



第6章 ホモ・ヘテロ接合

以上、半導体の一般的なバルクの性質について見てきた。以下では空間構造を持つ半導体中の物理現象，素子としての動作などについて見ていこう。

6.1 pn ホモ接合の電気・光学特性

pn 接合は，半導体がデバイスとして電子回路中で機能を発揮できる，嚆矢となったものである。なぜこのようなものが考えられたのか，については，[1] などをご覧いただきたい (例により絶版であるが)。

6.1.1 平衡状態

文字通り p 型半導体と n 型半導体を接合したものが pn 接合で，ここでは p 型と n 型に同種の半導体を使うホモ接合のみを考える。n 型半導体には電子が多量に存在し，p 型は正孔がそうであるから，エントロピー S を増加させよう，という変化の動力から，電子が p 型へ，正孔が n 型へ，という拡散が考えられる。ところが，拡散により p 型半導体が負に，n 型半導体が正に帯電して接合界面に正負の電気二重層 (電荷空乏層) が生じ，電場が発生するため，拡散は内部エネルギー U を増加させる。平衡状態では自由エネルギー $U - TS$ が極小値を取るように二重層幅が決まる。

急峻接合 (図 6.1) で，空乏層中のキャリアは非常に少ない (n_i 程度)，という簡単なモデルを考える。空乏層によって pn 半導体間にかかる電圧を V_{bi} とすると，n 層から p 層に電子 1 個が移動する際のエネルギー増加は eV_{bi} である。式 (3.19) で見たように，n 層中の電子濃度は $n_n \sim N_D$ ，p 層中では半導体方程式より $n_p \sim n_i^2/N_A$ である。今，サイト数 N の箱 2 個に $N_{1,2}$ 個の電子をそれぞれ入れた場合の場合の数は $W = {}_N C_{N_1} {}_N C_{N_2}$ で，数の変化は箱間の電子のやり取りのみ考えると， $dN_1 = -dN_2$ で， $N \gg N_{1,2}$ の場合， $d(\ln W) \approx \ln(N_2/N_1)dN_1$ である (気体の混合エントロピー)。これを上記 n 層，p 層に適用し ($dN_1 = -1$ ， $N_1 = n_n$ ， $N_2 = n_p$)，平衡状態で自由エネルギーが極値を取る条件 $d(U - TS)/dn_n = 0$ より，

$$eV_{bi} = k_B T \ln \frac{n_n}{n_p} \sim k_B T \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} = E_g - k_B T \ln \frac{N_c N_v}{N_D N_A} \quad (6.1)$$

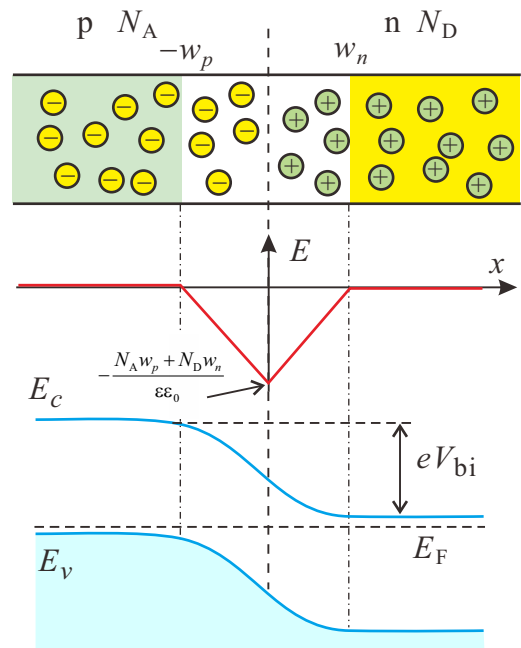


図 6.1 (a) 急峻な pn 接合の模式図. (b) 空乏層領域にかかる電場 $E(x)$. x の正方向を電場の正の向きに取った. (c) pn 接合のバンドダイアグラム.

が得られる ($n_n \sim N_D$, $p_p \sim N_A$ とした).

平衡状態で化学ポテンシャル (フェルミ準位) が接合を通して一定で空間座標によらないこと, 接合より遠くでは p , n それぞれバルクと同じ状態になっているはずであることから図 6.1(c) のようなバンド図が描ける. 空乏層厚を図のように, それぞれ w_p , w_n とすると, 空乏層内電場 $E(x)$ は

$$-\epsilon\epsilon_0 E(x) = N_A(2x + w_p) + N_D w_n \quad (x < 0), \quad N_A w_p + N_D(w_n - 2x) \quad (x \geq 0) \quad (6.2)$$

である (ϵ は比誘電率) から, V_{bi} は次のように表される.

$$V_{bi} = \int_{-w_p}^{w_n} (-E(x)) dx = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (N_D + N_A) w_n w_p = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (N_D + N_A) \frac{N_D}{N_A} w_n^2 \quad \because w_n N_D = w_p N_A. \quad (6.3)$$

式 (6.1), (6.3) よりドーブ濃度と空乏層厚の関係が得られる.

6.1.2 電流電圧特性

以上のように, 平衡状態の pn 接合はエントロピーと内部エネルギーとの競合によって接合を流れる電流がゼロとなっているので, このバランスを崩すことで電流が流れる状態が生じる. エントロピーを変化させる代表的手段が**少数キャリア注入** (injection of minority carriers) であり, 一方内部エネルギーは外部電圧で変化させることができる. 少数キャリア注入は, 文字通り外的要因によってダイナミックに少数キャリア数を増やすことであり, 少数キャリア注入が生じている時は, 半導体方程式 $np = n_i^2$ はそのままでは成立しなくなる. このような場合でも, 準フェルミ準位を導入することで, 電子, 正孔を準熱平衡的に扱い, 分布関数から Boltzmann 方程式を経由してキャリア流を考えることができる. 半導体方程式も変形して考えることができる. また, 「原因」として外部電圧を与えた場合でも, 電流によって少数キャリア注入が生じる. ここでは, 外部電圧を与えた場合にどのように電流が流れるかを考える.

まず外部電圧 V の影響について, 以下のように簡単なモデルを考える. 空乏層以外での電圧降下を無視して V はすべて空乏層にかかるとする. また, 接合より十分離れた領域では電流は多数キャリアにより運ばれ, 多数キャリア濃度は十分高く電流が流れていても化学ポテンシャルの空間変化は無視できるものとする. 空乏層近傍では上記内部エネルギーとエントロピーの平衡が破れているため, キャリアの流れが発生する. V が V_{bi} と逆方向にかかった場合, p , n 各層の多数キャリアは, 反対側の層へ流れ込み, 空乏層端に少数キャリアの電気的な注入現象が生じる. 注入された少数キャリアは空乏層から離れる方向に拡散して行くが, 反対符号の電荷を持つ多数キャリアと再結合を起こして消滅する. 拡散再結合過程により各層中で少数キャリア濃度は指数関数的に変化する.

