

Festkörperelektronik und -photonik

Analyse von Photodetektoren mittels Monochromator

Versuchsziel: Das Versuchsziel besteht darin, die spektrale Empfindlichkeit optoelektronischer Bauelemente zu ermitteln und Zusammenhänge zwischen Festkörperstruktur, Bauelementedesign und elektrooptischem Verhalten zu erkennen.

1. Einleitung

Für viele technische Anwendungen wie z.B. in der Solartechnik ist es wichtig, preisgünstig geeignete Materialien bereitzustellen. Dabei können über die Struktur der Materialien die Eigenschaften in weiten Grenzen variiert werden. Ein strukturabhängiger Parameter ist das Absorptionsvermögen. Zur Bestimmung des Absorptionsvermögens wird der photoelektrische Effekt, die Absorption von Lichtquanten in der Raumladungszone, ausgenutzt. So läßt sich bei amorphem und polykristallinem Silizium ein höheres Absorptionsvermögen als bei einkristallinem Silizium nachweisen. Andererseits sind Lebensdauer und Diffusionslänge der Ladungsträger geringer, was sich negativ auf die elektrische Effektivität auswirkt. Mittels spezieller Behandlungen, wie z.B. Wasserstoffpassivierung, wird versucht, diese Effekte positiv zu beeinflussen und preiswerte Solarzellen hoher Leistungsfähigkeit zu produzieren.

Fotodioden finden in der Technik vielfältige Anwendungen z.B. für Lichtschranken, in gestapelter Anordnung für Temperaturmessungen im Quotientenverfahren und für die Farbmessung. Anknüpfend an den Versuch spektralempfindliche Sensoren sollen die theoretisch modellierten Effekte praktisch nachgewiesen werden.

2. Strahlungsdetektoren

2.1 Allgemeine Übersicht

Strahlungsdetektoren wandeln Strahlungsenergie in elektrische Energie um. Sollen optische Signale übertragen werden, kann die Information in der Amplitude, der Phase, der Frequenz (Wellenlänge) oder der Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung liegen.

In der Praxis wird nach 3 verschiedenen Arten der Wechselwirkung von bestrahlter Materie und Strahlung unterschieden.

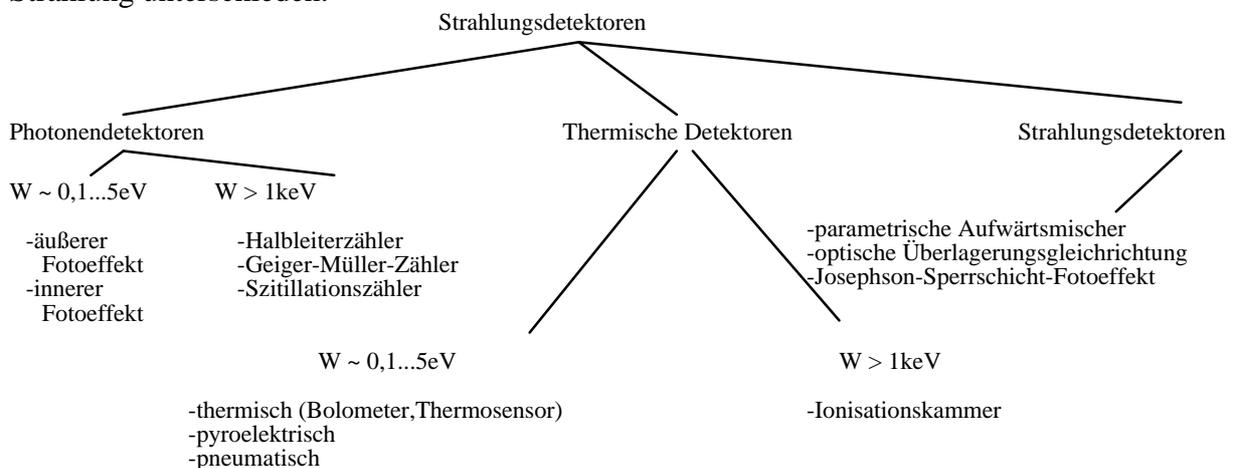


Bild 1: Übersicht Strahlungsdetektoren /1/

Bei **Photonendetektoren** treten Photonen und Elektronen in direkte Wechselwirkung. Die Energie des Photons wird durch das Elektron absorbiert und so in einen höheren Energiezustand versetzt. Die Anhebung des Energieniveaus sowie der Trägerdichte bringt eine auswertbare Änderung des elektrischen Ausgangssignals mit sich. Diese Änderung ist wellenlängenabhängig, da die Absorption von der einfallenden Energie bestimmt wird.

Thermische Detektoren: Durch die Aufnahme der Strahlung erhöht sich die Temperatur einer Probe, die dadurch bestimmte Materialeigenschaften ändert, die elektrisch ausgewertet werden können. Das entstehende Signal ist der Rate der absorbierten Energie, sprich der Strahlungsleistung, direkt proportional. Thermische Detektoren arbeiten weniger wellenlängenabhängig als Photonendetektoren.

Strahlungsfelddetektoren: Über die Wechselwirkung von elektrischem Feld und Probe kommt es zu inneren Zustandsänderungen. Sie hängen nicht wie bei Fotodetektoren oder thermischen Detektoren von der Trägerdichteänderung oder thermischen Effekten ab.

