat die CCD-

—

Tabelle 3.3.: Caption

Kamera noch eine zusätzlich aufgenommen, welches als  $H_\delta$  vermutet wird. Die Berechneten Werte weichen aber Significantly ab. Dies lag vermutlich daran, dass die Balmer-Lampe nicht abgeschirmt war und somit die Auswertung beeinträchtigt. Es kann aber trotzdem gesehen werden, was es eine Aufspaltung gibt und somit das Ziel der Untersuchung erreicht.

### 3.4.2. Bestimmung der Rydberg-Konstante und des Planckschen Wirkungsquantum

**Rydberg-Konstante** Wie schon in Abschnitt ?? erwähnt kann die Rydberg-Konstante über die Wellenlänge bestimmt werden. Dafür ist eine folgende Umrechnung nötig:

$$Ry = \frac{1/\lambda}{\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)}, \quad \Delta Ry = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)}. \quad (3.17)$$

Mit den Berechneten Werten in Tab. 3.4 kann gesehen werden, dass die Werte miteinander übereinstimmen, haben aber nicht den gleichen Wert.

Um einen Wert zu haben wird das gleiche Verfahren benutzt wie bei der Gitterkonstante:

$$\bar{g} = \frac{\sum_{i=1}^N (g_i / \Delta g_i)}{\sum_{i=1}^N (1 / \Delta g_i)}, \quad \Delta \bar{g} = \sqrt{\frac{N}{\sum_{i=1}^N 1 / (\Delta g_i)^2}}. \quad (3.18)$$

Tabelle 3.4.: Caption

Dies liefert einen Wert von

$$Ry = (1,105 \pm 0,006) \cdot 10^7 \frac{1}{m}. \quad (3.19)$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem Literatur Wert (??, S.101) von der Rydbergkonstante welches

$$Ry_{lit} = 1,097 \frac{1}{m}, \quad (3.20)$$

obwohl es nicht in dem Fehler liegt, da dieser sehr klein ist, liegt der Literaturwert innerhalb von dem doppelten fehler, was für einen kleinen Fehler, von  $>1\%$ , sehr gut ist. Mir könnte auch einen Fehler in der Fehlerrechnung vorgekommen sein.

**Planksche Wirkungsquantum** Da die Rydberg-Konstante ausgerechnet wurde, kann hierraus das Planksche wirkungsquantum bestimmt werden:

$$Ry = \frac{\mu e^4}{8c\epsilon_0^2 h^3} \quad (3.21)$$

$$\Leftrightarrow h = \left( \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 c Ry} \right)^{1/3}, \quad \Delta h = \frac{1}{3} \left( \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 c} \right)^{1/3} Ry^{-4/3} \Delta Ry. \quad (3.22)$$

Somit Wurde das Planksche Wirkungsquantum als

$$h = (6.6104 \pm 0.109) \cdot 10^{-34} J \cdot s \quad (3.23)$$

berechnet was mit dem Literaturwert (??, S.75) von

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} J \cdot s \quad (3.24)$$

sehr gut über ein stimmt.

## 3.5. Weitergehende Überlegungen

### 3.5.1. Möglicher Ursprung der anderen auftretenden Spektrallinien

In dem Versuchsteil gibt es aber nicht nur die Balmer-Linien die beobachtet werden kann. Durch einfallendes Licht von anderen Quellen, vor allem Elektronische Geräte die Benutzt werden um die Messung aufzunehmen, gibt es die möglichkeit das diese Aufgenommen werden könnte. Sehr wichtig ist, dass der Effekt des Streulichtes berücksichtigt wird, was die Balmer-lampe abgibt, da dieses anders Reflektiert werden kann, als wenn es mittig auf dem Gitter trifft. Wenn die Linsen nicht in Ordnung gehalten worden wären, aber auch durch die Zeit, würden zusätzlich Linsenfehler oder Aberrationen auftreten und muss somit auch berücksichtigt werden. Zusätzlich muss beachtet werden das es mehr als eine Ordnung gibt und somit die Letzten beobachtbaren Linien der Ordnung mit Linien einer Höheren Ordnung überschneiden kann.

### 3.5.2. Doppler-Verbreitung

Wegen der Termischen Bewegung der Atome relative zu einem ruhenden Betrachter, entsteht eine Doppler-Verschiebung des emittierten Photonen. Dies führt zu einer verbreiterung der Spektrallinien über ihre natürliche Breite hinaus, welche mit der Formel (??, S.230)

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{8k_B T \cdot \ln 2}{m}} \quad (3.25)$$

beschrieben werden kann. Dabei ist  $\delta\lambda$  die Halbwertsbreite, die Temperatur  $T \approx 1000K$  ([praktikum]) und  $m$  die Masse des Atomes ( $2m_H \approx m_D$ ) Diese Werte werden in Tab. 3.5

Linie	Literaturwert $\lambda$ in nm	$\delta\lambda$ für $^1H$ in nm	$\delta\lambda$ für $^2H$ in nm
$H_\alpha$	656,28	0,015	0,011
$H_\beta$	486,13	0,011	0,008
$H_\gamma$	434,05	0,010	0,007