上記モデルで, x 座標一定の (ネットな流れのない) yz 平面内で各キャリア内では相互作用のため準熱平衡が成立していると考え, キャリア種と x 座標に依存する準フェルミ準位, $\mu_e(x)$ (電子), $\mu_h(x)$ (正孔) を次のように導入する.

$$n(x) = N_c \exp[-(E_c(x) - \mu_e(x))/k_B T], \quad p(x) = N_v \exp[-(\mu_h(x) - E_v(x))/k_B T], \quad (6.4a)$$

$$i.e., \quad \mu_e(x) = E_c(x) + k_B T \ln \frac{n(x)}{N_c}, \quad \mu_h(x) = E_v(x) - k_B T \ln \frac{p(x)}{N_v}. \quad (6.4b)$$

p , n 各層内での少数キャリア濃度 n_p , p_n は, 次の拡散方程式に従って変化する.

$$D_e \frac{d^2 n_p}{dx^2} = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_e} - G(x), \quad D_h \frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_h} - G(x). \quad (6.5)$$

$G(x)$ は光励起などによる少数キャリア生成を表すが, 今は暗状態を考え, $G(x) = 0$ とする. n_{p0} , p_{n0} はバルク領域での少数キャリア濃度, $D_{e,h}$, $\tau_{e,h}$ はそれぞれ電子 (e), 正孔 (h) の拡散係数, 拡散時間 (特徴的寿命) であり, これらにより電子, 正孔についての少数キャリア拡散長は

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e}, \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (6.6)$$

と定義される. $x > w_n$ で p_n , $x < -w_p$ で n_p について, (6.5) の境界条件 $n_p \rightarrow n_{p0}$ ($x \rightarrow -\infty$), $p_n \rightarrow p_{n0}$ ($x \rightarrow \infty$) を満たす解として,

$$n_p(x) = \delta n_0 \exp\left(\frac{x + w_p}{L_e}\right) + n_{p0}, \quad p_n(x) = \delta p_0 \exp\left(-\frac{x - w_n}{L_h}\right) + p_{n0} \quad (6.7)$$

が得られる。 $\delta n_0, \delta p_0$ は、空乏層の端での少数キャリア注入濃度である。(6.4b) より、拡散領域で (6.7) で n_{p0}, p_{n0} の項が無視できる場合、準フェルミ準位は

$$\mu_e(x) = E_c + k_B T \left[\frac{x + w_p}{L_e} + \ln \frac{\delta n_0}{N_c} \right], \quad \mu_h(x) = E_v - k_B T \left[\frac{x - w_n}{L_h} + \ln \frac{\delta p_0}{N_v} \right] \quad (6.8)$$

と、距離に対して線形に変化する。これらは、 $x \rightarrow \pm\infty$ でそれぞれバルクの $E_F^{(p),(n)}$ に一致し、それらに V の電圧がかかっている ($E_F^{(p)} - E_F^{(n)} = eV$) ので、概形を図 6.2(a) のようにまとめることができる。

空乏層内ではキャリアの動きは速く、電子正孔の再結合はなく、各キャリアによる電流は注入少数キャリアの拡散で律速されるとする。すると、電子正孔によるそれぞれの電流の連続により、pn 接合に流れる全電流密度は空乏層のそれぞれの端での少数キャリア拡散電流密度の和で表される。式 (6.7) と図 6.2(a) の $\mu_e(x)$ より

$$\delta n_0 + n_{p0} = n(-w_p) = n_{p0} \exp \frac{eV}{k_B T}, \quad \delta p_0 + p_{n0} = p(w_n) = p_{n0} \exp \frac{eV}{k_B T} \quad (6.9)$$

であるから、拡散過程 (6.5) における $x = -w_p$ での電子拡散電流密度は、

$$j_e = eD_e \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{-w_p} = \frac{eD_e \delta n_0}{L_e} = \frac{eD_e}{L_e} n_{p0} \left[\exp \frac{eV}{k_B T} - 1 \right] \quad (6.10)$$

である。正孔も同様に計算でき、全電流密度は

$$j = e \left[\frac{D_e}{L_e} n_{p0} + \frac{D_h}{L_h} p_{n0} \right] \left[\exp \frac{eV}{k_B T} - 1 \right] \approx en_i^2 \left[\frac{D_e}{L_e N_A} + \frac{D_h}{L_h N_D} \right] \left[\exp \frac{eV}{k_B T} - 1 \right] \quad (6.11)$$

と表すことができる。

式 (6.11) は pn 接合の Shockley 理論の最も基本的なものである。現実の pn 接合は、はるかに複雑で、特に重要なのは、直列抵抗と空乏層内での再結合、ギャップ内準位を介したトンネル伝導 (並列オーミック抵抗) である。これらを考慮すると、図 6.2(b) のように Shockley 理論とはかなり異なる特性が得られる。

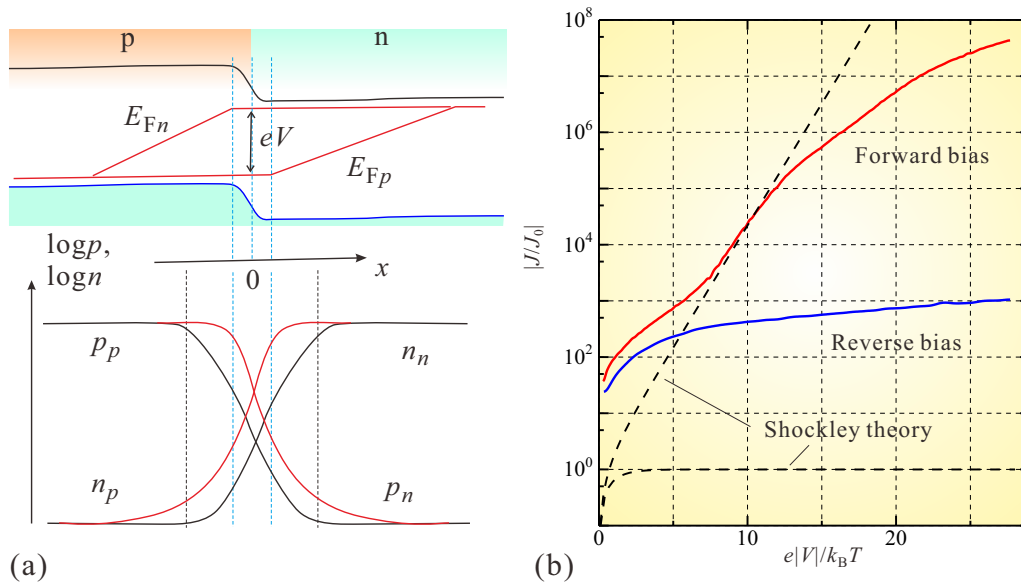


図 6.2 (a) 上: pn 接合に外部電圧 V がかった場合の準フェルミ準位, 下: キャリア濃度の空間変化 (模式図). (b) 破線: Shockley 理論 (式 (6.11)) による電流電圧特性. 規格化定数 J_0 は、式 (6.11) の最後の括弧内以外の部分. 実線: 直列抵抗, 空乏層内再結合, 局在準位トンネルを考慮した電流電圧特性. 挿入図は (6.11) をリニアプロットしたもの.

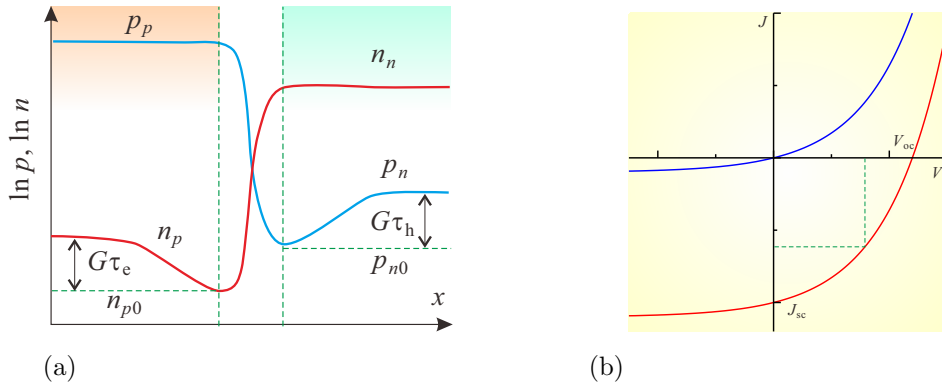


図 6.3 (a) 照射により少数キャリア生成 G がある場合の pn 接合付近のキャリア濃度分布を模式的に示した。垂直の破線で挟んだ領域が空乏層。バイアス条件はほぼ短絡 $V = 0$ としている。(b) 暗状態と照射下での pn 接合の IV 特性を模式的に示したもの。

