

Versuch 500 – Der Photoeffekt

Marco Lafrentz Philipp Leser

04.04.2006 – Abtestiert am 27.04.2006

Ziel des Versuchs ist die Untersuchung des lichtelektrischen Effekts, eines Schlüsselversuchs der Quantenmechanik. Es sollen die Austrittsarbeit A_k der Photokathode sowie die Konstante h/e_0 bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie	2
1.1. Die Erklärung des Photoeffekts im Rahmen der Photonentheorie	2
1.2. Messung des Photoeffekts mit der Gegenfeldmethode	3
2. Versuchsaufbau und Durchführung	4
3. Auswertung	6
A. Anhang	22
A.1. Literatur	22
A.2. Messdaten	22

1. Theorie

Bestrahlt man Metalloberflächen mit Licht, können unter bestimmten Voraussetzungen Elektronen herausgelöst werden, was man als Photoeffekt bezeichnet. Die vollständige Erklärung des Effekts ist klassisch nicht möglich und erfordert Berechnungen der Quantenelektrodynamik. Für die Zwecke dieses Versuchs ist jedoch eine Beschreibung der Phänomene mit Hilfe des Korpuskularmodells des Lichts ausreichend: Hierbei betrachtet man Licht als in Photonen konzentriert, womit man viele Phänomene der Interaktion mit Materie beschreiben kann¹. Die korpuskulare Erklärung der Photoeffekts stammt von A. Einstein.

1.1. Die Erklärung des Photoeffekts im Rahmen der Photonentheorie

Die Abbildung 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau für die Untersuchung des Photoeffekts: In einem evakuierten Glaskolben befindet sich eine großflächige Photokathode, die von außen mit Licht bestrahlt wird. Dabei werden Elektronen herausgeschlagen, die von der Anode aufgefangen werden, wodurch ein Stromfluss gemessen werden kann. Zusätzlich ist es möglich, eine Spannung zwischen den beiden Elektroden anzulegen, die die Elektronen bremst oder beschleunigt.

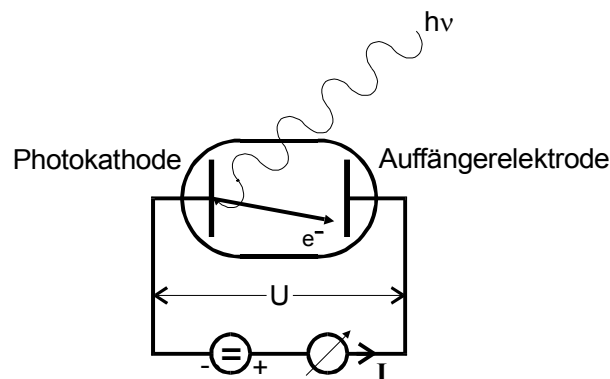


Abbildung 1: Prinzipielle Anordnung zum Photoeffekt [1]

Man beobachtet hierbei drei wesentliche Eigenschaften des Photoeffekts, die sich nur schlüssig mit dem Korpuskularmodell erklären lassen:

1. In jeder Zeiteinheit wird eine Zahl von Elektronen ausgelöst, die proportional zur Lichtintensität ist.
2. Die Energie der Elektronen ist proportional zur Frequenz des Lichts.
3. Unterhalb einer bestimmten Grenzfrequenz treten keine Elektronen aus.

Man schreibt einem Photon eine zur Frequenz ν proportionale Energie E_p zu (h ist das PLANCK'sche Wirkungsquantum):

$$E_p = h\nu$$

¹Bei optischen Phänomenen bietet sich hingegen die Wellentheorie des Lichts an. Beide Betrachtungsweisen sind in der Quantenelektrodynamik als Grenzfälle enthalten.

Da man unter der Intensität eines Lichtstrahls die Anzahl der Photonen pro Zeit- und Raumwinkeleinheit versteht, und man davon ausgeht, dass ein Photon durch eine Wechselwirkung immer nur ein Elektron herauslösen kann, erklärt sich so die erste oben aufgeführte Eigenschaft. Die letzten beiden Eigenschaften kann man erklären, wenn man sich eine Energiebilanz des Photoeffekts anschaut:

$$h\nu = E_{\text{kin}} + A_k \quad (1.1)$$

Die Energie des Photons wird also aufgeteilt in die kinetische Energie E_{kin} des herausgelösten Elektrons und in eine Austrittsarbeit A_k , die benötigt wird, um das Elektron aus dem Festkörper herauslösen zu können. Da die Austrittsarbeit als Materialeigenschaft konstant ist, führt eine höhere Frequenz des Lichts zwangsläufig zu einer höheren Energie der Photoelektronen. Ist die Frequenz zu gering, kann die Austrittsarbeit A_k nicht aufgebracht werden und eine Auslösung des Elektrons ist unmöglich.

1.2. Messung des Photoeffekts mit der Gegenfeldmethode

Legt man an die Elektroden in der Abbildung 1 eine Bremsspannung an, kann man erreichen, dass nur Elektronen die Anode erreichen, die genug Energie haben, gegen das Feld anzulaufen. Findet man nun eine Grenzspannung U_g , bei der der gemessene Strom verschwindet, so kann man die maximale Energie der Photoelektronen über das folgende Energiegleichgewicht ermitteln (e_0 ist die Elementarladung, m_0 die Elektronenmasse und v_{max} die maximale Geschwindigkeit der Elektronen):

$$e_0 U_g = \frac{1}{2} m_0 v_{\text{max}}^2 \quad (1.2)$$

Setzt man diese Gleichung 1.2 nun in den Energiesatz 1.1 ein, erhält man

$$h\nu = e_0 U_g + A_k. \quad (1.3)$$

Die zu bestimmenden Größen A_k und h/e_0 lassen sich nun grundsätzlich aus einer Messreihe der Grenzspannung in Abhängigkeit von der Frequenz ermitteln. Diese Messung wird jedoch durch die Tatsache erschwert, dass die ausgelösten Elektronen nicht monoenergetisch sind, sondern die Energie zwischen 0 und $\frac{1}{2}m_0v_{\text{max}}^2$ verteilt ist. Die Elektronen besitzen bereits im Festkörper ein Energiespektrum nach FERMI-DIRAC: Elektronen im Festkörper können bei $T = 0$ K Energien zwischen 0 und der FERMI-Energie ζ annehmen. Bei höherer Temperatur sogar Energien $> \zeta$. Diese Effekte erschweren eine genaue Bestimmung der Grenzspannung U_g , so dass man sich folgenden Zusammenhang zunutze macht:

Bei konstanter Lichtfrequenz besteht in der Umgebung der Grenzspannung zwischen dem gemessenen Photostrom I und der Bremsspannung U ein parabolischer Zusammenhang $U^2 \sim I$. Misst man diesen Bereich aus, kann man aus einer Ausgleichsrechnung mit $U \sim \sqrt{I}$ die Grenzspannung U_g als Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der U -Achse errechnen. Mit den so gewonnenen Ergebnissen für U_g bei verschiedenen Frequenzen ν kann man dann die Ausgleichsrechnung mit 1.3 durchführen und erhält die zu bestimmenden Konstanten über die Parameter der Ausgleichsgerade.

2. Versuchsaufbau und Durchführung

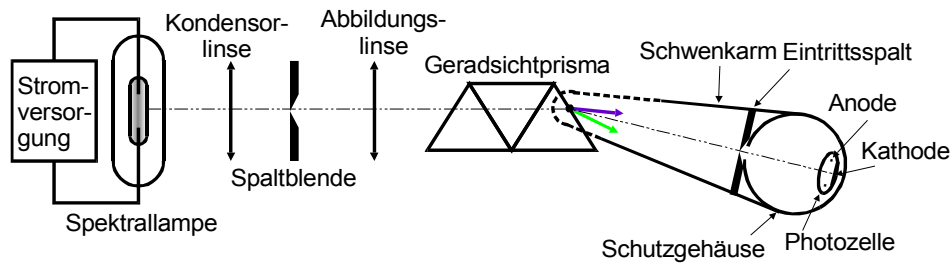


Abbildung 2: Schematische Darstellung der benutzten Apparatur [1]

Zur Messung des Photoeffekts benutzen wir die in Abbildung 2 skizzierte Apparatur. Die auf der rechten Seite der Abbildung eingezeichnete Photozelle ist in der Abbildung 3 näher dargestellt.

