

**半導体工学 Semiconductor Devices**

教科書 : 「半導体デバイス工学」 大山英典、葉山清輝 著 森北出版

講義範囲: 第 1 章 半導体デバイスの歴史とその役割

第 2 章 半導体の諸性質

第 3 章 ダイオード

第 4 章 バイポーラデバイス

第 5 章 ユニポーラデバイス

**1 半導体デバイスの歴史とその役割****1.1 トランジスタの登場**

「真空管」の発明 → エレクトロニクス (電子工学) の発展

1904 年 フレミング (John Ambrose Fleming 1849-1945) 2 極真空管の発明 (検波、整流作用)

1906 年 ドフォレ (Lee de Forest 1873-1961) 3 極真空管の発明 (増幅作用)

1912 年 アームストロング (Edwin Howard Armstrong 1890-1954) 再生・発振回路の発明

1948 年 トランジスタの発明 → 半導体技術 (産業) の発展

表 1 半導体の歴史 (関連する事項を含む)

年	人名	事項
1839	Faraday	硫化銀(Ag <sub>2</sub> S)の導電性、導電率の温度依存性
1822	Seebeck	熱起電力(ゼーベック効果) (熱電効果)
1834	Peltier	ペルチェ効果 (熱電効果)
1852	Thomson	トムソン効果 (熱電効果)
1873	Smith	Se で光導電効果 光で導電率が変化
1874	Braun	PbS、FeS <sub>2</sub> と金属針の接触で非オーミック性(整流作用)
1874	Schuster	CuO と Cu の接触界面で整流作用
1876	Adams、Day	Se と金属の接触面で光起電力効果
1904	Fleming	二極管
1906	de Forest	三極管
1924~	de Broglie Schrödinger Heisenberg	量子力学 (半導体、固体物理学) 1926 年 シュレーディンガー波動方程式
1920	Grondahl	亜酸化銅整流器
1923	Presser	セレン整流器発表
1931	Wilson	トンネル効果による金属-半導体接触理論
1939	Mott	拡散理論による整流作用
1940	Schottky	ショットキーモデル
1942	Bethe	エミッション効果によるダイオード理論
1948	Bardeen、Brattain	点接触トランジスタの発明
1950	Shockley	接合型トランジスタの発明
1957	江崎	トンネルダイオード(エサキダイオード)
1958	TI 社	IC の第 1 号試作

**1.2 集積回路による技術革新**

1952 年 ダンマ (Dummer) 集積回路 (IC) の概念

1958 年 キルビー (Jack St.Clair Kilby) IC を発明 (1959 年 キルビー特許)

1970 年代 大規模集積回路 LSI

1980 年代 VLSI

## 2 半導体の諸性質

### 2.1 種類

#### 2.1.1 元素半導体と化合物半導体

電気伝導の観点による物質の分類

##### 導体 conductor

電圧を印加すると容易に電流が流れる物質。例えば金属材料など。

特徴) 温度が高くなると抵抗率が増加  $\rho \propto T^5$  (T: 温度)

##### 絶縁体 insulator

金属に比べて極めて電流の流れにくい物質。例えば、ガラス、磁器、ゴム材料など。

特徴) 温度が高くなると抵抗率が減少  $\rho \propto \exp\left(\frac{\alpha}{T}\right)$  (T: 温度、 $\alpha$ : 定数)

##### 半導体 semiconductor

抵抗率がちょうど導体と絶縁体の中間をとる物質。例えば、Si、Ge など。

特徴) 温度が高くなると抵抗率が減少  $\rho \propto \exp\left(\frac{\beta}{T}\right)$  (T: 温度、 $\beta$ : 定数)

抵抗率は微量の不純物添加で制御可能

外部刺激に敏感に反応 (光、熱、磁気、圧力など)

- ・ 光伝導: 光照射で電気伝導が増加 (抵抗率が減少)
- ・ 光起電力: 光照射で電位差が発生
- ・ 熱起電能が大きい

#### 代表的な半導体材料

IV族元素半導体……Si(シリコン): 現在の半導体デバイスの主流

Ge(ゲルマニウム): 高周波信号用途

VI族元素半導体……Se(セレン)、Te (テルル)

化合物半導体 (複数元素を組み合わせた半導体)

□-VI族化合物半導体……ZnO (酸化亜鉛)、ZnS (硫化亜鉛): 紫外 LED 材料

CdS(硫化カドミウム): 光センサ

□-V族化合物半導体……GaAs (ガリウムヒ素)、InP (インジウムリン): 高周波信号用途

InAs (インジウムヒ素)、InSb (インジウムアンチモン)

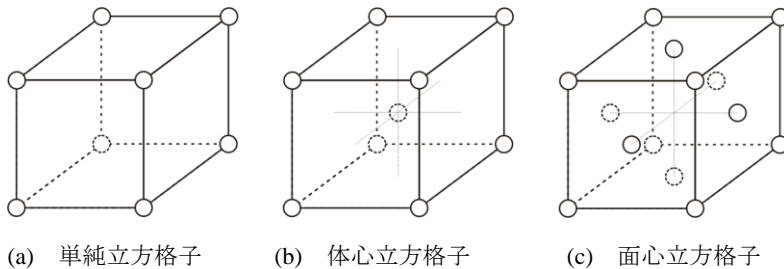
GaN (窒化ガリウム): 青色 LED、レーザダイオード

GaP (ガリウムリン): 赤色、緑色 LED

### 2.1.2 真性半導体と不純物半導体

#### 結晶格子(crystal lattice)

物質を構成する原子や分子、イオンなどが空間的に規則正しく配列している固体を**結晶**(crystal)といい、結晶の周期的な配列を**格子**と呼ぶ。この周期的な繰り返しの最小単位の格子を**単位格子**



(unit cell)という。結晶はその(対称性の)外形から 7 種に分類される(七晶系：立方晶、正方晶、斜方晶、単斜晶、三斜晶、三方晶、六方晶)が、ここでは半導体に関連する立方晶系について説明する。

図 1 立方格子

- ・ **単純立方格子**：立方体の各頂点に原子が存在。
- ・ **体心立方格子**：単純立方格子の立方体中心に 1 個の原子が存在。
- ・ **面心立方格子**：単純立方格子の各面中心にそれぞれ原子が 1 個存在。

面心立方格子を例に単位格子に含まれる原子の数を考える。頂点にある原子の単位格子分は 1/8 であるので  $8 \times 1/8 = 1$  個、各面にある原子の単位格子分は 1/2 であるので  $6 \times 1/2 = 3$  個の計 4 個が面心立方格子に含まれる原子数となる。

IV族元素のシリコン Si やゲルマニウム Ge の結晶構造は炭素 C と同じく**ダイヤモンド(diamond)構造**(教科書 p.8 図 2.2) をとる。見方を変えると、ダイヤモンド構造は面心立方格子が 2 つ重なったものである。また、単位格子の 1 辺の長さを**格子定数**という。Si の格子定数は  $0.5431\text{nm}(5.431 \text{ \AA})$  である。

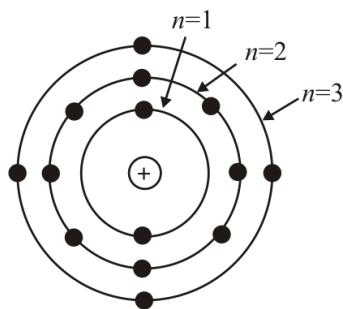


図 2 Si の原子模型

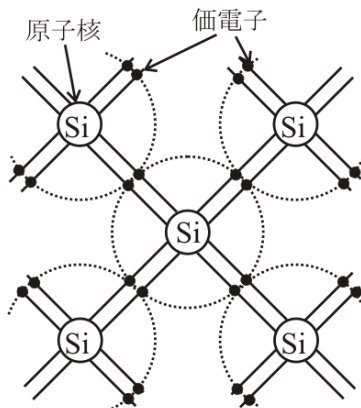


図 4 平面化した結晶モデル

原子核の周りをおる軌道で核外電子が運動している原子模型を考える。電子が存在している層を**殻(shell)**という。

- ・ 殻に入り得る電子の数： $2n^2$  ( $n$ :主量子数)
- ・ 殻に電子が詰まった状態：**閉殻(closed shell)**

一番外側の軌道を**最外殻**といい、そこに存在している電子を**価電子(valence electron)**と呼ぶ。IV族元素の場合、価電子は 4 個である。図 2 は Si(シリコン)の殻構造を示す。IV族元素の場合、最外殻の電子が 8 個のとき価電子配置が安定するため、隣り合う 4 つの他の原子と互いに電子を共有しあって結合する。この結合を**共有結合(covalent bond)**と呼ぶ。共有結合は強い結合力を持っており、中心にある原子は隣接の 4 つの原子がつくる正四面体の重心位置にくる(図 3)。

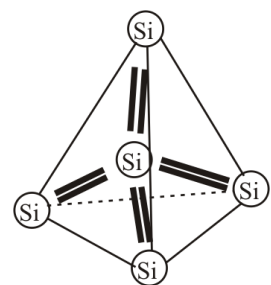


図 3 正四面体構造

この結合を**共有結合(covalent bond)**と呼ぶ。共有結合は強い結合力を持っており、中心にある原子は隣接の 4 つの原子がつくる正四面体の重心位置にくる(図 3)。結晶構造を平面的にモデル化すると図 4 に示すような図になる。

不純物半導体

格子欠陥(lattice defect)

- ・理想的な結晶：構成する原子は完全に規則的な周期性を保つ。
- ・現実の結晶：規則的な周期性を乱す構造欠陥が存在。

結晶格子の構造欠陥を**格子欠陥**という。格子欠陥には欠陥の形状により、**点欠陥**、**線状欠陥**、**面欠陥**(結晶粒界、結晶表面)がある。ここでは、点欠陥および線状欠陥の重要なものについて説明する。

● **点欠陥**

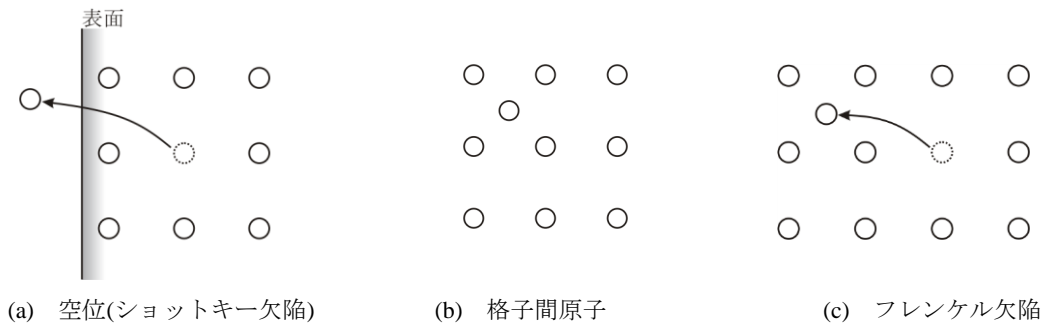


図 1 点欠陥

・**空位(原子空孔 vacancy, ショットキー欠陥 Schottky defect) 【 図 1(a) 】**

.....格子点に原子が存在しない(抜けた)状態。

・**格子間原子 interstitial atom(割り込み原子) 【 図 1(b) 】**

.....本来の格子点以外の処に原子が存在して(入り込んで)いる状態。

・**フレンケル欠陥 Frenkel defect 【 図 1(c) 】**

.....空位と格子間欠陥が一对で存在している状態。

・**不純物原子 impurity atom (異種原子 foreign atom) 【 図 2 】**

構成原子以外の元素が不純物として入り込んでいる状態。不純物原子が入り込む位置によって**置換型 substitutional** と**侵入型(割り込み型) interstitial** がある。半導体では電気伝導をコントロールするために、意図的に置換型位置に不純物を添加している(これを**ドーピング**という)。

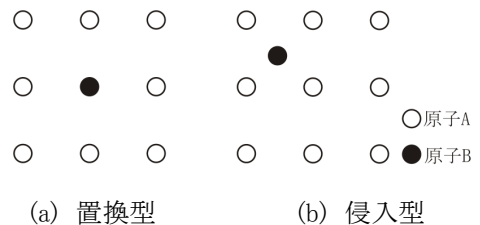


図 2 不純物欠陥

● **線状欠陥**

**転位 dislocation**.....結晶格子の規則正しい配列にズレが(線状に)生じたもの。

・**刃状転位 edge dislocation**

図 3(a)参照

・**らせん転位 screw dislocation**

図 3(b)参照

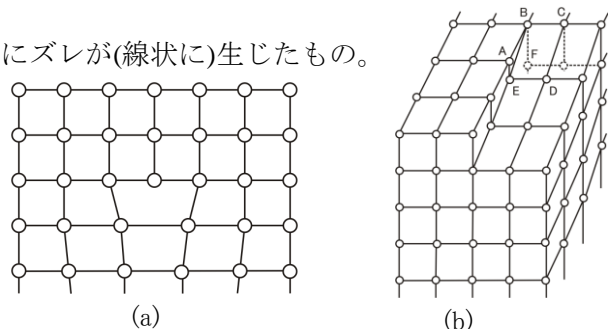


図 3 転位

ドーピングを行った(施した)半導体を**不純物半導体 impurity semiconductor** あるいは**外因性半導体 extrinsic semiconductor** という。

