

Physik III - Anfängerpraktikum- Versuch 500

Sebastian Rollke (103095) und Daniel Brenner (105292)

21. September 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Zielsetzung	2
2	Theoretische Betrachtung	3
2.1	Klassische Erklärung des Photoeffektes	3
2.2	Widersprüche bei der klassischen Betrachtung des Photoeffektes	3
2.3	Der Dualismus Welle-Teilchen	4
3	Experimentelles Vorgehen	5
3.1	Aufbau der Photzelle	5
3.2	Optischer Teil des Versuchsaufbaus	6
3.3	Versuchsaufbau	7
4	Auswertung	9
4.1	Bestimmung der Gegenspannungen	9
4.1.1	365,5nm Quecksilber-Lampe	10
4.1.2	377,6nm Thallium-Lampe	11
4.1.3	405nm Quecksilber-Lampe	12
4.1.4	435nm Quecksilber-Lampe	13
4.1.5	492nm Quecksilber-Lampe	14
4.1.6	535nm Thallium-Lampe	15
4.1.7	546nm Quecksilber-Lampe	16
4.1.8	578nm Quecksilber-Lampe	17
4.1.9	663nm Diode	18
4.2	Berechnung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit	19
4.2.1	Deutung des Kurvenverlaufs für $\lambda = 578 \text{ nm}$	19

Kapitel 1

Einleitung

Der Photoelektrische Effekt (oder kurz Photoeffekt) bzw. Einsteins Interpretation im frühen 20. Jahrhundert führte neben einigen anderen dazu, dass die bis dahin geltende klassische Betrachtung des Lichtes als elektromagnetische Welle revidiert werden musste. Die Beobachtungen dieses Versuches führen zu dem heutzutage gültigen Modell des *Welle-Teilchen-Dualismus* des Lichtes. Man unterscheidet dabei zwischen zwei Formen des Photoeffektes:

- dem *"inneren" Photoelektrischen Effekt*, bei dem Elektronen durch Lichteinstrahlung aus dem Valenzband eines Festkörpers in das Leitungsband "gehoben" werden und somit eine Verbesserung der Leitfähigkeit bei Lichteinstrahlung erreicht wird.
- dem *"äußeren" Photoelektrischen Effekt*, bei dem Elektronen durch Lichteinstrahlung von den Atomen eines Festkörpers gelöst werden.

Wir beschränken uns dabei im folgenden auf den äußeren Photoelektrischen Effekt.

1.1 Zielsetzung

Bei diesem Versuch soll nun bestimmt werden, welche (materialabhängige) Energie nötig ist um Elektronen vom Atom zu lösen (*Austrittsarbeit* W_A) zudem soll das Verhältnis zwischen Elementarladung und *Plank'schem Wirkungsquantum* bestimmt werden.

Kapitel 2

Theoretische Betrachtung

Die experimentellen Beobachtungen die man beim (äußeren) Photoeffekt macht, stimmen nicht mit denen nach der klassischen Betrachtung zu erwartenden überein. Diese werden nun im folgenden genauer betrachtet und es werden die Schritte dargelegt, die zu der *Korpuskulartheorie des Lichtes* führten.

2.1 Klassische Erklärung des Photoeffektes

Klassisch kann man den Photoeffekt durch die Annahme erklären, 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 (und somit Energie) der Elektronen wird dadurch immer größer, bis sie irgendwann ausreicht um sich aus dem Atom zu lösen.

Dementsprechend müssten die Energien der Elektronen abhängig von der Lichtintensität sein und man müsste auch bestimmte Resonanzfrequenzen beobachten bei denen der Photoeffekt besonders gut auftritt.

2.2 Widersprüche bei 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 (deren Energie homogen verteilt ist) eine Energie $E \geq W_A$ auf das Metall übertragen hat. Die Beobachtungen die man macht stehen jedoch im Widerspruch zu diesen Annahmen

1. Elektronen treten erst unterhalb einer bestimmten Lichtwellenlänge $\lambda_g r$ aus. Der Austritt geschieht dabei instantan.
2. Die Energie eines ausgetretenen Elektrons hängt nur von der Wellenlänge des Lichtes und nicht von der Intensität ab.
3. Die Anzahl der ausgetretenen Elektronen (der *Photostrom*) ist abhängig von der Intensität

Eine Erklärung diese Phänomene liefert dabei die Annahme, das das Licht auch als Teilchen (*Photonen*) betrachtet werden muss, die jeweils eine genau definierte Energiemenge

$$E_{Ph} = h \cdot \nu \quad (2.1)$$

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

$$\lambda = c \cdot \nu \Rightarrow \nu = \frac{\lambda}{c} \quad (2.2)$$

mit einander verknüpft.

Das in Gleichung (1) auftretende h ist dabei das *Planck'sche Wirkungsquantum*, der Proportionalitätsfaktor zwischen Energie und Frequenz des Photons.

Bei dieser Teilchentheorie des Lichtes kann man den Photoeffekt als Stoß eines Photons mit einem Elektron auffassen, das dadurch seine Energie an das Elementarteilchen übergibt. Wichtig ist dabei, das das Photon (zumindest beim Photoeffekt) immer nur seine gesamte Energie abgeben kann (inelastischer Stoß) und es somit vernichtet wird.

Somit kann ein Elektron immer nur die durch (1) definierte Energie aufnehmen. Somit ist leicht ersichtlich wieso eine Grenzwellenlänge existiert ab der erst der Photoeffekt auftritt. Denn ist die Energie geringer als die Austrittsarbeit reicht sie schlichtweg 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.

2.3 Der Dualismus Welle-Teilchen

So exakt diese *Korpuskulartheorie* den Photoeffekt auch beschreibt, so liefert sie jedoch keine Erklärung für zum Beispiel das auftreten von Beugungsmustern am Spalt oder Interferenzerscheinungen. Diese lassen sich nur durch eine Wellentheorie des Lichtes erklären.

Zusammengefasst kann man sagen, daß das Licht sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften besitzt. Man beobachtet dabei die Welleneigenschaft vorzüglich dann, wenn man eine große Anzahl Photonen betrachtet über die statistisch gemittelt wird.

Die Teilcheneigenschaft beobachtet man hingegen bei der Betrachtung einzelner- oder weniger Photonen.

Man bezeichnet dies als *Welle-Teilchen Dualismus des Lichtes*.

Kapitel 3

Experimentelles Vorgehen

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.

Man justiert ein Gegenspannung nun auf einen Wert U_g , bei dem gerade keine Elektroden mehr an der Kathode ankommen (der Photostrom also verschwindet). Somit haben die Elektronen genau ihre kinetische Energie in potentielle umgewandelt und es gilt

$$h \cdot \nu = U_g \cdot e_0 + W_A \quad (3.1)$$

mit der Elementarladung e_0 .

Man beobachtet jedoch auch Abweichungen von dieser (idealisierten) Betrachtung, da die Festkörperelektronen nicht allesamt die gleiche Energie besitzen, sondern nach der *Fermi-Dirac-Statistik* bei Zimmertemperatur eine Energieverteilung besitzen aufgrund derer man nicht den abrupten Abfall des Photostroms beobachtet sondern ein asymptotisch gegen Null strebendes Verhalten (vgl. Abbildung 3.1).

