zu Kapitel 3.4.3, Lösung der Minoritäten Diffusionsgln:

Am Ende wird der Trick zur Herleitung der Stromdichte als Funktion der Spannung V darin bestehen, daß man I in die Komponenten $J_n$ und $J_p$ zerlegt:

$$I = A\left[J_p(x) + J_n(x)\right] \quad \text{mit } A = \text{Fläche}.$$

Mittels der Minoritätendiffusionsströme besorgt man sich nun die Minoritätenströme am Rand der Raumladungszone: p im N, n im P Bereich.

Vernachlässigt man dann Rekombination + Erzeugung innerhalb der Raumladungszone (was das Handbook nicht macht), so bleibt der Strom der $e^\ominus$ und Löcher über die Raumladungszone gleich, denn die Kontinuitätsgleichung sagt ja:

$$\frac{d}{dx} J_p = q\left(G - R_p\right) = 0 \quad \text{(wenn vernachlässigt).}$$

Daher ist $J_p(-x_N) \approx J_p(x_p)$

und man hat sich somit den Gesamtstrom aus $2\times$ Minoritätenstrom bei jeweils $-x_N$ und $x_p$ besorgt:

$$I = A[J_p(x_p) + J_n(x_p)]$$
$$\simeq A[J_p(-x_N) + J_n(x_p)]$$

Um den Diffusionsstrom der Minoritäten bei $-x_N$ und $x_p$ nun aber zu berechnen braucht man das Konzentrationsprofil in dieser Umgebung, denn der Diffusionsstrom folgt ja dem Gradienten der Konzentration.

Mit $L_p^2 \equiv \tau_p D_p$ ist (3.106) sichtlich eine Lösung der Minority-Carrier-Diffusion Equation (3.80).

Als Randbedingungen hat man nun exemplarisch

für $\Delta p_N$:
$$\frac{d\Delta p(-W_N)}{dx} = \frac{S_{EFF}}{D_p}\,\Delta p(-W_N)$$

und
$$\Delta p_N(-x_N) = p_N(-x_N) - p_N^0(-x_N)$$

$$= \underbrace{\frac{n_i^2}{N_D}\, e^{qV/kT}}_{\text{aus (3.103)}} - \underbrace{p_N^0(-x_N)}_{= \frac{n_i^2}{N_D}}$$

$$= p_N^0(-x_N)\left[e^{qV/kT} - 1\right]$$

$$= \frac{n_i^2}{N_D}\left[e^{qV/kT} - 1\right]$$

$p_N(x)$ ergibt sich aus $\Delta p_N(x)$ einfach durch Addition von $p_N^0(x)$. Damit hat man dann also $p_N(x)$ und $n_P(x)$ für die beiden Gebiete, daraus den Strom und es erklärt ~~den Diodenfaktor~~ die typische Diodenkennlinie der Form $\left[e^{qV/kT} - 1\right]$.

Um die spezielle Lösung $\Delta p_N'$ zu verstehen,

Schreibe

$$\Delta p_N'(x) = -(1-s)\int \frac{\tau_p}{L_p^2\lambda^2-1}\,[1-r(\lambda)]\,f(\lambda)\alpha(\lambda)\,e^{-\alpha(x+\omega_N)}\,d\lambda$$

als

$$\Delta p_N'(x) = \int \frac{\tau_p}{\alpha^2 L_p^2-1}\,\Theta(\lambda)\,e^{-\alpha\{x\}}\,d\lambda$$

mit Abkürzung $\Theta(\lambda) \equiv -(1-s)[1-r(\lambda)]f(\lambda)\alpha(\lambda)e^{-\alpha\omega_N}$

Setze in Minority-Carrier-Diffusion equation ein:

$$L_p^2\int \frac{\tau_p\cdot\alpha^2}{\alpha^2L_p^2-1}\,\Theta(\lambda)e^{-\alpha x}d\lambda - \int\frac{\tau_p}{\alpha^2L_p^2-1}\,\Theta(\lambda)e^{-\alpha x}d\lambda$$

$$\overset{!}{=} -\tau_p\int \Theta(\lambda)e^{-\alpha x}d\lambda$$

$$\Rightarrow \tau_p\int \cancel{\frac{L_p^2\alpha^2-1}{L_p^2\alpha^2-1}}\,\Theta(\lambda)e^{-\alpha x}d\lambda \overset{!}{=} \tau_p\int\Theta(\lambda)e^{-\alpha x}d\lambda$$

q.e.d.

d.h. $G(x)=\text{const}$ entspricht $\frac{1}{\alpha^2L_p^2-1} \to 1$ !

zu 3.119 bis 3.125:

Die Ausdrücke 3.119 bis 3.125 wirken sehr beeindruckend, was aber nur daher kommt, daß die $e^{\ominus}$-Loch Erzeugung Ortsabhängig, d.h. $\alpha(\lambda)$ korrekt betrachtet wurde und die Oberflächen der Zellen korrekt durch Oberflächenrekombinationen $S_{eff}$ beschrieben, sowie endlich dicke Zellen, d.h. $W_N$ und $W_P < \infty$ angenommen wurden.

Vereinfachen wir dies in (3.120), d.h.

$$\Delta p'(-W_N) \rightarrow \Delta p'(-\infty) \rightarrow 0$$

$(S_{F,eff} \rightarrow \infty$, aber wir fordern $S_{F,eff} \cdot \Delta p'(-W_N) \rightarrow 0$,

d.h. $S_{F,eff}$ wird groß, aber das Produkt geht trotzdem gegen 0.

Außerdem ist für $G(x) = const$ die spezielle Lösung $\Delta p_N'(x)$ ja einfach

$$\Delta p_N'(x) = -\tau_p G = \text{const}$$

d.h. $$\frac{d\Delta p_N'(x)}{dx} = 0$$

somit wird aus (3.120):

$$I_{SCN} = qAD_p \frac{\Delta p_N'(-x_N)\, T_{p1}}{L_p T_{p2}}$$

$$= -q\frac{AD_p \tau_p G}{L_p} \frac{T_{p1}}{T_{p2}}$$

Die beiden Geometriefaktoren verhalten sich für $S_{F,eff} \to \infty$, $W_N \to \infty$ nun:

$$\lim_{\substack{S_{F,eff}\to\infty \\ W_N\to\infty}} \frac{T_{p1}}{T_{p2}} = \lim_{W_N\to\infty} \frac{\cosh W_N}{\sinh W_N} = \lim_{W_N\to\infty} \frac{e^{W_N}+e^{-W_N}}{e^{W_N}-e^{-W_N}}$$

$$= \lim_{W_N\to\infty} \frac{e^{W_N}}{e^{W_N}} = 1$$

Also wird $I_{SCN} = -qA\frac{D_p \tau_p}{L_p} G$

$$= -qAG \cdot \frac{L_p^2}{L_p}$$

$$= -qAGL_p$$

Analog für $I_{SCP}$:

$$I_{SCP} = -qAGL_n$$

Und $J_D$ kommt ja aus (3.115) als

$$J_D = q \int_{-x_N}^{x_p} G(x)\,dx$$

Was für $G(x) = \text{const}$ schlicht $J_D = qGW_D$

mit $W_D = x_N + x_p$ wird.

Leider irgendwo (Konventionen?) ein relatives (−) Zeichen aufgetaucht. Anwenden korrektes Ergebnis:

$$I_{SC} = qAG\left[L_n + W_D + L_p\right]$$

einleuchtend, da Strom von $e^{\ominus}$ + Löchern innerhalb einer Diffusionslänge + Raumladungszone herrührt.