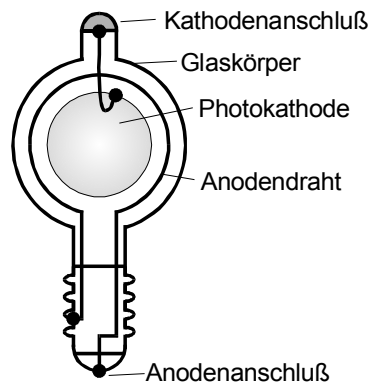


Abbildung 3: Die benutzte Photozelle [1]

Es wird ein Geradsichtprisma benutzt, um das Licht der benutzten Spektrallampe in die Spektralfarben zerlegen zu können. Mit dem Schwenkarm kann dann die Eintrittsöffnung des Gehäuses der Photozelle auf die gewünschte Spektrallinie eingestellt werden. Um möglichst genau messen zu können, ist es wünschenswert, dass eine hohe Lichtintensität in die Photozelle einfällt. Dazu benutzt man die Linsenordnung im ersten Teil der Apparatur, um ein Bild des leuchtenden Dampfvolmens der Spektrallampe in der Größe der Spaltblende auf diese abzubilden, sowie die zweite Linse, um ein scharfes Bild auf die Öffnung des Photozellengehäuses zu werfen.

Es stehen Linsen mit den Brennweiten 50 mm und 100 mm zur Verfügung. Die Linse mit der kleineren Brennweite wird als Kondensorlinse hinter die Spektral-

lampe eingebaut, wobei die Abstände mit den Formeln

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad \text{und}$$
$$\frac{G}{B} = \frac{g}{b}$$

berechnet werden. Dabei ist f die Brennweite der Linse, g und b die Gegenstands- und Bildweiten, sowie G und B die Gegenstands- und Bildgrößen. Für die Linse mit $f = 50$ mm und dem Dampfvolmen der Hg-Spektrallampe erhalten wir so bei Gegenstands- und Bildgrößen von $G = 2.5$ cm und $B = 3$ cm

$$g_1 = 9.2 \text{ cm}$$

$$b_1 = 11 \text{ cm.}$$

Für die Thallium-Lampe mit einem kleinerem Dampfvolmen von $G = 1$ cm ergibt sich

$$g_2 = 3.7 \text{ cm}$$

$$b_2 = 20 \text{ cm.}$$

Die Abstände für die zweite Linse haben wir nicht berechnet, weil das Prisma eine einfache Berechnung mit den oben genannten Formeln verhindert. Es zeigt sich, dass eine manuelle Justierung hier ausreichend ist, um ein scharfes Bild zu erhalten.

Es werden nun für die sechs Linien des Hg-Spektrums sowie für die zwei Linien des Tl-Spektrums jeweils Messreihen des Photostroms I gegen die Bremsspannung U aufgenommen, wobei zuerst die Bremsspannung ungefähr auf den Grenzwert eingestellt wird und dann der Bereich bis zu einer Abweichung von 0.3 V mit etwa zehn Messwerten genauer aufgenommen wird. In diesem Bereich lässt sich das weiter oben erläuterte \sqrt{I} -Gesetz anwenden.

Mit den so gewonnenen Werten für die Grenzspannung lassen sich dann über eine lineare Ausgleichsrechnung die Konstanten A_k sowie h/e_0 bestimmen. Zusätzlich wird für die gelbe Linie des Hg-Spektrums eine Messung im Spannungsbereich von -20 V bis $+20$ V vorgenommen.

λ [nm]	A [A]	σ_A [A]	r_A	B [A/V]	σ_B [A/V]	r_B
366	0,25751	0,00857	0,033	0,15267	0,00602	0,039
377,6	0,16199	0,00283	0,017	0,11935	0,00248	0,021
408	0,29367	0,00559	0,019	0,21722	0,00498	0,023
435	0,249	0,003	0,014	0,222	0,004	0,017
492	0,220	0,051	0,233	0,235	0,057	0,242
535	0,119	0,004	0,030	0,232	0,010	0,043
546	0,184	0,005	0,029	0,303	0,012	0,039
578	0,148	0,002	0,012	0,397	0,010	0,024

Tabelle 1: Ergebnisse der linearen Regressionen

3. Auswertung

a) Bestimmung der Grenzspannungen U_g

Zunächst tragen wir für jede vermessene Wellenlänge λ die Wurzel aus dem gemessenen Photostrom \sqrt{I} gegen die Gegenspannung U in ein Diagramm auf. Da für einen gewissen Bereich diese beiden Größen proportional zueinander sind, wählen wir mit Hilfe der Diagramme diejenigen Messpunkte aus, die in diesen Bereich fallen. Aus diesen Punkten lässt sich nun mit einer linearen Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate der Form $I(U) = A + B * U$ (hier: ORIGIN PRO 7.5), die Grenzspannung U_g berechnen. Da bei $U = U_g$ der Photostrom verschwinden soll, erhalten wir U_g aus den Parametern der Ausgleichsrechnung nach $U_g = -\frac{A}{B}$. Unsere Ergebnisse sind den Tabellen 2, 1 und 3 und den Abbildungen 4 bis 11 zu entnehmen. Hier zusammenfassend die errechneten Grenzspannungen U_g in einer Tabelle:

Die Fehler berechnen sich nach GAUSSscher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Parameter der linearen Regression,

$$r_{U_g} = \sqrt{r_A^2 + r_B^2} \text{ und } \sigma_{U_g} = r_{U_g} U_g .$$

λ [nm]	ν [Hz]	U_g [V]	σ_{U_g} [V]	r_{U_g}
366	8,19E+014	-1,687	0,087	0,052
377,6	7,94E+014	-1,357	0,037	0,027
408	7,35E+014	-1,352	0,040	0,030
435	6,89E+014	-1,123	0,025	0,022
492	6,09E+014	-0,934	0,313	0,336
535	5,60E+014	-0,515	0,027	0,052
546	5,49E+014	-0,607	0,029	0,048
578	5,19E+014	-0,373	0,010	0,027

Der sehr große Fehler für $U_g(\lambda = 492\text{nm})$ ergibt sich aus der sehr kleinen Anzahl an verwendeten Messpunkten, näheres siehe Abbildung 8. Der Wert für $U_g(\lambda = 535\text{nm})$ ist im Vergleich mit den anderen Messwerten viel zu klein. Er wird dennoch weiterhin gewichtet berücksichtigt.

578[nm]		546[nm]		535[nm]		492[nm]	
$U[V]$	$I[nA]$	$U[V]$	$I[nA]$	$U[V]$	$I[nA]$	$U[V]$	$I[nA]$
-0,39	0	-0,6	0	-0,49	0	-0,93	0
-0,3	0,0316	-0,57	0,0141	-0,46	0,0141	-0,9	0,01
-0,27	0,0447	-0,54	0,0245	-0,43	0,02	-0,87	0,0141
-0,24	0,0447	-0,51	0,0316	-0,4	0,0316	-0,81	0,0141
-0,2	0,0632	-0,48	0,0374	-0,37	0,0346	-0,78	0,0141
-0,17	0,0775	-0,45	0,0447	-0,34	0,0424	-0,75	0,0141
-0,14	0,0894	-0,42	0,0529	-0,31	0,0447	-0,71	0,0141
-0,12	0,1	-0,39	0,0632	-0,29	0,0529	-0,68	0,0141
-0,09	0,1095	-0,36	0,0721	-0,26	0,06	-0,65	0,0141
-0,07	0,1183	-0,33	0,0837	-0,23	0,0632	-0,62	0,0141
-0,06	0,1265	-0,3	0,1	-0,2	0,0728		
-0,04	0,1342						
-0,02	0,1414						
-0,01	0,1483						
0	0,1517						

Tabelle 2: Messwerte von Photostrom I und Gegenspannung U bei unterschiedlichen Wellenlängen λ

