
Optoelektronische Bauelemente

Dieses Kapitel behandelt die Wechselwirkung von Halbleitern mit Licht und beschreibt die Funktionsweise wichtiger optoelektronischer Bauelemente. Dabei unterscheidet man zwischen Fotodetektoren, die ein von der Bestrahlungsstärke abhängiges Ausgangssignal liefern und Licht emittierenden Bauelementen, die Licht aussenden, wenn sie von Strom durchflossen werden. Nach einer Einführung in die wichtigsten Begriffe der Optoelektronik werden die Bauelemente Fotowiderstand, Fotodiode und Fototransistor vorgestellt, die als Fotodetektoren eingesetzt werden. Als Beispiel für ein Licht emittierendes Bauelement betrachten wir die Lumineszenzdiode.

5.1 Grundlegende Begriffe

5.1.1 Kenngrößen optischer Strahlung

Als Licht bezeichnet man die sichtbare elektromagnetische Strahlung. Die Wellenlänge λ dieser Strahlung liegt zwischen etwa 380 nm und 780 nm. Zu kürzeren Wellenlängen hin schließt sich die ultraviolette (UV) Strahlung an, zu längeren Wellenlängen hin die infrarote (IR) Strahlung. Der Wellenlängenbereich der sichtbaren Strahlung einschließlich der IR- und UV-Strahlung wird auch als optischer Bereich bezeichnet. In Abb. 5.1 ist der sichtbare Teil des Spektrums über der Wellenlänge λ dargestellt. Zusätzlich ist die Photonenenergie W_{ph} angegeben, die sich aus dem Zusammenhang

$$W_{ph} = hf = \frac{hc}{\lambda} \approx 1,24 \frac{\text{eV}}{\lambda[\mu\text{m}]} \quad (5.1)$$

ergibt. Dabei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

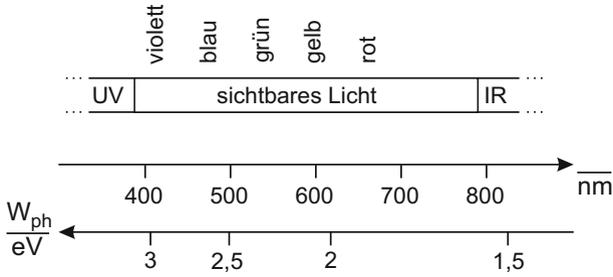


Abb. 5.1. Der sichtbare Teil des elektromagnetischen Spektrums aufgetragen über der Wellenlänge λ bzw. der Photonenenergie W_{ph}

Radiometrische Größen

Optische Strahlung wird durch sog. radiometrische Größen charakterisiert. So gibt z.B. die Strahlungsleistung Φ_e die von einer Quelle ausgesandte Leistung an und die Bestrahlungsstärke E_e die Leistung, die pro Fläche auf eine Oberfläche trifft. Der Index e steht dabei für energetisch.

Bei der Untersuchung der im Halbleiter stattfindenden Vorgänge wird oft mit der sog. Photonenbestrahlungsstärke E_{ph} gerechnet, welche die Zahl der Photonen angibt, die pro Zeit- und Flächeneinheit auf einen Halbleiter treffen. Bei gegebener Bestrahlungsstärke E_e und der Lichtwellenlänge λ bestimmt sich die Photonenbestrahlungsstärke E_{ph} zu

$$E_{ph} = \frac{E_e}{hf} = \frac{E_e \lambda}{hc} . \quad (5.2)$$

Multipliziert man diese Größe mit der bestrahlten Fläche A , ergibt sich der Photonenstrom

$$\Phi_{ph} = E_{ph} A , \quad (5.3)$$

also die Zahl der pro Zeit insgesamt auftreffenden Photonen.

Fotometrische Größen

Da die Empfindlichkeit des menschlichen Auges von der Wellenlänge des Lichts abhängt, ist es oftmals zweckmäßig, statt radiometrischer Größen sog. fotometrische Größen zu verwenden, bei denen die Strahlung mit der Empfindlichkeitskurve $A(\lambda)$ des menschlichen Auges (Abb. 5.2) gewichtet wird. Eine Übersicht über die wichtigsten Größen, die im Zusammenhang mit optoelektronischen Halbleitern Verwendung finden, ist in Tabelle 1 angegeben. Die fotometrischen Größen sind mit v für visuell indiziert.

Als Beispiel für den Zusammenhang der unterschiedlichen fotometrischen Größen soll hier eine einfache Kerze betrachtet werden. Diese hat typischerweise eine Lichtstärke, also einen pro Raumwinkel abgegebenen Lichtstrom

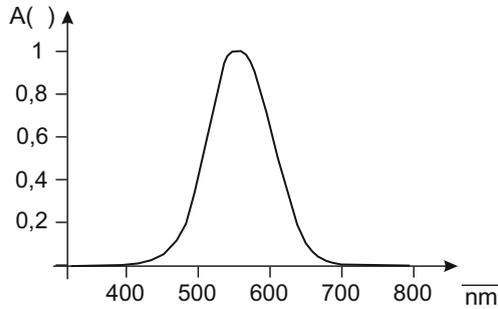


Abb. 5.2. Die Empfindlichkeitskurve $A(\lambda)$ des menschlichen Auges. Die Empfindlichkeit ist bei Wellenlängen im Bereich von etwa 550 nm am größten. Licht mit Wellenlängen kleiner etwa 380 nm und größer etwa 780 nm werden von dem menschlichen Auge nicht mehr wahrgenommen

Tabelle 1 Übersicht über wichtige radio- und fotometrische Größen

radiometrische Größen			fotometrische Größen		
Größe	Formelzeichen	Einheit	Größe	Formelzeichen	Einheit
Strahlungsleistung	Φ_e	W	Lichtstrom	Φ_v	lm
Strahlstärke	I_e	W sr^{-1}	Lichtstärke	I_v	lm sr^{-1} = cd
Strahldichte	L_e	$\text{W sr}^{-1}\text{m}^{-2}$	Leuchtdichte („Helligkeit“)	L_v	cd m^{-2}
Bestrahlungsstärke	E_e	W m^{-2}	Beleuchtungsstärke	E_v	lm m^{-2} = lx

von $I_v \approx 1 \text{ cd}$. Unter der Annahme, dass die Kerze in alle Raumrichtungen gleichmäßig strahlt, ergibt sich der insgesamt abgestrahlte Lichtstrom Φ_v durch Multiplikation der Lichtstärke mit dem Raumwinkel einer Kugelfläche, also mit 4π , und wir erhalten $\Phi_v \approx 12,6 \text{ lm}$.

Bezieht man die Lichtstärke I_v auf die abstrahlende Fläche, ergibt sich die Leuchtdichte L_v , die als Helligkeit des Strahlers empfunden wird. Bei der Kerze mit einer effektiven Oberfläche der Flamme von etwa $1,5 \text{ cm}^2$ ergibt sich ein Wert von $L_v \approx 6700 \text{ cd m}^{-2}$.

Um die Helligkeit einer bestrahlten Oberfläche A zu bestimmen, bezieht man den auf die Oberfläche treffenden Lichtstrom Φ_v auf die Größe der bestrahlten Fläche A . Als Beispiel betrachten wir dazu eine Fläche, welche sich in einem Abstand $r = 1 \text{ m}$ von der Kerze befindet (Abb. 5.3). Bei einer Lichtstärke von 1 cd trifft der in einen Raumwinkel von einem Steradian¹ (1 sr)

¹ Ein Steradian ist definiert als der Raumwinkel, der, ausgehend von dem Mittelpunkt einer Kugel mit einem Radius von 1 m , auf deren Oberfläche eine Fläche von 1 m^2 ausschneidet

abgegebene Lichtstrom von $1 \text{ cd} \times 1 \text{ sr} = 1 \text{ lm}$ auf eine Fläche von $A = 1 \text{ m}^2$. Bezogen auf die bestrahlte Fläche A ergibt sich damit eine Beleuchtungsstärke von $E_v = 1 \text{ lm}/1 \text{ m}^2 = 1 \text{ lx}$. Verdoppelt man die Entfernung der bestrahlten Fläche, verteilt sich unter sonst gleichen Bedingungen der Lichtstrom von 1 lm auf die vierfache Fläche. In 2 m Abstand beträgt die Beleuchtungsstärke daher nur noch $0,25 \text{ lx}$.

