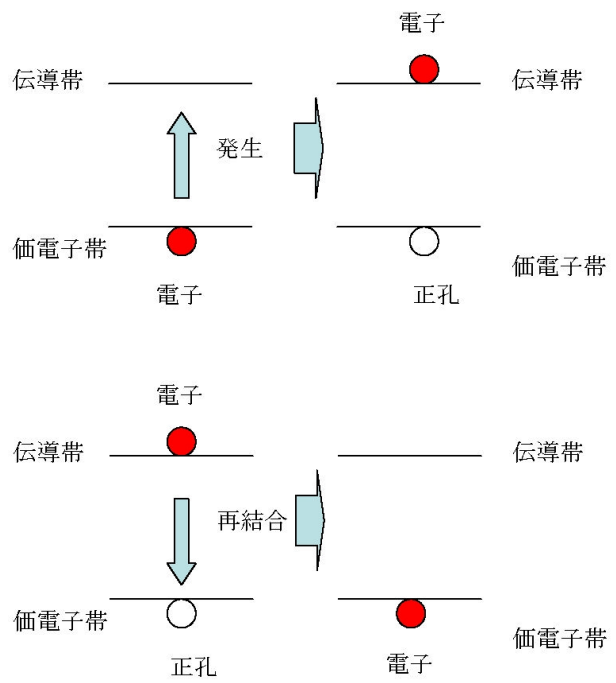
第 10 回　バイポーラトランジスタにおける再結合

今回は、式が面倒に成るからやめようと行っていた再結合の話をする。一般的なバイポーラの式には必ず入っているからあるが、デバイスの本質的理解とはあまり関係がないことにも注意しよう。

平衡に戻ろうとする力：発生と再結合

拡散とドリフトはキャリヤが移動する現象だが、もし一様にキャリヤが発生する状態（光を全面照射された様な状態）を作り出すと、キャリヤは動かずに消滅することで平衡点に近づこうと努力をする。これが電子と正孔が一緒になる再結合である。（エネルギーを放出する：熱や光等）

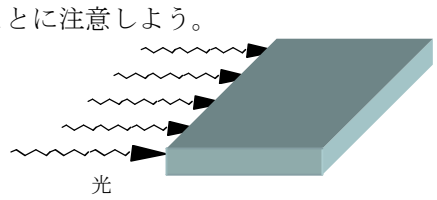


光照射による発生は一方のキャリヤだけが出来るわけではなく、価電子帯の電子がエネルギーを貰って伝導帯に上がることで、価電子帯の正孔と伝導体の電子を同時に作っている。

一様に光照射をして、キャリヤが発生すると、始めはキャリヤの数が増える。しかし平衡状態から離れると、熱などを放出して再結合して元に戻ろうとする。いま、光照射による単位時間当り、単位体積当りの少数キャリヤの発生量を g、再結合による単位時間当り、単位体積当りの少数キャリヤの消滅する量を r とすると、定常状態では g=r となり、キャリヤの数は一定となる。すなわち r は平衡状態からキャリヤの数が離れると増える。これを比例とし、一つの定数で表そうとすると、$r=\frac{n-n_0}{\tau_n}$ となる。ここでは p 型中の電子を考え、平衡状態のキャリヤを n_o、寿命時間をτ_nとした。

さて、もし半導体片の一つの側面からのみ光を照射し、その光は全て側面にある半導体表面のきわめて薄い層で吸収されるとしよう。するとこの薄い層に局所的に高濃度の少数キャリヤが発生し、拡散する。ここで拡散したあとでも平衡状態よりも多いキャリヤがいるので、それぞれの場所で再結合する。ある一カ所でみると再結合で減るキャリヤは $\frac{n-n_0}{\tau_n}$ である。この減るキャリヤは、隣の $x-\frac{\Delta x}{2}$ の点から流れ込むキャリヤ $-D_n\frac{dn}{dx}_{x=x-\frac{\Delta x}{2}}$ と反対の隣の $x+\frac{\Delta x}{2}$ の点から流れだすキャリヤ $-D_n\frac{dn}{dx}_{x=x+\frac{\Delta x}{2}}$ の差 $D_n\frac{d^2n}{dx^2}$ と等しい。従って $D_n\frac{d^2n}{dx^2}=\frac{n-n_0}{\tau_n}$ という微分方程式で、キャリヤの位置分布が表せる。

