

PROTOKOLL ZUM
FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM PHYSIK

Photoleitung in Halbleitern

Durchführung: 23.11. und 30.11.2007

Von:

Oliver Neumann
Mat.-Nr.: 9134690
Sebastian Wilken
Mat.-Nr.: 9150300

Tutor:

Levent Gütay
AG GRECO

14. Dezember 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorieteil	4
2.1	Fermi-Verteilung und Bändermodell	4
2.2	Weitere Eigenschaften eines Halbleiters	5
2.2.1	Generation von Ladungsträgern	5
2.2.2	Lebensdauer und Beweglichkeit	6
2.2.3	Dunkel- und Photoleitfähigkeit	6
2.3	Dotierung	7
2.4	Hydrogenisiertes amorphes Silizium	8
2.5	Optische Konzepte	9
2.5.1	Interferenz	10
2.5.2	Lambert-Beersches Gesetz	11
3	Versuchsteil	13
3.1	Messung des Dunkelstroms und Lage des Fermi-Niveaus	13
3.2	Bestimmung d. Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes f. Elektronen . . .	17
3.3	Bestimmung d. Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes f. Löcher	20
3.4	Messung der lichtinduzierten Degradation	25
3.5	Zusammenfassung der Messergebnisse	28
4	Literatur	29

1 Einleitung

Dieser Praktikumsversuch im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums Physik an der Carl-von-Ossietzky-Universität Oldenburg beschäftigt sich mit der Photoleitung in Halbleitern, d. h. der Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit des Halbleiters von der Bestrahlung mit Licht. Wir wollen zunächst einen kurzen Überblick über das Thema Halbleiter geben.

Man teilt Festkörper bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit in drei Gruppen ein: Leiter, Isolatoren und Halbleiter. In einem Leiter sind viele freibewegliche Elektronen vorhanden, wodurch elektrischer Strom sehr gut geleitet wird. Ein Isolator hingegen verfügt über sehr wenige freie Elektronen und somit nur über eine geringe elektrische Leitfähigkeit. Betrachtet man einen Halbleiter, so ist die Stärke der elektrischen Leitfähigkeit sehr von der Temperatur abhängig. Bei Temperaturen um den absoluten Nullpunkt gleicht der Halbleiter einem Isolator. Ist die Temperatur in höheren Bereichen, kann der Halbleiter in Abhängigkeit vom Material entweder leitend oder nichtleitend sein.

Halbleiter werden unter anderem in der Elektrotechnik eingesetzt. Zwei Beispiele für die Anwendung sind die Diode und der Transistor. Bei einer Diode ist die elektrische Leitfähigkeit richtungsabhängig. Der Transistor beruht auf der Grundlage, dass die Leitfähigkeit mittels einer Steuerspannung bzw. eines Steuerstromes geregelt wird.

In den Versuchsteilen werden anhand einer Probe aus hydrogenisiertem amorphen Silizium einige Eigenschaften eines Halbleiters untersucht. Dies sind zunächst die Dunkel- und Photoleitfähigkeit sowie die Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkte für Elektronen und Löcher. Des Weiteren wird die Lage des Fermi-Niveaus bestimmt und die lichtinduzierte Degradation der Probe vermessen.

2 Theorieteil

Zunächst sollen einige theoretische Grundlagen behandelt werden, die zum Verständnis der späteren Versuchsteile wichtig sind und als Basis für spätere Berechnungen dienen. Für einen tieferen Einblick in dieses komplexe Themengebiet sei auf die angegebene Literatur verwiesen.

2.1 Fermi-Verteilung und Bändermodell

Die Fermi-Verteilung gibt die Wahrscheinlichkeit wieder, ein Fermion mit einer bestimmten Energie E bei einer Temperatur T anzutreffen. Ein Fermion ist ein Teilchen, welches über einen halbzahligen Spin verfügt. Die Verteilung $f(E, T)$ ist gegeben durch:

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_f}{kT}\right) + 1} \quad (1)$$

Aus der Quantenmechanik ist bekannt, dass die Fermionen nur diskrete Energien besitzen können. Bei einem makroskopischen Kristall ist jedoch die Zahl der Atome und Elektronen, sowie die Wechselwirkung der Atome untereinander so groß, dass in einigen Energiebereichen die diskreten Energien sehr nah beieinander liegen. Dadurch kann man diese Bereiche als kontinuierlich ansehen. Einen solchen Energiebereich bezeichnet man als Energieband. Zwischen den Energiebändern gibt es Energiebereiche, die kein Fermion annehmen kann. Solche Bereiche nennt man verbotene Zonen bzw. Bandlücken.

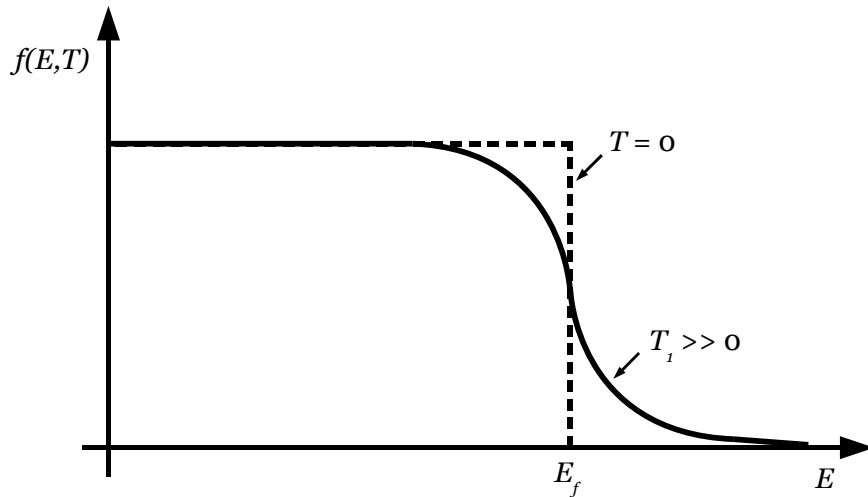


Abb. 1: Die Fermi-Verteilung für zwei verschiedene Temperaturen.

Bei der Temperatur $T = 0\text{ K}$ können aufgrund des Pauli-Prinzips nicht alle Fermionen auf dem untersten Energieniveau sein. Das hat zur Folge, dass sich die Fermionen auch in den höheren Energieniveaus befinden. Dabei ordnen sie sich so an, dass die Fermionen alle möglichen Energieniveaus – beginnend von dem niedrigsten Energieniveau – besetzen. Der Verlauf dieser Fermi-Verteilung wird in der Abbildung 1 durch die gestrichelte Kurve dargestellt. Das Fermi-Niveau E_f ist dabei die energetische Grenze, die bei Besetzung der Niveaus durch Fermionen bei $T = 0\text{ K}$ nicht überschritten wird. Nun definiert man das höchste Energieband, das von Fermionen vollbesetzt ist, als Valenzband und das nächsthöherliegende Energieband als Leitungsband. Das Fermi-Niveau befindet sich zwischen dem Leitungs- und Valenzband.

Erhöht man nun die Temperatur auf T_1 , so gehen einige Fermionen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in energetisch höhere Niveaus. Der Wahrscheinlichkeitsverlauf ähnelt dann der durchgezogenen Kurve in der Abbildung 1. Werden nun zwei Materialien mit unterschiedlichen Fermi-Niveaus in Kontakt gebracht, so gehen einige Elektronen vom Material mit dem höheren Fermi-Niveau in das andere Material über. Nachdem der Transfer beendet ist und ein Gleichgewicht herrscht, besitzen beide Materialien das gleiche Fermi-Niveau.

Betrachtet man jetzt wieder einen Halbleiter, so handelt es sich hier bei den Fermionen um Elektronen. Für die elektrische Leitfähigkeit sind aber nur die Elektronen im Leitungsband von Bedeutung. Je mehr Elektronen in diesem Band sind, desto besser leitet das Material elektrischen Strom. Bei Halbleitern ist die Bandlücke zwischen dem Leitungs- und Valenzband im Bereich zwischen etwa $0,5\text{ eV}$ und 3 eV anzutreffen.

2.2 Weitere Eigenschaften eines Halbleiters

2.2.1 Generation von Ladungsträgern

Durch Zufuhr von Energie (Temperaturerhöhung und/oder Einstrahlung von Photonen) können Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband übergehen. Dabei hinterlassen die Elektronen jeweils eine Leerstelle, ein sogenanntes Loch bzw. Defektelektron. Einen solchen Prozess bezeichnet man als Generation. Man kann ein Defektelektron als eine positive bewegliche Ladung innerhalb des Halbleiters ansehen. Nun können sowohl benachbarte Valenzelektronen, als auch Leitungselektronen in das Loch „hineinfallen“. Letzteres nennt man Rekombination. Es gibt einerseits eine strahlungsfreie und andererseits eine strahlende Rekombination. Bei der strahlenden Rekombination wird ein Photon abgegeben. Rekombiniert hingegen ein Leitungselektron strahlungsfrei mit einem Loch, so wird über ein so genanntes Phonon die Energie an das Kristallgitter übertragen. Weiterhin ist zu erwähnen, dass in einem thermodynamischen Gleichgewicht die Anzahl der Generationen gleich der Anzahl von Rekombinationen ist.

2.2.2 Lebensdauer und Beweglichkeit

Eine wichtige Kenngröße für einen Halbleiter ist die Lebensdauer der Elektronen τ_n und der Löcher τ_p . Sie beschreibt im Mittel den Zeitraum von der Generation bis zur Rekombination eines Elektrons bzw. Defektelektrons. Während dieser Zeit bewegen sich die Elektronen und Löcher innerhalb des Halbleiters. Die Strecke, die sie dabei zurücklegen, ist die Diffusionslänge L . Diese ist abhängig von der Lebensdauer der Teilchen, sowie einer Diffusionskonstanten D :

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (2)$$

Des Weiteren unterscheidet man die Teilchen auch in ihrer Beweglichkeit μ_n für Elektronen und μ_p für Löcher. Die Beweglichkeit beschreibt die konstante Geschwindigkeit der Elektronen und Löcher, die durch eine Kraft verursacht wird. In diesem Fall wird die Kraft durch ein elektrisches Feld der Feldstärke E erzeugt und die Beweglichkeit ist mit der Driftgeschwindigkeit v_D gegeben durch:

$$\mu = \frac{v_D}{E} \quad (3)$$

Wir können die Beweglichkeit μ also als eine Proportionalitätskonstante zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem elektrischen Feld auffassen. Die Driftgeschwindigkeit v_D ist dabei eine durch ein elektrisches Feld erzeugte und gerichtete Teilchenbewegung, welche die thermische, ungerichtete Bewegung der Teilchen überlagert. Dabei ist die Driftgeschwindigkeit betragsmäßig um mehrere Größenordnungen kleiner als die thermische Bewegung, jedoch ist sie nicht chaotisch und kann daher einen elektrischen Stromfluss bewirken.