Tabelle 3.5.: (Theoretische) Doppler-Verbreitung von Wasserstoff und Deuterium

Um die natürliche Linienbreite  $\delta\nu$  zu berechnen, wird die Formel

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi \cdot \tau} \quad (3.26)$$

genutzt (??, S.228f), mit  $\tau$  die Lebensdauer. Diese Formel nicht von fremden Einflüsse abhängt und kann auch von der Heisenberg'schen Unbestimmtheitsrelation herleiten. Da die Lebensdauer von Atomen liegt in der Größenordnung von  $10^{-8}s$ . Dies führt dazu, dass  $\delta\nu$  in der Größenordnung von  $16MHz$  ist und durch  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  mit  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  führt dazu, dass die Linienbreite in der Ordnung von  $10^{-14}nm$  ist und somit vernachlässigbar groß gegenüber der Dopplerverbreitung ist. So ist es sinnvoller die Doppler-Verbreitung mit den Halbwertsbreiten der berechneten Gaußkurven zu vergleichen. Dieser kann durch

$$\delta\beta = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \sigma \quad (3.27)$$

wobei  $\sigma$  die Halbwertsbreite ist. Hierdurch kann mit ?? die Wellenlängendifferenz berechnen. Die daraus bekommenen Werte sind in ??.

Linie	$\delta\lambda$ für $^1H$ in nm	$\delta\lambda$ für $^2H$ in nm
$H_\alpha$	$0.848 \pm 0.006$	$0.586 \pm 0.049$ nm
$H_\beta$	$2.258 \pm 0.051$ nm	$0.609 \pm 0.003$
$H_\gamma$	$0.831 \pm 0.021$ nm	$0.758 \pm 0.004$ nm

Tabelle 3.6.: Gemessene Halbwertsbreite für bekannte Spektrallinien

Es ist deutlich zu sehen, dass die Halbwertsbreiten sehr groß sind. Die Fehler sind auch sehr klein, dies kann an einer falschen Abschätzung einiger Gaußplots, zum Beispiel bei  $H_\beta$  konnte die Gauß Kurve nicht gut zu dem zeitigen Peak angepasst werden. Zusätzlich könnte womöglich auch die Linienbreite besser eingegrenzt werden, da der Aufbau möglicherweise nicht richtig justiert wurde, sodass die Spaltbreite zu groß gewählt wurde und nicht vollständig ausgeleuchtet war oder das Streulicht hat die Basisintensität so sehr angehoben, durch fehlende Abschirmung, dass die Peaks ein bisschen ertränkt werden.

### 3.5.3. Auflösungsvermögen des Gitters

Anschließend wird das Auflösungsvermögen des Gitters abgeschätzt. Dies wird mit der Formel

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot N \quad (3.28)$$

gemacht, wobei  $m$  die Ordnungszahl ist und  $N$  die Anzahl der beleuchteten Spalten. Das geammt Gitter beträgt eine 25 mm x 25 mm fläche:

$$\Rightarrow N = \frac{d}{g}, d = 25mm \quad (3.29)$$

$$\Rightarrow A = \frac{25mm}{420,76nm} = (5,94 \pm 0,02) \cdot 10^4 \quad (3.30)$$

So wäre es möglich alle Aufspaltungen zu messen, da das Auflösungsvermögen von dem Gitter so groß ist. Dies ist würde aber bedeuten, dass das ganze Gitter beleuchtet werden müsste, welches aber mit der untersuchung der Isotopieaufspaltung stören würde, da dies nicht mehr sichtbar wäre. Um dieses wiederum zu messen zu können müsste der Spalt verringert werden und so mit das licht was auf dem Gitter fallen sollte.



## 4. Fazit

## 5. Formeln: To be deleted at the end

### Spannungsteiler

$$U = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U_{\text{ges}} \quad (5.1)$$

mit  $U$  als Spannung am Widerstand  $R_2$ ,  $R_1$  und  $R_2$  als Widerstände und  $U_{\text{ges}}$  als Gesamtspannung.

### Energieerhaltung

$$h f = E_{\text{kin}} + W_A, \quad E_{\text{kin}} = e U_G \quad (5.2)$$

mit  $h$  dem Planckschen Wirkungsquantum,  $f$  der Photonfrequenz,  $e$  der Elementarladung,  $U_G$  der Gegenspannung und  $W_A$  der Austrittsarbeit.

### Fehlerfortpflanzung I

$$\Delta(\sqrt{I - I_0}) = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{2\sqrt{I - I_0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_0}{2\sqrt{I - I_0}}\right)^2}. \quad (5.3)$$

### Beugungsgitter

$$g(\sin \theta_m + \sin \beta) = m \lambda \quad \Rightarrow \quad g = \frac{m \lambda}{\sin \theta_m + \sin \beta} \quad (5.4)$$

$$\Delta g = \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial \theta_m} \Delta \theta_m\right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial \beta} \Delta \beta\right)^2}. \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial g}{\partial \theta_m} = \frac{m \lambda \cos \theta_m}{(\sin \theta_m + \sin \beta)^2}, \quad \frac{\partial g}{\partial \beta} = \frac{m \lambda \cos \beta}{(\sin \theta_m + \sin \beta)^2}. \quad (5.6)$$

### Mittelwert der Gitterkonstante

$$\bar{g} = \frac{\sum_{i=1}^N (g_i / \Delta g_i)}{\sum_{i=1}^N (1 / \Delta g_i)}, \quad \Delta \bar{g} = \sqrt{\frac{N}{\sum_{i=1}^N 1 / (\Delta g_i)^2}}. \quad (5.7)$$