435[nm]		408[nm]		377,6[nm]		366[nm]	
$U[V]$	$I[nA]$	$U[V]$	$I[nA]$	$U[V]$	$I[nA]$	$U[V]$	$I[nA]$
-1,12	0	-1,27	0	-1,3	0	-1,57	0
-1,05	0,0141	-1,24	0,0245	-1,27	0,01	-1,54	0,02
-1	0,0316	-1,21	0,0316	-1,24	0,0141	-1,51	0,0283
-0,95	0,04	-1,18	0,0374	-1,21	0,0173	-1,48	0,0316
-0,92	0,0447	-1,15	0,0447	-1,18	0,0224	-1,45	0,0374
-0,9	0,049	-1,12	0,049	-1,15	0,0245	-1,42	0,0424
-0,85	0,06	-1,09	0,0548	-1,12	0,0283	-1,39	0,0447
-0,83	0,0632	-1,06	0,0632	-1,09	0,0316	-1,36	0,049
-0,8	0,0707	-1,03	0,0707	-1,06	0,0346	-1,33	0,0548
-0,77	0,0775	-1	0,0775	-1,03	0,04	-1,3	0,0583
-0,75	0,0837			-1	0,0424		
-0,72	0,0894			-0,97	0,0436		
-0,7	0,0949			-0,94	0,0447		
				-0,91	0,0458		
				-0,88	0,0469		

Tabelle 3: Messwerte von Photostrom I und Gegenspannung U bei unterschiedlichen Wellenlängen λ