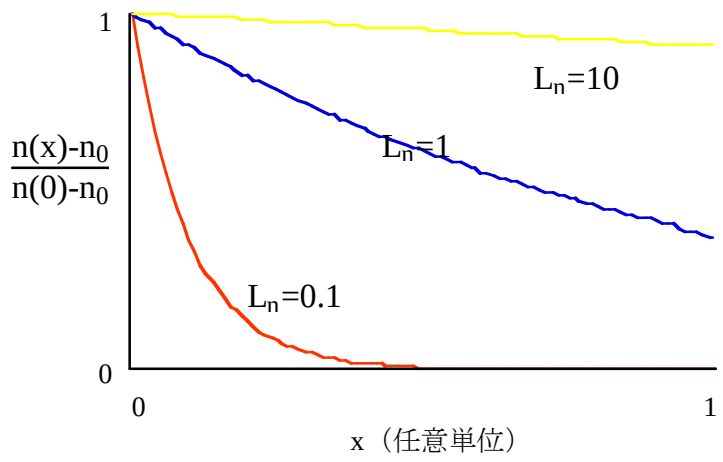
ちなみに、今は流れ出す端子がないので、少数キャリヤによる電流は全て多数キャリヤ側での電流（拡散およびドリフトがある）で打ち消されて電流の総和は 0 になることに注意しよう。



半導体片の一つの側面から光を照射

微分方程式を解いたキャリヤ濃度の一般解は
$n-n_0=A\exp(-x/L_n)+B\exp(x/L_n)$となる。ただし、拡散長$L_n=\sqrt{D_n\tau_n}$を用いた。ここで、光が照射した表面を x=0 として、ここだけが n(0)に濃度が上がっており、また側面から距離無限大では平衡状態になっているとすると、
$n(x)=(n(0)-n_0)\exp(-x/L_n)+n_0$と表すことが出来る。

下に、拡散長が異なる三つの場合について、この式を用いて表したキャリヤ分布を図示する。



拡散長が異なる三つの場合についてのキャリヤ分布

ここでは、発生されたキャリヤが再結合で消えるメカニズムを考えた。しかし、電圧印加時を考えると平衡状態よりすくない状態を作り出すこともできる。この場合は、発生によってキャリヤを増やすメカニズムが働くが、この場合も同じキャリヤ寿命時間を通常使う。

通常 Si においては、間接遷移なので直接遷移における再結合の主メカニズムである発光遷移またはオージェ遷移(他の電子にエネルギーを与える)は非常に少ない。従って禁制帯中の深い不純物等の再結合中心を介した遷移が中心(Shockley-Read 再結合)であるが、拡散長は数μm から数 mm あり、通常のデバイスサイズに比べて考えると、再結合は無視出来る場合が多いが、ここでは、拡散長より厚い理想的な場合を考えよう。

pn 接合の順方向電圧印加時

pn 接合の順方向に電圧 V を加える。電子は n 型中性領域領域から空乏層に入る。空乏層内の再結合過程は無いと仮定すると電子は空乏層を抜けて p 形中性領域に入る。入って来た電子は n 形中性領域では充分衝突していたが空乏層では衝突をしないで来ている。n 形の平衡状態のまま p 形にきている。

電圧がかかっているので、pn 接合の拡散を止める拡散電位が低くなる。従って p 型中性領域の一番に近い側では、

$$n_p(0)=N_D\exp(-\frac{q(\Phi_D-V)}{kT})=n_{p0}\exp(\frac{qV}{kT})$$

ここからあとは、光を照射した場合と同じなので、
$n_p(x)-n_{p0}=A\exp(-x/L_{np})+B\exp(x/L_{np})$の一般解に境界条件をいれたものになる。教科書での一般的な解法は、ここで拡散長よりも p 領域の厚さが充分厚いとして、無限に厚いところで平衡すると考えて解く方法である。もし、無限大までが続いているなら、光照射の場合と同じく
$n_p(x)=(n_p(0)-n_{p0})\exp(-x/L_{np})+n_{p0}$という形になる。拡散による流れは
$-D_n\frac{dn}{dx}$、であり、これに電荷-q をかけると拡散電流になる。

$$qD_n\frac{d}{dx}n_p(x)=qD_n\frac{d}{dx}n_{p0}\left(\exp(\frac{qV}{kT})-1\right)\exp(-x/L_{np})$$
$$=-\frac{qD_nn_{p0}}{L_{np}}\left(\exp(\frac{qV}{kT})-1\right)\exp(-x/L_{np})$$

