8-3　電圧電流特性

ショットキー障壁の電流輸送機構は、空乏層の厚さ d とキャリアの平均自由行程 l の大小関係により異なるモデルで説明される。

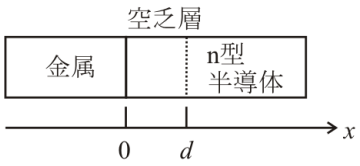

Fig.1　座標

$d>>l$　のとき、Mott の拡散理論（diffusion theory）

$d<<l$　のとき、Bethe のダイオード理論（diode theory）

Si などの半導体を用いた金属-半導体接触の整流特性はダイオード理論で表わされる。

(1)拡散理論

金属-半導体接触では、空乏層の多数キャリア数と空乏層外の半導体内部の多数キャリア数の密度差によって拡散電流が流れる。障壁を流れる電流密度 J は次のようになる（結果のみ示す）。

$$J = qN_D\mu_n\left(\frac{2qN_D}{\varepsilon}(V_D - V)\right)^{1/2} e^{-\frac{qV_D}{kT}}\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right)$$

この場合、逆電圧印加(V<0)では電流密度 J は $J \propto (V_D - V)^{1/2}$ より V によって増加することになり、逆電流の飽和特性は現れない。

(2)ダイオード理論（エミッションモデル）

・n 形半導体 → 金属　への電子電流：J_{SM}

障壁 $q(V_D\text{-}V)$を越えられるだけのエネルギーを持つ電子による電流。半導体側から見た障壁高さは印加電圧によって変化する。

$$J_{SM} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}\right) T^2 e^{-\frac{\phi_S - \chi_S}{kT}} e^{\frac{q(V_D - V)}{kT}}$$

$$= A^* T^2 e^{-\frac{\phi_B}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} = 120\ [\mathrm{A/cm^2K^2}]\quad \text{Richardson constant}$$

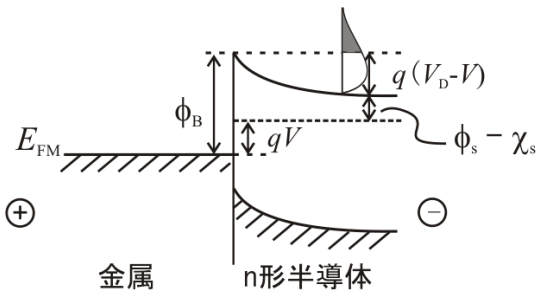

Fig.2　接触バンド図

・金属 → n 形半導体への電子電流：J_{MS}

障壁ϕ_B を越えられるだけのエネルギーを持つ電子による電流。ϕ_B は印加電圧によって変化しないので電流は一定となる。

$$J_{MS} = -A^* T^2 e^{-\frac{\phi_B}{kT}}$$

よって、全電流は

$$J_T = J_{SM} + J_{MS} = A^* T^2 e^{-\frac{\phi_B}{kT}}\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) = j_0\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right)$$

ここで、J_S は飽和電流である。電圧-電流特性は Fig.3 のようになり整流性を持つ。

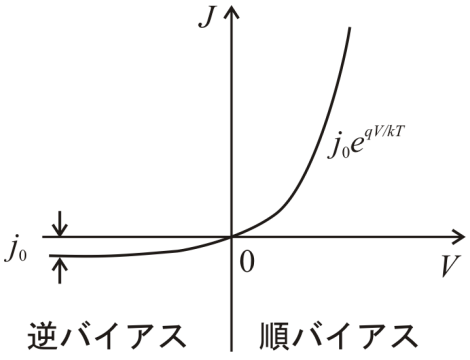

Fig.3　電流-電圧特性

8-4　電圧-容量特性

逆バイアス電圧を印加した場合の空乏層の幅dは(8.3)式より

$$d=\sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}\left(V_D-D\right)} \qquad \cdots(8.5)$$

で表わされる。空乏層内に蓄積される全電荷Qは

$$Q=qV_Dd=\sqrt{2\varepsilon qN_D\left(V_D-D\right)}$$

となる。これより、単位面積当たりの静電容量Cは

$$C=\left|\frac{dQ}{dV}\right|=\sqrt{\frac{\varepsilon qN_D}{2\left(V_D-D\right)}}=\frac{\varepsilon}{d} \qquad \cdots(8.6)$$

となる。静電容量Cと印加電圧Vの関係は

$$\frac{1}{C^2}=\frac{2\left(V_D-D\right)}{\varepsilon qN_D}$$

となることから、Fig.4 に示す特性となる。すなわち、特性直線を$1/C^2=0$まで伸ばす（外挿という）と、そのときの電圧値が拡散電位となる。

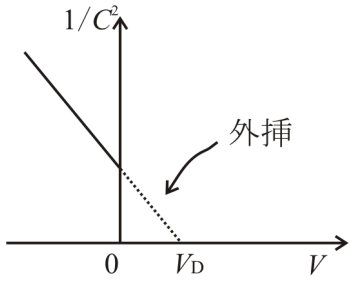

Fig.4　電圧-容量特性