## 2.2 電気的性質

### 2.2.1 エネルギー帯構造

#### ボーア(Bohr)の水素モデル

【仮定①】 図 1 に示すように、静止した核(+ $q$ )の半径  $r$  の円軌道上を電子(- $q$ )が周回しているとすると、電子には核からのクーロン力  $f_c$  と遠心力  $f_r$  が働く。電子が円運動しているとき、二つの力は釣り合っている。

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

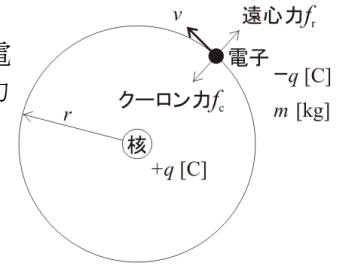


図 1 水素原子モデル

【仮定②】 ここで、ボーアの量子化条件を考える。

$$\text{ボーアの量子化条件: } \int_C mv dx = 2\pi r m v = n h \quad (n = 1, 2, \dots)$$

円周  $2\pi r$  は  $2\pi r = \frac{h}{mv} n = \lambda n$  と、 $\lambda$  (波長) の  $n$  (整数) 倍となる。量子化条件の式から電子の速

度  $v$  は、 $v = \frac{nh}{2\pi r m}$  となる。これを、力の釣り合いの式に代入し、半径  $r$  を求めると

$$r = \frac{\epsilon_0 h^2 n^2}{\pi m q^2} = n^2 \times 0.529 \times 10^{-10} \text{ [m]}$$

となる。 $n$  は整数であるので、電子の周回半径  $r$  はとびとび(不連続)な値になることがわかる。

【仮定③】 電子のエネルギーについて考えると、電子の位置エネルギー(静電エネルギー)  $U$  と電子の運動エネルギー  $E_k$  は、電子が無遠慮にあるときエネルギーをゼロとして

$$U = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

であるので、全エネルギー  $E$  は  $E = U + E_k = -\frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r}$  となる。半径  $r$  を上式に代入すると、各軌道上の電子のエネルギー  $E_n$  は

$$E_n = -\frac{m q^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \quad \left( \propto \frac{1}{n^2} \right)$$

と求められる。ここでも、 $n$  は整数であるので、電子のエネルギーはとびとび(不連続)な値になる。この電子が取り得るエネルギー値を「**エネルギー準位 energy level**」という。一番低いエネルギー準位は  $n=1$  のときで

$$E_1 = -\frac{m q^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cong -13.6 \text{ [eV]}$$

である。この準位は「**基底準位 ground state**」といい、一番安定した準位である。

一つの原子が孤立した状態では、電子はとびとびのエネルギー値(状態)しか取り得ない。この孤立状態の原子にもう一つ原子を近づけると、原子核を周回する電子は隣の原子核からの影響を受け、電子のエネルギー準位は分裂する。固体中では  $10^{28} \sim 10^{29}$  個/ $\text{m}^3$  の原子が密集しているので、エネルギー準位は原子の数だけ分裂する。それゆえ、個々の準位も密集するので、これを 1 つの領域として考える(図 2)。この帯状となったエネルギー領域を**エネルギー帯(energy band)**と呼び、特に電子の入り得る帯域を**許容帯(allowed band)**、許容帯

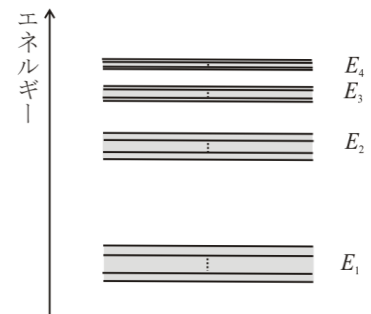


図 2 固体中の準位

間の電子の存在できない帯域を**禁制帯(forbidden band)**という。このようにエネルギー状態を帯状の状態とする考え方を**エネルギー帯理論(band theory)**という。

電子が存在できる**許容帯**のうち、電子が完全に詰まっている許容帯を**充満帯(filled band)**という。その中で最もエネルギーの高い充満帯を**価電子帯(valence band)**という。充満帯の中の電子は完全に電子が詰まっている状態なので、電子が動き得る空席がないため自由に動くことができない。また、電子が空または一部詰まっている許容帯を**伝導帯(conduction band)**という。この伝導帯にある電子あるいは伝導帯に励起した電子は周りに空席が存在するので自由に動き回ることができ、電気伝導に寄与することができる。このような電子を**伝導電子(conduction electron)**あるいは**自由電子(free electron)**と呼ばれる。

### 導体のエネルギー帯

導体(金属)のエネルギーバンド図は図3に示すように空きがある構造となっている。伝導帯の中の電子は少しのエネルギー(例えば熱)を得て周りより高いエネルギー状態となり、周りには移動できる空席が多いので自由に動くことができる。この状態に電界を加えると電子は容易に移動するので電流として寄与することができ、良好な導体となる。

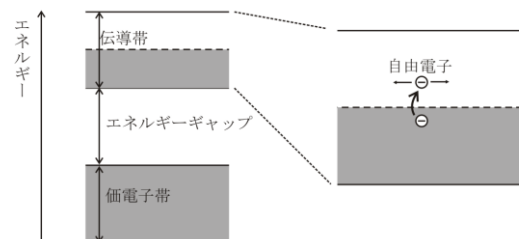


図3 導体のバンド構造

### 絶縁体のエネルギー帯

絶縁体では図4に示すように、電子が完全に詰まった価電子帯の上に大きなエネルギーギャップを隔てて完全に電子が空の状態の伝導帯が存在している。そのため、自由に動くことができる伝導帯に電子が励起するにはエネルギーギャップ以上のエネルギーが必要となるが、絶縁体のエネルギーギャップは大きく簡単には電子が励起できないため(室温程度では励起できない)、伝導電子が存在しないことになり絶縁体となる。

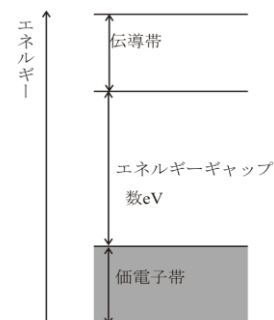


図4 絶縁体のバンド構造

### 真性半導体のエネルギー帯

半導体のエネルギーバンド構造は絶縁体と同じ構造である。ただし、絶縁体と比べてエネルギーギャップが  $1\text{eV}$  程度と小さく、室温程度の熱エネルギーにより容易に伝導帯に電子が励起することができる(図5)。この伝導帯に励起した電子(数は少ない)が伝導電子として振る舞うため、電気伝導に寄与することになる。半導体のバンド構造を図示する時は、価電子帯の上部から伝導帯の下部(底)までを表示することが多い。

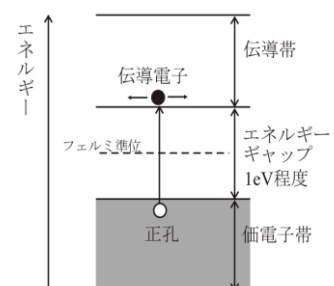


図5 真性半導体のバンド構造

### 2.2.3 電子の状態密度と分布関数

・ **状態密度** 状態密度(density of state)  $g(E)$  とは、電子や正孔などのキャリアを収納する器の大きさを示すものをいう。エネルギー間隔  $E \sim E+dE$  の間にある (単位体積あたりの) 状態の数  $g(E)dE$  は次式で表される。

$g(E)dE = 4\pi \left( \frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} E^{1/2} dE$  半導体では、伝導帯および価電子帯を考慮して次のように与えられる。

$$\text{伝導帯底部} \quad g(E)dE = 4\pi \left( \frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} dE$$

$$\text{価電子帯頂部} \quad g(E)dE = 4\pi \left( \frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2} dE$$

エネルギー  $E$  と状態数  $g(E)$  の関係は  $g(E) \propto \sqrt{E}$  となるため、 $g$  を横軸、 $E$  を縦軸にグラフを描くと放物線を描くことがわかる。

・ **分布関数** 分布関数 distribution function (または分布則) とは、状態密度 (キャリアの器、次節で説明) に実際キャリアが存在しているかどうかの確率を表すものをいう。すなわち、キャリアが存在していれば確率は 1、存在していなければ 0 となる。温度  $T$  が 0[K] であれば、電子 (または正孔) は低いエネルギーの準位から順に占有していくが、温度が上がると必ずしも低い順から電子が占められていくとは限らない。

固体中の電子に適用可能な分布関数は次式で与えられている。

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad \dots(2.7)$$

この分布関数を **フェルミ・ディラックの分布関数(Fermi-Dirac distribution function)** という。ここで、 $E_F$  は **フェルミエネルギー—Fermi energy(フェルミ準位 Fermi level)** といい、 $f(E) = 1/2$  の時のエネルギー値を示す。この分布関数を図 1 に示す。 $T=0$ [K] では  $f(E)$  が階段状に変化するが、温度が高くなるにつれて変化がなだらかになってくる。特にエネルギーが高い範囲では

$$f(E) \cong e^{-(E-E_F)/kT}$$

と近似できる。この分布関数を **マクスウェル・ボルツマン分布関数(Maxwell-Boltzmann distribution function)** という。

正孔の存在確率は、電子の存在していない確率に相当するので

$$1 - f(E) = \frac{1}{e^{(E_F-E)/kT} + 1}$$

となる。特にエネルギーが高い範囲では次のように近似できる。

$$1 - f(E) \cong e^{-(E_F-E)/kT}$$

$k$  を **ボルツマン定数 (Boltzmann constant)** という。  $k = 1.381 \times 10^{-23} [\text{J/K}] = 8.617 \times 10^{-5} [\text{eV/K}]$

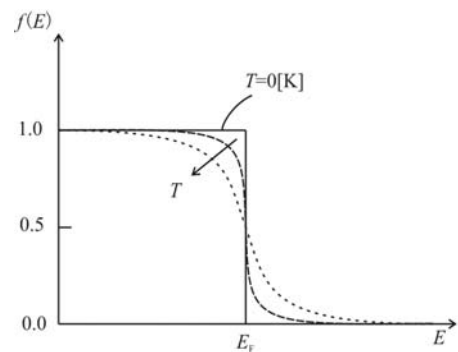


図 1 フェルミ分布関数

## 2.2.4 真性半導体と不純物半導体のキャリア密度

### ・キャリア密度

伝導帯の電子密度（または価電子帯の正孔密度）は状態密度  $g(E)$  と分布関数  $f(E)$  の積により決まる。エネルギー間隔  $dE$  に存在する電子の密度  $n$  は次式になる。

$$n = \int f(E)g(E)dE$$

状態密度  $g(E)$  と分布関数  $f(E)$ 、キャリア密度  $n(E)$ 、 $p(E)$  の関係を図 2 に示す。すなわち、

$$\text{状態密度} \times \text{分布関数} = \text{キャリア密度}$$

となっており、状態密度の塗りつぶした範囲と分布関数の塗りつぶした範囲が重なっている面積がキャリア密度ということである（状態密度と分布関数の AND をとった部分）。

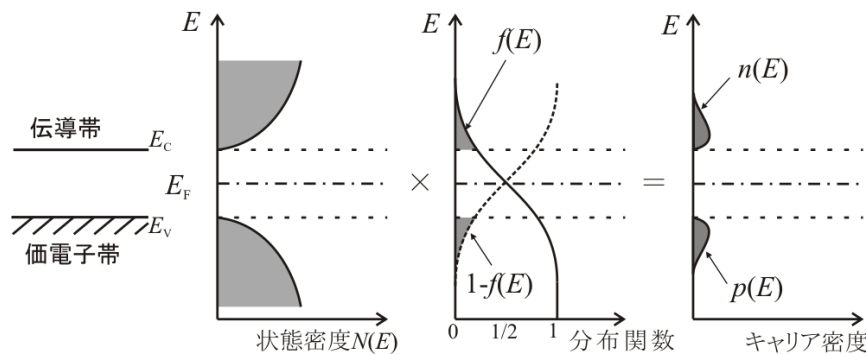


図 2 キャリア密度の算出

### ・伝導帯内の電子密度

伝導帯内に存在する電子密度は、伝導帯下端  $E_c$  から伝導帯上端  $E_{ct}$  までを積分して求める。

$$n = \int_{E_c}^{E_{ct}} f(E)g_c(E)dE$$

状態密度  $g(E)$  と分布関数  $f(E) \cong e^{-(E-E_F)/kT}$  を代入し、 $E_{ct} \rightarrow \infty$  とすると ( $E > E_{ct}$  で  $f(E) \cong 0$  であるので)、

$$n \cong 4\pi \left( \frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2} e^{-(E-E_F)/kT} dE$$

この積分範囲で  $n$  を求めると、

$$n = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_c - E_F)/kT} = N_c \cdot e^{-(E_c - E_F)/kT}$$

よって、伝導電子密度は

$$n = N_c \cdot e^{-(E_c - E_F)/kT} = N_c \cdot f(E_c)$$

と表される。ここで、 $N_c$  は**有効状態密度(effective density of state)**と呼ばれ、伝導帯中の電子が伝導帯下端  $E_c$  にのみに存在しているとした時の状態密度と考える。