### Isotopenverhältnis

$$\lambda = g(\sin \theta_m + \sin \beta), \quad \frac{\partial \lambda}{\partial \beta} = g \cos \beta, \quad \Delta \beta \approx \frac{d}{f}. \quad (5.8)$$

### Fehlerfortpflanzung II

$$\Delta \lambda = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{g} \Delta g\right)^2 + \left(g \cos \alpha \Delta \alpha\right)^2 + \left(g \cos \beta \Delta \beta\right)^2}. \quad (5.9)$$

$$\Delta(\Delta \lambda) = \sqrt{\left(\frac{d \cos \beta}{f} \Delta g\right)^2 + \left(\frac{-d \sin \beta}{f g} \Delta \beta\right)^2 + \left(\frac{g \cos \beta}{f} \Delta d\right)^2}. \quad (5.10)$$

**Balmer-Formel**

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (5.11)$$

$$R_H = \frac{1/\lambda}{\left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)}, \quad \Delta R_H = \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2 \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)}. \quad (5.12)$$

**Plancksches Wirkungsquantum**

$$h = \left( \frac{m_e e^4}{8 \varepsilon_0^2 c R_H} \right)^{1/3}, \quad \Delta h = \frac{1}{3} \left( \frac{m_e e^4}{8 \varepsilon_0^2 c} \right)^{1/3} R_H^{-4/3} \Delta R_H. \quad (5.13)$$

$$U_0 = -\frac{b}{m} \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial U_0}{\partial b} = -\frac{1}{m}, \quad \frac{\partial U_0}{\partial m} = \frac{b}{m^2}. \quad (5.15)$$

$$\text{Var}(U_0) = \left( \frac{\partial U_0}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + \left( \frac{\partial U_0}{\partial m} \right)^2 \sigma_m^2 + 2 \frac{\partial U_0}{\partial b} \frac{\partial U_0}{\partial m} \text{Cov}(b, m). \quad (5.16)$$

$$\sigma_{U_0} = \sqrt{\left( \frac{\sigma_b}{m} \right)^2 + \left( \frac{b \sigma_m}{m^2} \right)^2 - 2 \frac{b}{m^3} \text{Cov}(m, b)}. \quad (5.17)$$

$$y = m U + b$$

# Literatur

- [1] *Physikalisches Praktikum Teil IV:  
Atome, Moleküle, Festkörper*. 15. Apr. 2025. Uni Bonn.
- [2] „Spannungsteiler“. In: (). URL: [https://www.homofaciens.de/technics-base-circuits-voltage-divider\\_ge.htm](https://www.homofaciens.de/technics-base-circuits-voltage-divider_ge.htm).

# Abbildungsverzeichnis

2.1. Aufbau für die Messung des Photoeffektes [1] . . . . .	2
2.2. Spannungsteiler [2] . . . . .	3
2.3. Fermi-niveaus von Kathode und Anode mit Austrittsarbeit $W_A$ [1] . . . . .	4
2.4. Kontaktpotential $-eU_{KA}$ [1] . . . . .	4
2.5. Potential dass von der Gegenspannung $-eU_G$ induziert wird[1] . . . . .	5
3.1. Versuchsaufbau mit Okular(links) und CCD-Kamera(rechts) ?? . . . . .	7
3.2. Isotopieaufspaltung von der $H_\gamma$ . . . . .	11
A.1. Gaußfit für $H_\beta$ . . . . .	22

# Tabellenverzeichnis

2.1. Gemittelte Abbremsspannungen $\overline{U_0}$ und deren Unsicherheiten gegen die jeweiligen Frequenzen. . . . .	5
2.2. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits von $\overline{U_0}$ gegen $\nu$ . . . . .	6
3.1. Caption . . . . .	9
3.2. Deuterium . . . . .	10
3.3. Caption . . . . .	11
3.4. Caption . . . . .	12
3.5. (Theoretische) Doppler-Verbreitung von Wasserstoff und Deuterium . . . . .	13
3.6. Gemessene Halbwertsbreite für bekannte Spektrallinien . . . . .	13
A.1. Messwerte der Photospannung $U_{ph}$ bei Gegenspannung $U_G$ für $\lambda = 365$ nm und $\lambda = 405$ nm, wobei $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10$ mV, $\Delta U_G = 10$ mV . . . . .	22
A.2. Messwerte der Photospannung $U_{ph}$ bei Gegenspannung $U_G$ für $\lambda = 463$ nm, mit $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10$ mV und $\Delta U_G = 10$ mV. . . . .	23
A.3. Messwerte der Photospannung $U_{ph}$ bei Gegenspannung $U_G$ für $\lambda = 546$ nm und $\lambda = 578$ nm, wobei $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10$ mV und $\Delta U_G = 10$ mV. . . . .	23
A.4. Messwerte der Photospannung $U_{ph}$ bei Gegenspannung $U_G$ für $\lambda = 365$ nm (Maximalwerte und 50%-Punkt), wobei $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10$ mV und $\Delta U_G = 10$ mV. . . .	24
A.5. Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 517,00$ mV, daraus folgt $I_0 = (1,10 \pm 10,11)$ pA. . . . .	24
A.6. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.5. . . . .	25
A.7. Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 516,00$ mV, daraus folgt $I_0 = (1,40 \pm 10,14)$ pA. . . . .	25
A.8. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.7. . . . .	25
A.9. Gemessenen Werte für die Messung bei 50 % Intensität und $\lambda = 365$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 510,00$ mV, daraus folgt $I_0 = (10,00 \pm 11,00)$ pA. . . . .	26
A.10. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die Messung bei $\lambda = 365$ nm mit 50% Intensität. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle ?? . . . . .	26
A.11. Gemessenen Werte für die Messung bei maximaler Intensität und $\lambda = 365$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 1020,00$ mV, daraus folgt $I_0 = (1,50 \pm 10,15)$ pA. . . .	26
A.12. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die Messung bei $\lambda = 365$ nm mit maximaler Intensität. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.11. . . . .	27
A.13. Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 405$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 410,00$ mV, daraus folgt $I_0 = (1,10 \pm 10,11)$ pA. . . . .	27
A.14. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 405$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.13. . . . .	27
A.15. Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 405$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 405,00$ mV, daraus folgt $I_0 = (1,10 \pm 10,11)$ pA. . . . .	28
A.16. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 405$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.15. . . . .	28