Kennwerte von Detektoren

- spektrale Empfindlichkeit
$$S(\lambda) = \frac{O(\lambda)}{P_e(\lambda)} = \frac{O(\lambda)}{\phi_e(\lambda)} = \frac{q \cdot \lambda \cdot \eta}{h \cdot c} \quad (1)$$

[V/W, A/W, A/Lumen]

O - elektrische Ausgangsgröße (Strom, Spannung)

P_e - einfallende Strahlungsleistung

Diese Größe bezieht sich auf eine monochromatische Strahlung oder auf die Strahlung eines schwarzen Strahlers einer bestimmten Temperatur. Sie wird dann als Schwarzkörperempfindlichkeit bezeichnet.

- Grenzwellenlänge λ_G

Die Grenzwellenlänge gibt den Wert an, bei dem die spektrale Empfindlichkeit auf die Hälfte des Bezugswertes abgesunken ist.

- Rauschäquivalenzleistung NEP

Sie beschreibt die kleinste nachweisbare Strahlungsleistung, welche ein Ausgangssignal erzeugt, das dem Detektorrauschen entspricht.

- spezifische Nachweisempfindlichkeit D^*

Diese Größe kennzeichnet das Rauschen und ist der NEP indirekt proportional.

- Quantenausbeute
$$\eta = \frac{I_{Ph}}{q \cdot \phi} \quad (2)$$

- Verstärkung
$$G = \frac{I_a}{I_{Ph}} \quad (3)$$

Photonendetektoren haben heute die größte Bedeutung und sollen auch im Versuch ausschließlich verwendet werden. Nach dem Wechselwirkungsprinzip können sie wie folgt untergliedert werden.

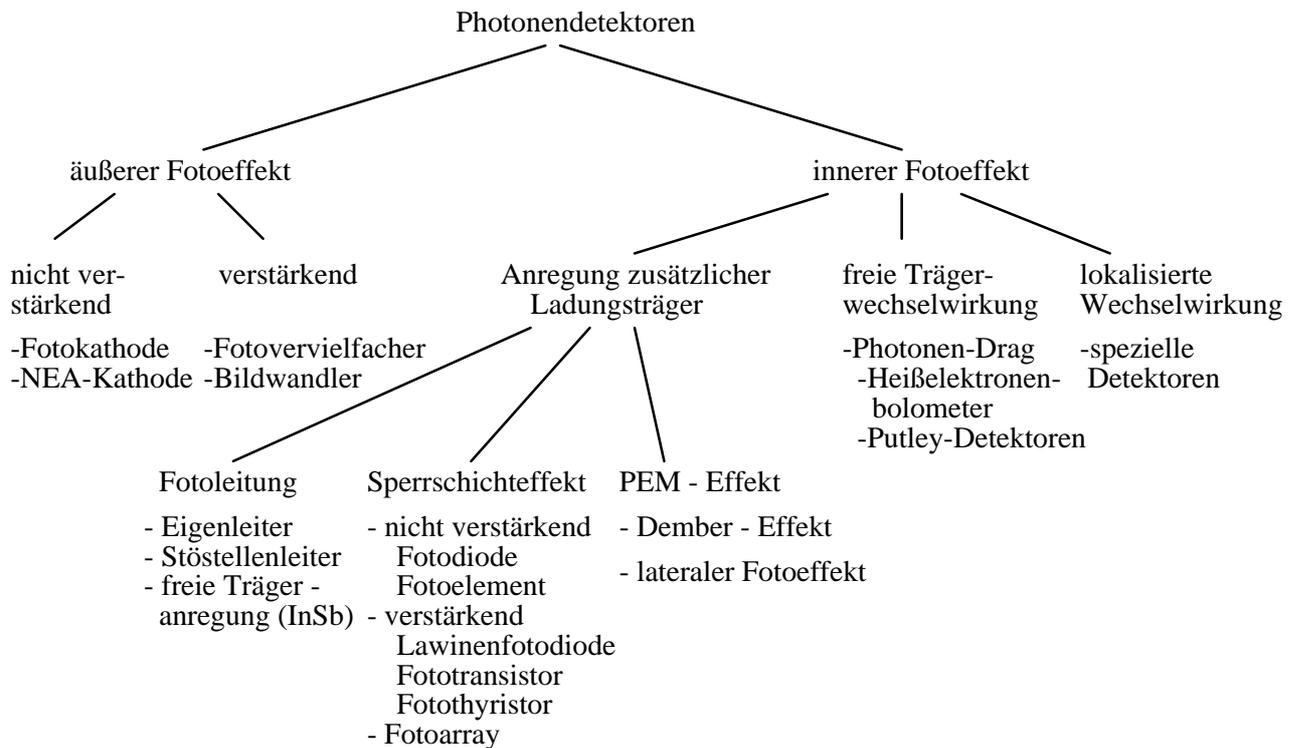


Bild 2: Übersicht Photonendetektoren /1/

äußerer Fotoeffekt: Hierbei werden Elektronen durch die Energie der einfallenden Photonen in die Lage versetzt, die Oberfläche der Probe zu verlassen und in das Vakuum zu gelangen. Die aufgenommene Energie muß ausreichen, um die Austrittsarbeit überwinden zu können. Dieser von Einstein 1905 formulierte Effekt wird hauptsächlich bei Fotokathoden verwendet.

