

TECHNISCHE UNIVERSITÄT
DORTMUND

ANFÄNGERPRAKTIKUM PHYSIK
SOMMERSEMESTER
2014

V500
Photoeffekt

06.05.2014

1. ABGABE: 13.05.2014

Johannes Schlüter
Joshua Luckey

johannes.schlueter@udo.edu
joshua.luckey@udo.edu

1 Einleitung

In dem Versuch “der Photoeffekt” V500 wird bestimmt welche (materialabhängige) Energie nötig ist um Elektronen vom Atom zu lösen, sprich die Austrittsarbeit W_A .

Des Weiteren wird das Verhältnis zwischen Elementarladung und Plank’schem Wirkungsquantum bestimmt.

2 Theorie

Experimentelle Beobachtungen, die beim Photoeffekt festzustellen sind, stimmen nicht mit denen aus der klassischen Betrachtung überein. Diese werden nun untersucht.

2.1 Klassische Erklärung des Photoeffektes

Die klassische Annahme ist nun, dass die Elektronen durch die einfallende elektromagnetische Welle zu Schwingungen angeregt werden. Dabei wird pro Zeiteinheit eine gewisse Energie auf das Elektron übertragen. Die Schwingungsamplitude (bzw. die Energie) steigt und wird immer größer, bis sie irgendwann ausreicht um sich aus dem Atom zu lösen.

Daraus folgt, dass die Energien der Elektronen abhängig von der Lichtintensität sein müssten und es müssten auch bestimmte Resonanzfrequenzen beobachtbar sein, bei denen der Photoeffekt besonders gut auftritt.

2.2 Widersprüche innerhalb der klassischen Betrachtung des Photoeffektes

Betrachtet man das Licht als elektromagnetische Welle müssten, egal bei welcher Wellenlänge λ die Bestrahlung erfolgt, Elektronen austreten, solange man nur lange genug abwartet bis die Welle eine Energie $E \geq W_A$ auf das Metall übertragen hat.

Die Beobachtungen die man macht, stehen jedoch im Widerspruch zu diesen Annahmen. Zu nächst treten Elektronen erst unterhalb einer bestimmten Lichtwellenlänge λ_{gr} aus, darüber hinaus hängt die Energie eines ausgetretenen Elektrons nur von der Wellenlänge und nicht von der Intensität des Lichts ab. Die Anzahl der ausgetretenen Elektronen ist außerdem abhängig von der Intensität

Eine Erklärung für diese Phänomene liefert dabei die Annahme, dass das Licht auch als Teilchen betrachtet werden muss, die jeweils eine genau definierte Energiemenge E_{Ph} besitzen.

$$E_{Ph} = h \cdot \nu \tag{1}$$

mit h dem planck'schen Wirkungsquantum.

Die Frequenz ν , Wellenlänge λ und Ausbreitungsgeschwindigkeit c sind dabei über die Beziehung

$$\lambda = c \cdot \nu \quad (2)$$

mit einander verknüpft.

Aus der sog. Korpuskulartheorie des Lichtes folgt, dass man den Photoeffekt als Stoß eines Photons mit einem Elektron auffassen kann, das dadurch seine Energie übergibt. Wichtig ist dabei, dass das Photon immer nur seine gesamte Energie abgeben kann (entspricht dem inelastischen Stoß) und es somit vernichtet wird.

Daraus ergibt sich, dass eine Grenzwellenlänge existiert ab der erst der Photoeffekt auftritt. Denn ist $E < W_A$ reicht die Energie nicht aus um das Elektron aus dem Festkörper zu lösen.

Auch die Intensitätsabhängigkeit des Photostroms lässt sich somit erklären, da bei höherer Intensität mehr Photonen auf die Oberfläche treffen und entsprechend mehr Elektronen ausgelöst werden.

2.2.1 Der Teilchen-Welle-Dualismus

Die Korpuskulartheorie liefert jedoch keine Erklärung für das Auftreten von Beugungsmustern am Spalt oder Interferenzerscheinungen. Diese lassen sich nur durch eine Wellentheorie des Lichtes erklären.

Das bedeutet, dass das Licht sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften besitzt.

Man bezeichnet dies als Welle-Teilchen Dualismus des Lichtes.

3 Durchführung

Um nun Aussagen über die kinetische Energie der Elektronen zu treffen, verwendet man die Gegenfeldmethode. Man löst Elektronen aus einer Photokathode mittels Bestrahlung mit monochromatischem Licht aus. Die ausgelösten Elektronen lässt man gegen eine Gegenspannung U_{Br} anlaufen, die eine bremsende Wirkung auf sie ausübt.

Es wird nun eine Gegenspannung auf einen Wert U_g eingestellt, bei dem gerade keine Elektroden mehr an der Kathode ankommen.

Damit haben die Elektronen nun die kinetische Energie in potentielle umgewandelt und es gilt

$$h \cdot \nu = U_g \cdot e_0 + W_A \quad (3)$$

mit der Elementarladung e_0 .

Man kann jedoch auch Abweichungen von dieser Betrachtung feststellen, da die Elektronen nicht allesamt die gleiche Energie besitzen, sondern nach der Fermi-Dirac-Statistik bei Zimmertemperatur eine Energieverteilung besitzen, deshalb kann man nicht den abrupten Abfall des Photostroms beobachten, sondern ein asymptotisch gegen Null strebendes Verhalten, wie in Abb. 1 zu sehen. (vgl. Abbildung 3.1).