Über die EINSTEIN-Beziehung wird ein direkter Zusammenhang zwischen der Diffusionskonstanten D und der Beweglichkeit μ hergestellt:

$$D = \frac{kT}{e} \cdot \mu \quad (4)$$

2.2.3 Dunkel- und Photoleitfähigkeit

Mit Hilfe dieser Eigenschaften ist es dann möglich, die Lage des Fermi-Niveaus zu ermitteln. Hierzu geht man von der Löcherkonzentration im Valenzband p_0 und der Elektronenkonzentration im Leitungsband n_0 im thermodynamischen Gleichgewicht aus. Für die Elektronenkonzentration gilt gemäß der BOLTZMANN-Näherung:

$$n_0 = N_c \cdot \exp \left\{ \frac{-(E_c - E_f)}{kT} \right\} \quad (5)$$

Für die Löcherkonzentration gilt entsprechend:

$$p_0 = N_v \cdot \exp \left\{ \frac{-(E_f - E_v)}{kT} \right\} \quad (6)$$

Dabei ist k die BOLTZMANN-Konstante, E_c die Leitungsbandunterkante, E_v die Valenzbandoberkante, N_c die effektive Zustandsdichte im Leitungsband und N_v die effektive Zustandsdichte im Valenzband. Experimentell lassen sich die Konzentrationen über die Dunkelleitfähigkeit σ_d ermitteln. Denn mit der Elementarladung e gilt folgende Relation:

$$\sigma_d = e \cdot \mu_n \cdot n_0 + e \cdot \mu_p \cdot p_0 \quad (7)$$

Bei photoaktiven Halbleitern steigt die Konzentration der Elektronen und Löcher bei Bestrahlung mit Licht. Es kommt daher zu Überschusskonzentrationen Δn und Δp der Elektronen bzw. der Löcher. In Anlehnung an Gleichung 7 können wir dann für die Photoleitfähigkeit σ_{ph} schreiben:

$$\sigma_{ph} = e \cdot \mu_n \cdot \Delta n + e \cdot \mu_p \cdot \Delta p \quad (8)$$

2.3 Dotierung

Einen Halbleiter, der frei von Fremdatomen ist, nennt man rein oder auch intrinsisch. Das Fermi-Niveau liegt dann direkt in der Mitte zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Bringt man nun Fremdatome in einen reinen Halbleiter ein, so kann man die elektrische Leitfähigkeit erhöhen. Dabei wird die Gitterstruktur an den Einlagerungsstellen der Fremdatome gestört, was man als Defektstelle bezeichnet. Fügt man z. B. zu einem reinen Halbleiter bestehend aus vierwertigem Silizium – d. h. das Silizium besitzt vier Außenelektronen – dreiwertige Atome hinzu, so entsteht ohne großen Energieaufwand an der Defektstelle ein weiteres Loch. Derartige Atome nennt man Akzeptoren.

Durch dieses Verfahren wird die Lochkonzentration erhöht und die Elektronenkonzentration erniedrigt. Ein solches Verfahren heißt p-Dotierung. Im Gegensatz dazu steht die n-Dotierung. In diesem Fall wird das Silizium mit fünfwertigen Atomen dotiert. Das hat zur Folge, dass an den Störstellen mit relativ wenig Energiezufuhr nun ein weiteres Leitungselektron zur Verfügung steht. Solche Atome werden Donatoren genannt. Für die Konzentrationen bedeutet dies, dass nun mehr Leitungselektronen und weniger Löcher vorliegen.

Durch das Dotieren wird auch das Energiebandschema verändert. Es gibt nun in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband einige Defekte. Diese bewirken, dass bei der Generation bzw. Rekombination von Leitungselektronen diese über die Defektstelle in das jeweilige Band hinüberwechseln können. Die Defekte an der Leitungsbandkante werden durch die n-Dotierung verursacht; die Defekte an der Valenzbandkante entsprechend durch eine p-Dotierung. Eine weitere Folge der Dotierung ist, dass je nach deren Art das Fermi-Niveau sich in Richtung eines Bandes verschiebt. Bei der n-Dotierung liegt das Fermi-Niveau nun näher an dem Leitungsband; im Fall einer p-Dotierung ist das Fermi-Niveau abgesunken und liegt näher am Valenzband.

2.4 Hydrogenisiertes amorphes Silizium

Amorphes Silizium (a-Si) besitzt keine geordnete Struktur, sondern es bildet ein unregelmäßiges Muster aus. Regelmäßige strukturierte Materialien bezeichnet man als Kristalle. Sowohl bei kristallinem Silizium (c-Si) als auch bei amorphem Silizium liegt in der Nahordnung der Atome ein strukturiertes, gleichmäßiges Gitter vor. Der Unterschied zwischen diesen beiden Materialien liegt in der Fernordnung: Geht man mehrere direkte Atomabstände in eine Richtung so findet man bei einem Kristall wieder ein Atom. Bei amorphem Silizium hingegen ist es nicht möglich eine genaue Aussage zu treffen, ob an dieser Stelle wieder ein Atom vorliegt. In der Abbildung 2 wird der strukturelle Unterschied zwischen kristallinem und amorphem Silizium dargestellt.

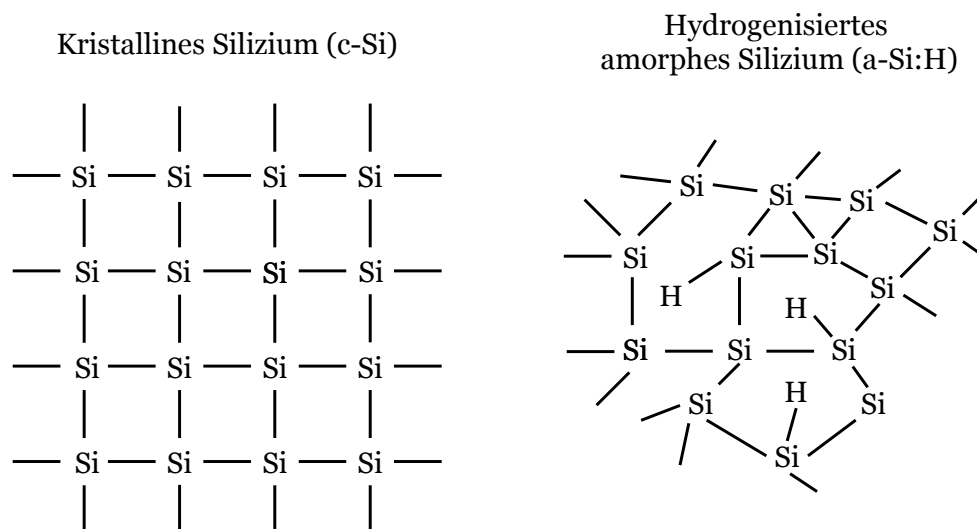


Abb. 2: Gitterstrukturen von c-Si und a-Si:H im Vergleich.

Bei amorphen Silizium liegen verspannte Si-Bindungen vor. Diese brechen bei leichter Energiezufuhr auf, wodurch eine hohe Defektkonzentration entsteht. Diese hohe Defektkonzentration erschwert eine gezielte Dotierung und schränkt die Photoleitfähigkeit stark ein. Bringt man nun Wasserstoffatome ins amorphe Silizium ein, welches dann als hydrogenisiertes amorphes Silizium (a-Si:H) bezeichnet wird, so werden durch diese Atome die offenen Bindungen gesättigt. Dies führt zu einer Erniedrigung der Defektkonzentration und somit zu einer Verbesserung der Photoleitfähigkeit und der Möglichkeit zu dotieren.

Ein wichtiger Effekt bei hydrogenisiertem amorphen Silizium ist die Degradation. Die Degradation beruht darauf, dass durch rekombinierende Überschussladungsträgerpaare die Defektkonzentration in Abhängigkeit von der Zeit zunimmt. Der Grund hierfür liegt in der strahlungsfreien Rekombination, denn die Energie, die dabei freigesetzt wird, bricht verspannte Siliziumbindungen auf und erhöht die Anzahl der Defekte. Um nun eine Aussage über die zeitabhängige Defektkonzentration $N_d(t)$ treffen zu können, betrachtet man die Differenz zwischen der Anfangsdefektkonzentration $N_d(0)$ und $N_d(t)$ (zur Herleitung sei auf die Versuchsbeschreibung verwiesen):

$$N_d^3(t) - N_d^3(0) = \frac{3c_d G^2 t}{(\sigma_c \nu)^2} \quad (9)$$

Dabei beschreibt c_d die Erzeugungswahrscheinlichkeit, G die Photogenerationsrate und σ_c den Einfangsquerschnitt. Ist die Anfangsdefektkonzentration sehr klein gegenüber der Defektkonzentration zum Zeitpunkt t_1 , d. h. $N_d(t_1) \gg N_d(0)$, so lässt sich diese Gleichung vereinfacht für $t > t_1$ wie folgt darstellen:

$$N_d(t) = \left(\frac{3c_d}{\nu^2 \sigma_c^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot G^{\frac{2}{3}} \cdot t^{\frac{1}{3}} \quad (10)$$

Die Defektkonzentration folgt also näherungsweise einem Potenzgesetz proportional zu $t^{1/3}$. Da gemäß einer Annahme in der Herleitung (siehe Versuchsanleitung) die Defektkonzentration $N_d(t)$ umgekehrt proportional zum Photostrom $I_{ph}(t)$ ist, nehmen wir hier ein Potenzgesetz mit $I_{ph}(t) \propto t^{-1/3}$ an.

2.5 Optische Konzepte

Da in den Versuchen mit Laserlicht und insbesondere mit zwei interferierenden Teilstrahlen eines Lasers gearbeitet wird, sollen hier kurz einige optische Konzepte angedeutet werden, die zum Verständnis und für weitere Berechnungen benötigt werden.

