Silizium-Photodiode

a) Skizzieren Sie die I-U-Kennlinie einer typischen Photodiode für den Fall ohne Lichteinstrahlung und für den Fall mit Lichteinstrahlung. Geben Sie in der Skizze typische Werte an, bei denen die Kennlinien die Achsen schneiden.

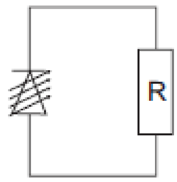


Abbildung 1: Schaltung für Photodiode

Lösung

Die I-U-Kennlinie erhalten wir aus der **Shockley-Gleichung**:

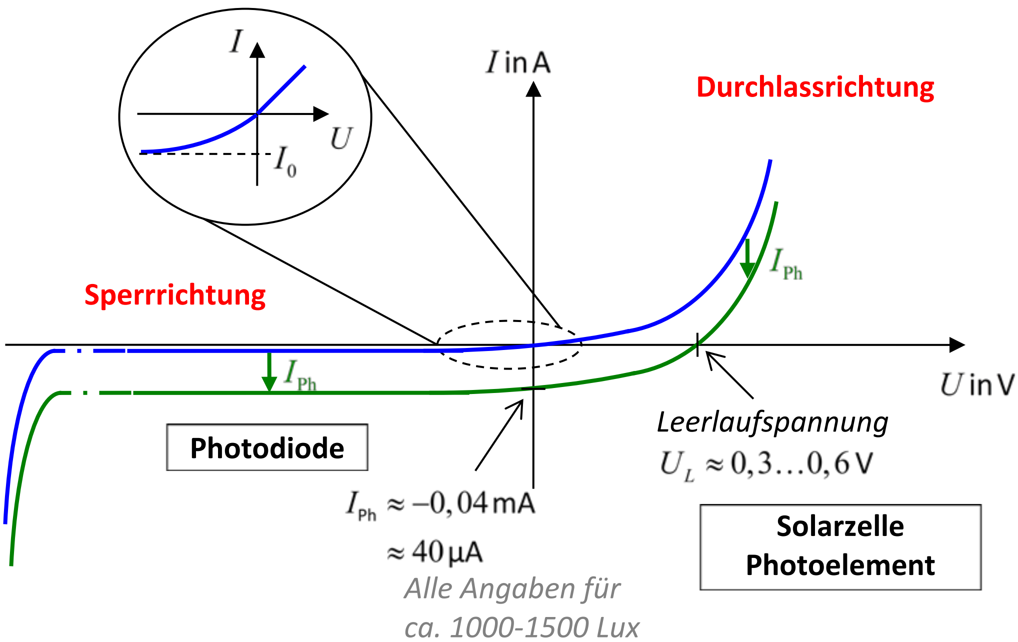
$$I = I_0 \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{Ph} \quad ; \quad I_{Ph} > 0$$

I_0 ist dabei der Sperrstrom, für den gilt:

$$I_0 = I_{0,max} \cdot e^{-\frac{E_G}{kT}}$$

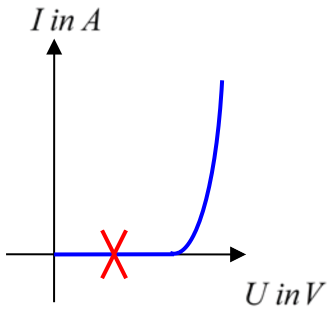
E_G : Energielücke (G = Gap)

