
KAPITEL 1

QUANTISIERUNG: DER PHOTOEFFEKT

Betrachten wir folgenden Aufbau in Abbildung (1.1). An einer Hochspannungsquelle (HQ) wird eine Zinkplatte (Leiterplatte) angeschlossen, sodass diese negativ geladen ist. Gegenüber von der Zinkplatte wird eine Drahtspirale platziert, welche an einen Messverstärker angeschlossen ist. Diese Drahtspirale stellt eine Gegenelektrode dar und ist positiv geladen.

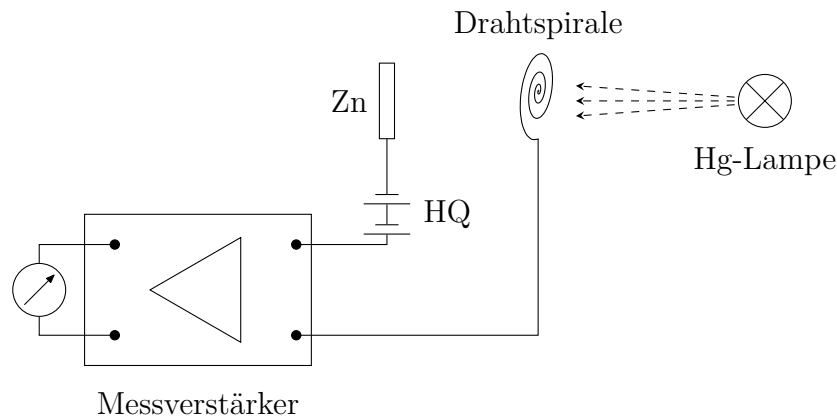


Abbildung 1.1: Aufbau zur Messung des Photoeffekts.

Der Aufbau ermöglicht es, den Fluss von Elektronen (Strom) zu messen, welche durch das elektrische Feld zwischen Zinkplatte und Drahtspirale zur Drahtspirale beschleunigt werden und durch den Messverstärker fließen. Bei normalem Tageslicht beobachten wir keinen Stromfluss. Stellen wir nun eine Quecksilberdampf Lampe hinter die Drahtspirale und schalten diese an, so beobachten wir das Entladen der Leiterplatte durch den fließenden Strom am Messverstärker.

Erkenntnis

Im Gegensatz zu Tageslicht sorgt die Beleuchtung durch eine Quecksilberdampf Lampe für die Entladung der Zinkplatte.

Was macht das Quecksilberdampfampenlicht so besonders?

Setzen wir ultraviolette (kurze Wellenlänge) und infrarote (lange Wellenlänge) Lichtfilter vor die Lampe, so stellen wir fest, dass beim Beleuchten mit Infrarotlicht kein Entladestrom fließt, wobei die Bestrahlung mit Ultraviolettlcht zu einem Entladestrom führt.

Erkenntnis

Es existiert eine obere Grenzwellenlänge des Lichts λ_g . Ist $\lambda > \lambda_g$, so fließt keine Entladestrom durch den Aufbau.

Bemerkung: Versuchen mit unterschiedlichen Leiterplatten zeigen, dass λ_g vom Material abhängig ist.

Mithilfe eines Magnetfeldes kann die Ladung der Teilchen die für den Stromfluss sorgen bestimmt werden. Hierbei wird festgestellt, dass es sich bei den geladenen Teilchen die sich von der Zinkplatte lösen um Elektronen handelt. Auch im Vakuum wurden gleiche Beobachtungen gemacht, wodurch der beobachtete Effekt durch die Ionisierung von Luftteilchen zwischen Anode (Zinkplatte) und Kathode (Drahtspirale) ausgeschlossen ist.

Zwischenergebnis

Die Bestrahlung eines Leiters mit Licht löst aus diesem Elektronen aus. Dabei muss die Wellenlänge des Lichts kürzer sein als eine (vom Material des Leiters abhängige) Grenzwellenlänge λ_g .

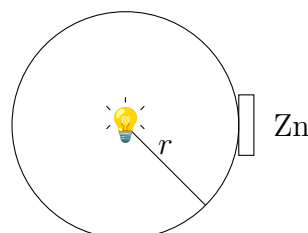
Was passiert wenn wir die Lichtintensität ändern?