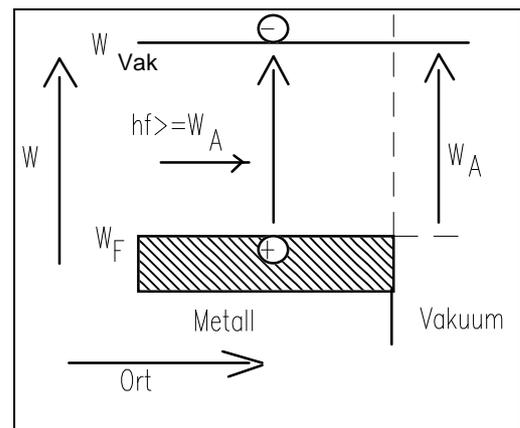


Bild 3: Bändermodell äußerer Fotoeffekt

Energiebilanz
$$h \cdot f \geq W_A + \frac{m \cdot v^2}{2} \quad (4)$$

- hf - Energie der Photonen
- W_A - Austrittsarbeit
- W_g - Breite des verbotenen Bandes
- W_C - Leitbandkante
- W_V - Valenzbandkante

innerer Fotoeffekt: Der innere Fotoeffekt beruht auf der Erzeugung von quasifreien Ladungsträgern durch die Energie der einfallenden Photonen. Dadurch wird die Trägerdichte erhöht, und es verbessert sich die Leitfähigkeit bei Fotowiderständen. In Photodioden werden die Ladungsträgerpaare durch das elektrische Feld über der Raumladungszone getrennt, und es entsteht eine Leerlaufphotospannung (Fotosperrschichteffekt). Im Gegensatz zum äußeren Fotoeffekt verlassen diese Ladungsträger die Probe nicht. Die Dichte der erzeugten freien Ladungsträger ist hierbei proportional der Photonendichte, aber nicht der Strahlungsenergie. Nach der Art der beteiligten Energiezustände unterteilt man in:

Anregung zusätzlicher Ladungsträger

a) Eigenfotoleitung, Band-Band-Übergänge

Hier erfolgt ein direkter Übergang der Elektronen vom Valenzband ins Leitband durch die Energie der einfallenden Photonen. Die Mindestenergie zur Überwindung der verbotenen Zone beträgt $h \cdot f \geq W_g$. Daraus ergibt sich eine Grenzwellenlänge $\lambda_g = \frac{h \cdot c}{W_g}$ zum langwelligen Licht hin, über der die Energie des Photons nicht mehr ausreicht, ein Elektron über die verbotene Zone zu heben. Die Dichte der erzeugten freien Ladungsträger ist proportional der Photonendichte.

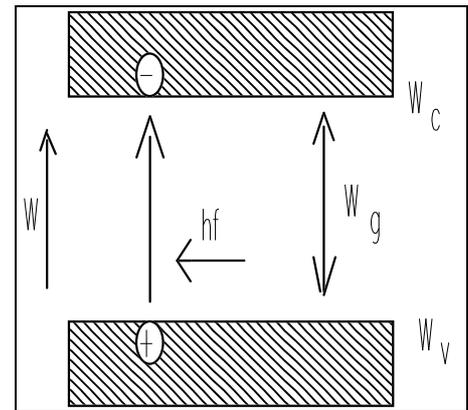


Bild 4: Bändermodell Eigenleitung

b) intrinsische Fotoleitung, Übergang über Störstellen im verbotenen Band

Elektronen gehen über Trapzustände vom Valenzband in das Leitband über. Die mit einem Mal aufgenommene Energie muß nun nicht mehr mindestens der Bandlücke W_g entsprechen, da die Elektronen auch Energiezustände innerhalb der verbotenen Zone annehmen können. Die Folge ist eine geringere Wellenlängenabhängigkeit der intrinsischen Fotoleitung im Vergleich zur Eigenfotoleitung.

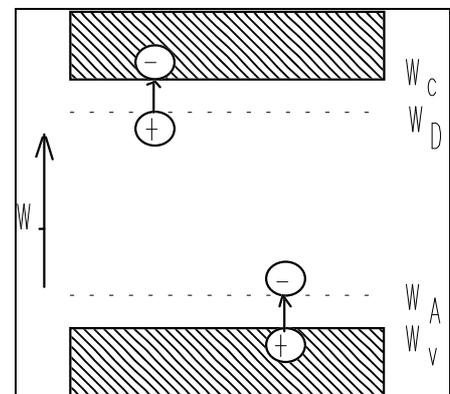


Bild 5: Bändermodell intrinsische Fotoleitung

Fotoeffekte durch die Änderung der Energieverteilung

Dies bezieht sich auf die Träger innerhalb eines Bandes.

a) Intraband-Fotoleitung

Bei dieser Art der Fotoleitung wird die Beweglichkeit über die von den freien Ladungsträgern aufgenommene Energie der Photonen erhöht. Man spricht dann von heißen Elektronen. Es verbessert sich die Leitfähigkeit des Materials nach :

$$\kappa = n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p \quad (5)$$

Da keine verbotene Zone überwunden werden muß, ist diese Form der Fotoleitung nur wenig von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung abhängig.