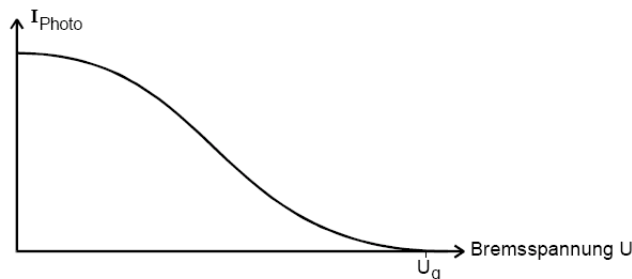


Abbildung 3.1: Verhalten des Photostroms

3.1 Aufbau der Photzelle

Man verwendet eine so genannte Photozelle für den eigentlichen Versuch, in der dann der Photoeffekt abläuft. Wie Abbildung 3.2 zeigt, besteht die Zelle aus einem evakuierten Glaskolben in

dem sich die Kathode befinden um die dann eine ringförmige Anode angeordnet ist. Dabei ist

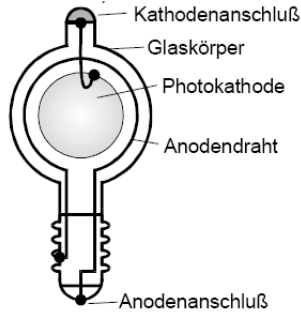


Abbildung 3.2: Photzelle

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.

Gerade dies bedingt jedoch auch einen Nebeneffekt. Denn gilt $A_{Kathode} < h \cdot \nu < A_{Anode}$ tritt trotz allem kein Photostrom auf, da die Elektronen gegen das Potential der Anode anlaufen und sie nicht erreichen. Um diese Potentialbarriere zu überwinden, muss entsprechend sogar eine beschleunigende Spannung angelegt werden. Dies ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt.

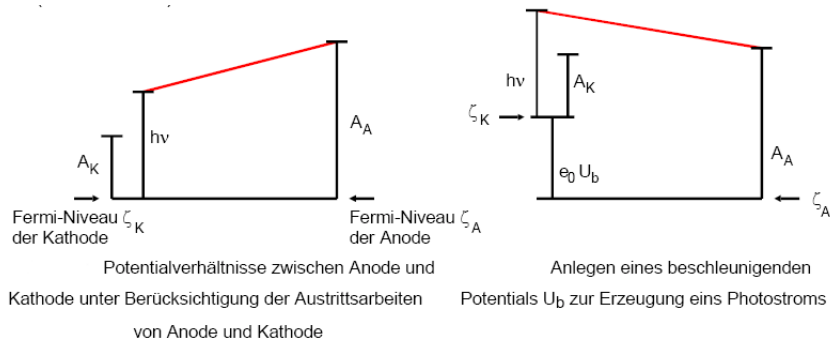


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Potentiale an Anode und Kathode

3.2 Optischer Teil des Versuchsaufbaus

Um monochromatisches Licht zur Bestrahlung zu erhalten verwendet man Lampen die verschiedene wohlbekannte Spektrallinien emittieren. In diesem Fall sind dies eine Quecksilber- und eine Thalliumdampfampe.

Um aus dem Licht monochromatisches Licht zu erhalten verwendet man den in Abbildung 3.4 dargestellten Aufbau. Man nutzt hierbei den Dispersionseffekt am Glasprisma um die Spektrallinien räumlich voneinander zu trennen.

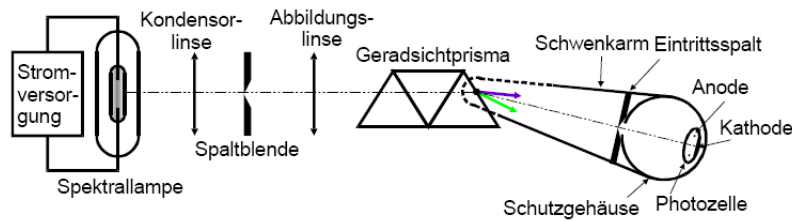


Abbildung 3.4: optischer Aufbau

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 und man kann dann 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. Zudem muss darauf geachtet werden, daß die ausgewählte Spektrallinie möglichst intensiv ist um einen hohen Photostrom zu erzielen, der sich dann leichter nachzuweisen lässt.

Weiterhin verwendet man für die rote Spektrallinie eine rote Leuchtdiode. Da diese natürlich bereits monochromatisches Licht aussendet entfällt hierbei der optische Aufbau.

3.3 Versuchsaufbau

Die bereits vorgestellten Komponenten kombiniert man nun miteinander und erhält dann den Gesamtaufbau des Versuches (vgl. Abbildung 3.5) Wichtig ist die Verwendung eines hochemp-

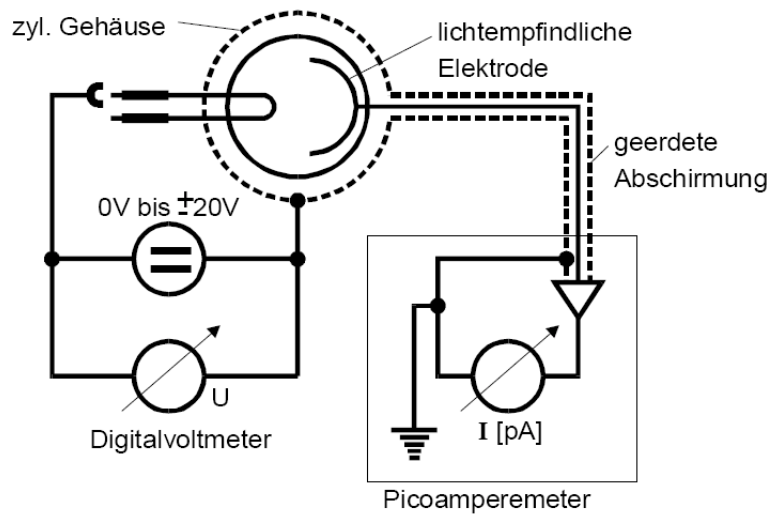


Abbildung 3.5: Versuchsaufbau

findlichen Strommessgerätes (wie in diesem Fall eines Picoamperemeters) um den geringen Photostrom überhaupt quantitativ erfassen zu können.

Kapitel 4

Auswertung

4.1 Bestimmung der Gegenspannungen

Zur Bestimmung der Gegenspannung wird zunächst die Wurzel des gemessenen Photostroms gegen die jeweilige angelegte Spannung aufgetragen. In dem Bereich des linearen Kurvenverlaufs wird nun nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Ausgleichsrechnung durch das Programm "OpenOffice" durchgeführt. Die Ausgleichsrechnung liefert eine Gerade der Art

$$\sqrt{I} = A + mU \quad (4.1)$$

wobei A der Schnittpunkt mit der I-Achse und m die Steigung der Ausgleichsgeraden ist. Der Schnittpunkt dieser linearen Ausgleichsgeraden mit der U-Achse stellt nun den gesuchten Wert für U_g dar. Er berechnet sich nach

$$U_g = \frac{-A}{m} \quad (4.2)$$

Der absolute Fehler der Gegenspannung berechnet sich nun nach:

$$s_{U,abs} = U_g \sqrt{\left(\frac{s_{A,abs}}{A}\right)^2 + \left(\frac{s_{m,abs}}{m}\right)^2} \quad (4.3)$$

wobei die absoluten Fehler der Steigung ($s_{m,abs}$) und des Achsenabschnitts ($s_{A,abs}$) jeweils aus der Ausgabe der Regression folgen.