2.5.1 Interferenz

Unter Interferenz versteht man die Überlagerung von Wellen. Dabei müssen die Wellen kohärent sein, d. h. die Wellen haben untereinander eine feste Phasenbeziehung. Außerdem müssen die Wellen die selbe Polarisation besitzen. Wir betrachten hier zwei Wellen mit der selben Wellenlänge λ . Treffen die Wellen mit einem Gangunterschied von einem geradzahligen Vielfachen von $\lambda/2$ zusammen, so liegt eine Verstärkung vor (konstruktive Interferenz). Ist jedoch der Gangunterschied ein ungeradzahliges Vielfaches von $\lambda/2$, so entsteht eine Schwächung der Intensität (destruktive Interferenz).

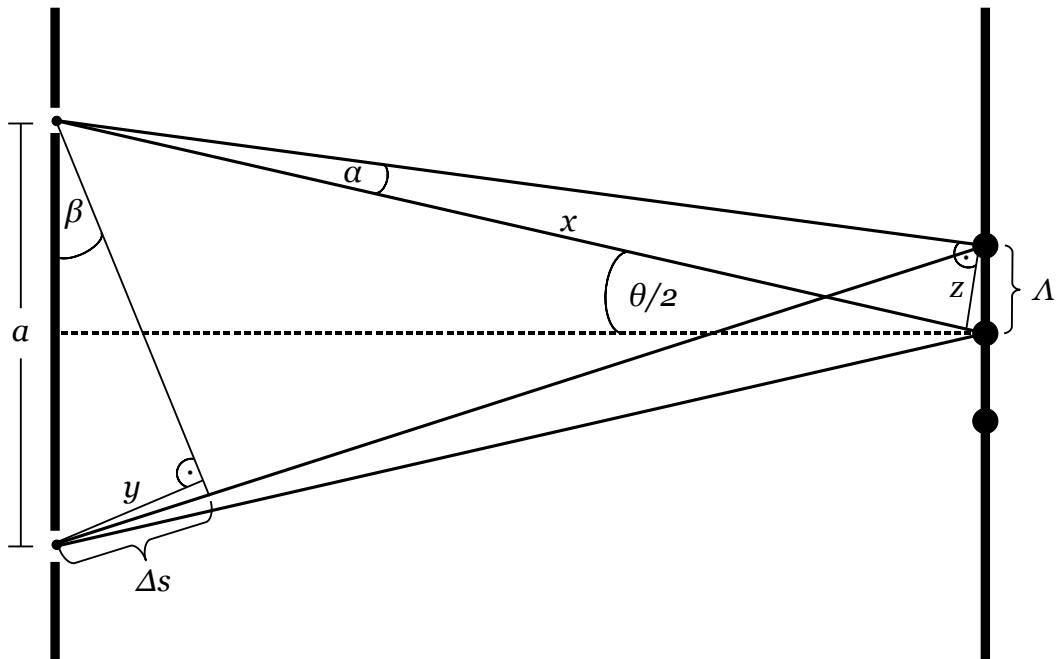


Abb. 3: Schematische Darstellung des Doppelspaltexperiments zur Herleitung der Gitterperiode Λ .

Treffen nun beide Strahlen unter einem Winkel θ auf einer ebenen Fläche auf, so entsteht durch die räumliche Modulation der Photonendichte auf der Oberfläche ein gitterähnliches Muster. Um dessen Gitterperiode Λ herzuleiten, betrachten wir das Doppelspaltexperiment. Hier ist Λ definiert als Abstand zweier benachbarter Intensitätsmaxima. In der Abbildung 3 ist dieses Experiment schematisch dargestellt. Dabei bezeichnet a den Abstand der beiden Spalte und x die Länge des Strahls von einem Spalt bis zum Maximum nullter Ordnung. Weiterhin sind die Strahlverläufe für das Maximum nullter und erster Ordnung in positiver Richtung eingezeichnet. Nun kann man einige trigonometrische Beziehungen ausnutzen um den gesuchten Zusammenhang für Λ zu bestimmen.

Wir gehen davon aus, dass die Winkel α und β sehr klein sind. Somit kann man $y \approx \Delta s$ und $z \approx \Lambda$ annehmen. Δs beschreibt den Gangunterschied zwischen den beiden Strahlen. In diesem Fall benötigt man den Gangunterschied bezüglich zweier benachbarter Maxima im Interferenzmuster; dieser beträgt $\Delta s = \lambda$. Somit erhält man für den Winkel $\theta/2$ folgende Beziehung:

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{a}{2x} \quad (11)$$

Für den Winkel β gilt:

$$\sin(\beta) = \frac{y}{a} \approx \frac{\Delta s}{a} = \frac{\lambda}{a} \quad (12)$$

Und schließlich für den Winkel α :

$$\sin(\alpha) = \frac{z}{x} \approx \frac{\Lambda}{x} \quad (13)$$

Die Gleichungen 12 und 13 lassen sich zusammenfassen zu:

$$\frac{\Lambda}{x} \approx \frac{\lambda}{a} \quad (14)$$

Durch Einsetzen in die Gleichung 11 und Umformen erhält man dann für die gesuchte Gitterperiode:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (15)$$

2.5.2 Lambert-Beersches Gesetz

Das LAMBERT-BEERSCHE Gesetz beschreibt die Intensitätsabschwächung einer Welle beim Durchlaufen eines absorbierenden Mediums. Die Abschwächung hängt unter anderem von der Reflexion $R(\lambda)$ beim Eintritt in das Medium und beim Austritt aus dem Medium ab. Weiterhin ist auch die Stärke der Absorption im Medium entscheidend für die Abschwächung der Intensität, welche formal im Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ zum Ausdruck kommt, sowie die Länge L , welche die Welle im Medium zurücklegt. Für einen Festkörper als absorbierendes Medium ist das LAMBERT-BEERSCHE Gesetz dann gegeben durch:

$$\phi(x) = (1 - R(\lambda)) \cdot \phi_0 \cdot \exp\{-\alpha(\lambda)x\} \quad (16)$$

Dabei bezeichnet $\phi(x)$ die Photonenflussdichte in Abhängigkeit der Richtung x . Dieser Effekt ist bei der Bestimmung der Photogenerationsrate eines photoaktiven Halbleiters zu beachten. Betrachtet man die ortsabhängige Photogenerationsrate $G_x(x)$, wobei hier x den Abstand zur Oberfläche bezeichnet, so erhält man folgende Abhängigkeit zur Photonenflussdichte $\phi(x)$:

$$G_x(x) = -\frac{d\phi(x)}{dx} \quad (17)$$

Nun muss man die ortsabhängige Photogenerationsrate $G_x(x)$ über die Durchlaufänge L der Welle durch das Medium integrieren, um die mittlere Photogenerationsrate G zu bestimmen:

$$G = \frac{1}{L} \int_0^L G_x(x) dx \quad (18)$$

Setzen wir nun die Definitionsgleichung 17 der Photogenerationsrate mit der durch das LAMBERT-BEERSCHE Gesetz gegebenen Photonenflussdichte ϕ in das Integral aus Gleichung 18 ein, ergibt sich schließlich für die Photogenerationsrate:

$$G = \frac{1 - R(\lambda)}{L} \cdot \phi_0 \cdot \left[1 - \exp\{-\alpha(\lambda)L\}\right] \quad (19)$$

3 Versuchsteil

In den folgenden Versuchen arbeiten wir mit einer Probe aus hydrogenisiertem amorphem Silizium (a-Si:H). Die Schichtdicke beträgt $L = 370 \text{ nm}$. Auf diese sind zwei Elektroden in koplanarer Anordnung aufgedampft worden. Die Elektroden sind $b = 5 \text{ mm}$ breit und haben einen Abstand von $d = 0,5 \text{ mm}$ voneinander. Diese Werte betrachten wir in der Folge als nicht fehlerbehaftet. Wir bringen nun die Probe zunächst auf einem geeigneten Probenhalter möglichst mittig an und kontaktieren die dünnen Metalldrähte, welche zu den Anschlüssen für die Spannungsversorgung führen, mit Leitsilber an den Elektroden. Nach einer Trocknungszeit von etwa 15 Minuten ist die Probe nun einsatzbereit.

3.1 Messung des Dunkelstroms und Lage des Fermi-Niveaus

Im ersten Teilversuch bestimmen wir nun den Dunkelstrom I_d und die daraus resultierende elektrische Dunkelleitfähigkeit σ_d bei verschiedenen Spannungen für unsere Probe. Dazu verwenden wir eine Schaltung gemäß Abbildung 4: Ein Netzgerät versorgt den Stromkreis mit einer stufenlos einstellbaren Spannung U . Im Stromkreis sind die Probe und ein Pikoamperemeter in Reihe geschaltet. Der Versuchsraum wird nun völlig verdunkelt und die Spannung in einem Bereich zwischen 10 V und 50 V variiert. Dabei wird der Dunkelstrom I_d mit dem Pikoamperemeter gemessen.

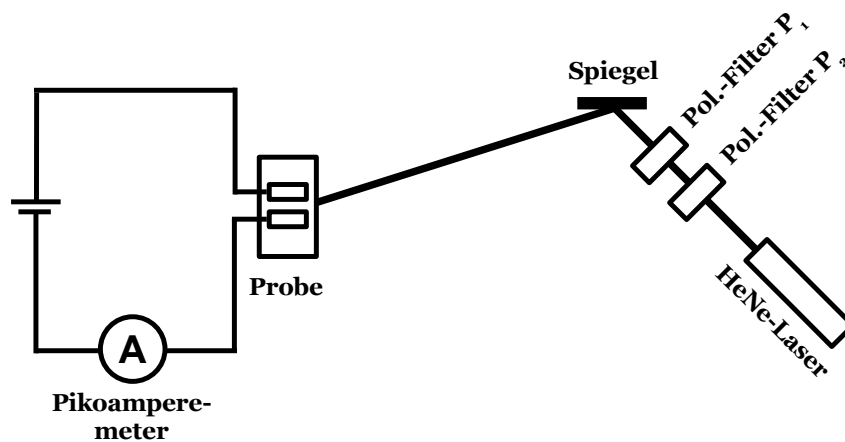


Abb. 4: Aufbau zur Messung der Dunkel- und Photoleitfähigkeit.

