

V500: Der Photoeffekt

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

Durchführung: 13. Juni 2017
Abgabe: 20. Juni 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
2	Durchführung	3
2.1	Versuchsaufbau	3
2.2	Versuchsdurchführung	4
3	Auswertung	5
3.1	Bestimmung der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials	5
3.2	Betrachtung der 578 nm Kennlinie	7
4	Diskussion	9
	Literatur	10

1 Theorie

Der Photoeffekt beschreibt die Auslösung von Elektronen aus Metalloberflächen durch das Einwirken von Licht. Dabei spielt die Natur des Lichtes eine Rolle. Einige Phänomene, wie Beugung und Interferenz, lassen auf eine Wellennatur des Lichtes schließen, während zum Beispiel der Compton-Effekt oder eben der Photoeffekt nicht mit dem Wellenmodell zu vereinbaren sind. Um dieses Dilemma zu lösen, wird die Quantenelektrodynamik genutzt. Diese enthält das Korpuskel- und Wellenmodell als Grenzfälle. Bei einer großen Anzahl von Photonen lässt sich das Wellenmodell gut verwenden, bei allen Wechselwirkungen von Licht mit Materie das Korpuskelmodell.

In Abbildung 1 ist der schematische Aufbau zur Untersuchung des Photoeffekts abgebildet. Dabei fällt monochromatisches Licht in einer Vakuumröhre auf eine als Pho-

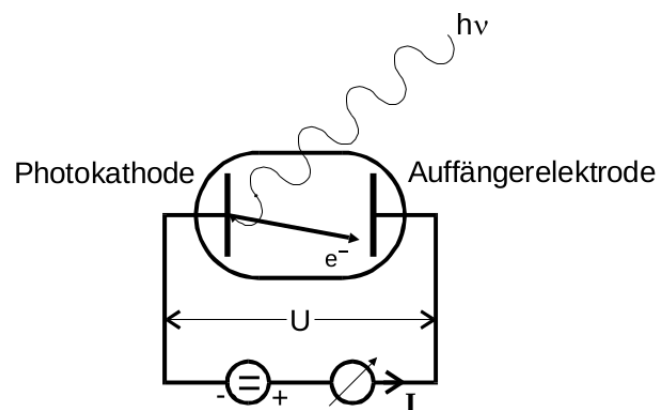


Abbildung 1: Schema des Versuchsaufbaus zur Untersuchung des Photoeffekts.
[Dor17]

tokathode bezeichnete Elektrode. Ihr gegenüber liegt eine Elektrode, die ein positives Potential gegenüber der anderen Elektrode besitzt. Diese nennt man Auffängerelektrode. Folgende Ergebnisse lassen sich aus diesem Aufbau gewinnen:

- Es besteht ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Zahl der pro Zeiteinheit ausgelösten Elektronen und der Lichtintensität.
- Die Energie der ausgelösten Elektronen ist proportional zur Frequenz des einfallenden Lichts, aber unabhängig von der Intensität.
- Es existiert eine Grenzfrequenz, unterhalb jener kein Photoeffekt auftritt.

All diese Erkenntnisse widersprechen der Wellennatur des Lichts, so müsste auch bei rotem (sehr langwelligem) Licht nach genügend langer Einstrahlung ein Photoeffekt auftreten, d.h es gäbe keine Grenzfrequenz. Weiterhin wären die Energie der Photoelektronen, also die Elektronen, die mittels Photonenbeschuss aus dem Metall gelöst wurden, abhängig von der Lichtintensität. Nimmt man stattdessen das Korpuskelmodell als gegeben

an, dann lassen sich alle experimentellen Resultate auf theoretischer Basis bestätigen. Im Einzelnen bedeutet dies:

- Monochromatisches Licht mit der Frequenz ν besteht aus sich gradlinig bewegenden Photonen, die alle die Energie $E = h\nu$ besitzen.
- Beim Aufprall auf ein Elektron übrägt ein Photon eine Energie auf jenes Elektron. Diese spaltet sich nach

$$h\nu = A_k + E_{\text{kin}} \quad (1)$$

auf. Dabei ist A_k die Austrittsarbeit, die nötig ist, damit das Elektron den Potentialtopf des Metallgitters verlassen kann und E_{kin} die kinetische Energie des Elektrons nach dem Stoß. Mit (1) folgt, dass im Fall $h\nu < A_k$ kein Photoeffekt auftreten kann. Somit lässt sich das Auftreten einer Grenzfrequenz erklären.