6.1.3 pn 接合の光応答

照射下での pn 接合を考えるために、拡散方程式 (6.5) で少数キャリア生成 $G(x)$ が x に依らず、一様 (一定値 G) であるとする。 $n_p(x)$, $p_n(x)$ について、前節と同様に境界条件 $x \rightarrow -\infty$ で $n_p \rightarrow n_{p0} + G\tau_e$, $x \rightarrow \infty$ で $p_n \rightarrow p_{n0} + G\tau_h$ を満たす解は

$$n_p(x) = n_{p0} + G\tau_e + \left[n_{p0} \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right) - G\tau_e \right] \exp\left(\frac{x + w_p}{L_e}\right), \quad (6.12a)$$

$$p_n(x) = p_{n0} + G\tau_h + \left[p_{n0} \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right) - G\tau_h \right] \exp\left(-\frac{x - w_n}{L_h}\right) \quad (6.12b)$$

と与えられる。 $V = 0$ に対するこの解の様子を図 6.3(a) に示した。

これより、暗状態の場合と同様に電流密度を求めると、(6.11) の括弧前についている係数を j_0 として、

$$j = j_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] - eG(L_e + L_h), \quad (6.13)$$

すなわち、この簡単なモデルからは暗状態の特性が $j_{sc} \equiv G(\tau_e + \tau_h)$ だけ負電流方向にシフトした特性が得られる。図 6.3(b) にその様子を示した。現実の太陽電池はこれ程簡単ではないが、照射により負電流方向に特性がシフトすることは同じである。そこで、照射によりシフトする電流 $|J_{sc}|$ を短絡光電流、電流 J をゼロ (太陽電池の両端を開放状態) にした場合に素子両端に発生する電圧 V_{oc} を開放端電圧と呼び、各々の素子のパラメーターとする。もちろん、これらは、照射する光強度やスペクトルに依存する。

図 6.3(b) の特性で、外部に電気エネルギーが取り出せるのは第 4 象限のバイアス条件であり、その電力は電流 J , 電圧 V に対して $W = |JV|$ である。pn 接合の特性から、第 4 象限では $|J| \leq |J_{sc}|$, $|V| \leq |V_{oc}|$ であるから、 $W \leq |J_{sc}V_{oc}|$ である。そこで、第 4 象限内で最大の W を与える J , V を J_{max} , V_{max} として

$$FF \equiv \frac{J_{max}V_{max}}{J_{sc}V_{oc}} \leq 1 \quad (6.14)$$

を充填因子 (充填率, あるいは曲線因子 filling factor) と呼ぶ。IV 特性のスクエアネスが良いほど FF は高い。 J_{sc} , V_{oc} , FF は、太陽電池を現象論的に議論したり、等価回路モデルを作ったりする上で便利なパラメーターである。理想的な場合 (6.13) からは、

$$|J_{sc}| = eG(L_e + L_h), \quad V_{oc} = \frac{k_B T}{e} \ln \left[\frac{eG(\tau_e + \tau_h)}{j_0} + 1 \right] \quad (6.15)$$

である。

以上は、太陽電池などの光電変換動作の基本になるものである。太陽電池については、講師の執筆記事 [2] などを参照のこと。

6.2 pn 接合トランジスタ



左から John Bardeen, William Shockley, Walter Brattain. 1948 年頃. Bell 研究所にて.

William Shockley という一人の天才が発明した 2 種類の半導体デバイスについて見ていくことにしよう. これらのデバイス, そして彼が始めた研究開発のスタイルは, 大げさでなく人類の生活を変化させ, 現在もそれは続いている.

半導体トランジスタ動作の最初の発見について「ベル研の研究者は, これが何の役に立つかなどということは考えず, ゲルマニウムの表面に針を立てて何が起るかを虚心に研究していた. そして偶然トランジスタ動作を発見した」というような書き方をした解説を見たことがあるが, これはかなり実際とは異なる. 直接の発見者である Brattain と Bardeen は, チームリーダーの Shockley の下, 明確に「固体のみで構成する増幅素子」を目指して半導体の表面準位の研究をしていた. この実験からいきなり増幅効果が現れる, とは考えていなかったようではあるが, 実験結果を見て「信号増幅効果がある」と気づいたのも, このような目的

的研究をしていたからであろうと考えられる.

この実験結果が出たときは 1947 年のクリスマス少し前 (12/16 と言われる. 特許出願は 23 日) で Shockley 自身は出張中で不在であり, そのためか, 報告を聞いても不機嫌であったそうである. また, Brattain と Bardeen が偶然に発見したトランジスタ (Transistor, Transfer と Resistor を合成した造語) は点接触型と呼ばれるもので, 極めて不安定かつ素子の再現性に乏しいもので, 実用には大きな障害があると思われた. 彼らの発見が, 発明者魂に火をつけたのか, 理論家でもあった Shockley は「再現性のある増幅素子」を目指して自ら思索に没頭し, 接合型トランジスタに関する天才的閃きを得たのは同年大晦日と言われる. 翌年の 1/23 には早くも理論を完成させ, 1 年後には実験の実現に漕ぎ着けている. 「構造敏感」と言われた半導体の性質を利用し, 人工的な構造を固体中に作り出すことで新しい機能を生み出し, また, 新しい物理学の舞台を創造する, 半導体物理学の輝かしい夜明けである [3].

6.2.1 接合型トランジスタの構造

最も基本的な接合型トランジスタ (バイポーラトランジスタとも呼ばれる. Bipolar Junction Transistor, BJT) は図 6.4 のように pn 接合を近接させて 2 つ並べた構造をしており, npn 型と pnp 型の 2 種類がある. 中央の層からも電極を引き出すため, 端子が 3 つある 3 端子素子である. 両端の電極をコレクタ (Collector, C), エミッタ (Emitter, E) と呼び, 中央電極をベース (Base, B) と呼ぶ. ごく初期にはベースとなる基材の両面から, 基材のドーパントの逆となるドーパント金属を合金化することで作製していた. やがてリソグラフィーと熱拡散, あるいはイオン打ち込みを組み合わせて作製するようになったが, ベースという名称はそのまま使われている.

トランジスタとしての動作をさせるには, ベースは非常に薄く作る必要がある. 少なくとも前節で見た少数キャリア拡散長より薄く作らなければならない. これは大変重要な点である.

回路図は図 6.4 のように「ベース」に 2 つの電極が接続されている様子を象形的に描いたものである. 丸囲いは省略する場合も多い. pnp と npn は矢印の向きで区別する. これはベースに少数キャリアを注入している際の電流の向きを示している. 以下, npn 型を考えることとし, 各端子の電流の向きを図のように決めておくことにする.

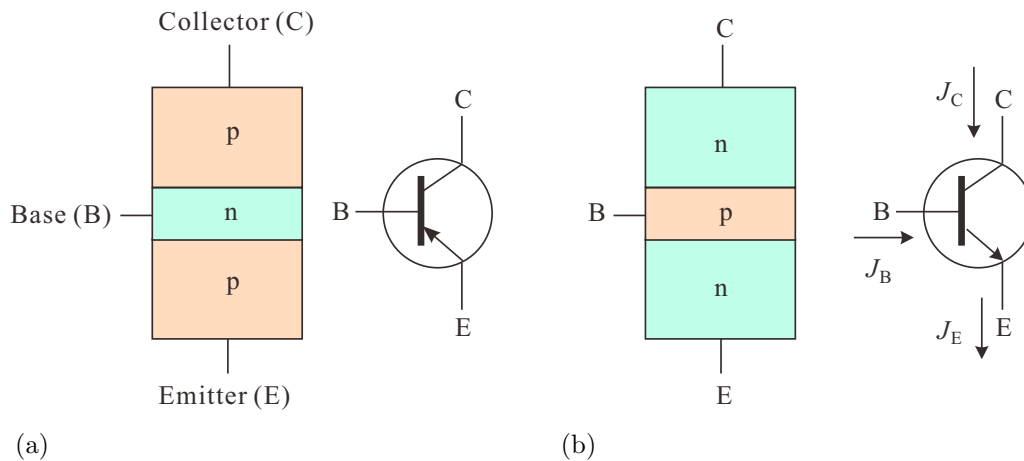


図 6.4 (a)pnp 型トランジスタの構造と回路図. 端子名. (b)nnp 型トランジスタの構造と回路図.