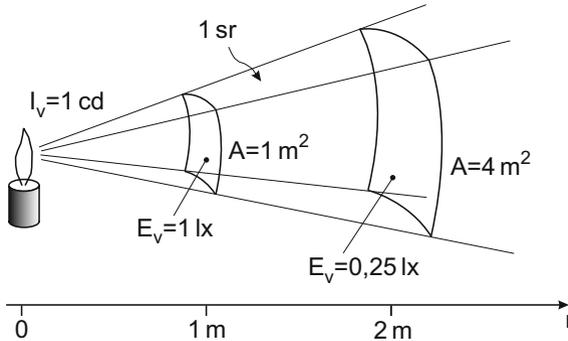


Abb. 5.3. Zusammenhang wichtiger fotometrischer Größen am Beispiel einer Kerze (Die Zeichnung ist nicht maßstabgerecht)

5.1.2 Ladungsträgergeneration und Fotoeffekt

Bei der Einführung des Bänderdiagramms in Kapitel 1 hatten wir gesehen, dass zur Generation eines Elektron-Loch Paares mindestens die dem Bandabstand W_g des Halbleitermaterials entsprechende Energie zugeführt werden muss. Trifft nun ein Photon auf einen Halbleiter, so wird ein Elektron-Loch Paar generiert, wenn die Energie $W_{ph} = hf$ des Photons größer ist als der Bandabstand W_g des Halbleiters. Dieser Mechanismus der Ladungsträgergeneration wird als innerer Fotoeffekt bezeichnet.

Für ein gegebenes Halbleitermaterial mit dem Bandabstand W_g gibt es daher eine Grenzwellenlänge

$$\lambda_g = \frac{hc}{W_g}, \quad (5.4)$$

oberhalb derer praktisch keine Generation von Ladungsträgern mehr stattfindet.

Wir wollen nun die Zahl der Ladungsträger berechnen, die in einem Halbleiter durch Bestrahlung zusätzlich generiert werden. Dazu betrachten wir den in Abb. 5.4, links, dargestellten Halbleiter.

Dabei sei $A = wl$ die bestrahlte Fläche, und d die Dicke des Halbleiters, wobei wir annehmen wollen, dass d so groß ist, dass die gesamte in den Halbleiter eindringende Strahlung absorbiert wird.

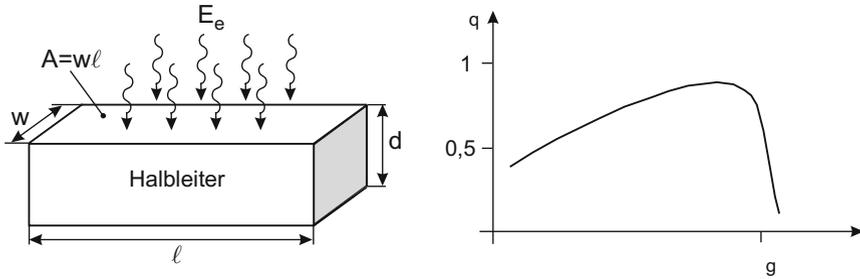


Abb. 5.4. Mit Licht bestrahlter Halbleiter (*links*) und prinzipieller Verlauf des Quantenwirkungsgrades η_q (*rechts*). Für kleine Wellenlängen sinkt η_q aufgrund von Absorptionsvorgängen, für Wellenlängen $\lambda > \lambda_g$ geht η_q gegen null

Bei gegebener Bestrahlungsstärke E_e berechnet sich für eine bestimmte Wellenlänge λ zunächst die Photonenbestrahlungsstärke E_{ph} nach (5.2). Die Zahl der pro Zeiteinheit auf den Halbleiter treffenden Photonen, der Photonenfluss Φ_{ph} , ergibt sich dann aus dem Produkt der Photonenbestrahlungsstärke E_{ph} und der Oberfläche $A = wl$ des Bauteils.

Quantenwirkungsgrad

Nicht jedes Photon, welches auf die Oberfläche eines Halbleiters trifft, führt zur Generation eines Elektron-Loch Paares. Grund dafür sind Reflexionsvorgänge an und Absorptionsvorgänge im Halbleiter sowie die oben erwähnte Grenzwellenlänge λ_g , oberhalb derer praktisch keine Generation mehr stattfindet. Man definiert daher den sog. Quantenwirkungsgrad η_q , der das Verhältnis der Anzahl der generierten Elektron-Loch Paare im Halbleiter zu der Anzahl der auf den Halbleiter treffenden Photonen angibt. Drücken wir die Zahl der pro Zeit und pro Volumeneinheit durch Photonen generierten Ladungsträgerpaare durch die sog. Photogenerationsrate G_{ph} aus, erhalten wir für den Quantenwirkungsgrad

$$\eta_q = \frac{\text{generierte Ladungsträger}}{\text{eingestrahelte Photonen}} = \frac{G_{ph}V}{\Phi_{ph}}, \quad (5.5)$$

wobei $V = wld$ das Bauteilvolumen ist. Der typische Verlauf von η_q für ein Halbleitermaterial mit der Grenzwellenlänge λ_g ist in Abb. 5.4, rechts, abhängig von der Wellenlänge aufgetragen.

Primärer Fotostrom

Eine zentrale Größe bei der Berechnung optoelektronischer Effekte ist der sog. primäre Fotostrom, den wir hier mit I_{pp} bezeichnen wollen. Dieser ist zwar nicht direkt messbar, ist jedoch eine nützliche Rechengröße, da er ein Maß für die gesamte im Bauteilvolumen V pro Zeiteinheit durch Licht generierte

Ladung ist. Wir erhalten I_{pp} , wenn wir die Zahl der pro Zeiteinheit generierten Ladungsträgerpaare mit der Elementarladung q multiplizieren, also

$$I_{pp} = qG_{ph}V . \quad (5.6)$$

Mit (5.5), (5.3) und (5.2) wird dies schließlich zu

$$I_{pp} = \frac{q}{hc} \eta_q A \lambda E_e . \quad (5.7)$$

Bei gegebener Bestrahlungsstärke E_e nimmt daher mit zunehmender Wellenlänge λ der primäre Fotostrom I_{pp} zunächst zu. Dies ist verständlich, da die Energie W_{ph} eines Photons gemäß (5.1) mit zunehmender Wellenlänge kleiner wird, wodurch die Zahl der Photonen und damit auch die der generierten Elektron-Loch Paare ansteigt. Oberhalb von λ_g fällt dann die Zahl der generierten Ladungsträgerpaare stark ab, da der Quantenwirkungsgrad für $\lambda > \lambda_g$ gegen null geht.

Die Zahl der generierten Ladungsträger und damit auch die elektrisch messbare Ausgangsgröße eines optoelektronischen Bauelementes hängt also nicht nur von der Bestrahlungsstärke E_e , sondern auch von der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung ab. Dies muss insbesondere dann berücksichtigt werden, wenn mit einem Halbleiter Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge gemessen oder fotometrische Größen quantitativ bestimmt werden sollen.

5.1.3 Direkte und indirekte Halbleiter

Energie-Impuls Diagramm

Wir wollen nun etwas detaillierter untersuchen, was im Halbleiter geschieht, wenn dieser mit Photonen bestrahlt wird. Bei der Diskussion des Bänderdiagramms in Kapitel 1 wurde bereits darauf hingewiesen, dass bei der Generation von Ladungsträgern die Energieerhaltung gilt. So wird für den Fall, dass die Photonenenergie größer ist als der Bandabstand, die überschüssige Energie von den generierten Ladungsträgern als zusätzliche kinetische Energie aufgenommen (vgl. Abschn. 1.2.1).

Neben der Energieerhaltung muss aber auch die Impulserhaltung erfüllt sein, d.h. der Gesamtimpuls aller beteiligten Teilchen muss vor und nach dem Generations- bzw. Rekombinationsvorgang der gleiche sein. Dies war bei unseren bisherigen Betrachtungen nicht von Bedeutung, spielt jedoch bei optoelektronischen Materialien eine große Rolle. Dazu betrachten wir das Bänderdiagramm nochmals und berücksichtigen nun zusätzlich den Impuls i der Teilchen. Dieser ist für den Fall eines freien Teilchens mit der kinetischen Energie W_{kin} und der Masse m über die Beziehung

$$W_{kin} = \frac{i^2}{2m} \quad (5.8)$$

verknüpft. Damit ergibt sich ein parabelförmiger Verlauf der Energie über dem Impuls. Berücksichtigen wir noch, dass für Elektronen im Bänderdiagramm die Richtung zunehmender Energie nach oben und für Löcher nach unten weist und dass die Werte geringster Energie jeweils an den Bandkanten liegen, ergibt sich der in Abb. 5.5, rechts, schematisch dargestellte Verlauf $W(i)$. Dabei ist die obere Parabel die Energie-Impuls Kurve² für Elektronen und die untere Parabel die für Löcher. Die Impulserhaltung bei der Generation bzw. Rekombination eines Elektron-Loch Paares ist erfüllt, wenn die Impulse von Loch und Elektron in dem Diagramm übereinander, d.h. bei dem gleichem Wert von i liegen.