- Die Lichtintensität verhält sich proportional zur Zahl der Photonen pro Zeit- und Raumwinkeleinheit.

Um die kinetische Energie der schnellsten Elektronen zu berechnen, wird die Gegenfeldmethode¹ verwendet. Dabei endet der Elektronenfluss von Kathode zu Anode, falls

$$e_0 U_g = \frac{1}{2} m_0 v_{\text{max}}^2 \quad (2)$$

gilt. Dabei ist v_{max} die Geschwindigkeit der schnellsten Elektronen und e_0 und m_0 die Elementarladung bzw. die Ruhemasse des Elektrons. Aus (1) und (2) folgt

$$h\nu = e_0 U_g + A_k. \quad (3)$$

Aus (3) lässt sich also das Verhältnis von Wirkungsquantum h zu Elementarladung e_0 mithilfe einer Messreihe von U in Abhängigkeit von ν bestimmen.

Im Versuch ergibt sich allerdings das Problem, dass der Photostrom nicht abrupt bei $U = U_g$ abfällt, sondern wie in Abbildung 2 sich der Grenzspannung annähert. Dies lässt

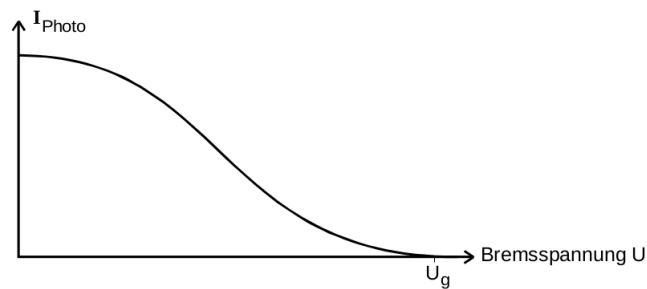


Abbildung 2: Der Photostrom in Abhängigkeit von der Bremsspannung. [Dor17]

sich dadurch erklären, dass die Elektronen, die durch die Photonen ausgelöst werden,

¹Näheres in Kapitel 2.1

nicht alle die gleiche Energie besitzen, da schon die Elektronen im Metall nicht alle monoenergetisch sind. Die Energieverteilung im Festkörper wird durch die Fermi-Dirac Statistik festgelegt. Diese besagt, dass die Energie der Elektronen zwischen 0 und der materialabhängigen Fermi-Energie ξ variiert. Es lässt sich zeigen, dass zwischen dem Photostrom und der Bremsspannung die Beziehung

$$I_{\text{ph}} \approx U^2$$

gilt.

Ein weiteres Problem ergibt sich, wenn die Austrittsarbeit der Anode A_a sehr groß ist. Falls also $A_k < h\nu < A_a$ gilt, dann ist zwar der Photoeffekt theoretisch möglich, aber es tritt kein Photostrom auf, da die Energie der Elektronen nicht ausreicht, um die Austrittsarbeit der Anode zu überwinden. Aus diesem Grund muss eine Beschleuniger-Spannung U_b angelegt werden, damit ein Photostrom auftritt. Dann gilt

$$h\nu + e_0 U_b \geq A_a .$$

2 Durchführung

2.1 Versuchsaufbau

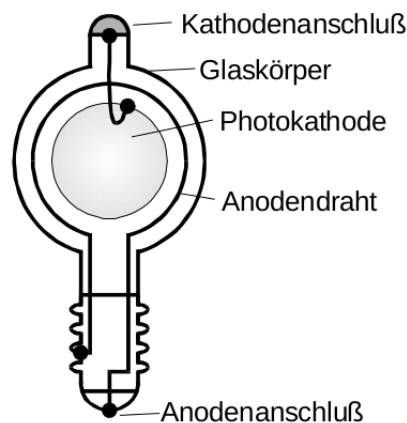


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der Photozelle. [Dor17]

In Abbildung 3 ist der Aufbau der im Versuch verwendeten Photozelle zu sehen. Diese besteht äußerlich aus einem evakuierten Glaskörper. Die Kathode wird realisiert durch eine aufgedampfte Metall- oder Legierungsschicht, die Anode durch einen kreisförmigen Draht, der parallel zur Kathode angebracht ist.