### ・正孔密度

正孔密度  $p$  は、電子と同様の計算より

$$p = N_v \cdot e^{-(E_F - E_v)/kT} = N_v \cdot \{1 - f(E_v)\}$$

となる。ここで、 $N_v$  は価電子帯の有効状態密度である。電子密度  $n$  と正孔密度  $p$  の積  $np$  は

$$np \text{ 積: } np = N_c N_v e^{-(E_c - E_v)/kT} = N_c N_v e^{-E_G/kT}$$

$E_G$  はエネルギーギャップである。

$$E_G = kT \ln \frac{N_c N_v}{np}$$



**(a) 真性半導体のキャリア密度とフェルミ準位**

真性半導体では不純物の影響がないため、熱エネルギー等を得て価電子が自由電子となった場合、電子が抜けた穴である正孔を残すので、電子と正孔の数は等しくなる。すなわち、電子密度  $n$  と正孔密度  $p$  の関係は

$$n = p = n_i$$

となる。ここで、 $n_i$  を真性キャリア密度という。真性半導体の  $np$  積は

$$np = n_i^2 = N_c N_v e^{-E_g/kT}$$

となる。よって

$$n = p = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/2kT} \quad \dots(2.15)$$

また、フェルミ準位  $E_F$  は

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right) = \frac{E_g}{2} + E_V + \frac{3}{4} kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \quad \dots(2.16)$$

ここで、 $m_n^* = m_p^*$  の場合を考えると、 $E_F = \frac{E_g}{2} + E_V$  となり、フェルミ準位が禁制帯の中央に位置することになる。実際のフェルミ準位は若干  $E_C$  寄りとなる。

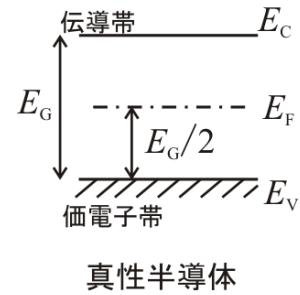


図 1 真性半導体のフェルミ準位

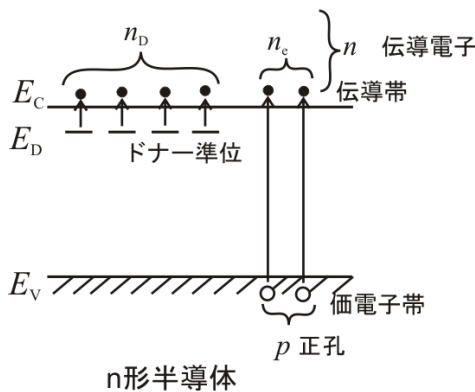


図 2 n 形半導体のキャリア密度

**(b) n 形半導体のキャリア密度とフェルミ準位**

$n_d$  : ドナーから励起した電子密度

$n_e$  : 価電子帯から励起した電子密度

$p$  : 価電子帯から励起した電子による正孔密度 ( $= n_e$ )

伝導電子密度 :  $n$

$$n = n_d + n_e = n_d + p$$

(2.10)、(2.12)式から

$$N_c e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = \frac{N_d}{1 + e^{-\frac{E_F - E_D}{kT}}} + N_v e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}$$

**(1) 極低温の場合**

温度  $T$  が極低温の時、伝導帯に励起する電子は非常に少ない。温度が上がるとドナーは次第にイオン化され、ドナー準位から励起した伝導電子が増加していく。

フェルミ準位  $E_F$  は

$$E_F \cong \frac{1}{2}(E_D + E_C) - \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_C}{N_D}$$

と表され、極低温では  $E_F$  は  $E_C$  と  $E_D$  の中央に位置し、温度上昇により  $E_F$  は低下する。電子密度  $n$  は

$$\ln n = \frac{1}{2} \ln N_d N_c - \frac{E_C - E_D}{2kT}$$

この領域を「**不純物 (のイオン化) 領域 (impurity range)**」という。

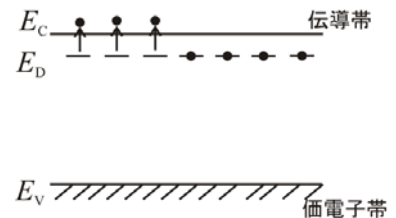


図 3 低温でのキャリア密度

**(2) さらに温度上昇 (1)より僅かに高温の場合)**

フェルミ準位  $E_F$  が温度上昇とともに低下し、ドナー準位  $E_D$  と一致した時を考えると、電子密度  $n$  は

$$n = \frac{N_d}{1 + e^0} = \frac{N_d}{2}$$

**(3) 中温の場合 ((2)よりさらに温度上昇)**

ドナーはほとんどがイオン化され、ドナー準位の電子が伝導帯に励起する。すなわち、

$$n \cong n_d \cong N_d \quad \dots(2.17) \rightarrow \ln n = \ln N_d \quad (\text{一定})$$

$$E_F \cong E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_d} \quad \dots(2.18)$$

$n \cong N_d$  が成立している領域を「**飽和領域(saturation range)**」という。

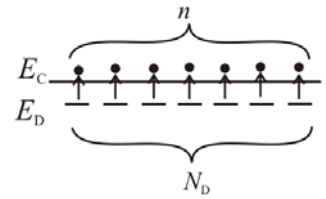


図 4 中温でのキャリア密度

**(4) 高温の場合**

価電子帯からの熱励起による電子の方が、ドナーからの電子より多くなり、不純物(ドナー)の影響が無視できるようになる。すなわち、真性の性質を持つようになり、 $E_F$  は真性半導体と同様に禁制帯のほぼ中央に位置することになる。

$$E_F = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{1}{2}kT \ln \frac{N_V}{N_C}$$

$$\ln n = \frac{1}{2} \ln N_C N_V - \frac{E_C - E_V}{2kT}$$

この領域を「**真性領域(intrinsic range)**」という。

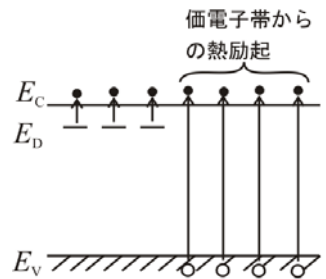


図 5 高温でのキャリア密度

**フェルミ準位の温度依存性**

p 形半導体のフェルミ準位の温度依存性は n 形半導体の場合と逆になる。

**(1)低温**

$E_F$  は  $E_C$  と  $E_D$  の中央から温度上昇により低下する。

**(3)中温**

温度  $T$  の増加に従って  $E_F$  は急激に低下する。

**(4)高温**

真性半導体と同じく禁制帯のほぼ中央に位置する。

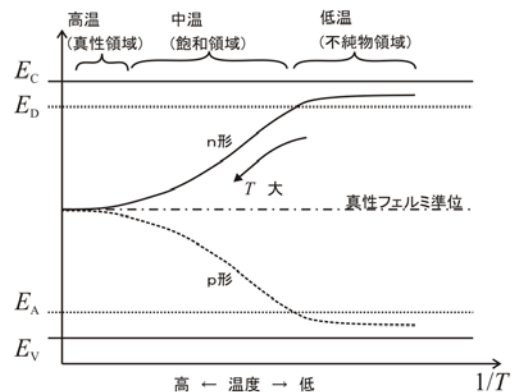


図 6 フェルミ準位の温度依存性

**キャリア密度の温度依存性**

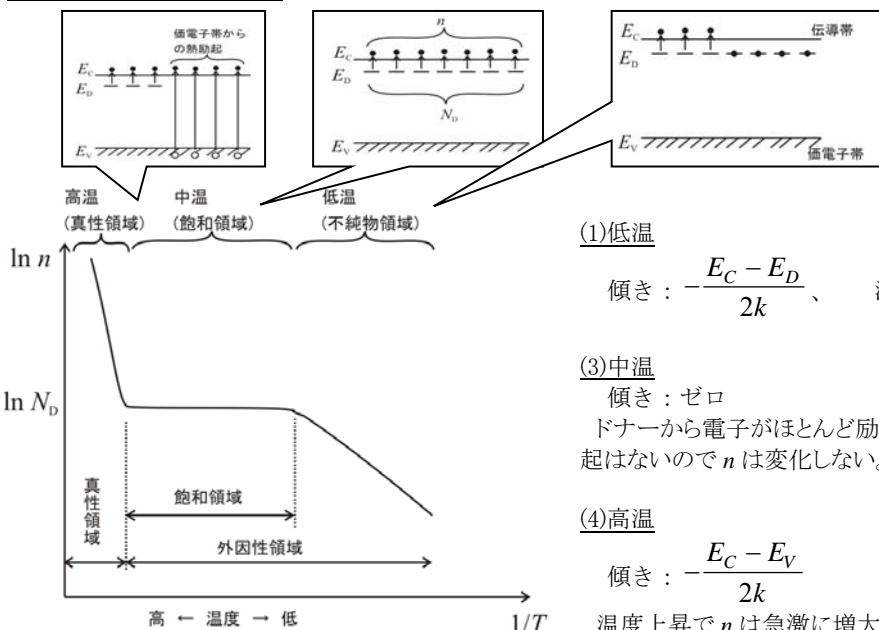


図 7 キャリア密度の温度依存性

**(1)低温**

傾き:  $-\frac{E_C - E_D}{2k}$ 、温度上昇で  $n$  は増加

**(3)中温**

傾き: ゼロ  
ドナーから電子がほとんど励起され、価電子帯からの電子の励起はないので  $n$  は変化しない。

**(4)高温**

傾き:  $-\frac{E_C - E_V}{2k}$   
温度上昇で  $n$  は急激に増大(低温より増加の割合が大きい)

**多数キャリアと少数キャリア**

真性半導体において、電子密度  $n$  と正孔密度  $p$  の積は  $np = n_i^2$  ( $n_i$  : 真性キャリア密度) の関係があった。不純物半導体の場合の  $np$  積について n 型半導体を例に考えてみる。

**・低温の場合**

温度  $T$  が低いときのフェルミ準位  $E_F$  を正孔密度  $p$  を表す式(2.12)に代入すると、

$$p = N_V \sqrt{\frac{N_C}{N_d}} e^{-\frac{E_D + E_C - 2E_F}{2kT}} \quad \text{電子密度 } n \text{ を表す式との積をとると}$$

$$np = \sqrt{N_C N_d} e^{-\frac{E_C - E_D}{2kT}} N_V \sqrt{\frac{N_C}{N_d}} e^{-\frac{E_D + E_C - 2E_F}{2kT}} = N_C N_V e^{-\frac{E_C - E_D}{kT}} = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2$$

となる。

**・飽和領域の場合**

飽和領域では、不純物のドナーから離れた電子が伝導電子となっているので  $n \cong N_d$  である。

この領域のフェルミ準位  $E_F$  を表す(2.18)式を(2.12)式に代入すると、正孔密度  $p$  は

$$p = N_V \frac{N_C}{N_d} e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = N_V \frac{N_C}{N_d} e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

となる。これより、 $np$  積は

$$np = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2$$

となり、この場合も  $np$  積の関係は真性半導体と同じになる。この

$$np = n_i^2$$

の関係は真性領域を含むすべての温度領域で成立し、この関係が成り立つ状態を「**熱平衡状態**」という。すなわち、 $np$  積は温度で決まる一定値となり、不純物密度に依存しない。不純物をドーピングすると  $E_F$  が変化して  $n$  および  $p$  が変わるが、それらの積  $np$  は変化しない。