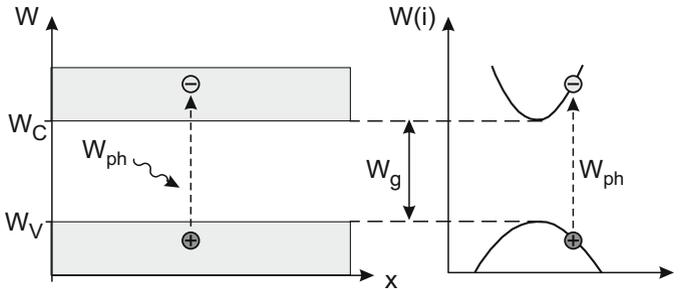


Abb. 5.5. Bänderdiagramm (*links*) und Energie-Impuls Diagramm (*rechts*) eines Halbleiters. Das Energie-Impuls Diagramm $W(i)$ besagt, dass für ein Teilchen mit einem bestimmten Impuls nur bestimmte Energiewerte zulässig sind

Direkte Halbleiter

Man spricht von einem direkten Halbleiter, wenn das Minimum der Energie-Impuls Kurve der Elektronen und das Minimum der Energie-Impuls Kurve der Löcher bei dem gleichen Wert des Impulses i liegen, wie in Abb. 5.5, rechts, dargestellt. Ein Beispiel für einen solchen Halbleiter ist Galliumarsenid (GaAs).

Wird nun in einem solchen direkten Halbleiter ein Elektron-Loch Paar durch ein Photon mit der Energie $W_{ph} > W_g$ generiert, so ergibt sich im Bänderdiagramm die bereits bekannte Darstellung der energetischen Verhältnisse (Abb. 5.5, links) des Generationsvorganges.

Das Energie-Impuls Diagramm (Abb. 5.5, rechts) zeigt darüber hinaus, dass neben der Energiebilanz auch die Impulsbilanz für den dargestellten Generationsvorgang erfüllt ist: Zum einen entspricht der energetische Abstand

² Abweichend von der in der Literatur üblichen Darstellung, bei der die Energie abhängig von der Wellenzahl k aufgetragen wird, verwenden wir hier der Einfachheit halber den Impuls i

der Teilchen der Energie W_{ph} des eingestrahlt Photons, zum anderen weisen Elektron und Loch identische Werte der Impulse auf, da die Teilchen im Energie-Impuls Diagramm direkt übereinander liegen.

Nach dem Generationsvorgang können sich die beiden Ladungsträger nun frei im Halbleiter bewegen, wobei sie ihre kinetische Energie durch Stöße an das Kristallgitter abgeben. Dies äußert sich im Bänder- bzw. Energie-Impuls Diagramm dadurch, dass sich Elektron und Loch jeweils in Richtung der Bandkanten, also zu niedrigeren Energiewerten hin bewegen (Abb. 5.6, links). Diesen Prozess, bei dem die Teilchen den Impuls sowie ihre überschüssige Energie an das Kristallgitters abgeben, bezeichnet man als Thermalisierung. Am Ende dieses nur kurz andauernden Prozesses befinden sich die Teilchen dann - energetisch gesehen - dicht an den Bandkanten, wie in Abb. 5.6, links, dargestellt ist. Dabei befinden sich die Teilchen i.A. aber nicht mehr am selben Ort, da sie sich im Halbleiter unabhängig voneinander bewegen können.

Treffen nun ein Elektron und ein Loch an einem Ort aufeinander, so können sie unter Aussendung eines Photons rekombinieren (Abb. 5.6, rechts). Die Energie W_{em} eines unter diesen Bedingungen emittierten Photons entspricht also etwa dem Wert des Bandabstandes W_g des Halbleiters (siehe hierzu Abschn. 5.6). Von Galliumarsenid mit einen Bandabstand von 1,4 eV emittierte Strahlung liegt daher im Infrarotbereich (vgl. Abb. 5.1).

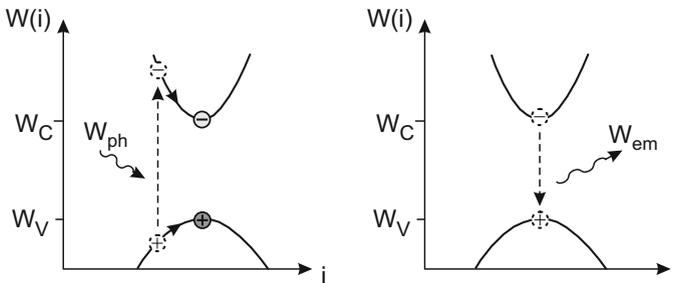


Abb. 5.6. Direkter Halbleiter: Generation und anschließende Thermalisierung (*links*) sowie Rekombination (*rechts*) dargestellt im Energie-Impuls Diagramm



S.m.i.L.E: 5.1 _ Direkter Halbleiter

Indirekte Halbleiter

Die oben durchgeführten Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen Energie und Impuls gelten nicht allgemein, da in einem Halbleiterkristall u.a. quantenmechanische Effekte berücksichtigt werden müssen. Statt der einfachen quadratischen Abhängigkeit erhält man daher, abhängig von dem Halbleitermaterial, in der Regel sehr komplizierte Verläufe, bei denen insbesondere

die Minima der beiden Kurven $W(i)$ für Elektronen und Löcher nicht übereinander liegen. Solche Halbleiter, zu denen bspw. Silizium gehört, bezeichnet man als indirekte Halbleiter.

Mit ähnlichen Überlegungen, wie wir sie für den Fall eines direkten Halbleiters angestellt hatten, wollen wir nun das optische Verhalten eines indirekten Halbleiters untersuchen und betrachten dazu das in Abb. 5.7 gezeigte Energie-Impuls Diagramm. Wie auch beim direkten Halbleiter erfolgt unmittelbar

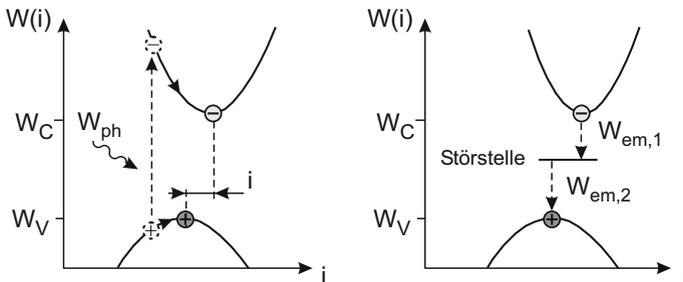


Abb. 5.7. Indirekter Halbleiter: Generation und anschließende Thermalisierung (*links*) sowie Rekombination (*rechts*) dargestellt im Energie-Impuls Diagramm. Wegen der Impulsdifferenz Δi zwischen thermalisierten Löchern und Elektronen muss die Rekombination über eine Störstelle erfolgen, die die Impulsdifferenz Δi aufnehmen kann



S.m.i.L.E: 5.1 _ Indirekter Halbleiter

nach der Generation von Elektron-Loch Paaren eine Thermalisierung, bei der die Teilchen Energie und Impuls an das Kristallgitter abgeben. Die Energieminima von Elektronen und Löchern liegen jedoch bei indirekten Halbleitern bei unterschiedlichen Impulswerten (Abb. 5.7, links). Eine direkte Rekombination der thermalisierten Ladungsträger ist daher nicht ohne Weiteres möglich, da die Impulserhaltung in diesem Fall nicht erfüllt wäre. Da ein Photon praktisch keinen Impuls aufnehmen kann, bleibt nur die Möglichkeit, die Impulsdifferenz Δi an das Kristallgitter abzugeben. Dazu muss jedoch eine sog. Störstelle, z.B. ein Fremdatom, im Gitter vorhanden sein, mit dem die Ladungsträger wechselwirken können. Solche als Rekombinationszentren wirkende Störstellen liegen energetisch etwa in der Mitte zwischen den Bandkanten, so dass sie - im Gegensatz zu Dotieratomen - bei normalen Temperaturen nicht ionisiert sind.

Aus dem Gesagten ergeben sich folgende Konsequenzen: Zum einen folgt, dass die Ladungsträgerlebensdauer in indirekten Halbleitern ohne Störstellen wegen der geringen Rekombinationswahrscheinlichkeit sehr hoch ist. Erst durch Defekte oder den Einbau von Fremdatomen in das Halbleitermaterial verringert sich die Lebensdauer.

Zum anderen wird die bei der Rekombination über Störstellen freigesetzte Energie im Allgemeinen nicht als Licht abgestrahlt, da die Energiedifferenzen $W_{em,1}$ bzw. $W_{em,2}$ geringer sind als die bei einer direkten Band-Band Rekombination. Indirekte Halbleitermaterialien wie Silizium eignen sich daher im Allgemeinen nicht für die Herstellung von lichtemittierenden Bauelementen.

5.2 Fotowiderstand

Das vom Aufbau her einfachste optoelektronische Bauelement ist der Fotowiderstand. Dabei handelt es sich um einen Halbleiter, dessen elektrischer Widerstand sich durch Bestrahlung mit Licht ändert. Der Aufbau eines solches Bauelementes mit angelegter Spannung U ist in Abb. 5.8 gezeigt.

