

## Physikalisches Praktikum: Computergestütztes Messen

# Elektrische Charakterisierung von Solarzellen mittels Strom-Spannungsmessungen

Ort: Neues Physikgebäude, Raum P 129

Betreuer/Ansprechpartner: Patrick Thoma, patrick.thoma@s2010.tu-chemnitz.de

Halbleiter sind in unserer heutigen Welt nicht mehr wegzudenken - beispielsweise als Transistoren in Computern und Monitoren oder als Solarzellen für unsere zukünftige Energieversorgung. Um die im halbleitenden Material stattfindenden physikalischen Prozesse zu verstehen und somit auch in der Folge modifizieren zu können, bedarf es verschiedener Messverfahren. Eine weit verbreitete Messmethode ist die Strom-Spannungsmessung ( $I$ - $U$ -Messung). In diesem Praktikum werden Sie eine solche Messung an einer Solarzelle durchführen sowie durch Auswertung der gemessenen Daten einige physikalische Parameter bestimmen.

# 1 Mess- und Arbeitsprogramm:

- Messen Sie die I-V Charakteristik einer gegebenen Siliziumsolarzelle mit und ohne Beleuchtung mithilfe eines computergesteuerten Messgerätes.
- Bestimmen Sie Füllfaktor, Idealitätsfaktor und Wirkungsgrad dieser Solarzelle. Benutzen Sie hierfür das Datenanalyseprogramm „Origin“.

# 2 Stichwortverzeichnis:

elektrischer Strom, Halbleiter, Bändermodell, p-n-Übergang, Solarzelle, Diode.

# 3 Literatur:

Charles Kittel: Einführung in die Festkörperphysik. Kapitel 8. Oldenbourg Verlag München.  
Wolfgang Demtröder: Experimentalphysik 3. Kapitel 14. Springer Verlag Berlin.

# 4 Überblick: theoretische Grundlagen

## 4.1 Anorganische kristalline Halbleiter

In anorganischen kristallinen Halbleitern bezeichnet man das energetisch höchste, am absoluten Nullpunkt mit Elektronen voll besetzte Band (= erlaubte Zustände der Elektronen im Festkörper) als Valenzband, das energetisch niedrigste unbesetzte als Leitungsband. Diese beiden Bänder werden durch eine Bandlücke voneinander getrennt. Die Bandlücke ist für die Unterscheidung von Metall, Halbleiter und Isolator entscheidend: Materialien ohne Bandlücke sind Metalle, für Isolatoren beträgt die Bandlücke mehr als 3 eV, demensprechend besitzen Halbleiter Bandlücken von weniger als 3 eV. Diese Zahlenwerte zur Unterscheidung zwischen Isolatoren und Halbleitern sind allerdings eher als Richtwerte zu sehen ([1] S. 8).

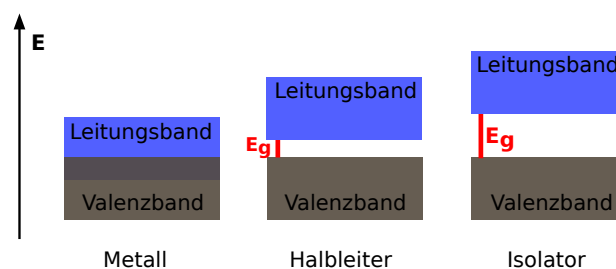


Abbildung 1: Schematische energetische Lage von Valenz- und Leitungsband bei Metall, Halbleiter und Isolator. Gezeigt sind ebenfalls die Bandlücken  $E_g$ .

Bei ausreichender Energiezufuhr (beispielsweise durch Absorption eines Photons) wechseln Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband und stehen dort als Ladungsträger für einen elektrischen Stromfluss zur Verfügung. Befindet sich das Minimum des Leitungsbandes beim gleichen „Impuls“ ( $\mathbf{k}$ -Wert) wie das Maximum des Valenzbandes, so spricht man von direkten Halbleitern, ansonsten von indirekten Halbleitern. Aufgrund des Impulserhaltungssatzes muss bei Absorption eines Photons bei einer indirekten Bandlücke die Impulsdifferenz durch Phononenstöße (= Gitterschwingungen) aufgebracht werden. Diese Übergänge sind daher weniger wahrscheinlich ([2] S. 461) als Übergänge direkter Bandlücken. Neben dem elektrischen Strom als Fluss von Elektronen tritt ein Strom auch durch fehlende Elektronen, sog. Löchern auf. Hierbei wandert ein Loch, d.h. ein durch ein fehlendes Elektron äquivalenter positiver Ladungsträger, durch den Festkörper und kann auf diese Weise ebenfalls zum Stromfluss beitragen. Ist dieser Leitungsmechanismus vorherrschend, so wird der Halbleiter als p-leitend