見れば判る様に位置依存性がある。これは、電子で運ばれる電流は再結合によって正孔でのドリフト電流にドンドン変わるので、ドリフト電流が一番低い p 層 x=0 での電流が全電流と等しく $J_n(\text{diffusion})=-q\frac{D_nn_{p0}}{L_{np}}(\exp(\frac{qV}{kT})-1)$ となる。一方、p 層から n 層へ入る正孔による電流は $J_p(\text{diffusion})=-q\frac{D_nE_{p0}}{L_{np}}(\exp(\frac{qV}{kT})-1)$ となり、これを併せて電流となる。 $J_{total}(\text{diffusion})=-q(\frac{D_pn_{p0}}{L_{pn}}+\frac{D_{nE}p_{n0}}{L_{np}})(\exp(\frac{qV}{kT})-1)$

pn 接合の逆方向電圧印加時

今度は V が負としよう。実は考え方は全く一緒である。ただし電圧方向が逆なので、拡散電位が高く見え、p 型の少数キャリヤが逆に n 型中性領域に流れ出す形になる。式の形は全く一緒で従って $J_{total}(\text{diffusion})=-q(\frac{D_pn_{p0}}{L_{pn}}+\frac{D_{nE}p_{n0}}{L_{np}})(\exp(\frac{qV}{kT})-1)$ である。V<-0.3V では $\exp(\frac{qV}{kT})$は 10^{-5} より小さくなるので、$(\exp(\frac{qV}{kT})-1)$は殆ど-1 となり、ある一定の電流に飽和する。

ベース電流に対しての再結合電流の影響

ベース電流対コレクタ電流の比を決める要因はさきに示したベースからエミッタへの正孔注入、ベースコレクタ接合でのなだれ効果以外にもベースでの再結合を考えるべきである。また、ベースからエミッタへの正孔注入でも、エミッタが厚い場合には再結合は無視できない。
ここでは再結合の効果のみを考えよう。

ベースでの再結合による影響

ベース中での再結合もベース電流を作り出す。この場合、再びベース中性領域中のベース端を x=0、コレクタ端を $x=W_B$ として、ベース中の少数キャリ

ヤ分布を出そう。$n_B(0)=n_{B0}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})$、$n_B(W_B)=n_{B0}$ を仮定して、一般解$n_B(x)-n_{B0}=A\exp(-x/L_{nB})+B\exp(x/L_{nB})$に当てはめればよい。これを解くと

$n_B(x)=\{n_{B0}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})-1\}\sinh(\frac{W_B-x}{L_{nB}})/\sinh(\frac{W_B}{L_{nB}})+n_{B0}$ がでる。通常は $\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})$ がかかる項だけが非常に大きく、他は無視して良い。そこで x 微分して拡散係数を掛けることで、ベース中の拡散電流

$J_B(x)=-\frac{qn_{B0}D_{nB}}{L_{nB}}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})\cosh(\frac{W_B-x}{L_{nB}})/\sinh(\frac{W_B}{L_{nB}})$ が得られる。$x=W_B$の電流が流れ出すコレクタ電流であり、$J_C=-\frac{qn_{B0}D_{nB}}{L_{nB}}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})/\sinh(\frac{W_B}{L_{nB}})$ となる。

$x=0$ での電流 $J_B(0)=-\frac{qn_{B0}D_{nB}}{L_{nB}}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})\cosh(\frac{W_B}{L_{nB}})/\sinh(\frac{W_B}{L_{nB}})$ と $x=W_B$ での電流の差がベース電流となる。正孔との再結合で無くなった分の正孔は、ベース端子から横方向に流れ込む正孔によって補充される。ここでは先に習って、エミッタ端から流れ込んだベース中電子拡散電流とコレクタ端から流れ出すベース中電子拡散電流の比；<u>輸送効率α_T</u>だけを求めると、

$\alpha_T=\cosh(\frac{W_B}{L_{nB}})^{-1}$；$1-\frac{1}{2}(\frac{W_B}{L_{nB}})^2$ になる。ここで、$\tau_B=\frac{W_B^2}{2D_{nB}}$ と $L_{nB}=\sqrt{D_{nB}\tau_{nB}}$ とを考えると $\alpha_T=1-\frac{\tau_B}{\tau_{nB}}$ とも書ける。すなわちベース走行時間とベース中の少数キャリヤ寿命時間でベースでの再結合を割合が決まる。