Klassisch erwarten wir, dass mit höherer Intensität die Elektronen stärker aus der Zinkplatte „rausgerissen“ werden und entsprechend auch bei größerer Wellenlänge sich die Elektronen irgendwann aus der Platte lösen. Dies ist allerdings nicht der Fall. Beobachtungen zeigen, dass der Photostrom, also der Entladestrom, mit zunehmender Intensität zwar zunimmt, dieser Effekt aber auch nur ab einer Schwelle von $\lambda > \lambda_g$ auftritt. Für $\lambda < \lambda_g$ fließt trotz steigender Intensität kein Photostrom.

Diese Erkenntnis lässt erste Zweifel an der Wellennatur des Lichts entstehen, da sich das Licht hier scheinbar nicht so verhält, wie man es von einer Welle erwarten würde.

[Simulation zum Photoeffekt auf Leifiphysik.de](http://Leifiphysik.de).

Ein weiterer Widerspruch zum klassischen Wellenmodell wird ersichtlich wenn wir das Licht in einzelnen Lichtblitzen aussenden. Die kann durch bspw. einer Lochscheibe welche an einem Motor befestigt ist und sich mit einer bestimmten Pulsfrequenz dreht, umgesetzt werden.



Wir nehmen an, dass die Lichtleistung gleichmäßig, von der punktförmigen Lichtquelle weg, im Raum verteilt wird. Eine Quecksilberdampfampe mit einer elektrischen Leistung von $P = 200 \text{ W}$ strahlt 10% dieser Leistung aus. Entsprechend ist $P_{\text{licht}} = 20 \text{ W}$. Auf einer Entfernung von $r = 1 \text{ m}$ beträgt die „Flächen-Lichtleistung“

$$\frac{P_{\text{licht}}}{A} = \frac{P_{\text{licht}}}{4\pi r^2} = \frac{20 \text{ W}}{4\pi (1 \text{ m})^2} \simeq 1.6 \text{ W m}^{-2}, \quad (1.1)$$

wobei $A = 4\pi r^2$ der Oberfläche einer Kugel entspricht. Die Oberfläche eines Atoms mit Radius $r_{\text{atom}} \simeq 10^{-10} \text{ m}$, auch 1 \AA bzw. Angstrom genannt, beträgt

$$A_{\text{atom}} = 4\pi r_{\text{atom}}^2 \simeq 12 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2. \quad (1.2)$$

Unter der Annahme, dass sich die Flächenleistung gleichmäßig auf der Oberfläche der Zinkplatte verteilt, entspricht die aufgenommene Leistung eines Zinkatoms, wenn 90% des Lichts reflektiert wird,

$$P_{\text{atom}} = 0.1 \frac{P_{\text{licht}}}{A} \cdot A_{\text{atom}} = 0.1 \cdot 1.6 \text{ W m}^{-2} \cdot 12 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \simeq 2 \cdot 10^{-20} \text{ W}. \quad (1.3)$$

Hierbei vernachlässigen wir erstmal, dass für den Photoeffekt eigentlich nur der UV-Anteil des Lichts relevant ist. Bei einer Ablösearbeit von $W_a = 4 \text{ eV} \simeq 6.4 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ muss eine Zeit von Δt gewartet werden, bis die erforderliche Energie $P_{\text{atom}} \cdot \Delta t$ gespeichert wurde, um ein Elektron aus der Zinkplatte herauszulösen. Diese Zeit entspricht demnach

$$\Delta t = \frac{W_a}{P_{\text{atom}}} = \frac{6.4 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{2 \cdot 10^{-20} \text{ W}} \simeq 32 \text{ s}. \quad (1.4)$$

Kommen wir zurück zu den Lichtblitzen, die mithilfe der Lochscheibe ausgesandt werden. Wird durch den erzeugten und verstärkten Photostrom ein Lautsprecher erregt, hören wir mit der Pulsfrequenz der Lichtquelle ein „Klick“ und zwar instantan. Wir nehmen keine Zeitverschiebung Δt wahr, welche wir aus der Annahme des klassischen Wellenmodells bestimmt haben.