Um aus den gemessenen Stromstärken die Dunkelleitfähigkeit berechnen zu können, stellen wir nun folgende Überlegung an: Die elektrische Leitfähigkeit σ ist definiert als Kehrwert des spezifischen Widerstands ρ und ist damit – gemäß des OHMSchen Gesetzes

$U/[\text{V}]$	$I_d/[\text{nA}]$	$\sigma_d/[\text{nA V}^{-1}\text{cm}^{-1}]$
10	0.025	6.76 ± 0.61
15	0.031	5.59 ± 0.40
20	0.037	5.00 ± 0.30
25	0.044	4.76 ± 0.24
30	0.051	4.60 ± 0.20
35	0.059	4.56 ± 0.17
40	0.062	4.19 ± 0.15
45	0.067	4.02 ± 0.13
50	0.073	3.95 ± 0.12

Tabelle 1: Messergebnisse für die Messung des Dunkelstroms der Probe.

– proportional zu I/U . Für den Widerstand eines Leiters über seine Länge l mit einer konstanten Querschnittsfläche A gilt:

$$R = \frac{U}{I} = \rho \cdot \frac{l}{A} \quad (20)$$

Bezogen auf die Dunkelleitfähigkeit σ_d und die Geometrie der Probe mit $l = d$ und $A = L \cdot b$ können wir nun mit dem Dunkelstrom I_d schreiben:

$$\frac{U}{I_d} = \frac{1}{\sigma_d} \cdot \frac{d}{L \cdot b} \Leftrightarrow \sigma_d = \frac{d}{L \cdot b} \cdot \frac{I_d}{U} \quad (21)$$

Die am Netzgerät eingestellte Spannung ist mit einem Fehler von $\Delta U = 0,1 \text{ V}$ behaftet (Anzeigegenauigkeit). Für die gemessenen Dunkelströme nehmen wir einen Fehler von $\Delta I_d = 0,002 \text{ nA}$ an, welcher einerseits aus der Anzeigegenauigkeit des Pikoamperemeters und andererseits aus der Schwankung der angezeigten Werte resultiert. Damit ergibt sich gemäß Fehlerfortpflanzung nach GAUSS für den Fehler der Dunkelleitfähigkeit:

$$\Delta \sigma_d = \frac{d}{L \cdot b} \cdot \left[\frac{\Delta I_d}{U} + \frac{I_d \cdot \Delta U}{U^2} \right] \quad (22)$$

Der Quotient $\frac{d}{L \cdot b}$ ist konstant und hat einen Wert von $2702,7 \text{ cm}^{-1}$. Die gemessenen Dunkelströme bei verschiedenen Spannungen und die daraus berechneten Dunkelleitfähigkeiten zeigt Tabelle 1. Die Dunkelleitfähigkeiten sind entgegen der Erwartungen nicht konstant, sondern nehmen mit steigender Spannung ab. Als Mittelwert der Messreihe erhalten wir eine Dunkelleitfähigkeit von $\sigma_d = 4,82 \text{ nA V}^{-1}\text{cm}^{-1}$ bei einer Standardabweichung von $0,89 \text{ nA V}^{-1}\text{cm}^{-1}$. Abbildung 5 zeigt die entsprechende Strom-Spannungskennlinie für die Probe. Der in der Abbildung eingezeichnete Fit ergibt einen linearen Zusammenhang zwischen der Spannung U und dem Dunkelstrom I_d für unsere Probe.

Wir gehen hier von einer Ursprungsgeraden aus, da bei einer Spannung von 0 V ein Dunkelstrom von 0 A zu erwarten ist. Die ermittelte Fit-Funktion lautet:

$$I_d / [\text{nA}] = 0,00159 \cdot U / [\text{V}] \quad (23)$$

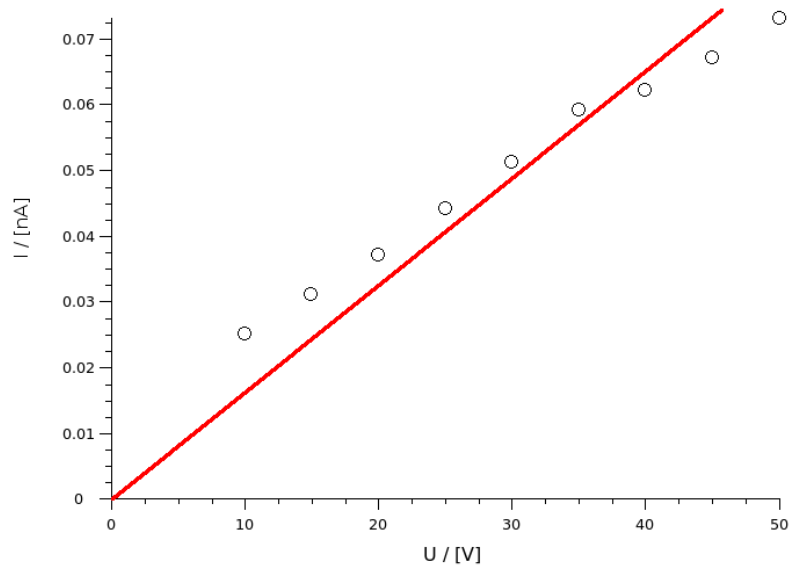


Abb. 5: Strom-Spannungs-Kennlinie für den Dunkelstrom der Probe.

Da ein linearer Zusammenhang zwischen U und I_d besteht, gibt es nun ein weiteres Verfahren, um die Dunkelleitfähigkeit zu ermitteln. Gleichung 21 können wir auch schreiben als Geradengleichung der Form:

$$I_d(U) = \frac{L \cdot b}{d} \cdot \sigma_d \cdot U \quad (24)$$

Bringen wir dies mit der durch lineare Regression ermittelten Gleichung 23 für die Ausgleichsgerade – deren Steigung wir als m bezeichnen – in Zusammenhang, erhalten wir für die Dunkelleitfähigkeit folgende Relation:

$$\sigma_d = m \cdot \frac{d}{L \cdot b} \quad (25)$$

Das Einsetzen aller bekannten Zahlenwerte führt nun auf eine Dunkelleitfähigkeit von $\sigma_d = 4,3 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Dieser Wert weicht erheblich von dem durch Mittelwertbildung der einzelnen Dunkelleitfähigkeiten bestimmten ab und wird in der Folge für die weiteren

Berechnungen verwendet. Der Fehler der Steigung m wird von dem verwendeten Fit-Programm mit $\Delta m = 0,6 \cdot 10^{-4}$ angegeben, was auf einen Fehler der Dunkelleitfähigkeit von $\Delta \sigma_d = 0,16 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ führt.

Die Strom-Spannungskennlinie der Probe unterscheidet sich durch ihre Linearität deutlich von der einer Solarzelle. Eine technische Solarzelle verfügt ähnlich wie eine Diode über einen pn-Übergang und damit eine Raumladungszone, weshalb die Kennlinie nicht linear, sondern exponentiell verläuft. Da die Theorie des pn-Übergangs im Rahmen dieses Praktikumsversuchs keine Rolle spielt, sei hier zur näheren Beschreibung auf die angegebene Literatur verwiesen.

Mit Hilfe der bestimmten Dunkelleitfähigkeit wird nun der Abstand $E_c - E_f$ des Fermi-Niveaus E_f von der Leitungsbandkante E_c bestimmt. Da für undotiertes amorphes Silizium $n_0 \gg p_0$ gilt, können wir näherungsweise annehmen:

$$\sigma_d \approx e \cdot \mu_n \cdot n_0 \quad (26)$$

Dabei ist e die Elementarladung, μ_n die Elektronen-Beweglichkeit und n_0 die Elektrodendichte. Letztere ist gegeben durch Gleichung 5. Damit können wir schreiben:

$$\sigma_d = e \cdot \mu_n \cdot N_c \cdot \exp \left\{ \frac{-(E_c - E_f)}{kT} \right\} \quad (27)$$

Gemäß der Versuchsanleitung fassen wir das Produkt $e \cdot \mu_n \cdot N_c$ zu einem Vorfaktor σ_0 zusammen, welcher für amorphes Silizium $\sigma_0 = 160 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ beträgt. Damit können wir nun $E_c - E_f$ wie folgt bestimmen:

$$E_c - E_f = -kT \cdot \ln \left(\frac{\sigma_d}{\sigma_0} \right) \quad (28)$$

Mit der Boltzmann-Konstanten $k = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ und einer Raumtemperatur von etwa $T = 293 \text{ K}$ erhalten wir schließlich $E_c - E_f = 0,61 \text{ eV}$. Von der Probe ist die Größe der Bandlücke bekannt. Diese beträgt $E_c - E_v = 1,78 \text{ eV}$. Die Differenz der Bandlücke von $E_c - E_f$ ist genau der Abstand des Fermi-Niveaus von der Valenzbandkante, also $E_f - E_v = 1,17 \text{ eV}$. Unter der Annahme $N_c = N_v$ und unter Kombination und Vereinfachung der Gleichungen 5 und 6 können wir nun das Verhältnis der Elektronen- und Löcherdichten n_0/p_0 im thermischen Gleichgewicht angeben:

$$\frac{n_0}{p_0} = \exp \left\{ \frac{(E_f - E_v) - (E_c - E_f)}{kT} \right\} = \exp \left\{ \frac{0,56 \text{ eV}}{kT} \right\} = 4,29 \cdot 10^9 \quad (29)$$

In der untersuchten Probe befinden sich also um den Faktor $4,29 \cdot 10^9$ mal mehr Elektronen als Löcher.

Da der Fehler von σ_0 nicht bekannt ist, ist eine weitere exakte Fehlerrechnung hier nicht möglich. Da außer der aus den Messwerten bestimmten Dunkelleitfähigkeit nur Naturkonstanten in die Berechnungen eingehen, ist hier qualitativ der Fehler von σ_d die ausschlaggebende Größe.