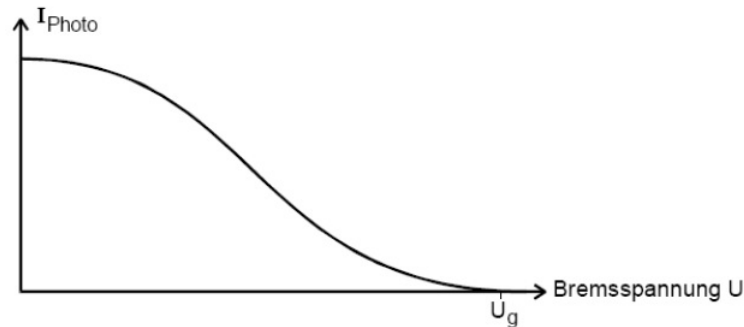


Abbildung 1: Verhalten des Photostroms

3.1 Aufbau der Photozelle

Es wird eine sogenannte Photozelle für den eigentlichen Versuch verwendet. Wie Abb. 2 zeigt, besteht die Zelle aus einem evakuierten Glaskolben, in welchem sich die Kathode befindet, die um eine ringförmige Anode angeordnet ist.

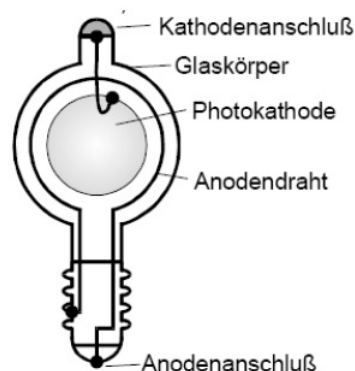


Abbildung 2: Photozelle

Dabei ist entsprechend die Fläche der Kathode erheblich größer als die der Anode um zu verhindern, dass auch aus der Kathode Photoelektronen austreten. Dies unterdrückt man zusätzlich durch die Verwendung eines Materials das eine erheblich höhere Austrittsarbeit als das Kathodenmaterial besitzt.

Dies gilt jedoch nicht uneingeschränkt, denn wenn $A_{\text{Kathode}} < h \cdot \nu < A_{\text{Anode}}$ gilt, tritt wegen des viel zu hohen Potentials kein Photostrom auf und die Elektronen können die

Anode nicht erreichen. Um diese Potentialbarriere zu überwinden, muss eine beschleunigende Spannung angelegt werden. Dies ist schematisch in Abb. 3 dargestellt.

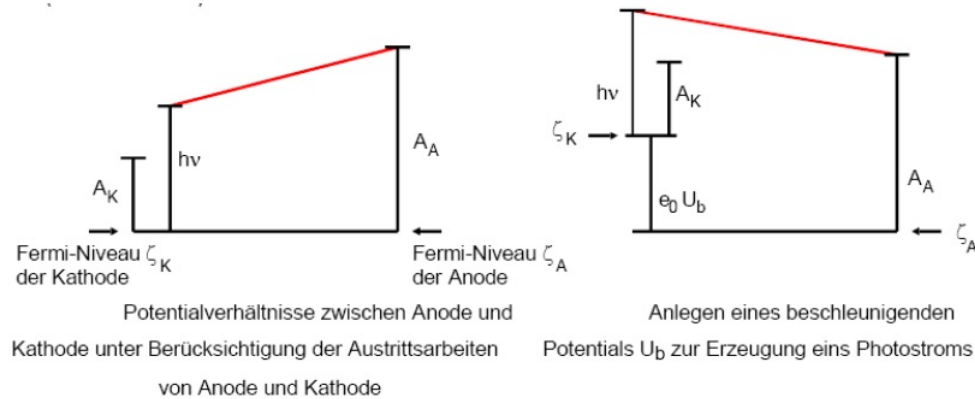


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Potentiale an Anode und Kathode

3.2 Versuchsaufbau

Um monochromatisches Licht zur Bestrahlung zu erhalten verwendet man Lampen die verschiedene wohlbekannte Spektrallinien emittieren. In diesem Fall sind dies eine Quecksilberdampf Lampe.

Um aus dem Licht monochromatisches Licht zu erhalten, verwendet man den in Abb. 4 dargestellten Aufbau. Man nutzt hierbei den Dispersionseffekt am Glasprisma um die Spektrallinien räumlich voneinander zu trennen.

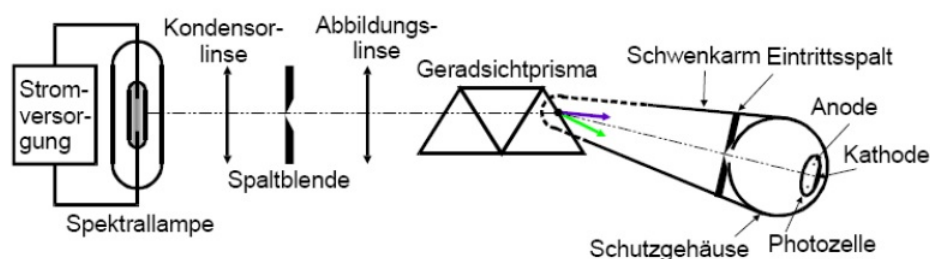


Abbildung 4: optischer Aufbau

Die erste Linse wandelt das Licht in einen parallelen Strahlengang, der nachfolgende Spalt dient der Intensitätsregulierung und die zweite Linse bildet das Licht auf das Glasprisma ab. Diese trennt die Spektrallinien auf um mit monochromatischem Licht die Photozelle beleuchten.

Die Linsen sind dabei verschiebbar angeordnet, so dass man sie entsprechend ihrer Brennweite so einjustieren kann, dass man eine scharfe Abbildung der Spektrallinien erhält.

Es wird für die Spektrallinien Gelb, Grün, Blaugrün und zweimal Violett gemessen und anschließend noch einmal für verschiedene Gegenspannungen U von -20 V bis $+20\text{ V}$.