Erkenntnis

Der Photoeffekt tritt, im Widerspruch zur Wellentheorie, instantan auf. Wir sagen, der Photoeffekt tritt trägheitslos ein.

Die Gegenfeldmethode

Bisher haben wir eine negativ geladene Leiterplatte (Anode) und eine positiv geladene Gegenelektrode (Kathode) betrachtet um in dem dazwischen aufgebauten elektrischen Feld die losgelösten Elektronen zur Kathode zu beschleunigen. Nun drehen wir das ganze um. Die Leiterplatte wird zur Kathode, die Gegenelektrode zur Anode, so dass sich ein Gegenfeld aufbaut. Um nun zur Gegenelektrode, also zur Anode, zu gelangen, müssen die herausgelösten Elektronen aus der Zinkplatte dieses Gegenfeld erst einmal überwinden. Ist die kinetische Energie größer als die des Gegenfelds $E_{\text{kin}} \geq e \cdot U_g$, wobei U_g die Spannung ist die zwischen

Kathode und Anode anliegt, so erreichen die Elektronen die Anode und es fließt ein Strom I . Drehen wir U_g soweit hoch bis $I = 0$ wird, entspricht dies gerade $E_{kin} = e \cdot U$. Die zu beobachtenden Kurve ist in Abbildung (1.2) dargestellt.

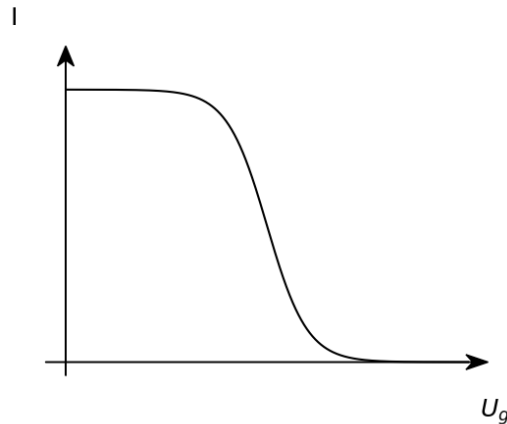


Abbildung 1.2: Verlauf des Photostroms in Abhängigkeit der Gegenspannung

Soweit haben diese Beobachtungen bei konstanter Frequenz und Intensität des Quecksilberdampflichts stattgefunden. Ändern wir die Intensität, so ändert sich nichts. Ändern wir die Frequenz, indem wir einen Farbfilter vor die Lichtquelle stellen, so wird der Strom größer für höhere Frequenzen und kleiner für niedrige Frequenzen. Nehmen wir also drei verschiedene Filter und notieren wir die Gegenspannung U_g bei der der fließende Strom gerade Null wird. Wir erhalten folgende Tabelle, in der wir die Frequenz f des Lichts aus der Wellenlänge ($\lambda = c/f$) und die kinetische Energie aus der Gegenspannung bestimmen.

| Filter | Lichtfarbe | Wellenlänge $\lambda[10^{-7} \text{ m}]$ | $U_g[\text{V}]$ für $I = 0$ | $f[10^{14} \text{ s}^{-1}]$ | $E_{kin}[\text{eV}]$ |
|--------|------------|--|-----------------------------|-----------------------------|----------------------|
| F1 | gelb | 5.78 | 0.78 | 5.19 | 0.78 |
| F2 | grün | 5.46 | 0.88 | 5.49 | 0.88 |
| F3 | blau | 4.36 | 1.38 | 6.88 | 1.38 |

Tabelle 1.1: Messwerte und Auswertung der Gegenfeldmethode für verschiedene Farbfilter.