6.2.2 接合型トランジスタの電流増幅特性

B-C に定電圧電源をつないでコレクタに流れる電流 J_C を見ると (都合上符号を反転した), B-C だけ取り上げれば pn ダイオードであるから, 既に見てきたような整流特性を示している ($J_E = 0$ の場合). ここへ, エミッタに定電流電源を接続し, 電流を流し出す (電子を押し込む) と図 6.5(a) のように, $V_{BC} - J_C$ 曲線は, 負電流側へシフトする.

これは光が当たった時の太陽電池の特性図 2.3(b) とそっくりである点に注意しよう. 見た目が似ているというだけでなく, 物理的にほぼ同じ状況が作り出されている. すなわち, 太陽電池では光照射によって少数キャリアを直接生成 (注入しているのに対し, トランジスタのこの構成では, ベース-コレクタの pn 接合に対して, もうひとつの pn 接合, エミッタ-ベースを通して少数キャリア (電子) が注入されている.

再度接合系に生じている物理現象を説明すると次のようになる. 伝導帯, 価電子帯で生じていることは定性的には対称的であるので, 伝導帯での現象を中心とする. npn 接合の B(p)-C(n) 間に負の電圧 (p 側にマイナス) を印可すると逆バイアスであって接合面を超えての拡散は抑えられる. 一方, p 側の少数キャリアである電子の (逆向きの) 拡散は, ゼロバイアスでも接合に達すれば V_{bi} によって n 層へすべて流れ出たのでバイアスで増加せず, 絶対量も小さい (ゼロバイアスで n 側からの拡散と釣り合っていた量). すなわち, 逆バイアスに対して流れる電流は n 層からの拡散電流の過剰抑制分であり, 小さく, バイアス電圧の増加に対して抑制が終了することで飽和する. ここで, B-C 接合の反対側にある np 接合 (E-B 接合) に順方向電圧を加える. これはもちろん, B に金属の接合 (オーミック接合) が付いていて電位を独立に制御できることから可能になっている. 順方向電圧は拡散電流を抑えていた作り付け電圧を緩和するため電子が拡散で E から B へ流れ込む. これは E(n) 側では電子が多数キャリアであるため, 文字通り多数流れ込み接合周辺のベース側の少数キャリア (電子) 濃度を上昇させる. この濃度上昇が少数キャリアの注入 (minority carrier injection) と呼ばれるものである. 注入された少数キャリアは B 中へ拡散し, 何らかの過程を通して多数キャリアと対消滅する (全体の電流が消滅するわけではない). その距離が少数キャリア拡散長 (minority carrier diffusion length) である. B へ注入された電子は拡散流で濃度勾配によって流れているので, B 電位を与えているオーミック電極に流れていくわけではない (一部再結合して電極へ流れる). B が少数キャリア拡散長より十分薄いと拡散流は反対側の pn 接合 (B-C 接合) に到達して C に流れ出し, 逆方向電流となる. 図 6.6(a) で逆方向に流れている電流 (図の J_C の符号では正の方向) がこれであり, 注入されている少数キャリアで電流量は律速されるから V_{BC} を変化させても, 順方向電流が流れださない限りほとんど変化しない. これは, 太陽電池から流れ出す電流が光照射量 (少数キャリア注入量) で決まっているのと同じである.

以上を使って増幅回路を考える. 図 6.6(c) のように C-E 間を電圧でバイアスする. B にどれだけの少数キャリアを注入するかは E-B のバイアス, V_{BE} によって決まる. 従って, J_C は V_{BE} に対して図 6.6(a) のように非常に鋭敏に変化する. ただし, このままでは非線形性が極めて強く, 信号増幅素子としてはほとんど使い物にならない.

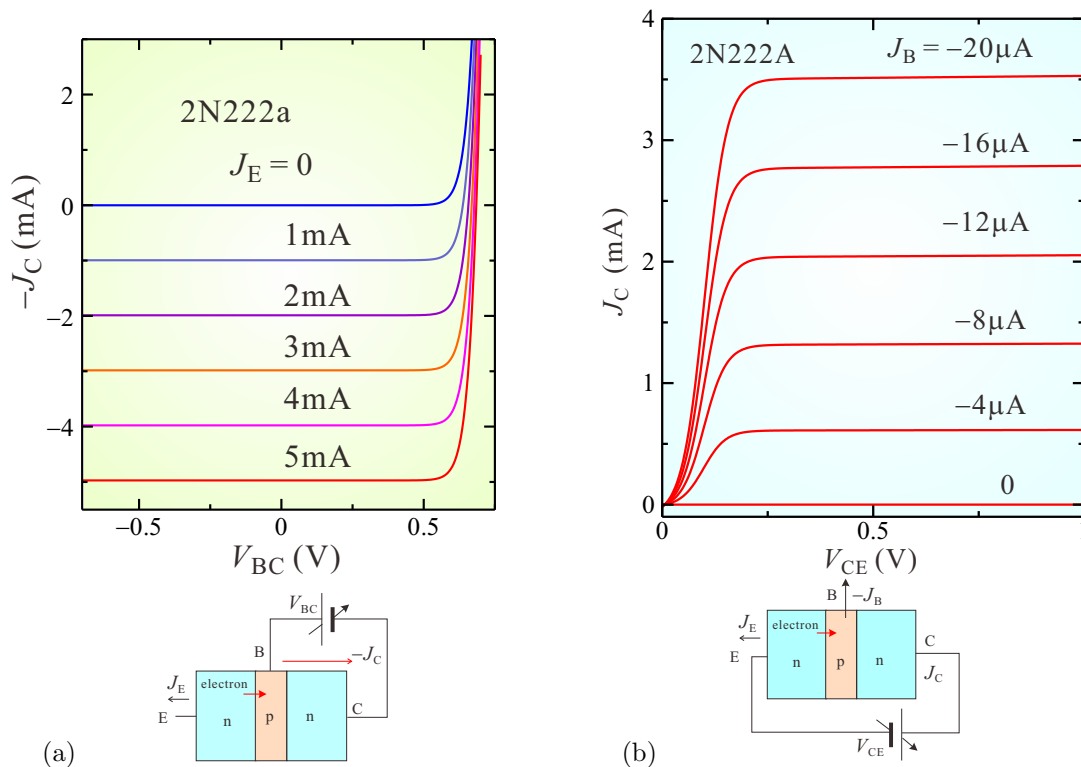


図 6.5 (a) 下図に示したような実験回路で、 V_{BC} を変化させてコレクタに流れる電流 (の符号を反転したものを) を測定した。ベース-コレクタのダイオード特性。エミッタからベースへ電子を注入するに従い、太陽電池の光起電力に類似の特性となる。(b) コレクタ-エミッタに電圧 V_{CE} を加えても、接合の片側が逆方向バイアスとなるため電流はほとんど流れない。が、ベースを電流バイアスすると、電流値に応じてコレクタ電流が飽和する形で電流が流れる。

注入キャリアの一部は再結合によって多数キャリア電流になり、一部は C に吸収されずに B 電極に流れ出るから、B 電流 J_B は V_{BE} に対して J_C と係数が異なるが同じ特性で変化するはずである (何しろ同じ np 接合である)。すなわち、 J_C は J_B に比例し、