4.1.1 365,5nm Quecksilber-Lampe

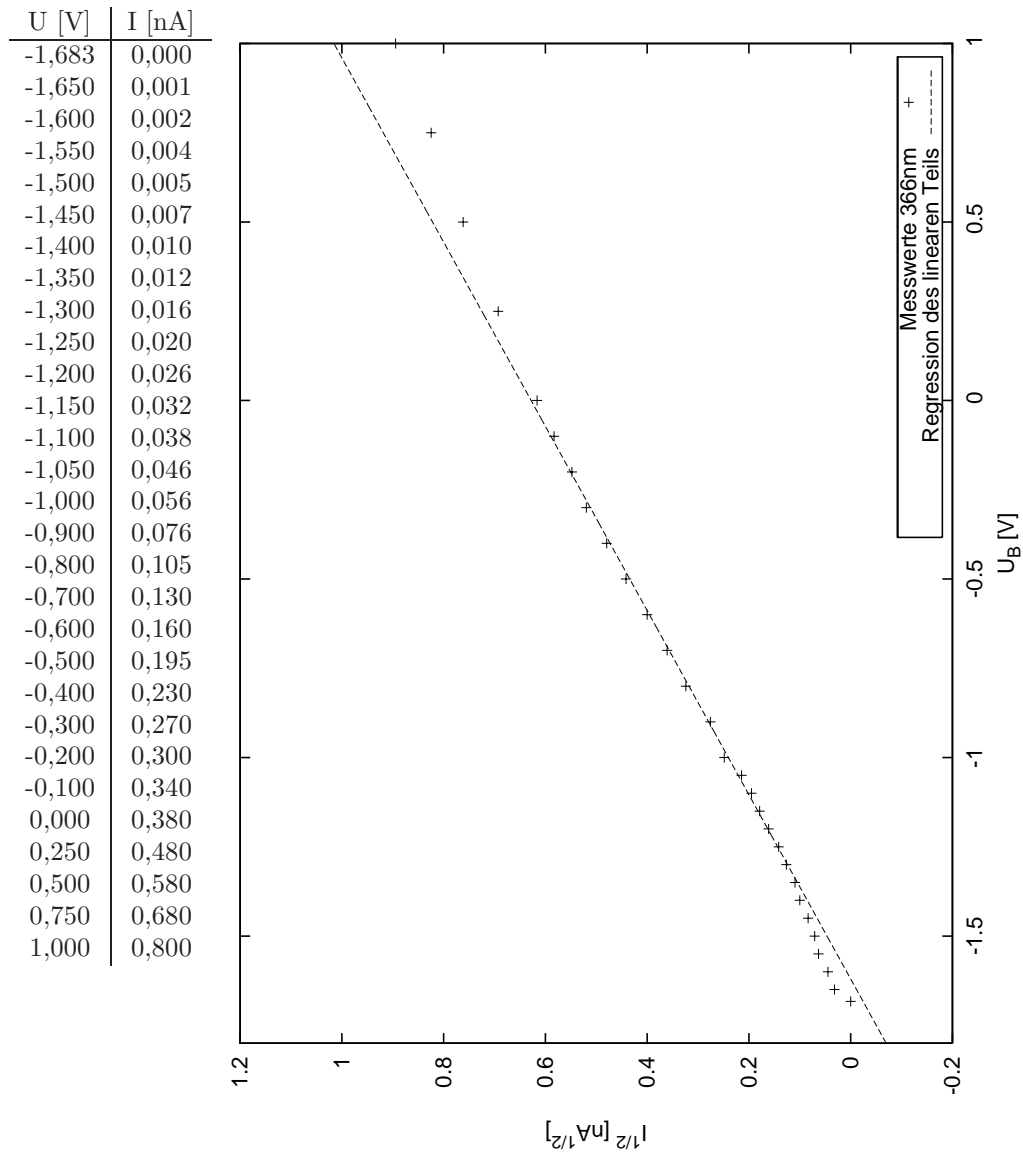
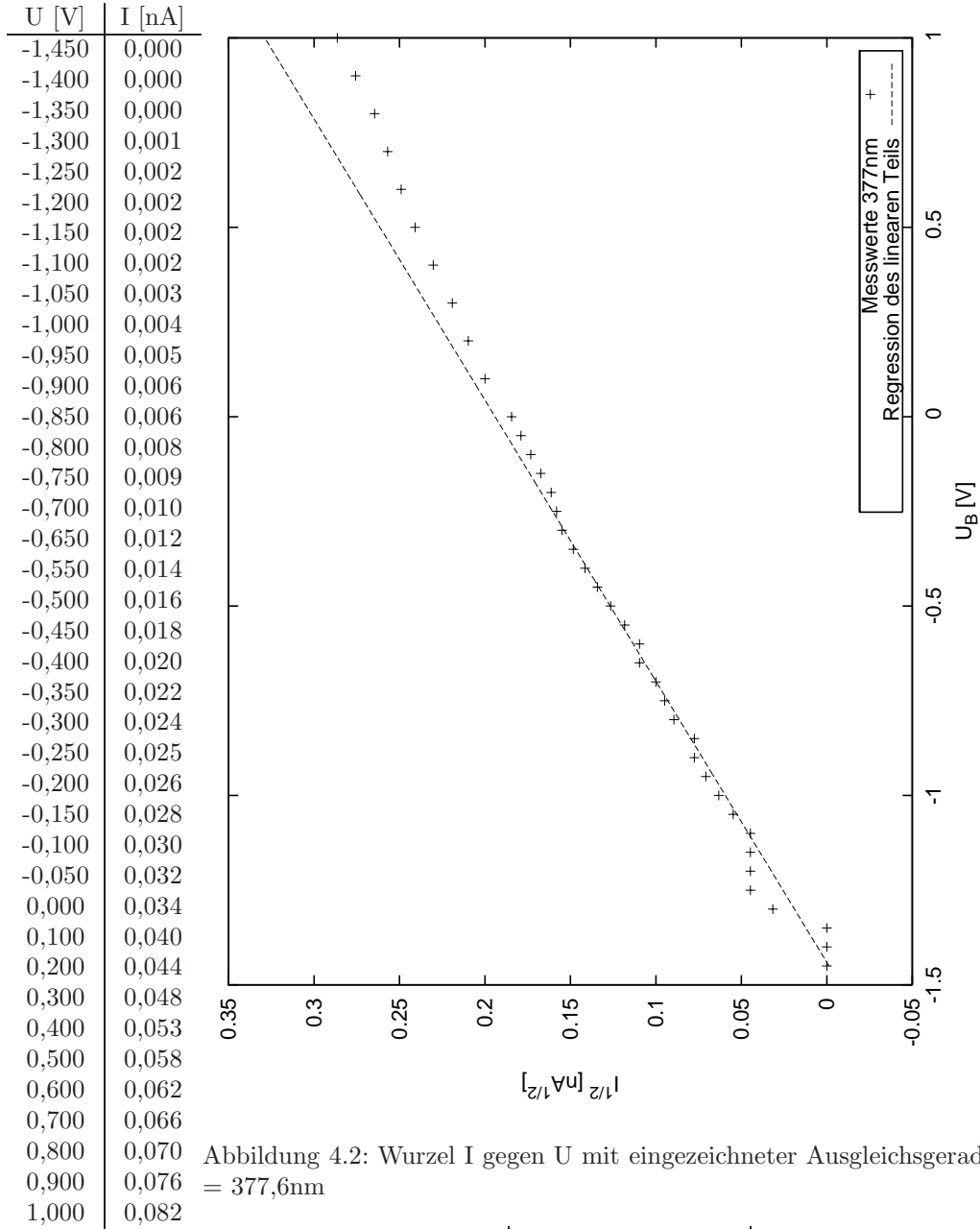


Abbildung 4.1: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 365,5\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,389 \pm 0,004$	$0,628 \pm 0,003$	$-1,615 \pm -0,018$

4.1.2 377,6nm Thallium-Lampe



Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,130 \pm 0,002$	$0,192 \pm 0,002$	$-1,479 \pm -0,027$