**・飽和領域における少数キャリア密度**

n 型半導体の少数キャリアである正孔の密度を考える。飽和領域での電子密度  $n \cong N_d$  と  $np = n_i^2$  の関係から正孔密度  $p$  は

$$p = \frac{n_i^2}{n} \approx \frac{n_i^2}{N_d} \quad \dots(2.19)$$

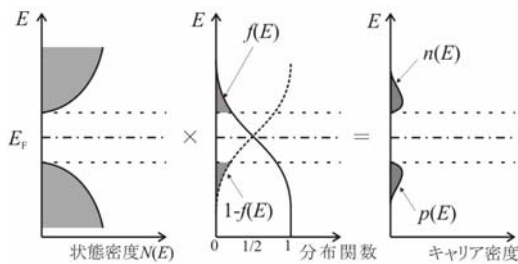
となる。また、同様に、p 型半導体の少数キャリアである電子密度  $n$  は

$$n \approx \frac{n_i^2}{N_a} \quad \dots(2.21)$$

となる。

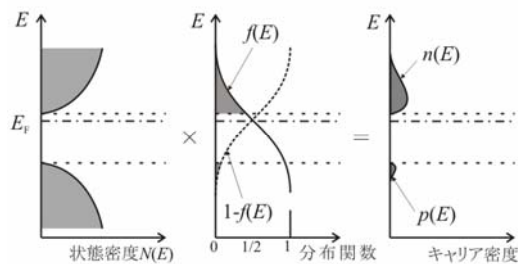
**・半導体のキャリア密度とフェルミ準位**

真性および不純物半導体のフェルミ準位  $E_F$  の位置、キャリア密度（電子密度  $n$ 、正孔密度  $p$ ）について整理する（図 1 参照）。



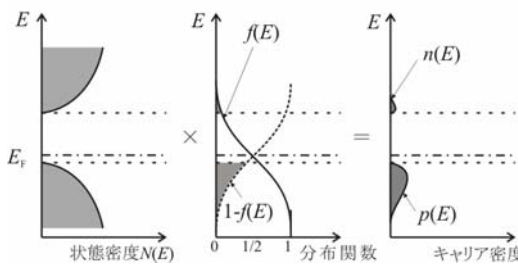
**真性半導体**

- ・フェルミ準位の位置は禁制帯の**ほぼ**中央。
- ・電子密度  $n$  と正孔密度  $p$  は等しい。



**n 型半導体**

- ・フェルミ準位は伝導帯のすぐ下にある。
- ・伝導帯における電子密度は高い。
- ・価電子帯における正孔密度は低い。

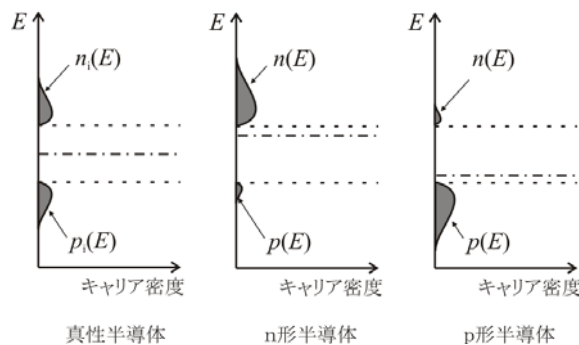


**p 型半導体**

- ・フェルミ準位は価電子帯のすぐ上にある。
- ・価電子帯における正孔密度は高い。
- ・伝導帯における電子密度は低い。

図 8 半導体のフェルミ準位とキャリア密度

キャリア密度だけを取り出して並べると



となる(塗りつぶしている部分が密度である)。真性半導体の場合、 $n = p$  である。不純物半導体の場合、多数キャリアは密度の高い方のキャリア、少数キャリアは低い方のキャリアを示し、

n 型半導体の場合は、電子が多数キャリア、正孔が少数キャリアとなる。また、

p 型半導体の場合は、正孔が多数キャリア、電子が少数キャリアとなる。

## 2.3 半導体の電気伝導

### 2.3.1 移動度、ドリフト電流および抵抗率

結晶中での伝導電子：不規則（ランダム）な熱運動をしている（図 1）。この運動は電子が結晶格子（原子）により散乱されるため方向性がなく、電流として寄与することはない。

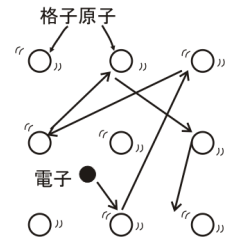


図 1 結晶中の電子の運動

### 電界 E によるドリフト

電界 E 中における電子の運動方程式（熱平衡状態）

$$f = m^* \alpha = m^* \frac{dv}{dt} = -eE$$

ここで、 $\alpha$  は加速度、 $v$  は速度、 $e$  は電荷である。また、結晶中の電子の質量を  $m^*$ （有効質量という）とする。これより、電子の速度  $v(t)$  は

$$v(t) = -\frac{e}{m^*} Et + v_0$$

となり、速度  $v(t)$  は、傾き  $-\frac{e}{m^*}$  で時間  $t$  に比例する。

電子が結晶格子と衝突して運動量を失うとすると、電子の時間的平均速度  $\langle v(t) \rangle$  は

$$\langle v(t) \rangle = v_n = -\frac{e}{m^*} E\tau$$

となる ( $\langle v_0 \rangle = 0$ )。ここで、電子が衝突から次の衝突までにかかる時間は  $2\tau$  とする ( $\tau$  は平均自由時間 (散乱時間))。

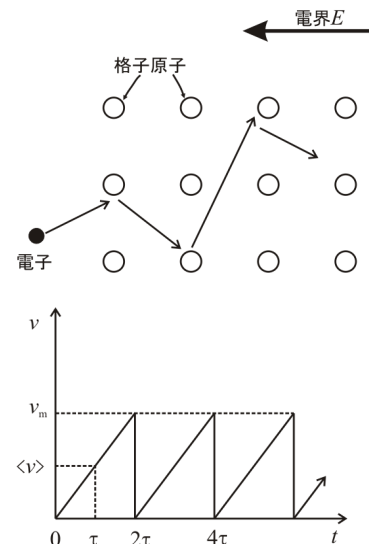


図 2 電界中のドリフト運動

電子は衝突を繰り返しながら電界と反対方向へ移動していく。この運動は「ドリフト(drift)運動」と呼ばれ、その速度は  $v_n$ （ドリフト速度）となる。このドリフト運動する電子によって流れる電流をドリフト電流(drift current)という。

移動度(mobility) :  $\mu = \frac{e\tau}{m^*} \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right]$

を定義すると、ドリフト速度は次のようになる。

ドリフト速度  $v_n$  :  $v_n = -\frac{e\tau}{m^*} E = -\mu E$

→ 単位  $\left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right] = \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right] \left[ \frac{\text{V}}{\text{m}} \right]$

電流密度  $J = n(-e)v_n = ne\mu E$  であるので、オームの法則から導電率  $\sigma$  は  $\sigma = ne\mu$

であることがわかる。正孔の場合もあわせて整理すると表 1 となる。

表 1 キャリアのドリフト速度と移動度

	散乱時間(平均自由時間)[s]	ドリフト速度[m/s]	移動度[m <sup>2</sup> /Vs]
電子	$\tau_n$	$v_n = -\mu_n E$	$\mu_n = \frac{e\tau_n}{m_n^*}$
正孔	$\tau_p$	$v_p = \mu_p E$	$\mu_p = \frac{e\tau_p}{m_p^*}$

**導電率の温度依存性**

結晶中を運動する電子（または正孔）の散乱を考える。

○不純物散乱 ……不純物原子（不純物イオン）

不純物イオンのクーロン力によってキャリアの運動の向きが変わる。

不純物散乱移動度(impurity scattering mobility)

$$\mu_I = b \left( \frac{m^*}{m_0} \right)^{-\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} \propto T^{\frac{3}{2}}$$

低速なキャリアほど散乱の効果が大きい。

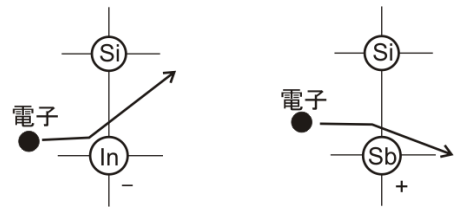


図 1 不純物散乱

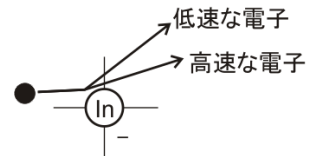


図 2 不純物イオンの影響

○格子散乱 ……結晶格子の熱運動

熱エネルギーによって原子が振動し、キャリアが衝突すると運動の向きが変わる。

格子散乱移動度(lattice scattering mobility)

$$\mu_L = a \left( \frac{m^*}{m_0} \right)^{\frac{5}{2}} T^{-\frac{3}{2}} \propto T^{-\frac{3}{2}}$$

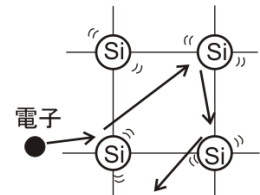


図 3 格子散乱

散乱要因として格子散乱移動度 $\mu_L$ と不純物散乱移動度 $\mu_I$ のみを考えるとドリフト移動度は

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I}$$

となる。

- ・高温では  $\mu_L \ll \mu_I \rightarrow \mu_L$  が支配的
- ・低温では  $\mu_L \gg \mu_I \rightarrow \mu_I$  が支配的

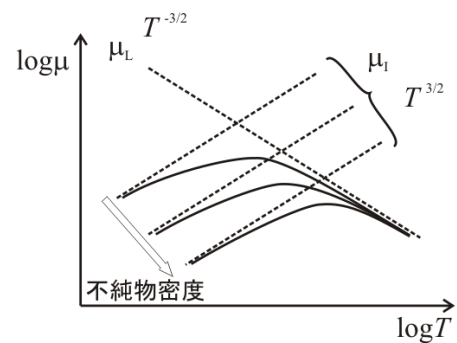


図 4 移動度の温度依存性

**半導体の導電率**

半導体の抵抗率(resistivity)  $\rho[\Omega \cdot m]$ と導電率(conductivity)  $\sigma[S/m]$ はそれぞれ

$$\rho = \frac{1}{e(\mu_n n + \mu_p p)} \quad \sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$$

である。これより、半導体の導電率は

$$\sigma \propto \text{移動度}[\mu_n, \mu_p] \times \text{キャリア密度}[n, p]$$

であることがわかる。すなわち、(キャリアを生成する)不純物濃度と導電率 $\sigma$ は比例の関係になる(ただし、不純物濃度が増加すると移動度が減少するため、導電率 $\sigma$ は不純物濃度と正確に比例しない)。

**半導体の導電率の温度依存性**

半導体のキャリア密度と移動度は、両者とも温度によって変化する。

**●不純物半導体**

**低温**

- ・ドナーから伝導帯へ電子が励起
  - ・不純物散乱が支配的
- } ⇒ σは増大

**飽和領域**

- ・ドナーは全てイオン化
  - ・格子散乱が支配的
- } ⇒ σは減少

**真性領域**

- ・価電子帯から伝導帯へ電子が励起
  - ・キャリア増加の方が移動度の減少よりも優勢
- } ⇒ σは急激に増大

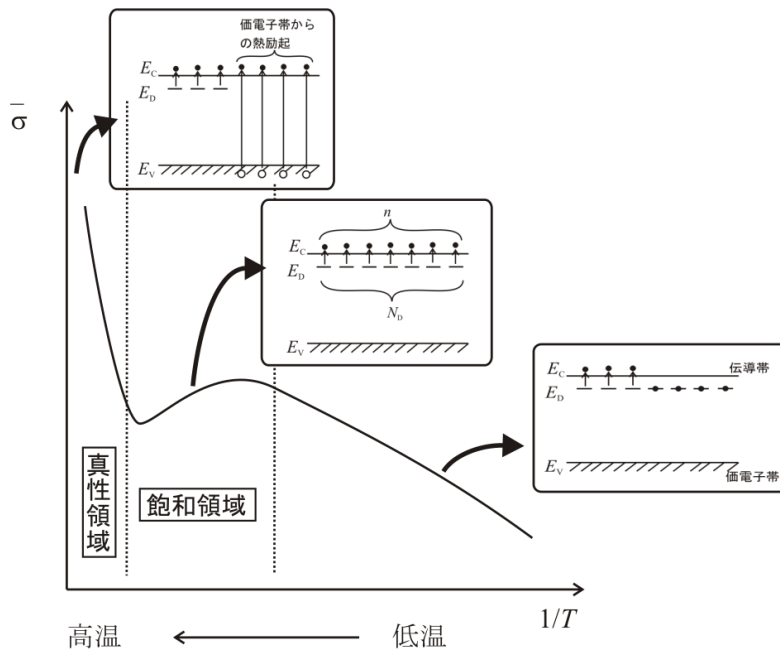


図 5 導電率の温度依存性

**●真性半導体**

- ・格子散乱が支配的 ⇒ σは増大(ρは減少)

$$\rho_i = \frac{1}{en_i(\mu_n + \mu_p)}$$

- ・温度上昇でρが減少する → 抵抗温度係数は「負」

**●金属**

- ・温度上昇で格子散乱により移動度減少 ⇒ σは減少(ρは増大)

抵抗温度係数は「正」

### 2.3.3 拡散電流

分子濃度が不均一な（場所によって異なる）場合、分子は濃度が高い方から低い方へと均一になるように移動する。この現象を**拡散(diffusion)現象**という（例えば、煙突から出た煙や水に垂らしたインク等）。これは、荷電粒子（キャリア）の場合も同じで、荷電粒子が密度の濃い方から低い方へ拡散して移動すると、電荷は時間的に変化する、すなわち電流が流れることになる。この拡散による電流を**拡散電流(diffusion current)**という。

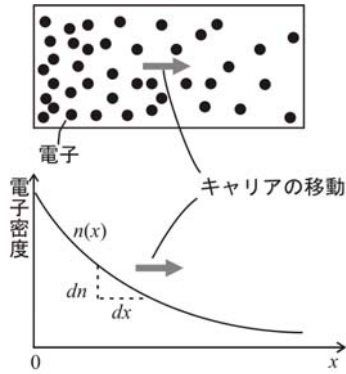


図 1 キャリアの拡散

図 1 に示すように、簡単のため一次元モデル（単位面積）、キャリアとして電子を考える。今、 $x$  が大きくなるに従って電子密度  $n(x)$  が小さくなっているとすると、傾きは  $-\frac{dn}{dx} < 0$  より負となる。電子

の移動による電流密度は

$$J_n = (-q) \left( -D_n \frac{dn}{dx} \right) = qD_n \frac{dn}{dx} \quad \dots(2.39)$$