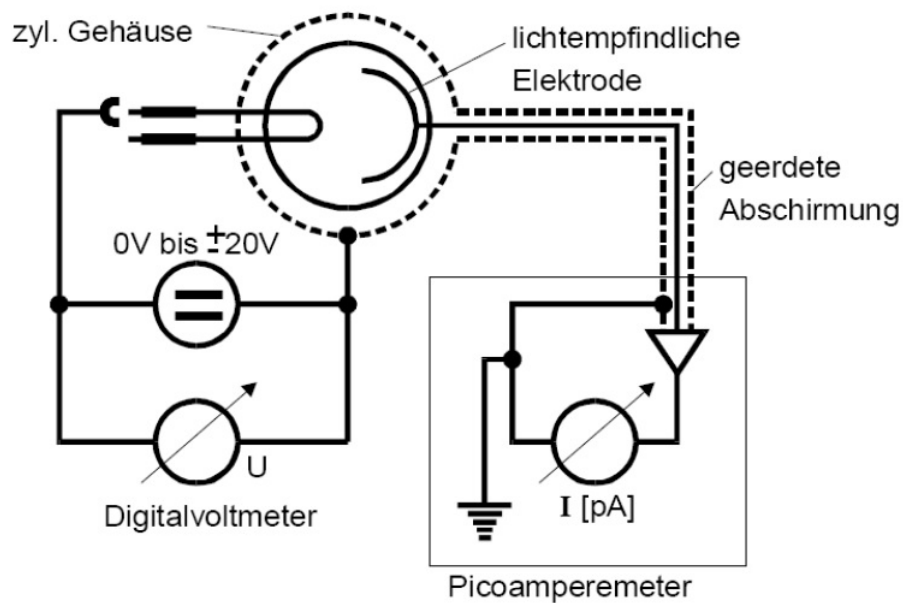


Abbildung 5: Versuchsaufbau

4 Auswertung

Im folgenden Abschnitt sind die während des Versuches aufgenommenen Messwerte und die aus diesen berechneten Ergebnisse tabellarisch aufgeführt. An entsprechender Stelle sind Erklärungen und Anmerkungen zu den angestellten Rechnungen und Ergebnissen gegeben. Die Fehler der Messwerte wurden allgemein mit der kleinsten Skaleneinteilung des jeweiligen Messgerätes abgeschätzt.

4.1 Messung des Photostroms für die Spektrallinien von Quecksilber

Die Messwerte für die fünf untersuchten Spektrallinien des Quecksilbers sind in den Tabellen 1 bis 5 aufgeführt.

Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]	Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]
$0,0 \pm 0,5$	$0,368 \pm 0,001$	$5,0 \pm 0,5$	$0,139 \pm 0,001$
$1,0 \pm 0,5$	$0,293 \pm 0,001$	$6,0 \pm 0,5$	$0,114 \pm 0,001$
$2,0 \pm 0,5$	$0,250 \pm 0,001$	$7,0 \pm 0,5$	$0,101 \pm 0,001$
$3,0 \pm 0,5$	$0,183 \pm 0,001$	$8,0 \pm 0,5$	$0,076 \pm 0,001$
$4,0 \pm 0,5$	$0,157 \pm 0,001$	$9,0 \pm 0,5$	$0,065 \pm 0,001$

Tabelle 1: Messwerte der orangenen Spektrallinie

In den Abbildungen 6 bis 10 sind die radizierten Messwerte des Photostroms gegen die Bremsspannung und die mit Hilfe der Python-Bibliothek *SciPy* [2] erstellte Regression-

Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]	Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]
$0,0 \pm 0,5$	$0,398 \pm 0,001$	$16,0 \pm 0,5$	$0,206 \pm 0,001$
$2,0 \pm 0,5$	$0,348 \pm 0,001$	$18,0 \pm 0,5$	$0,194 \pm 0,001$
$4,0 \pm 0,5$	$0,318 \pm 0,001$	$20,0 \pm 0,5$	$0,182 \pm 0,001$
$6,0 \pm 0,5$	$0,293 \pm 0,001$	$30,0 \pm 0,5$	$0,126 \pm 0,001$
$8,0 \pm 0,5$	$0,268 \pm 0,001$	$40,0 \pm 0,5$	$0,095 \pm 0,001$
$10,0 \pm 0,5$	$0,250 \pm 0,001$	$50,0 \pm 0,5$	$0,057 \pm 0,001$
$12,0 \pm 0,5$	$0,237 \pm 0,001$	$60,0 \pm 0,5$	$0,027 \pm 0,001$
$14,0 \pm 0,5$	$0,219 \pm 0,001$	$70,0 \pm 0,5$	$0,000 \pm 0,001$

Tabelle 2: Messwerte der grünen Spektrallinie

Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]	Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]
$0,0 \pm 0,5$	$0,460 \pm 0,001$	$3,0 \pm 0,5$	$0,200 \pm 0,001$
$1,0 \pm 0,5$	$0,411 \pm 0,001$	$4,0 \pm 0,5$	$0,157 \pm 0,001$
$1,5 \pm 0,5$	$0,355 \pm 0,001$	$4,5 \pm 0,5$	$0,100 \pm 0,001$
$2,0 \pm 0,5$	$0,300 \pm 0,001$	$5,0 \pm 0,5$	$0,070 \pm 0,001$
$2,5 \pm 0,5$	$0,250 \pm 0,001$	$6,0 \pm 0,5$	$0,000 \pm 0,001$

Tabelle 3: Messwerte der cyanen Spektrallinie

Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]	Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]
$0,0 \pm 0,5$	$0,825 \pm 0,001$	$112,0 \pm 0,5$	$0,367 \pm 0,001$
$10,0 \pm 0,5$	$0,752 \pm 0,001$	$160,0 \pm 0,5$	$0,259 \pm 0,001$
$24,0 \pm 0,5$	$0,677 \pm 0,001$	$185,0 \pm 0,5$	$0,206 \pm 0,001$
$44,0 \pm 0,5$	$0,590 \pm 0,001$	$245,0 \pm 0,5$	$0,101 \pm 0,001$
$84,0 \pm 0,5$	$0,455 \pm 0,001$	$300,0 \pm 0,5$	$0,000 \pm 0,001$

Tabelle 4: Messwerte der ersten violetten Spektrallinie

Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]	Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]
$0,0 \pm 0,5$	$0,943 \pm 0,001$	$34,0 \pm 0,5$	$0,400 \pm 0,001$
$4,0 \pm 0,5$	$0,819 \pm 0,001$	$46,0 \pm 0,5$	$0,306 \pm 0,001$
$10,0 \pm 0,5$	$0,721 \pm 0,001$	$58,0 \pm 0,5$	$0,206 \pm 0,001$
$18,0 \pm 0,5$	$0,615 \pm 0,001$	$70,0 \pm 0,5$	$0,115 \pm 0,001$
$26,0 \pm 0,5$	$0,515 \pm 0,001$	$88,0 \pm 0,5$	$0,000 \pm 0,001$

Tabelle 5: Messwerte der zweiten violetten Spektrallinie

gerade eingetragen. Die Regressionsparameter für den Ansatz

$$I_w(U) = a \cdot U + b \quad (4)$$

sind für die fünf Spektrallinien in Tabelle 6 zusammen mit den ebenfalls eingezeichneten

Grenzspannungen zu finden.