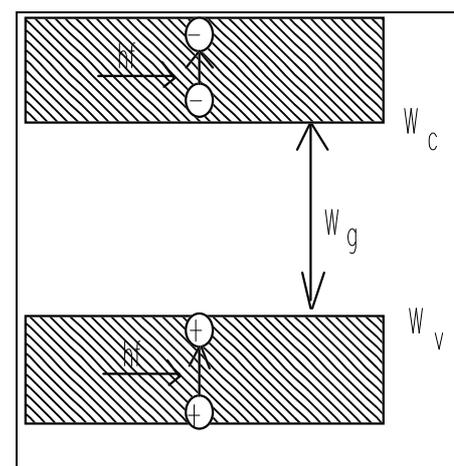


Bild 6: Bändermodell Intraband-Fotoleitung

b) Barrieren - Fotoleitung

Sie entsteht in polykristallinen Fotoleitern durch strahlungsbedingte Leitfähigkeitserhöhung an den Korngrenzen.

Für die später im Versuch verwendeten photoempfindlichen Bauelemente Fotowiderstand und Fotodiode sollen nun die inneren Vorgänge näher betrachtet werden.

2.2 Fotowiderstand

Fotoleiter bzw. Fotowiderstände sind linienhafte sperrschichtfreie Halbleiterwiderstände mit 2 ohmschen Kontakten, deren Widerstand $R(\phi)$ sich durch Absorption von Photonen ändert. Die Photonen erzeugen im Halbleiter freie Ladungsträger, die erst nach einer bestimmten Zeit wieder rekombinieren. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination ein. Sie bestehen zum Beispiel aus Cadmiumsulfid, Cadmiumselenid, Bleisulfid, Indiumantimonid oder Quecksilber-Cadmium-Tellurid. Es wirkt der innere Fotoeffekt, wie beschrieben. Man verwendet sowohl Eigen-, Störstellen-, als auch Intrabandfotoleiter.

Auszuwerten ist immer die Änderung des elektrischen Widerstandes. Sie resultiert aus der Variation der Leitfähigkeit des Materials. Diese wird wie folgt berechnet:

$$\kappa = q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad (6)$$

Man erkennt, daß sie auf verschiedenem Wege beeinflusst werden kann. Zum einen durch die Änderung der Trägerdichte (Eigen- und Störstellenleiter) hauptsächlich bei einkristallinen Materialien, und zum anderen durch die Variation der effektiven Beweglichkeit (Intrabandfotoleiter) bei polykristallinen und amorphen Halbleitermaterialien.

Die Stromänderung ergibt sich unter den Voraussetzungen

- gleichmäßige Bestrahlung der gesamten Fläche
- keine Oberflächenrekombination
- Volumenrekombination proportional zur Dichte der Überschußträger
- Überschußträgerdichte klein gegenüber der Gleichgewichtsdichte

zu:

$$\begin{aligned} \Delta I &= U \cdot \Delta G = U \frac{q \cdot A}{L} (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) = U \frac{q \cdot N}{L^2} (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \\ &= U \frac{q \cdot \eta_q \cdot P_e}{h \cdot f} (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \end{aligned} \quad (7)$$

Aus dem Quotienten von Stromänderung und Fotostrom ergibt sich die für den Fotowiderstand wichtige Größe der Verstärkung. Sie beschreibt, wieviele Elektronen pro primär erzeugtem Elektronen-Lochpaar durch den Fotoleiter fließen.

$$'G' = \frac{\Delta I}{I_{\text{foto}}} = \frac{U}{L^2} \cdot (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \quad (8)$$

Soll sie eins übersteigen, so muß die mittlere Lebensdauer größer als die mittlere Driftzeit zwischen den Kontakten sein. Daraus ergeben sich Voraussetzungen wie hohe Beweglichkeit und kleiner Elektrodenabstand.

Eine weitere Kenngröße ist die Stromempfindlichkeit. Sie berechnet sich nach der folgenden Gleichung:

$$R_I = \frac{U \cdot \Delta G}{P_e} = \frac{q \cdot \eta_q \cdot 'G'}{h \cdot f} = \frac{\lambda \cdot q \cdot \eta_q \cdot 'G'}{h \cdot c} \quad (9)$$

Fotowiderstände werden heute sehr oft verwendet, weil sie trotz des einfachen Aufbaus und einer sparsamen Beschaltung auch bei niedrigen Beleuchtungsstärken eine hohe Empfindlichkeit besitzen. Nachteilig sind dagegen die große Ansprechzeit und die starke Temperaturabhängigkeit des Fotostroms.

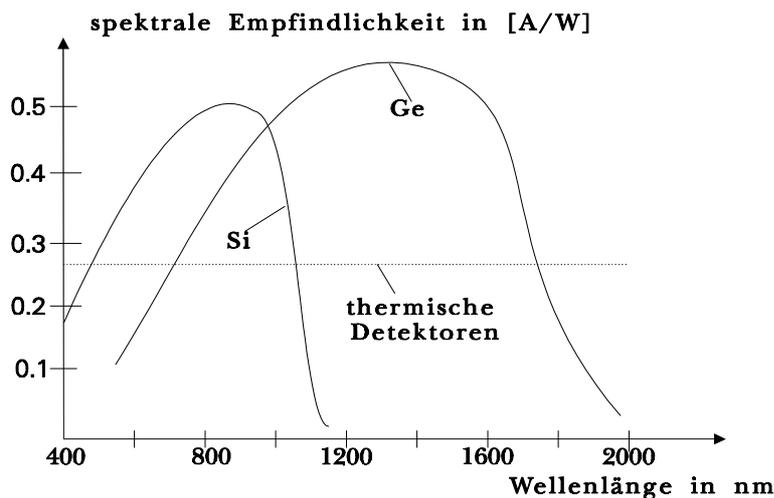


Bild 7: Fotoempfindlichkeit verschiedener Halbleitermaterialien

2.2.3 Fotodiode

In Bauelementen mit PN-, PIN-, MS- bzw. MOS-Übergängen kann ebenfalls eine Umwandlung optischer Energie in elektrische erfolgen. Die Voraussetzung für den dort wirkenden Fotosperrschichteffekt ist das Umsetzen der Energie der Photonen im Bereich der Raumladungszone.