と表される。ここで  $D_n$  は電子の**拡散定数(diffusion constant)**という。

正孔の場合も同様に

$$J_p = (+q) \left( -D_p \frac{dp}{dx} \right) = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad \dots(2.40)$$

と表される（ $D_p$  は正孔の拡散定数）。電子と正孔が同時に存在し拡散する場合は

$$J = J_n + J_p = q \left( D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right)$$

となる。拡散定数  $D$  と移動度  $\mu$  には

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}$$

の関係がある（ $k$  はボルツマン定数、 $T$  は温度）。この関係を**アインシュタインの関係式(Einstein's relationship)**という。

半導体中を流れる電流はドリフト電流と拡散電流の二つの成分からなっている。

(1) **ドリフト電流**：キャリアが電界に引かれて運動することで流れる電流。

(2) **拡散電流**：キャリアが密度差によって運動することで流れる電流。

それゆえ、電界とキャリア密度の勾配が存在している半導体に流れる電流は、

(ドリフト電流) + (拡散電流)

$$\text{電子：} \quad J_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$\text{正孔：} \quad J_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}$$

と表される。

拡散定数  $D$  の単位は

$$D = \frac{k \left[ \frac{\text{J}}{\text{K}} \right] T [\text{K}] \mu \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right]}{q [\text{C}]} = \left[ \frac{\text{J}}{\text{C}} \right] \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right] = \left[ \frac{\text{Nm}}{\text{C}} \right] \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right] = \left[ \frac{\text{Vm}}{\text{m}} \right] \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right] = \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right]$$

$$\left( \text{ただし、} [J] = [N][m], \left[ \frac{N}{C} \right] = \left[ \frac{V}{m} \right] \right)$$

である。



### 2.3.4 再結合による電流

例として p 型半導体中の少数キャリアである電子を考える。

今、単位時間あたりに発生する正孔密度を  $G$ 、消滅する正孔密度を  $R$  とする。外部エネルギーにより増加した電子密度  $n_p$  は、平衡状態での密度  $n_{p0}$  と増分  $\Delta n_p$  の和で表される ( $n_p = n_{p0} + \Delta n_p$ )。よって、単位時間あたりの電子密度の増加は

$$\frac{dn}{dt} = G - R \quad \dots(2.44)$$

である。

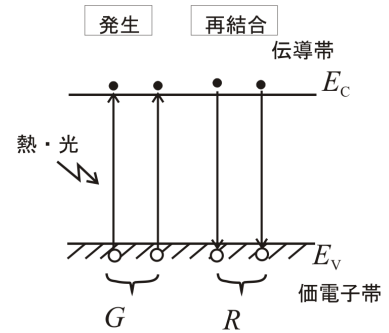


図 1 電子の発生と消滅

### 2.3.5 キャリアの寿命

ここで、電子密度の時間変化を考えると、

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_{p0}}{dt} + \frac{d(\Delta n_p)}{dt} = \frac{d(\Delta n_p)}{dt}$$

P 型半導体に過剰電子を注入し  $t=0$  で注入を止めたとする。この時のキャリア密度は

$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p \quad p_p = n_{p0}$$

$$\frac{d(\Delta n_p)}{dt} = G - R = G - \gamma p_{p0}(n_{p0} + \Delta n_p)$$

熱平衡状態(定常状態)を考えると、キャリアの発生の割合と消滅の割合は等しくなるので

$$\frac{d(\Delta n_p)}{dt} = -\gamma p_{p0} \Delta n_p$$

ここで、再結合の割合  $R$  と少数キャリアの数は比例関係にあるので、キャリアが発生してから消滅するまでの時間を少数キャリアの寿命  $\tau_n$  とすると、 $1/\tau_n$  を比例定数として微分方程式

$$\frac{d(\Delta n_p)}{dt} = -\frac{\Delta n_p}{\tau_n} \quad \dots(2.45)$$

が得られる。この微分方程式を、初期条件として、 $t=0$  のとき、 $\Delta n_p = \Delta n_p(0)$  であるとしてとくと、方程式の解

$$\Delta n_p = \Delta n_p(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad \dots(2.46)$$

が得られる。

$\frac{\Delta n_p}{\Delta n_p(0)} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)$  のグラフを考えると図 2 のような特性を示す。すなわち、時間 0 で発生した電子(過剰なキャリア分)は時間  $t$  が経過するに従って減少している。ここで、発生した電子が  $\frac{1}{e} \cong 0.368$  (36.8%) に減少する時間を、電子の寿命(life time)  $\tau_n$  という。

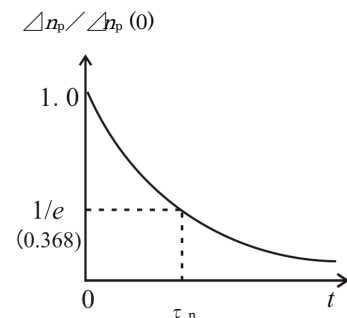


図 2 過剰キャリアの減少

### 2.3.6 拡散方程式

n 形半導体中の正孔の流れによる電流を図 1 に示す 1 次元モデルで考える。平衡状態における正孔密度を  $p_{n0}$ 、正孔の寿命を  $\tau_p$  とする。正孔の流れがない場合 (定常状態) は(2.45) 式より

$$\frac{dp_n}{dt} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad \dots \textcircled{1}$$

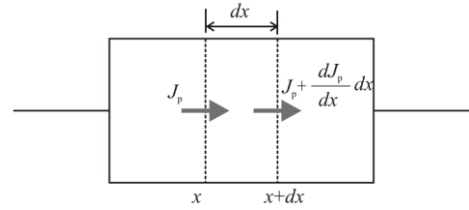


図 1 一次元モデル

となる。正孔の流れがある場合、図 1 に示すように  $x$  点および  $x+dx$  点での電流密度をそれぞれ  $J_p(x)$ 、 $J_p(x+dx)$  とすると

$$J_p(x+dx) \cong J_p(x) + \frac{dJ_p}{dx} dx \quad \dots \textcircled{2}$$

となる。単位時間に微小体積(単位断面積  $\times$  幅  $dx$ )に流れ込む正味の正孔密度は  $-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} dx$  ( $\dots \textcircled{3}$  式)

であるので、単位体積分の  $-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx}$  を考慮して①式は

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad \dots (2.48)$$

となる (①式 + 正孔の流れ分)。この式を「正孔の連続の方程式」という。

キャリアが (p 形半導体中の) 電子の場合も同様に

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = -\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x}$$

となる (この式を「電子の連続の方程式」という)。

正孔による電流密度の式は教科書 p.29(2.29)式 (ドリフトによる電流) と p.33(2.40)式 (拡散による電流) より

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}$$

であるので、この式を(2.48)式に代入して

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_n}{\partial t} &= -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left( qp_n \mu_p E - qD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \right) \\ &= -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p \frac{\partial (p_n \cdot E)}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \\ &= -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p p_n \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \end{aligned}$$

となる。ここで、拡散電流に比べてドリフト電流が小さいと考える ( $E \cong 0$ ) と

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad \dots (2.49)$$

となる。3 次元に拡張して表現すると

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \nabla^2 p_n$$

電子の場合も同様に

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = -\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + D_n \nabla^2 n_p$$

ここで、 $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$  はナブラ演算子、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  はラプラス演算子である。

上の二式は、**拡散方程式(diffusion equation)**といい、キャリアが拡散している時のキャリア密度分布を支配する方程式である。境界条件を適用して拡散方程式を解くことにより、キャリアの密度分布が求まる。キャリアの密度分布が求まると、それから電流密度を求めることができる。

### 2.4 深い不純物準位と表面準位

**再結合**：伝導電子と正孔が結びついて消滅する過程。結合過程により次のように分けられる。

**再結合中心**：ドナー、アクセプタ以外の不純物や格子欠陥などがつくるエネルギー準位で、電子と正孔を再結合させる仲介の役割をする。

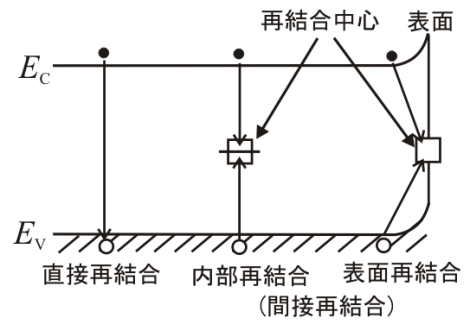


図 2 キャリアの再結合

・ **直接再結合(direct recombination)**

伝導帯の電子と価電子帯の正孔が直接再結合する。

・ **内部再結合(body recombination)、表面再結合(surface recombination)**

**再結合中心(recombination center)**を介して間接的に電子と正孔が再結合する。

#### 再結合中心による再結合

- (1) 伝導帯の電子が再結合中心に捕獲(trap)される。
- (2) 再結合中心はマイナスに帯電し、正孔を捕獲する準位となる (正孔トラップ)。
- (3) マイナスにイオン化したトラップに正孔が引き寄せられる (正孔の捕獲)。
- (4) 電子と正孔が再結合し、トラップは電気的に中性になる。

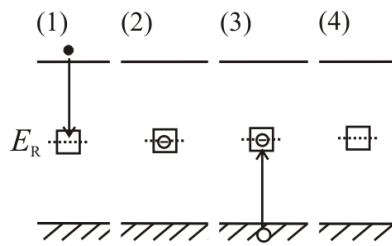


図 3 再結合中心による再結合

#### 捕獲中心(trapping center)

キャリアを一時的に捕獲するが、再結合する前に再び放出する準安定なエネルギー準位

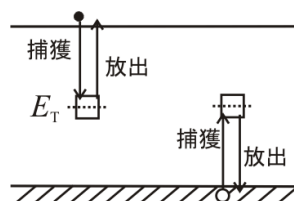


図 4 捕獲中心

### 3. ダイオード

#### 3.1 pn 接合ダイオード

一つの半導体結晶で、p 形と n 形が互いに結合している状態を **pn 接合(pn junction)**という。すなわち、接合とは、二つの物質の結晶性がある程度の連続を保つように結合したものを指している。接合と似た言葉に**接触(contact)**があるが、接触は単に二つの物質が合わさっている状態の場合に使う。後で出てくる金属と半導体の場合は、**金属-半導体接触(metal-semiconductor contact)**と呼ぶ。

p 形半導体と n 形半導体を原子的に結合させたとき、二つの領域の間に不純物濃度が変化する領域が現れる。この領域を**遷移領域(transition region)**と呼ぶ。p 形と n 形間の遷移領域部を pn 接合という。遷移領域において、半導体の不純物濃度、すなわち p 形におけるアクセプタ密度と n 形におけるドナー密度の濃度変化が急激な接合を**階段接合(step junction)**、緩やかに変化しているものを**傾斜接合(graded junction)**と呼んでいる (図 1 および図 2)。また、アクセプタ密度とドナー密度が等しくなる面を **pn 境界(pn boundary)**という。

pn 接合の形成方法としては、**合金法(alloying method)**、**拡散法(diffusion method)**、**イオン注入法(ion implantation)**などがある。

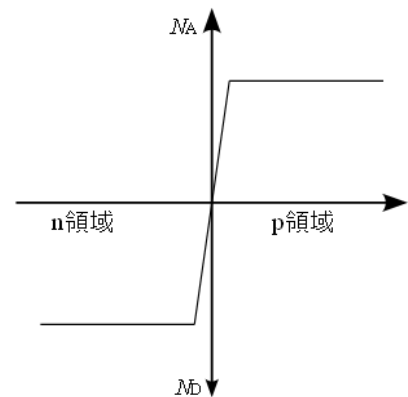


図 1 階段接合の不純物分布

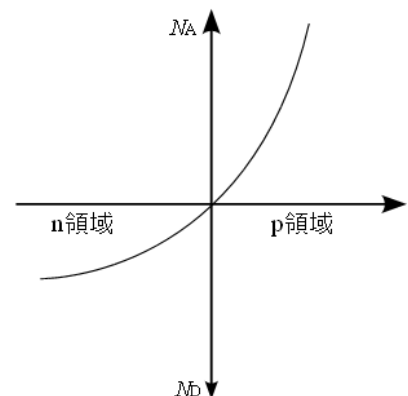
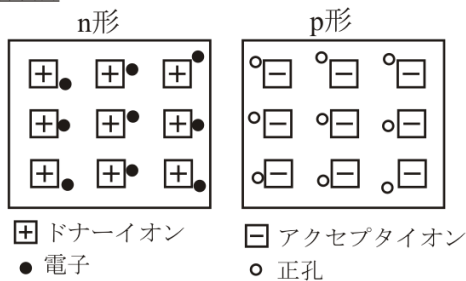


図 2 傾斜接合の不純物分布

接合前



飽和領域 (室温) にある p 形半導体、n 形半導体を考える。このとき、不純物のほとんどがイオン化し、n 形の場合、電子密度  $n$  はドナー密度  $N_d$  にほぼ等しくなる (p 形の場合は  $p \sim N_a$ )。n 形半導体領域では電子密度 (負電荷) が多数を占めており、p 形では正孔密度 (正電荷) が多数となっている。この 2 つの半導体で接合を形成すると、正・負電荷共に密度差が生じてキャリアはそれぞれ拡散し、n 領域の電子は p 領域に、p 領域の正孔は n 領域に移動する。