$I_{0,\max}$: Materialabhängiger Wert

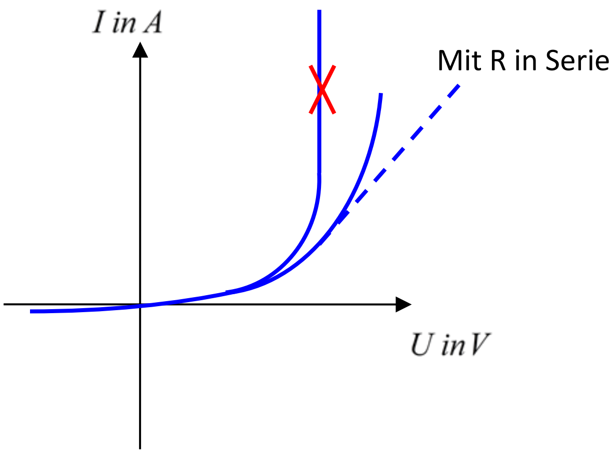


Als markante Punkte haben wir den Nullpunkt. Wenn U = 0 ist, wird die *exp*-Funktion 1 und der der Klammerausdruck wird Null. Damit haben wir nur noch $-I_{Ph}$ übrig, dieses ist hier 0.

Oft vermittelt eine (gerechnete) grafische Darstellung der Kennlinie in Büchern den falschen Eindruck, dass die Kennlinie im positiven U-Bereich lange Zeit waagerecht bei I=0 verläuft. Dies ist jedoch nicht der Fall, denn die *exp*-Funktion hat zwar am Anfang einen sehr schwachen Anstieg, ergibt aber auf jeden Fall einen Strom I > 0 für alle Spannungen U > 0! Auch wenn in der Praxis die Liniendicke größer als der Anstieg ist sollte bei einer Skizze erkennbar sein, dass wir nicht parallel zur U-Achse laufen!



In der gleichen Weise kann ein Exponentialplot den Eindruck erwecken, die Kurve ginge sehr bald senkrecht nach oben (unendliche Steigung). Eine Exponentialfunktion immer eine endliche Steigung! Tatsächlich steht sogar in einer realen Photodiode in der korrekten Ersatzschaltung ein endlicher (parasitärer) Widerstand in Serie, sodass die Kennlinie irgendwasnn in eine LINEARE Steigung übergeht (im Plot unten übertrieben flach eingezeichnet!). Wir nehmen für unsere Übungen aber die ideale exp-Funktion an (ideale Photodiode).



Im dritten Quadranten geht die Funktion gegen den Wert $-\left(I_0 + I_{Ph}\right)$ da gilt:

$$\lim_{U \to -\infty}\left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1\right) = -1$$

Wenn die Spannung zu weit in den negativen Bereich geht (-100 V bis -200 V), kann die Diode auch Schaden nehmen durch Spannungsüberschläge Überschläge, das Material der Diode kann sogar in mikroskopisch kleinen Bereichen schmelzen und die Kristallstruktur wird damit zerstört (Durchbruch auch in Sperr-Richtung). Bei manchen Dioden wird dieser Punkt auch schon bei -10 V erreicht.

I_0 bewegt sich in der Größenordnung von einigen nA! Dies liegt daran, dass nur wenige Elektronen die Bandlücke (Energielücke) (nach statistischer Wahrscheinlichkeit) überwinden können und vom Valenzband in das Leitungsband kommen.

Im unbeleuchteten Zustand ist der Schnittpunkt auf jeden Fall bei (0,0). Bei der Photodiode wird die I-Achse ungefähr bei -0,04mA geschnitten. Des Weiteren wir die U-Achse bei der Leerlaufspannung (es fließt kein Strom) geschnitten, diese liegt im Bereich zwischen 0,3 und 0,4 V.

Die genannten Werte gelten für ca. 1000-1500 Lux!

b) Die Photodiode wird wie in Abb 1. in einem Kreis mit einem Arbeitswiderstand R geschaltet. geben Sie die Arbeitspunkte (I,U) der Diode für den Fall
(i) R=0 und
(ii) R=∞ an.

