

V500

Der Photoeffekt

Katharina Popp
katharina.popp@tu-dortmund.de

Nicolai Weitkemper
nicolai.weitkemper@tu-dortmund.de

Durchführung: 20.04.2021

Abgabe: 27.04.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Das grundsätzliche Prinzip des Photoeffekts	3
2.2	Experimentelle Messung des Photoeffektes mit der Gegenfeldmethode . .	4
3	Durchführung	6
4	Auswertung	8
4.1	Bestimmung der Grenzspannung für verschiedene Wellenlängen	8
4.2	Bestimmung von $\frac{h}{e}$ und der Austrittsarbeit	14
4.3	Nähere Betrachtung des Photostroms gelben Lichts	15
5	Diskussion	19
5.1	Abweichungen	19
5.2	Mögliche Fehlerquellen	19
	Literatur	20

1 Zielsetzung

Im folgenden Versuch sollen mithilfe des Photoeffekts die Zusammenhänge zwischen der Frequenz des Lichts und der Energie der Elektronen untersucht werden, sowie die Abhängigkeit des resultierenden Photostroms von der Stärke des angelegten Gegenfeldes.

2 Theorie

2.1 Das grundsätzliche Prinzip des Photoeffekts

Licht hat zwei unterschiedliche Erscheinungsformen: Zum einen das Wellenbild, welches Phänomene wie Beugung und Interferenz erklärt, zum anderen das korpuskulare Modell, also das Teilchenmodell, mit dem sich der Compton-Effekt, die Paarbildung und der Photoeffekt erklären lassen.

Abhängig vom Versuch ist also entweder das Wellen- oder das Teilchenbild eine gute Betrachtungsweise. Für den Photoeffekt ist das Teilchenbild des Lichts entscheidend, da die Wechselwirkung von Photonen mit Materie untersucht wird.

Der grundlegende Aufbau zur Messung des Photoeffektes ist in Abbildung 1 gezeigt.

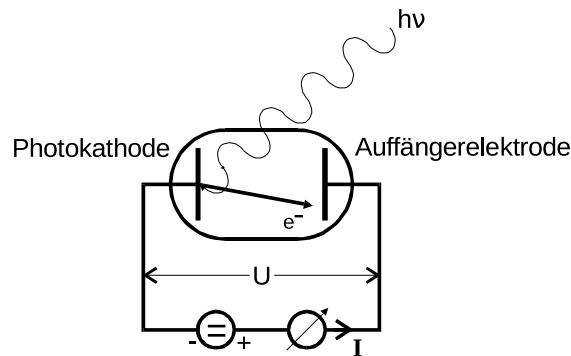


Abbildung 1: Grundlegender Aufbau zur Messung des Photoeffektes. [3]

Im Vakuum wird eine negativ geladene Photokathode mit monochromatischem Licht aus einer Quelle bestrahlt. Das Licht besteht nach dem Teilchenmodell aus Photonen, oder auch Lichtquanten genannt, die eine diskrete Energie E_{Ph} besitzen. Wenn die Photonen auf die Photokathode treffen, können sie, sofern ihre Energie groß genug ist, Elektronen aus dem Material der Photokathode herauslösen. Wenn E_{Ph} größer als die Austrittsarbeit A_K der Elektronen ist, wird die zusätzlich übertragene Energie in kinetische Energie E_{kin} der Elektronen umgewandelt

$$E_{\text{Ph}} = h\nu = A_K + E_{\text{kin}} . \quad (1)$$

Mit h wird das Plancksche Wirkungsquantum bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen der Frequenz ν und der Wellenlänge λ ist durch

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

gegeben, mit der Lichtgeschwindigkeit $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s. Die Elektronen bewegen sich zu einer positiv geladenen Anode, an welcher der Strom der herausgelösten Elektronen als sogenannter Photostrom zu messen ist. Wenn E_{Ph} kleiner als A_K ist, können die Elektronen nicht herausgelöst werden; es existiert also eine Grenzfrequenz, ab der der Photoeffekt erst möglich ist. Zusätzlich gilt, dass die Lichtintensität proportional zur Anzahl der Photonen pro Zeit- und Raumwinkel ist. Außerdem kann pro Photon nur ein Elektron herausgelöst werden, woraus folgt, dass die Anzahl der pro Zeit herausgelösten Elektronen proportional zur Lichtintensität ist. Aus Gleichung 1 folgt, dass die kinetische Energie der Elektronen abhängig von der Frequenz ν des Lichts ist, mit dem die Photokathode bestrahlt wird.