bezeichnet, bei hauptsächlicher Leitung durch Elektronen als n-leitend. Durch Anregung eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband bleibt im Valenzband ein Loch zurück, daher ist durch diesen Leitungsmechanismus (Eigenleitung) stets die Zahl der Elektronen im Leitungsband gleich der Zahl der Löcher im Valenzband. Durch Einbringen eines Fremdatoms in den Halbleiter (Dotierung), welches weniger Valenzelektronen als der Wirtshalbleiter hat, entsteht ein zusätzlicher Elektronenakzeptor (Loch) (Abb. 2), das durch eine geringe Energiezufuhr ins Valenzband gelangen kann.

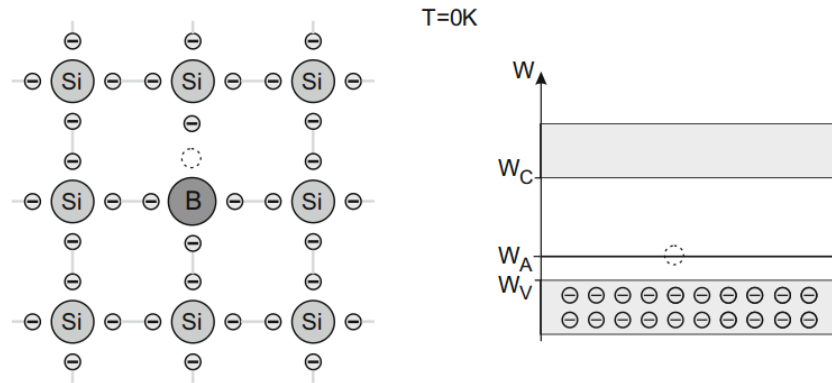


Abbildung 2: Schematische Bindungsverhältnisse im Si-Kristall bei Bordotierung (links) sowie das zugehörige Energiebanddiagramm am absoluten Nullpunkt (rechts).  $W_C$ ,  $W_A$  und  $W_V$  bezeichnen hier die Leitbandkante, das Akzeptorniveau sowie die Valenzbandkante ([3] S.10).

Analog kann durch Einbau eines Fremdatoms mit mehr Elektronen, als zur Bindung im Kristall benötigt ein zusätzlicher Elektronendonator eingebracht werden (Abb. 3). Eine Energiezufuhr im meV-Bereich reicht aus um den Elektronendonator zu ionisieren und das Elektron ins Leitungsband zu bringen. Den resultierenden elektrischen Leitungsmechanismus nennt man Störstellenleitung.

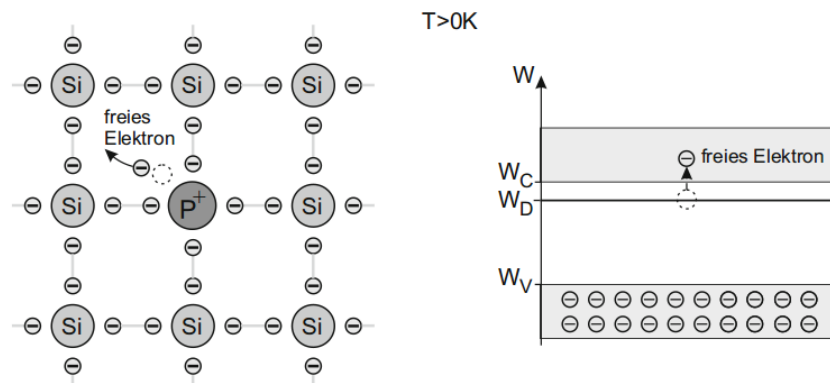


Abbildung 3: Schematische Bindungsverhältnisse im Si-Kristall bei Phosphordotierung (links) sowie das zugehörige Energiebanddiagramm (rechts).  $W_C$ ,  $W_D$  und  $W_V$  bezeichnen hier die Leitbandkante, das Donatorniveau sowie die Valenzbandkante ([3] S.10).