現在のトランジスタでは再結合が抑制されていることから、ベース中での再結合によって生成されるベース電流は、エミッタへの正孔注入による電流に較べて 1/100 以下であり、通常は無視して良い。しかしながら、極端にベースを厚くしたりすると無視できない。そこで利得を得る為にはベース層を薄くすると言う必要性を上げている教科書もある。

<u>ベースからエミッタへの正孔注入</u>

ベースエミッタ接合の正孔に注目しよう。順方向バイアスが加わった場合、エミッタ中性領域のベース端の少数キャリヤも$p_E(0)=p_{E0}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})$とバイアス分大きくなり、拡散電流が流れるようになる。教科書での一般的な解法は、ここで拡散長よりもエミッタの厚さが充分厚いとして、無限に厚いところで平衡すると考えて解く方法である。この場合のエミッタ中での正孔のキャリヤ濃度は$p_E(x)=(p_E(0)-p_{E0})\exp(x/L_{pE})+p_{E0}$で表される。ベース端を **x=0** として奥に行く方向を**-x** にとった。これを微分して拡散定数を掛ければ電流がでてくる。ただし、正孔で運ばれる電流は再結合によって電子でのドリフト電流にドンドン変わるので、ドリフト電流が一番低いベース端 **x=0** での電流 $J_{pE}(\text{diffusion})=-q\frac{D_{pE}p_{E0}}{L_{pE}}(\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})-1)$ が流れる電流であり、そのあとの正しい電流は拡散電流とドリフト電流を足す必要がある。

ここで出たベース電流はコレクタ電流と併せてエミッタ電流の一部となる。コレクタ電流が興味の対象なので、エミッタ電流に対するコレクタ電流（正確にはベース中に入る電子拡散電流）の比を<u>注入効率</u>と呼びα_Eで表す。通常$\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})>>1$であるので、ベース電流とコレクタ電流は同じ$V_{BE}$依存性を持っており、

$$\alpha_E=\frac{\frac{D_{nB}n_{B0}}{W_B}}{\frac{D_{pE}p_{E0}}{L_{pE}}+\frac{D_{nB}n_{B0}}{W_B}}=(1+\frac{D_{pE}W_BN_B}{D_{nB}L_{pE}N_E})^{-1}$$

となる。

現在のトランジスタは上記の充分厚いという仮定は普通成り立たない。エミッタ幅 $x=-W_E$ で、オーミック電極を設定しこことの界面では非常に早い再結合(すなわち$p_E(-W_E)=p_{E0}$)であると考えよう。$L_{pE}>>W_E$を仮定すると、通常$p_E(0)>>p_{E0}$なので、ベースの時の同様に単純な直線で表せ

$p_E(x)\approx p_E(0)(1+\frac{x}{W_E})$ となる。ベース端 x=0 での電流

$J_{pE}(\text{diffusion})=-q\frac{D_{pE}p_{E0}}{W_E}\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})$ が電流となり、やはりベース電流とコレクタ電流は同じ依存性を持ち、その注入効率は

$$\alpha_E=\frac{\frac{D_{nB}n_{B0}}{W_B}}{\frac{D_{pE}p_{E0}}{W_E}+\frac{D_{nB}n_{B0}}{W_B}}=(1+\frac{D_{pE}W_BN_B}{D_{nB}W_EN_E})^{-1}$$

となる。

どちらにしても注入効率を 1 に近づけるためには、$N_E>>N_B$が必要である。

このエミッタのキャリヤ濃度の高さは時として再結合を大きくして、上記二つの中間的な式によってエミッタへの正孔電流を表す様になる。再びエミッタ幅 $x=-W_E$ で、オーミック電極を設定しこことの界面では非常に早い再結合として一般解$p_E(x)-p_{E0}=A\exp(-x/L_{pE})+B\exp(x/L_{pE})$で解くと、

$p_E(x)=p_{E0}\left\{\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})-1\right\}\sinh(\frac{W_E+x}{L_{pE}})/\sinh(\frac{W_E}{L_{pE}})$ となり、電流は

$J_{pE}(\text{diffusion})=-q\frac{D_{pE}p_{E0}}{L_{pE}}\left\{\exp(\frac{qV_{BE}}{kT})-1\right\}/\tanh(\frac{W_E}{L_{pE}})$ となる。

本来、透明(再結合しない)エミッタと有限の再結合速度を持ったポリシリコン-シリコン界面での例がエミッタとしては最も多用されている例であろう。しかしこの例は通常の学部の講義の範囲から逸脱し、また今までの枠組みで容易に計算できることからここでは説明しない。