A.17. Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 463$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 1487,37$ mV, daraus folgt $I_0 = (0,60 \pm 10,06)$ pA. . . . .	29
A.18. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 463$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.17. . . . .	29
A.19. Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 463$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 1502,42$ mV, daraus folgt $I_0 = (0,01 \pm 10,00)$ pA. . . . .	29
A.20. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 463$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.19. . . . .	30
A.21. Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 546$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 698,32$ mV, daraus folgt $I_0 = (0,06 \pm 0,11)$ pA. . . . .	30
A.22. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 546$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.21. . . . .	30
A.23. Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 546$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 682,41$ mV, daraus folgt $I_0 = (0,00 \pm 0,10)$ pA. . . . .	31
A.24. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 546$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.23. . . . .	31
A.25. Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 578$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 515,14$ mV, daraus folgt $I_0 = (0,00 \pm 0,10)$ pA. . . . .	31
A.26. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 578$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.25. . . . .	32
A.27. Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 578$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 501,38$ mV, daraus folgt $I_0 = (0,02 \pm 0,10)$ pA. . . . .	32
A.28. Ergebnisse des gewichteten linearen $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.27. . . . .	32
A.29. Spektrallinien der Hg-Dampfampe 1. Ordnung, gemessen an den Winkelpositionen und beobachteter Farbe. Hierbei ist $d$ die Dicke der Spektrallinien (in Strichpunkten), $\omega_B$ der Winkel der optischen Bank und $\omega_G$ der Winkel des Gitters. . . . .	33
A.30. Spektrallinien der H/Deuterium-Lampe in erster Ordnung. Hierbei ist $d$ die Dicke der Spektrallinien (in Strichpunkten), $\omega_B$ der Winkel der Blende und $\omega_G$ der Beugungswinkel. . . . .	33

# A. Anhang

## A.1. Abbildungen

Photoeffekt

Balmer Serie

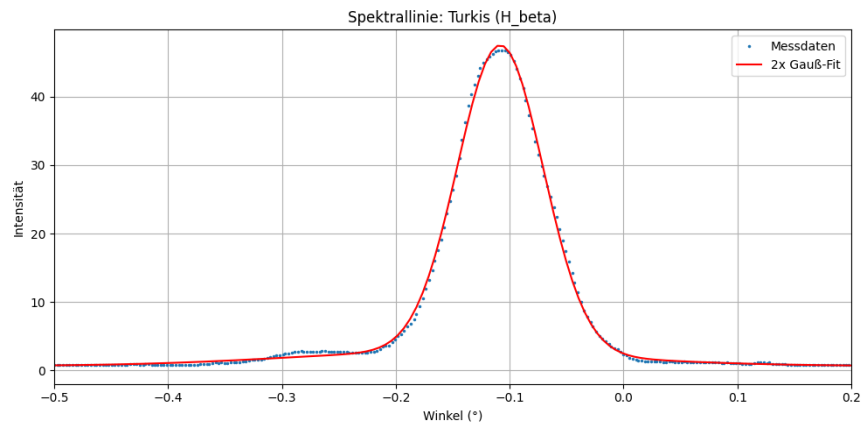


Abbildung A.1.: Gaußfit für  $H_\beta$

## A.2. Tabellen

Photoeffekt

$\lambda = 365 \text{ nm}$				$\lambda = 405 \text{ nm}$			
Messung 1		Messung 2		Messung 1		Messung 2	
$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$
0,5	2380,0	0,5	2382,0	0,5	900,0	0,5	914,0
30,5	2070,0	35,6	2065,0	41,5	722,0	36,0	740,0
84,2	1630,0	84,6	1624,0	49,4	680,0	53,9	665,0
121,0	1325,0	120,5	1334,0	105,4	450,0	102,0	464,0
152,9	1071,0	156,3	1061,0	149,6	293,8	152,9	286,9,0
160,7	1025,0	170,3	951,0	167,7	245,0	165,6	250,5
182,4	883,0	180,8	892,0	174,5	226,9	178,2	215,6
190,7	823,0	194,8	795,0	201,7	161,2	200,3	164,8
217,9	655,0	219,4	653,0	213,7	139,5	217,5	230,0
270,0	396,0	271,1	392,0	247,4	86,1	254,1	78,8
287,0	333,3	287,4	325,0	267,7	63,5	273,2	58,2
355,7	152,7	359,2	148,8	289,6	45,8	293,0	24,8
396,3	79,9	397,2	95,6	301,9	38,8	304,7	36,5
452,0	32,9	455,0	29,2	352,9	14,8	345,3	17,6
472,0	14,1	477,0	11,7	378,1	5,1	384,8	3,2
517,0	1,1	516,0	1,4	410,0	1,1	405,0	1,1