Wellenlänge λ [nm]	Frequenz f [PHz]	Steigung a	y-Achsenabschnitt b	Grenzspannung U_g [V]
578	0,519	$-9,5 \pm 0,5$	$3,59 \pm 0,05$	0,379
546	0,549	$-20,7 \pm 0,3$	$8,29 \pm 0,04$	0,401
492	0,609	$-3,5 \pm 0,1$	$2,47 \pm 0,02$	0,705
436	0,688	$-18,3 \pm 0,2$	$17,39 \pm 0,05$	0,949
405	0,740	$-8,5 \pm 0,1$	$9,37 \pm 0,04$	1,097

Tabelle 6: Regressionsparameter der Untersuchung der Spektrallinien

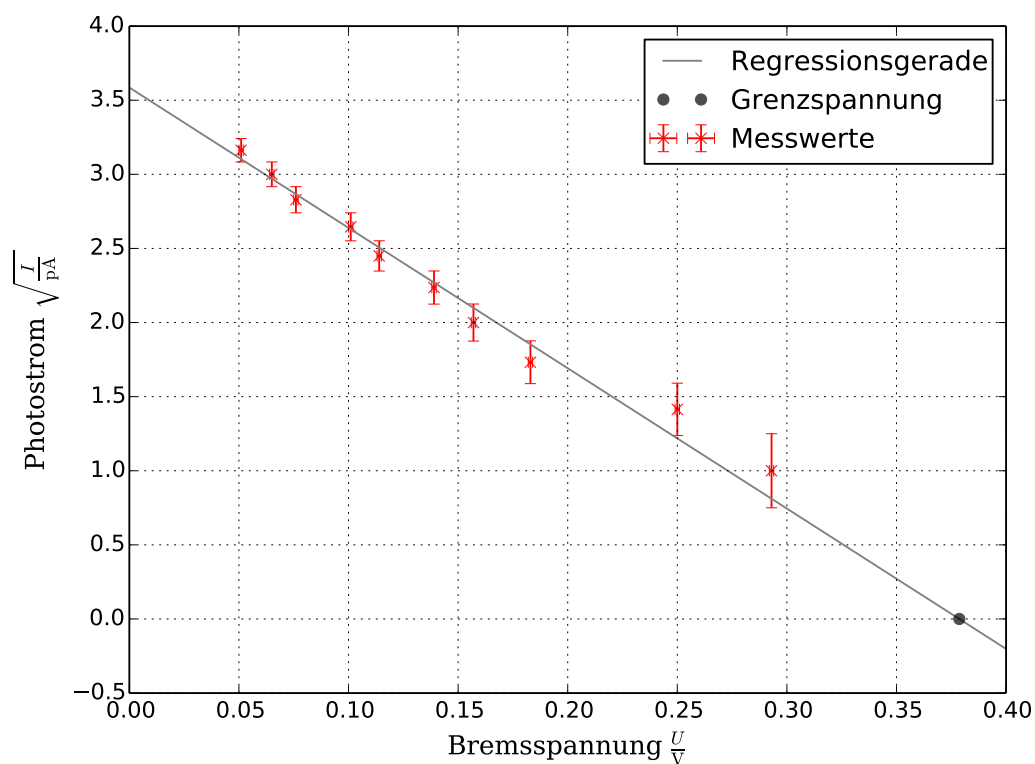


Abbildung 6: Messwerte und Regression der orangenen Linie

Die berechneten Werte für die Grenzspannungen aus Tabelle 6 sind in ?? gegen die jeweilige Frequenz der Spektrallinie aufgetragen und wiederum eine lineare Regression durchgeführt.

Die Regression mit dem Ansatz

$$U_g(f) = c \cdot f + d \quad (5)$$

$$c = (3,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-15} \text{ V s} \quad (5a)$$