2.2 Experimentelle Messung des Photoeffektes mit der Gegenfeldmethode

Zur Untersuchung des Photoeffektes wird die sogenannte Gegenfeldmethode verwendet. Dazu wird ein variables Potential U zwischen Photokathode und Anode (siehe Abbildung 1) angelegt, welches dazu führt, dass die herausgelösten Elektronen durch ein gegengerichtetes elektrisches Feld abgebremst werden. Dies sorgt dafür, dass der gemessene Photostrom kleiner wird, da nur noch Elektronen, deren Energie ausreicht, um das Feld zu überwinden, auf der Anode auftreffen. Der Photostrom verschwindet, wenn

$$eU_g = \frac{1}{2}m_0v_{\text{max}}^2 \quad (2)$$

gilt, also auch die Elektronen mit der größten Geschwindigkeit v_{max} bei einer Grenz-Gegenspannung U_g die Kathode nicht mehr erreichen. Dabei ist e die Elementarladung der Elektronen und m_0 ihre Ruhemasse. Mit einem Gegenfeld lässt sich die Energiebilanz aus Gleichung 1 anders lesen. Die auf ein Elektron übertragene Energie teilt sich dann in Austrittsarbeit A_K und Arbeit im Gegenfeld $E_{\text{kin}} \geq eU_g$ auf:

$$E_{\text{Ph}} = h\nu = A_K + eU_g \quad (3)$$

Der Photostrom fällt bei steigender Gegenspannung U allerdings nicht sofort ab, wie in Abbildung 2 gezeigt, was daran liegt, dass die Elektronen im Material verschiedene Energieniveaus besitzen und daher verschiedenenergetisch sind, wenn sie aus der Photokathode herausgelöst werden.

Die Energieverteilung der Elektronen im Material kann mit der Fermi-Dirac-Statistik erläutert werden. Sie besagt, dass sich die Energie der Elektronen auf einem Intervall von 0 bis zu einer Fermi-Energie ζ beschreiben lässt. Die obere Grenze ζ ist materialabhängig.

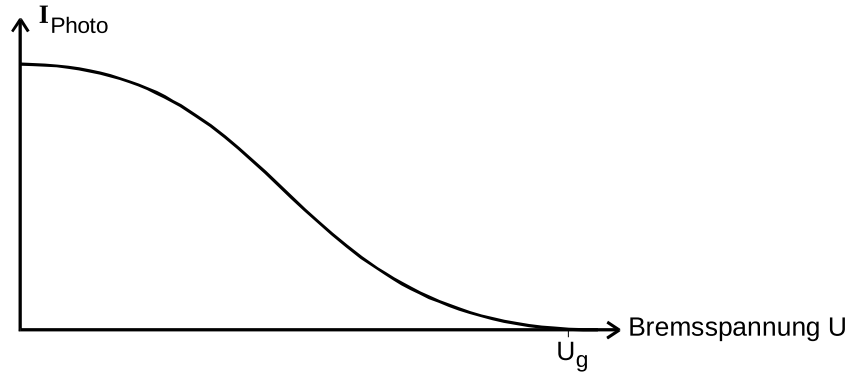


Abbildung 2: Verlauf des Photostroms bei steigender Gegenspannung. [3]

Die herausgelösten Elektronen haben teilweise also eine Energie, die größer als $h\nu - A_K$ ist.

Für den Photostrom ergibt sich der Zusammenhang

$$I_{\text{Ph}} \propto U^2 . \quad (4)$$

In einem Diagramm von $\sqrt{I_{\text{Ph}}}$ gegen U bildet U_g die Nullstelle (siehe Abbildung 2).

Zusätzlich muss in manchen Fällen eine Beschleunigungsspannung U_b angelegt werden, damit ein Photostrom entsteht und

$$h\nu + eU_b \geq A_A \quad (5)$$

ist. Die Energie der Elektronen, welche sich aus $E_{\text{Ph}} = h\nu$ und der elektrischen Energie eU_b zusammensetzt, muss größer als die Austrittsarbeit A_A der Anode sein, damit die Elektronen auf die Anode treffen.

3 Durchführung

Für die Durchführung des Versuches ist der folgende Aufbau gegeben.

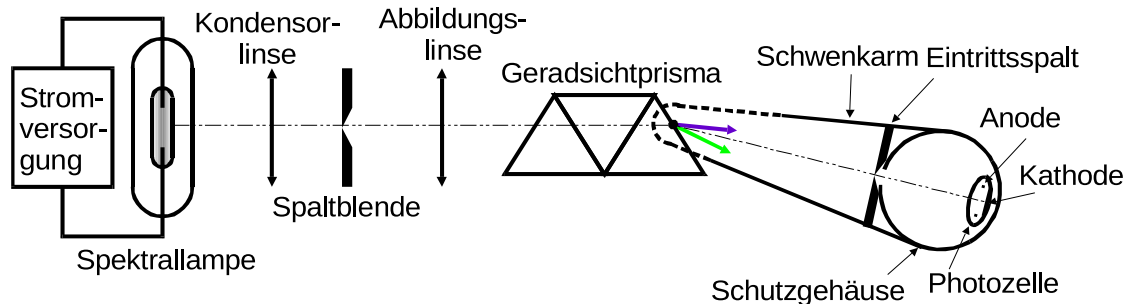


Abbildung 3: Der Gesamtaufbau des Versuches. [3]

Das Licht wird mithilfe einer Spektrallampe erzeugt, in diesem Fall einer Quecksilberdampf Lampe, welche möglichst wenig an- und ausgeschaltet werden sollte. Der Lichtstrahl wird mithilfe einer Kondensorlinse und einer Spaltblende gebündelt. Die Abbildungslinse beeinflusst die Form des Lichtstrahls und passt sie der Spaltblende an. Mithilfe des Prismas wird das Licht in seine verschiedenen Wellenlängen aufgespalten, sodass nur ein schmaler Wellenlängenbereich auf die Photokathode trifft, wobei die verwendete Photozelle der in Abbildung 4 dargestellten entspricht. Das aufgespaltene Licht kann auf einem Leuchtschirm oder einem Blatt Papier, welches vor die Photozelle gehalten wird, sichtbar gemacht werden.