3.2 Bestimmung des Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes für Elektronen durch Messung des Photostroms

Um nun die Photoleitfähigkeit σ_{ph} der Probe zu bestimmen, bestrahlen wir diese mit einem HeNe-Laser der Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (vgl. Abbildung 4). Der Strahl wird mit Hilfe eines Spiegels auf die Probe gerichtet und zunächst horizontal kalibriert. Dazu nutzen wir eine Zielscheibe, die wir in verschiedenen Abständen zum Laser montieren und dabei die Lage des Strahls betrachten, welche an allen Stellen die selbe Höhe aufweisen muss. Der Laserstrahl wird vor dem Spiegel durch zwei Polarisationsfilter geleitet, mit deren Hilfe wir dessen Intensität einstellen können. Dazu bleibt der zur Probe hin gerichtete Polarisationsfilter P_2 konstant auf 0° eingestellt, während der zum Laser hin gerichtete Polarisationsfilter P_1 je nach gewünschter Intensität variiert wird.

Um die Degradation der Probe möglichst gering zu halten, arbeiten wir in diesem und den folgenden Versuchsteilen mit einem stark abgeschwächten Laserstrahl einer Photonenflussdichte von $\phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Um diese Photonenflussdichte zu erreichen, messen wir zunächst mit der Photodiode BPX66 den Photostrom am Pikoamperemeter. Wir berechnen nun, welchen Photostrom wir an der Photodiode messen müssen, um die gewünschte Photonenflussdichte zu erreichen. Dazu verwenden wir die Energie eines einzelnen Photons, $E_{ph} = h \cdot \frac{c}{\lambda}$. Wir wollen nun die Photonenflussdichte ϕ erreichen, also sollen $N_\phi = 10^{16}$ Photonen pro Zentimeter und Sekunde den Laser verlassen. Da die beleuchtete Fläche der Photodiode A aber gemäß Datenblatt nur $A = 1 \text{ mm}^2$ beträgt, treffen um einen Faktor 100 mal weniger – also nur $N = 10^{14}$ Photonen – auf der Oberfläche ein, als in ϕ angegeben. Damit beträgt die Gesamtenergie der auftreffenden Photonen $E_g = N \cdot E_{ph} = 3,138 \cdot 10^{-5} \text{ J}$, was einer Leistung (pro Sekunde) von $3,138 \cdot 10^{-5} \text{ W}$ entspricht. Mit Hilfe der spektralen Empfindlichkeit der Fotodiode von $S_{\lambda=632,8\text{nm}} = 0,39 \text{ A} \cdot \text{W}^{-1}$, die wir aus der entsprechenden Kennlinie im Datenblatt ablesen, erhalten wir nun einen zu messenden Photostrom von $I_{ph} = 12,24 \mu\text{A}$.

Wir stellen nun die Photodiode in den Strahlengang und richten diese horizontal und vertikal so aus, dass der Photostrom maximal wird. Nun verstellen wir den Polarisationsfilter P_1 so lange, bis wir den gewünschten Photostrom von $I_{ph} = 12,24 \mu\text{A}$ am Pikoamperemeter messen. Der Laserstrahl ist jetzt auf die gewünschte Photonenflussdichte kalibriert und die Messung des Photostroms der Probe kann beginnen. Dazu tauschen wir die Photodiode durch die Probe im Probenhalter aus. Die Beschaltung der Probe geschieht wie im vorherigen Versuchsteil 3.1. Wir stellen am Netzteil eine Spannung von $U = 15 \text{ V}$ ein und justieren die Probe in beiden Richtungen so, dass der am Pikoamperemeter angezeigte Photostrom maximal wird. Dann stellen wir Spannungen

$U/[V]$	$I_{ph}/[nA]$	$\sigma_{ph}/[nA V^{-1}cm^{-1}]$
15	74	22222.2 ± 1649.6
20	93	20945.9 ± 1230.9
25	107	19279.3 ± 978.0
30	120	18018.0 ± 810.8

Tabelle 2: Messergebnisse für die Messung des Photostroms der Probe.

von $U = 20 V$, $U = 25 V$ und $U = 30 V$ ein und messen jeweils den Photostrom. Aus den gemessenen Photoströmen wird die Photoleitfähigkeit σ_{ph} gemäß Gleichung 21 bestimmt, wobei an Stelle der Elektrodenbreite b die Laserstrahlbreite B tritt. Von den gemessenen Photoströmen I_{ph} muss zudem noch der jeweilige Dunkelstrom I_d abgezogen werden. Damit wird die Definitionsgleichung der Photoleitfähigkeit σ_{ph} :

$$\sigma_{ph} = \frac{d}{L \cdot B} \cdot \frac{I_{ph} - I_d}{U} \quad (30)$$

Da aber $I_{ph} \gg I_d$ gilt kann der Dunkelstrom hier vernachlässigt werden ohne die Ergebnisse signifikant zu beeinflussen. Die Laserstrahlbreite nehmen wir als $B = 3 \text{ mm}$ an, womit der Vorfaktor zu $\frac{d}{L \cdot B} = 4504,5 \text{ cm}^{-1}$ wird. Die gemessenen Photoströme und berechneten Photoleitfähigkeiten zeigt Tabelle 2. Zur Fehlerbestimmung gehen wir analog zum vorherigen Versuchsteil vor. Allerdings nehmen wir wegen der sehr großen Schwankungen auf der Anzeige des Pikoamperemeters bei diesem Versuchsteil einen Fehler für den Photostrom von $\Delta I_{ph} = 5 \text{ nA}$ an. Der Fehler für die Photoleitfähigkeit wird wieder gemäß Gleichung 22 bestimmt.

An den Messwerten ist zu erkennen, dass die Photoleitfähigkeit der Probe etwa um einen Faktor 5.000 größer ist als die Dunkelleitfähigkeit. Für die mittlere Photoleitfähigkeit erhalten wir schließlich $\sigma_{ph} = 20116,3 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei einer Standardabweichung von $1846,3 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Wir tragen nun wieder den Photostrom über der Spannung auf (vgl. Abbildung 6) und ermitteln durch lineare Regression eine Fit-Funktion. Diese soll wieder eine Ursprungsgerade sein und ist gegeben durch:

$$I_d/[nA] = 4,3 \cdot U/[V] \quad (31)$$

Auch hier können wir wieder einen Zusammenhang zwischen der Steigung m der Fit-Funktion und den Abmessungen der Probe bzw. des Laserstrahls für die Bestimmung der Photoleitfähigkeit finden:

$$\sigma_{ph} = m \cdot \frac{d}{L \cdot B} \quad (32)$$

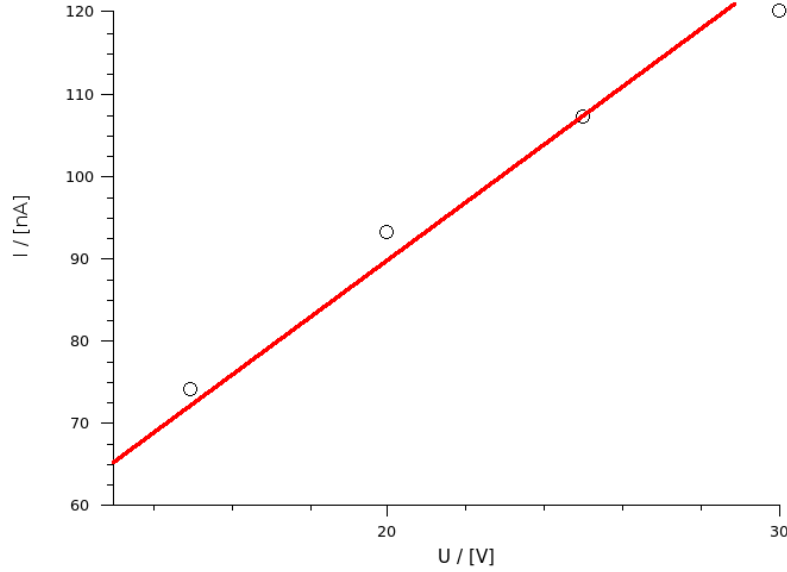


Abb. 6: Strom-Spannungs-Kennlinie für den Photostrom der Probe.

Damit erhalten wir schließlich eine Photoleitfähigkeit von $\sigma_{ph} = 19369,4 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, mit der wir in der Folge die weiteren Berechnungen anstellen werden. Der Fehler der Steigung der Ausgleichsgeraden ist mit $\Delta m = 0,19$ angegeben, woraus ein Fehler der Photoleitfähigkeit von $\Delta\sigma_{ph} = 833,3$ resultiert. Wir können nun das Verhältnis σ_{ph}/σ_d bestimmen. Dieses beträgt für unsere Messungen 4504,4, die Photoleitfähigkeit ist also um etwa 4500-mal größer als die Dunkelleitfähigkeit. Dieses Verhältnis kann als Qualitätsmaß für das verwendete amorphe Silizium angesehen werden, da es das Verhältnis von der Überschusskonzentration der Elektronen zur Elektronendichte im thermischen Gleichgewicht wiedergibt. Für die Photoleitfähigkeit gilt nämlich unter der Annahme, dass der Beitrag der Löcher wegen ihrer geringen Beweglichkeit vernachlässigt werden kann:

$$\sigma_{ph} \approx e \cdot \Delta n \cdot \mu_n \quad (33)$$

Damit ergibt sich mit Gleichung 26 das Verhältnis σ_{ph}/σ_d zu:

$$\frac{\sigma_{ph}}{\sigma_d} = \frac{e \cdot \Delta n \cdot \mu_n}{e \cdot n_0 \cdot \mu_n} = \frac{\Delta n}{n_0} \quad (34)$$

Je größer somit dieses Verhältnis wird, desto größer ist die Überschusskonzentration der Elektronen bei fester Gleichgewichtskonzentration. Dies korreliert also direkt mit der Güte des betrachteten Halbleiters.