Dabei werden durch den zuvor beschriebenen inneren Fotoeffekt Ladungsträgerpaare erzeugt und im elektrischen Feld der Raumladungszone getrennt. Die Löcher strömen zum Rand des p-Gebietes und die Elektronen fließen zum n-Gebiet. Diesen Anteil bezeichnet man als Driftstrom. Ein kleinerer Teil, Diffusionsstrom genannt, hat seine Ursache in der Diffusionsbewegung der in den Bahngebieten entstandenen Elektronen-Loch-Paaren. Da diese Minoritätsladungsträger nur eine begrenzte Lebensdauer τ besitzen und nach dieser wieder rekombinieren, trägt nur der Anteil zum Fotostrom bei, der in der Nähe der Raumladungszone generiert wurde. Es rekombinieren praktisch alle Ladungsträger, die nicht im Bereich einiger Diffusionslängen erzeugt wurden.

Die Folge ist das Entstehen einer äußeren Fotospannung im Leerlauf. Ist der äußere Kreis geschlossen, so fließt ein Fotostrom. Dieser setzt sich wie erwähnt aus dem Driftfotostrom der Raumladungszone und dem Diffusionsstrom aus den Bahngebieten zusammen. Zuerst soll der Driftstrom quantitativ berechnet werden. Man geht von dem Ansatz aus, daß das lokale Absinken der Strahlungsleistung auf die Absorption, sprich Generation von Elektronen-Loch-Paaren, im Halbleiter zurückzuführen ist.

$$G(x) = -\frac{d(\Phi_e(x)/h \cdot f)}{dx} = \eta_q \cdot (\Phi_e/h \cdot f) \cdot (1-r) \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (10)$$

$$\Phi_e(x) = \eta_q \cdot \Phi_e(1-r) \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

r - Reflexionsfaktor der Oberfläche

α - Absorptionsfaktor

η - Quantenwirkungsgrad

Φ - Strahlungsleistung

Setzt man idealisierend voraus, daß sich die Raumladungszone bis zur Oberfläche hin ausdehnt, so ergibt sich, bei konstant angenommenem Feld über der Raumladungszone, der Driftstrom aus dem Integral der Generationsrate.

$$I_{\text{Drifffoto}} = -q \cdot A \cdot \int_0^{W_s} G(x) \cdot dx = -q \cdot A \cdot \eta_q \frac{\Phi_e (1-r)}{h \cdot f} (1 - \exp(-\alpha \cdot W_s)) \quad (11)$$

W_s - Ausdehnung der Raumladungszone
 A - effektive Fläche
 q - Ladung

Die in den Bahngebieten erzeugten Ladungsträger diffundieren zu den Rändern der Raumladungszone. Sie erhöhen dort die Konzentration an Minoritätsladungsträgern. Berechnet man nun die Löcherträgerdichteerhöhung in diesem Punkt, so ist der Anteil der in den Bahngebieten optisch generierten Ladungsträger hinzuzufügen. Es ergibt sich folgende Differentialgleichung.

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{D_p \tau_p} + \frac{G(x)}{D_p} = 0 \quad (12)$$

D - Diffusionskonstante

τ - Lebensdauer

Δp_n - Löcherdichteüberschuß

$$\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right)$$

p_{n0} - Gleichgewichtsträgerdichte

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist, bei bekanntem Verlauf des Trägerdichteüberschusses über den Bahngebieten und den üblichen Randbedingungen, Boltzmannbedingung am Sperrschichttrand und totale Rekombination an den Kontakten des Bauelements:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{Diff}} &= -q \cdot D_p \cdot A \cdot \frac{dp_n}{dx} \\
 I_{\text{Diff}} &= I_{\text{Dunkelstrom}} + I_{\text{Diffusionsfotostrom}} \\
 &= I_0 \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) + \frac{A \cdot \eta_q \cdot q \cdot \Phi_e (1-r)}{h \cdot f} \frac{\alpha \cdot W_s \cdot \exp(-\alpha \cdot W_s)}{1 + \alpha \cdot L_p}
 \end{aligned} \quad (13)$$

Der so berechnete Diffusionsstrom setzt sich aus dem optisch generierten und dem Dunkelstrom der Fotodiode zusammen. Die Summe von Diffusions- und Driffotostrom ergibt den gesamten im Bauelement erzeugten Fotostrom:

$$I_{\text{Foto}} = I_{\text{Drifffoto}} + I_{\text{Diff.foto}} = q \cdot \eta_q \frac{\Phi_e (1-r)}{h \cdot f} \left\langle 1 - \frac{\exp(-\alpha \cdot W_s)}{1 + \alpha \cdot L_p} \right\rangle \quad (14)$$

$$\text{mit } \eta = \frac{I_{\text{Foto}} / q}{\Phi_e / h \cdot f} = \eta_q \cdot (1-r) \cdot \left\langle 1 - \frac{\exp(-\alpha \cdot W_s)}{1 + \alpha \cdot L_p} \right\rangle$$

Es resultiert der Diodenstrom aus:

$$I_{\text{Diode}} = I_{\text{Dunkel}}(U) - I_{\text{Foto}}(\Phi_e) = I_0 \cdot \left(\exp \left(\frac{U}{U_T} - 1 \right) - I_{\text{Foto}}(\Phi_e) \right) \quad (15)$$

In der folgenden Graphik wird der Verlauf des Diodenstroms dargestellt. Das rechte Diagramm zeigt die Fotospannung aufgetragen über der Strahlungsleistung je Fläche. Man sieht sehr schön die lineare Abhängigkeit.