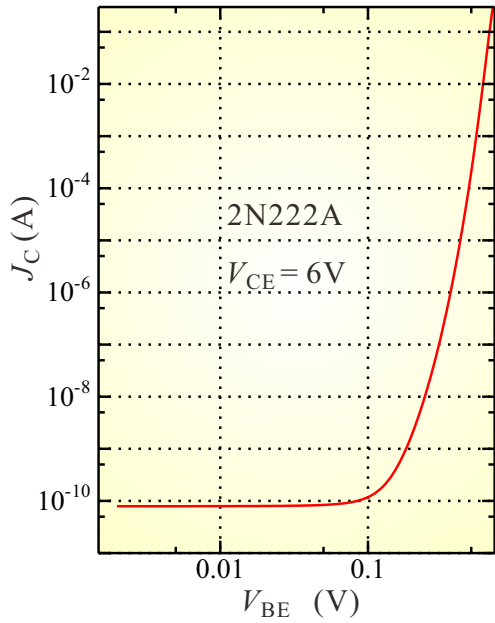
$$J_C = h_{FE} J_B \quad (6.16)$$

と書けると考えられる。回路シミュレーターの上では、図 6.6(b) のように、良い直線性を示していることがわかる。 h_{FE} は電流増幅率と呼ばれ、また、このことから「バイポーラトランジスタは電流増幅デバイス」という言い方がなされる。実際、そのように扱って回路上は問題にならないが、物理的には以上のような意味であるので、「小さな電流が大きな電流を引き込む」というような因果関係はない。小さな電流をモニタしながら電圧を通して大きな電流を制御している、と見る方が物理的には実際に近い。

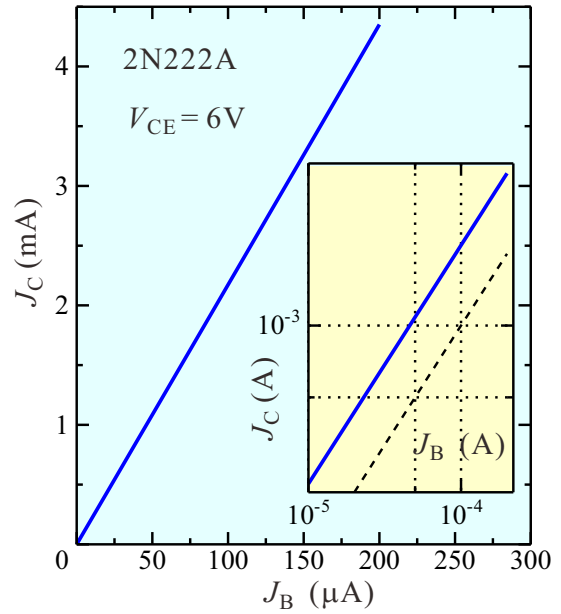
電気回路的に重要なことは、電流増幅デバイスであるため、電圧バイアスは入力インピーダンスが低くなる領域にセットされるといこうことである。特に高周波回路では伝送路の特性インピーダンスとのマッチングに注意を要する。また、バイアスの取り方にもよるが、増幅器として使用する場合は、ベース-エミッタ間の電圧は注入電流を制御しやすいダイオードの閾値付近に来ることになる。

6.3 電場効果トランジスタ I

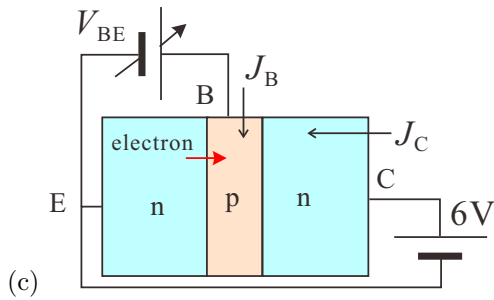
電場効果トランジスタ (Field Effect Transistor, FET) は、BJT と比べても極めて広範囲で使用されており、半導体デバイスの中でも主力と呼べるものである。動作原理は BJT と比べても簡単であり、概念的な発明は BJT よ



(a)



(b)



(c)

図 6.6 (c) のような実験回路で測定したトランジスタの特性. (a) コレクタ-エミッタをバイアスして、ベース-エミッタ間を順方向にバイアスしていくと、 V_{BE} に対して非常に敏感に J_C が変化する. (b) これを J_B と J_C 間の関係と考えると、(同一ダイオードの特性を見ているのと同じであるから) 線形性が良くなる. 挿入図は両対数プロットで、破線は傾き 1 を表している. LTSpice の結果であり、実際にはシミュレーターに比べて直線性は落ちる.

りも先である*1が、FET の動作のためには BJT よりも更に高度な半導体テクノロジーを要したため、その実現は BJT よりも遅れることとなった. また、現在の中心的な構造は、金属-酸化物-半導体 (Metal-Oxide-Semiconductor, MOS) 型であるが、pn 接合を使用した接合型 FET (Junction FET, JFET) が先に実用化された.

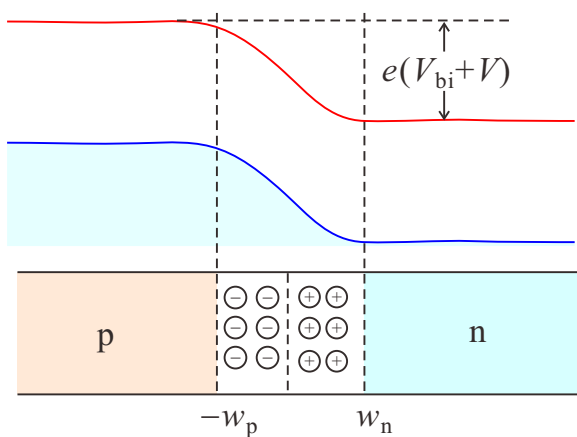


図 6.7 pn 接合の簡単なモデル

6.3.1 pn 接合と空乏層

JFET の動作を理解するには、pn 接合にかかる逆方向電圧と空乏領域との関係を見ておく必要がある。pn 接合を図 6.7 のように置き、 x 座標に依存する電位を $\phi(x)$ とする。ポワソン方程式は

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -aq(x) \quad (a \equiv (\epsilon\epsilon_0)^{-1}) \quad (6.17)$$

と書くことができる。空乏領域の電荷分布に関して 6.1 節と同じ簡単な仮定をすると、

$$\begin{cases} q = -eN_A & (-w_p \leq x \leq 0), \\ q = eN_D & (0 \leq x \leq w_n) \end{cases} \quad (6.18)$$

である。 $\phi(-\infty) = 0$ としよう。接合に外部から逆方向電圧 V がかかっているとすると空乏層の端での境界条件は

$$\begin{aligned} \phi(-w_p) = 0, \quad \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{-w_p} &= 0, \\ \phi(w_n) = V + V_{bi}, \quad \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{w_n} &= 0 \end{aligned} \quad (6.19)$$

である。積分すると

$$\phi(x) = \begin{cases} (aeN_A/2)(x+w_p)^2 & (-w_p \leq x \leq 0), \\ V + V_{bi} - (aeN_D/2)(x-w_n)^2 & (0 \leq x \leq w_n) \end{cases} \quad (6.20)$$

である。 $x = 0$ での接続の境界条件

$$\lim_{x \rightarrow +0} \phi = \lim_{x \rightarrow -0} \phi, \quad \lim_{x \rightarrow +0} (d\phi/dx) = \lim_{x \rightarrow -0} (d\phi/dx) \quad (6.21)$$