Nun ist das Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkt $(\mu\tau)_n$ der verwendeten Probe zu bestimmen. Dazu muss zunächst die mittlere Photogenerationsrate G gemäß Gleichung 19 bestimmt werden. Der Absorptionskoeffizient von a-Si:H bei der verwendeten Laserwellenlänge von $\lambda = 632,8\text{ nm}$ ist durch $\alpha \approx 10^4\text{ cm}^{-1}$ gegeben. Für die Reflexion $R(\lambda)$ ergibt sich – unter der Voraussetzung eines senkrecht zur reflektierenden Oberfläche einfallenden Lichtsstrahles – mit den gegebenen Brechungsindizes $n_0 = 1$ für Luft und $n_1 \approx 3,5$ für a-Si:H bei der Laserwellenlänge λ^1 :

$$R = \frac{(n_1 - 1)^2}{(n_1 + 1)^2} = 0,309 \quad (35)$$

Mit Hilfe von Gleichung 19, sowie der bekannten Probendicke von $L = 370\text{ nm}$ und der eingestellten Photonenflussdichte von $\phi_0 = 10^{16}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ können wir nun die Photogenerationsrate berechnen. Diese beträgt hier $G = 5,78 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Die Überschusskonzentration Δn der Elektronen können wir nun als Produkt von Photogenerationsrate und ihrer Lebensdauer schreiben, also $\Delta n = G \cdot \tau_n$. Setzen wir dieses Ergebnis in Gleichung 33 ein, so finden wir folgende Definitionsgleichung des Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes für Elektronen:

$$(\mu\tau)_n = \frac{\sigma_{ph}}{e \cdot G} \quad (36)$$

Das Einsetzen der bestimmten Photoleitfähigkeit und Photogenerationsrate führt schließlich auf ein Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkt für Elektronen in unserer Probe von $(\mu\tau)_n = 2,09 \cdot 10^{-6}\text{ cm}^2\text{ V}^{-1}$. Da wir für α und n_1 nur Näherungswerte erhalten haben, erübrigt sich hier eine exakte Fehlerrechnung und wir beschränken uns auf eine rein qualitative Angabe: Der ausschlaggebende Fehler ist auch hier der Fehler der Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma_{ph}$. Da jedoch in die Photogenerationsrate G fehlerbehaftete Größen einfließen, ist auch ΔG zu berücksichtigen. Neben den unbekanntem Fehlern von α und n_1 ist hier der Fehler der Photonenflussdichte ϕ_0 zu erwähnen, welcher wiederum von dem Fehler bei der Photostrommessung abhängt, mit der wir ϕ_0 auf den gewünschten Wert eingestellt haben.

3.3 Bestimmung des Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes für Löcher mit Hilfe der SSPG

Nun soll das Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes für Löcher, $(\mu\tau)_p$, bestimmt werden. Zu dessen Berechnung wird die ambipolare Diffusionslänge L_D benötigt, welche wir im folgenden mit Hilfe der Photoladungsträgergittermethode (engl. *Steady state photo-carrier grating technique*, kurz: SSPG) messen. Den dazu verwendeten Versuchsaufbau

¹Zur Herleitung vgl. z. B. [http://de.wikipedia.org/wiki/Reflexion_\(Physik\)](http://de.wikipedia.org/wiki/Reflexion_(Physik))

zeigt Abbildung 7: Zwei kohärente Laserstrahlen werden unter einem Winkel θ zur Interferenz gebracht. Wir verwenden dazu einen Strahlteiler, welcher den Laserstrahl des HeNe-Lasers im Verhältnis 1:10 teilt. Dabei entsteht ein starker Strahl der Intensität I_{stark} und ein schwacher Strahl der Intensität $I_{schwach}$, wobei etwa gilt $I_{stark} = 10 \cdot I_{schwach}$. Die Gitterperiode wird als Λ bezeichnet und berechnet sich gemäß Gleichung 15. Durch Variation des Winkels θ haben wir nun eine Möglichkeit Λ zu verändern und damit den Einfluss der Diffusion, welche zu einer „Verschmierung“ des Ladungsträgergitters führt, zu untersuchen. Praktisch geschieht die Änderung von θ durch eine Verschiebung der Probe auf vorbestimmten Positionen, welche Werten zwischen $\Lambda = 0,5 \mu\text{m}$ und $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$ entsprechen.

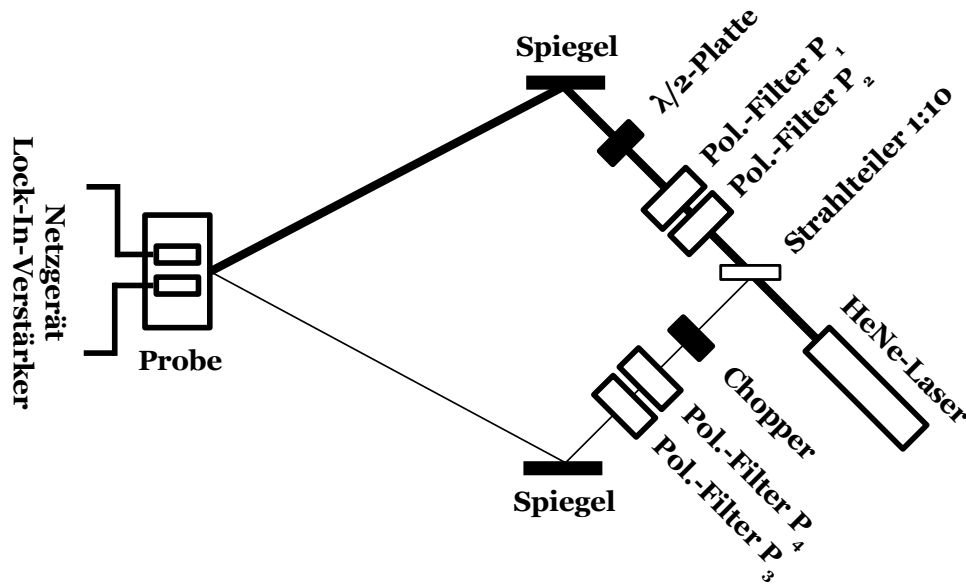


Abb. 7: Aufbau der Photoladungsträgergittermethode (SSPG) zur Bestimmung des Beweglichkeits-Lebensdauer-Produktes für Löcher.

Da wir es bei diesem Versuchsaufbau mit sehr kleinen Spannungswerten und -differenzen zu tun haben, messen wir nicht mit dem Pikoamperemeter, sondern mit einem Lock-In-Verstärker². Dazu wird der intensitätsschwächere Strahl von einem Chopper bei einer Frequenz von etwa 40 Hz periodisch unterbrochen und wieder freigegeben. Das später gemessene Spannungssignal wird mit dem gehoppten Referenzsignal moduliert. Dadurch werden Gleich- und Wechselspannungen anderer Frequenz, sowie Rauschen effektiv unterdrückt und das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) verbessert. Mit Hilfe des Lock-In-Verstärkers messen wir nun an jeder Position jeweils zwei Spannungswerte: U_p

²Für eine Einführung in die Lock-In-Messtechnik siehe z. B. <http://www.pi.physik.uni-frankfurt.de/fb/fb13/pi/veranstaltungen/fpraktikum/pdfs/lock-in.pdf>

bei paralleler Polarisierung (d. h. mit Interferenz) der beiden Strahlen und U_s (d. h. ohne Interferenz) entsprechend bei senkrechter Polarisierung. Diese beiden Spannungen sind dem Zähler bzw. Nenner des Quotienten β proportional, welcher in der Arbeit von RITTER, ZELDOV und WEISER definiert ist als (zur Herleitung und zu den genauen Bezeichnungen sei hier auf den entsprechenden Artikel verwiesen):

$$\beta = \frac{\sigma_g - \sigma(I_1)}{\sigma(I_1 + I_2) - \sigma(I_1)} \quad (37)$$

Das heißt, durch das Verhältnis U_p/U_s können wir β bestimmen. Interferenz bzw. Nicht-Interferenz der beiden Strahlen wird durch eine $\lambda/2$ -Platte eingestellt, welche sich im Strahlengang des stärkeren Laserstrahls befindet. Die Stellung 0° steht dabei für Interferenz; die Stellung 45° für Nicht-Interferenz.

Die einzelnen Messungen an jeder Position laufen nun wie folgt ab: Zunächst wird der intensitätsschwächere Strahl abgedeckt und der starke Strahl (die $\lambda/2$ -Platte steht auf 0°) waagrecht so auf der Probe justiert, dass die Stromanzeige (hier noch mit dem Pikoamperemeter, da der starke Strahl nicht durch den Chopper läuft!) maximal wird. Die Grobeinstellung wird dabei am Spiegel vorgenommen, die Feineinstellung am Probenhalter. Nun wird der schwächere Strahl freigelegt und der stärkere verdeckt. Der intensitätsschwächere Strahl wird ebenfalls waagrecht so eingestellt, dass die Spannungsanzeige (diesmal am Lock-In-Verstärker) maximal wird. Bei den Einstellarbeiten ist darauf zu achten, dass der Strahl die Probe auch noch zwischen den Kontakten trifft! Nun erfolgt die senkrechte Justage. Dazu wird die Abdeckung des stärkeren Strahls wieder entfernt. Somit treffen beide Strahlen am selben Punkt auf die Probe und interferieren miteinander. Der intensitätsschwächere Strahl wird senkrecht nun so justiert, dass die Spannungsanzeige am Lock-In-Verstärker minimal und somit die Interferenz maximal wird. Das Minimum lässt sich am besten ausfindig machen, indem man die beiden um das Minimum herum liegenden Spannungsmaxima ausfindig macht und zwischen beiden die senkrechte Einstellung des schwächeren Laserstrahls sehr vorsichtig verstellt. Auch hier ist wieder darauf zu achten, dass beide Strahlen die Probe auf demselben Fleck treffen. Die Amplitude und die Phase des Spannungssignals bei dieser Einstellung wird nun notiert. Dies ist U_p für parallele Polarisierung. Nun wird die $\lambda/2$ -Platte auf 45° eingestellt und die Polarisierungsebene damit um 90° gedreht. Damit findet nun keine Interferenz mehr statt. Auch bei dieser Einstellung werden Amplitude und Phase am Lock-In-Verstärker gemessen. Dies ist die Spannung U_s bei senkrechter Polarisierung.