4.1.3 405nm Quecksilber-Lampe

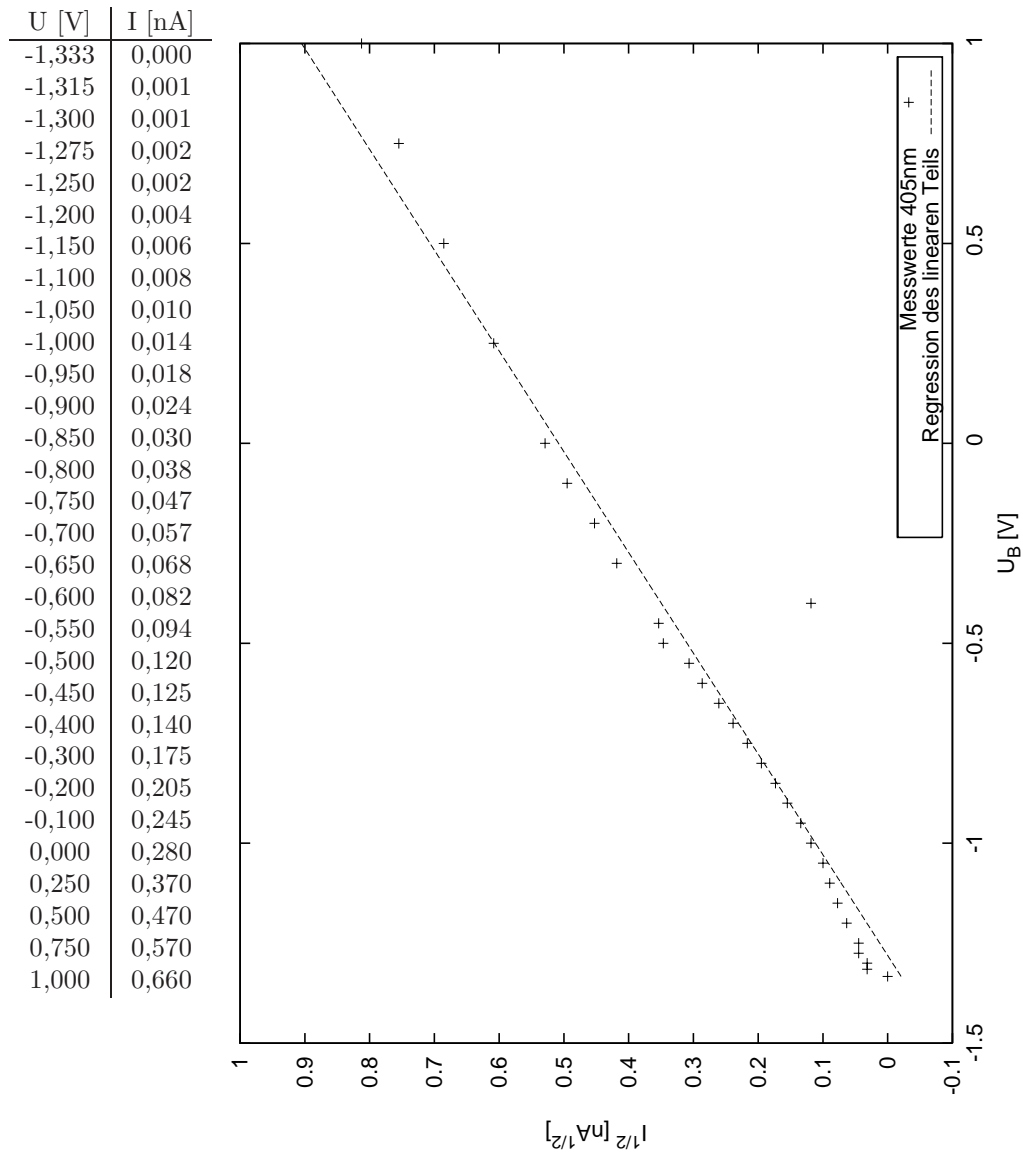


Abbildung 4.3: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 405\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,427 \pm 0,006$	$0,540 \pm 0,004$	$-1,267 \pm 0,020$

4.1.4 435nm Quecksilber-Lampe

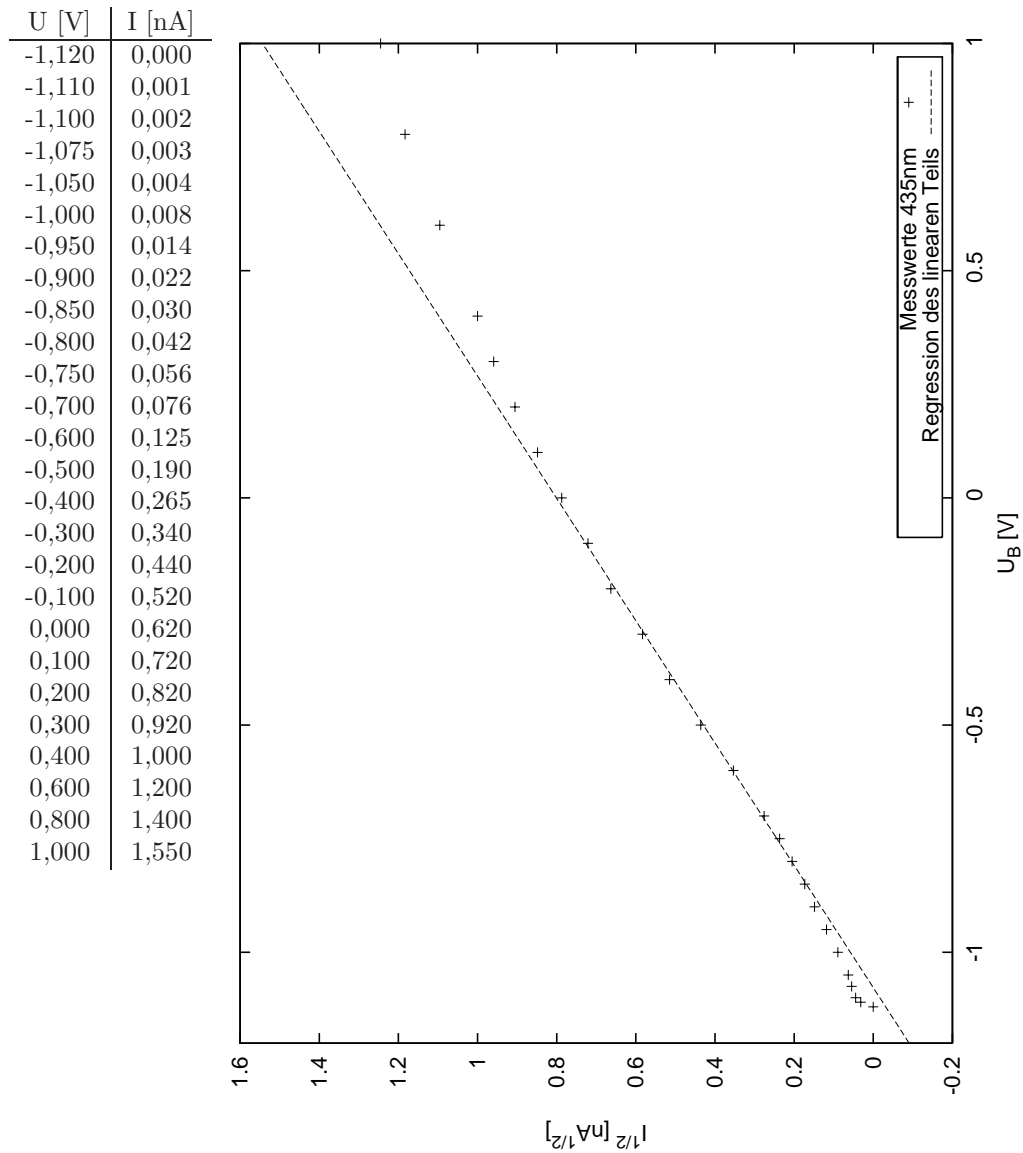


Abbildung 4.4: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 435\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,743 \pm 0,010$	$0,801 \pm 0,005$	$-1,078 \pm 0,017$