Lösung

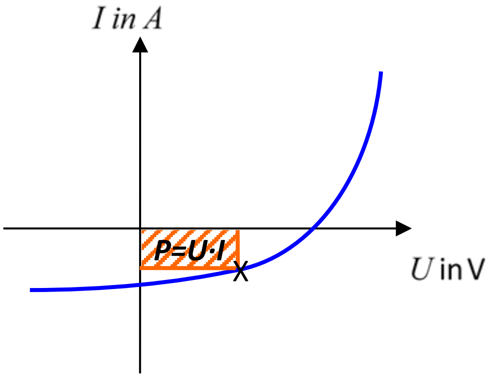
i) $R = 0$ „belasteter" Zustand $\Rightarrow \quad U = 0\,\text{V}$.

ii) $R = \infty$ „unbelasteter" Zustand $\Rightarrow \quad R = \frac{U}{I} \quad \Rightarrow \quad I = 0\,\text{A}$.

c) Geben Sie den Arbeitspunkt in der Diodenkennlinie an, in dem der maximale Energieertrag erzielt wird ($\rightarrow$ Solarzelle)

Lösung

Wir müssen uns fragen, wann die erhaltene Leistung $P = U \cdot I$ <u>maximal</u> wird. Um überhaupt einen Leistungsertrag zu erhalten muss $P < 0$ sein, da eingebrachte Leistung positiv definiert ist und ausgehende Leistung negativ!



Wir bestimmen daher nun die Extremstelle (Tiefpunkt) der Kurve:

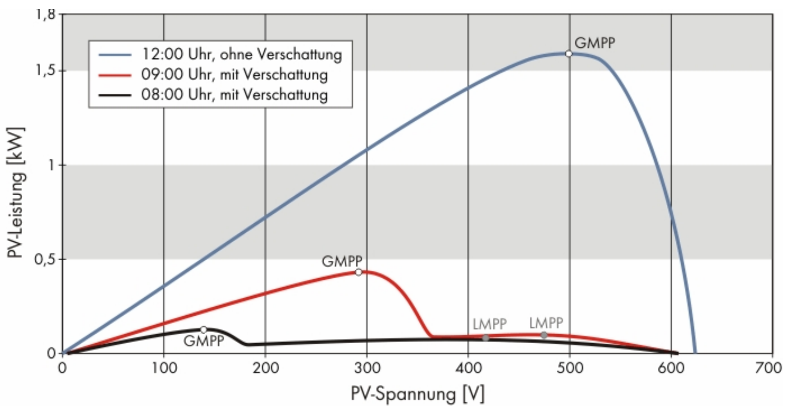
$$\frac{dP}{dU} \overset{!}{=} 0$$

$$\Rightarrow \quad \frac{d}{dU}(U \cdot I) = \frac{d}{dU}\left(U \cdot I_0\left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1\right) - U \cdot I_{Ph}\right)$$

$$\Rightarrow \quad \underline{\underline{\frac{d}{dU}(U \cdot I) = I_0 \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1\right) + U \cdot I_0 \cdot \frac{e}{kT} \cdot e^{\frac{eU}{kT}} - I_{Ph}}}$$

Dies ist eine transzendente Gleichung, für die eine Lösung numerisch gefunden werden kann. Die Lösung hängt neben der eingestrahlten Leistung auch entscheidend von den Randbedingungen wie Temperatur *T* und I_0 (bzw. $I_{0,\max}$) ab.

Von einer modernen Solaranlage wird dieses Bestimmen der maximalen Leistungsausbeute vom Wechselrichter durchgeführt ⇨ Maximum-Power-Point-Tracking MPPT:



Problem der Verschattung einzelner Module: Mehrere lokale Maxima in der Leistung
(Quelle: SMA SolarTechnology, "Opti-Track Global Peak"-Verfahren)

d) Die folgende Abbildung zeigt die spektrale Empfindlichkeit einer handelsüblichen Photodiode. Die Diode (Silizium) wir mit rotem Licht der Wellenlänge $\lambda = 700\,\text{nm}$ bestrahlt. Berechnen Sie bei dieser Wellenlänge die Quanteneffizienz ε der Diode (Anzahl der den Photostrom erzeugenden Elektronen zur Anzahl der einfallenden Photonen).