Tabelle A.1.: Messwerte der Photospannung  $U_{ph}$  bei Gegenspannung  $U_G$  für  $\lambda = 365 \text{ nm}$  und  $\lambda = 405 \text{ nm}$ , wobei  $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10 \text{ mV}$ ,  $\Delta U_G = 10 \text{ mV}$



$\lambda = 463 \text{ nm}$			
Messung 1		Messung 2	
$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$
0,5	1107,0	0,5	1130,0
31,1	901,0	34,3	866,0
87,5	537,0	91,9	522,0
133,2	313,1	135,0	307,4
152,1	236,9	152,1	242,8
192,5	126,6	190,6	130,0
227,5	68,5	227,0	68,8
291,0	18,8	287,4	21,1
334,9	1,9	329,2	2,8
345,9	0,6	349,4	0,0

Tabelle A.2.: Messwerte der Photospannung  $U_{ph}$  bei Gegenspannung  $U_G$  für  $\lambda = 463 \text{ nm}$ , mit  $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10 \text{ mV}$  und  $\Delta U_G = 10 \text{ mV}$ .

$\lambda = 546 \text{ nm}$				$\lambda = 578 \text{ nm}$			
Messung 1		Messung 2		Messung 1		Messung 2	
$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$
0,5	5700,0	0,5	5390,0	0,5	644,0	0,5	565,0
32,7	2155,0	29,0	2444,0	10,7	406,0	10,2	406,0
12,4	3900,0	9,1	4230,0	21,6	287,5	23,6	276,8
52,9	1165,0	51,0	1206,0	31,1	217,2	29,6	225,1
69,9	677,0	61,7	874,0	39,6	169,3	39,6	169,6
60,4	949,0	71,8	645,0	54,9	117,2	50,5	122,7
103,2	212,9	101,0	242,1	62,1	82,6	60,8	84,4
130,7	77,7	128,7	82,2	73,3	55,7	69,6	63,7
150,8	13,8	150,8	18,3	82,2	39,6	83,2	37,6
162,4	6,2	158,7	0,1	119,8	0,0	116,6	2,4

Tabelle A.3.: Messwerte der Photospannung  $U_{ph}$  bei Gegenspannung  $U_G$  für  $\lambda = 546 \text{ nm}$  und  $\lambda = 578 \text{ nm}$ , wobei  $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10 \text{ mV}$  und  $\Delta U_G = 10 \text{ mV}$ .

$\lambda = 365 \text{ nm}$			
Messung max		Messung 50%	
$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$	$U_G [\text{mV}]$	$U_{ph} [\text{mV}]$
0,4	9200,0	0,5	4040,0
100,2	5760,0	106,6	2417,0
200,8	2939,0	203,3	1296,0
259,3	1806,0	235,6	974,0
299,3	1172,0	255,8	806,0
330,4	823,0	279,8	630,0
364,5	549,0	303,6	491,0
402,0	337,6	350,8	282,4
453,0	111,6	404,0	147,8
504,0	12,2	450,0	58,8
1020,0	1,5	510,0	10,0

Tabelle A.4.: Messwerte der Photospannung  $U_{ph}$  bei Gegenspannung  $U_G$  für  $\lambda = 365 \text{ nm}$  (Maximalwerte und 50%-Punkt), wobei  $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10 \text{ mV}$  und  $\Delta U_G = 10 \text{ mV}$ .

$U [\text{mV}]$	$\Delta U [\text{mV}]$	$I [\text{pA}]$	$\Delta I [\text{pA}]$	$\sqrt{I - I_0} [\sqrt{\text{pA}}]$	$\Delta\sqrt{I - I_0} [\sqrt{\text{pA}}]$
2.15	43.00	2380.00	248.00	48.77	2.54
131.15	43.00	2070.00	217.00	45.49	2.39
362.06	43.00	1630.00	173.00	40.36	2.14
520.30	43.00	1325.00	142.50	36.39	1.96
657.47	43.00	1071.00	117.10	32.71	1.79
691.01	43.00	1025.00	112.50	32.00	1.76
784.32	43.00	883.00	98.30	29.70	1.66
820.01	43.00	823.00	92.30	28.67	1.61
936.97	43.00	655.00	75.50	25.57	1.48
1161.00	43.00	396.00	49.60	19.87	1.25
1234.10	43.00	333.30	43.33	18.23	1.19
1529.51	43.00	152.70	25.27	12.31	1.03
1704.09	43.00	79.90	17.99	8.88	1.01
1943.60	43.00	32.90	13.29	5.64	1.18
2029.60	43.00	14.10	11.41	3.61	1.58
2223.10	43.00	1.10	10.11	0.00	0.00

Tabelle A.5.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei  $\lambda = 365 \text{ nm}$ . Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 517,00 \text{ mV}$ , daraus folgt  $I_0 = (1,10 \pm 10,11) \text{ pA}$ .

