

Anhang B

Quantenwirkungsgrad der vertikalen pn-Photodiode

Bei der folgenden Bestimmung der lokalen Quantenwirkungsgrade für den Fall einer n-Diffusion/p-Substrat Photodiode wird angenommen, daß die Bereiche außerhalb des Diffusionsgebietes weitgehend abgedeckt sind, so daß die Betrachtung des vertikalen pn-Überganges zur Berechnung des externen Quantenwirkungsgrades ausreicht. Diese Annahme ist gerade für das Layout zweidimensionaler Sensorarrays sinnvoll, da hier zugunsten eines hohen Füllfaktors (Quotient der optisch aktiven Diodenfläche und der Gesamtfläche der Matrix) sehr auf die Komprimierung der außerhalb der Diode gelegenen Schaltungskomponenten geachtet wird.

Im Bereich der Oberfläche generierte Elektron-Loch Paare rekombinieren aufgrund der dort vorhandenen hohen Zahl von Rekombinationszentren sehr schnell und können somit nur in geringem Maße zum Photostrom beitragen. Messungen an unserem Institut ergaben für die Dicke dieser inaktiven Schicht einen Wert von etwa 200nm [23]. Durch Rekombinationszentren an der Oberfläche wird vor allem die Empfindlichkeit im Bereich kleiner Wellenlängen beeinträchtigt (siehe Abbildung 3.6).

Im Inneren der RLZ erzeugte Elektron-Loch Paare werden sofort im sehr hohen elektrischen Feld der RLZ getrennt, wobei Elektronen in das n-Gebiet und Löcher in das p-Gebiet driften. Hierbei wird effektiv jeweils eine zum Photostrom beitragende Elementarladung e über die RLZ transportiert. Abbildung B.1 verdeutlicht diesen Vorgang am Bändermodell eines pn-Überganges (U_D bezeichnet die Diffusionsspannung, U die von außen angelegte Sperrspannung). Da zu dem im Inneren der RLZ erzeugten Driftphotostrom aufgrund der sofortigen Trennung optisch generierter Ladungsträgerpaare praktisch alle absorbierten Photonen mit einer Elementarladung e beitragen, ergibt sich der lokale Quantenwirkungsgrad für den Bereich der RLZ (vertikaler pn-Übergang) mit Hilfe von

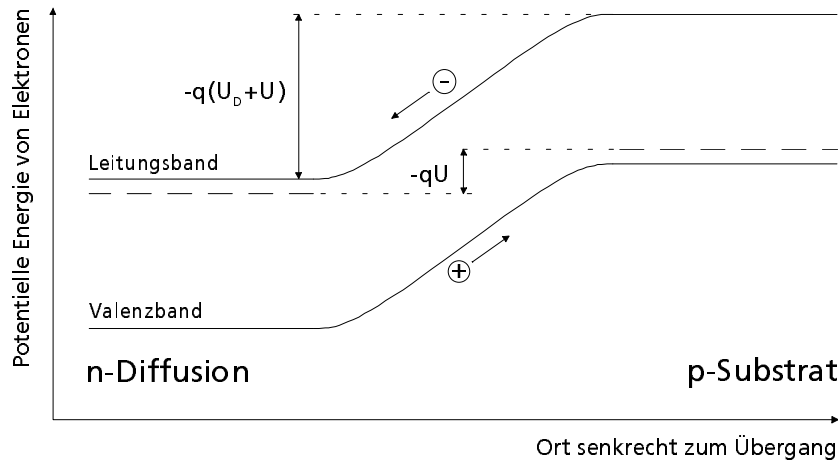


Abbildung B.1: Bändermodell des pn-Überganges

Gleichung 3.28 zu:

$$\eta_{rlz,v} = (1 - \rho) \left(e^{-\alpha(d_n - l_n)} - e^{-\alpha(d_n + l_p)} \right) . \quad (\text{B.1})$$

Dabei bezeichnet ρ den wellenlängenabhängigen Reflektionsfaktor der Siliziumoberfläche, d_n die Dotierungstiefe der n-Diffusion,

$$l_n = \sqrt{(U_D + U) \frac{2\epsilon_{Si}}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)}} . \quad (\text{B.2})$$

die Ausdehnung der RLZ im n-Gebiet, wobei U die in Sperrichtung anliegende Spannung bezeichnet, und

$$l_p = \sqrt{(U_D + U) \frac{2\epsilon_{Si}}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}} . \quad (\text{B.3})$$

die Ausdehnung der RLZ im p-Gebiet [30]. Die Diffusionsspannung U_D ist hierbei gegeben durch:

$$U_D = U_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} . \quad (\text{B.4})$$

N_A , N_D und n_i bezeichnen die Akzeptorkonzentration im p-Gebiet, die Donatorkonzentration im n-Gebiet beziehungsweise die Eigenleitungskonzentration.