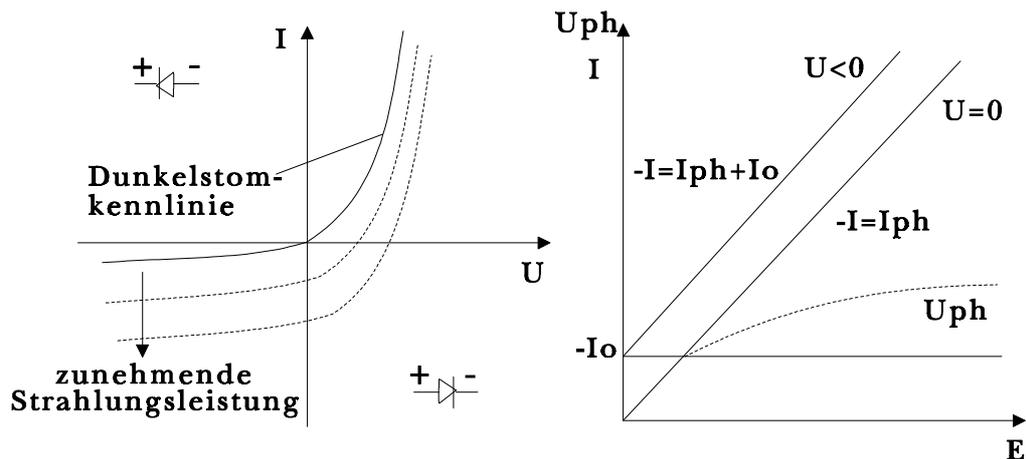


Bild 8: Kennlinien von Fotodioden

Einfluß auf den Fotostrom haben:

- Zusammensetzung des einfallenden Lichts
 - Wellenlänge
 - Lichtleistung
 - Einfallswinkel
- Bauelementeeigenschaften
 - Absorptionsfaktor des Materials
 - Reflexionsfaktor des Materials
 - Diffusionslänge, Diffusionskoeffizient
 - Lage und Breite der Raumladungszone

Um einen möglichst hohen Fotostrom, sprich hohe Quantenausbeute, zu erhalten, sind folgende Parameter wünschenswert:

- Oberflächenreflexion $r = 0$ (Antireflexschicht)
- große Absorption im Halbleitermaterial
- oberflächennahe pn-Übergänge
- breite Raumladungszone ($\cong W_s \gg 1, \exp -\cong W_s \approx 0$)

Für die im Versuch verwendeten Farbsensoren spielt die spektrale Empfindlichkeit der Fotodiode eine entscheidende Rolle. Diese Größe stellt sich als Verhältnis von Fotostrom zur einfallenden Strahlungsleistung dar.

$$R_1(\lambda) = \frac{dI_{\text{Foto}}}{d\Phi_e(\lambda)} = \frac{q \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot \eta \quad (14)$$

Über die Quantenausbeute beeinflusst der Absorptionskoeffizient die Empfindlichkeit, da sich bei kurzen Wellenlängen die Fotogeneration von der Sperrschicht zur Halbleiteroberfläche verlagert. Da jedoch an der Oberfläche eine hohe Rekombinationsrate wirkt, sinkt die Empfindlichkeit des Bauelementes.

Wie im Punkt 2.2.1 beschrieben existiert zusätzlich eine Grenzwellenlänge λ_g , für die Generation von Ladungsträgern. Es muß sich folglich ein Maximum der Empfindlichkeit zwischen diesen beiden Wellenlängen einstellen. Die nachfolgende Graphik zeigt dies für verschiedene Materialien recht anschaulich.

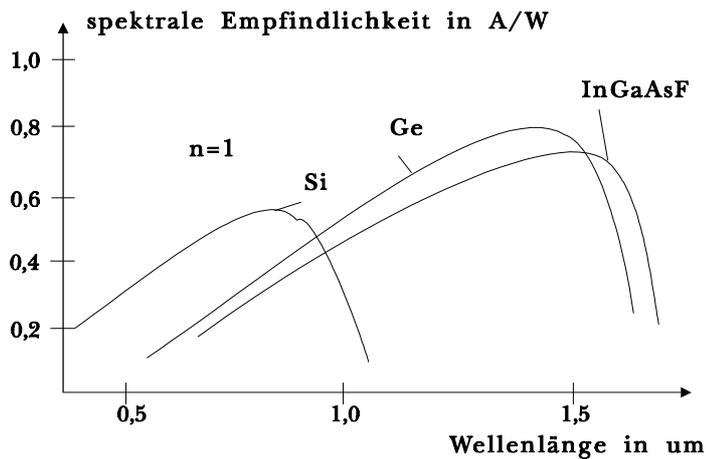


Bild 9: Spektrale Empfindlichkeit verschiedener Halbleitermaterialien

Für eine Beeinflussung der Empfindlichkeit gibt es verschiedene technologische bzw. schaltungstechnische Möglichkeiten. Sie sollen jetzt kurz erläutert werden.