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-2,22 \times 10^{-2} \pm 5,58 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$4,70 \times 10^1 \pm 7,48 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	8,28
Freiheitsgrade (dof)	13
$\chi^2/\text{dof}$	0,637
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$2117,12 \pm 62,98$

Tabelle A.6.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei  $\lambda = 365$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.5.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	2382.00	248.20	48.79	2.54
153.08	43.00	2065.00	216.50	45.43	2.38
363.78	43.00	1624.00	172.40	40.28	2.14
518.15	43.00	1334.00	143.40	36.50	1.96
672.09	43.00	1061.00	116.10	32.55	1.78
732.29	43.00	951.00	105.10	30.82	1.71
777.44	43.00	892.00	99.20	29.84	1.66
837.64	43.00	795.00	89.50	28.17	1.59
943.42	43.00	653.00	75.30	25.53	1.47
1165.73	43.00	392.00	49.20	19.76	1.24
1235.82	43.00	325.00	42.50	17.99	1.18
1544.56	43.00	148.80	24.88	12.14	1.02
1707.96	43.00	95.60	19.56	9.71	1.01
1956.50	43.00	29.20	12.92	5.27	1.23
2051.10	43.00	11.70	11.17	3.21	1.74
2218.80	43.00	1.40	10.14	0.00	0.00

Tabelle A.7.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei  $\lambda = 365$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 516,00$  mV, daraus folgt  $I_0 = (1,40 \pm 10,14)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-2,20 \times 10^{-2} \pm 5,73 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$4,69 \times 10^1 \pm 7,63 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	8,45
Freiheitsgrade (dof)	13
$\chi^2/\text{dof}$	0,650
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$2131,82 \pm 65,47$

Tabelle A.8.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei  $\lambda = 365$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.7.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	4040.00	414.00	63.48	3.26
458.38	43.00	2417.00	251.70	49.06	2.57
874.19	43.00	1296.00	139.60	35.86	1.95
1013.08	43.00	974.00	107.40	31.05	1.73
1099.94	43.00	806.00	90.60	28.21	1.61
1203.14	43.00	630.00	73.00	24.90	1.47
1305.48	43.00	491.00	59.10	21.93	1.35
1508.44	43.00	282.40	38.24	16.50	1.16
1737.20	43.00	147.80	24.78	11.74	1.06
1935.00	43.00	58.80	15.88	6.99	1.14
2193.00	43.00	10.00	11.00	0.00	0.00

Tabelle A.9.: Gemessenen Werte für die Messung bei 50 % Intensität und  $\lambda = 365$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 510,00$  mV, daraus folgt  $I_0 = (10,00 \pm 11,00)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-2,79 \times 10^{-2} \pm 9,92 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$5,96 \times 10^1 \pm 1,45$
$\chi^2$	6,55
Freiheitsgrade (dof)	8
$\chi^2/\text{dof}$	0,819
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$2136,20 \pm 92,03$

Tabelle A.10.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die Messung bei  $\lambda = 365$  nm mit 50% Intensität. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle ??.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
1.72	43.00	9200.00	930.00	95.91	4.85
430.86	43.00	5760.00	586.00	75.88	3.86
863.44	43.00	2939.00	303.90	54.20	2.80
1114.99	43.00	1806.00	190.60	42.48	2.24
1286.99	43.00	1172.00	127.20	34.21	1.86
1420.72	43.00	823.00	92.30	28.66	1.61
1567.35	43.00	549.00	64.90	23.40	1.39
1728.60	43.00	337.60	43.76	18.33	1.19
1947.90	43.00	111.60	21.16	10.49	1.01
2167.20	43.00	12.20	11.22	3.27	1.72
4386.00	43.00	1.50	10.15	0.00	0.00

Tabelle A.11.: Gemessenen Werte für die Messung bei maximaler Intensität und  $\lambda = 365$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 1020,00$  mV, daraus folgt  $I_0 = (1,50 \pm 10,15)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-4,00 \times 10^{-2} \pm 1,57 \times 10^{-3}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$8,76 \times 10^1 \pm 2,64$
$\chi^2$	11,74
Freiheitsgrade (dof)	8
$\chi^2/\text{dof}$	1,467
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$2190,00 \pm 108,37$

Tabelle A.12.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die Messung bei  $\lambda = 365$  nm mit maximaler Intensität. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.11.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	900.00	100.00	29.98	1.67
178.45	43.00	722.00	82.20	26.85	1.53
212.42	43.00	680.00	78.00	26.06	1.50
453.22	43.00	450.00	55.00	21.19	1.30
643.28	43.00	293.80	39.38	17.11	1.15
721.11	43.00	245.00	34.50	15.62	1.10
750.35	43.00	226.90	32.69	15.03	1.09
867.31	43.00	161.20	26.12	12.65	1.03
918.91	43.00	139.50	23.95	11.76	1.02
1063.82	43.00	86.10	18.61	9.22	1.01
1151.11	43.00	63.50	16.35	7.90	1.03
1245.28	43.00	45.80	14.58	6.69	1.09
1298.17	43.00	38.80	13.88	6.14	1.13
1517.47	43.00	14.80	11.48	3.70	1.55
1625.83	43.00	5.10	10.51	2.00	2.63
1763.00	43.00	1.10	10.11	0.00	0.00

Tabelle A.13.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei  $\lambda = 405$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 410,00$  mV, daraus folgt  $I_0 = (1,10 \pm 10,11)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-1,81 \times 10^{-2} \pm 5,50 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$2,90 \times 10^1 \pm 5,21 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	5,80
Freiheitsgrade (dof)	13
$\chi^2/\text{dof}$	0,446
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$1602,21 \pm 56,56$

