

## 3.2 Solarzellsimulation

Von der University of New South Wales gibt es ein recht detailliertes Programm zur Simulation von Solarzellen. Es ist kostenlos und heißt PC1D. Installieren Sie einfach das Programm bei sich und "spielen" Sie mit den Parametern!

Genau das wollen wir nun auch machen und die Ergebnisse des Schnelldurchgangs durch die kristalline Zelle "abklopfen".

### 3.2.1 Die Ladungsträgerdichte der Diode

Das Beispiel "Diode.pcm" ist eine Diode mit 1µm n-Halbleiter:  $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$   
3µm p- " :  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

der intrinsischen Konzentration  $n_i \approx 2.6 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$

Stellen Sie sicher, daß die angelegte Spannung  $V_a = 0$  gesetzt ist! Siehe Blatt 18 der letzten Vorlesung (Fig 4.4) erwarten wir, daß in der p-Region gilt:

$$p = N_A$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_A}$$

gleichfalls in der n-Region mit exponentiellem Übergang

zwischen den Bereichen, da  $n$  bzw  $p$  exponentiell von  $E_V - E_F$  bzw  $E_C - E_F$  abhängt und in der Übergangszone diese Differenzen geändert werden (als Funktion von Ort) [Siehe Blatt 16, Fig 4.3] von letztem Mal.

In der Tat finden wir in der Simulation

$$\frac{n_i^2}{N_D} = 6.8 \cdot 10^{-5} \quad ; \quad \frac{n_i^2}{N_A} = 6.8 \cdot 10^{-4}$$

### 3.2.2 Minority Carrier Injection

Nach ein wenig Rechnung, die wir zu diesem Zeitpunkt nicht machen wollen, findet man, daß die Minoritätladungsträger am Rande der Verarmungszone exponentiell von einer äußeren angelegten Spannung ~~ab~~ abhängt:

$$n(x = \text{Rand der Verarmungszone p-seitig}) \propto e^{\frac{qV_a}{kT}}$$

Mit  $T = 300 \text{ K}$ ;  $k_B = \frac{1}{11000} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$  wählen wir

z.B.  $V_a = 0.3 \text{ V}$ :  $\frac{qV_a}{kT} = \frac{0.3 \text{ eV}}{300 \frac{1}{11000} \frac{\text{eV}}{\text{K}}} = 11$

$$\rightarrow e'' \approx 6 \cdot 10^4$$

$$\text{und wir erwarten für } \rho = \frac{n_i^2}{N_D} \cdot e'' \approx 4 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{bzw. } n = \frac{n_i^2}{N_A} \cdot e'' \approx 40 \text{ cm}^{-3}$$

Was in der Simulation auch schön bestätigt wird.

Nebenbei ~~beachtet~~ beachtet, durch den raschen Abfall von  
z. B.  $n = N_D \rightarrow n = \frac{n_i^2}{N_A}$  in der Verarmungszone  
entsteht natürlich gerade die Raumladung, denn die  
 $N_D$  Phosphorimpfe sind nicht länger von  $N_D = n$   
 $e^-$  abgeschirmt, sondern von exponentiell weniger  
bedeutenden  $n$ , so daß  $N_D$  positive Ladungen übrig  
bleiben (siehe Blatt 19, Figur 4.5).

### 3.2.3 Elektrisches Feld in der Raumladungszone

Schauen wir nochmals auf Figur 4.5:

Es bildet sich nun also eine Raumladungszone mit

$S = qN_A$  auf der p-Seite und  $S = qN_D$  auf der  
n-Seite. Die Breiten  $l_p$  und  $l_n$  in denen  $S$  diese  
Werte hat kann man sozusagen Pa rückwärts

berechnen und zwar so:

① Wir wissen, daß (Fig 4.3)

$$\psi_0 = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

Setzen wir die Einfachheit  $N_A = N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (?) .