## 4.2 Kristallines Silizium

87 % der im Jahre 2008 produzierten Solarzellen bestanden aus kristallinem Silizium (c-Si) ([4] S. 14). Silizium kristallisiert durch kovalente Bindungen in einem fcc-Raumgitter mit zweiatomiger Basis, der Diamantstruktur (Abb. 4). Jedes Atom ist somit in der Mitte eines Tetraeders, wobei die Bindungen zu benachbarten Siliziumatomen durch  $sp^3$ -Hybridisierung realisiert werden. Durch Dotierung mit Fremdatomen wie beispielsweise Bor- oder Phosphoratomen erhält man p- bzw. n-leitendes Silizium.

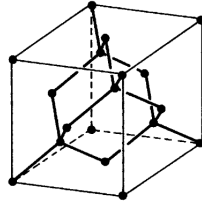


Abbildung 4: Schematische Anordnung der Siliziumatome im kristallinen Silizium: Diamantstruktur ([5] S. 20).

Silizium ist ein indirekter Halbleiter (vgl. Abb. 5), dessen indirekte Bandlücke bei Raumtemperatur 1,12 eV beträgt. Die für Photovoltaik ausschlaggebenden direkten Bandlücken betragen  $E_1 = 3,5$  eV und  $E_2 = 4,3$  eV, daher nimmt das Absorptionsvermögen erst bei Wellenlängen von weniger als ca. 360 nm stark zu ([6] S. 17).

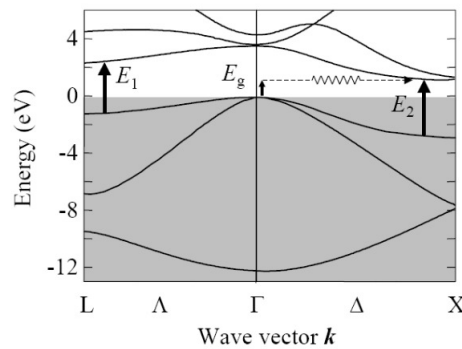


Abbildung 5: Bandstruktur des Siliziums. Gezeigt ist sowohl die direkte Bandlücke  $E_g$  als auch die indirekten Bandlücken  $E_1, E_2$  ([6] S. 18).

### 4.3 pn-Übergang

Am Übergang unterschiedlich dotierter Bereiche ein und desselben Halbleiters (pn-Homoübergang) diffundieren Elektronen in den p-Halbleiter und Löcher in den n-Halbleiter. Rekombination dieser beiden Ladungsträger führt schließlich zu einer Verarmungszone an der Grenzfläche und folglich aufgrund der übrig gebliebenen ortsfesten Ladungen (Ionen) zu einer Raumladungszone. Im sich ergebenden Gleichgewicht der Raumladungszone weist der p-Halbleiter nun eine effektiv negative Ladung im Grenzbereich auf, der n-Halbleiter eine positive. Schematisch ist das Banddiagramm des pn-Übergangs in Abb. 6 gezeigt: es stellt sich eine Bandverbiegung sowohl im n- als auch im p-dotierten Gebiet ein.

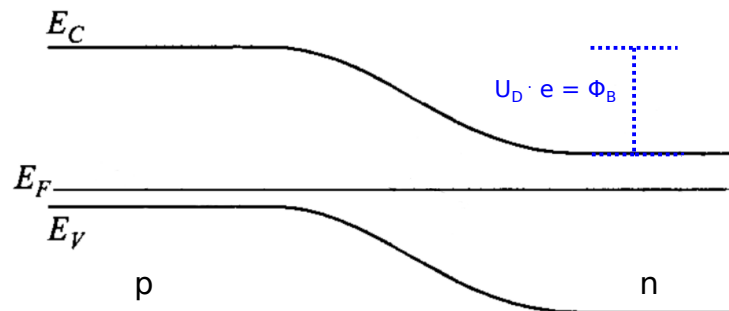


Abbildung 6: Energiebänderdarstellung des pn-Übergangs.  $E_C$ ,  $E_F$  und  $E_V$  bezeichnet hier die Leitbandkante, das Fermi-Niveau sowie die Valenzbandkante. Die Barriere  $\phi_B$  errechnet sich aus dem Produkt von Diffusionsspannung  $U_D$  und Elementarladung  $e$ . Nach ([8] S. 80, verändert).