4.1.5 492nm Quecksilber-Lampe

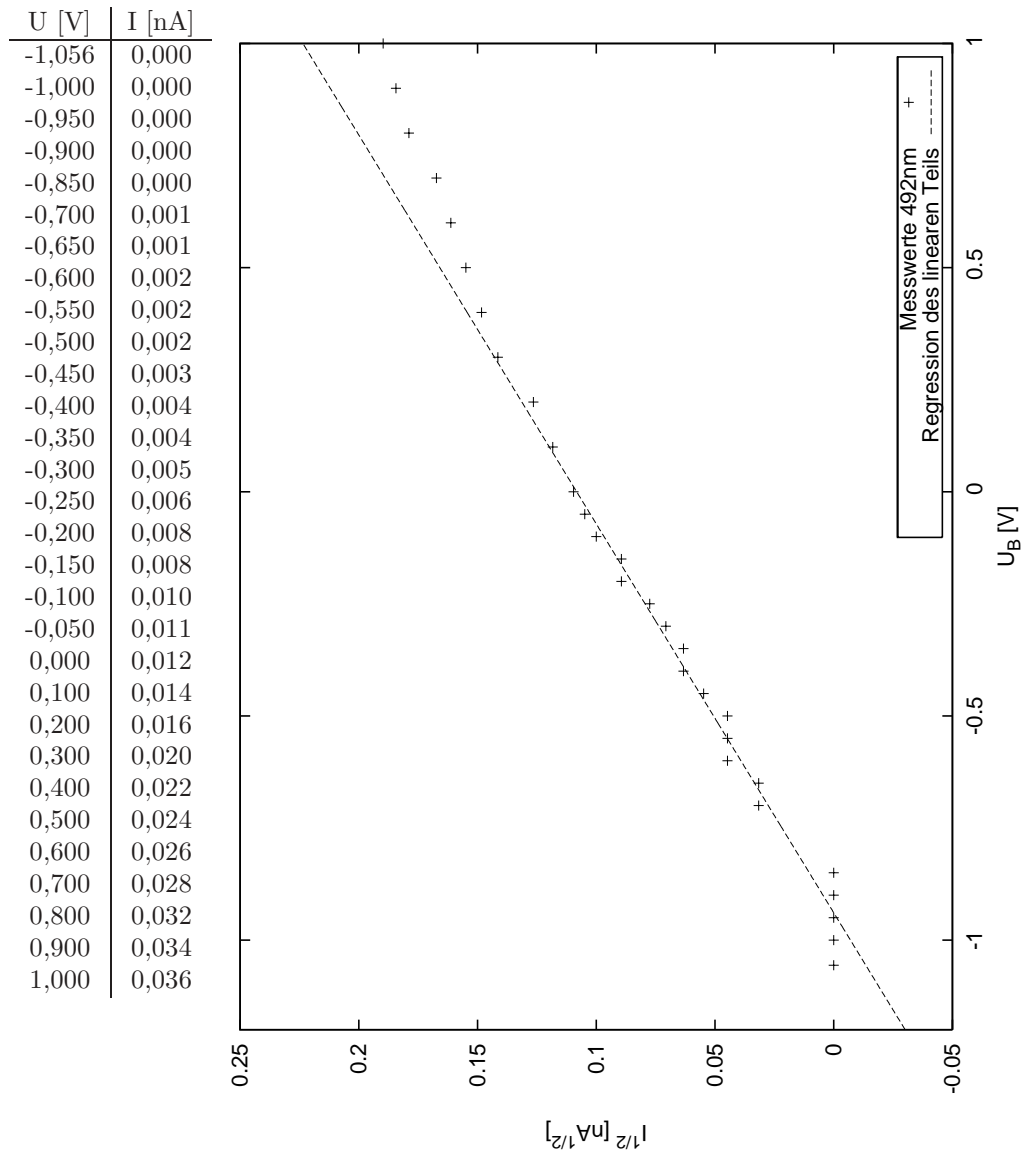


Abbildung 4.5: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 492\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,115 \pm 0,004$	$0,108 \pm 0,001$	$-0,939 \pm -0,032$

4.1.6 535nm Thallium-Lampe

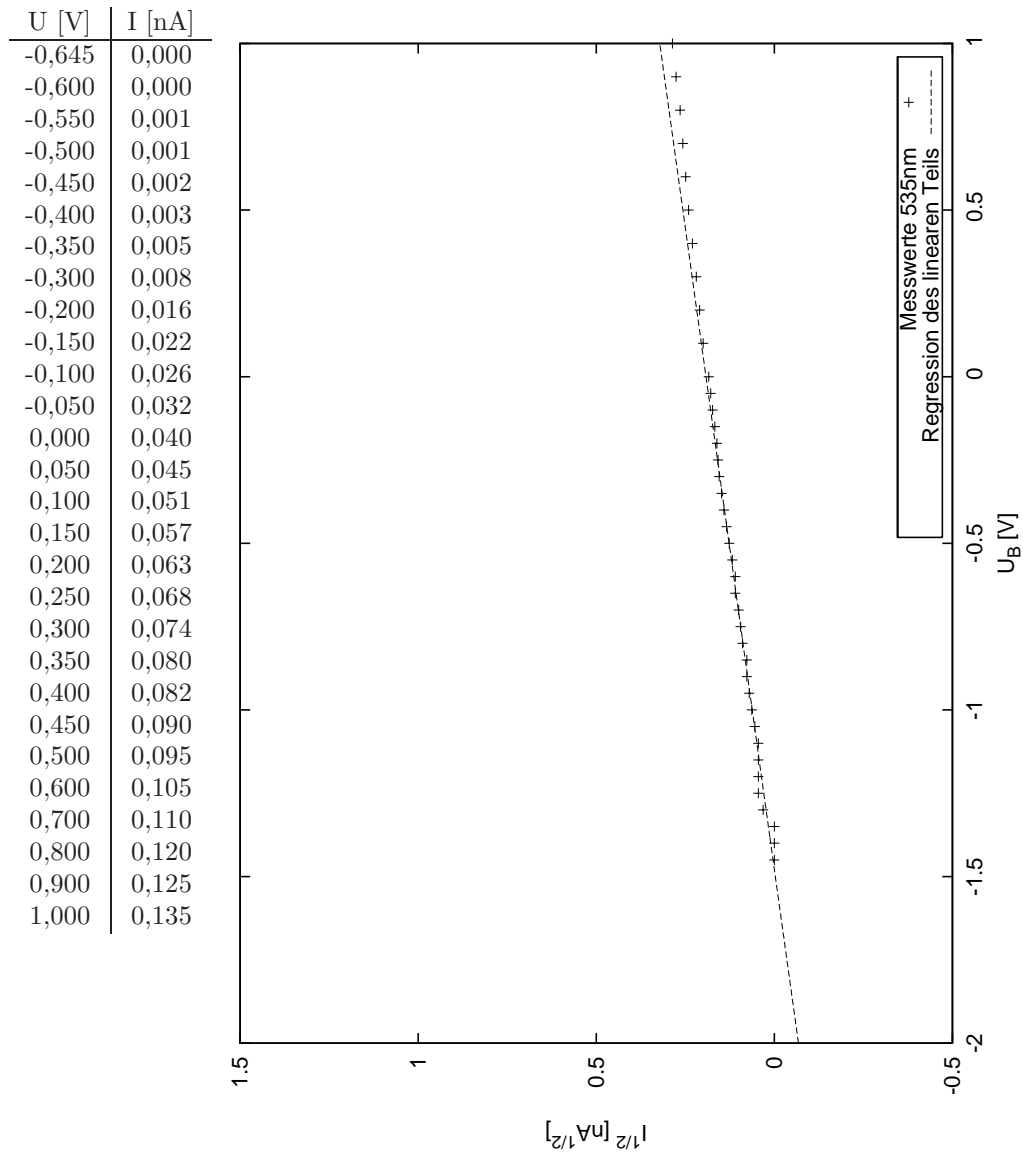


Abbildung 4.6: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 535\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,351 \pm 0,006$	$0,196 \pm 0,001$	$-0,559 \pm -0,010$