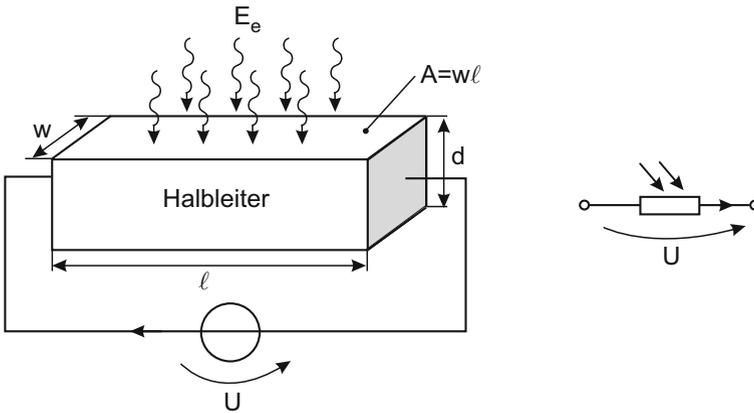


Abb. 5.8. Aufbau eines Fotowiderstandes mit angelegter Spannung U (links) und Schaltsymbol (rechts)

5.2.1 Aufbau und Funktionsweise

Wir betrachten der Einfachheit halber hier den Fall monochromatischen Lichtes der Wellenlänge λ und nehmen an, dass die Dicke d des Halbleitermaterials hinreichend groß ist, so dass die gesamte Strahlung absorbiert wird. In Abschn. 5.1.2 hatten wir bereits gezeigt, dass dann die zusätzliche Generationsrate G_{ph} durch (5.5) gegeben ist.

Um die sich nun einstellenden Ladungsträgerdichten zu berechnen, verwenden wir den Ansatz für das thermodynamische Gleichgewicht. Ohne Bestrahlung gilt nach Kapitel 1

$$G = rnp . \tag{5.9}$$

Dabei ist r der Rekombinationskoeffizient, G die thermische Generationsrate und n bzw. p sind die Gleichgewichtsdichten, wobei wir hier auf den Index 0 zur Kennzeichnung des thermodynamischen Gleichgewichtes verzichten. Unter Berücksichtigung der zusätzlichen Generationsrate G_{ph} ergibt sich entsprechend

$$G + G_{ph} = r(n + \Delta n)(p + \Delta p), \quad (5.10)$$

wobei wegen der paarweisen Generation für die zusätzlichen Ladungsträgerdichten $\Delta n = \Delta p$ gilt. Bei der Lösung muss beachtet werden, dass im Allgemeinen Fall die Dichte Δn der zusätzlichen Ladungsträger nicht gegenüber den Gleichgewichtsdichten n und p vernachlässigt werden kann. Da wir hier jedoch nur den grundsätzlichen Rechenweg aufzeigen wollen, betrachten wir den einfachen Fall eines n-dotierten Halbleiters bei schwacher Bestrahlung, d.h. für $\Delta n \ll n$. Wir erhalten dann analog zu der Vorgehensweise in Kapitel 1, den Ausdruck

$$G_{ph} = \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (5.11)$$

wobei τ hier die Ladungsträgerlebensdauer der Elektronen ist.

Die Bestrahlung des Halbleiters mit Licht der Bestrahlungsstärke E_e führt demnach zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichten um Δn und damit einer Verringerung des elektrischen Widerstandes.

5.2.2 Stromgleichung

Um die generierten Ladungsträger abzutransportieren, muss eine externe Spannung U an den Widerstand gelegt werden. Wir wollen nun den aufgrund der Bestrahlung mit Licht zusätzlich durch das Bauteil fließenden Strom I_{ph} berechnen. Dazu bestimmen wir zunächst die Änderung $\Delta\sigma$ der Leitfähigkeit, welche durch die zusätzlich generierten Ladungsträger hervorgerufen wird. Nehmen wir vereinfachend an, dass nur eine Ladungsträgerart einen signifikanten Beitrag zum Strom liefert und bezeichnen die entsprechende Beweglichkeit mit μ ergibt sich mit (1.51) der Ausdruck

$$\Delta\sigma = q\mu\Delta n. \quad (5.12)$$

Der durch die Bestrahlung mit Licht zusätzlich fließende Strom I_{ph} ergibt sich dann zu

$$I_{ph} = U\Delta\sigma\frac{wd}{l}. \quad (5.13)$$

Mit (5.12) (5.11) und (5.5) sowie (5.2) und (5.3) erhalten wir schließlich

$$I_{ph} = U\frac{q}{hc}\frac{w}{l}\eta_q\mu\tau\lambda E_e. \quad (5.14)$$

Da das Bauteil auch ohne Beleuchtung, d.h. bei $E_e = 0$ eine von null verschiedene Leitfähigkeit σ_d aufweist, fließt bei angelegter Spannung U zusätzlich

ein sog. Dunkelstrom durch das Bauelement. Der gesamte durch das Bauteil fließende Strom I ist damit

$$I = \underbrace{U \sigma_d \frac{wd}{l}}_{\text{Dunkelstrom}} + U \underbrace{\frac{q}{hc} \frac{w}{l} \eta_q \mu \tau \lambda E_e}_{\text{Fotostrom}}, \quad (5.15)$$

wobei der erste Term auf der rechten Seite den Dunkelstrom beschreibt, der in der Regel jedoch sehr gering ist und vernachlässigt werden kann. Als Strom-Spannungs Kennlinie ergeben sich demnach Widerstandsgeraden, deren Steigung mit der Bestrahlungsstärke E_e zunimmt (Abb. 5.9, links).

Abhängig von dem verwendeten Material, ergibt sich zwischen Bestrahlungsstärke und Widerstand ein Zusammenhang, der bei realen Bauteilen durch eine Potenzfunktion $R \sim E_e^{-\gamma}$ beschrieben werden kann (Abb. 5.9, rechts).

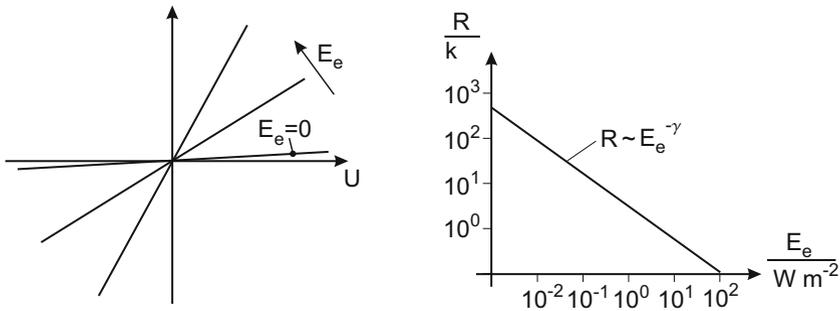


Abb. 5.9. Kennlinien des Fotowiderstandes bei unterschiedlicher Bestrahlungsstärke E_e (links) und typische Abhängigkeit des Widerstandes von der Bestrahlungsstärke E_e (rechts)



S.m.i.L.E: 5.2 _ Fotowiderstand

5.2.3 Kenngrößen

Gewinn

Zur Charakterisierung des Fotowiderstandes definiert man den sog. Gewinn. Dieser ist definiert als das Verhältnis des aufgrund der Bestrahlung zusätzlich fließenden Stromes I_{ph} zu der Gesamtzahl der im Halbleiter durch Strahlung generierten Ladung pro Zeit, also dem primären Fotostrom I_{pp} .

Für den dimensionslosen Gewinn des Fotowiderstandes ergibt sich dann mit (5.14) und (5.7)

$$\frac{I_{ph}}{I_{pp}} = U \mu \tau \frac{1}{l^2}. \quad (5.16)$$

Drücken wir in dieser Beziehung die Spannung U durch die elektrische Feldstärke $E = U/l$ aus, berücksichtigen, dass die Ladungsträgergeschwindigkeit $v = \mu E$ und die Laufzeit t_l eines Ladungsträgers durch das Bauteil $t_l = l/v$ ist, erhalten wir für den Gewinn den einfachen Zusammenhang

$$\frac{I_{ph}}{I_{pp}} = \frac{\tau}{t_l}. \quad (5.17)$$

Der Gewinn steigt also zum einen mit zunehmender Ladungsträgerlebensdauer τ , da dies gemäß (5.11) zu einer höheren Ladungsträgerdichte führt. Zum anderen sinkt der Gewinn mit zunehmendem Elektrodenabstand l , bzw. zunehmender Laufzeit t_l . Der Grund dafür ist, dass bei großem Elektrodenabstand l , d.h. langer Laufzeit t_l die Wahrscheinlichkeit zunimmt, dass ein Ladungsträger auf seinem Weg durch das Bauelement rekombiniert und dann auch keinen Beitrag mehr zum Strom liefert.

Daraus ergibt sich, dass das Bauteil einerseits eine große Oberfläche wl haben sollte, um möglichst viel Strahlung einzufangen, andererseits sollte der Elektrodenabstand l möglichst gering sein, um den Gewinn zu erhöhen. Als Lösung bietet sich eine kammförmige, ineinandergreifende Elektrodenstruktur, eine sog. Interdigitalstruktur an, die beide Bedingungen erfüllt.