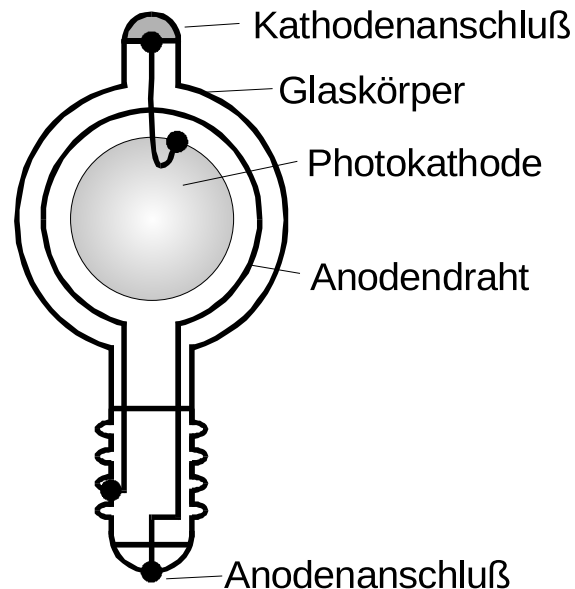


Abbildung 4: Schematische Darstellung der verwendeten Photozelle. [3]

Zur Messung des Photostroms ist die Apparatur in der folgenden Abbildung 5 gegeben.

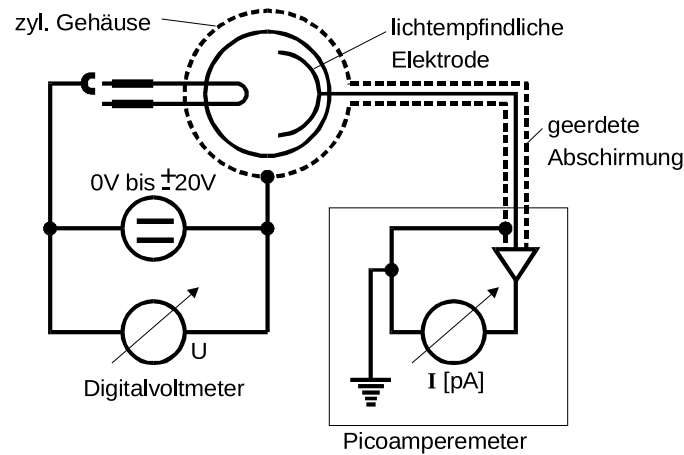


Abbildung 5: Schaltbild zur Messung des Photostroms I_{Ph} und Aufbau einer Spannung U . [3]

Zu Beginn der Messung wird der sogenannte Dunkelstrom gemessen, also der Strom, der durch Umgebungslicht erzeugt wird. Dazu wird das Prisma verdeckt, indem ein Gegenstand zwischen Prisma und Photozelle gehalten wird, und der Strom auf dem Messgerät abgelesen.

Anschließend werden die optischen Instrumente so eingestellt, dass sich ein möglichst scharfes Bild der einzelnen Linien ergibt.

Es werden nun nacheinander verschiedene Linien des aufgespaltenen Lichts auf den Eingang der Photozelle gerichtet, wozu der Schwenkarm verwendet wird. Dabei muss darauf geachtet werden, dass das empfindliche Koaxialkabel, über welches die Photozelle mit dem Strommessgerät verbunden ist, nicht zu stark bewegt wird. Für etwa drei bis vier Linien wird in einem Intervall von -5 V , also einer beschleunigenden Spannung, bis 5 V , einer bremsenden Spannung, der Wert für den Photostrom I_{Ph} gemessen.

Für die gelbe Linie mit der Wellenlänge $\lambda = 578 \text{ nm}$ wird zusätzlich ein größerer Bereich von -20 V bis 20 V gemessen.

Zwischen den Messungen der Linien muss gegebenenfalls das Bild erneut scharf gestellt werden.

4 Auswertung

Im Folgenden sollen die Grenzspannung für verschiedene Wellenlängen bestimmt werden, um daraus auf $\frac{h}{e}$ und Austrittsarbeit A_K zu schließen. Außerdem wird am Beispiel des Photostroms gelben Lichts auf Charakteristika der Spannungs-Strom-Kurve wie Sättigungseffekte eingegangen.