Dann ist

$$\psi_0 = \frac{300\text{K} \cdot 11000^{-1} \text{ eV/K} \cdot T}{q} \ln \left( \frac{10^{34}}{(2.6 \cdot 10^6)^2} \right)$$

$$= 0.027 \cdot 48.7 \text{ V}$$

$$= \underline{\underline{1.33 \text{ V}}}$$

② Anhand von Fig 4.5 sieht man, daß

$$\psi_0 = V(\infty) - V(-\infty)$$

$$= V(x_n) - V(x_p)$$

$$= \text{Fläche unter } \psi\text{-Kurve}$$

$$= -\frac{1}{2} (x_n - x_p) \psi_{\text{max}}$$

$$\underbrace{\hspace{2cm}}_{\equiv W} \text{ (weite der Verarmungszone)}$$

$$= \underline{\underline{-\frac{1}{2} W \psi_{\text{max}}}}$$

④

③  $f_{\max}$  ist aber durch die Gleichung

$$\frac{df}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \text{ gegeben.}$$

$$\begin{aligned} f_{\max} &= \int_{x_p}^0 \frac{df}{dx} dx = -\frac{q}{\epsilon} N_A (0 - x_p) \\ &= \frac{q N_A}{\epsilon} x_p \end{aligned}$$

Da  $N_D = N_A$  ist aus Symmetriegründen  $W = 2x_p$ .

$$W = 2x_p \Rightarrow \underline{\underline{f_{\max} = \frac{q N_A}{\epsilon} \frac{1}{2} W}}$$

Und aus ②:

$$f_{\max} = -\frac{2\psi_0}{W} \quad \text{Somit aus ③: } f_{\max} = \frac{q N_A}{\epsilon} \frac{1}{2} W$$

$$\Rightarrow -\frac{2\psi_0}{W} = \frac{1}{2} \frac{q N_A}{\epsilon} W$$

$$\Rightarrow \cancel{W^2} = -\frac{4 \cdot q \psi_0 N_A}{\epsilon} \quad W^2 = -\frac{4 \epsilon \psi_0}{q N_A}$$

$$\text{wobei: } \epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 = 13.2 \cdot 8.9 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$$

$$q = -1.6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

$$N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3} = 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

⑤

Und somit

$$W = \left[ \frac{4 \cdot 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ As } (V_{im})^{-1} \cdot 1.3 \text{ V}}{1.6 \text{ As} \cdot 10^{-19} \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}} \right]^{1/2}$$

$$= \left[ \frac{6.2 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2}{1.6 \cdot 10^4} \right]^{1/2}$$

$$= \sqrt{3.9 \cdot 10^{-14}} \text{ m} = \underline{\underline{0.20 \mu\text{m}}}$$

$f_{max}$  ist aber  $f_{max} = - \frac{240}{W} = -133 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$

In der Simulation erhalte ich  $f_{max} = 130 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$  (das Vorzeichen ist Definitionsache)

### 3.2.4 Die Solarzelle in der Simulation

Die Datei "Pvcell.pru" enthält das Modell einer Solarzelle. Dabei wird die I-V Kurve durchgeführt

Ändern wir hier (und Sie bitte auch!) einige

Parameter, z.B.:

- $\tau_n$  und  $\tau_p$ , die Lebensdauer von  $e^-$  und Löchern im Kristall selbst durch Rekombination. Dies ist der Effekt von "schlechterem" Wafermaterial
- Die Dicke der Zelle von  $300\mu\text{m} \rightarrow 100\mu\text{m} \rightarrow 10\mu\text{m}$
- Wir schauen die Dotierungskonzentration an
- Wir schauen den  $e^-$ -Loch Generation + Recombination

Plot an. Achtung: die Funktionen sind da Integral bis zur jeweiligen Position? Was ist bei peak doping  $1.5 \cdot 10^{20}$  ( $\approx 30 \Omega/\text{sq}$ ) bzw.  $3.5 \cdot 10^{20}$  ( $\approx 40 \Omega/\text{sq}$ )?

- Anti-Reflex-Beschichtung
- Temperatur