Empfindlichkeit

Bezieht man den Fotostrom I_{ph} auf die eingestrahlte Leistung, erhält man die Empfindlichkeit S des Fotowiderstandes. Für eine bestimmte Wellenlänge ist diese mit (5.14) gegeben durch

$$S = \frac{I_{ph}}{E_e w l} = U \frac{q}{hc} \frac{\eta_q \mu \tau \lambda}{l^2}. \quad (5.18)$$

Ansprechzeit

Bei dem Fotowiderstand ist zu beachten, dass bei einer Änderung der Bestrahlungsstärke die Zeitdauer, innerhalb derer sich ein neuer Gleichgewichtszustand einstellt, in der Größenordnung der Ladungsträgerlebensdauer liegt. Die Ansprechzeit eines Fotowiderstandes ist daher in der Regel recht groß, vor allem wenn die Lebensdauer τ , um einen hohen Gewinn zu erzielen, groß eingestellt wurde. Fotowiderstände werden daher dort eingesetzt, wo es nicht auf kurze Ansprechzeiten ankommt, wie beispielsweise in Belichtungsmessern.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Wirkungsweise des Fotowiderstandes darauf beruht, dass sich durch Strahlung ein neues thermodynamisches Gleichgewicht, mit einer erhöhten Ladungsträgerdichte im Halbleiter einstellt. Die Ladungsträger können dann durch eine externe, an das Bauteil angelegte Spannung U getrennt werden, was zu einem von der Bestrahlungsstärke abhängigen Strom führt.

5.3 Fotodiode

5.3.1 Aufbau und Funktion

Bei der Fotodiode spielt, wie im Folgenden gezeigt wird, die Generation von Ladungsträgern in der Raumladungszone eine entscheidende Rolle. Fotodioden werden daher in der Regel so aufgebaut, dass die Raumladungszone möglichst lang ist. Dies wird erreicht durch ein niedrig dotiertes oder undotiertes, d.h. intrinsisches Gebiet, welches zwischen dem p- und dem n-Gebiet liegt. Der Aufbau und das Schaltsymbol einer Fotodiode sind in Abb. 5.10 dargestellt. Da das Licht, um in das intrinsische Gebiet zu gelangen, durch

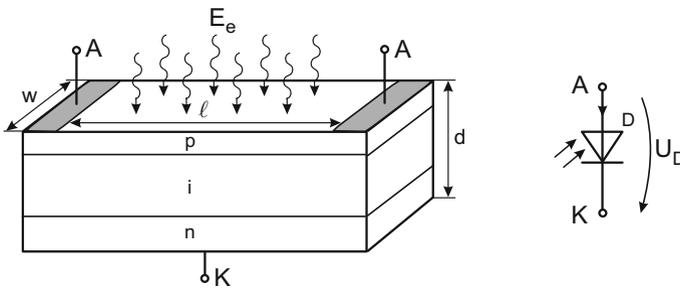


Abb. 5.10. Aufbau einer Fotodiode (*links*) und Schaltsymbol (*rechts*). Der Anodenkontakt der Fotodiode bedeckt nicht die gesamte Oberfläche, so dass Licht in das Diodeninnere gelangen kann

die p-Schicht dringen muss, ist diese sehr dünn ausgeführt. Eine solche Diode wird dann entsprechend der Schichtfolge als pin-Diode bezeichnet, wobei das i für das intrinsische Gebiet steht. Im Gegensatz zu der gewöhnlichen pn-Diode mit einem dreieckförmigen Feldstärkeverlauf innerhalb der Raumladungszone (vgl. Abschn. 2.1.1), ergibt sich bei der pin-Diode ein trapezförmiger Verlauf, da sich in dem i-Gebiet praktisch keine Raumladung befindet und sich daher dort die Feldstärke nicht ändert (Abb. 5.11).

Es sei darauf hingewiesen, dass wir im Kapitel 2 davon ausgegangen sind, dass die Raumladungszone einer Diode sehr kurz ist und daher dort praktisch keine Generation stattfindet. Bei der Fotodiode gilt dies nicht mehr. Hier werden Ladungsträgerpaare in der Raumladungszone durch Bestrahlung generiert, was dazu führt, dass die Ladungsträger durch das Feld in der Raumladungszone getrennt und in die jeweiligen neutralen Gebiete transportiert werden. Dabei werden aufgrund des großen elektrischen Feldes E in der Raumladungszone die Ladungsträger sehr schnell abtransportiert, so dass sie die neutralen Bahngebiete erreichen, bevor sie die Gelegenheit hatten zu rekombinieren. Somit tragen bei der Diode praktisch alle Ladungsträger, die durch Bestrahlung generiert werden, zu dem Fotostrom bei.

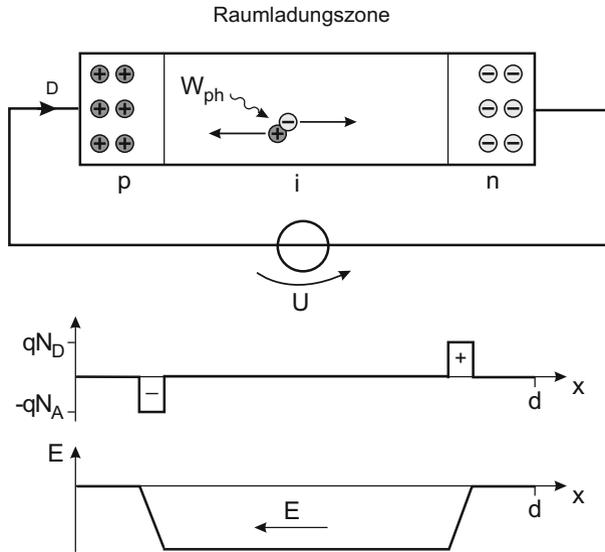


Abb. 5.11. Schematische Darstellung der Fotodiode mit dem Verlauf der Raumladungsdichte ρ sowie der elektrischen Feldstärke E . In der Raumladungszone generierte Ladungsträgerpaare werden durch das elektrische Feld E getrennt und driften in Richtung der Kontakte

Ähnlich wie bei dem Fotowiderstand werden auch in den neutralen Halbleitergebieten Ladungsträger durch Photonen generiert. Bei der pin-Diode dominiert jedoch die Generation in der großen Raumladungszone, so dass wir bei der weiteren Berechnung den Einfluss der neutralen Bahngebiete vernachlässigen.

5.3.2 Stromgleichung

Unter der Annahme, dass die Dicke d des Bauelementes hinreichend groß ist, und die bestrahlte Fläche $A = wl$ beträgt, ergibt sich analog zum Fotowiderstand eine zusätzliche Generationsrate G_{ph} gemäß (5.5) sowie ein primärer Fotostrom I_{pp} nach (5.7). Der entscheidende Unterschied zum Fotowiderstand ist jedoch, dass bei der Diode die generierten Ladungsträger als Fotostrom unmittelbar an den Klemmen zur Verfügung stehen, da alle generierten Ladungsträger durch das elektrische Feld der Raumladungszone abtransportiert werden, ohne dass eine von außen angelegte Spannung nötig ist. Es gilt demnach $I_{ph} = I_{pp}$, d.h. der bei dem Fotowiderstand definierte Gewinn hat bei der Fotodiode den Wert eins. Wir erhalten daher für den bei Bestrahlung mit Licht der Wellenlänge λ und der Bestrahlungsstärke E_e fließenden Fotostrom I_{ph} die Beziehung

$$I_{ph} = \frac{q}{hc} \eta_q wl \lambda E_e, \quad (5.19)$$

wobei die Richtung des Stromes entgegen der von I_D ist.

Der zu der Bestrahlungsstärke proportionale Fotostrom I_{ph} addiert sich zu dem durch die extern angelegte Spannung U hervorgerufenen Diodenstrom, so dass wir die Stromgleichung

$$I_D = I_S \underbrace{\left[\exp\left(\frac{q}{kT} U_D\right) - 1 \right]}_{\text{Dunkelstrom}} - I_{ph} \quad (5.20)$$

erhalten. Der erste Term auf der rechten Seite entspricht dabei dem Dunkelstrom. Die sich ergebenden Kennlinien sind in Abb. 5.12 dargestellt. Mit zunehmender Bestrahlungsstärke E_e verschiebt sich die Kennlinie nach unten.