4.1 Bestimmung der Grenzspannung für verschiedene Wellenlängen

Aus dem in Gleichung 4 beschriebenen Zusammenhang folgt, dass $\sqrt{I_{\text{ph}}} \propto U$ ist. Um die Grenzspannung über eine Regressionsgerade zu bestimmen, wird daher $\sqrt{I_{\text{ph}}}$ gegen U aufgetragen und der Achsenabschnitt U_g der Ausgleichsgerade

$$\sqrt{I} = aU + b$$

gemäß

$$U_g = -\frac{a}{b}$$

berechnet. Die nachstehenden Plots visualisieren dieses Vorgehen für die verschiedenen Wellenlängen. Dargestellt ist jedoch nur der zu betrachtende lineare Abschnitt. Die vollständigen Daten finden sich in den jeweiligen Tabellen (1, 2, 3, 4).

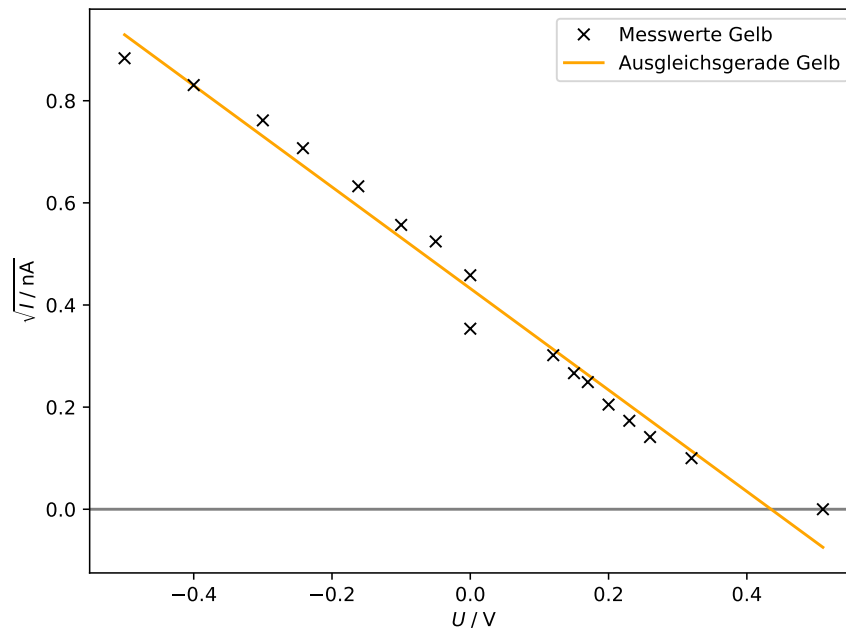


Abbildung 6: Die Wurzel des Photostroms und ihre Ausgleichsgerade für gelbes Licht, aufgetragen gegen die Spannung.

Tabelle 1: Messreihe für gelbes Licht (hier wurde ein größerer Spannungsbereich gemessen; siehe Unterabschnitt 4.2).

U_g / V	I / nA
−19,14	4,380
−17,50	4,300
−15,00	4,090
−12,50	4,000
−10,00	3,800
−5,00	3,000
−2,50	2,050
−1,00	1,100
−0,60	0,900
−0,50	0,780
−0,40	0,690
−0,30	0,580
−0,24	0,500
−0,16	0,400
−0,10	0,310
−0,05	0,275
0,00	0,125
0,00	0,210
0,12	0,091
0,15	0,071
0,17	0,062
0,20	0,042
0,23	0,030
0,26	0,020
0,32	0,010
0,51	0,000
0,60	0,000
1,00	−0,001
1,75	−0,002
2,50	−0,002
5,00	−0,002
10,00	−0,002
15,00	−0,002
19,04	−0,002

Tabelle 2: Messreihe für grünes Licht.

U_g / V	I / nA
−5,00	6,800
−4,00	6,150
−3,00	5,200
−2,50	4,650
−2,00	3,900
−1,50	3,300
−1,00	2,550
−0,50	1,700
0,00	0,550
0,17	0,265
0,20	0,235
0,25	0,155
0,30	0,097
0,33	0,072
0,35	0,058
0,37	0,047
0,40	0,033
0,45	0,019
0,50	0,009
0,55	0,004
0,60	0,000

Tabelle 3: Messreihe für violettes Licht.

U_g / V	I / nA
−5,00	10,050
−4,00	9,200
−3,00	7,400
−2,50	6,600
−2,00	5,450
−1,50	4,300
−1,00	3,200
−0,50	2,225
−0,40	2,000
0,00	1,200
0,00	1,250
0,10	1,025
0,20	0,865
0,30	0,680
0,40	0,540
0,50	0,360
0,60	0,250
0,70	0,150
0,75	0,115
0,80	0,084
0,85	0,063
0,90	0,042
1,00	0,000

Tabelle 4: Messreihe für ultraviolettes Licht.