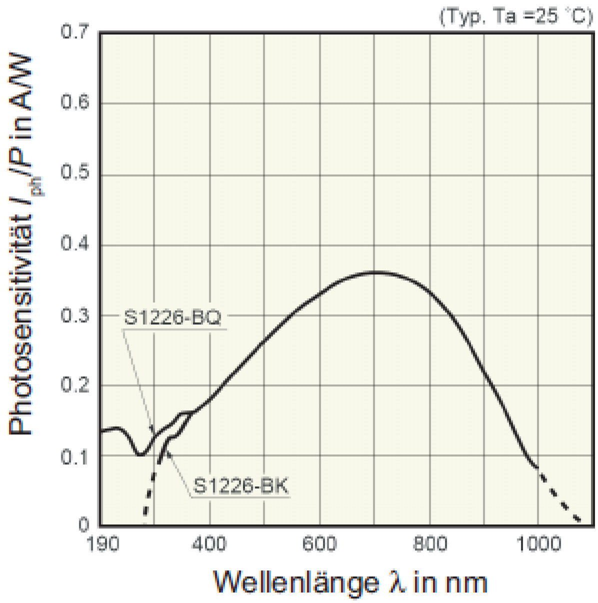


Abbildung: Spektrale Empfindlichkeit (Photostrom pro eingestrahlter Leistung) in Abhängigkeit der Wellenlänge für eine handelsübliche Diode (Hamamatsu S1226).

Lösung

Die Quanteneffizienz ε ist der Anzahl N_{e^-} der erzeugten Elektronen als Verhältnis zur Anzahl N_{Ph} der einfallenden Photonen.

$$\varepsilon = \frac{N_{e^-}}{N_{Ph}}$$

Für diese Anzahlen gilt:

$$N_{e^-} = \frac{\text{Gesamte erzeugte Ladung}}{\text{Ladung eines Elektrons}} = \frac{I_{Ph} \cdot t}{e}$$

$$N_{ph} = \frac{\text{Gesamte deponierte Lichtenergie}}{\text{Energie eines Photons}} = \frac{P_{\lambda} \cdot t}{E_{Ph}}$$

Wobei die Energie eines Photons der Wellenlänge λ nach Einstein zu berechnen ist nach:

$$E_{Ph} = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

Aus dem Diagramm bekommen wir bei der angegebenen Wellenlänge $\lambda = 700\,\text{nm}$:

$$\lambda = 700\,\text{nm}; \quad \frac{I_{Ph}}{P_{\lambda}} = 0{,}36\,\frac{\text{A}}{\text{W}}$$

Zusammen erhält man:

$$\Rightarrow \quad \varepsilon = \frac{I_{Ph}\cdot \mathrm{t}}{e}\cdot\frac{\frac{hc}{\lambda}}{P_\lambda\cdot t} = \frac{I_{Ph}}{P_\lambda}\cdot\frac{hc}{e\lambda}$$

$$= 0,36\cdot\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{W}}\cdot\frac{6,626\cdot 10^{-34}\,\mathrm{Js}\cdot 3\cdot 10^{8}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}}{1,6\cdot 10^{-19}\,\mathrm{As}\cdot 700\cdot 10^{-9}\,\mathrm{m}}$$

$$= 0,638 = \underline{\underline{63,8\%}}$$

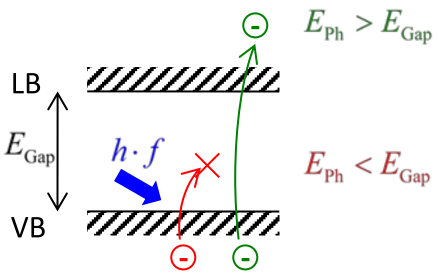
$$[\varepsilon] = \frac{\mathrm{A}\cdot\mathrm{Js}\cdot\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}}{\mathrm{W}\cdot\mathrm{As}\cdot\mathrm{m}} = \frac{\mathrm{A}\cdot\mathrm{VAs}\cdot\mathrm{s}\cdot\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}}{\mathrm{VA}\cdot\mathrm{As}\cdot\mathrm{m}} = 1$$

Damit lösen also in etwa 63,8 % aller auf die Photodiode fallenden Photonen ein Elektron aus.

e) Wie ändert sich die Quanteneffizienz mit der Lichtwellenlänge in erster Näherung?