より、空乏領域の幅 w_p , w_n は次のように求められる。

$$w_p = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_A} \cdot \frac{N_D}{N_D + N_A} \right]^{1/2}, \quad w_n = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_D} \cdot \frac{N_A}{N_D + N_A} \right]^{1/2} \quad (6.22)$$

$$w_d = w_p + w_n = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right]^{1/2}. \quad (6.23)$$

p⁺n 構造、すなわち $N_A \gg N_D$ であれば次のように近似される。

$$w_d \approx \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_D} \right]^{1/2} \approx w_n. \quad (6.24)$$

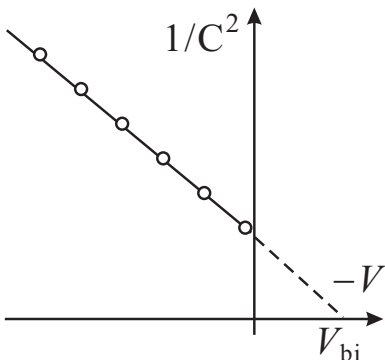
すなわち、空乏領域は加えた逆方向電圧に造り付けポテンシャルを加えた量の平方根に比例する形で広がる。

この時、空乏層内に蓄積された(両領域で相殺するので片側領域の)電荷は、単位面積当たり $Q = eN_D w_d$ であるから、有効静電容量(微分静電容量)は

$$\frac{dQ}{dV} = eN_D \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{eN_D}} \frac{1}{2\sqrt{V + V_{bi}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0\epsilon N_D}{2}} (V + V_{bi})^{-1/2} \quad (6.25)$$

である。

この関係式は、pn 接合の評価に良く使用される。すなわち、逆方向電圧 V を加えながら小振幅の高周波を pn 接合に加えて位相遅れから微分静電容量 $C(V)$ を測定して左図のようにプロットする(図では便宜のため横軸を $-V$ とした)と、 N_D が空間的に一様であるとするとデータは直線上に並ぶ。



*1 Shockley は BJT に先立ち FET の特許を書いている。ただ、これについては類似のアイデアが多数あり、BJT ほどの独創性はない。

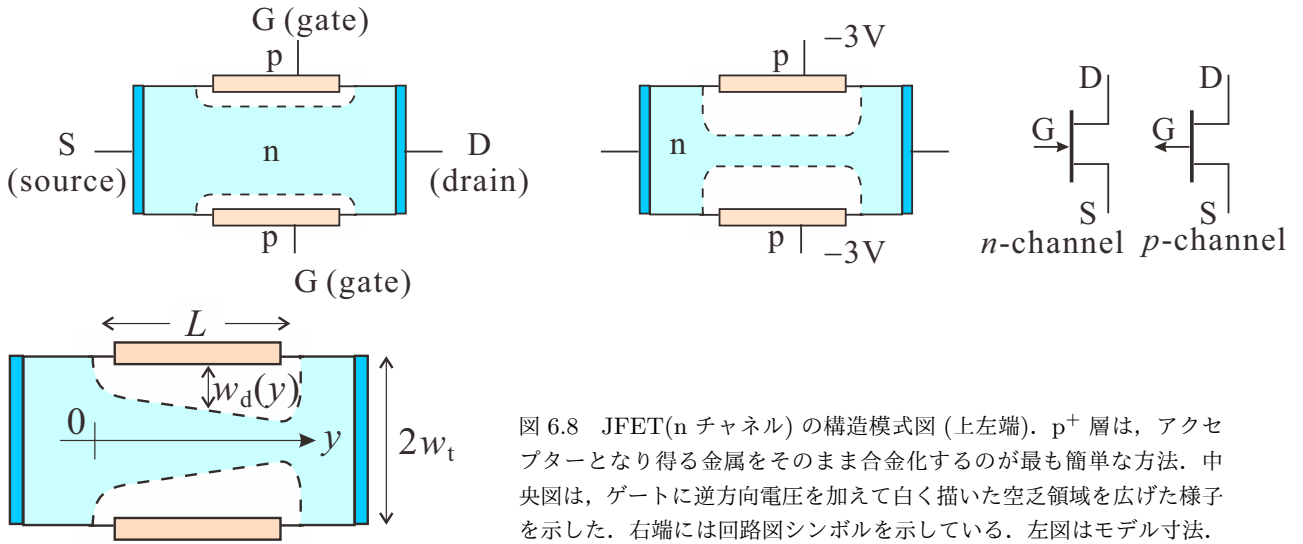


図 6.8 JFET(n チャンネル) の構造模式図 (上左端). p^+ 層は, アクセプターとなり得る金属をそのまま合金化するのが最も簡単な方法. 中央図は, ゲートに逆方向電圧を加えて白く描いた空乏領域を広げた様子を示した. 右端には回路図シンボルを示している. 左図はモデル寸法.

$C \rightarrow \infty$ は当然実験的には実現しないが, 逆方向側のデータを外挿することで $1/C^2 = 0$ の点を求めると, これより V_{bi} を求めることができる.

更に, N_D が空間的に一様でない場合, 深い準位が存在する場合など, このプロットを微分することで空間分布に関する情報を得ることができる. また, V をパルス状に加えてパルス後の過渡的応答を調べたり, 光照射下で調べることで非常に多くの情報を得ることができる [4].

6.3.2 接合型電場効果トランジスタ

図 6.8 に JFET の構造模式図を示した. 図は n チャンネルのもので, チャンネル両端にソース (Source, S), ドレイン (Drain, D) と呼ばれる電極が取り付けられている. チャンネルはゲート (Gate, G) と呼ばれる p^+ 領域で挟み付けられている. 動作原理は見てわかるように極めて簡単で, 白く描いた空乏領域を, 逆方向電圧をゲートに加えることで式 (6.23) に従って広げ, 伝導に有効なチャンネル幅を狭めて伝導度を制御しようというものである. BJT が回路的には電流制御デバイスと言っても差し支えなかったのに対して, こちらは明らかに電圧制御デバイスであり, 入力抵抗も pn 接合の逆方向抵抗となるので高入力インピーダンス素子ということになる.

簡単な物理モデルを示しておこう. これまでの pn 接合の扱いにならって, 空乏層-伝導チャンネルの境目は急激であるとする. ゲート長を L , JFET の厚さを $2w_t$ とする. チャンネルに沿った方向を y 軸に取る. 空乏層幅 w_d は

$$w_d(y) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V(y)}{eN_D}} \quad (6.26)$$

である. $V(y)$ は y 位置に接合を通して生じている電位 (差) で, V_{bi} と逆バイアスゲート電圧 V_g を合わせたものから, 電流を流すためにチャンネル方向にかかっている電圧 V_{ch} を引いたものである.

$$V(y) = V_g + V_{bi} - V_{ch}(y).$$

今は, 少数キャリアの注入はなく, 多数キャリアのドリフト電流を考慮すれば良い. y 方向電場は dV/dy であり, チャンネルを流れるドリフト電流は, チャンネルの深さ方向幅を W として

$$J_{ch} = eN_D\mu_n \frac{dV}{dy} \cdot 2(w_t - w_d)W \quad (6.27)$$

J_{ch} をチャンネル長 L について積分すると, J_{ch} 自体は一様で $J_{ch}L$ になるはずであるから,

$$J_{ch}L = \int_0^L J_{ch} dy = 2eN_D\mu_n W \int_0^L (w_t - w_d) \frac{dV}{dy} dy = 2w_t eN_D\mu_n W \int_{V_0}^{V_L} \left(1 - \frac{w_d}{w_t}\right) dV. \quad (6.28)$$

$w_d = w_t$ となって $J_{ch} = 0$ となる V を V_c と置くと、 $V_c = eN_D w_t^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ であり、これを使って、 $w_d/w_t = \sqrt{V/V_c}$ と書き、 J_{ch} を次のように表すことができる。

$$J_{ch} = \frac{2N_D e \mu_n W w_t}{L} \left[V_L - V_0 + \frac{2}{3\sqrt{V_c}} (V(V_0)^{3/2} - V(V_L)^{3/2}) \right]. \quad (6.29)$$