4.1.7 546nm Quecksilber-Lampe

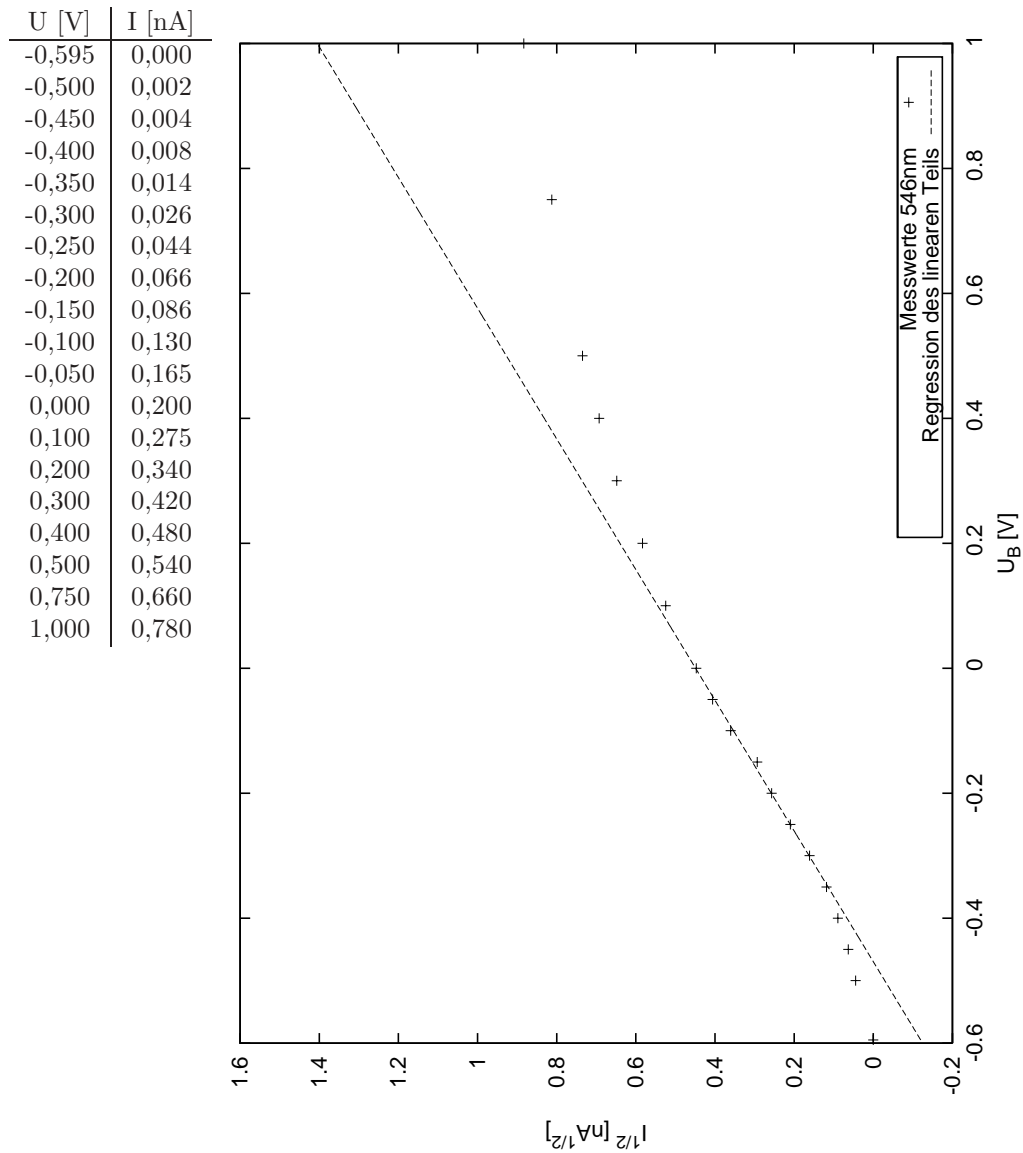
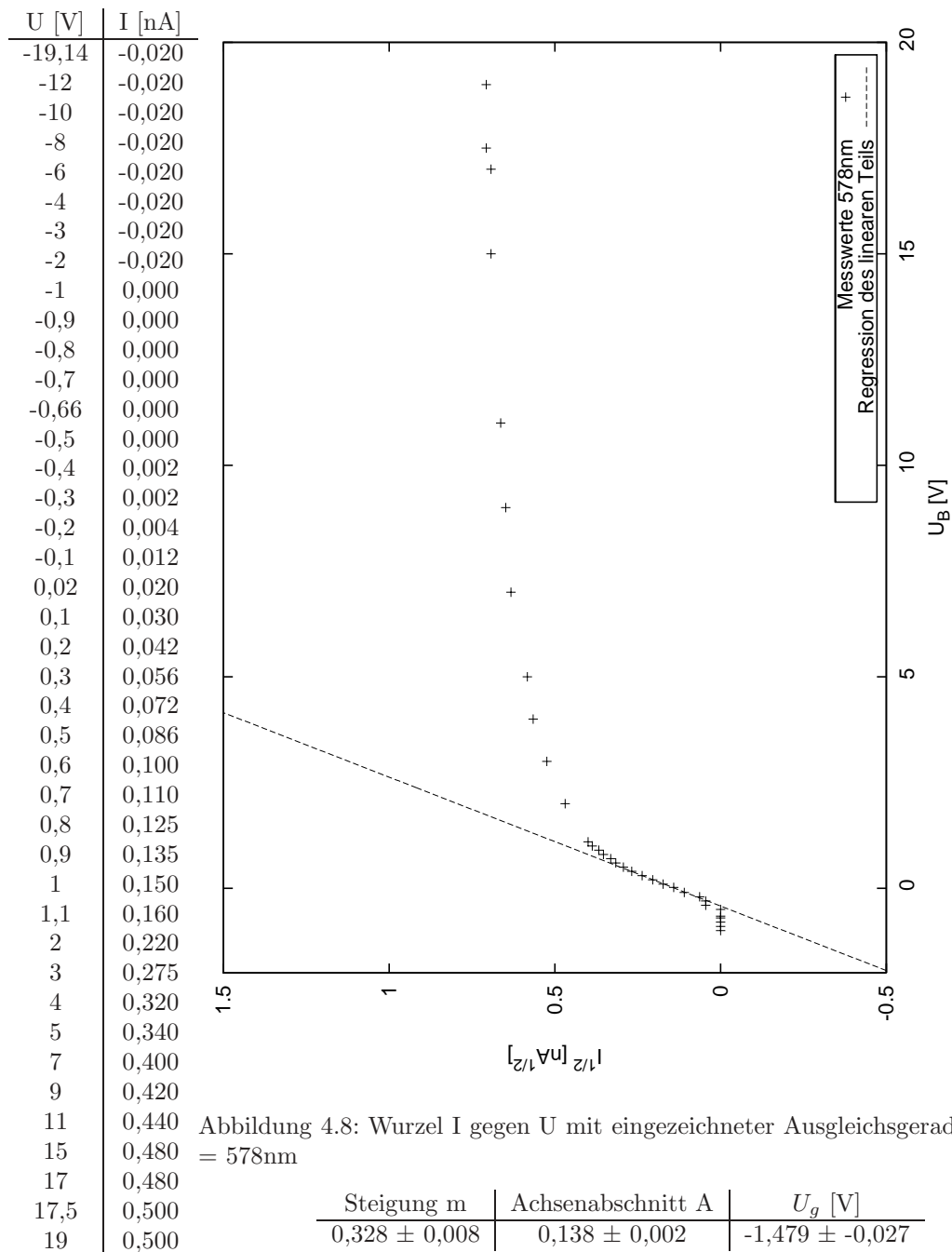