Tabelle A.14.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei  $\lambda = 405$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.13.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	914.00	101.40	30.21	1.68
154.80	43.00	740.00	84.00	27.18	1.55
231.77	43.00	665.00	76.50	25.77	1.48
438.60	43.00	464.00	56.40	21.52	1.31
657.47	43.00	286.90	38.69	16.91	1.14
712.08	43.00	250.50	35.05	15.79	1.11
766.26	43.00	215.60	31.56	14.65	1.08
861.29	43.00	164.80	26.48	12.79	1.03
935.25	43.00	230.00	33.00	15.13	1.09
1092.63	43.00	78.80	17.88	8.81	1.01
1174.76	43.00	58.20	15.82	7.56	1.05
1259.90	43.00	24.80	12.48	4.87	1.28
1310.21	43.00	36.50	13.65	5.95	1.15
1484.79	43.00	17.60	11.76	4.06	1.45
1654.64	43.00	3.20	10.32	1.45	3.56
1741.50	43.00	1.10	10.11	0.00	0.00

Tabelle A.15.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei  $\lambda = 405$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 405,00$  mV, daraus folgt  $I_0 = (1,10 \pm 10,11)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-1,83 \times 10^{-2} \pm 8,30 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$2,95 \times 10^1 \pm 7,84 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	12,92
Freiheitsgrade (dof)	13
$\chi^2/\text{dof}$	0,994
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$1612,02 \pm 84,74$

Tabelle A.16.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei  $\lambda = 405$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.15.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	1107.00	120.70	33.26	1.81
133.73	43.00	901.00	100.10	30.01	1.67
376.25	43.00	537.00	63.70	23.16	1.38
572.76	43.00	313.10	41.31	17.68	1.17
654.03	43.00	236.90	33.69	15.37	1.10
827.75	43.00	126.60	22.66	11.22	1.01
978.25	43.00	68.50	16.85	8.24	1.02
1251.30	43.00	18.80	11.88	4.27	1.39
1440.07	43.00	1.90	10.19	1.14	4.47
1487.37	43.00	0.60	10.06	0.00	0.00

Tabelle A.17.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei  $\lambda = 463$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 1487,37$  mV, daraus folgt  $I_0 = (0,60 \pm 10,06)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-2,38 \times 10^{-2} \pm 1,22 \times 10^{-3}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$3,18 \times 10^1 \pm 9,47 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	6,31
Freiheitsgrade (dof)	7
$\chi^2/\text{dof}$	0,901
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$1336,13 \pm 79,21$

Tabelle A.18.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei  $\lambda = 463$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.17.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	1130.00	123.00	33.62	1.83
147.49	43.00	866.00	96.60	29.43	1.64
395.17	43.00	522.00	62.20	22.85	1.36
580.50	43.00	307.40	40.74	17.53	1.16
654.03	43.00	242.80	34.28	15.58	1.10
819.58	43.00	130.00	23.00	11.40	1.01
976.10	43.00	68.80	16.88	8.29	1.02
1235.82	43.00	21.10	12.11	4.59	1.32
1415.56	43.00	2.80	10.28	1.67	3.08
1502.42	43.00	0.01	10.00	0.00	0.00

Tabelle A.19.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei  $\lambda = 463$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 1502,42$  mV, daraus folgt  $I_0 = (0,01 \pm 10,00)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-2,36 \times 10^{-2} \pm 1,26 \times 10^{-3}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$3,18 \times 10^1 \pm 9,94 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	6,97
Freiheitsgrade (dof)	7
$\chi^2/\text{dof}$	0,995
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$1347,46 \pm 83,36$

Tabelle A.20.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei  $\lambda = 463$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.19.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	57.00	5.80	7.55	0.38
140.61	43.00	21.55	2.25	4.64	0.24
53.32	43.00	39.00	4.00	6.24	0.32
227.47	43.00	11.65	1.26	3.40	0.19
300.57	43.00	6.77	0.78	2.59	0.15
259.72	43.00	9.49	1.05	3.07	0.17
443.76	43.00	2.13	0.31	1.44	0.11
562.01	43.00	0.78	0.18	0.85	0.11
648.44	43.00	0.14	0.11	0.28	0.21
698.32	43.00	0.06	0.11	0.00	0.00

Tabelle A.21.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei  $\lambda = 546$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 698,32$  mV, daraus folgt  $I_0 = (0,06 \pm 0,11)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-9,06 \times 10^{-3} \pm 9,59 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$5,71 \pm 4,14 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	60,11
Freiheitsgrade (dof)	7
$\chi^2/\text{dof}$	8,587
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$630,24 \pm 80,86$

Tabelle A.22.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei  $\lambda = 546$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.21.