式 (6.29) を全 V_L 領域に適用してしまうと、小さい電圧では、第 1 項の線形項が大きく電流は直線的に立ち上がるが、電圧増加と共にやがて $3/2$ 乗の項が効いて反転し電流が減少するという負性抵抗を示すことになる。現実には生じていることは、電圧増加に対して余計に流れようとする電流により電位分布が発生し、これが空乏層幅を広げてチャネル幅が狭くなる現象であり、電流が減少しながら空乏層幅が広がることはあり得ず、モデルに問題（等電位面が平面で y 軸に垂直、という仮定など）があり、電位電荷分布を正しく扱えていないことが明らかである。現実には空乏層幅増大に伴い、電流が V_L を増大してもほとんど増加しない飽和領域が生じる。飽和領域付近のもう少し現実的な電位電荷分布を表す数値モデルはもちろん立てることができるが、現在知られているものはいずれも数値計算を要し、また、良く成立する実験式もあるが物理的な意味づけに乏しいため省略する。

付録 6A : pn 接合トランジスタ

講師は、pn 接合トランジスタについては物理的に詳細な解析が必要になることは余りなく、「どのような原理で動作しているのか」を定性的に理解できれば十分だと考えている。また、それが理解できていれば、以下程度を展開することは容易である。が、一応、簡単な解析を見ておこう。

6A.1 電流-電圧特性

図 6A.1 は、npn 型バイポーラトランジスタのバイアス状態、および素子中のキャリア濃度を模式的に描いたものである。 x 軸をデバイス方向に取り、図のように、ベース領域のエミッタ側の空乏層端を $x = 0$ とする。この時、 $x = 0$ での電子（少数キャリア）濃度は、

$$n_p(0) = n_{p0} \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} \quad (6A.1)$$

である。これが、図のようにベース領域を拡散してコレクタ側の空乏層端 $x = W_B$ に到達する。到達した電子は空乏層内の電場により直ちにコレクタ側に掃き出されるため、 W_B 付近では電子濃度が非常に低くなる。

$$n_p(W_B) = n_{p0} \exp \frac{-eV_{BC}}{k_B T} \approx 0 \quad (6A.2)$$

である。 W_B が少数キャリア拡散長よりもずっと短く、キャリア再結合が無視できるとすると、ベース内の電子拡散流は一定である。これは、(5.12) からわかるように、 dn_p/dx に比例するから、 n_p は図のようにベース内で x に対し

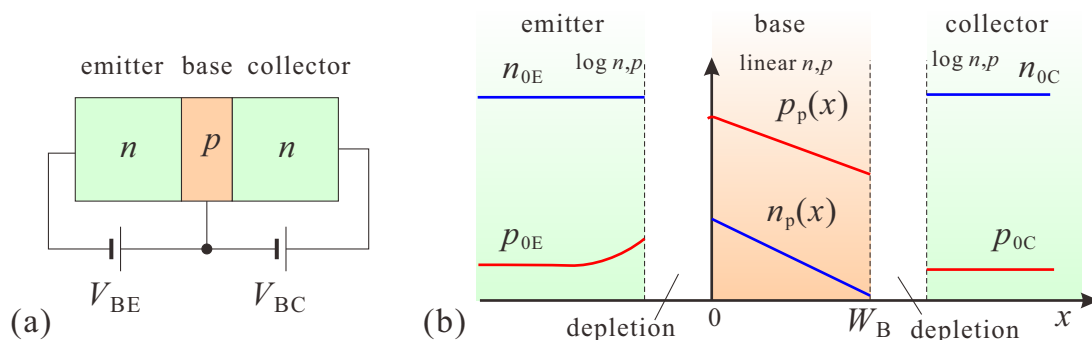


図 6A.1 (a) 考える npn トランジスタのバイアス状態、(b) npn トランジスタ中のキャリア濃度を模式的に描いたもの。

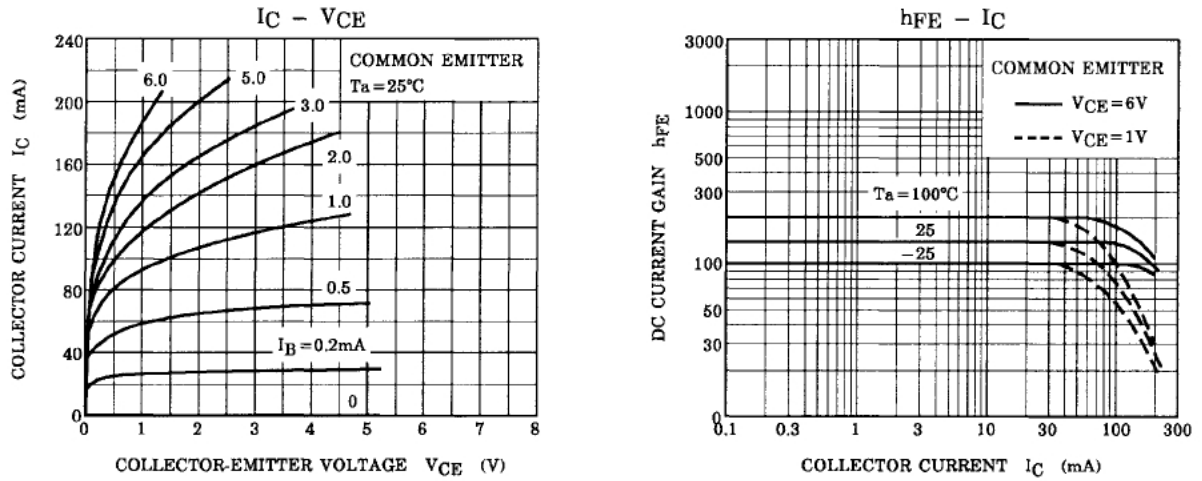


図 6A.2 小信号トランジスタ 2SC1815 の特性 (データシートより) 左: 様々なベース電流 J_B に対するコレクタ-エミッタ電圧 V_{CE} に対するコレクタ電流 J_C の変化. 右: コレクタ電流 J_C に対する電流ゲイン h_{FE} の変化.

て直線的に変化する. したがって, (6A.2) より, ベース内拡散電流密度は

$$j_{De} = -D_e \frac{dn_p}{dx} \approx eD_e \frac{n_p(0)}{W_B}. \quad (6A.3)$$

である. これがコレクタ電流の大部分を占めることから, 素子断面積を A として, コレクタ電流は

$$J_C = eAD_e \frac{n_p(0)}{W_B} \quad (6A.4)$$

となる. 更に半導体方程式 $n_{p0} \approx n_i^2/N_A$ より,

$$J_C \approx \frac{eAD_e n_{p0}}{W_B} \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} \approx \frac{eAD_e n_i^2}{W_B N_A} \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} \equiv J_S \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} \quad (6A.5)$$

となる. $J_S = eAD_e n_i^2 / W_B N_A$ は, ベース内の単位面積当たり不純物数 $W_B N_A$ に反比例する比例係数である.