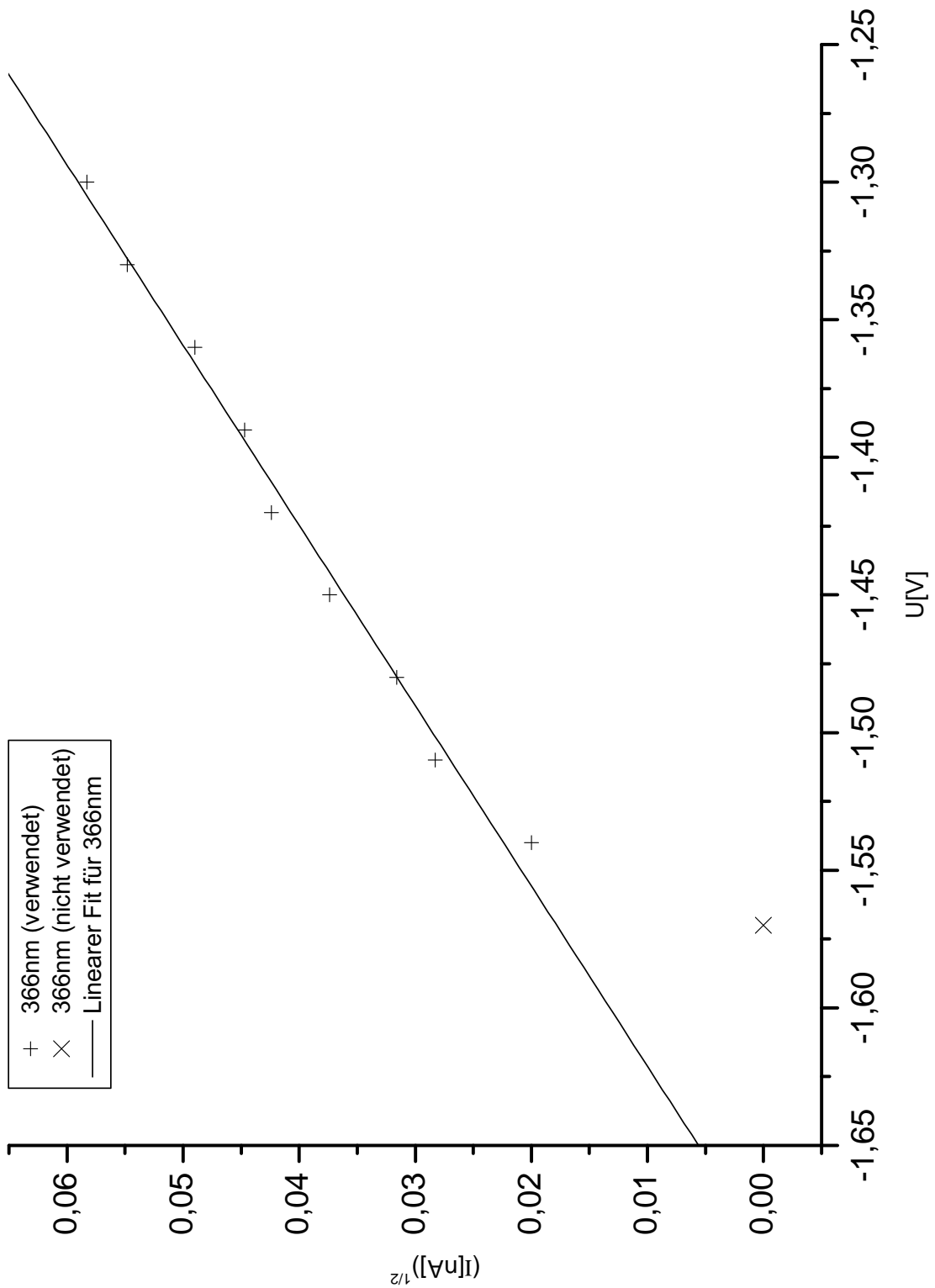


Abbildung 4: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 366\text{nm}$

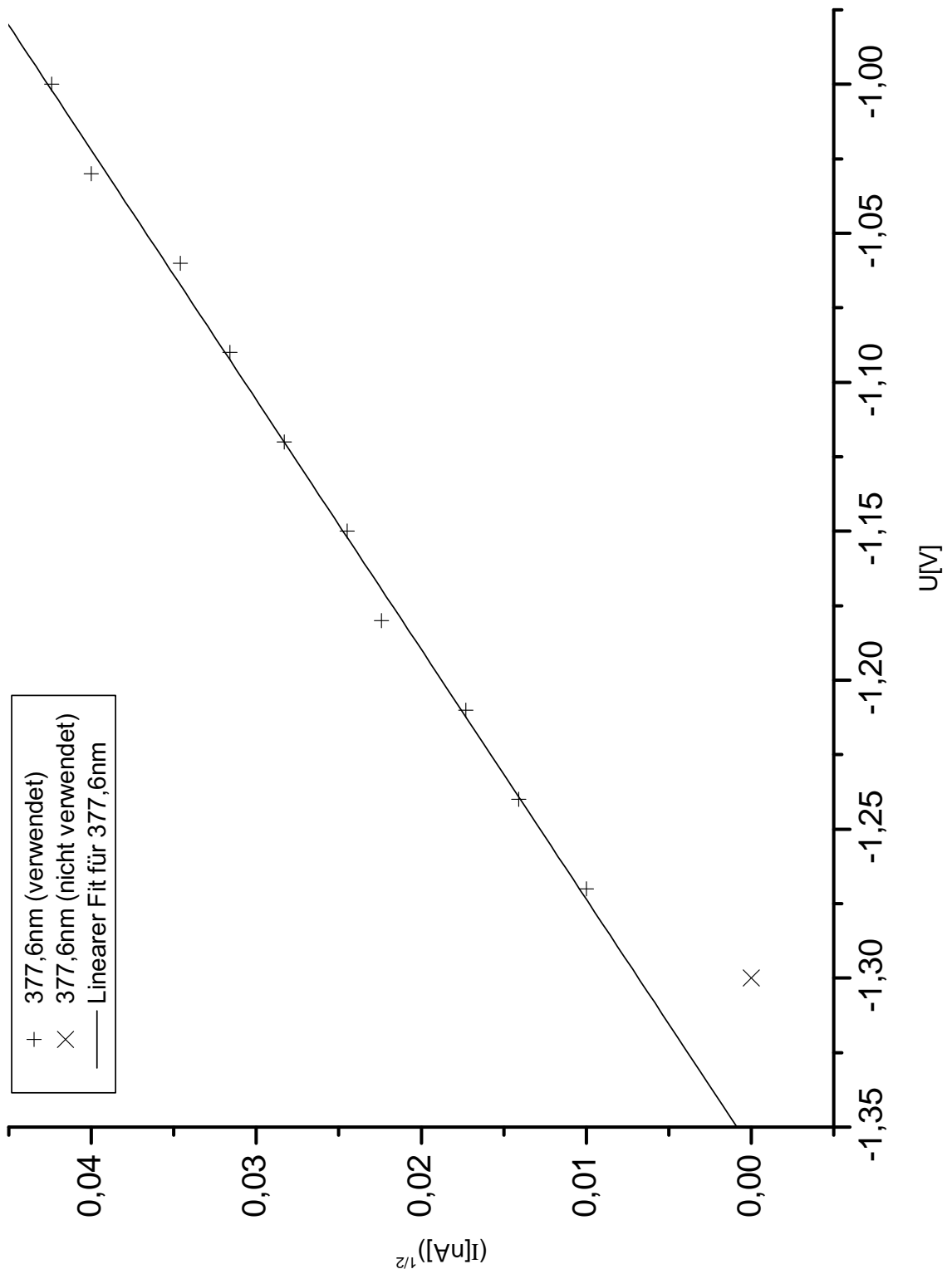


Abbildung 5: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 377,6nm$

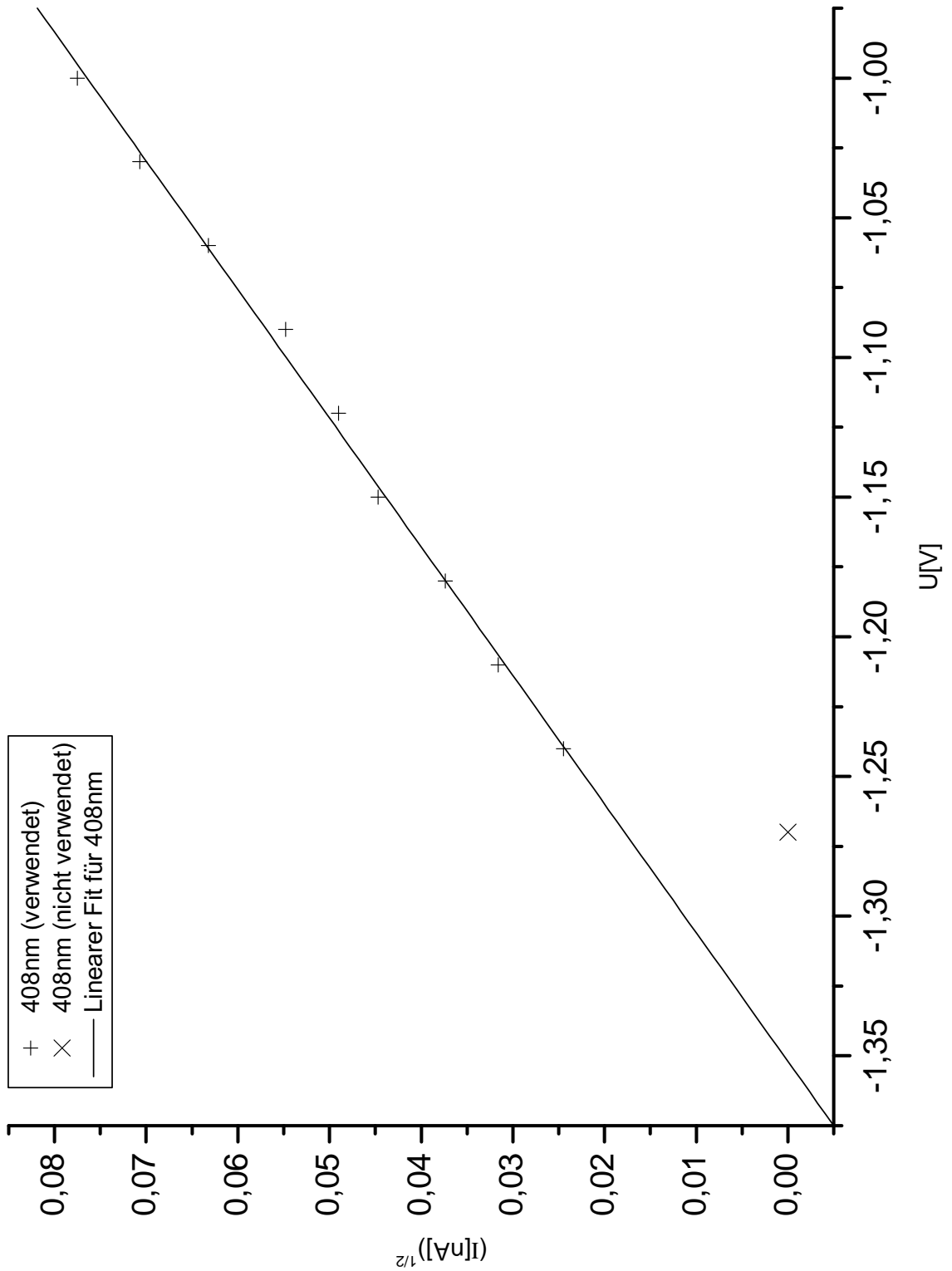


Abbildung 6: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 408\text{nm}$

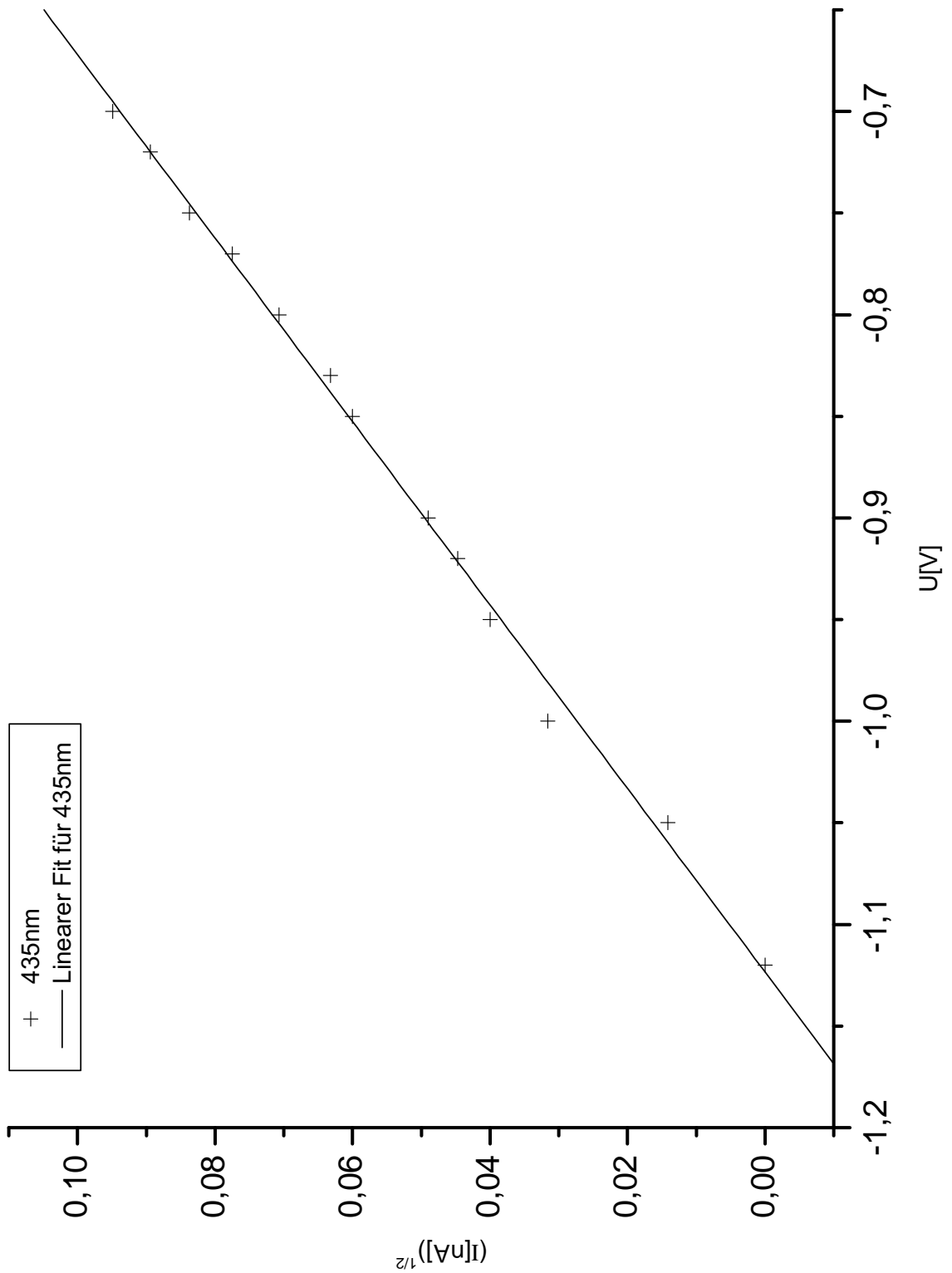


Abbildung 7: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 435\text{nm}$

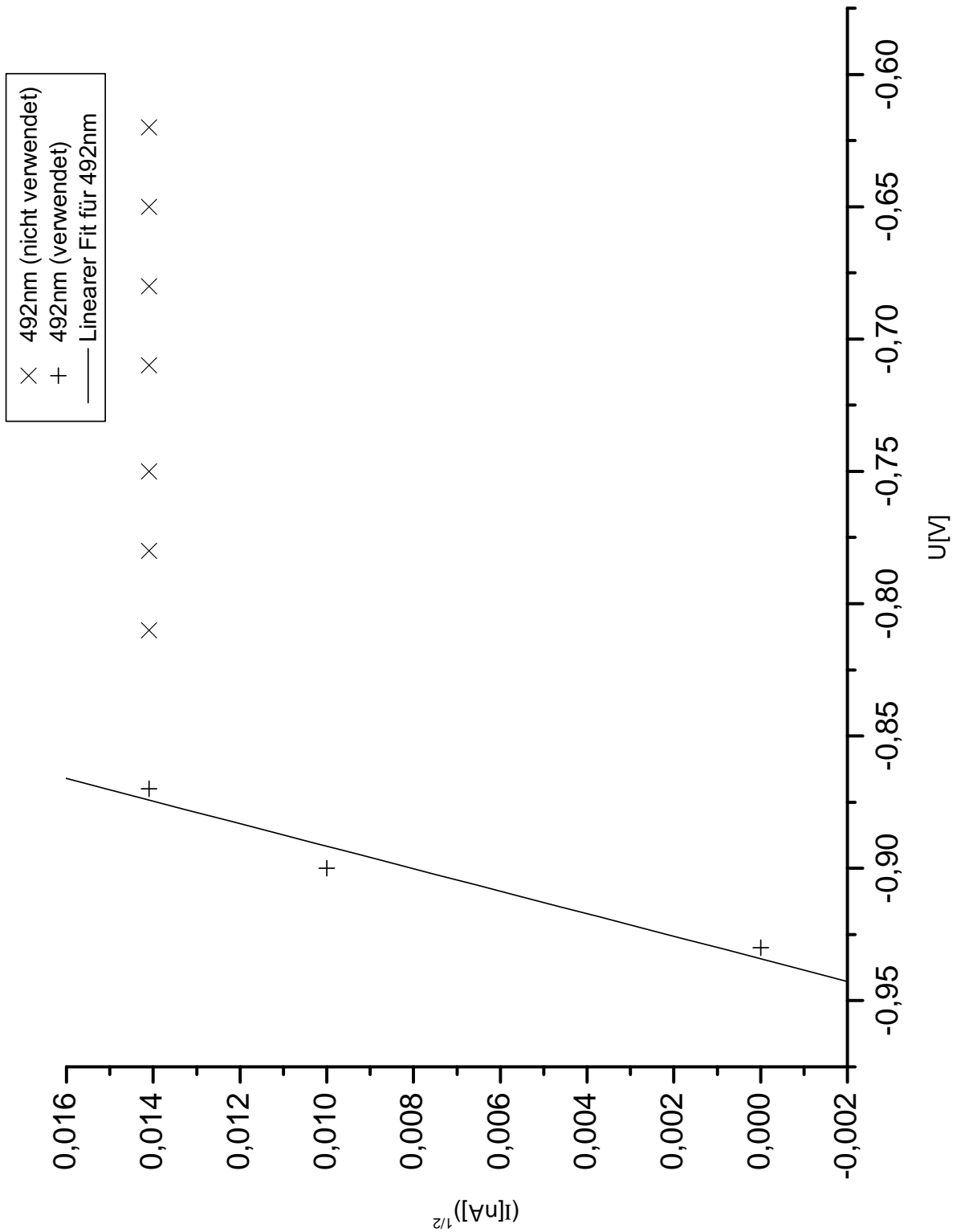


Abbildung 8: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 492\text{nm}$

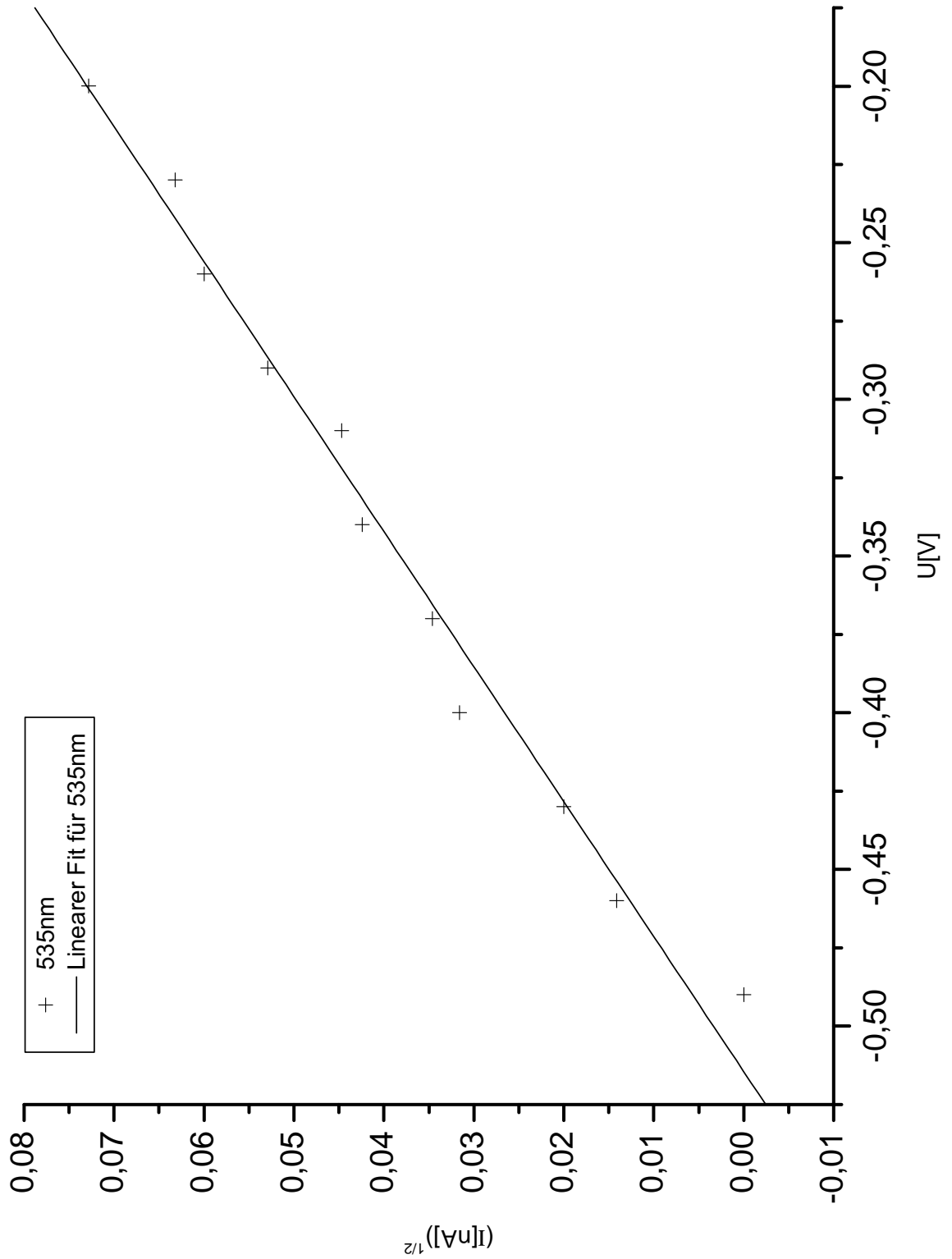