$$d = (-1,4 \pm 0,2) \text{ V} \quad (5b)$$

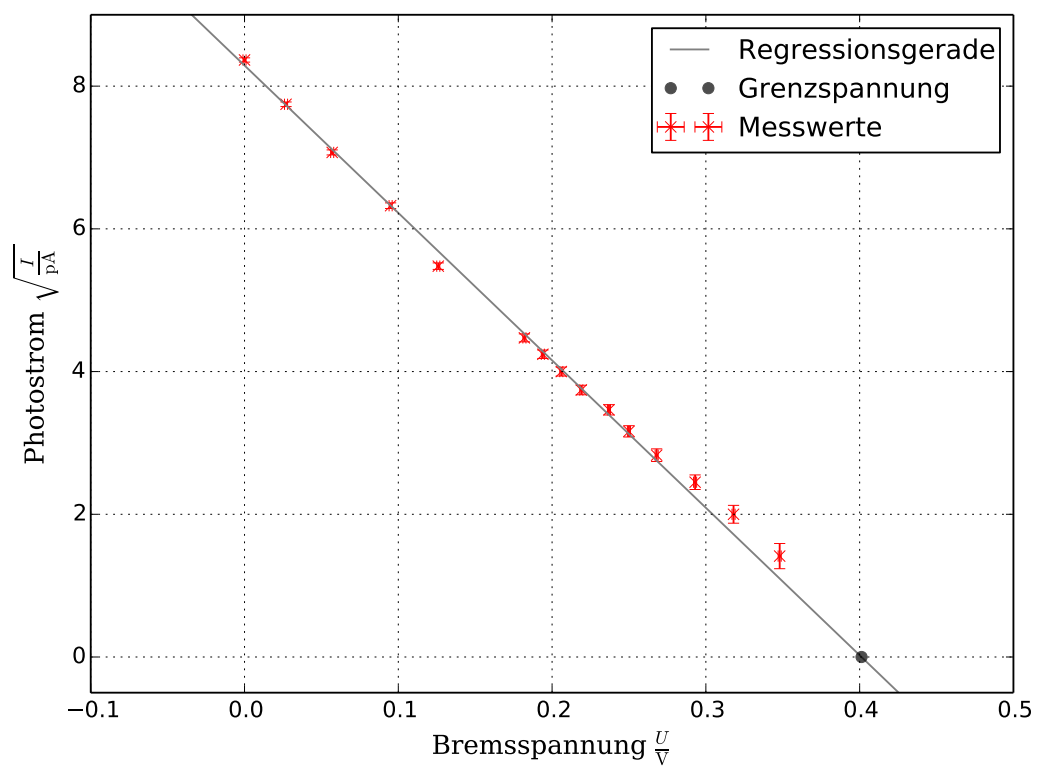


Abbildung 7: Messwerte und Regression der grünen Linie

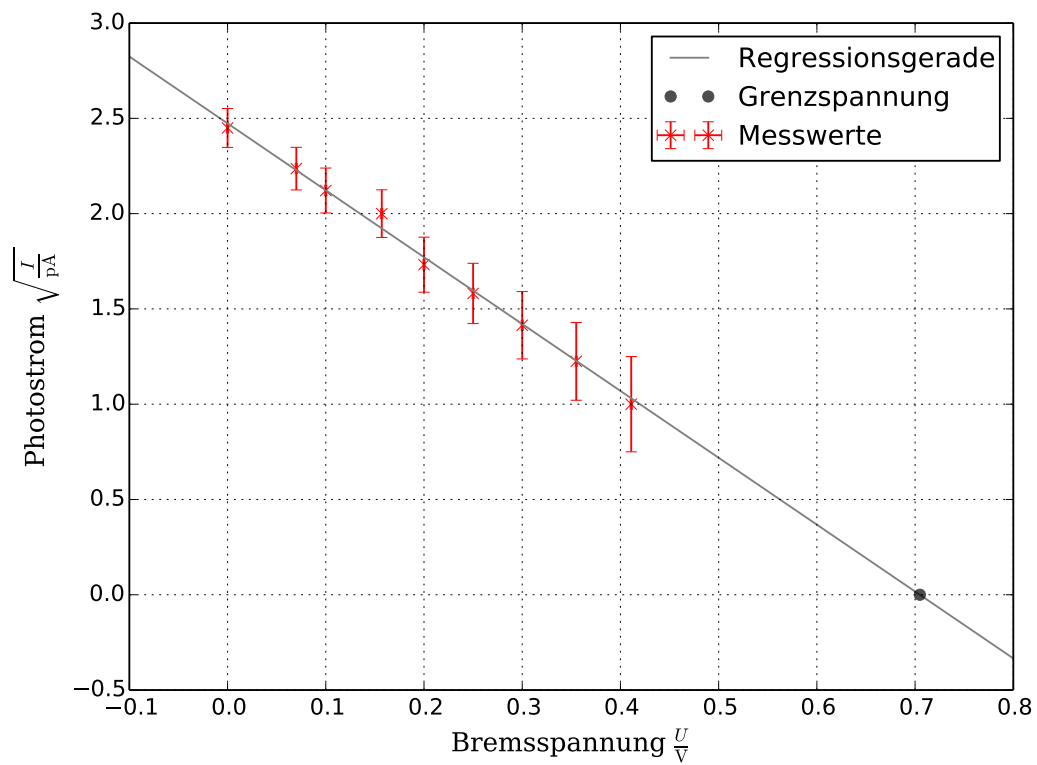


Abbildung 8: Messwerte und Regression der cyanen Linie

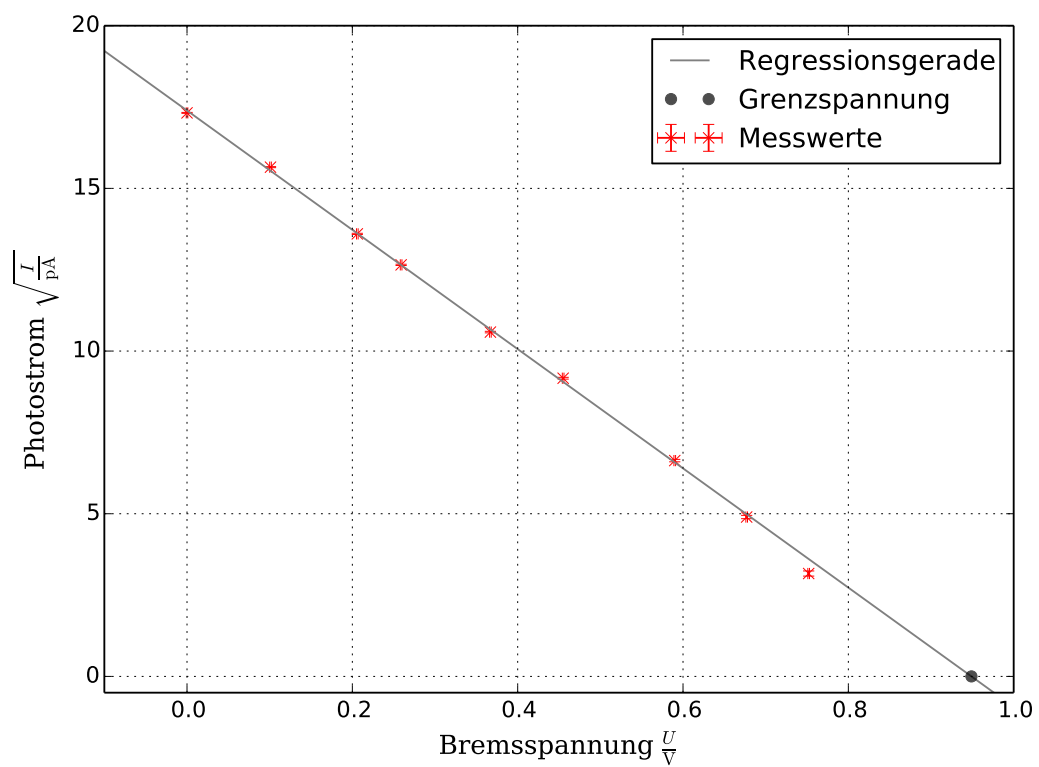


Abbildung 9: Messwerte und Regression der ersten violetten Linie

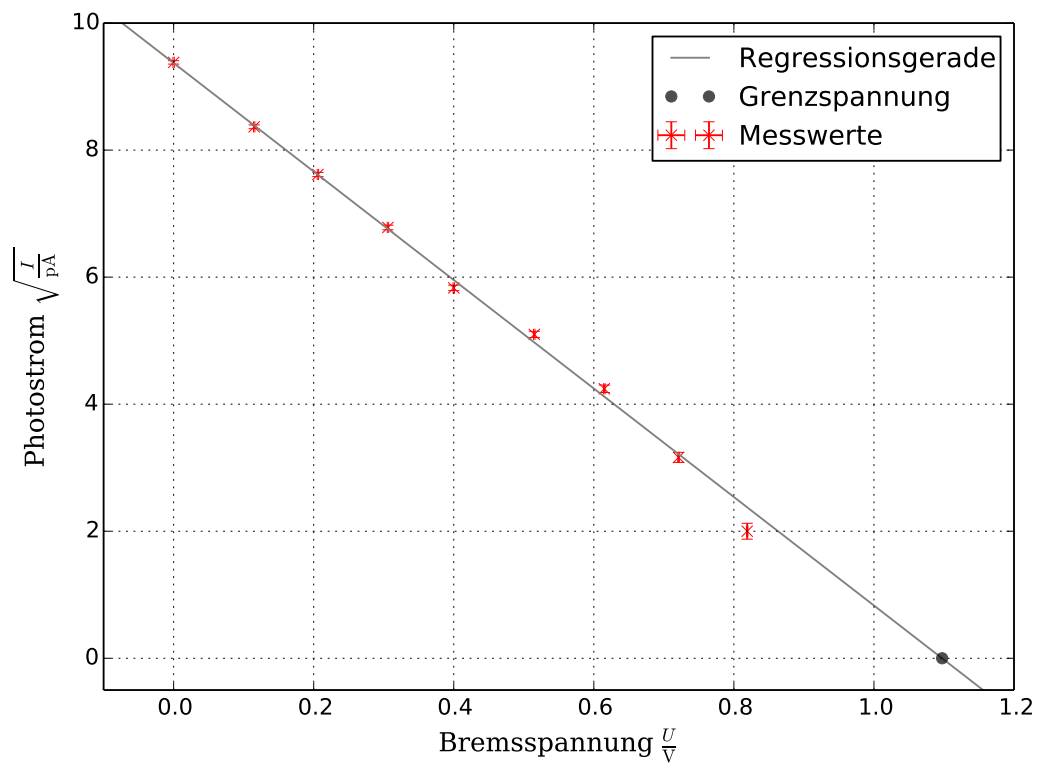


Abbildung 10: Messwerte und Regression der zweiten violetten Linie