一方, ベース電流は, ベース \rightarrow エミッタが順方向, ベース \rightarrow コレクタが逆方向にバイアスされていることからほとんどエミッタ側に流れ, これは, エミッタの正孔拡散電流で決まる. 上記コレクタ電流と全く同様に計算すると,

$$J_{Br} = \frac{eAD_h}{L_h} p_{nE}(0) = \frac{eAD_h}{L_h} p_{nE0} \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} = \frac{eAD_h}{L_h} \frac{n_i^2}{N_D} \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T}. \quad (6A.6)$$

となる. また, ベース内で少数キャリアが増加していて, ベース内での電子正孔再結合電流も多少の寄与をしており, 考慮が必要な可能性もある. ベース中少数キャリア (電子) の総電荷は $Q_e = -en_p(0)W_B A/2$ であり, 再結合までの平均時間を τ_b とすると, 再結合電流は

$$J_{Br} = \frac{Q_e}{\tau_b} = \frac{en_p(0)AW_B}{2\tau_b} \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} \quad (6A.7)$$

と書ける. 従って, ベース電流はこれらの和で

$$J_B = eA \left(\frac{D_h}{L_h} \frac{n_i^2}{N_D} + \frac{n_{p0}W_B}{2\tau_b} \right) \exp \frac{eV_{BE}}{k_B T} \quad (6A.8)$$

となるため, (6A.5), (6A.8) より,

$$h_{FE} = \left(\frac{D_h}{D_e} \frac{W_B}{L_h} \frac{N_A}{N_D} + \frac{W_B^2}{2\tau_b D_e} \right)^{-1} \quad (6A.9)$$

が得られる.

6A.2 空乏層の影響

図 6A.2 に示したのは、東芝製 2SC1815 という型名のトランジスタの特性である。右図は J_C に対する h_{FE} の変化で、一定であれば線形性が良い事を示す。実際、低い J_C ではほぼ一定の h_{FE} が得られている。一方、左図は、 V_{CE} に対する J_C の変化である。この図では、 J_B がパラメーターであり、 V_{CE} が 0 に近いところでは、ベース-コレクタ間はむしろ順方向にバイアスされており、トランジスタの電流増幅条件が満たされていない。比例領域 (増幅条件領域) に達した後、上の解析では J_C が V_{CE} に対して増加している。これは、アーリー効果 (Early effect) と呼ばれ、主には W_B が薄くなると、空乏層厚が無視できなくなり、有効ベース長が変化することに依っている。

空乏層厚の変化による有効ベース厚の変化を ΔW と置くと、

$$J_C = eAD_e \frac{n_p(0)}{W_B - \Delta W} \approx eAD_e \frac{n_p(0)}{W_B} \left(1 + \frac{\Delta W}{W}\right) \equiv J_{C0} \left(1 + \frac{\Delta W}{W}\right) \quad (6A.10)$$

である。 ΔW は、(6.23) より、 V_{CE} が小さい領域では急速に大きくなり、 V_{CE} の増大と共に増加の割合は低下する。図 6A.2 にはこれを反映した特性が生じている。図 6.5(b) の特性ではアーリー効果は小さく、 J_C の増加は V_{CE} に線形として近似できる。

付録 6B : Deep level transient spectroscopy (DLTS)

ここでは、DLTS の基本原理についてごく定性的に説明しておこう。解析法の詳細は文献 [4] などにある。逆バイアス電圧 V に依存する (6.25) を考え、浅いドナー準位濃度 N_D に加えて深いドナー準位 N_P が生じているとする。すると、この深いドナーがバイアス電圧に応答する領域では電圧微分キャパシタンスは、逆バイアス電圧 V に対して

$$w_d(V) \approx \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0(V + V_{bi})}{e(N_D + N_P)} \right]^{1/2} \approx w_n, \quad (6B.1)$$

$$C(V) = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 e(N_D + N_P)}{2}} (V + V_{bi})^{-1/2} \quad (6B.2)$$

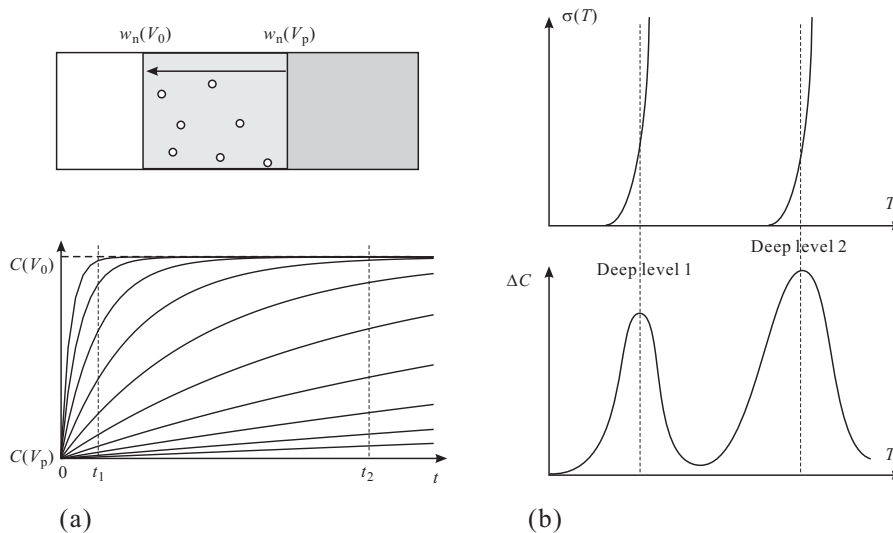


図 6B.1 (a) 上: 逆バイアス V_p 状態から V_0 状態にすることで、浅いドナー準位、及び深いドナー準位の一部分がキャリアを捕獲できる状態となることを模式的に示した。下: キャリアの捕獲に伴い、微分キャパシタンス $C(V)$ が時間に対して過渡応答を示す様子。(b) 上: 2 種類の深い準位が存在し、その捕獲断面積 σ が温度によって変化する様子を示した。下: 上の $\sigma(T)$ から DLTS の信号が生じる様子。

となる。今、状況を簡単化するため、逆バイアス電圧を V_p まで加え、十分に時間を置き、深い準位からも (6B.1) で、 $w_d(V_p)$ が与える空乏層領域からは電子が出払いつているものとする*2。ここで、 V を急激に $V_0 < V_p$ まで戻すと、 $w(V_0) < x \leq w(V_p)$ にあるドナー準位にキャリアが落ち込む。浅い準位の捕獲レートは大きく、ms 程度の時間スケールであれば全く遅延なく応答するが、深い準位は、一般に温度によって捕獲レートが大きく変化し、捕獲までの平均時間が ms から、s 更に、min, hour, day まで伸びることもざらではない。この場合、 C が時間変化する様子が、ある温度で観測している時間窓で見えるようになり、更に低温では深い準位による C の変化が見えなくなってしまう。

この様子を深い準位が1種類の場合について、図 6B.1(a) に示した。ここで、 $V_p \rightarrow V_0$ とした時刻を $t = 0$ として t_1, t_2 で測定した微分電気容量の差 $\Delta C = |C(t_1) - C(t_2)|$ を温度に対してプロットすることを考える。今、深いドナー準位が2種類あって、捕獲断面積がそれぞれ図 6B.1(b) の上図のように変化していたとすると、 ΔC はこれに応じて、2つのピークを持つ。この温度変化を解析することで、深い準位の濃度や捕獲断面積などに関するデータが得られ、光学応答と組み合わせることで、深い準位の種類を同定したり、性質を調べたりすることができる [5]。また、 V_0, V_p を変化させることで、深い準位の接合深さ方向プロファイルを調べることもできる。

参考文献

- [1] 菊池誠「半導体の理論と応用 (中)」(裳華房, 1963).
- [2] 勝本信吾 物性研究 電子版 Vol.3, No.3, 033209 (2014 年 8 月号)
<http://mercury.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~bussei.kenkyu/pdf/03/3/9999-033209.pdf>
- [3] Jon Gertner, “The Idea Factory: Bell Labs and the Great Age of American Innovation”, (Penguin Press, 2012).
- [4] 国府田隆夫, 終元宏 「光物性測定技術」(東大出版会, 1983).
- [5] M. Jaros, “Deep levels in Semiconductors” (CRC Press, 1982).

*2 低温では、深い準位の捕獲放出レートは大変小さくなり、放出に日単位の時間を要するようになることも稀ではなく、このような条件で実際に実験することはまずないが、結局ほとんど同じ結果が得られるので、ここではこのように考えておく。