Abbildung 9: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 535\text{nm}$

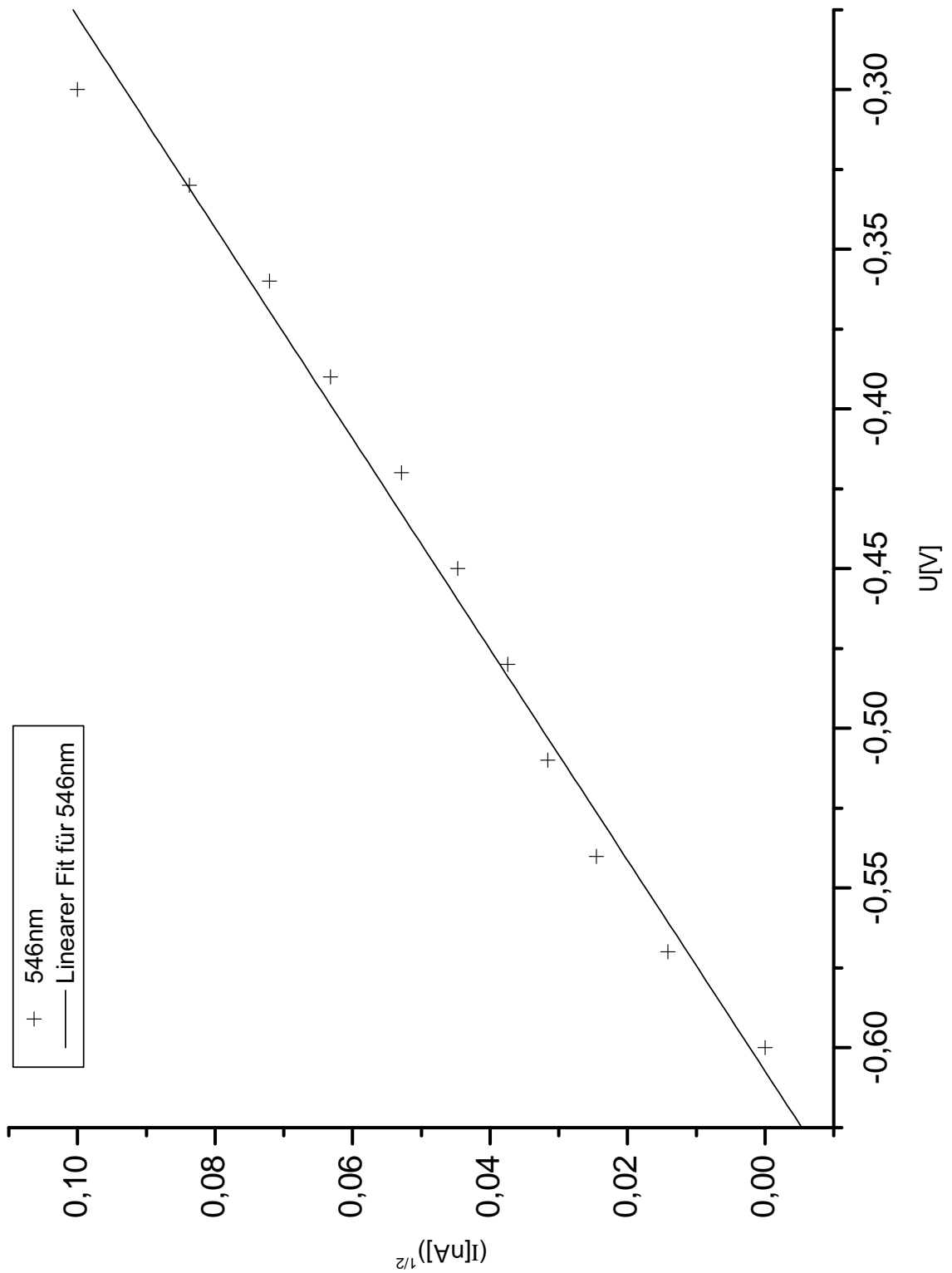


Abbildung 10: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 546\text{nm}$

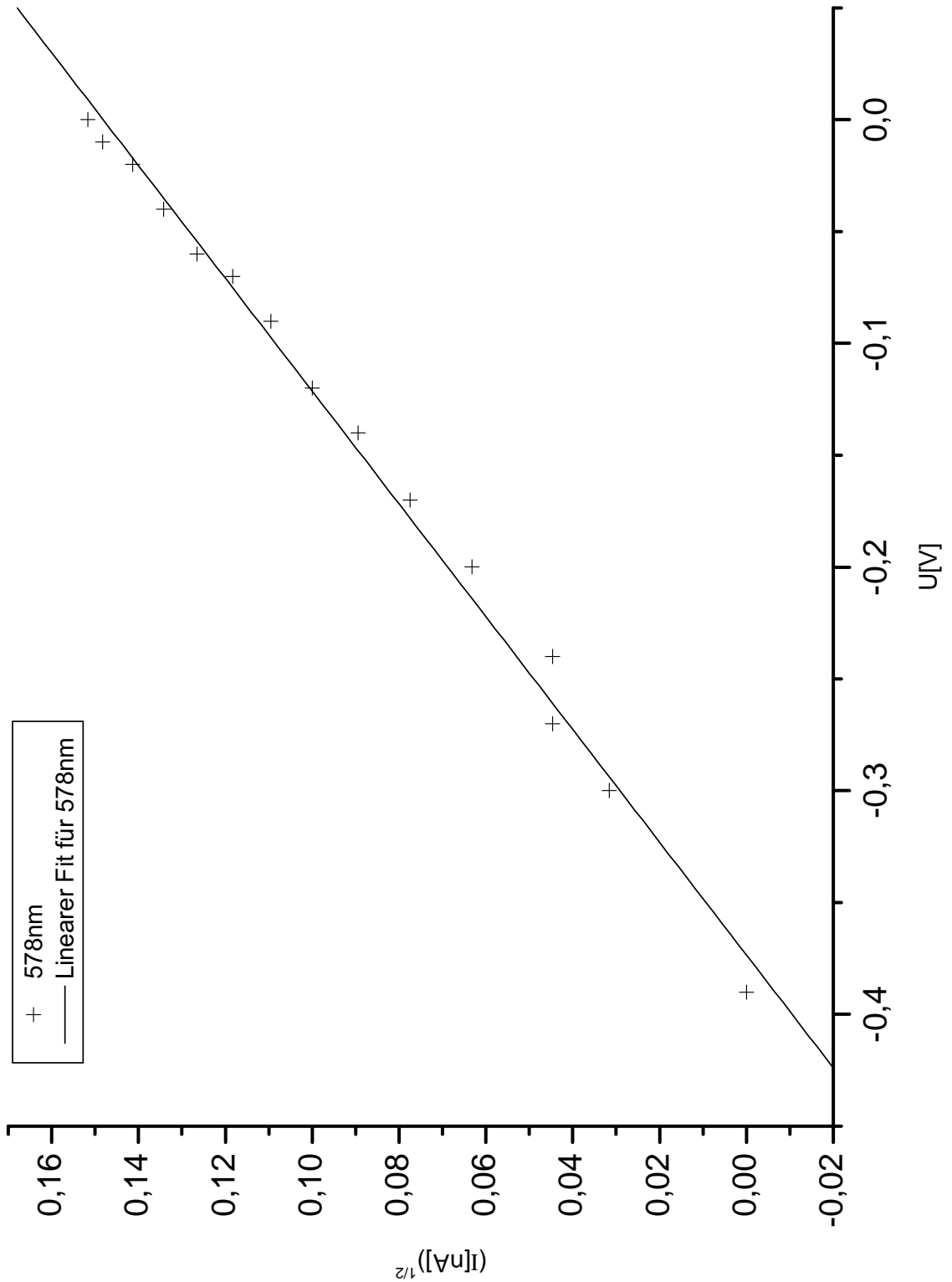


Abbildung 11: Graphische Darstellung der Messwerte und der Ergebnisse der linearen Ausgleichsrechnung bei $\lambda = 578\text{nm}$

b) Bestimmung von $\frac{h}{e_0}$ und A_k

Mit allen errechneten Grenzspannungen aus Teil a), lässt sich wiederum mittels einer gewichteten linearen Ausgleichsrechnung nach der Beziehung

$$hv = e_0 U_g + A_k$$
$$\Rightarrow U_g(v) = \frac{h}{e_0} v + A_k$$

die gesuchten Größen $\frac{h}{e_0}$ und A_k errechnen (siehe Abbildung 12). Unsere Messungen ergeben

$$\frac{h}{e_0} = (-4,07 \pm 0,09) \cdot 10^{-15} \text{Vs} = -4,07 \cdot 10^{-15} \text{Vs} \pm 2\%$$
$$A_k = (1,73 \pm 0,05) \text{eV} = 1,73 \text{eV} \pm 3\%.$$

Vergleicht man unseren experimentell bestimmten Wert mit dem Literaturwert von $\frac{h}{e_0} = -4,14 \cdot 10^{-15} \text{Vs}$, so liegt dieser noch innerhalb unserer Fehlergrenzen. Als typisches Material für die Oberfläche von Kathoden hat z.B. Cäsium eine Austrittsarbeit von etwa 1,9 eV, was in der Nähe des von uns ermittelten Wertes liegt. Es gibt folglich eine gute Übereinstimmung von Experiment und Theorie.