-verstärkende Dioden

Nutzung des Lawineneffekts bzw. Quanteneffekts in Supergittern

-amorphes Halbleitermaterial

In amorphen Halbleitermaterialien gibt es im Gegensatz zum einkristallinen Halbleiter keine scharfen Bandkanten.

Die Ursache dafür liegt zum einen in der fehlenden Fernordnung und den dadurch entstehenden Bandausläufern, in denen sich zahlreiche "tail-Zustände" befinden. Zum anderen schaffen die lokalen Defekte (freie Valenzen) im amorphen Halbleiter eine Vielzahl von Trapzuständen innerhalb der verbotenen Zone. Die Anzahl der freien Valenzen, auch "dangling bonds" genannt, kann durch die Absättigung mit Wasserstoff- oder Fluoratomen vermindert werden. "Tail Zustände" und lokale Defekte bezeichnet man, nach dem Modell von P.W. Anderson, als lokalisierte Zustände. Ausgedehnte Zustände stehen dagegen für die sich freibewegenden Elektronen. Die folgende Graphik zeigt den typischen Verlauf der Zustandsdichte in amorphem Silizium.

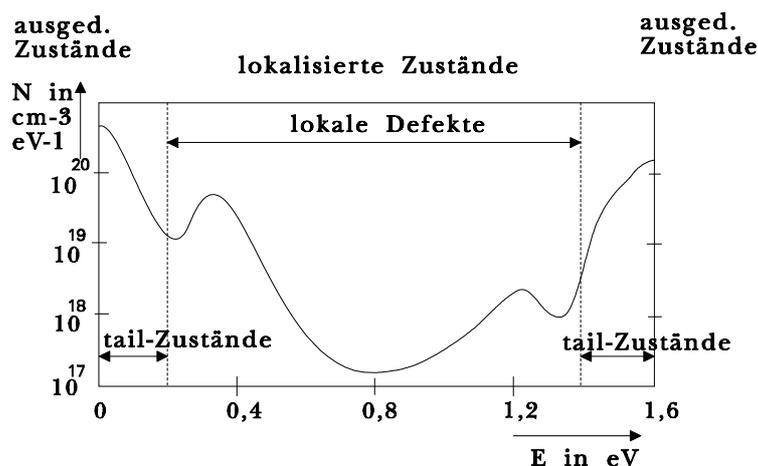


Bild 10: Bändermodell des amorphen Siliziums

Es ist zu sehen, daß amorphes Silizium keine saubere energetische Bandlücke besitzt, in der die Zustandsdichte zu null wird. Vielmehr gibt es jetzt eine Zone geringerer Beweglichkeit, die beim Erzeugen eines Fotostroms durch die Energie der einfallenden Photonen überwunden werden muß (innerer Fotoeffekt).

Während der Bandabstand bei einkristallinen Silizium 1,1eV ausmacht, liegt dieser Wert bei amorphen Silizium mit 1,6 eV ... 1,8eV wesentlich höher, wodurch sich die maximale Empfindlichkeit von a-Si in den Bereich des sichtbaren Lichts verschiebt.

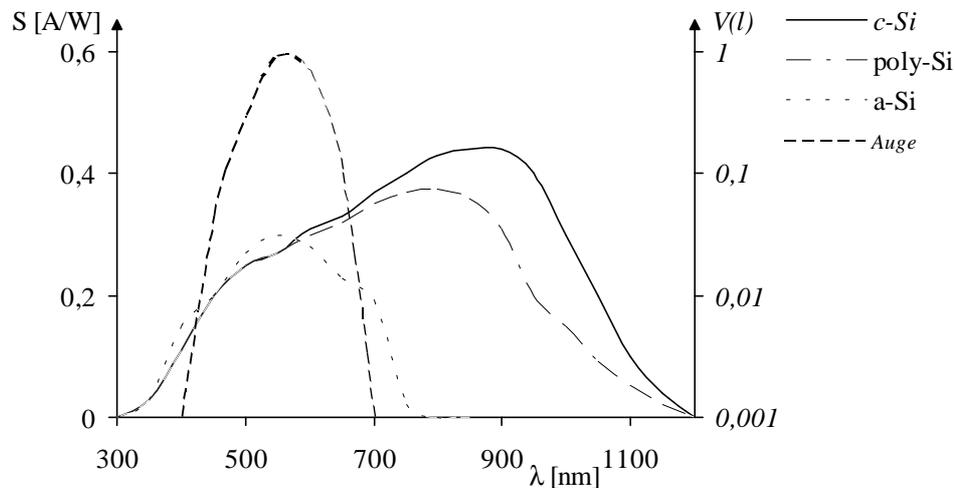


Bild 11: Spektrale Empfindlichkeit S von kristallinem, polykristallinem und amorphem Silizium sowie die relative Augenempfindlichkeit V in Abhängigkeit von der Wellenlänge l

Farbsensoren werden vorzugsweise aus amorphen Silizium hergestellt, da diese eine Empfindlichkeit besitzen, die der des menschlichen Auges sehr nahe kommt.