$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	53.90	5.49	7.34	0.37
124.70	43.00	24.44	2.54	4.94	0.26
39.13	43.00	42.30	4.33	6.50	0.33
219.30	43.00	12.06	1.31	3.47	0.19
265.31	43.00	8.74	0.97	2.96	0.16
308.74	43.00	6.45	0.74	2.54	0.15
434.30	43.00	2.42	0.34	1.56	0.11
553.41	43.00	0.82	0.18	0.91	0.10
648.44	43.00	0.18	0.12	0.43	0.14
682.41	43.00	0.00	0.10	0.00	0.00

Tabelle A.23.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei  $\lambda = 546$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 682,41$  mV, daraus folgt  $I_0 = (0,00 \pm 0,10)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-8,65 \times 10^{-3} \pm 9,51 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$5,60 \pm 4,28 \times 10^{-1}$
$\chi^2$	69,41
Freiheitsgrade (dof)	7
$\chi^2/\text{dof}$	9,915
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$647,40 \pm 86,69$

Tabelle A.24.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei  $\lambda = 546$  nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.23.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	6.44	0.74	2.54	0.15
46.01	43.00	4.06	0.51	2.01	0.13
92.88	43.00	2.88	0.39	1.70	0.11
133.73	43.00	2.17	0.32	1.47	0.11
170.28	43.00	1.69	0.27	1.30	0.10
236.07	43.00	1.17	0.22	1.08	0.10
267.03	43.00	0.83	0.18	0.91	0.10
315.19	43.00	0.56	0.16	0.75	0.10
353.46	43.00	0.40	0.14	0.63	0.11
515.14	43.00	0.00	0.10	0.00	0.00

Tabelle A.25.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei  $\lambda = 578$  nm. Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 515,14$  mV, daraus folgt  $I_0 = (0,00 \pm 0,10)$  pA.

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-4,81 \times 10^{-3} \pm 3,82 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$2,22 \pm 8,54 \times 10^{-2}$
$\chi^2$	8,54
Freiheitsgrade (dof)	7
$\chi^2/\text{dof}$	1,219
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$461,54 \pm 40,73$

Tabelle A.26.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei  $\lambda = 578 \text{ nm}$ . Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.25.

$U$ [mV]	$\Delta U$ [mV]	$I$ [pA]	$\Delta I$ [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]
2.15	43.00	5.65	0.67	2.37	0.14
43.86	43.00	4.06	0.51	2.01	0.13
101.48	43.00	2.77	0.38	1.66	0.11
127.28	43.00	2.25	0.33	1.49	0.11
170.28	43.00	1.70	0.27	1.29	0.10
217.15	43.00	1.23	0.22	1.10	0.10
261.44	43.00	0.84	0.18	0.91	0.10
299.28	43.00	0.64	0.16	0.78	0.10
357.76	43.00	0.38	0.14	0.59	0.12
501.38	43.00	0.02	0.10	0.00	0.00

Tabelle A.27.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei  $\lambda = 578 \text{ nm}$ . Die Sättigungsspannung liegt bei  $U_G = 501,38 \text{ mV}$ , daraus folgt  $I_0 = (0,02 \pm 0,10) \text{ pA}$ .

Parameter	Wert
Steigung $m$ [ $\sqrt{\text{pA}}/\text{mV}$ ]	$-4,77 \times 10^{-3} \pm 2,95 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt $b$ [ $\sqrt{\text{pA}}$ ]	$2,18 \pm 6,37 \times 10^{-2}$
$\chi^2$	4,80
Freiheitsgrade (dof)	7
$\chi^2/\text{dof}$	0,685
Abbremsspannung $U_0$ [mV]	$457,02 \pm 31,26$

Tabelle A.28.: Ergebnisse des gewichteten linearen  $\chi^2$ -Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.27.

## Balmer-Serie

Spektrallinie Hg							
$\omega_B$ [°]	$\Delta\omega_B$ [°]	Spektrallinien	$\omega_G$ [°]	$\Delta\omega_G$ [°]	Farbe	Dicke $d$ [Skt]	$\Delta d$ [Skt]
145,0	0,5		48,0	0,5	violett	4	1
145,0	0,5		49,0	0,5	violett	2	1
145,0	0,5		49,5	0,5	violett	2	1
145,0	0,5		50,5	0,5	violett/blau	3	1
145,0	0,5		51,0	0,5	violett/blau	3	1
145,0	0,5		51,0	0,5	blau	4	1
145,0	0,5		55,5	0,5	türkis	1	0,1
145,0	0,5		61,0	0,5	grün	3	1
145,0	0,5		64,0	0,5	gelb	5	1
145,0	0,5		64,5	0,5	gelb	5	1
145,0	0,5		69,0	0,5	rot	5	1
135,0	0,5		68,0	0,5	grün	8	1
135,0	0,5		71,0	0,5	gelb	10	1
135,0	0,5		71,5	0,5	gelb	11	1
155,0	0,5		61,0	0,5	rot	1	0,1
155,0	0,5		61,5	0,5	rot	1	0,1
155,0	0,5		62,5	0,5	rot	2	1

Tabelle A.29.: Spektrallinien der Hg-Dampfampe 1. Ordnung, gemessen an den Winkelpositionen und beobachteter Farbe. Hierbei ist  $d$  die Dicke der Spektrallinien (in Strichpunkten),  $\omega_B$  der Winkel der optischen Bank und  $\omega_G$  der Winkel des Gitters.

Spektrallinie H/Deuterium							
$\omega_B$ [°]	$\Delta\omega_B$ [°]	Spektrallinien	$\omega_G$ [°]	$\Delta\omega_G$ [°]	Farbe	$d$ [Skt]	$\Delta d$ [Skt]
145,0	0,5		51,0	0,5	violett	3	1
145,0	0,5		55,5	0,5	türkis	1	0,1
155,0	0,5		61,5	0,5	rot	1	0,1

Tabelle A.30.: Spektrallinien der H/Deuterium-Lampe in erster Ordnung. Hierbei ist  $d$  die Dicke der Spektrallinien (in Strichpunkten),  $\omega_B$  der Winkel der Blende und  $\omega_G$  der Beugungswinkel.