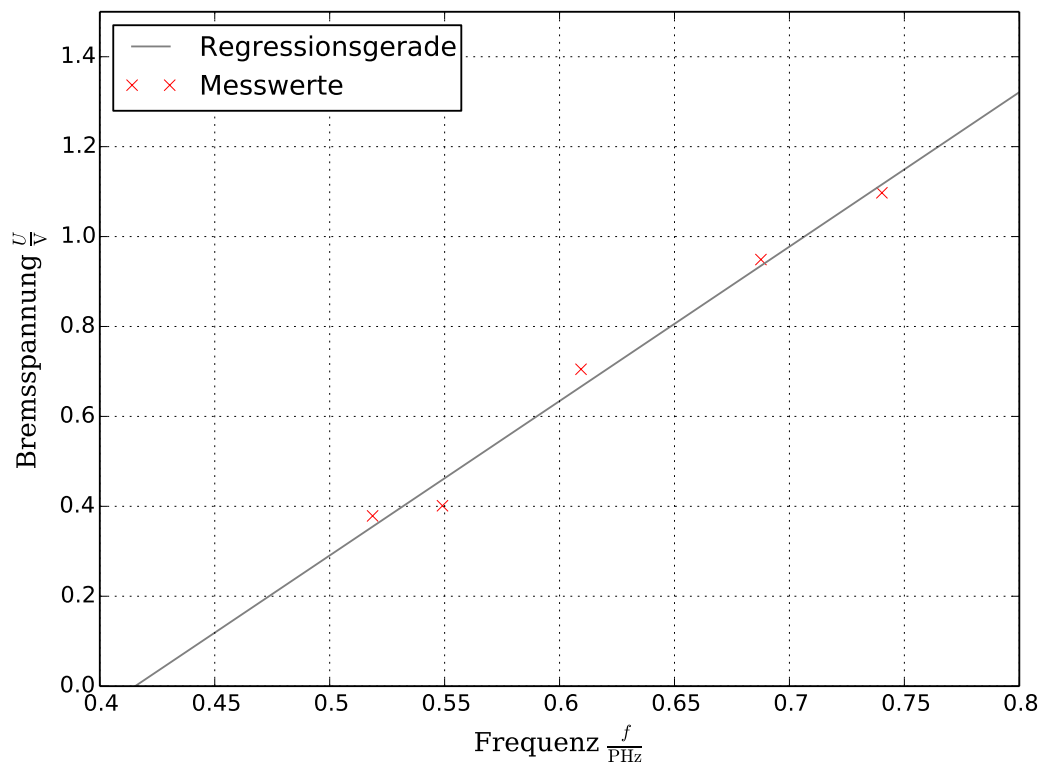


Abbildung 11: Grenzspannung in Abhängigkeit der Frequenz

Durch Umformung von ?? erhält man eine Gerade der Form $U_g = \frac{h}{e_0} f - \frac{A_k}{e_0}$. Daraus ergibt sich, dass die Steigung der Regressionsgeraden c dem gesuchten Wert für $\frac{h}{e_0}$ und der Betrag des berechneten y-Achsenabschnitts d , dem des Quotienten aus Auslösearbeit und Elementarladung entspricht.