Gerade der hohe Quantenwirkungsgrad von fast 100%, gemessen bei dünnen a-Si:H-Schichten, ist ein entscheidender Grund für den vermehrten Einsatz dieses Halbleitermaterials.

-Verbreiterung der Raumladungszone

Auf diese Weise wirkt in einem größeren Bereich das konstante Sperrschichtfeld der Raumladungszone, welches die Ladungsträgerpaare nach der Generation sofort trennt. Es rekombiniert nur ein sehr geringer Teil. Dies kann sowohl auf schaltungstechnischem als auch auf technologischem Wege realisiert werden.

Legt man an einen pn-Übergang eine Sperrspannung, so verbreitert sich die Raumladungszone. Der oben beschriebene Sachverhalt ist gegeben, und die Empfindlichkeit wird folglich erhöht.

Die technologische Variante einer PIN-Diode wird im folgenden Gliederungspunkt beschrieben.

2.4 PIN - Fotodiode

PIN-Fotodioden haben zwischen p- und n-Gebiet eine eigenleitende Schicht. Sie bringt die folgenden Vorteile:

- breitere Raumladungszone

Durch das konstante Sperrschichtfeld über einem weiten Bereich wird der Anteil des Driftstroms erhöht.

- höhere Grenzfrequenz

Da nach $C_i = \epsilon \cdot \frac{A}{W_i}$ die Kapazität der Raumladungszone sinkt.

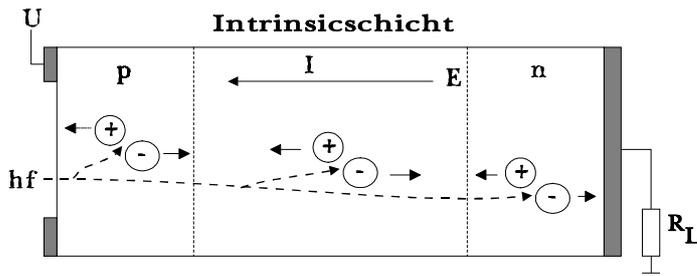


Bild 12: Aufbau und Wirkungsweise der PIN-Diode

Fotostrom, externe Quantenausbeute und die Stromempfindlichkeit werden wie bei der PN-Diode berechnet, da dort bereits von einem konstanten Sperrschichtfeld ausgegangen wurde. Durch die Intrinsicsschicht erhöht sich jedoch die Laufzeit der in der Raumladungszone generierten Träger. Sie ist besonders bei kurzen Lichtimpulsen nicht mehr zu vernachlässigen. Der konstante Fotostrom stellt sich erst ein, wenn die generierten Ladungsträger den Sperrschichttrand erreicht haben.

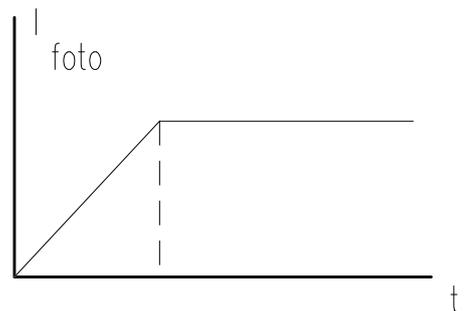


Bild 13: Anstieg des Fotostroms

Da die Grenzfrequenz jetzt hauptsächlich durch die Trägerlaufzeit in der Raumladungszone bestimmt wird, berechnet sie sich nach der folgenden Gleichung:

$$f_g \approx \frac{1}{\tau_i} = \frac{v_s}{W_i} \quad (17)$$

v_s -Geschwindigkeit
 W_i -Breite der I-Schicht
 τ_i -Laufzeit

Bezieht man die Beschaltung der Diode ein, so ergibt sich als Gesamtzeitkonstante überschlagsmäßig

$$\tau = \tau_i + C_i \cdot R_L = \frac{W_i}{v_s} + \frac{\epsilon_H \cdot A}{W_i} \cdot R_L \quad (18)$$

A -Fläche
 R_L -Lastwiderstand
 C_i -Raumladungskapazität

Wichtig für die im Versuch verwendeten Farbsensoren ist die direkte Proportionalität von I-Schichtbreite und Absorptionsvermögen.

Da man sich mit einer hohen Dynamik immer eine schlechtere Quantenausbeute erkaufte, wurden Bauformen entwickelt, die die schmalere Intrinsicsschicht ausgleichen. Dort fällt z. B. durch seitliche Einstrahlung das Licht direkt auf den Bereich der eigenleitenden Schicht. In der herkömmlichen Grundstruktur nach Bild 2-17. oder auch bei Mesa-Bauformen wird das Licht in die Vorder- bzw. Rückseite eingestrahlt. Die Photonen müssen erst die hochdotierten Gebiete passieren, um in den Wirkungsbereich des Sperrschichtfeldes zu gelangen.

3. Versuchsaufgaben

- a) Diskussion des inneren photoelektrischen Effektes und des Aufbaus einer Fotodiode
- b) Ausmessen einer Bulk-Si-Fotodiode, Aufnahme der spektralen Empfindlichkeit
- c) Ausmessen einer a-Si-Pin-Diode, Aufnahme der spektralen Empfindlichkeit
- d) Diskussion der Ergebnisse

4. Literatur

- /1/ Paul, R.: Optoelektronische Halbleiterbauelemente, Stuttgart: Teubner, 1985
- /2/ G. Winstel, C. Weyrich: Optoelektronik II, Springer-Verlag , 1986