接合後

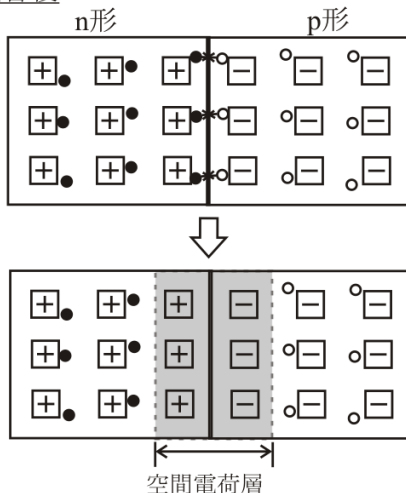


図 3 pn 接合の概念モデル図

今、仮想的に p 形半導体と n 形半導体を接合させて考える。接合前では、それぞれの領域で不純物とキャリア、すなわちアクセプタイオン (□) と正孔 (○)、あるいはドナーイオン (田) と電子 (●) は電氣的に中性となっている。

二つの領域を近づけて接合させたとしても、接合部付近のキャリアはそれぞれ拡散によって密度の小さい方へと移動する。すなわち、n 領域の電子は接合面を横切っ

て p 領域へ、p 領域の正孔は n 領域へ流れ込んでいく。移動した電子は正孔と、また正孔は電子と再結合して消滅する。

接合付近の不純物イオンは結晶格子の位置に置換しているため移動できずに n 領域には正にイオン化したドナーが、p 領域には負にイオン化したアクセプタが取り残される。その結果、接合面近傍では両イオンにより **空間電荷層(space charge layer)** が形成されて電界  $\epsilon$  を生ずる。

このときの pn 接合の電位を図 4 に示す。p 領域と n 領域には  $V_d$  の電位差が発生する。この電位差を **拡散電位(diffusion potential)** あるいは **接触電位差(contact potential difference)** と呼ぶ。拡散電位による内部電界  $\epsilon$  は空間電荷層の幅を  $d$  とすると

$$\epsilon = \frac{V_d}{d}$$

と表される。この電位差はキャリアの拡散を妨げる障壁となる。

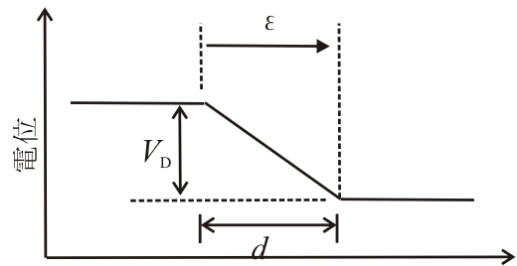


図 4 pn 接合の電位

pn 接合のバンド図は図 5 のように表される。p 領域と n 領域を接合させたときのキャリアの拡散による移動は両領域のフェルミ準位が一致するまで続く。両領域のフェルミ準位が一致した状態を熱平衡状態という。言い換えると、熱平衡状態とはキャリアの拡散運動と内部電界によるキャリアのドリフト運動が釣り合った状態である。

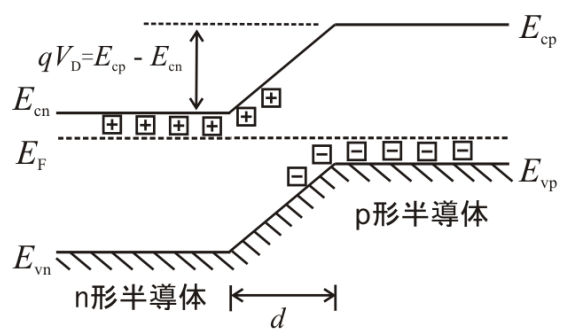


図 5 pn 接合のバンド図

また、空間電荷層はキャリアが少ない領域であるので **空乏層(depletion layer)** と呼ばれることもある。

### 拡散電位

熱平衡状態での pn 接合の電子密度  $n_{n0}$  (n 領域) および  $n_{p0}$  (p 領域) は、教科書 p.22 式より

$$n_{n0} = N_c e^{-(E_{cn} - E_F)/kT}$$

$$n_{p0} = N_c e^{-(E_{cp} - E_F)/kT}$$

両式の比の対数をとると、

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}$$

となる。また、飽和領域の条件 (ドナー、アクセプタがイオン化) を考えると、 $n_{n0} \cong N_d$  および  $n_{p0} \cong n_i^2 / N_a$  の関係から

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad \dots(3.2)$$

が得られる。ここで、 $N_a$  および  $N_d$  はアクセプタ密度およびドナー密度である。(3.2)式から拡散電位は不純物濃度が高いほど大きくなるのがわかる。

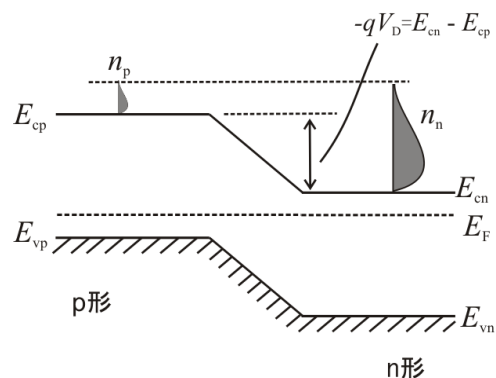
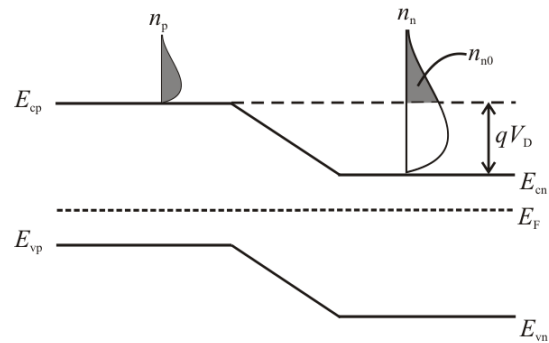


図 6 熱平衡状態の pn 接合

### 3.1.2 電流－電圧特性

#### (a) 熱平衡状態

外部電圧がない状態（熱平衡状態）では、p および n 領域のそれぞれのフェルミ準位は一致している。この時の伝導帯中の電子密度を考える（価電子帯中の正孔も同様に考えられる）。



・ p 領域の電子密度  $n_{p0}$

$$n_{p0} = N_C \exp\left(-\frac{E_{Cp} - E_{Fp}}{kT}\right)$$

・ n 領域の電子密度  $n_{n0}$

$$n_{n0} = N_C \exp\left(-\frac{E_{Cn} - E_{Fn}}{kT}\right)$$

ここで、 $E_{Cn} = E_{Cp} - qV_d$  であるので、

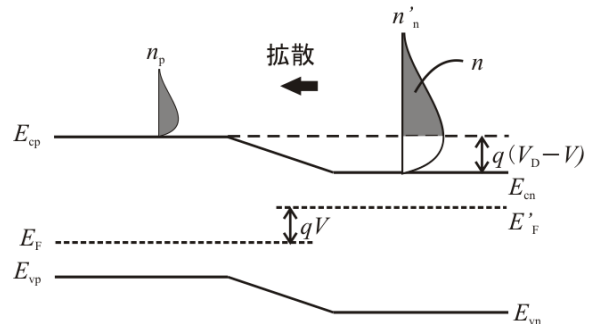
$$n_{n0} = n_{p0} \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) \gg n_{p0}$$

今、外部電圧が無いので接合部に電流は流れない、言い換えると、接合部を横切る電子の移動はない。すなわち、p 領域の電子密度と n 領域の  $qV_d$  以上のエネルギーを持つ電子の密度  $n_{n0} \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right)$  が等しいことになる（図 1 の塗りつぶしている部分）。正孔密度の場合も同様である。これより、電子密度  $n_{p0}$  は次のようになる。

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right) \quad \dots(3.3)$$

#### (b) 順方向バイアス電圧 V 印加状態

pn 接合に順方向の外部バイアス電圧を印加すると、両領域のフェルミ準位に  $qV$  の電位差が生じる。そのため伝導帯のエネルギー差は  $E_{Cp} - E_{Cn} = q(V_d - V)$  となり、熱平衡状態よりも減少する。伝導帯中の電子密度は両領域とも変化しないが、障壁  $q(V_d - V)$  を越えるエネルギーを持つ



n 領域の電子密度  $n_p'$  は

$$n_p' = n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \gg n_{p0} \quad \dots(3.4)$$

となり、両領域の電子密度の差  $\Delta n$  は

$$\Delta n = n_p' - n_{p0} = n_{p0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

となる。それゆえ、拡散により p 領域に電子が流入する。同様に正孔密度の差  $\Delta p$  は

$$\Delta p = p_{n0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

となり、拡散により n 領域に正孔が流入することになる。

図 2 順方向バイアス電圧印加時の pn 接合

すなわち、順バイアスを印加することにより、各領域の少数キャリア密度が増加することになる（p 領域に電子が流入し、n 領域には正孔が流入してくる）。これを少数キャリアの「**注入 injection**」という。上式からわかるように、注入される少数キャリアは熱平衡時のキャリア密度に比例し、 $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1$  で増加することがわかる。特に大きな外部電圧  $V$  の下では、少数キャリア密度は指数関数的に増加する。

### 少数キャリアの分布

pn 接合に順方向に外部電圧  $V$  を印加したときに pn 接合面（接合面積  $S$ ）に流れる電流を求める。始めに接合面を通過する電子（正孔）のキャリア密度を求め、それから拡散方程式によりキャリアによる電流密度を導く。

#### ・ p 領域から n 領域へ移動する正孔

外部電圧  $V$  は遷移領域にのみ掛かる、遷移領域での再結合は考慮しない、と仮定して正孔は拡散現象により移動するとする。

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}$$

ここで、 $\tau_p$ : 正孔の寿命、 $D_p$ : 正孔の拡散定数。

定常状態では、正孔のキャリア密度の時間的変化は無い（直流電圧が印加されている）ので  $\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$  である。また、 $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  とおくと

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} \quad \cdots(3.6)$$

と線形の 2 階微分方程式になる。ここで、 $L_p$  は拡散長と呼ばれ、キャリアが消滅するまでに移動する距離である。この微分方程式の一般解は次のように与えられる。

$$p_n(x) - p_{n0} = A \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad \cdots(3.8)$$

一般解の未知数  $A$ 、 $B$  を求めるため境界条件を考える。障壁を越えられるエネルギーを持つ p 領域における正孔密度は  $n_p' = n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$  であるので、

$$x=0: p_n(0) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

また、n 領域の長さが拡散距離  $L_p$  よりも十分に長い（注入キャリアは電極に達するまでに消滅する）、として

$$x=\infty: p_n(\infty) = p_{n0}$$

$$x=\infty \text{ での境界条件より、 } p_n(\infty) - p_{n0} = A \exp\left(\frac{\infty}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{\infty}{L_p}\right) = 0 \text{ なので}$$

$$A = 0$$

$x=0$ での境界条件より  $B$  は

$$B = p_{n0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

よって、電子密度は次の式になる。

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right) \quad \dots(3.10)$$

### 正孔による電流

導出した正孔密度より正孔電流密度  $J_p$  を求める。正孔密度の式は p.33 の(2.40)式より

$$J_p = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx}$$

であるので、

$$J_p = + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right)$$

となる。接合部  $x=0$  での電流密度は

$$J_p = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad \dots(3.11)$$

電子による電流密度  $J_n$  も同様に

$$J_n = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad \dots(3.12)$$

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  $S \times (J_n + J_p)$  であるので

$$\begin{aligned} I &= S(J_n + J_p) = qS \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \\ &= I_s \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

となる。ここで、 $I_s = qS \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right)$  である。この式より、電流が少数キャリア密度( $p_{n0}$ ,  $n_{p0}$ )

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。

### (c) 逆方向バイアス電圧

pn 接合に逆方向の外部バイアス電圧を印加 ( $V < 0$ )すると、順バイアスと同様に両領域のフェルミ準位に  $qV$  の電位差が生じる (図 3)。両領域の伝導帯のエネルギー差は

$$E_{c_p} - E_{c_n} = q(V_D - V) = q(V_D + |V|)$$

となり、(キャリアにとっての) 障壁高さは大きく

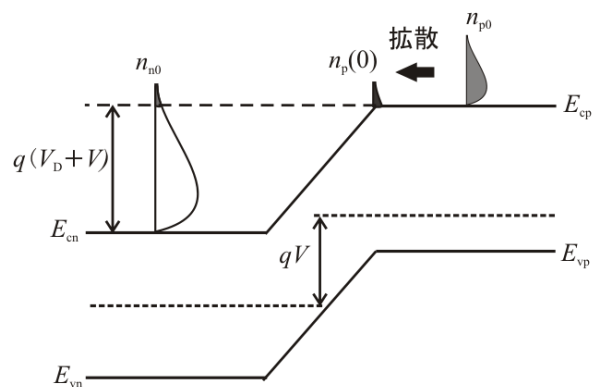


図 3 逆方向バイアス電圧印加時の pn 接合



なる。この障壁を越えるだけのエネルギーを持つ電子密度  $n_p''$  は

$$n_p'' = n_{p0} \exp\left(-\frac{q|V|}{kT}\right) \ll n_{p0}$$

となる。これより両領域の電子密度の差  $\Delta n'$  は

$$\Delta n' = n_{p0} - n_p'' = n_{p0} \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right]$$