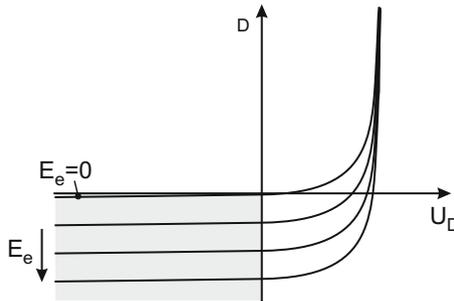


Abb. 5.12. Kennlinien der Fotodiode bei unterschiedlichen Bestrahlungsstärken E_e . Die Fotodiode wird in dem grau schattierten Sperrbereich, d.h. mit $U_D \leq 0$ betrieben. Dort ist der Strom proportional zur Bestrahlungsstärke



S.m.i.L.E: 5.3_Fotodiode

5.3.3 Kenngrößen

Empfindlichkeit

Das Verhältnis aus Fotostrom I_{ph} zu eingestrahelter Leistung bezeichnet man als Empfindlichkeit S der Diode. Für eine gegebene Wellenlänge λ erhalten wir

$$S = \frac{I_{ph}}{E_e w \lambda} = \frac{q}{hc} \eta_q \lambda. \quad (5.21)$$

Ansprechzeit

Im Gegensatz zu dem Fotowiderstand muss sich bei der Diode nicht erst ein neuer Gleichgewichtszustand einstellen, bevor sich nach einer Änderung der

Bestrahlungsstärke das Ausgangssignal ändert. Für die Ansprechzeit der Fotodiode ist daher nicht die Ladungsträgerlebensdauer τ maßgebend, sondern die Zeit, welche die generierten Ladungsträger benötigen, um zu den Kontakten zu gelangen. Diese ist wegen der hohen Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger durch die Raumladungszone sehr gering und hängt von den Bauteilabmessungen ab. Fotodioden können daher als optische Detektoren für die Signalübertragung eingesetzt werden.

5.3.4 Betriebsarten der Fotodiode

Diodenbetrieb

Abbildung 5.12 zeigt, dass die Kennlinien der Fotodiode mehrere Quadranten im Strom-Spannungs Diagramm abdecken. Für den Fall ($U_D < 0, I_D < 0$), d.h. bei Betrieb im dritten Quadrant, wird von außen eine Sperrspannung angelegt und es fließt - wie oben beschrieben - praktisch nur der von der Bestrahlungsstärke abhängige Fotostrom, so dass die Diode als Beleuchtungssensor eingesetzt werden kann. Der Vorteil gegenüber dem Fotowiderstand ist, dass die Diode schneller auf Änderungen der Beleuchtungsstärke reagiert, da sich bei der Diode nicht erst ein neues thermodynamisches Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination einstellen muss, weil die Ladungsträger praktisch sofort zu den Kontakten abtransportiert werden.

Elementbetrieb

Wird von außen keine Quelle an die Diode angeschlossen, sondern eine Last, z.B. ein ohmscher Widerstand, so führt der bei Bestrahlung fließende Fotostrom, zu einem Spannungsabfall an dem Widerstand. In diesem Fall gibt die Diode Leistung an den Widerstand ab, d.h. Strahlungsleistung wird in elektrische Leistung umgewandelt. Man bezeichnet diese Betriebsart im vierten Quadrant ($U_D > 0, I_D < 0$) als Elementbetrieb und Dioden, welche speziell für diese Betriebsart optimiert wurden, als fotovoltaische Zelle oder kurz Solarzelle. Diese Bauelemente, die mittlerweile eine erhebliche wirtschaftliche Bedeutung erlangt haben, werden im nächsten Abschnitt behandelt.

Betrieb als Lichtemitter

Bei Betrieb im ersten Quadrant ($U_D > 0, I_D > 0$) wird von der externen Quelle Leistung an die Diode abgegeben und dort in Strahlungsleistung umgesetzt. Wir stellen diesen Fall jedoch zunächst zurück und behandeln ihn dann im Abschnitt 5.6, wo die Diode nicht als Lichtsensor, sondern als Lichtemitter betrieben wird.

5.4 Solarzelle

5.4.1 Funktion und Beschaltung

Die Solarzelle ist eine Fotodiode im Elementbetrieb, die Strahlungsleistung in elektrische Leistung umwandelt und diese an eine angeschlossene Last abgibt. Da die Solarzelle nicht als Verbraucher, sondern als Generator arbeitet, ist es zweckmäßig, die Richtung der Strom- und Spannungspfeile entsprechend anzupassen. Man erhält dann die übliche, in Abb. 5.13, rechts, gezeigte Darstellung der Kennlinien, die sich durch Spiegelung an der Spannungsachse ergeben.

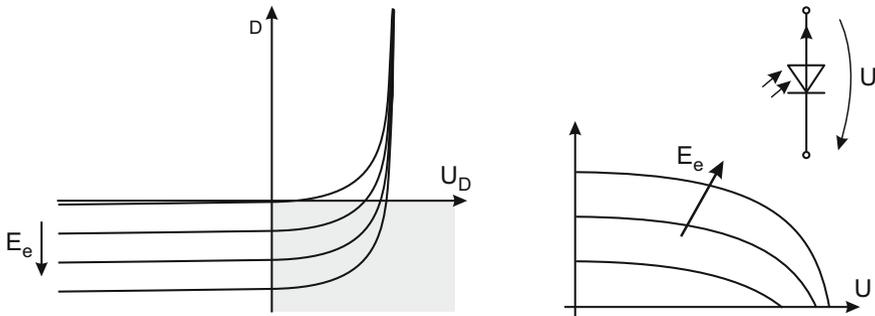


Abb. 5.13. Wird die Fotodiode im vierten Quadranten betrieben ($U_D > 0, I_D < 0$), spricht man vom Elementbetrieb (*links*). Die übliche Darstellung der Kennlinie mit $U > 0$ und $I > 0$ ergibt sich durch Ändern der Richtung des Stromzählpfeiles (*rechts*)

Wir wollen nun untersuchen, welche Faktoren die Leistung beeinflussen, die von einer Solarzelle an einen Verbraucher abgegeben werden kann und betrachten dazu eine Solarzelle mit angeschlossener ohmscher Last R (Abb. 5.14, links). Der Arbeitspunkt der Solarzelle ergibt sich grafisch aus dem Schnittpunkt der Diodenkennlinie für eine gegebene Bestrahlungsstärke E_e und der durch den Wert von R gegebenen Widerstandsgeraden. Die an den Widerstand abgegebene elektrische Leistung ist dann $P = IU$ und entspricht der rechteckigen Fläche unter der Kennlinie (Abb. 5.14, rechts). Um die abgegebene Leistung zu maximieren, muss der Arbeitspunkt durch Änderung des Widerstandes R so gewählt werden, dass die Fläche maximal wird. Der Arbeitspunkt wird in diesem Fall oft als MPP (Maximum Power Point) bezeichnet und es gilt dann $P_{max} = I_{MPP} U_{MPP}$.

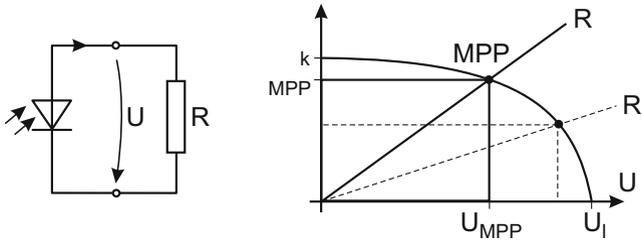


Abb. 5.14. Solarzelle mit angeschlossener ohmscher Last R (links) und Lage des Arbeitspunktes (\bullet) bei unterschiedlichen Lasten R bzw. R' (rechts). Die maximale Leistung $P = UI$ an der Last erhält man, wenn der Arbeitspunkt im MPP liegt

5.4.2 Kenngrößen

Leerlaufspannung, Kurzschlussstrom und Bandabstand

Wichtige Kenngrößen einer Solarzelle sind die Leerlaufspannung U_l sowie der Kurzschlussstrom I_k , da diese die maximal abgebbare Leistung nach oben hin begrenzen, wie aus Abb. 5.14, rechts, ersichtlich ist. Die erreichbaren Werte von U_l und I_k hängen mit dem Bandabstand W_g des Halbleitermaterials zusammen. So steigt der maximale Kurzschlussstrom mit kleiner werdendem Bandabstand W_g , da dann auch Photonen mit geringerer Energie zur Generation von Elektron-Loch Paaren beitragen können und das Sonnenspektrum besser ausgenutzt wird. Andererseits sinkt mit kleiner werdendem Bandabstand W_g die Leerlaufspannung, da diese nicht größer werden kann als qW_g .

