

6-2-2 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 の関係の大小により異なるモデルで説明される。

$d \gg l$ のとき、拡散モデル (diffusion model)

$d \ll l$ のとき、エミッションモデル (emission model)

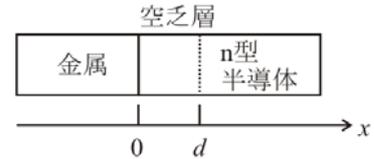


Fig.1 座標

金属-n 形半導体接触の 1 次元モデルで考える。

(1) 拡散モデル

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)。

$$J = qN_D\mu_n \left(\frac{2qN_D}{\epsilon_r\epsilon_0} (V_D - V) \right)^{1/2} e^{-\frac{qV_D}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad \dots (6.11)$$

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

(2) エミッションモデル (ペーテのダイオード理論)

通常の半導体では、以下のエミッションモデルが適用される。

・ n 形半導体 → 金属 への電子電流 : J_{SM}

障壁 $q(V_D - V)$ 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。

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

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

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

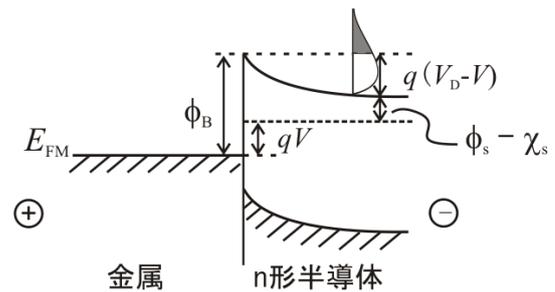


Fig.2 接触バンド図

・ 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

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

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。実際には、次に説明する電子の鏡像効果を考慮する必要がある。

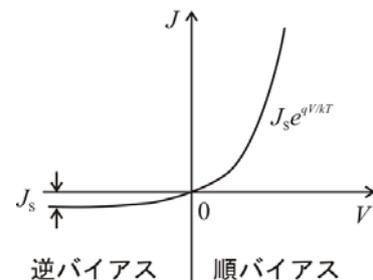
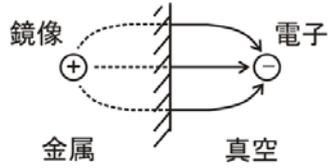


Fig.3 電流-電圧特性

・理想状態からのずれ



「鏡像効果」……実際の金属-半導体接触では、鏡像力(image force)の影響により障壁の高さが少し低くなる(Fig.4)。

○真空と金属の界面における鏡像効果

表面付近での静電ポテンシャル $\phi(x)$

$$\phi(x) = -\frac{1}{q} \int_{\infty}^x f dx = \frac{-q}{16\pi\epsilon_0 x}$$

電圧 E 印加により

$$\phi(x) = -\frac{q}{16\pi\epsilon_0 x} - Ex$$

$\Delta\phi$ だけ障壁が低下する。

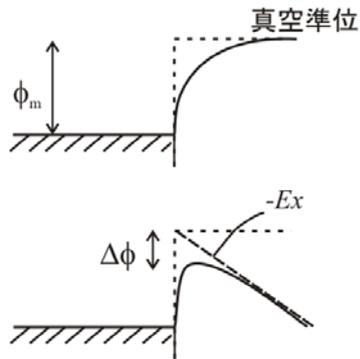


Fig.4 金属-真空界面における鏡像効果

ショットキー障壁（金属-半導体接触）では Fig.5 の様な鏡像力による障壁の低下がある。

この他、表面準位や表面の酸化膜などが理想状態からのずれの要因となる。これらの要因を考慮して、実際の金属-半導体接触における順方向電流は次の様に表される。

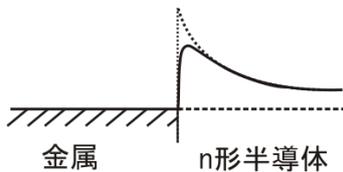


Fig.5 鏡像力によるショットキー障壁の低下

$$J \propto e^{\frac{qV}{nkT}}$$

n : ideality factor