Das Energiespektrum der Elektronen durch FERMI-DIRAC, als wohl größte Fehlerquelle, sorgt dafür, dass die Elektronen mehr Energie haben und die Gegenspannung U_g betragsmäßig systematisch zu groß bestimmt wird. Dies bedeutet aber lediglich eine parallel Verschiebung unserer Ausgleichsgrade, welche keinen Einfluss auf die Steigung $\frac{h}{e_0}$ hat. Auch der Achsenabschnitt A_k wird kaum beeinflusst, den unser Versuch wurde bei ungefähr Zimmertemperatur durchgeführt. Dies bedeutet für die Elektronen ein Energiegewinn von ungefähr $\frac{1}{40} \text{eV}$, was im Vergleich zur Austrittsarbeit von $(1,73 \pm 0,05) \text{eV}$ nicht groß ins Gewicht fällt. Man kann also davon ausgehen das diese Messung recht präzise ist.

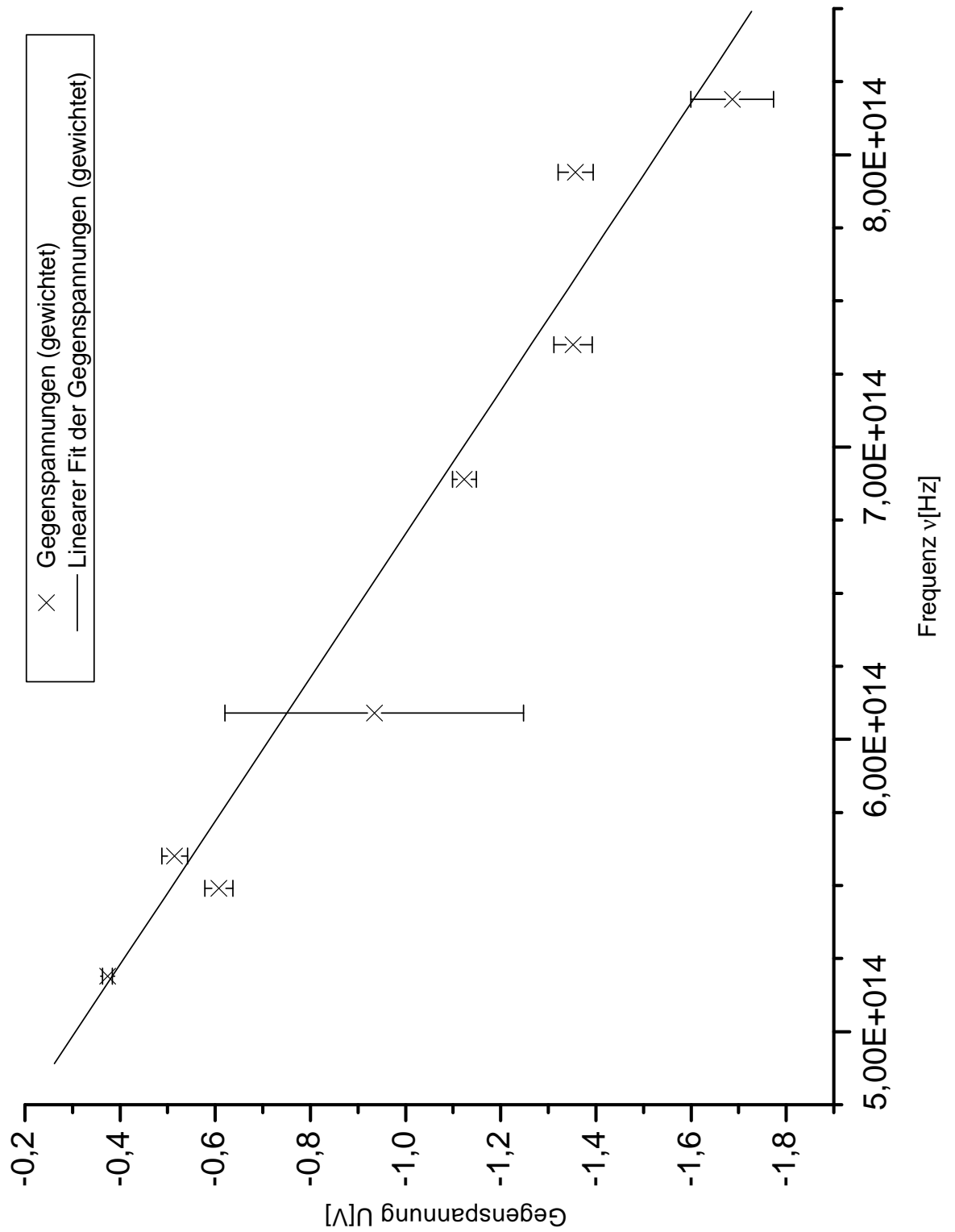


Abbildung 12: Graphische Darstellung der Ausgleichsrechnung zur Bestimmung der Größen $\frac{h}{e_0}$ und A_k

c) I - U_g -Diagramm für $\lambda = 578\text{nm}$

Im letzten Abschnitt gehen wir näher auf die Entwicklung des Photostroms I in Abhängigkeit von der Gegenspannung U_g bei einer Wellenlänge von $\lambda = 578\text{nm}$ ein. Eine graphische Darstellung unserer Messwerte (Tabelle 4) liegt in Abbildung 13 und 14 vor.

Da die Anzahl an ausgelösten Elektronen durch die Intensität des Lichtes beschränkt ist, nähert sich der Photostrom für große Spannungen einem Grenzwert. Durch die räumliche Begrenzung unserer Anode, wird dieser maximale Strom jedoch nur asymptotisch erreicht. Man müsste die Anoden kugelförmig um die Kathode bauen, mit nur einem winzigen Spalt, der so abgeblendet wird, dass kein Licht auf die Anode fällt, um ein möglichst gutes Ergebnis zu erzielen.

Da die Elektronen bereits im Festkörper nach FERMI-DIRAC unterschiedliche Energien besaßen, haben die Elektronen nach dem Auslösen ebenfalls unterschiedliche kinetische Energien. Dies führt dazu, dass der Photostrom nicht abrupt von seinem maximalen Wert auf Null springt.

Bei negativen Spannungen, Gegenspannungen, nimmt der Photostrom solange weiter ab, bis er bei einer Grenzspannung ganz verschwindet. In diesem Fall hat kein Elektron mehr genügend kinetische Energie, um gegen das bremsende elektrische Feld anzulaufen.

Verringert man die Gegenspannung noch weiter, so ist ein geringer negativer Photostrom zu verzeichnen. Man kann also davon ausgehen, dass stets ein solcher negativer Photostrom unsere Messung ungewünscht beeinflusst. Erklären lässt sich dies, da man davon ausgehen kann, dass sich auf der Anode von der Kathode abgedampfte Moleküle befinden, die bei gleicher Austrittsarbeit ebenfalls einen Photostrom erzeugen können. In der evakuierten Photozelle verdampft das Kathodenmaterial bereits bei Zimmertemperatur. Dampfen nun Ionen des Kathodenmaterials ab, so werden sie von der Anode angezogen und setzen sich dort und nicht auf dem Glaskolben ab. Dies könnte man als Alterungserscheinung einer Photozelle bezeichnen. Da sich erheblich weniger Moleküle des Kathodenmaterials auf der ebenfalls räumlich begrenzten Anode als auf der Kathode befinden, also die maximale Anzahl an auszulösenden Elektronen wesentlich geringer ist, stellt sich schneller ein Grenzstrom ein. Verhindern liesse sich dies, wie schon erwähnt, durch Blenden, die verhindern, dass Licht auf die Anode trifft. Von vornherein sollte die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials natürlich weit unter der des Anodenmaterials liegen, da es nicht möglich ist die Anode völlig abzuschirmen. Für präzise Messungen, sollte man am besten die Photozelle regelmäßig erneuern.