U_g / V	I / nA
−5,00	6,800
−4,00	5,800
−3,50	5,250
−3,00	4,200
−2,50	3,700
−2,00	2,800
−1,00	1,590
−0,50	1,150
0,00	0,930
0,05	0,900
0,10	0,840
0,20	0,750
0,30	0,660
0,40	0,580
0,50	0,480
0,60	0,400
0,70	0,310
0,80	0,240
0,90	0,180
1,00	0,130
1,30	0,030
1,60	0,000

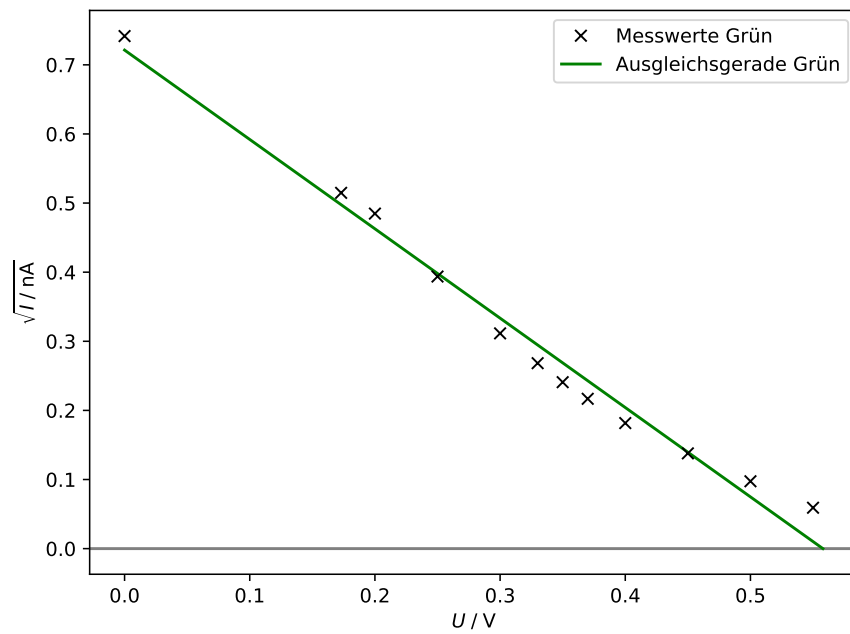


Abbildung 7: Die Wurzel des Photostroms und ihre Ausgleichsgerade für grünes Licht, aufgetragen gegen die Spannung.

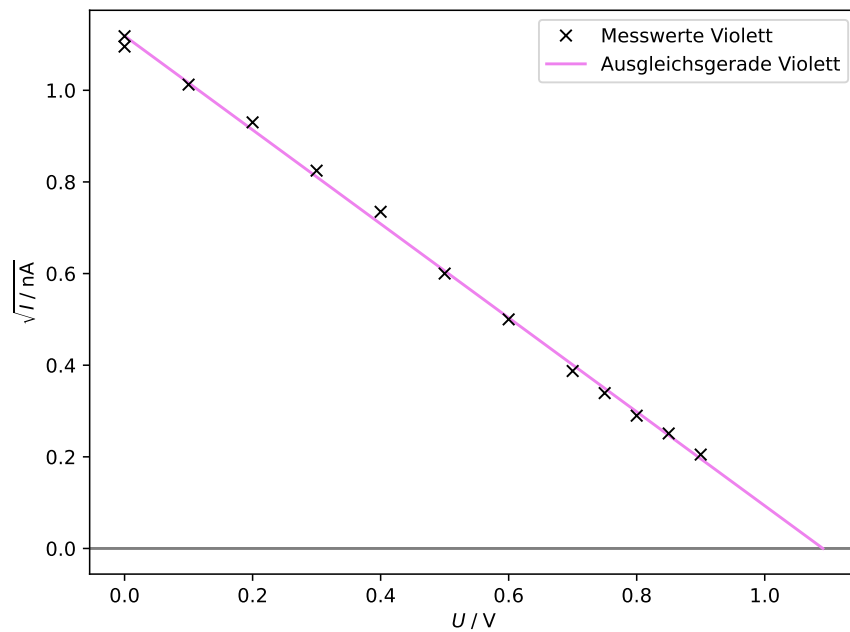


Abbildung 8: Die Wurzel des Photostroms und ihre Ausgleichsgerade für violettes Licht, aufgetragen gegen die Spannung.