Abbildung 4.7: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 546\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,927 \pm 0,020$	$0,443 \pm 0,004$	$-0,477 \pm -0,011$

4.1.8 578nm Quecksilber-Lampe



4.1.9 663nm Diode

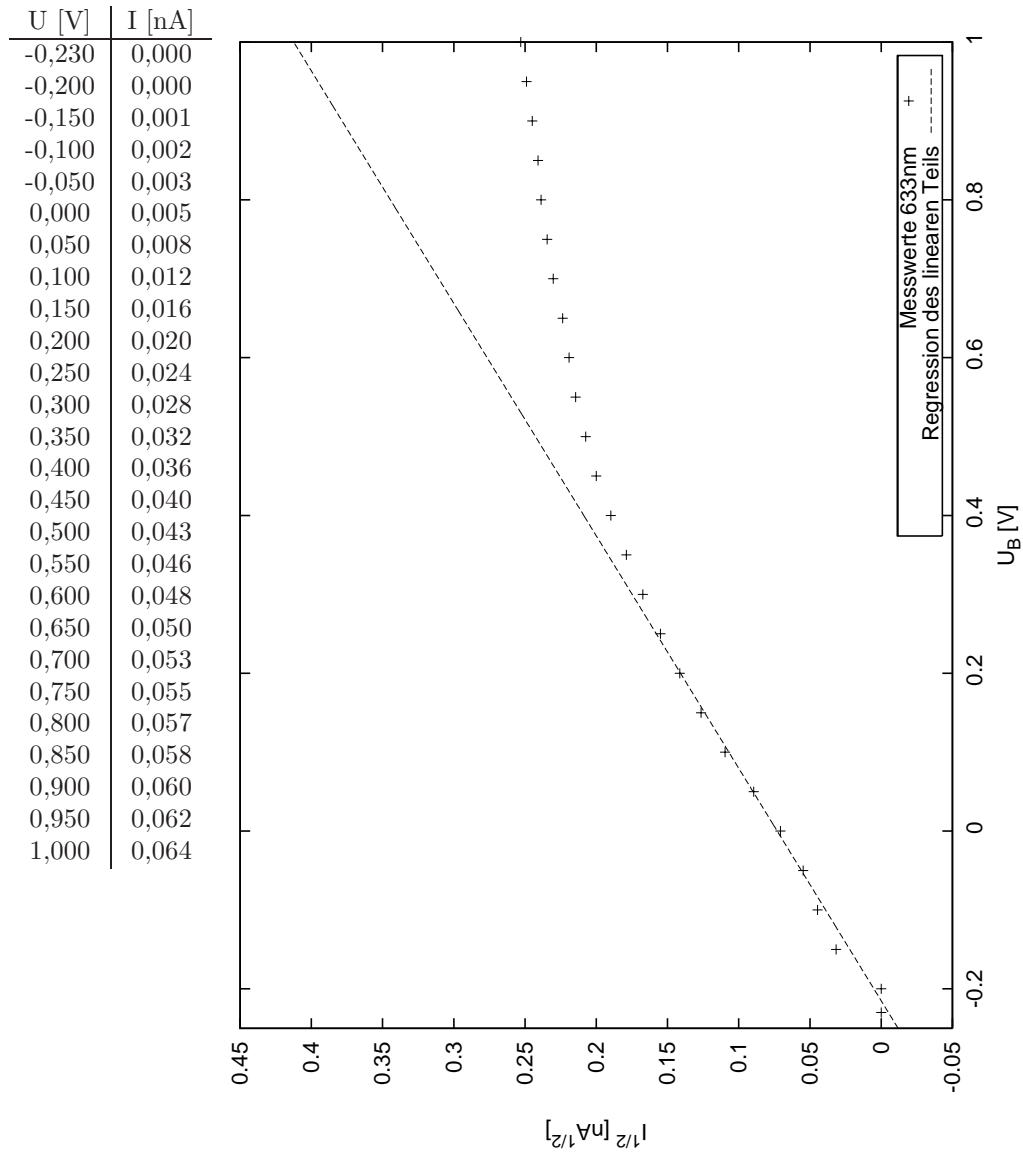


Abbildung 4.9: Wurzel I gegen U mit eingezeichneter Ausgleichsgeraden für $\lambda = 663\text{nm}$

Steigung m	Achsenabschnitt A	U_g [V]
$0,339 \pm 0,013$	$0,073 \pm 0,002$	$-0,215 \pm -0,010$

4.2 Berechnung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit

Schon an Gleichung 3.1 kann man erkennen, dass es einen Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquantum, der Lichtfrequenz, der Elektronenladung, der Gegenspannung und der Austrittsarbeit gibt. Somit gilt wenn man diese umstellt:

$$U_g = \frac{h}{e_0} \cdot \nu - \frac{W_k}{e_0} \quad (4.4)$$

Die Lichtfrequenz bestimmt sich auf einfache Weise durch $\nu = c/\lambda$. Zur Übersicht nun eine Tabelle aller bisher ermittelten Grenzspannungen und zusätzlich die umgerechnete Lichtfrequenz:

λ [nm]	ν [Hz]	U_g [V]
578	$5,19 \cdot 10^{14}$	$-0,421 \pm -0,011$
377,6	$7,94 \cdot 10^{14}$	$-1,479 \pm -0,027$
535	$5,60 \cdot 10^{14}$	$-0,559 \pm -0,010$
663	$4,52 \cdot 10^{14}$	$-0,215 \pm -0,010$
365,5	$8,20 \cdot 10^{14}$	$-1,615 \pm -0,018$
405	$7,40 \cdot 10^{14}$	$-1,267 \pm -0,020$
435	$6,89 \cdot 10^{14}$	$-1,078 \pm -0,017$
492	$6,09 \cdot 10^{14}$	$-0,939 \pm -0,032$
546	$5,49 \cdot 10^{14}$	$-0,477 \pm -0,011$

Die Gegenspannungen werden nun jeweils gegen die Lichtfrequenz in einem Diagramm aufgetragen. Wiederum wird eine Ausgleichsgerade berechnet, deren Steigung nun das gesuchte Verhältnis und der Achsenabschnitt das Verhältnis W_k/e_0 und somit die Austrittsarbeit in Elektronenvolt liefert. Aus der Regression folgen nun für die Gerade nach 4.4 die fehlerbehafteten Werte:

$$W_k = (1,685 \pm 0,052)\text{eV.}$$

$$\frac{h}{e_0} = (4,001 \pm 0,072) \cdot 10^{15} \frac{\text{Js}}{\text{C}}$$

Das letzte Verhältnis lässt sich theoretisch auch über eine Division des Plank'schen Wirkungsquantums durch die Elementarladung bestimmen, daraus folgt sofort:

$$\frac{6,6260755 \cdot 10^{-34}}{1,6021773 \cdot 10^{-19}} = 4,1356693 \cdot 10^{-15}$$

Dies entspricht einer Abweichung von lediglich 3,27%, diese mag an der geringen Anzahl von Messwerten im linearen Bereich liegen. Bedingt durch die Fermi-Verteilung misst man zwar eine etwas höhere Gegenspannung, dies bewirkt allerdings lediglich eine Verschiebung der Geraden, ihre Steigung und somit das Verhältnis sind hiervon natürlich nicht beeinflusst. Bedingt durch diesen Effekt verschiebt sich allerdings die Austrittsarbeit ein wenig, doch ist dieser Effekt so klein, dass er vernachlässigt werden kann gegen den Fehler der Austrittsarbeit. Leider lässt sich hier kein theoretischer Wert bestimmen, da nicht bekannt ist, aus welchem Material die Kathode ist.