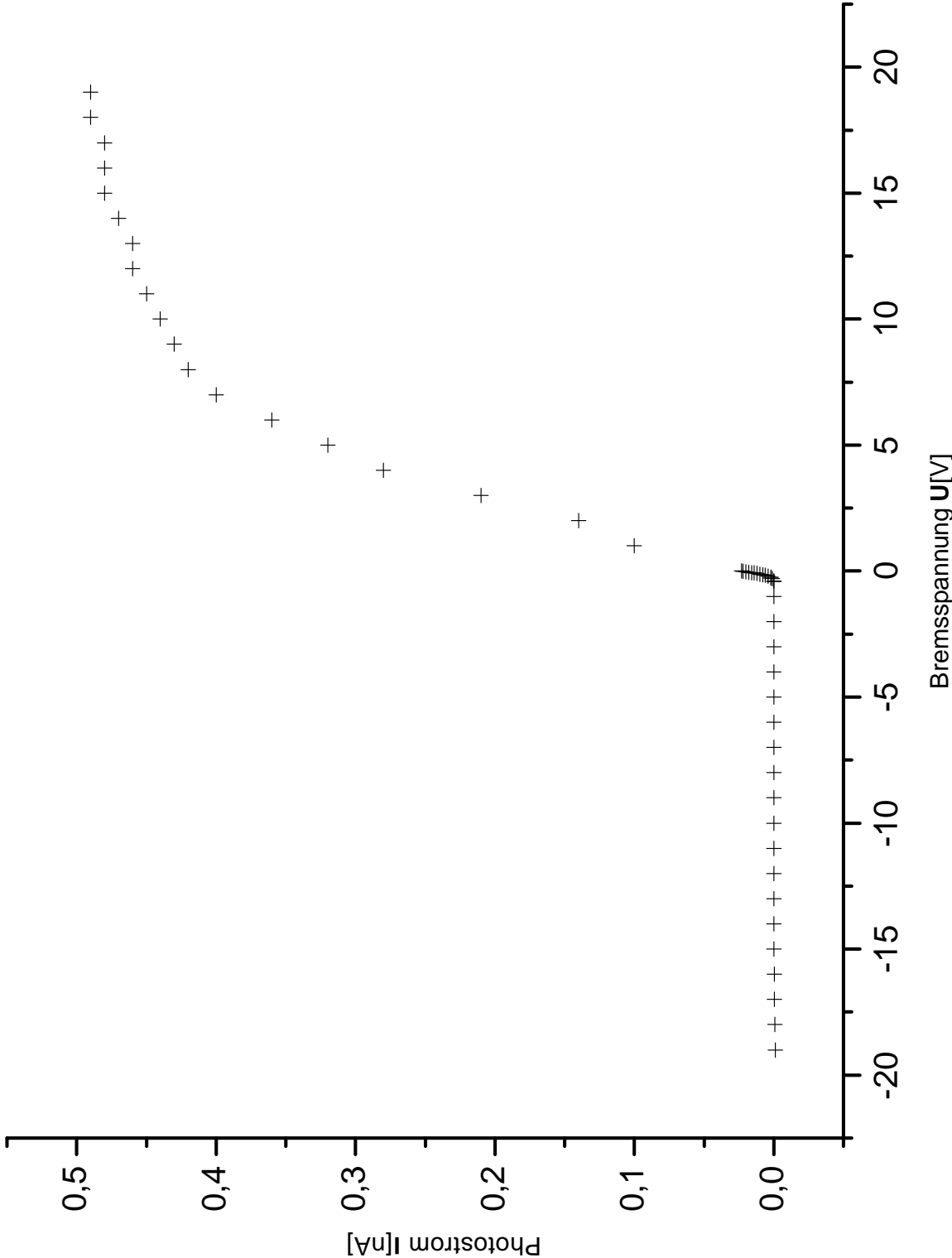


Abbildung 13: Photostrom I in Abhängigkeit von der Gegenspannung U für $\lambda = 578\text{nm}$

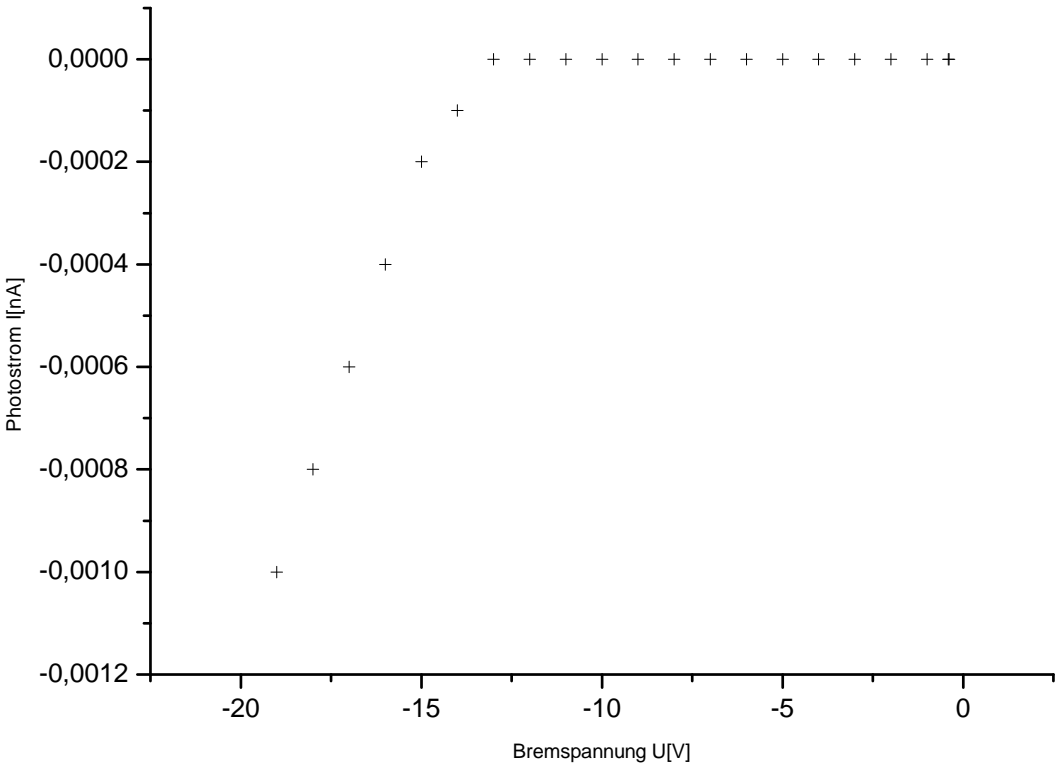


Abbildung 14: starke Vergrößerung der Abbildung 13, zur Veranschaulichung der negativen Ströme

U[V]	I[nA]	U[V]	I[nA]
-19,00	-0,0010	-0,12	0,0100
-18,00	-0,0008	-0,09	0,0120
-17,00	-0,0006	-0,07	0,0140
-16,00	-0,0004	-0,06	0,0160
-15,00	-0,0002	-0,04	0,0180
-14,00	-0,0001	-0,02	0,0200
-13,00	0,0000	-0,01	0,0220
-12,00	0,0000	0,00	0,0230
-11,00	0,0000	1,00	0,1000
-10,00	0,0000	2,00	0,1400
-9,00	0,0000	3,00	0,2100
-8,00	0,0000	4,00	0,2800
-7,00	0,0000	5,00	0,3200
-6,00	0,0000	6,00	0,3600
-5,00	0,0000	7,00	0,4000
-4,00	0,0000	8,00	0,4200
-3,00	0,0000	9,00	0,4300
-2,00	0,0000	10,00	0,4400
-1,00	0,0000	11,00	0,4500
-0,41	0,0000	12,00	0,4600
-0,39	0,0000	13,00	0,4600
-0,30	0,0010	14,00	0,4700
-0,27	0,0020	15,00	0,4800
-0,24	0,0020	16,00	0,4800
-0,20	0,0040	17,00	0,4800
-0,17	0,0060	18,00	0,4900
-0,14	0,0080	19,00	0,4900

Tabelle 4: Messreihe des Photostroms in Abhängigkeit von der Bremsspannung) (bei $\lambda=578$)

A. Anhang

A.1. Literatur

- [1] Die Abbildungen im Theorieteil stammen aus der Versuchsanleitung (<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/INHALTneu.htm>).

A.2. Messdaten

Messdaten angefügt in Kopie.