Um mit monochromatischem, aber verschieden langem Licht zu arbeiten, wird der in Abbildung 4 dargestellte Aufbau verwendet. Durch Aufspaltung des Lichts am Geradsichtprisma erhält man Spektrallinien, die monochromatisch sind. Somit wird durch

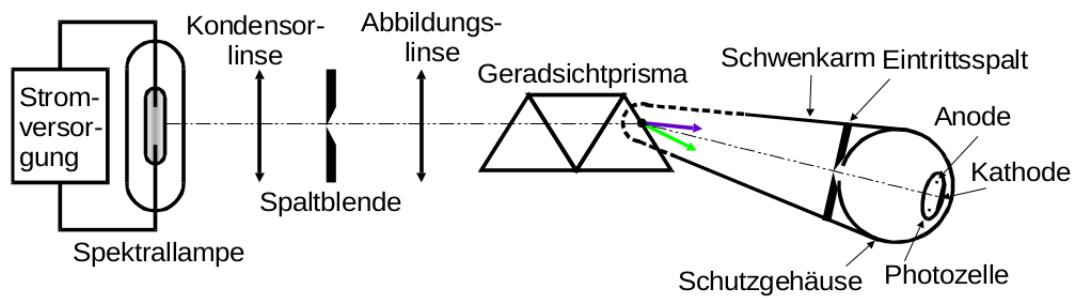


Abbildung 4: Aufbau zur Aufspaltung des verwendeten Lichts. [Dor17]

Schwenken des Schutzgehäuses erreicht, dass die Photokathode mit Licht mit unterschiedlicher Wellenlänge λ bestrahlt wird.

Um die Energie der ausgelösten Elektronen zu bestimmen, wird das Schaltbild aus Abbildung 5 verwendet. Dies ist die sogenannte Gegenfeldmethode. Zwischen Kathode und

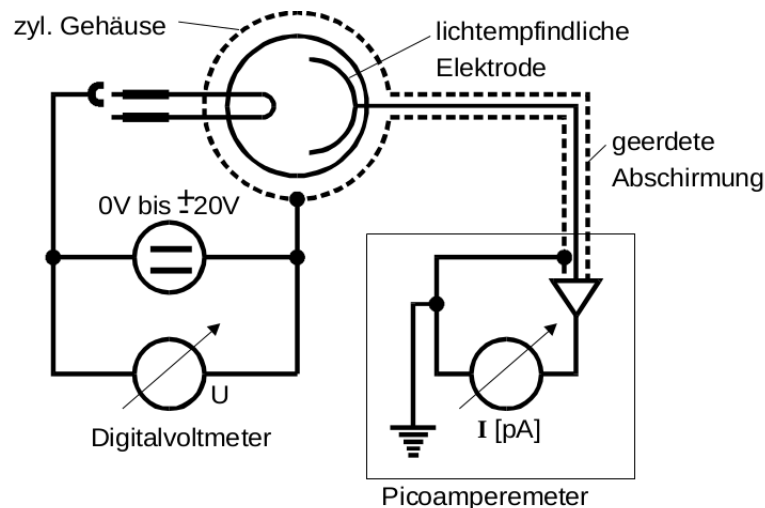


Abbildung 5: Schaltbild zur Untersuchung der Energie der ausgelösten Elektronen. [Dor17]

Anode wird eine variable Spannung U angelegt, die umpolbar ist. Mit dem Picoampere-meter lässt sich dann der Photostrom messen.

2.2 Versuchsdurchführung

Für fünf verschiedene Wellenlängen wird der Photostrom in Abhängigkeit von der Gegen-spannung U gemessen. Es werden pro Wellenlänge zehn Messwerte aufgenommen. Dabei wird bei besonders langwelligem Licht teilweise eine Beschleunigerspannung angelegt, um die Grenzspannung U_g zu erreichen. Danach wird für die Wellenlänge $\lambda = 578 \text{ nm}$

eine Kennlinie aufgenommen. Dazu wird die Spannung im Bereich $-20\text{ V} \leq U \leq 20\text{ V}$ variiert und dabei der Photostrom aufgenommen.

3 Auswertung

3.1 Bestimmung der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials

Tabelle 1: Messwerte für die einzelnen Spektrallinien. Spannungen mit positiven Vorzeichen sind Beschleunigungsspannungen, solche mit negativem Vorzeichen Bremsspannungen.

