Anhang A

Berechnung der Quantenausbeute unter Berücksichtigung der Rekombination am Rückkontakt

Die Berechnung ist auf den eindimensionalen stationären Fall beschränkt. Zur Vereinfachung der Rechnung wird der Nullpunkt der x-Achse an die Grenzfläche zum Absorber gelegt. Der schematische Aufbau der Solarzelle mit den für die Berechnung verwendeten Bezeichnungen des Ortes x ist der Abb. A.1 zu entnehmen.

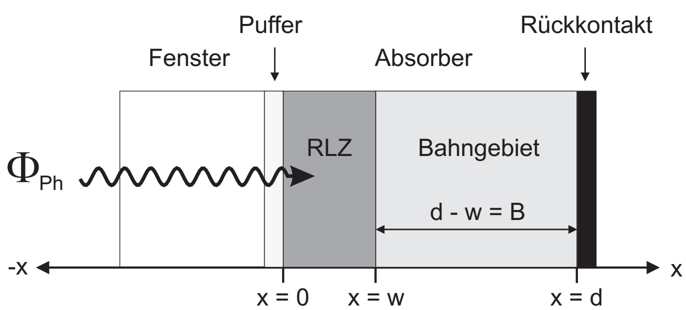

Abbildung A.1: *Schematische Darstellung des Schichtaufbaus der Solarzelle. Auf der x-Achse ist der Ort senkrecht zu Schichtstruktur aufgetragen.*

Zur Berechnung der Sammlung der photogenerierten Ladungsträger werden folgende Annahmen gemacht:

1. Die Generation von Ladungsträgern im Fenster und in der Pufferschicht wird vernachlässigt.

2. Es wird von Niedriginjektion ausgegangen, d.h. im Absorber gilt $n^* = \Delta n + n_0 \approx \Delta n \ll p_0$. n^* bezeichnet die Minoritätsladungsträgerkonzentration unter Beleuchtung, Δn die Überschußladungsträgerkonzentration und n_0 und p_0 die Minoritätsladungsträgerkonzentration, bzw. Majoritätsladungsträgerkonzentration im Dunkeln.

3. Alle in der Raumladungszone generierten Ladungsträger tragen zum Photostrom bei, d.h. Rekombination in der Raumladungszone und Rekombination an der Grenzfläche des Heteroübergangs wird vernachlässigt. Die Raumladungszone wird als unendliche Senke angesehen.

4. Alle im Bahngebiet generierten Ladungsträger, die in Raumladungszone diffundieren, tragen ebenfalls vollständig zum Photostrom bei. Der Beitrag des Dunkelstroms wird dabei vernachlässigt.

5. Die im Bahngebiet generierten Ladungsträger erreichen die Raumladungszone durch Diffusion. Die Rekombination im Bahngebiet wird durch die Diffusionslänge ausgedrückt.

6. Die Rekombinationsgeschwindigkeit am Rückkontakt wird als unendlich angenommen, $S = \infty$.

Da es sich bei dem Absorber der hier untersuchten Solarzellen um einen p-Halbleiter handelt wird nur der Strom der Elektronen betrachtet. Die Quantenausbeute setzt sich nach Annahme 1 und 4 - 3 aus den Elektronen zusammen, die in der Raumladungszone generiert werden und aus der Diffusionsstromdichte pro Elementarladung q der photogenerierten Elektronen, die aus dem Bahngebiet in die Raumladungszone diffundieren. Die Diffusionsstromdichte der Elektronen im Bahngebiet ($w < x < d$) wird mit der Diffusionskonstanten für die Elektronen D_n durch

$$j_n(x) = qD_n \frac{dn^*(x)}{dx}. \tag{A.1}$$

ausgedrückt. Hierbei ist $n^*(x)$ die Elektronenkonzentration unter Beleuchtung.

Für die Berechnung von $n^*(x)$ bzw. dn^*/dx muß man die Differenzialgleichung für den Gleichgewichtsfall von Generation, Sammlung und Rekombination für $n^*(x)$ aufstellen. Dazu geht man von der eindimensionalen Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{q}\frac{dj(x)}{dx} + \frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = 0 \tag{A.2}$$

aus. Die Änderung der Ladungsträgerkonzentration wird durch die Generationsrate und die Rekombinationsrate der Elektron-Lochpaare

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = R(x) - G(x) \tag{A.3}$$

beschrieben. Zusammen mit dem Ausdruck für die Stromdichte A.1 in die Kontinuitätsgleichung A.2 eingesetzt, ergibt

$$D_n \frac{d^2 n^*(x)}{d^2 x} - R(x) + G(x) = 0. \tag{A.4}$$

Mit Annahme 2 kann die Rekombinationsrate durch die Lebensdauer derÜberschußladungsträger der Elektronen τ_n mit

$$R(x) = \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} \tag{A.5}$$

ausgedrückt werden. Mit A.5 und $n^* = \Delta n + n_0 \approx \Delta n$ wird A.4 zu

$$D_n \frac{d^2 \Delta n(x)}{d^2 x} - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} + G(x) = 0. \tag{A.6}$$

Mit der Definition der Diffusionslänge

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \tag{A.7}$$

folgt schließlich die zu lösende Differenzialgleichung:

$$\frac{d^2 \Delta n(x)}{d^2 x} - \frac{\Delta n(x)}{L_n} + \frac{G(x)}{D_n} = 0 \tag{A.8}$$