4.2.1 Deutung des Kurvenverlaufs für $\lambda = 578 \text{ nm}$

Betrachtet man den Kurvenverlauf des in Abbildung 4.10 dargestellten Graphen, so sieht man, dass er für große Spannungen einen flacher werdenden Verlauf nimmt. Es lässt sich also eine Sättigung vermuten, die bedingt dadurch ist, dass nur eine endliche Anzahl von Elektronen auf der

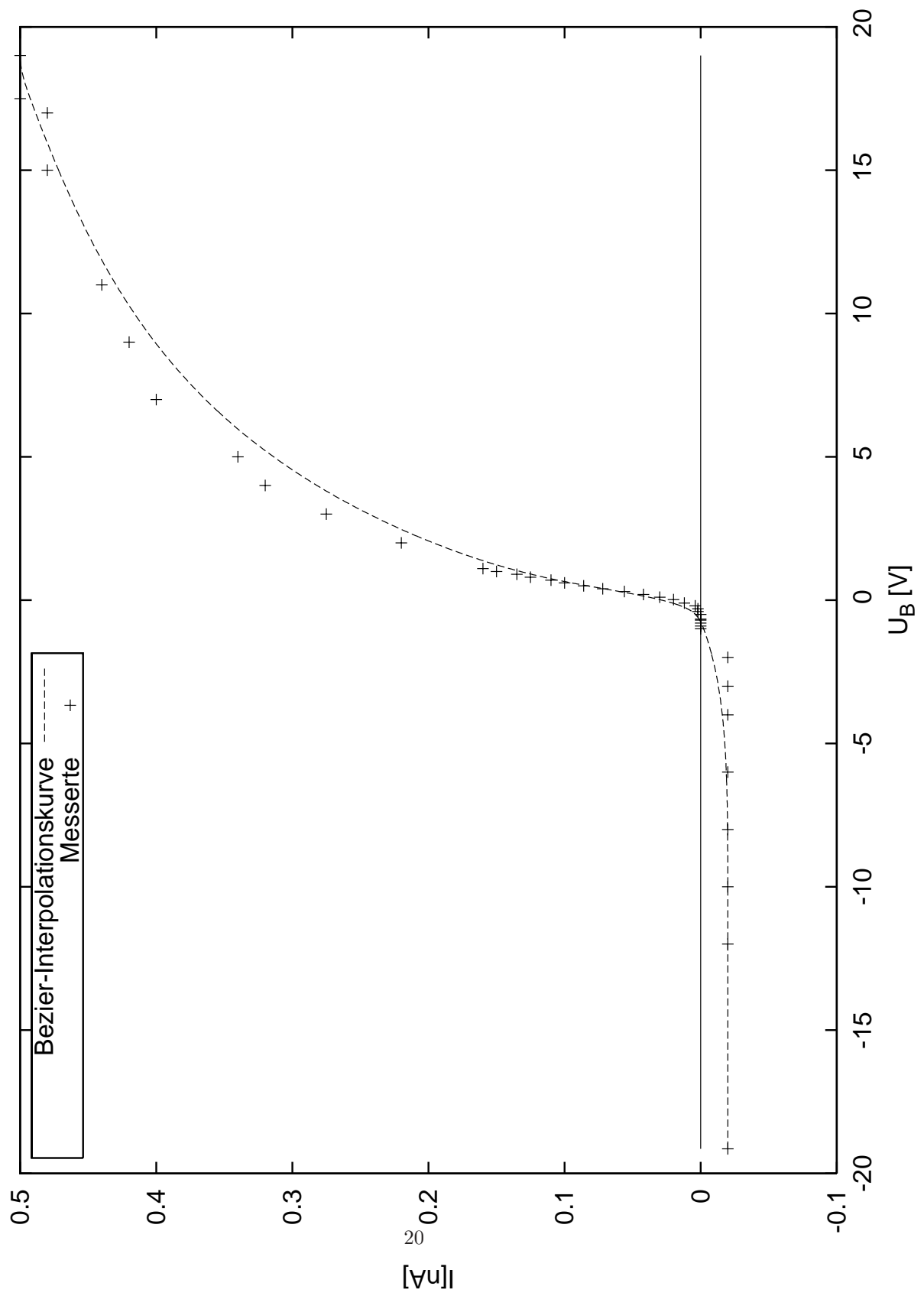


Abbildung 4.10: I gegen U für $\lambda = 578\text{nm}$

Kathode vorhanden ist. Der Photostrom (also die Menge der Elektronen die ausgelöst werden) ist proportional zur Lichtintensität und nicht zur Spannung, und kann somit selbst bei sehr hohen Spannungen einen Grenzwert nicht überschreiten. Die Sättigung ist erreicht, wenn alle Elektronen der Kathode die Anode erreichen können. Dieser Sättigungswert wird allerdings nur asymptotisch erreicht, da auch wenn die Elektronen sich geradlinig bewegen, sie einer gewissen Streuung unterliegen. Dadurch erreichen nicht alle die gegenüberliegende Anode. Zur Verbesserung dieses Aufbaus, müsste die Lichtquelle ins Innere einer geschlossenen, kugelförmigen Anode gebracht werden und dort die ebenfalls im Innern befindliche Kathode bestrahlen. Somit würden zwangsläufig alle Elektronen auch die Anode erreichen können, unabhängig von ihrer Streuung.

Weiter kann man sehen, dass der Photostrom schon vor dem Erreichen der Gegenspannung beginnt zu sinken. Dies wird mittels der Fermi-Dirac-Statistik erklärt, da nicht alle Elektronen die das Licht auslöst, die gleiche Energie haben.

Dem Photostrom entgegengerichtet tritt wie festgestellt wurde ein weiterer Strom auf. Dieser ist einfach erklärt, da sich auch an der Anode ein lichtelektrischer Effekt ereignet. Bedingt durch die deutlich geringere Oberfläche der Anode fällt allerdings dieser Strom viel geringer aus. Theoretisch müsste gelten, dass die Austrittsarbeit der Anode einen deutlich größeren Betrag besitzen müsste als die der Kathode, da sie zweckmäßig aus einem Material mit größerer Bindungsenergie gefertigt ist. Allerdings besteht die Kathode aus einem Material, das bereits bei Raumtemperatur merklich verdampfen kann. Bedingt durch das Vakuum können sich nun diese verdampften Teilchen an der Anode ablagern und bilden so eine neue Oberfläche mit geringerer Austrittsarbeit, die wahrscheinlich mit der Zeit sich dem Wert der Kathode nähert. Schon jetzt ist eine große Nähe beider Werte der Grenzspannung leicht zu sehen, auf Grund des zu geringen Auflösungsvermögens des Amperemeters lässt sich allerdings in diesem Bereich nichts näheres darüber feststellen. Die relativ kleinen Sättigungsbeträge lassen sich erklären durch die relative Größe der Kathode zur Anode, wodurch der negative Photostrom schon bei kleinen Lichtintensitäten die Kathode erreichen können, ohne eine große Spannung zu benötigen.