Die Stromdichte-Spannungs-Charakteristik eines idealen pn-Homoübergangs ist nun ([8] S. 95)

$$J_{\text{pn}} = J_0 \left[ \exp \left( \frac{eU}{k_{\text{B}}T} \right) - 1 \right] \quad (1)$$

mit

$$J_0 \propto J_{00} T^{3+\frac{\gamma}{2}} \exp \left( -\frac{E_{\text{g}}}{k_{\text{B}}T} \right) \quad (2)$$

wobei  $\gamma$  eine Konstante ist. Gl. (1) wird als Shockley-Gleichung bezeichnet. Berücksichtigt man zudem den Generations- und Rekombinationsstrom (Shockley-Read-Hall-Theorie), so erhält man letztlich für die Gesamtstromdichte

$$J = J_0 \exp \left( -\frac{\phi_{\text{B}}}{k_{\text{B}}T} \right) \left[ \exp \left( \frac{eU}{\eta k_{\text{B}}T} - 1 \right) \right] \quad (3)$$

Dabei macht der Diodenidealitätsfaktor  $\eta$  Aussagen über den vorherrschenden Leitungsmechanismus: ist  $\eta \approx 2$ , dominiert der Rekombinationsstrom, für  $\eta \approx 1$  der Diffusionsstrom ([8] S. 98).

## 4.4 Transportmechanismen

### 4.4.1 Ohmsche Kontakte

Ist bei dem System Metall-Halbleiter der Kontaktwiderstand klein im Vergleich zum Gesamtwiderstand des Systems, d.h. der Halbleiter begrenzt den Stromfluss und nicht der Kontakt, so bezeichnet man diese Kontakte als ohmsche Kontakte ([9] S. 225). Praktisch erkennt man dieses Verhalten durch eine lineare  $I$ - $U$ -Kennlinie ( $I \propto U$ ).

### 4.4.2 Modell der thermionische Emission

Metall-Halbleiter-Übergänge werden standardmäßig durch das Modell der thermionischen Emission (TE) beschrieben. Da dieses Modell aber auch für die Analyse von Halbleiter-Halbleiter-Kontakten verwendet werden kann, soll hier kurz darauf eingegangen werden. Halbleiter-Halbleiter-Kontakte weisen wie oben beschrieben eine Bandverbiegung auf, welche für Ladungsträger eine Barriere darstellt. Für den Stromfluss durch die Barriere wird angenommen, dass nur deren Höhe, aber nicht die Form entscheidend ist. Die thermisch aktivierte Nettostromdichte  $J_{TE}$  ergibt sich aus

$$J_{TE} = A^* T^2 \exp \left( -\frac{\phi_{\text{Bn}}}{\eta k_{\text{B}}T} \right) \left[ \exp \left( \frac{eU}{\eta k_{\text{B}}T} \right) - 1 \right] = J_0 \left[ \exp \left( \frac{eU}{\eta k_{\text{B}}T} \right) - 1 \right] \quad (4)$$

mit

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left( -\frac{\phi_{\text{Bn}}}{k_{\text{B}}T} \right). \quad (5)$$

$A^*$  ist die Richardsonkonstante des Emittermaterials. Die Barrierenhöhe  $\phi_{\text{Bn}}$  wird aus experimentellen Daten der temperaturabhängigen Messung durch den sog. Richardson-Plot gewonnen. Hierbei wird der natürliche Logarithmus von  $\frac{J_0}{T^2}$  gegen  $\frac{1}{T}$  aufgetragen, die Steigung der sich ergebenden Gerade entspricht  $-\frac{\phi_{\text{Bn}}}{k_{\text{B}}}$ .

## 4.5 Solarzelle

### 4.5.1 Funktionsprinzip

Das Grundprinzip einer Halbleitersolarzelle (Abb. 7) besteht aus der Trennung von Ladungsträgern an einer Halbleiter-Halbleiter-Grenzfläche. Diese Grenzfläche, die beispielsweise ein pn-Homoübergang oder ein Übergang zwischen zwei verschiedenen Halbleitern sein kann, sorgt durch die aufgrund der Verarmungszone gebildete Raumladungszone für eine Trennung der (z.B. durch Photonenabsorption) gebildeten Elektron-Loch-Paare. Diese werden durch das ausgebildete elektrische Feld in unterschiedliche Richtungen beschleunigt und können als Photostrom an den Metallkontakten abgegriffen

werden. Im Energiebändermodell erkennt man zudem, dass es beispielsweise für das Elektron auch energetisch günstiger ist, in den n-Halbleiter zu wandern.