In der Tabelle 3 sind nun die gemessenen Spannungssignale für beide Polarisierungen und verschiedene Werte von Λ , sowie der daraus berechnete Quotient β aufgeführt. I bezeichnet dabei den gemessenen Maximal-Strom am Pikoamperemeter bei der waagerechten Justage des intensitätsstärkeren Strahls. Da wir hier β als Quotient zweier Spannungswerte ermitteln, ist der Fehler von β von dem Fehler ΔU der Spannungsmessungen abhängig. Da die Schwankungen in der Anzeige des Lock-In-Verstärkers sehr groß waren und die Bestimmung der jeweiligen Spannungsminima und -maxima dadurch erschwert

$\Lambda/[\mu\text{m}]$	$I/[\text{nA}]$	$U_p/[\text{mV}]$	$U_p/[^{\circ}]$	$U_s/[\text{mV}]$	$U_s/[^{\circ}]$	β
0.5	87	0.07	-37	0.07	-36	1.00 ± 0.57
0.6	89	0.11	-35	0.12	-32	0.92 ± 0.32
0.7	92	0.08	-50	0.10	-30	0.80 ± 0.36
0.8	88	0.20	-45	0.27	-32	0.74 ± 0.13
1.0	91	0.03	-80	0.06	-45	0.55 ± 0.56
1.3	110	0.06	-45	0.16	-32	0.38 ± 0.17
1.6	81	0.04	-160	0.12	-30	0.33 ± 0.22
2.0	85	0.01	± 170	0.04	-32	0.25 ± 0.63
2.5	78	0.02	± 180	0.09	-33	0.22 ± 0.27

Tabelle 3: Messergebnisse für die SSPG.

wurde, schätzen wir den Fehler mit $\Delta U = 0,02 \text{ mV}$ ab. Gemäß der Fehlerfortpflanzung nach GAUSS gilt dann für den Fehler von β :

$$\Delta\beta = \frac{\Delta U}{U_s} \cdot \left[1 + \frac{U_p}{U_s} \right] \quad (38)$$

Die Variation von Λ wird durch verschieben der Probe realisiert. Hierbei haben wir bereits vorgefundene Markierungen auf der Schiene verwendet. Der Fehler von Λ ist also hauptsächlich von der Genauigkeit dieser Markierungen abhängig und wird daher mit $\Delta\Lambda = 0,05 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

Abbildung 8 zeigt nun den Quotienten β aufgetragen über der Gitterperiode Λ . Mit Hilfe eines Fit-Programmes wurde ein nicht-linearer Fit nach folgender Gleichung durch die Messdaten gelegt:

$$\beta(\Lambda) = 1 - \frac{2Z}{(1 + (2\pi L_D/\Lambda)^2)^2} \quad (39)$$

Dabei ist $Z := \alpha\gamma_0^2$ in der Regel eine Zahl zwischen 0,5 und 1,0 mit der Generationsratenabhängigkeit α und der Güte des Gitters sowie der Sorgfältigkeit der Messung und des Aufbaus γ_0 . Der Parameter L_D ist die ambipolare Diffusionslänge. Die Berechnung durch das Fit-Programm führt auf $Z = 0,48$ und $L_D = 0,11 \mu\text{m}$. Die Angabe eines Fehlers für L_D gestaltet sich hier schwierig, da in die Fitfunktion bereits die fehlerbehafteten Größen β und Λ eingehen. Da der Fehler von β sehr groß ist, ist er im Gegensatz zum Fehler von Λ die hier entscheidende Größe. Der tatsächliche Fehler von L_D dürfte die vom Fit-Programm angegebene Abweichung (diese beträgt $\pm 0,01$) weit übersteigen. Daher nehmen wir für die weiteren Berechnungen einen Fehler für die ambipolare Diffusionslänge von $\Delta L_D = 0,03 \mu\text{m}$ an.

Mit Hilfe von L_D können wir nun das Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkt der Löcher

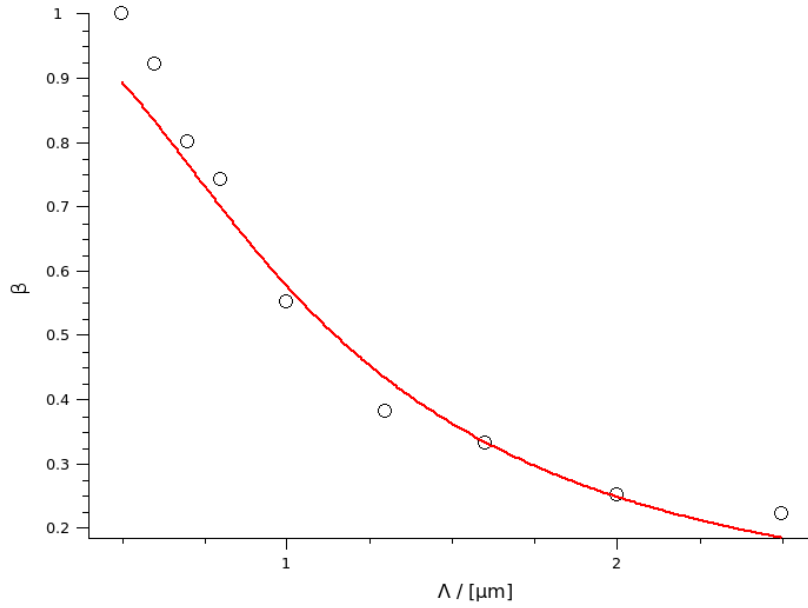


Abb. 8: Quotient β für verschiedene Gitterperioden Λ bei der SSPG.

bestimmen, denn mit der Diffusionskonstanten D und der Lebensdauer der Löcher τ_p können wir folgenden Zusammenhang formulieren³:

$$L_D = \sqrt{D \cdot \tau_p} \quad (40)$$

Die Diffusionskonstante D können wir gemäß der EINSTEIN-Relation ausdrücken durch:

$$D = \mu_p \cdot \frac{kT}{e} \quad (41)$$

Die Kombination dieser beiden Relationen führt schließlich auf die Bestimmungsgleichung für das Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkt für Löcher:

$$(\mu\tau)_p = \frac{L_D^2 e}{kT} \quad (42)$$

Mit der in der SSPG bestimmten ambipolaren Diffusionslänge L_D , der Boltzmann-Konstanten k , der Elementarladung e und der Raumtemperatur von $T = 293$ K erhalten wir schließlich $(\mu\tau)_p = 4,79 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$. Das Verhältnis der beiden Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkte beträgt also $(\mu\tau)_n / (\mu\tau)_p \approx 436$. Dieses Verhältnis unterstreicht,

³Vgl. hierzu z. B. Gregor Kron: *Ladungsträgertransport in farbstoffsensibilisierten Solarzellen auf Basis von nanoporösem TiO_2* , Abhandlung zu Erlangung des Dr.-Ing.-Titels an der Uni Stuttgart, 2003.

dass die Elektronen die Majoritätsträger in der betrachteten Dünnschicht aus a-Si:H sind.

Der Fehler von $(\mu\tau)_p$ ist nur vom Fehler von L_D abhängig, da wir alle weiteren in die Berechnung eingehenden Größen als konstant betrachten. Dann gilt:

$$\Delta(\mu\tau)_p = \frac{2L_De}{kT} \cdot \Delta L_D \quad (43)$$

Dies führt auf einen Fehler von $\Delta(\mu\tau)_p = 0,26 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$.

3.4 Messung der lichtinduzierten Degradation

Um nun die durch einfallendes Licht induzierte Degradation in der vorliegenden Probe zu quantifizieren, bestrahlen wir diese mit der vollen Laser-Leistung ohne Abschwächung durch Polarisationsfilter oder die $\lambda/2$ -Platte und betrachten dabei auf dem Pikoamperemeter den Photostrom I_{ph} . Die eingestellte Spannung am Netzgerät beträgt dabei $U = 30 \text{ V}$. Wir wollen nun die Degradation über einen Zeitraum von 2 Stunden und 30 Minuten betrachten. Dabei messen wir allerdings nicht in gleichmäßig verteilten Zeitintervallen; gemäß der theoretischen Betrachtung der Degradation nehmen wir einen zeitlichen Verlauf des Photostromes $I_{ph}(t)$ proportional zu $t^{-1/3}$ an. Daher wählen wir die Messintervalle so, dass in den ersten Minuten der Bestrahlung der Probe durch den Laser möglichst viele Werte aufgenommen werden und die Intervalle mit zunehmender Zeitdauer immer länger werden. Die gemessenen Photoströme zeigt die Tabelle 4. Als Messfehler nehmen wir für den Photostrom eine relativ geringe Ungenauigkeit von $\Delta I_{ph} = 0,002 \mu\text{V}$ an, da sich die Werte hier gut am Pikoamperemeter ablesen lassen und die Schwankungen in der Anzeige sehr gering sind.

$t/[\text{s}]$	$I_{ph}/[\mu\text{A}]$	$t/[\text{s}]$	$I_{ph}/[\mu\text{A}]$	$t/[\text{s}]$	$I_{ph}/[\mu\text{A}]$
4	1.688	150	0.950	1500	0.504
8	1.633	180	0.917	1800	0.479
15	1.510	210	0.882	2700	0.424
30	1.359	240	0.860	3600	0.390
45	1.267	270	0.831	4500	0.374
60	1.189	300	0.801	5400	0.349
75	1.131	420	0.722	6300	0.338
90	1.090	600	0.667	7200	0.316
105	1.055	900	0.592	8100	0.304
120	1.014	1200	0.544	9000	0.294

Tabelle 4: Messergebnisse für die lichtinduzierte Degradation.

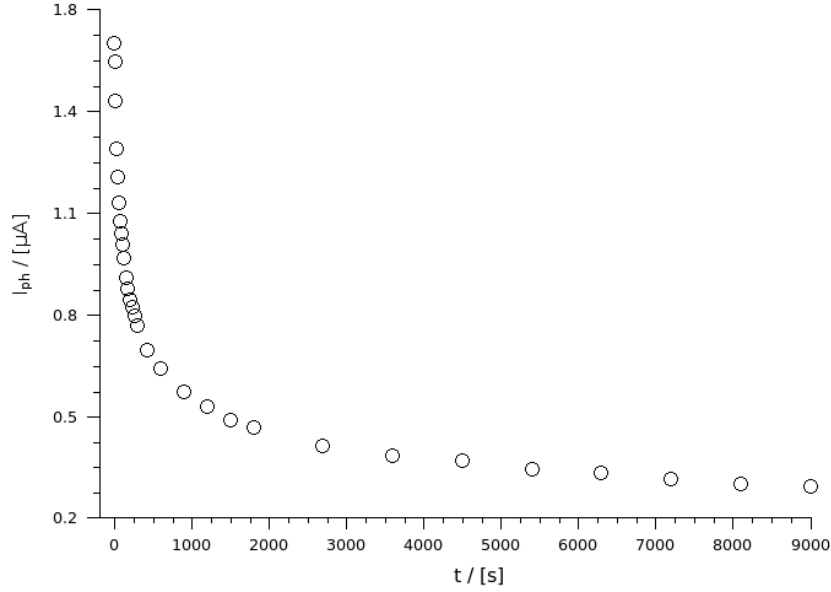


Abb. 9: Photostrom zu verschiedenen Zeitpunkten der Degradation.