となり、p 領域の接合部付近の電子（少数キャリア）は n 領域に流れ込んでいく（遷移領域の内部電界による）。この少数キャリアの移動は順方向とは逆で、これを「**注出 extraction**」という。p 領域の電子は少数キャリアであり、密度も小さいので流れる電流値も小さい。また電圧を大きくしても電子密度は変化しないので電流値は一定、すなわち飽和する。

### 電流－電圧特性

逆方向バイアス電圧印加の場合も上述の電流の式で表される。pn 接合の電圧-電流特性を描くと図 4 に示すようになる。順バイアス電圧印加時 ( $V > 0$ ) では、電流は  $V$  の増加と共に急激に増加する。

常温で、例えば  $V = 0.1$  V 程度では、 $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \gg 1$

となるので、指数関数で近似できる。また、逆バイアス電圧印加時 ( $V < 0$ ) では、電流値は電圧に無関係に一定  $I_s$  になる。この逆方向に流れる一定の電流  $I_s$  を**逆方向飽和電流(saturation current)**という。このように電圧-電流特性が非線形性を示し、順バイアスのときのみ電流が流れる性質を**整流性(rectification)**という。

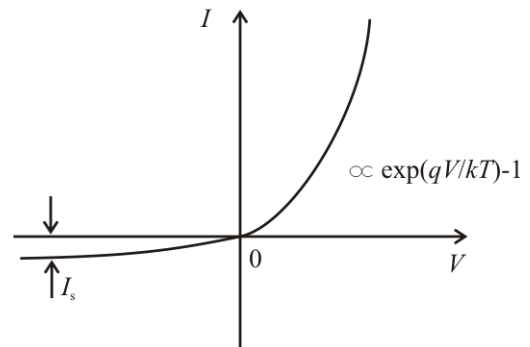


図 4 電圧-電流特性

### 3.1.3 pn 接合の空乏層容量

pn 接合に外部電圧(直流)を印加する。電圧の印加方向によって接合付近の状態が異なる。

・ **順方向バイアス状態 :**

p 形側に正電圧、n 形側に負電圧を印加。



p 領域の正孔は電位の低い方(n 領域)へ、  
n 領域の電子は電位の高い方(p 領域)へ移動する。  
その結果、順バイアス状態では空乏層幅は狭くなる。

順方向バイアス状態

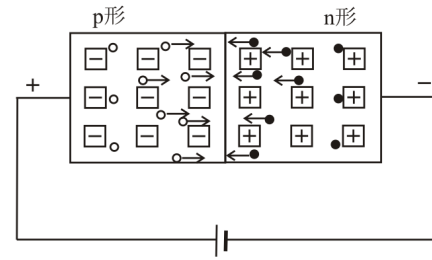


図 1 順バイアス状態

・ **逆方向バイアス状態 :**

p 形側に負電圧、n 形側に正電圧を印加。



p 領域の正孔は電位の低い方(-極側)へ、  
n 領域の電子は電位の高い方(+極側)へ移動する。  
その結果、逆バイアス状態では空乏層幅が広がる。

逆方向バイアス状態

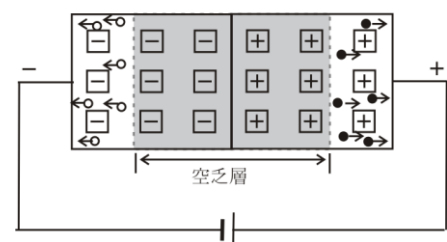


図 2 逆バイアス状態

逆バイアス

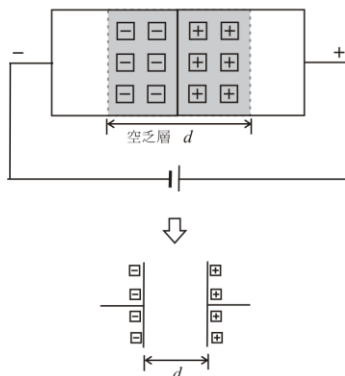


図 3 空乏層の静電容量

pn 接合の空乏層には、正負の空間電荷が存在しているので、これを空乏層幅の電極間隔を持つ 2 枚の平板コンデンサ (容量) と見なすことができる。

逆バイアスの電圧の大きさを変化させると空乏層の幅  $d$  が変わるため、空乏層 (コンデンサ) の静電容量  $C$  もまた変化する。

### 階段接合の空乏層容量を求める

**階段接合 :** pn 境界で不純物濃度が階段状に変化している接合(接合部で不純物がアクセプタからドナーへ急激に変わっている接合)。

階段接合の空乏層の厚さ  $d$  および静電容量  $C$  を表す式を導く。解析は一次元モデルを仮定する。

図 4 に解析モデルの空間電荷分布および電位を示す。ここで、 $N_D$  および  $N_A$  はドナーおよびアクセプタ濃度、 $x_n$  および  $x_p$  はそれぞれ空乏層の両端を示す。

**ポアソン方程式(Poisson equation)**

$$\frac{d^2V_\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad \dots(3.17)$$

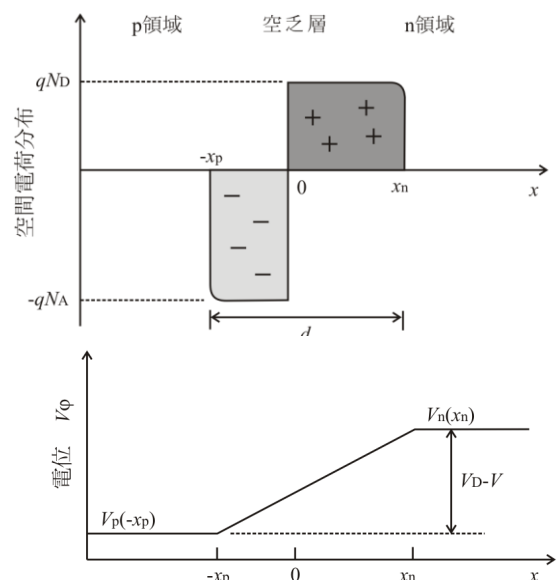


図 4 階段接合の電荷分布と電位差

1)  $-x_p \leq x \leq 0$  の領域

ポアソン方程式より

$$V_p = \frac{qN_a}{2\epsilon_r\epsilon_0} x^2 + A_p x + B_p$$

2)  $0 \leq x \leq x_n$  の領域

$$V_n = -\frac{qN_d}{2\epsilon_r\epsilon_0} x^2 + A_n x + B_n$$

3)  $x \leq -x_p$  および  $x_n \leq x$  の領域

$$V_\phi^p(x) = 0 \quad \text{および} \quad V_\phi^n(x) = V_d - V$$

各境界での連続の条件より未知定数  $A$  および  $B$  を求める。

i)  $x=0$  での連続性

$$V_n(0) = V_p(0) \quad \text{および} \quad \frac{dV_n(0)}{dx} = \frac{dV_p(0)}{dx} \quad \text{より} \quad B_n = B_p \equiv B \quad \text{および} \quad A_n = A_p \equiv A \quad \text{となる。}$$

ii)  $x=-x_p$  での連続性

$$V_p(-x_p) = V_\phi^p(-x_p) \quad \text{および} \quad \frac{dV_p(-x_p)}{dx} = \frac{dV_\phi^p(-x_p)}{dx} \quad \text{より} \quad A = \frac{qN_a}{\epsilon_r\epsilon_0} x_p \quad \text{となる。}$$

iii)  $x=x_n$  での連続性

$$V_n(x_n) = V_\phi^n(x_n) \quad \text{および} \quad \frac{dV_n(x_n)}{dx} = \frac{dV_\phi^n(x_n)}{dx} \quad \text{より} \quad A = \frac{qN_d}{\epsilon_r\epsilon_0} x_n \quad \text{となる。}$$

$$\text{ここで、} \quad A = \frac{qN_D}{\epsilon_r\epsilon_0} x_n = \frac{qN_A}{\epsilon_r\epsilon_0} x_p \quad \text{より、} \quad N_d x_n = N_a x_p \quad \dots(3.22)$$

この式は、空乏層内の正負の電荷量は等しいことを示している。

空乏層の厚さ  $d(=x_n + x_p)$  を求める。(3.22)式から  $x_n$  および  $x_p$  を  $d$  で表すと

$$x_n = \frac{N_a}{N_a + N_d} d, \quad x_p = \frac{N_d}{N_a + N_d} d$$

また、p 領域と n 領域の電位差  $V_D - V$  は

$$V_d - V = V_n(x_n) - V_p(-x_p) = \frac{q}{2\epsilon_r\epsilon_0} (N_d \cdot x_n^2 + N_a \cdot x_p^2) \quad \dots(3.25)$$

であるので、これより空乏層の厚さ  $d$  は

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0(N_a + N_d)}{qN_a N_d}} (V_d - V) \quad \dots(3.27)$$

と求められる。この式からわかるように、 $d$  は電位差  $V_d - V$  の平方根に比例し、外部逆電圧 ( $-V$ ) が大きくなると  $d$  は増加する(空乏層が広がる)。

次に空乏層の静電容量  $C$  を表す式を求める。空乏層にたまった単位面積あたりの電荷  $Q$  は

$$Q = q \cdot N_d \cdot x_n = q \cdot N_d \frac{N_a}{N_d + N_a} d$$

$$= \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 q N_a N_d}{N_d + N_a}} (V_d - V)$$

となる。これより、空乏層の静電容量  $C$  は

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 q N_a N_d}{2(N_d + N_a)}} \frac{1}{(V_d - V)} \quad \dots(3.29)$$

と表される。静電容量  $C$  と空乏層幅  $d$  の積をとると、

$$Cd = \epsilon_r \epsilon_0$$

となる。一方、平板コンデンサの容量(真空中) $C_0$ は

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{d}$$

と表される( $S$ は電極の面積)。上の二式を比べると、 $C$ は物質中の電極

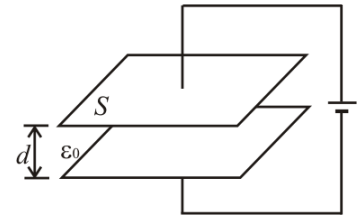


図 5 平板コンデンサ

の間隔  $d$  の単位面積あたりの静電容量と考えることができる。この静電容量は、**空乏層容量** (depletion layer capacitance) または **接合容量** (junction capacitance) と呼ばれる。

(3.27)および(3.29)式から、逆バイアス電圧  $-V$  が大きくなると空乏層幅  $d$  は広がり、容量  $C$  は小さくなるのが分かる。

不純物濃度が  $N_a \gg N_d$  ( $N_d \gg N_a$ ) の場合、容量  $C$  は

$$C \cong \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 q N_d}{2}} \frac{1}{(V_d - V)} \quad \left( C \cong \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 q N_a}{2}} \frac{1}{(V_d - V)} \right)$$

となるので、 $C$  と外部電圧  $V$  の関係を考えて

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{\epsilon_r \epsilon_0 q N_d} (V_d - V) \quad \left( \frac{1}{C^2} = \frac{2}{\epsilon_r \epsilon_0 q N_a} (V_d - V) \right)$$

となり、 $1/C^2$  と  $V$  の関係は図 6 のようになる。すなわち、外部電圧を変化させて pn 接合のキャパシタンスを測ることにより、 $1/C^2 - V$  特性を描くとその傾きから  $N_d$  ( $N_a$ ) が求められることになる。また、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。

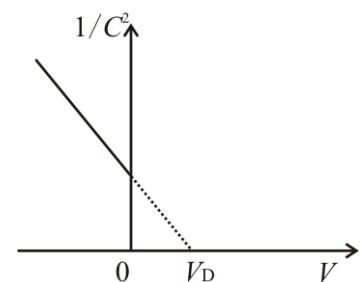


図 6 電圧-容量特性

### 3.1.4 ダイオードの降伏

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**ダイオードの降伏(breakdown)**といい、降伏が始まる電圧を**降伏電圧(breakdown voltage)**という。

#### ・ツェナー降伏 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(tunnel effect)**により n 領域伝導帯に通り抜けるようになる(図 7)。トンネル効果による電流の増大を**ツェナー降伏**という。

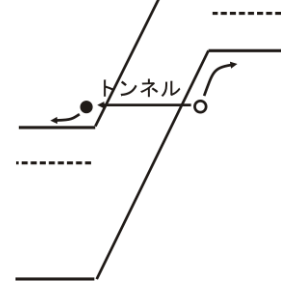


図 7 トンネル効果

#### ・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(図 8)。この機構を**電子雪崩**という。

$$I = \frac{I_{R0}}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^n}$$

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ー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ー降伏が生じにくくなり、電子雪崩降伏が支配的となる。図 9 に電子雪崩およびツェナー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。