In einem $f - E_{kin}$ Diagramm auftragen erhalten wir den Plot in Abbildung (1.3)

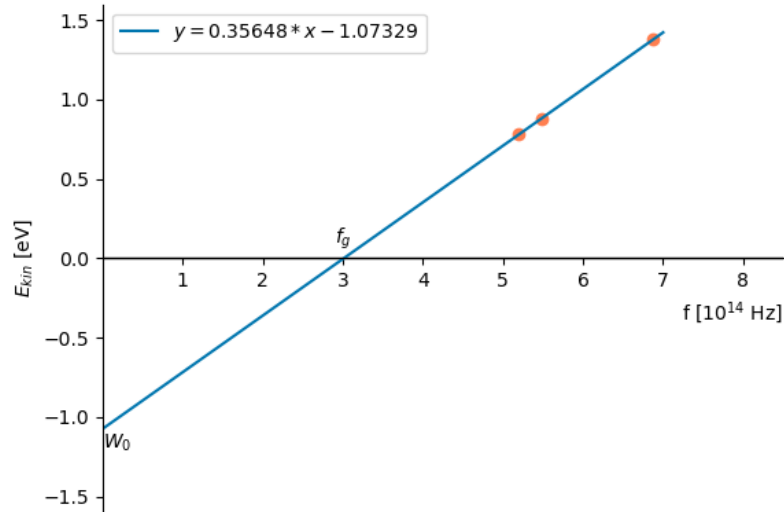


Abbildung 1.3: Gefittete Datenpunkte aus der Tabelle (1.1)

Durch die drei Punkte können wir eine Gerade fitten und erhalten durch Extrapolation einen x- und y-Achsen Abschnitt bei $f = f_g$ und $E_{kin} = -W_0$. f_g stellt dabei die Grenzfrequenz dar ($f_g = c/\lambda_g$) und W_0 die Arbeit die verrichtet wird, um ein Elektron aus dem Zinkatom zu lösen. Die Gleichung lautet

$$E_{kin} = h \cdot f - W_0 \quad (1.5)$$

und der Fit aus Abbildung (1.3) liefert die Werte

$$W_0 = 1.07329 \text{ eV} \quad (1.6)$$

$$h = 0.35648 \cdot 10^{-14} \text{ eV s} = 5.7108096 \cdot 10^{-34} \text{ J s} \quad (1.7)$$

mit dem Umrechnungsfaktor

$$1 \text{ eV} = 1.602176634 \cdot 10^{-19} \text{ J.} \quad (1.8)$$

1 eV ist die gewonnene Energie eines Elektron beim durchlauf einer Beschleunigungsspannung von 1 V. Die Steigung

$$h = \frac{W_0}{f_g} = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J s} \quad (1.9)$$

ist eine materialunabhängige Konstante die für beliebige Leiterplatten gleich bleibt. Da die Größen der Einheit [J s] eine „Wirkung“ darstellt, heißt diese Größe **Plancksches Wirkungsquantum**.

Einstein deutet den Photoeffekt so, dass das Licht keine kontinuierliche Energie trägt, sondern diese „gequantelt“ in einer endlichen Anzahl an Energiebündel lokalisiert ist. Diese Lichtquanten, auch Photonen genannt, bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit, sind unteilbar und können nur als Ganzen erzeugt oder absorbiert werden. Ein Lichtquant trägt die Energie

$$E_{\text{photon}} = h \cdot f \quad (1.10)$$

wobei f der Frequenz die Lichts angibt. Monochromatisches Licht trägt also Lichtquanten der Energie $h \cdot f$. Des Weiteren bedeutet intensiveres Licht das Auftreten von mehr Lichtquanten pro Zeiteinheit, nicht jedoch energiereicheres Licht.

Im Photoeffekt geben entsprechend die Lichtquanten ihre Energie an Elektronen ab. Reicht diese Energie die materialcharakteristische Ablösearbeit zu verrichten, so löst sich das Elektron und behält überschüssige Energie als kinetische Energie

$$h \cdot f = E_{kin} + W_0. \quad (1.11)$$

Ergebnis

Licht trägt diskrete Energien $h \cdot f$ in Form von Lichtquanten (Photonen) die ihre Energie als ganzes abgeben oder nicht. Entspricht die Energie von Lichtquanten der Ablösearbeit W_0 eines Elektrons im Atom, $h \cdot f = W_0$, so löst sich dieses. Ist die Energie größer, so bleibt der Überschuss als kinetische Energie übrig.