$$\frac{h}{e_0} = (3,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-15} \text{ V s} \quad (6)$$

$$A_k = (1,4 \pm 0,2) \text{ eV} \quad (7)$$

4.2 Messung der Abhängigkeit des Photostroms von der Bremsspannung

Die in diesem Versuchsteil aufgenommenen Werte sind in Tabelle 7 eingetragen. Die grafische Darstellung dieser Messwerte findet sich in Abbildung 12 wieder.

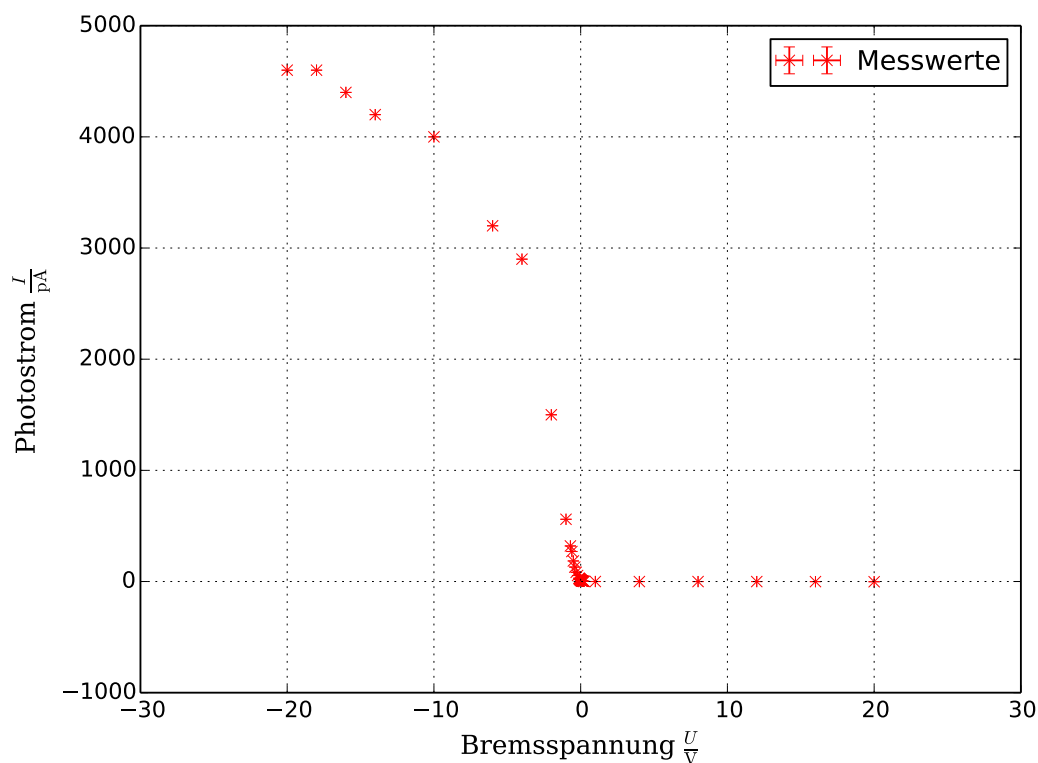


Abbildung 12: Abhängigkeit des Photostroms von der Bremsspannung

5 Diskussion

Im Folgenden werden die in Abschnitt 4 erhaltenen Ergebnisse noch einmal abschließend diskutiert und dabei auf ihre Plausibilität hin überprüft. Dabei wird auch Bezug auf den Versuchsaufbau und die -durchführung genommen.

Die im ersten Versuchsteil aufgenommenen Messdaten, zeigen in der gewählten Darstellung $\sqrt{I} \propto U$ den theoretisch erwarteten linearen Verlauf und sind in sofern plausibel. Weiter ist an den Werten zu erkennen, dass der Photostrom proportional zur Lichtintensität ist. Der Photostrom der intensiven Spektrallinien, wie der ersten violetten Abbildung 9, ist zum Beispiel in Relation zu den wenig intensiven Linien wie der cyanen Abbildung 8 um den Faktor 6 größer. Von den für jede Frequenz unterschiedlichen Grenzspannungen U_g ist abzuleiten, dass die Energie der ausgelösten Elektronen in Abhängigkeit zu der jeweiligen Frequenz steht. Lediglich die Unabhängigkeit der Elektronenenergie von der Lichtintensität konnte mit dem verwendeten Versuchsaufbau nicht untersucht werden, da die Intensität der Spektrallinien nicht verändert werden konnte.