Füllfaktor

Aus Abb. 5.14, rechts, erkennt man zudem, dass das Produkt $P_{max} = I_{MPP}U_{MPP}$ stets kleiner ist als das Produkt aus I_k und U_l . Das Verhältnis dieser beiden Produkte bezeichnet man als den sog. Füllfaktor FF . Dieser gibt das Verhältnis der maximal von der Solarzelle abgebbaren Leistung im MPP zu dem Produkt aus Leerlaufspannung U_l und Kurzschlussstrom I_k der Solarzelle an (Abb. 5.15), d.h.

$$FF = \frac{I_{MPP}U_{MPP}}{I_k U_l}. \quad (5.22)$$

Wirkungsgrad

Für die folgenden Betrachtungen ist es hilfreich, das Sonnenspektrum (genauer: den Verlauf der spektralen Strahlungsleistungsdichte, d.h. der pro Fläche

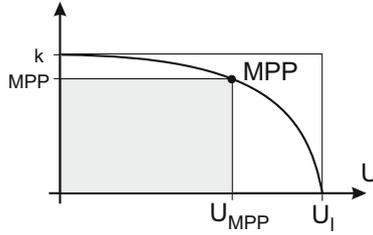


Abb. 5.15. Der Füllfaktor gibt das Verhältnis der maximalen Fläche $P_{max} = I_{MPP} U_{MPP}$ (grau schattiert) unter der Diodenkennlinie zu der Rechteckfläche $I_k U_I$ an

eingestrahlt Leistung bezogen auf die Wellenlänge) zu betrachten. Der prinzipielle Verlauf dieser Kurve, wie er sich ohne Einfluss der Atmosphäre (Index $AM0$) ergibt, ist in Abb. 5.16 dargestellt. Man erkennt, dass diese Kurve

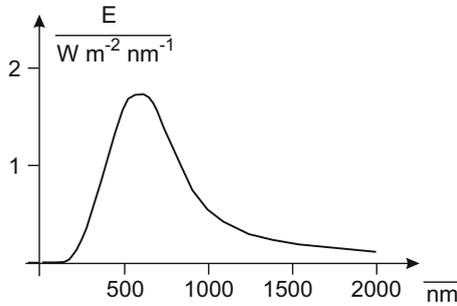


Abb. 5.16. Verlauf der spektralen Strahlungsleistungsdichte E_{AM0} der Sonne

ein Maximum bei etwa 550 nm hat und dann zu größeren und kleineren Wellenlängen hin abfällt. Integriert man die Funktion E_λ über die Wellenlänge λ , ergibt sich die Bestrahlungsstärke der Sonne mit einem Wert von etwa $E_{AM0} = 1350 \text{ Wm}^{-2}$. Durch atmosphärische Einflüsse reduziert sich dieser Wert unter realen Bedingungen auf der Erdoberfläche deutlich. Ein Standardwert, der oft für Berechnungen verwendet wird, ist $E_{AM1.5} = 1000 \text{ Wm}^{-2}$, wobei der Index $AM1.5$ den Einfluss der Atmosphäre angibt. Die pro Quadratmeter auf die Erdoberfläche treffende Sonnenstrahlung hat somit eine Leistung von etwa 1000 W.

Wie effizient eine Solarzelle optische Strahlung in elektrische Leistung umwandelt, wird durch den Wirkungsgrad η beschrieben. Bei einer Solarzelle ist dieser definiert als das Verhältnis der maximal abgegebenen elektrischen Leistung $P_{max} = I_{MPP} U_{MPP}$ im MPP zu der eingestrahlt Leistung Φ_e . Ist E_e die Bestrahlungsstärke und A die Fläche der Solarzelle, so gilt demnach

$$\eta = \frac{I_{MPP} U_{MPP}}{A E_e} . \quad (5.23)$$

Mit dem oben definierten Füllfaktor erhalten wir schließlich für den Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{FF I_k U_l}{A E_e} . \quad (5.24)$$

Um nun einen möglichst großen Teil der Sonnenstrahlung für die Energieumwandlung nutzen zu können, sollte der Bandabstand des Halbleitermaterials nach dem oben Gesagten möglichst gering sein, damit die Grenzwellenlänge λ_g groß ist und ein möglichst großer Bereich des Sonnenspektrums (vgl. Abb. 5.16) ausgenutzt werden kann. Allerdings sinkt dann - wie oben beschrieben - die Leerlaufspannung und die Energieumwandlung ist weniger effektiv.

Weitere Faktoren, die den Wirkungsgrad der Solarzelle beeinflussen, sind ohmsche Verluste im Halbleitermaterial. Diese reduzieren den Füllfaktor und damit auch den Wirkungsgrad der Solarzelle. Verlustarme Materialien sind jedoch sehr teuer, so dass gerade bei Solarzellen letztlich zwischen den elektrischen Eigenschaften und den Kosten abgewogen werden muss.

5.5 Fototransistor

Neben der Fotodiode kann auch der Bipolartransistor als lichtdetektierendes Bauelement eingesetzt werden. Dazu ist der Transistor so aufgebaut, dass - ähnlich wie bei der Fotodiode - Licht in den Bereich der Basis-Kollektor Raumladungszone gelangen kann. Die dort durch den Fotoeffekt generierten Elektronen bzw. Löcher laufen dann gemäß der Richtung des elektrischen Feldes zum Kollektor bzw. zur Basis. Dies ist in Abb. 5.17 schematisch dargestellt.

Wir betrachten hier den Fall, dass der Basisanschluss offen bleibt, d.h. keine Spannungsquelle an die Basis angeschlossen wird und der Kollektor gegenüber dem Emitter positiv gepolt ist. Die durch den Fotoeffekt generierten und zum Kollektor fließenden Elektronen führen dann, wie auch bei der Fotodiode, zu einem Strom

$$I_{ph} = \frac{q}{hc} \eta_q w l \lambda E_e . \quad (5.25)$$

Dabei ist η_q der Quantenwirkungsgrad, wl die effektive Fläche des Bauteils und E_e die Bestrahlungsstärke.

Die in die Basis fließenden Löcher bewirken dort ein Anstieg des Potentials, so dass der Basis-Emitter Übergang in Durchlassrichtung gepolt wird. Die durch den Fotoeffekt generierten Löcher haben damit im Prinzip die gleiche Wirkung wie ein vom Basisanschluss injizierter Löcherstrom. Dieser Basisstrom der Größe I_{ph} wird mit der Stromverstärkung B_N des Transistors verstärkt (vgl. Kapitel 3) und führt ebenfalls zu einem Strom durch den Transistor. Beide Anteile zusammen ergeben schließlich den Kollektorstrom

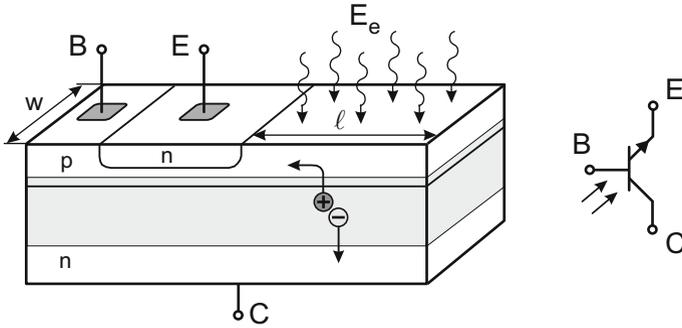


Abb. 5.17. Aufbau (*links*) und Schaltbild (*rechts*) eines Fototransistors. Durch den Fotoeffekt in der Raumladungszone generierte Elektronen bzw. Löcher laufen aufgrund des elektrischen Feldes zum Kollektor bzw. zur Basis. Die Raumladungszone ist in der Abbildung als grau schattierter Bereich dargestellt. Die Ladungsträger, die sich aufgrund des normalen Transistoreffekts durch das Bauteil bewegen, sind der Übersichtlichkeit halber nicht gezeigt (siehe hierzu Kapitel 3)

$$I_C = I_{ph}(1 + B_N) . \tag{5.26}$$

Der Fototransistor arbeitet also ähnlich wie die Fotodiode, wobei allerdings der Fotostrom durch das Bauteil selbst verstärkt wird. Ein Nachteil gegenüber der Diode ist die relativ geringe obere Grenzfrequenz des Fototransistors aufgrund dessen großer Basis-Kollektor Kapazität.

5.6 Lumineszenzdiode

5.6.1 Aufbau und Funktionsweise

Die Lumineszenzdiode, auch Leuchtdiode oder kurz LED (engl.: light emitting diode) genannt, ist ein Bauteil, bei dem ein Halbleitermaterial durch elektrischen Strom zum Leuchten angeregt wird. Der schematische Aufbau einer Lumineszenzdiode ist in Abb. 5.18, links, dargestellt.

Dieser entspricht im einfachsten Fall der einer gewöhnlichen pn-Diode aus einem direkten Halbleitermaterial wie z.B. GaAs. Durch Anlegen einer externen Spannung $U_D > 0$ in Durchlassrichtung an die Diode wandern Löcher von dem p-Gebiet und Elektronen von dem n-Gebiet in Richtung der Raumladungszone. Dort sowie in den angrenzenden Diffusionszonen rekombinieren die Ladungsträger dann unter Aussendung je eines Photons. Der Bereich der Diode, in dem Photonen emittiert werden, wird auch als der sog. aktive Bereich bezeichnet.

Um zu erreichen, dass ein möglichst großer Anteil der Photonen von der Diode als Licht abgestrahlt wird, ist die obere Halbleiterschicht in der Regel sehr dünn. Zudem wird der rückseitige Kontakt oft reflektierend ausgeführt.