(a) Orange		(b) Grün		(c) Violett 1		(d) Violett 2		(e) Violett 3	
U_g/V	I/nA	U_g/V	I/nA	U_g/V	I/nA	U_g/V	I/nA	U_g/V	I/nA
0.20	0.040	0.10	0.135	0.00	0.110	0.00	0.070	0.00	0.012
0.15	0.032	0.05	0.115	-0.05	0.095	-0.05	0.062	-0.05	0.010
0.10	0.028	0.00	0.095	-0.10	0.085	-0.10	0.054	-0.10	0.010
0.05	0.022	-0.05	0.080	-0.15	0.070	-0.15	0.048	-0.15	0.009
0.00	0.018	-0.10	0.065	-0.20	0.060	-0.20	0.042	-0.20	0.008
-0.05	0.014	-0.15	0.050	-0.25	0.050	-0.25	0.035	-0.25	0.007
-0.10	0.010	-0.20	0.035	-0.30	0.035	-0.30	0.030	-0.30	0.006
-0.15	0.008	-0.25	0.025	-0.35	0.025	-0.35	0.024	-0.35	0.006
-0.20	0.004	-0.30	0.015	-0.40	0.015	-0.40	0.018	-0.40	0.005
-0.25	0.003	-0.35	0.005	-0.45	0.005	-0.45	0.016	-0.45	0.004
-0.30	0.002	-0.40	0.000	-0.50	0.000	-0.50	0.010	-0.50	0.004
-0.35	0.000					-0.55	0.007	-0.55	0.004
						-0.60	0.004	-0.60	0.003
						-0.65	0.002	-0.65	0.003
						-0.70	0.000	-0.70	0.002
								-0.75	0.001
								-0.80	0.001
								-0.85	0.000

Die Messwerte sind in Tabelle 1 aufgetragen. In Abbildung 6 sind die Werte für U_g gegen die Wurzel des Photostroms aufgetragen. Eine Regression in CURVE-FIT aus dem PYTHON-Paket SCIPY.OPTIMIZE mit einer Funktion:

$$\sqrt{I} = mU + n$$

liefert die in Tabelle 2 dargestellten Werte für die Grenzspannung U_G . Diese bestimmt sich aus dem Schnittpunkt der Regression mit der U -Achse, also zu

$$U_G = -\frac{n}{m}.$$

Die resultierenden Fehler berechnen sich aus der GAUSSSCHEN-Fehlerfortpflanzung. Auf-