Ein im p-Gebiet unterhalb der RLZ erzeugtes Elektron-Loch Paar kann nur dann zum Photostrom beitragen, wenn es dem Minoritätsladungsträger (Elektron) gelingt, in den Bereich der RLZ zu diffundieren, um dann im elektrischen Feld der RLZ in das n-Gebiet zu driften. Die Berechnung des lokalen Quantenwirkungsgrades erfordert entsprechend [104] die Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung

$$D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + g(x) = 0$$

mit den Randbedingungen $n_p = n_{p0}$ für $x \rightarrow \infty$ und $n_p = 0$ für $x = d_n + l_p$. Hierbei bezeichnet D_n die Diffusionskonstante für Elektronen in Silizium, n_p die ortsabhängige Elektronenkonzentration im p-Gebiet, n_{p0} die Gleichgewichtskonzentration von Elektronen im p-Gebiet und τ_n die mittlere Lebensdauer von Elektronen im p-Gebiet. Mit Gleichung 3.27 erhält man für die Elektronen-Diffusionsstromdichte an der Stelle $x = d_n + l_p$ die Lösung

$$S_{n,\text{diff}} = \underbrace{e(1-\rho)E_p(0)\frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1}e^{-\alpha(d_n+l_p)}}_{S_{n,\text{diff,photo}}} + \underbrace{\frac{eD_n n_{p0}}{L_n}}_{S_{n,\text{diff,dark}}}, \quad (\text{B.5})$$

wobei der Bezugspfeil der Stromdichte in Sperrichtung zeigt und monochromatisches Licht vorausgesetzt wurde. Die gefundene Lösung setzt sich additiv aus einem zur einfallenden Photonenbestrahlungsstärke $E_p(0)$ proportionalen Diffusionsanteil der Photostromdichte, $S_{n,\text{diff,photo}}$, und einem Diffusionsanteil der Dunkelstromdichte, $S_{n,\text{diff,dark}}$, zusammen. Aus Gleichung B.5 ergibt sich schließlich der Quantenwirkungsgrad für das p-Gebiet unterhalb der RLZ (vertikaler pn-Übergang) zu

$$\eta_{p,v} = (1-\rho)\frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1}e^{-\alpha(d_n+l_p)}. \quad (\text{B.6})$$

Ein im n-Gebiet zwischen der inaktiven Schicht und der RLZ erzeugtes Elektron-Loch Paar kann nur dann zum Photostrom beitragen, wenn es dem Minoritätsladungsträger (Loch) gelingt, in den Bereich der RLZ zu diffundieren, um dann im elektrischen Feld der RLZ in das p-Gebiet zu driften. Zur Berechnung des lokalen Quantenwirkungsgrades wird die Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung für Minoritätsladungsträger im n-Gebiet

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + g(x) = 0$$

entsprechend [105] mit den zunächst allgemein gehaltenen Randbedingungen $p_n(x_1) = p_{n1}$ und $p_n(x_2) = p_{n2}$ bestimmt. Für die Diffusionsstromdichte an der Stelle $x = x_2$ ergeben sich mit $w = x_2 - x_1$ die beiden Anteile

$$S_{p,\text{diff,dark}} = \frac{eD_p}{L_p} \left[(p_1 - p_0) \sinh^{-1} \frac{w}{L_p} - (p_2 - p_0) \coth \frac{w}{L_p} \right] \quad (\text{B.7})$$

und

$$S_{p,\text{diff,photo}} = \frac{eD_p}{L_p} \left[p_{\text{opt},1} \sinh^{-1} \frac{w}{L_p} - p_{\text{opt},2} \left(\alpha L_p + \coth \frac{w}{L_p} \right) \right], \quad (\text{B.8})$$

wobei

$$p_{\text{opt},1} = (1-\rho)E_p(0)\frac{\alpha\tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1}e^{-\alpha x_1}, \quad p_{\text{opt},2} = p_{\text{opt},1}e^{-\alpha w}.$$

Bezeichnet man mit w den Abstand zwischen der inaktiven Schicht und der Raumladungszone (dieser beträgt bei einer n-Diffusion/p-Substrat Diode nur wenige hundert nm), so

können wegen $w \ll L_p$ in den Gleichungen B.7 und B.8 die Ausdrücke $\sinh^{-1}(w/L_p)$ und $\coth(w/L_p)$ in guter Näherung durch L_p/w ersetzt werden (Näherung für die Kurzbasisdiode). Für die Diffusionsströme erhält man damit:

$$S_{p,\text{diff,dark}} \approx \frac{e D_p}{w} (p_1 - p_2) \quad (\text{B.9})$$

und

$$S_{p,\text{diff,photo}} \approx e(1 - \rho) E_p(0) \frac{\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \frac{L_p}{w} \left[e^{-\alpha x_1} - e^{-\alpha x_2} (1 + \alpha w) \right]. \quad (\text{B.10})$$

Nimmt man an, daß die Löcherkonzentration am Rand der Raumladungszone gleich Null- und am Rand der inaktiven Schicht gleich der Gleichgewichtskonzentration p_{n0} ist, so ergibt sich schließlich für den Anteil der Dunkelstromdichte:

$$S_{p,\text{diff,dark}} \approx \frac{e D_p p_{n0}}{w}. \quad (\text{B.11})$$

Mit $x_1 = d_i$ (Tiefe der inaktiven Schicht) und $x_2 = d_n - l_n$ (Tiefe der n-Diffusion minus Ausdehnung der RLZ im n-Gebiet) erhält man aus Gleichung B.10 für das n-Gebiet zwischen inaktiver Schicht und RLZ den lokalen Quantenwirkungsgrad

$$\eta_{n,v} = (1 - \rho) \frac{\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \frac{L_p}{w} \left[e^{-\alpha d_i} - e^{-\alpha(d_n - l_n)} (1 + \alpha w) \right]. \quad (\text{B.12})$$

Der von außen meßbare externe Quantenwirkungsgrad ergibt sich damit zu $\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{rlz},v} + \eta_{n,v} + \eta_{p,v}$, wobei die Ausdrücke aus den Gleichungen B.1, B.6 und B.12 einzusetzen sind.