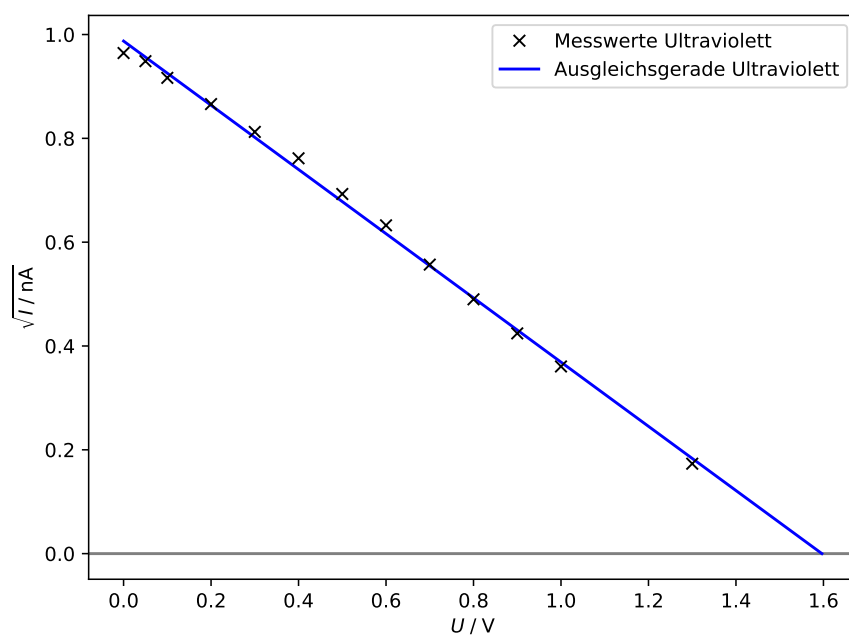


Abbildung 9: Die Wurzel des Photostroms und ihre Ausgleichsgerade für ultraviolettes Licht, aufgetragen gegen die Spannung.

Tabelle 5: Fit-Parameter und Grenzspannungen der vermessenen Farben.

Farbe	λ / nm	$a / \text{nA}^{0,5}/\text{V}$	$b / \text{nA}^{0,5}$	U_g / V
Gelb	578	$-0,994 \pm 0,037$	$0,432 \pm 0,010$	$0,435 \pm 0,019$
Grün	546	$-1,293 \pm 0,053$	$0,721 \pm 0,019$	$0,558 \pm 0,027$
Violett	435	$-1,025 \pm 0,013$	$1,119 \pm 0,007$	$1,091 \pm 0,015$
Ultraviolett	365,5	$-0,618 \pm 0,010$	$0,987 \pm 0,006$	$1,597 \pm 0,027$

4.2 Bestimmung von $\frac{h}{e}$ und der Austrittsarbeit

Um das Verhältnis aus Planckschem Wirkungsquantum h und Elementarladung e sowie die Austrittsarbeit A_K zu ermitteln, können die Grenzspannungen aus Tabelle 5 gegen die jeweilige Lichtfrequenz aufgetragen werden. Besagtes Verhältnis ist dann die Steigung a der Ausgleichsgerade

$$I = aU_g + b.$$

Die Austrittsarbeit lässt sich anhand des y-Achsenabschnitts gemäß $A_K = -b \cdot e$ bestimmen.

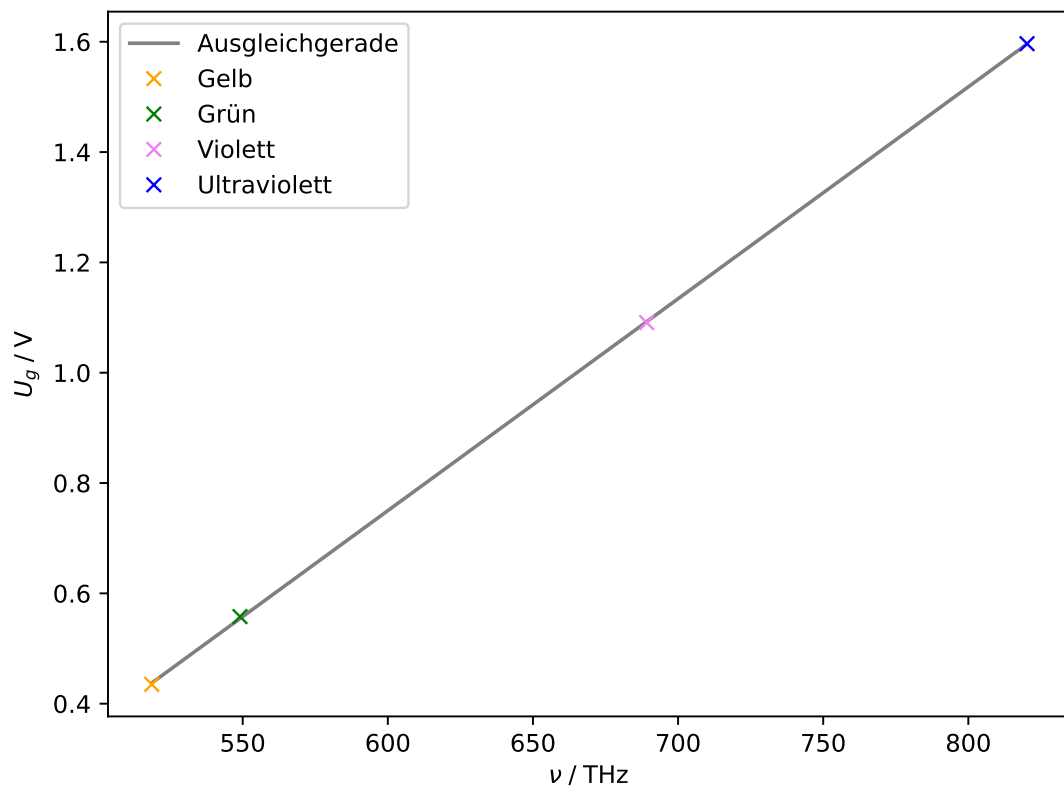


Abbildung 10: Grenzspannungen U_g in Abhängigkeit der Lichtfrequenz ν .