Der durch lineare Regression aus den berechneten Werten der Grenzspannungen U_g und der jeweiligen Frequenz des Lichtes f bestimmte Quotient $\frac{h}{e_0}(6)$ weist mit 17 % eine deutliche Abweichung vom Literaturwert $4,136 \cdot 10^{-15} \text{ V s}$ [2] auf. Dies lässt sich durch die, mit

Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]	Photostrom I [pA]	Bremsspannung U [V]
$-2,0 \pm 0,5$	$20,000 \pm 0,001$	$20,0 \pm 0,5$	$-0,052 \pm 0,001$
$-1,0 \pm 0,5$	$16,000 \pm 0,001$	$22,0 \pm 0,5$	$-0,070 \pm 0,001$
$-0,5 \pm 0,5$	$12,000 \pm 0,001$	$24,0 \pm 0,5$	$-0,080 \pm 0,001$
$-0,5 \pm 0,5$	$8,000 \pm 0,001$	$27,0 \pm 0,5$	$-0,095 \pm 0,001$
$-0,5 \pm 0,5$	$4,000 \pm 0,001$	$30,0 \pm 0,5$	$-0,114 \pm 0,001$
$0,0 \pm 0,5$	$1,000 \pm 0,001$	$54,0 \pm 0,5$	$-0,213 \pm 0,001$
$1,0 \pm 0,5$	$0,237 \pm 0,001$	$83,0 \pm 0,5$	$-0,305 \pm 0,001$
$2,0 \pm 0,5$	$0,200 \pm 0,001$	$130,0 \pm 0,5$	$-0,400 \pm 0,001$
$3,0 \pm 0,5$	$0,151 \pm 0,001$	$185,0 \pm 0,5$	$-0,500 \pm 0,001$
$4,0 \pm 0,5$	$0,126 \pm 0,001$	$270,0 \pm 0,5$	$-0,600 \pm 0,001$
$5,0 \pm 0,5$	$0,107 \pm 0,001$	$320,0 \pm 0,5$	$-0,700 \pm 0,001$
$6,0 \pm 0,5$	$0,086 \pm 0,001$	$560,0 \pm 0,5$	$-1,000 \pm 0,001$
$7,0 \pm 0,5$	$0,070 \pm 0,001$	$1500,0 \pm 0,5$	$-2,000 \pm 0,001$
$8,0 \pm 0,5$	$0,052 \pm 0,001$	$2900,0 \pm 0,5$	$-4,000 \pm 0,001$
$9,0 \pm 0,5$	$0,045 \pm 0,001$	$3200,0 \pm 0,5$	$-6,000 \pm 0,001$
$10,0 \pm 0,5$	$0,033 \pm 0,001$	$4000,0 \pm 0,5$	$-10,000 \pm 0,001$
$11,0 \pm 0,5$	$0,020 \pm 0,001$	$4200,0 \pm 0,5$	$-14,000 \pm 0,001$
$12,0 \pm 0,5$	$0,000 \pm 0,001$	$4400,0 \pm 0,5$	$-16,000 \pm 0,001$
$16,0 \pm 0,5$	$-0,027 \pm 0,001$	$4600,0 \pm 0,5$	$-18,000 \pm 0,001$
$18,0 \pm 0,5$	$-0,039 \pm 0,001$	$4600,0 \pm 0,5$	$-20,000 \pm 0,001$

Tabelle 7: Messwerte der orangenen Spektrallinie bei verschiedenen Bremsspannungen

5 Messung, geringe Anzahl an Messwerten begründen. Im Rahmen dieser Genauigkeit ist es möglich, anhand der erhaltenen Auslösearbeit A_k (7), die eine Stoffkonstante darstellt, das Material der Photokathode zu bestimmen. So ergibt sich aus Vergleichen mit der Literatur [1] Wolfram mit einer Auslösearbeit von $A_k(W) = 1,4 \text{ eV}$ als wahrscheinlichstes Material.

Die Messung zur Abhängigkeit des Photostrom von der Bremsspannung liefern ebenfalls das in der Anleitung [3] beschriebene Ergebnis. Entgegen dem zunächst zu vermutenden Verlauf - konstanter Photostrom bis zur Grenzspannung, danach kein Photostrom - zeigen die Messwerte einen mit steigender Bremsspannung abnehmenden Photostrom, der für große Spannungen, sogar negativ wird. Bei Betrachtung des Verlaufs bei höheren Beschleunigungsspannungen (negative Bremsspannungen) ist zu erkennen, dass sich ein Sättigungswert des Photostroms einstellt.

Der generelle Kurvenverlauf lässt sich durch die Verteilung der Energie der Elektronen in der Photokathode erklären. Da nicht jedes Elektron die gleiche Energie besitzt, sondern diese „Startenergie“ statistisch verteilt ist (Fermi-Dirac-Statistik), ist der Photostrom diesbezüglich nicht nur von der Energie der Photonen abhängig.

Negative Photoströme sind dadurch erreichbar, dass eine hohe Bremsspannung angelegt wird. Durch dies ist es den Elektronen die aus der Photokathode ausgelöst werden nicht

möglich die Anode zu erreichen, da sie nicht genug Energie besitzen. Durch das Auslösen der Elektronen entsteht ein Elektronendefizit auf der Kathode, welches dazu führt, dass sich ein Strom von Anode zu Kathode einstellt, da die Anode im Vergleich einen Elektronenüberschuss aufweist. Für hohe Bremsspannungen, vertauschen sich demnach die Rollen von Kathode und Anode. Tritt dieser Effekt schon bei energiearmen Licht auf, so ist darauf zu schließen, dass das Anodenmaterial eine dem Kathodenmaterial ähnliche Auslösearbeit besitzt, da nur wenig Energie nötig ist um die Elektronen aus der Anode auszulösen.

Die Einstellung eines Sättigungswertes für hohe beschleunigende Spannungen ist durch die Abhängigkeit des Photostroms von der Lichtintensität zu begründen. Dies ist der Fall, da für eine feste Intensität (Energie pro Zeit und Fläche) pro Zeiteinheit eine feste Anzahl an Elektronen ausgelöst wird, da jedes Photon höchstens ein Elektron auslösen kann. Das Erhöhen der beschleunigenden Spannung führt nun dazu, dass alle Elektronen die pro Zeit ausgelöst werden auch die Anode erreichen. Diese Anzahl an Elektronen pro Zeit (Strom) ist wie oben erklärt durch die Intensität begrenzt und somit auch der resultierende Photostrom.

Literatur

- [1] Günther Simon Dietmar Mende. *Physik. Gleichungen und Tabellen*. 16. Aufl. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag München, 2009.
- [2] *SciPy*. URL: <http://docs.scipy.org/doc/> (besucht am 21.04.2014).
- [3] *Versuchsanleitung. V501 Photoeffekt*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V500.pdf> (besucht am 09.05.2014).