Lösung

Zunächst erkennt man anhand des Bändermodells, dass für $E_{\mathrm{Ph}} < E_{\mathrm{Gap}}$ es in der Bandlücke keine Zustände gibt, den das Elektron erreichen kann, das heißt es gibt keine Anregung. Die Wellenlänge ist zu groß. Damit wird die Effizienz zu Null $\varepsilon = 0$.



Wenn man aber genügend Energie hat, die Energielücke zu überwinden, also $E_{\mathrm{Ph}} > E_{\mathrm{Gap}}$ wird die Effizienz "sprunghaft" ansteigen, erkennbar im Bereich $\lambda < 1,13\,\mu\mathrm{m}$, in dem die Photosensitivität (Hammamatsu-Plot) stark ansteigt . Wie schnell, hängt von der "Zustandsdichtefunktion" nahe der Bandkante ab. Ab $\lambda < 650\,\mathrm{nm}$ erkennt man in dem Plot der Photosensitivität einen **linearen Abhängigkeit** von der Wellenlänge λ, daraus kann man ableiten, dass die Quanteneffizienz hier <u>konstant</u> bleibt, denn nach vorangegangener Aufgabe erhält man

$$\varepsilon = \mathrm{const.}\cdot\frac{I_{\mathrm{Ph}}/P_\lambda}{\lambda} = \mathrm{const.}\cdot\frac{\mathrm{const.}\cdot\lambda}{\lambda} = \mathrm{const.}$$

Der weitere Verlauf nach rechts (kleinere Wellenlängen) ergibt sich aus den Schwankungen in der Zustandsdichtefunktion bzw. Besetzungswahrscheinlichkeit, d.h. welchen Endzustand die Elektronen im Leitungsband einnehmen können, bzw. auch daraus, wie die Ausgangszustände im Valenzband verteilt sind.

Exkurs:

Elektronen gehen auch "verloren" durch Rekombinationsverluste an Stellen im realen Material mit $\vec{E} = 0$.

Wenn $E_{\mathrm{Ph}} > 2 \cdot E_{\mathrm{Gap}}$ gilt, dann ist prinzipiell sogar $\varepsilon > 1$ möglich, da hier pro Photon tatsächlich 2 Elektronen angeregt werden können. Dafür braucht man allerdings schon Röntgenstrahlung.

e) Wie ändert sich die elektrische Leistung mit der Lichtwellenlänge (Solarzelle)?

Lösung

Die elektrische Leistung ist das Produkt aus Spannung ΔU und Photostrom I_{Ph}

$$P_{\mathrm{el}} = \Delta U \cdot I_{\mathrm{Ph}} = \Delta U \cdot \mathrm{const.} \cdot \varepsilon \cdot \lambda \cdot P_{\lambda} = \mathrm{const.} \cdot \lambda \quad ,$$

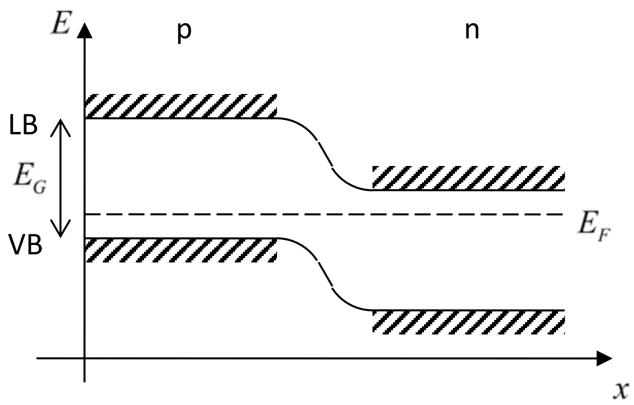
da ε nach voriger Aufgabe für $\lambda < 650\,\mathrm{nm}$ konstant ist und die an der Solarzelle abfallende Spannung ΔU auch konstant und ungefähr durch die Energielücke vorgegeben ist