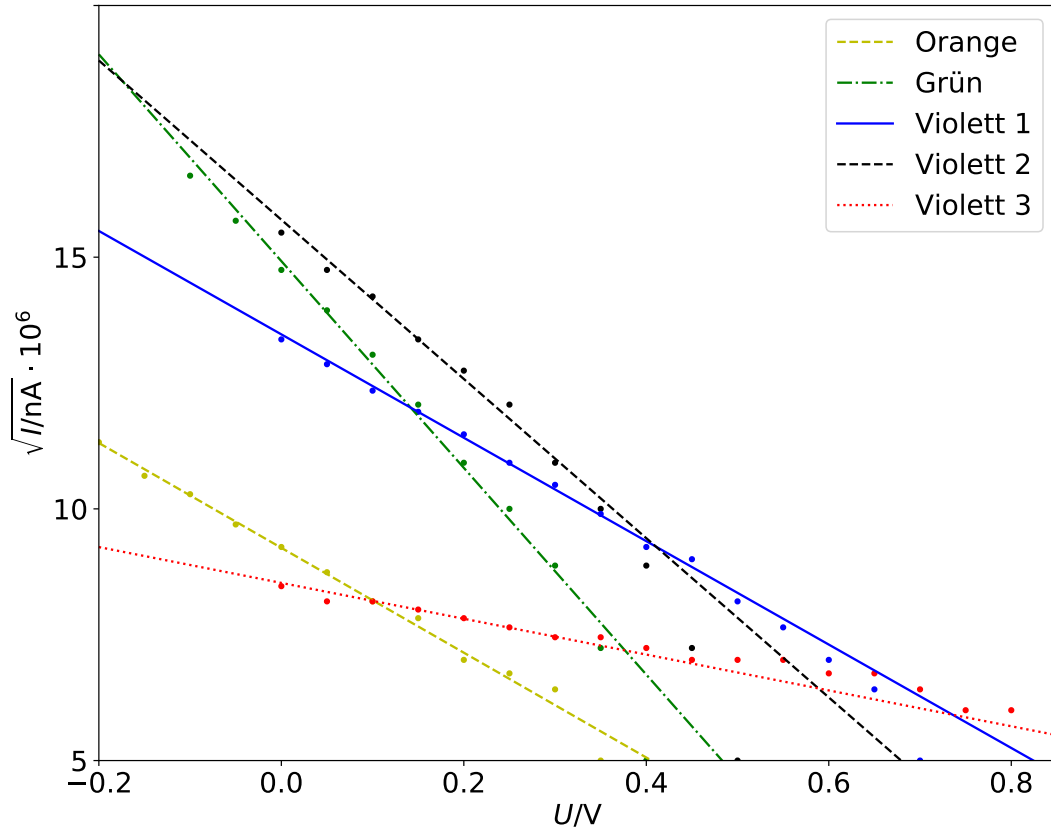


Abbildung 6: Gegeneinander Auftragen der Messwerte mit Regression für die einzelnen Spektrallinien.

tragen der Grenzspannungen gegen die jeweiligen nach

$$\eta = \frac{c}{\lambda}$$

mit Vakuumlichtgeschwindigkeit c bestimmten Frequenzen liefert Abbildung 7. Eine erneute, in diesem Fall jedoch unter Berücksichtigung der Fehler durchgeführte, lineare Regression durch die Werte gibt für die Steigung (h/e) sowie den y-Achsenabschnitt (Austrittsarbeit A_A normiert auf e):

$$\begin{aligned} h/e &= (2.45 \pm 0.26) \cdot 10^{-15} \text{ J s C}^{-1} \\ |A_A| &= (0.86 \pm 0.15) \text{ eV.} \end{aligned}$$

Die Fehler berechnen sich wieder aus der GAUSSSCHEN-Fehlerfortpflanzung.

Tabelle 2: Für die Grenzspannung bestimmte Werte.

λ/nm	U_g/V
579 (Orange)	0.406 ± 0.011
546 (Grün)	0.483 ± 0.017
436 (Violett 1)	0.679 ± 0.034
434 (Violett 2)	0.824 ± 0.027
405 (Violett 3)	0.991 ± 0.022

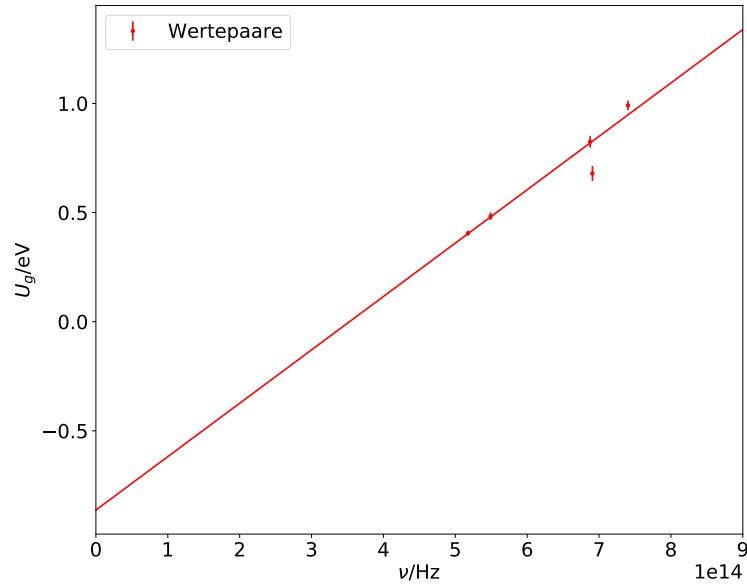
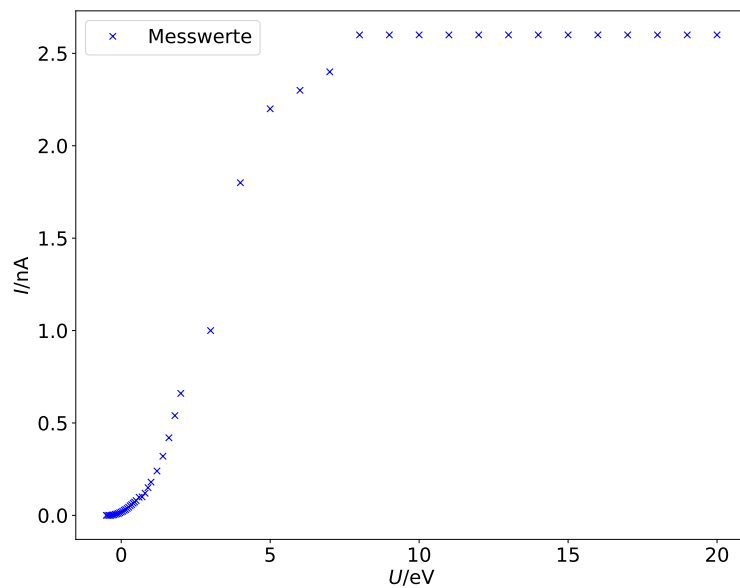