Es ergibt sich

$$a = \frac{h}{e} = (3,841 \pm 0,014) \cdot 10^{-15} \text{ V s}$$

$$b = (-1,555 \pm 0,009) \text{ V}$$

$$A_K = (1,555 \pm 0,009) \text{ eV}$$

4.3 Nähere Betrachtung des Photostroms gelben Lichts

Im Folgenden soll näher auf den Kurvenverlauf von Abbildung 11 eingegangen werden. Insbesondere werden dazu die in der Versuchsanleitung genannten Fragen [3] beantwortet.

Abbildung 11 zeigt sämtliche Messwerte zu gelbem Licht und betrachtet die ursprünglichen Werte statt ihrer Wurzel. Es wurde für Spannungen von -20 V bis 20 V gemessen,

wobei negative Werte für eine Beschleunigungsspannung und positive Werte für eine Bremsspannung stehen.

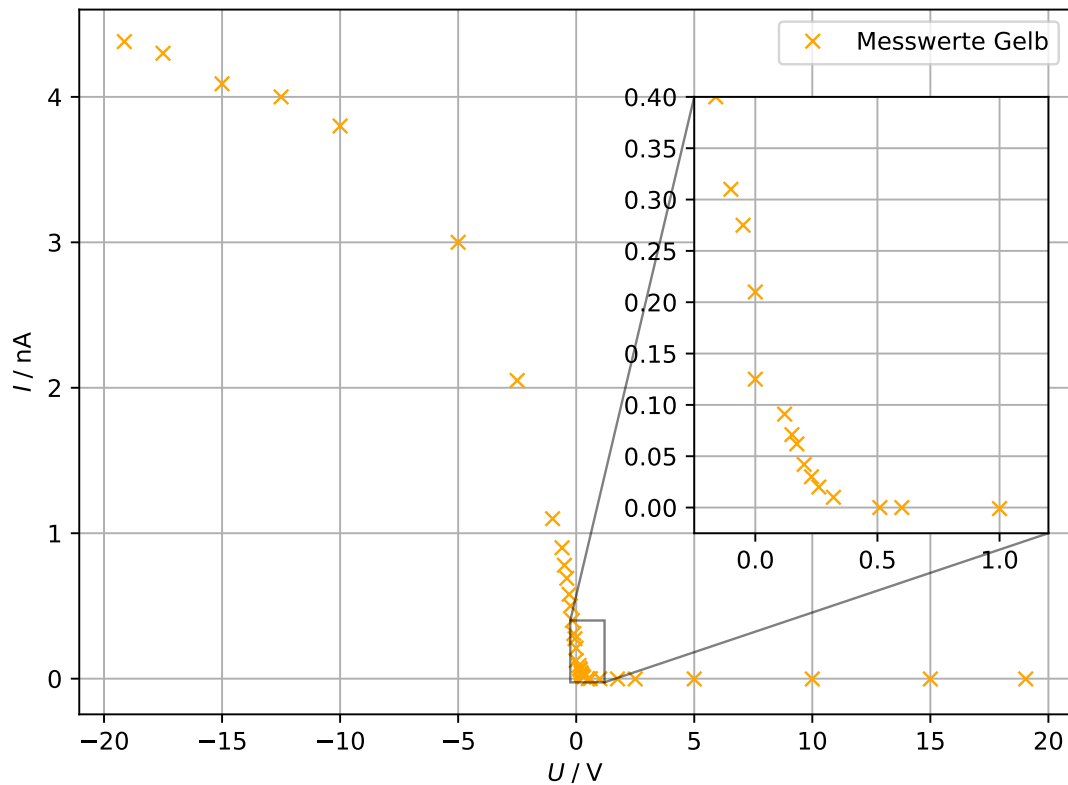


Abbildung 11: Photostrom für gelbes Licht, aufgetragen gegen die Spannung.

Warum erreicht die Kurve bei hohen beschleunigenden Spannungen einen Sättigungswert? (Widerspruch zum Ohmschen Gesetz?)

Aufgrund der endlichen Intensität des auf die Photokathode eintreffenden Lichts steht nur eine begrenzte Anzahl von Photonen zur Verfügung, um Elektronen auszulösen. Ist die Beschleunigungsspannung groß genug gewählt, können alle ausgelösten Elektronen die Anode erreichen.

Das Ohmsche Gesetz postuliert einen proportionalen Zusammenhang von Spannung und Stromstärke: $I = \frac{U}{R}$. Es gilt jedoch nur für sogenannte Ohmsche Widerstände beziehungsweise in Näherung. Bei der Photozelle handelt es sich offenbar nicht um einen solchen Ohmschen Widerstand, da eine Proportionalitätskonstante, d.h. ein Widerstand R , nicht ausreicht, um den Zusammenhang von Spannung und Stromstärke zu beschreiben.

Durch welche Parameter wird der Sättigungswert festgelegt? Was trägt dazu bei, dass der Sättigungswert nur asymptotisch erreicht wird?