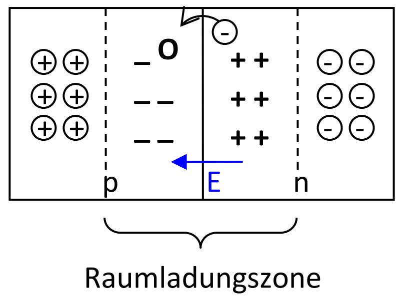
$$\text{Leerlaufspannung} \approx \Delta U \approx \frac{E_{\mathrm{Gap}}}{e}$$

ΔU wird jedoch nach Aufgabe c) so eingestellt, dass P_{el} maximal wird. In Abhängigkeit der Wellenlänge wird die elektrische Leistung (der Ertrag)somit maximal beim Maximum der Photosensivität bei $\lambda \approx 650\,\mathrm{nm}$. Bei höheren Wellenlängen sinkt der Photostrom wieder stark (s. Diagramm).

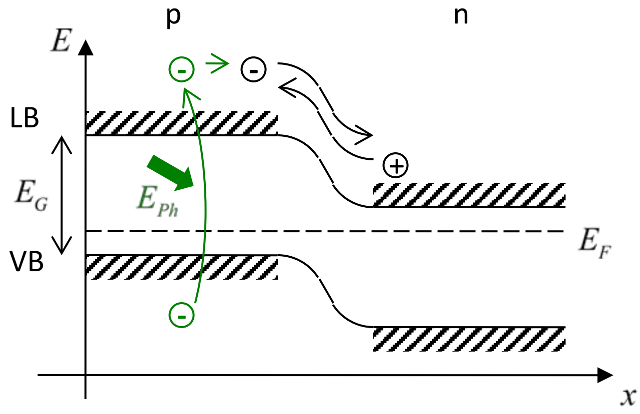
Exkurs: Hintergrund zum pn-Übergang:

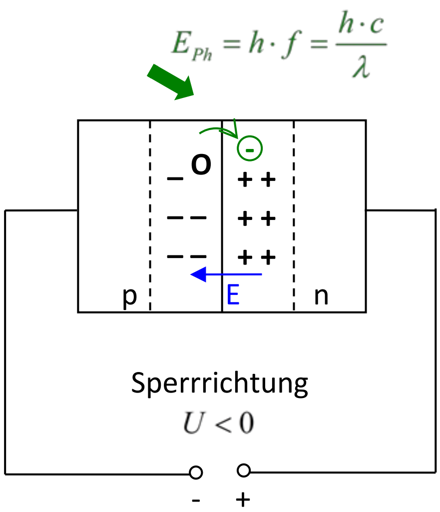
Im Bereich der Sperrschicht kommt es durch Rekombination zu einer Ladungsträgerverarmung. Rekombination führt außerdem dazu, dass die p-dotierte Seite leicht negativ und die n-dotierte Seite leicht positiv aufgeladen werden, wodurch ein elektrisches Feld (E) entsteht:





Trifft nun ein Photon auf den Halbleiter, welches eine Energie besitzt, die mindestens der Größe der Bandlücke entspricht, so regt es das betroffene Atom an und befördert damit das entsprechende Elektron vom Valenzband in das Leiterband, von wo es aufgrund des elektrischen Feldes in den n-dotierten Bereich gelangt:





Oft wird auch eine P-I-N Diode verwendet, diese hat einen undotierten Bereich, der die Sperrschicht-Dicke vergrößert. In dieser Schicht kann dann das Licht besser absorbiert werden. Dies wird auch für Teilchendetektoren verwendet, wenn hochenergetische Teilchen in der Sperrschicht komplett gestoppt werden sollen, damit die vollständige kinetische Energie dieser Teilchen bestimmt werden kann.