

5-3-2 pn 接合の拡散電流(つづき)

正孔による電流

導出した正孔密度(5.51)式より正孔電流密度 J_p を求める。電流密度の式は 4-6 節の(4.29)式より

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p(x)}{\partial x} \quad \cdots(5.52)$$

であるので、 $p(x)$ を代入して微分すると

$$J_p = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \frac{\cosh\left(\frac{(W-x)}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)}$$

となる。接合部 $x=0$ での電流密度は

$$J_p = \frac{qD_p p_n}{L_p} \frac{1}{\tanh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad \cdots(5.54)$$

(1) $W \gg L_p$ (n 領域が十分に長い場合) のとき

$\tanh(W/L_p) \cong 1$ であるので、(5.54)式は

$$J_p \cong \frac{qD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad \cdots(5.55)$$

となる。電子による電流密度 J_n も同様に

$$J_n \cong \frac{qD_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad \cdots(5.56)$$

と求めることができる。これより、接合部を流れる全電流 I は、接合面積 $S \times (J_p + J_n)$ であるので

$$\begin{aligned} I &= S(J_p + J_n) = qS \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \\ &= I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad \cdots(5.57)$$

となる。この式より、電流が少数キャリア密度(p_n, n_p)と拡散定数(D_n, D_p)、拡散距離(L_n, L_p)で決まることがわかる。

(2) $W \ll L_p$ (n 領域が短い場合) のとき

$\tanh(W/L_p) \cong W/L_p$ であるので、(5.54)式は

$$J_p \cong \frac{qD_p p_n}{W} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad \cdots(5.59)$$

となる。このとき、n 領域が短いため、n 領域に入ったキャリアは衝突の前に n 領域を通過してしまうことになる。この例としては、ベース領域が非常に薄い接合トランジスタがある(7 章)。

5-3-3 順電流および逆電流

・順バイアス電圧($V \gg 1$) のとき

十分大きな順電圧を掛けると、 $\exp(qV/kT) \gg 1$ となるので流れる電流は

$$I \cong I_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad \cdots(5.60)$$

となり、電流は指数関数的に増加することがわかる。

・逆バイアス電圧($V \ll 0$) のとき

このとき、 $\exp(qV/kT) \rightarrow 0$ であるので電流は $I \approx -I_s$ となり、印加電圧 V に関係なく一定値になる。この電流を「**飽和電流 saturation current**」という。

5-3-4 発生再結合電流

実際の pn 接合に流れる電流は、必ずしも導出した電流の式に従わない。これは空乏層内でキャリアの再結合が行われているためで再結合に伴う電流(再結合電流)が発生する。

・空乏層内でのキャリアの対消滅

pn 接合に電流が流れるには接合面を通して少数キャリアが注入されなくてはならない。低い順電圧では再結合電流が支配的となる。一方、高い電圧では注入されるキャリアが多く拡散電流が支配的となる。pn 接合を流れる電流は以下の式で表される。

$$I \propto \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$

ここで、再結合電流が支配的なときは $n=2$ となり、拡散電流が支配的なときは $n=1$ となる(理想ダイオード)。Fig.1 に pn 接合の順方向電圧-電流特性を示す。電流が大きい領域で特性が曲がっているのは直列抵抗の電圧降下が現れているためである。

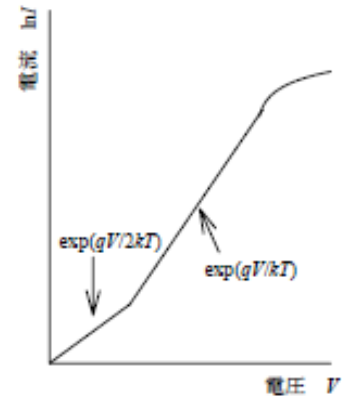


Fig.1 電圧-電流特性

・空乏層内でのキャリアの対生成

逆バイアス印加時では空乏層の幅が広がるため、対生成によるキャリアの発生確率が増加する。この生成されたキャリアによる電流のため、逆方向の電流は飽和せずに増大する。

5-3-5 逆電圧降伏

実際の pn 接合では逆方向に大きな電圧を印加すると急激に大きな電流が流れる。この現象を**逆電圧降伏**といい、降伏が始まる電圧を**降伏電圧**という。

・電子雪崩降伏 avalanche breakdown

遷移領域中を通過する電子は大きな逆電圧によって加速され大きなエネルギーを持つ。この電子が結晶原子と衝突して原子内の価電子を励起して電子・正孔対を生成する。生成されたキャリアもまた加速して同じように原子から電子を引き離すため、ネズミ算式にキャリアが増加する。この機構を**電子雪崩**という。

$$I = \frac{I_s}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^m}$$

・ツェナ降伏 Zener breakdown

逆電圧が大きくなると、遷移領域での p 領域の価電子帯と n 領域の伝導帯との距離が近くなり、p 領域価電子帯の電子が量子力学的な**トンネル効果**により n 領域伝導帯に通り抜けるようになる。トンネル効果による電流の増大を**ツェナ降伏**という。

半導体の不純物密度が高い場合は、遷移領域の幅は小さくなるのでツェナ降伏の方が起きやすくなる。反対に、不純物密度が低い場合は、遷移領域の幅が広がるのでツェナ降伏が生じにくくなり、電子雪崩降伏が支配的となる。Fig.2 に雪崩及びツェナ降伏の温度依存性を示す。一般に温度が高くなると禁制帯幅 E_g は小さくなり、トンネル現象が生じやすくなる。また、温度の増大に従って格子振動が激しくなりキャリアの移動度が小さくなるため、電子雪崩は起きにくくなる。

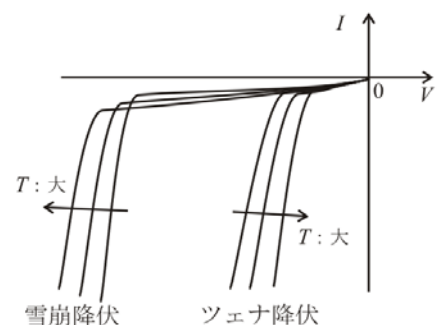


Fig.2 降伏現象の温度依存