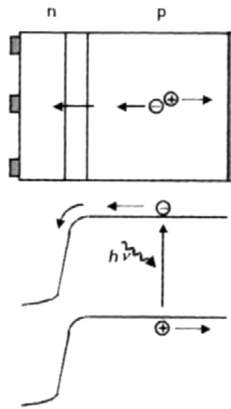


Abbildung 7: Schematischer Aufbau einer Solarzelle aus kristallinem Silizium (oben) sowie das zugehörige Energiebänderdiagramm ([10] S. 7).

#### 4.5.2 Charakterisierung

Vergleicht man die  $I$ - $U$ -Kennlinie einer Solarzelle mit und ohne Beleuchtung, so erkennt man eine Verschiebung der Diodenkennlinie um den Photostrom  $I_L$  aufgrund der Anregung von Ladungsträgern hin zu negativen Strömen fest. Charakteristische Punkte dieser Darstellung sind der Kurzschlussstrom  $I_{sc}$  sowie die Leerlaufspannung  $U_{oc}$ . Der Quotient aus maximal nutzbarer Leistung  $P_m$  und dem Produkt aus Leerlaufspannung und Kurzschlussstrom wird als Füllfaktor  $FF$  bezeichnet

$$FF = \frac{U_m I_m}{U_{sc} I_{oc}}. \quad (6)$$

Anschaulich entspricht Füllfaktor das Verhältnis der Flächen  $U_m \cdot I_m$  und  $U_{sc} \cdot I_{oc}$  und folglich der Abweichung der Diodenkennlinie von der Rechteckgestalt im 4. Quadranten. Je größer die Abweichung des Füllfaktors von 1 ist, desto geringer ist der Wirkungsgrad der Zelle [11].

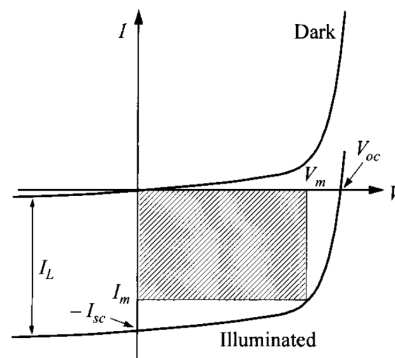


Abbildung 8: Diodenkennlinie einer Solarzelle mit und ohne Beleuchtung.  $V_m$ ,  $I_m$  geben den Punkt maximaler Leistung an ([8] S. 723).

Der eben erwähnte Wirkungsgrad ist definiert als der Quotient aus nutzbarer elektrischer Leistung und zugeführter Photoleistung.

$$\eta = \frac{U_m I_m}{P_{\text{photo}}}. \quad (7)$$

## Quellenverzeichnis

- [1] J. Lutz: Halbleiter-Leistungsbaulemente Physik, Eigenschaften, Zuverlässigkeit , Springer, Berlin, Heidelberg, 2. Auf., 2012.
- [2] W. Demtröder: Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle, Festkörper , 2. Auf., 2000.
- [3] H. Göbel: Einführung in die Halbleiterschaltungstechnik, Springer, 2011.
- [4] W. G. J. H. M. Van Sark, L. Korte und F. Roca: Physics and technology of amorphous-crystalline heterostructure silicon solar cells, Springer, 2012.
- [5] K. Kopitzki und P. Herzog: Einführung in die Festkörperphysik, Springer, 6. Auf., 2007.
- [6] A. Gondorf: Optische und elektronische Eigenschaften von halbleitenden Nanopartikeln, Dissertation, Duisburg-Essen, Univ., 2011.
- [7] S. Gossner: Grundlagen der Elektronik : Halbleiter, Bauelemente und Schaltungen, Shaker, Aachen, 7. Auf., 2005.
- [8] S. M. Sze und K. K. Ng: Physics of semiconductor devices, Wiley-VCH, 3. Auf., 2006.
- [9] M. Schwoerer und H. C. Wolf: Organische Molekulare Festkörper, Wiley-VCH, 2012.
- [10] T. Markvart (Hg.): Solar cells Materials, manufacture and operation, Elsevier Advanced Technology, Oxford, 2005.
- [11] Techniklexikon: Füllfaktor einer Solarzelle, 2010, [http://www.techniklexikon.net/d/f%C3%BCllfaktor\\_einer\\_solarzelle/f%C3%BCllfaktor\\_einer\\_solarzelle.htm](http://www.techniklexikon.net/d/f%C3%BCllfaktor_einer_solarzelle/f%C3%BCllfaktor_einer_solarzelle.htm)