Der Sättigungswert ist abhängig von der Lichtintensität, nicht jedoch von der Wellenlänge. Letztere sorgt nur für eine schnellere Annäherung an diesen, da aufgrund der größeren durch die Photonen übertragenen Energie eine im Schnitt geringere Beschleunigungsspannung zum Erreichen der Anode nötig ist.

Der Sättigungswert wird unter anderem deshalb nur asymptotisch erreicht, da die Photokathode nicht perfekt evakuiert ist. Das verbleibende Gas stellt ein Hindernis dar, welches mit größerer Beschleunigung besser überwunden werden kann.

Wie müsste eine Photozelle konstruiert werden, bei der der Sättigungswert des Photostroms bereits bei endlichen Beschleunigungsspannungen auftritt?

Wie zuvor beschrieben sind zwischen Photokathode und Anode befindliche Gaspartikel für die asymptotische Annäherung an den Sättigungswert zumindest mitverantwortlich. Um diesen Effekt zu minimieren, muss die Photozelle daher (besser) evakuiert werden.

Warum fällt der Photostrom bei der Gegenspannung U_g nicht abrupt auf 0 ab, sondern beginnt bereits für $U > U_g$ zu sinken?

Wie in Abschnitt 2.2 diskutiert, haben die Elektronen in der Photokathode aufgrund der Fermi-Dirac-Verteilung unterschiedliche Energien, sodass auch die zum Lösen dieser benötigte Energie von Elektron zu Elektron variiert. Daher gibt es Elektronen, deren Energie trotz $U > U_g$ nicht ausreicht, um die Anode zu erreichen.

Warum kann ein dem Photostrom entgegengerichteter Strom auftreten?

Da das Kathodenmaterial schon bei Zimmertemperatur (20 °C) verdampft [3], kann sich dieses an der Anode absetzen, sodass auch dort ein photoelektrischer Effekt auftritt, welcher dem gewünschten Photoeffekt entgegengerichtet ist und durch die angelegte Spannung zusätzlich provoziert wird.

Warum kann hier bereits bei relativ kleinen Spannungsbeträgen praktisch ein Sättigungswert erreicht werden?

Dieser ungewünschte Effekt ist klein gegenüber dem eigentlich vorgesehenen Photoeffekt.

Was kann man über die Austrittsarbeit der Anode sagen, wenn man berücksichtigt, dass der negative Strom bereits bei der Einstrahlung energiearmen Lichtes ($\lambda \approx 650 \text{ nm}$) auftritt?

Die Anode hat eine geringere Austrittsarbeit als die Kathode, da an dieser unter Einstrahlung energiearmen Lichts offensichtlich mehr Elektronen austreten.

5 Diskussion

5.1 Abweichungen

$\frac{h}{e}$ wurde experimentell zu $(3,841 \pm 0,014) \cdot 10^{-15} \text{ V s}$ bestimmt. Der Theoriewert beträgt $4,136 \cdot 10^{-15} \text{ V s}$ [1][2], was einer Abweichung von $(7,11 \pm 0,34) \%$ entspricht. Die sehr gute Genauigkeit der in Abbildung 10 dargestellten Regressionsgerade, beziehungsweise die geringe Standardabweichung, deuten darauf hin, dass ein unbekannter, geringer systematischer Fehler vorliegen könnte.

5.2 Mögliche Fehlerquellen

Es ist nochmals zu betonen, wie instabil die Verbindung der Photozelle mit dem Picoamperemeter war. Selbst Berührungen des Tisches, auf dem sich der Versuchsaufbau befand, konnten zur Folge haben, dass kein Strom mehr gemessen wurde. Auch hätte die Photozelle versehentlich verschoben werden können, da keine Möglichkeit bestand, diese auf ihrer Schiene zu fixieren.

Die Höhe und Breite der untersuchten Spektrallinien entsprachen nicht genau der Größe des Spalts der Photozelle und das Bild war nicht perfekt fokussiert. Daraus ergibt sich eine geringere Intensität an der Photokathode, welche zu kleineren Strömen und letztlich zu größeren Fehlern geführt haben dürfte.

Wegen der hohen Empfindlichkeit des Picoamperemeters waren teilweise Schwankungen sichtbar, die das Ablesen erschwerten. In diesen Fällen wurde ein Mittelwert nach Augenmaß notiert.

Möglicherweise mitverantwortlich für diese Ausschläge war die Spannungsquelle, welche laut der integrierten Digitalanzeige um ca. $\pm 0,01 \text{ V}$ fluktuierte.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass auch der Dunkelstrom gemessen wurde, welcher jedoch mit $0,001 \text{ nA}$ kaum messbar war und so gering ausfiel, dass ihm keine weitere Beachtung geschenkt wurde.

Literatur

- [1] *Elementary charge*. National Institute of Standards und Technology (NIST). URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?e> (besucht am 25.04.2021).
- [2] *Planck constant*. National Institute of Standards und Technology (NIST). URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h> (besucht am 25.04.2021).
- [3] *Versuchsanleitung zum Versuch 500: Der Photoeffekt*. TU Dortmund.