Tragen wir nun den gemessenen Photostrom I_{ph} über der Zeit t auf, ergibt sich ein Diagramm wie in Abbildung 9 dargestellt. Da wir vermuten, dass die Messwerte einem Potenzgesetz folgend verteilt sind, tragen wir diese zudem doppelt-logarithmisch auf (siehe Abbildung 10). Wir erkennen ab einer Zeit von etwa $t = 60$ s eine Gerade in der doppelt-logarithmischen Darstellung. Der Photostrom folgt also für Zeiten größer als eine Minute einer Funktion der Form $I_{ph}(t) = a \cdot t^b$. Mit Hilfe eines geeigneten Fit-Programmes haben wir die Konstanten a und b ermittelt (siehe Ausgleichsgerade in der Abbildung; Fit wurde im Bereich zwischen $60 \text{ s} \leq t \leq 9000 \text{ s}$ bestimmt). Somit erhalten wir für den Photostrom schließlich folgende Funktion:

$$I_{ph}(t) = 3,94 \cdot t^{-0,28} \quad (44)$$

Damit entspricht unser Ergebnis von $I_{ph} \propto t^{-0,28}$ – unter der Berücksichtigung der üblichen Messungenauigkeiten und der Vereinfachungen in der theoretischen Beschreibung der Degradation – näherungsweise der Erwartung von $I_{ph} \propto t^{-1/3}$. Die Abweichung der ersten Messergebnisse von der Ausgleichsgeraden ist wie folgt zu erklären: Die Näherung, die von einem Potenzgesetz proportional zu $t^{-1/3}$ ausgeht, gilt nur für lange Zeiten. Für kürzere Zeiten ist noch die Anfangsdefektkonzentration $N_d(0)$ zu beachten. Die Defektbildung wird nämlich exakt durch die Differenz $N_d^3(t) - N_d^3(0)$ beschrieben. Daher liegen die ersten Messwerte alle unter der Ausgleichsgeraden. Je länger jedoch die Degradation andauert, desto weniger fällt die Anfangsdefektkonzentration ins Gewicht und daher wird sie in der Näherung für lange Zeiten weggelassen. In unserem Versuch konnten wir nun feststellen, dass „lange“ Zeiten bei etwa 60 Sekunden beginnen.

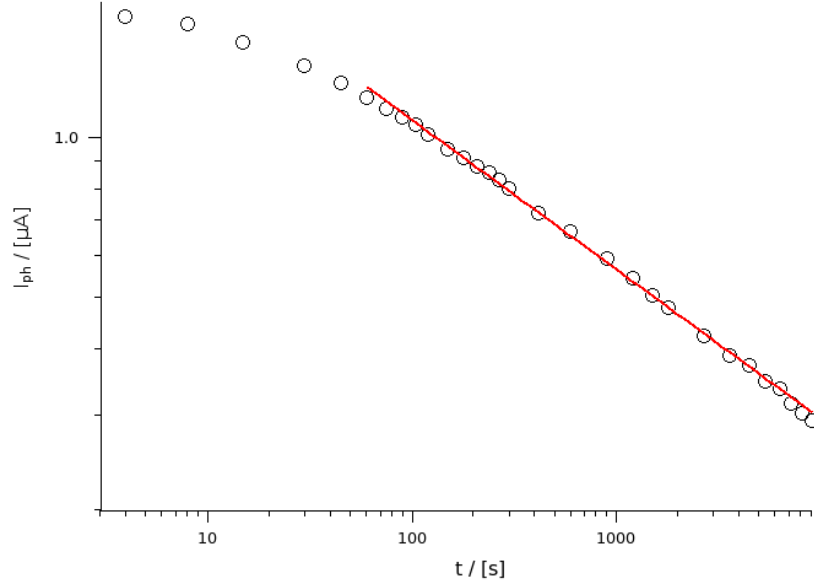


Abb. 10: Photostrom zu verschiedenen Zeitpunkten der Degradation in doppelt-logarithmischer Darstellung mit Ausgleichsgerade.

Nun bestimmen wir analog zum Versuchsteil 3.2 die Photoleitfähigkeit der Probe nach der Degradation. Dazu bauen wir die Polarisationsfilter P_1 und P_2 wieder mit den alten Einstellungen in den Strahlengang ein. Die gemessenen Photoströme I_{ph} in Abhängigkeit der Spannung U zeigt Tabelle 5. Zudem wurde wieder für jedes I_{ph} - U -Wertepaar die Photoleitfähigkeit σ_{ph} gemäß Gleichung 30 bestimmt. Der Mittelwert der einzelnen Photoleitfähigkeiten führt auf $\sigma_{ph} = 1383,5 \pm 75,1 \text{ nA V}^{-1}\text{cm}^{-1}$.

U /[V]	I_{ph} /[nA]	σ_{ph} /[nA/Vcm]
15	4.96	1489.5 ± 24.9
20	6.10	1373.9 ± 18.1
25	7.53	1356.8 ± 14.4
30	8.75	1313.8 ± 11.9

Tabelle 5: Messergebnisse für den Photostrom der Probe nach der Degradation.

Auch hier tragen wir wieder – als genauere Methode zur Bestimmung der Photoleitfähigkeit – den Photostrom I_{ph} über der Spannung U auf und ermitteln die Steigung m der Ausgleichsgeraden durch den Ursprung (auf Abbildung des Diagrammes sei hier aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet). Die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt $m = 0,3 \pm 0,007$ und damit ergibt sich die Photoleitfähigkeit gemäß Gleichung 32 zu $\sigma_{ph} = 1355,9 \pm 31,5 \text{ nA V}^{-1}\text{cm}^{-1}$. Damit hat die Photoleitfähigkeit in Folge der Degradation um den Faktor 14,3 abgenommen. Alle Fehler wurden analog zu den im Ver-

suchsteil 3.2 angegebenen Verfahren bestimmt. Als Fehler des Photostromes wurde hier $\Delta I_{ph} = 0,05 \mu\text{A}$ angenommen, was aus der Anzeigegenauigkeit des Pikoamperemeters und der Schwankung der angezeigten Werte resultiert.

3.5 Zusammenfassung der Messergebnisse

Wir haben in den oben beschriebenen Versuchen nun einige Materialeigenschaften der Probe aus hydrogenisiertem amorphem Silizium (a-Si:H) ermitteln können. Eine Übersicht aller bestimmten Kenngrößen der Probe zeigt die Tabelle 6. Ein Vergleich mit Literaturwerten ist bei einer Substanz wie amorphem Silizium nicht möglich, da die Größen sehr stark von der individuellen Beschaffenheit der jeweiligen Probe abhängen. Die Fehlerbehaftung der Größen ist in den entsprechenden Versuchsteilen angegeben.

MESSGRÖSSE	SYMBOL	MESSWERT
Dunkelleitfähigkeit	σ_d	$4,3 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
Photoleitfähigkeit	σ_{ph}	$19369,4 \text{ nA V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
Vehältnis der Photoleitf. zur Dunkelleitf.	σ_{ph}/σ_d	4504,5
Lage des Fermi-Niveaus	$E_c - E_f$	0,61 eV
Verhältnis Elektronen- u. Löcher-Dichte	n_0/p_0	$4,29 \cdot 10^9$
Bewegl.-Lebensdauer-Produkt Elektronen	$(\mu\tau)_n$	$2,09 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$
Bewegl.-Lebensdauer-Produkt Löcher	$(\mu\tau)_p$	$4,79 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$
Abnahme Photostrom durch Degradation	$I_{ph}(t)$	$3,94 \cdot t^{-0,28}$
Abnahme Photoleitf. durch Degradation	Faktor	14,3-fach

Tabelle 6: Zusammenfassung der Messergebnisse für die Probe.

4 Literatur

- R. BRÜGGEMANN, L. GÜTAY: *Versuchsanleitung zum FPR-Versuch „Photoleitung in Halbleitern“*. Stand: November 2007.
- J. J. SPARKES: *Semiconductor Devices*. Chapman & Hall, London 1994.
- D. RITTER, E. ZELEDON, K. WEISER: Applied Physics Letters **49**, 791 (1986) „Steady-state photocarrier grating technique for diffusion length measurement in photocunductive insulators“.
- SIEMENS AG: Datenblatt zur Silizium-PIN-Fotodiode BPX 66. Stand: 10.1995. http://www.datasheetcatalog.com/datasheets_pdf/B/P/X/6/BPX66.shtml
- Praktikum Materialwissenschaft II, V5: *Solarzellen*, TU-Darmstadt. Stand: 12.2007. <http://www.tu-darmstadt.de/fb/ms/fg/ofl/lehre/praktika/Praktikum.MaWi.II.V5-Solarzellen.pdf>
- Praktikumsversuch *Hall-Effekt und Elektrizitätsleitung bei Metallen*, Uni Dortmund. Stand: 12.2007. URL: <http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/Elektrizitaetslehre/Versuch%20Nr.311.pdf>
- Internetseite *Perfekte Kristalle*, Uni Kiel. Stand: 12.2007. URL: http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw1_ge/kap_3/backbone/r3_1_1.html
- Artikel *Halbleiter*. In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie. Bearbeitungsstand: 23. November 2007. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Halbleiter>
- Artikel *Bändermodell*. In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie. Bearbeitungsstand: 23. November 2007. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/B%C3%A4ndermodell>
- Artikel *Amorphes Silicium*. In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie. Bearbeitungsstand: 12. Dezember 2007. URL: http://de.wikipedia.org/wiki/Amorphes_Silizium
- Artikel *Dotierung*. In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie. Bearbeitungsstand: 23. November 2007. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Dotierung>

Hinweis: Alle im Protokoll verwendeten Grafiken sind – soweit nicht anders gekennzeichnet – selbsterstellt und somit urheberrechtlich geschützt! Eine weitere Nutzung ist nur in Rücksprache mit den Autoren und unter genauer Quellenangabe möglich.