Abbildung 7: Auftragen der Gegenspannung gegen die Lichtfrequenz mit Regression und Fehler.

3.2 Betrachtung der 578 nm Kennlinie

Die Messwerte sind in Tabelle 8b dargestellt. In Abbildung 8a findet sich die daraus resultierende Grafik. Auffällig ist der sich einstellende Sättigungsstrom, dieser resultiert daraus, dass bei ausreichend hohen Beschleunigungsspannungen alle Elektronen die Anode erreichen, da die Anzahl der ausgelösten Elektronen nur proportional zur Lichtintensität, jedoch nicht zur Beschleunigungsspannung ist. Desweiteren kann bei hohen Lichtintensitäten ein entgegengesetzter Strom auftreten. Dieser wird durch die thermische Emission von Elektronen aus dem Kathodenmaterial erzeugt, welches bereits bei geringen Temperaturen verdampft.



(a) Kennlinie

U_g/V	I/nA	U_g/V	I/nA
-0.50	0.000	1.00	0.180
-0.45	0.000	1.20	0.240
-0.40	0.000	1.40	0.320
-0.35	0.000	1.60	0.420
-0.30	0.002	1.80	0.540
-0.25	0.003	2.00	0.660
-0.20	0.006	3	1.0
-0.15	0.008	4	1.8
-0.10	0.010	5	2.2
-0.05	0.014	6	2.3
-0.00	0.018	7	2.4
0.05	0.022	8	2.6
0.10	0.028	9	2.6
0.15	0.032	10	2.6
0.20	0.038	11	2.6
0.25	0.044	12	2.6
0.30	0.052	13	2.6
0.35	0.058	14	2.6
0.40	0.066	15	2.6
0.45	0.072	16	2.6
0.50	0.080	17	2.6
0.60	0.098	18	2.6
0.70	0.100	19	2.6
0.80	0.120	20	2.6
0.90	0.150		

(b) Messwerte

Abbildung 8: Kennlinie der Photokathode für die 578 nm Spektrallinie der Hg-Dampflampe.

4 Diskussion

Aus den in PYTHON-SCIPY implementierten Literaturwerten für h und e folgt als Vergleichswert:

$$(h/e)_{\text{theo}} = 4.14 \cdot 10^{-15} \text{ J s C}^{-1}.$$

Zum bestimmten Wert von $(2.45 \pm 0.26) \cdot 10^{-15} \text{ J s C}^{-1}$ zeigt sich eine relative Abweichung von ca. 40.8 %. Da jedoch die Größenordnung des Theoriewertes bei dieser Präzisionsmessung erreicht werden konnte, kann dennoch von einem erfolgreichen Experiment gesprochen werden. Die Fehler resultieren vermutlich aus Problemen mit dem Versuchsaufbau. So konnte für viele Linien nur dann ein Messwert aufgenommen werden, wenn die Photokathode gedreht wurde oder der Abstand zwischen Kathode und Prisma stark verändert wurde. Dadurch waren gerade für die schwächeren Linien nur geringe Einstrahlungsintensitäten und damit Anodenströme zu erreichen, sodass davon ausgegangen werden muss, dass es zu Fehlern in den Grenzspannungen kommt. Auch ist das Anodenmaterial nicht bekannt, daher kann hier kein Vergleich vorgenommen werden. Austrittsarbeiten für Metalle liegen jedoch meist im Bereich einiger eV, der relative Fehler deckt sich somit in etwa mit dem von h/e .

Literatur

- [Dor17] TU Dortmund. *V500: Der Photoeffekt*. 8. Juni 2017. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V500.pdf>.