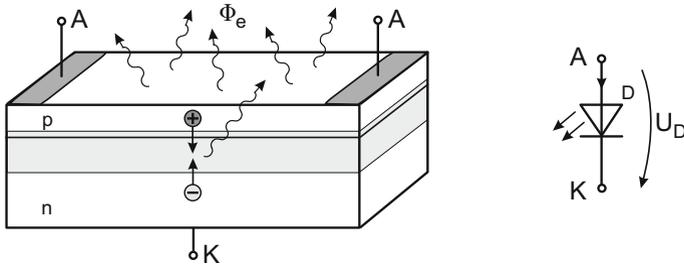


Abb. 5.18. Prinzipieller Aufbau (*links*) und Schaltbild (*rechts*) einer Lumineszenzdiode. Die Raumladungszone ist grau schattiert dargestellt

5.6.2 Kenngrößen

Um die Leistungsfähigkeit einer LED beurteilen zu können, gibt es eine Reihe von Kenngrößen, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Injektionswirkungsgrad

Nur die Ladungsträger, die in dem aktiven Bereich rekombinieren, können zur Emission von Photonen beitragen. Das Verhältnis der pro Zeit im aktiven Bereich rekombinierenden Ladungsträger zu der Gesamtzahl der pro Zeit in die Diode fließenden Ladungsträger bezeichnet man als den sog. Injektionswirkungsgrad

$$\eta_{inj} = \frac{\text{rekombinierende Ladungsträger}}{\text{in die Diode fließende Ladungsträger}} \quad (5.27)$$

Interner Quantenwirkungsgrad

Diese auch als Quantenausbeute bezeichnete Größe gibt an, welcher Anteil der insgesamt im aktiven Bereich pro Zeit rekombinierenden Ladungsträger unter Aussendung eines Photons rekombinieren, d.h.

$$\eta_{q,int} = \frac{\text{erzeugte Photonen}}{\text{rekombinierende Ladungsträger}} \quad (5.28)$$

Optischer Wirkungsgrad

Der optische Wirkungsgrad berücksichtigt, dass nicht alle in dem aktiven Bereich erzeugten Photonen auch tatsächlich die Diode verlassen und zur Abstrahlung von Licht beitragen. Die Hauptgründe dafür sind, dass die Photonen zum Teil im Inneren des Halbleiters wieder absorbiert werden und dass Photonen, die in einem zu flachen Winkel auf die Grenzschicht von Halbleiter und Außenraum treffen, totalreflektiert werden und somit die Diode nicht verlassen können. Der optische Wirkungsgrad ergibt sich damit als das Verhältnis

der Zahl der pro Zeit tatsächlich abgestrahlten Photonen zu der Anzahl der pro Zeit in dem aktiven Bereich erzeugten Photonen, d.h.

$$\eta_{opt} = \frac{\text{abgestrahlte Photonen}}{\text{erzeugte Photonen}} . \quad (5.29)$$

Externer Quantenwirkungsgrad

Das Produkt aus den drei oben genannten Größen bezeichnet man als den externen Quantenwirkungsgrad. Dieser ist gegeben durch

$$\eta_{q,ext} = \eta_{inj} \eta_{q,int} \eta_{opt} \quad (5.30)$$

oder anders ausgedrückt

$$\eta_{q,ext} = \frac{\text{abgestrahlte Photonen}}{\text{in die Diode fließende Ladungsträger}} . \quad (5.31)$$

Hat das emittierte Licht die Wellenlänge $\lambda = c/f$, lässt sich dies umschreiben und durch die abgestrahlte Leistung Φ_e ausdrücken, was auf

$$\eta_{q,ext} = \frac{\Phi_e/(hf)}{I_D/q} = \frac{q}{hc} \frac{\Phi_e}{I_D} \lambda \quad (5.32)$$

führt.

Leistungswirkungsgrad

Eine weitere wichtige Größe ist das Verhältnis von abgegebener Strahlungsleistung Φ_e zu aufgenommener elektrischer Leistung $P = U_D I_D$. Mit (5.32) erhalten wir

$$\eta_P = \frac{\Phi_e}{U_D I_D} = \eta_{q,ext} \frac{hf}{q U_D} . \quad (5.33)$$

Der Quotient in dem letzten Ausdruck lässt sich dabei interpretieren als das Verhältnis der Energie $W_{ph} = hf$ eines von der Diode emittierten Photons zu der Energie, die ein in die Diode fließender Ladungsträger mit der Ladung q durch die extern an die Diode gelegte Spannung U_D aufnimmt.

Spektrum des emittierten Lichtes

Die Wellenlänge λ des emittierten Lichtes ist nach (5.1) mit der Photonenenergie W_{ph} verknüpft. Wie diese mit dem Bandabstand W_g des verwendeten Halbleitermaterials zusammenhängt, wollen wir im Folgenden etwas genauer untersuchen und betrachten dazu Abb. 5.19. Diese zeigt das Bänderdiagramm eines Halbleiters sowie die Verteilung der Ladungsträger über der Energie W , wie wir sie bereits in Kapitel 1 detailliert diskutiert hatten. Man erkennt,

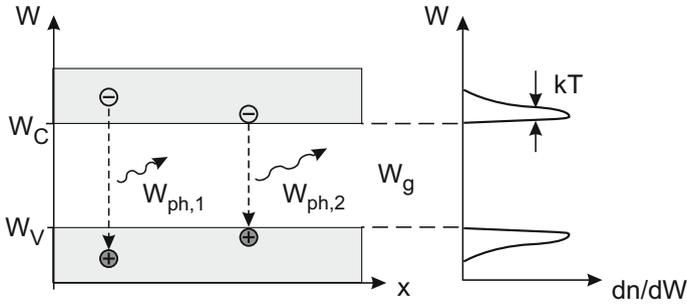


Abb. 5.19. Bänderdiagramm eines Halbleiters sowie Verteilung der Ladungsträger über der Energie W . Die Wellenlänge der emittierten Strahlung hängt von der Energiedifferenz W_{ph} ab

dass der größte Teil der Ladungsträger knapp ober- bzw. unterhalb von W_C bzw. W_V liegt und dass die Ladungsträgerdichten mit zunehmendem Abstand von den Bandkanten abnehmen. Die Breite der Kurven ist temperaturabhängig und liegt im Bereich von einigen kT . Die Energie W_{ph} der emittierten Photonen entspricht daher nicht exakt dem Bandabstand W_g , sondern weist ebenfalls eine Verteilung auf, wobei der Mittelwert etwas oberhalb von W_g liegt, wie in Abb. 5.20 gezeigt ist.

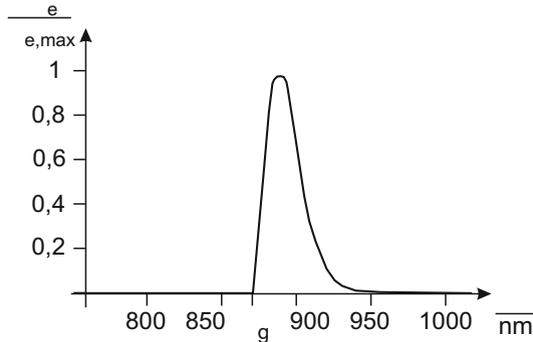


Abb. 5.20. Spektrum der emittierten Strahlung einer GaAs-Lumineszenzdiode. Da die Ladungsträger im Bänderdiagramm nicht alle direkt an den Bandkanten sitzen, sondern eine Verteilung nach Abb. 5.19 haben, weist auch die von der Diode emittierte Strahlung eine spektrale Verteilung auf

Durch geeignete Wahl der Halbleitermaterialien mit entsprechenden Bandabständen lassen sich also Leuchtdioden herstellen, die Licht bestimmter Farbe emittieren. Zusätzlich kann man in die Diode Schichten mit Fluoreszenzfarbstoffen einbringen. Diese können durch das von dem Halbleiter abgestrahlte Licht angeregt werden und emittieren dann selbst Licht mit einer vom

Farbstoff abhängigen Wellenlänge. So lassen sich beispielsweise weiße LED herstellen, indem auf blaue LED eine Schicht mit gelbem Fluoreszenzfarbstoff aufgebracht wird, so dass sich durch Mischung weißes Licht ergibt.

Leuchtwirkungsgrad

Da bei Lumineszenzdioden oftmals die vom menschlichen Auge wahrgenommene Helligkeit von Interesse ist, gewichtet man das abgestrahlte Spektrum mit der Empfindlichkeitskurve $A(\lambda)$ (Abb. 5.2) und bezieht dies auf die gesamte von dem Bauteil abgestrahlte Leistung. Man erhält so den Leuchtwirkungsgrad des Strahlers, der angibt, wie groß der Anteil des sichtbaren Lichtes an der von der Diode insgesamt emittierten Strahlung ist.



<http://www.springer.com/978-3-642-20886-7>

Einführung in die Halbleiter-Schaltungstechnik

Göbel, H.

2012, XIII, 424 S. 444 Abb. Mit online files/update.,

Softcover

ISBN: 978-3-642-20886-7