Die Generationsrate $G(x, \lambda)$ wird durch

$$G(x, \lambda) = \Phi_{Ph} \Gamma(\lambda)\ \alpha_a(\lambda)\ \exp(-\alpha_a(\lambda) x) \tag{A.9}$$

beschrieben. In ihr geht die Wellenlängenabhängigkeit über den Absorptionskoeffizienten $\alpha_a(\lambda)$ des Absorbers und über die Wellenlängenabhängigkeit des in den Absorber eingestrahlten Lichtes $\Phi_{Ph}\Gamma(\lambda)$ ein. Φ_{Ph} ist dabei der auf die Zellen fallende Photonenfluß. $\Gamma(\lambda)$ faßt die optischen Verluste durch Reflexion r und durch Absorption im Fenster der Dicke d_f und im Puffer mit der Dicke d_p zusammen:

$$\Gamma(\lambda) = (1 - r) \exp(-\alpha_f(\lambda)\ d_f) \exp(-\alpha_p(\lambda)\ d_p) \tag{A.10}$$

Der Lösungsansatz für die homogene Differenzialgleichung von Gl. A.8 lautet

$$\Delta n_h(x) = A \exp\left(\frac{x}{L}\right) + B \exp\left(\frac{-x}{L}\right) \tag{A.11}$$

der für die partikulare

$$\Delta n_p(x) = C \exp(-\alpha_a\ x). \tag{A.12}$$

Damit lautet die allgemeine Lösung:

$$\Delta n(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_D}\right) + B \exp\left(\frac{-x}{L_D}\right) + C \exp(-\alpha_a\ x) \tag{A.13}$$

Durch Einsetzten der partikularen Lösung in die Differenzialgleichung A.8 erhält man für die Konstante C

$$C = \frac{\alpha_a L_D^2 \Phi_{Ph} \Gamma}{D_n (1 - \alpha_a^2\ L_D^2)} \tag{A.14}$$

Aus den oben aufgeführten Annahmen ergeben sich folgende Randbedingungen:

Aus Annahme 3 folgt, daß die Überschußladungsträgerkonzentration am Rand der Raumladungszone $x = w$ verschwindet

$$\Delta n(w) = 0 \tag{A.15}$$

und aus Annahme 6, daß die Überschußladungsträgerkonzentration am Rückkontakt $x = d$ verschwindet, d.h.

$$\Delta n(d) = 0 \tag{A.16}$$

Die die daraus bestimmten Konstanten A und B lauten:

$$A = C\ \frac{\exp(\frac{w}{L_D} - \alpha_a w) - \exp(\frac{d}{L_D} - \alpha_a d)}{\exp(2\frac{d}{L_D}) - \exp(2\frac{w}{L_D})} \tag{A.17}$$

$$B = C\ \frac{\exp(-\frac{w}{L_D} - \alpha_a w) - \exp(-\frac{d}{L_D} - \alpha_a d)}{\exp(-2\frac{d}{L_D}) - \exp(-2\frac{w}{L_D})} \tag{A.18}$$

Wie oben erwähnt setzt sich die Quantenausbeute aus der Anzahl der Elektronen zusammen, die in der Raumladungszone generiert werden pro Anzahl der einfallenden Photonen Φ_{Ph}

$$\Gamma(1 - \exp(-\alpha_a(\lambda)\ w) \tag{A.19}$$

und der Anzahl der photogenerierten Elektronen aus dem Bahngebiet, die die Raumladungszone erreichen, also am Ort $x = w$ pro Anzahl der einfallenden Photonen Φ_{Ph}

$$\frac{D_n}{\Phi_{Ph}}\ \frac{d\Delta n(x)}{dx}|_{x=w}. \tag{A.20}$$

$$\rightarrow Q(\lambda) = \Gamma\ (1 - \exp(-\alpha_a(\lambda)w)\ +\ \frac{D_n}{\Phi_{Ph}}\ \frac{d\Delta n(x)}{dx}|_{x=w} \tag{A.21}$$

Mit der Lösung der Differenzialgleichung A.13 folgt:

$$\frac{d\Delta n(x)}{dx} = \frac{A}{L_D}\exp\left(\frac{x}{L_D}\right) - \frac{B}{L_D}\exp\left(\frac{-x}{L_D}\right) - C\alpha_a\ \exp(-\alpha_a\ x) \tag{A.22}$$

Durch Einsetzten der Konstanten A, B und C in A.22 erhält man für A.21

$$Q(\lambda) = K\left[1 - exp(-\alpha_a w)\left(1 + \frac{\alpha_a^2 L_D^2}{1 - \alpha_a^2 L_D^2} - \frac{\alpha_a L_D}{1 - \alpha_a^2 L_D^2}\ \frac{\cosh\left(\frac{B}{L_D}\right) - \exp(-\alpha_a B)}{\sinh\left(\frac{B}{L_D}\right)}\right)\right] \tag{A.23}$$

Der Vorfaktor K beschreibt zum einen die Verluste Γ, die durch das Fenster verursacht werden und zum anderen Verluste, die durch Rekombination in der Raumladungszone , sowie durch Rekombination an der Grenzfläche zum Puffer entstehen.

Für den Fall $L_D \ll d_a$ vereinfacht sich Gl. A.23 zu

$$Q(\lambda) = K\left(1 - \frac{exp(-\alpha_a w)}{1 + \alpha_a L_D}\right) \tag{A.24}$$

Betrachtet man den Nenner des Ausdrucks als eine Näherung der Taylorentwicklung der Exponentialfunktion, dann vereinfacht sich der Ausdruck wiederum zu

$$Q(\lambda) = K(1 - exp(-\alpha_a L_{eff})) \tag{A.25}$$

mit $L_{eff} = w + L_D$.