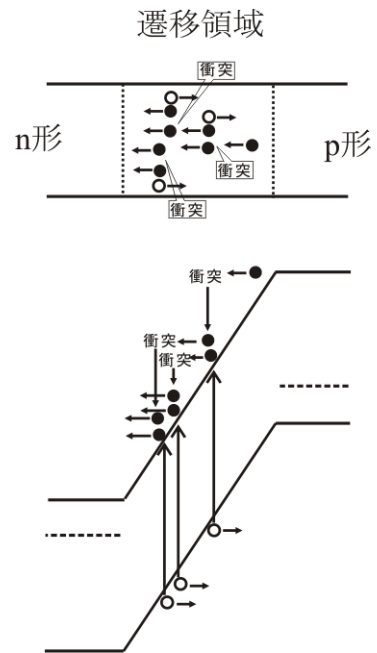


図 8 電子雪崩降伏

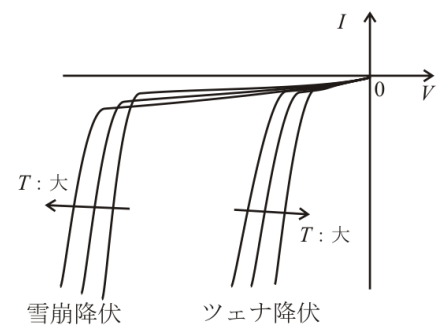


図 9 降伏現象の温度依存性

最後に pn 接合の応用例を挙げる。

- ・整流性 …… pn 接合ダイオード、nnp/pnp トランジスタ (バイポーラトランジスタ)
- ・負性抵抗 …… エサキダイオード (トンネルダイオード)、サイリスタ (pnpn ダイオード)
- ・空乏層 …… 可変容量ダイオード (バリキャップ)、接合型電界効果トランジスタ(JFET)
- ・発光 …… 発光ダイオード(LED)、半導体レーザ(LD)
- ・受光 …… 太陽電池、フォトダイオード

### 3.2 ショットキーダイオード Schottky Diode

#### 3.2.1 金属と半導体の接触モデル

- ・仕事関数 work function : 真空準位とフェルミ準位とのエネルギーの差
- ・電子親和力 electron affinity : 真空準位と伝導帯下端とのエネルギーの差

金属、n 形・p 形半導体のエネルギーバンド図を図 1 に示す。金属と半導体の接触では、両者の仕事関数の大小関係によって接触の状況が異なる。ここでは n 形半導体を例にとって説明を行っていく。

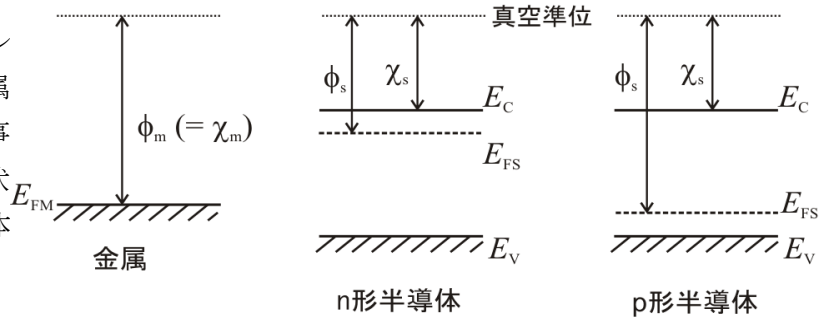


図 1 金属、n および p 形半導体のバンド図

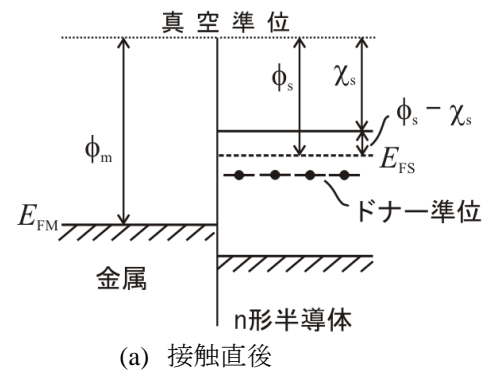
#### ショットキー接触 ( $\phi_m > \phi_s$ の場合)

##### (a) 接触直後

①接触界面付近の伝導帯とドナー準位にいる電子は金属側に移動する（金属のフェルミ準位の方がエネルギーが低いため）。

②ドナー準位から電子がいなくなりドナーイオン（電荷）が取り残される。この電荷に金属中の電子が引き寄せられ、これにより今度は半導体中の電子にとっての障壁が生じる。

③電子の移動は適当なところで釣り合いが取れ、平衡状態になる。



(a) 接触直後

##### (b) 平衡状態

①半導体中の電子が金属側へ移動したため、（主に）半導体のフェルミ準位が下がり、両者のフェルミ準位が一致する。

②電荷のドナーイオンが電荷の電子を引き寄せるため、障壁が生ずる。

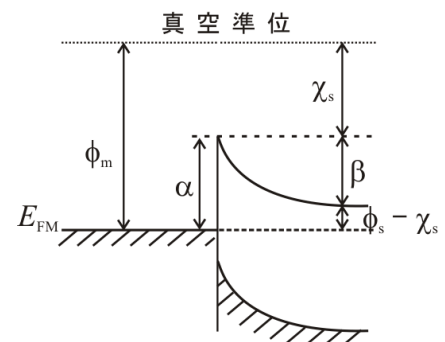
電子にとっての障壁の高さを考えると、金属側の電子にとっての高さ  $\alpha$  は

$$\alpha = \phi_m - \chi_s (= \beta + \phi_s - \chi_s)$$

となる。反対に、半導体側の電子にとっての障壁高さ  $\beta$  は

$$\beta = \alpha - (\phi_s - \chi_s) = \phi_m - \phi_s \equiv qV_d$$

となる。ここで、 $V_d$  は拡散電位である。金属および半導体から見た障壁高さの関係は  $\alpha > \beta$  である(図 2(b))。



(b) 平衡状態

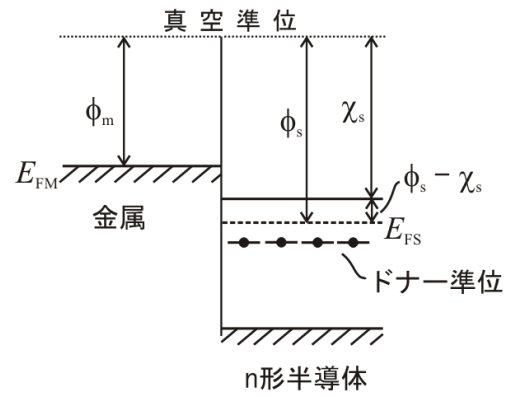
図 2 金属-n 形半導体接触

オーム接触 ( $\phi_m < \phi_s$  の場合)

(a) 接触直後

①接触界面付近の金属中の電子で、半導体のフェルミ準位  $E_{FS}$  以上のエネルギーを持つものが半導体側に移動する ( $E_{FM} > E_{FS}$ )。

②電子の移動は両者のフェルミ準位が一致するまで続く (→平衡状態へ)。



(a) 接触直後

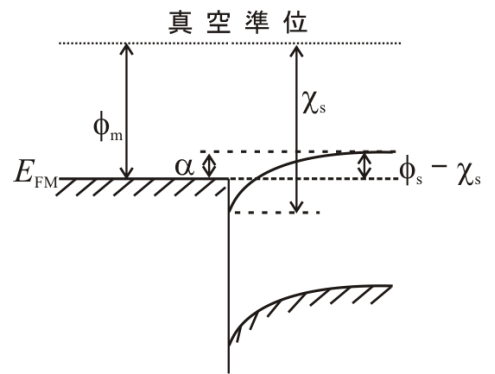
(b) 平衡状態

①金属側の界面では電子が移動した分だけ正電荷が生じ、この正電荷に引き寄せられて半導体側界面に電子が集められる (負電荷が生じる)。この電子は自由に動けるので、障壁を生じない。

平衡状態の接触バンド図は図 3(b)のようになる。金属側から見た電子にとっての障壁高さ  $\alpha$  は

$$\alpha = \phi_s - \chi_s$$

また、半導体から見た障壁はないことがわかる。n 形半導体では、フェルミ準位は伝導帯下端のすぐ下にあるため障壁高さ  $\alpha$  は小さい。それゆえ、電子の流れる方向に差異がほとんどなく (整流作用がない)、電流値は半導体の抵抗値によって決定される。このような接触を「オーム (オーミック) 接触」という。



(b) 平衡状態

図 3 オーム接触

3.2.2 電気的特性

・ 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。

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

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

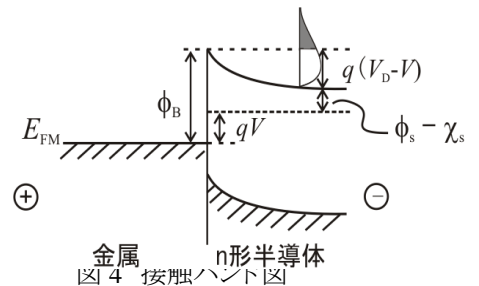


図 4 接触バンド図

・ 金属 → n 形半導体への電子電流 :  $J_{MS}$

障壁  $\phi_B$  を越えられるだけのエネルギーを持つ電子による電流。  $\phi_B$  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

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

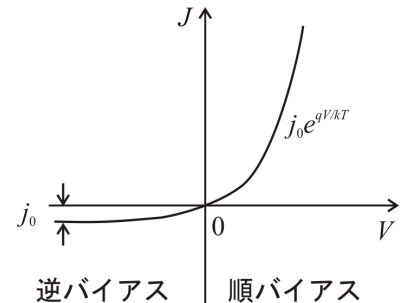


図 5 電流-電圧特性

ここで、 $j_0$  は飽和電流である。電圧-電流特性は図 5 のようになり整流性を持つ。

$\phi_m > \phi_s$  の場合

順方向バイアス

金属と n 形半導体の整流接触に外部から電圧を印加した場合を考える。このとき、n 形半導体側にマイナスの電圧を印加した状態を順方向バイアスという。外部電圧  $V$  を掛けた場合、pn 接合のときと同様にフェルミ準位に  $qV$  のエネルギー差が生じる(図 6)。

それぞれの側から見た障壁の高さは、金属側の電子にとっての高さ  $\alpha'$  は

$$\alpha' = \phi_m - \chi_s = \alpha$$

となり、平衡状態と変化はない。半導体側の電子にとっての障壁

高さ  $\beta'$  は

$$\beta' = \alpha' - (\phi_s - \chi_s) - qV = \phi_m - \phi_s - qV \equiv q(V_D - V)$$

となり、外部電圧によって障壁高さが低くなる。よって、障壁高さが減少した分、障壁を乗り越えて金属側へ移動できる電子数は多くなるので、半導体から金属側への電子流は増加することになる。

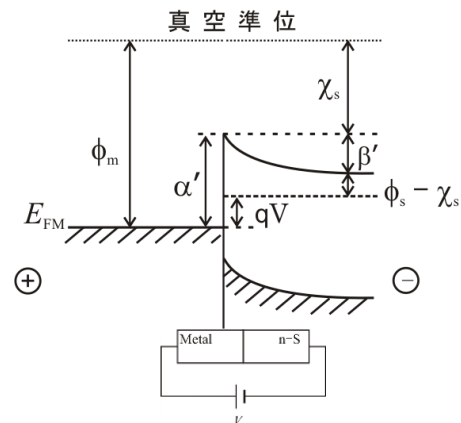


図 6 順方向バイアス

逆方向バイアス

順方向と逆に外部電圧を印加した場合（逆方向バイアス）を考える。このときも同様にフェルミ準位に  $qV$  のエネルギー差が生ずるが、図 7 に示す様に、変化の方向は逆となる（半導体のフェルミ準位の方が金属よりも下になる）。

金属側の電子にとっての高さ  $\alpha'$  は順バイアスと同様に変化しない。半導体側の電子にとっての障壁高さ  $\beta'$  は

$$\beta' = q(V_D + V)$$

となる。ここで、金属から半導体側へ移動する電子の数は  $V$  に依らないので、電子流は一定である。

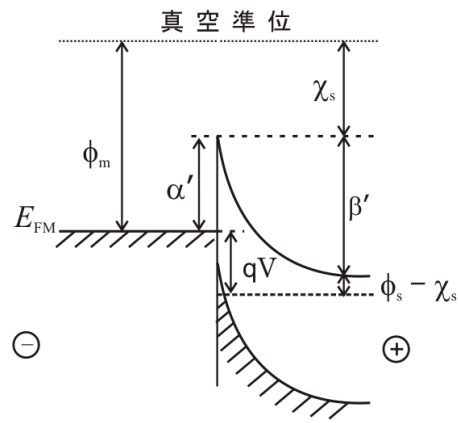


図 7 逆方向バイアス

以上より、整流接触に流れる電流は、印加電圧の方向によって異なることがわかる。

$\phi_m < \phi_s$  の場合

金属と n 形半導体のオーム接触に外部から電圧を印加した場合を考える。外部に電圧  $V$  を印加したとき、電圧は半導体側に均一に掛かり、半導体領域のフェルミ準位が電界方向に傾く(図 8)。このときの印加電圧  $V$  と流れる電流  $I$  の  $I$ - $V$  特性は直線となる(オーミック特性)。

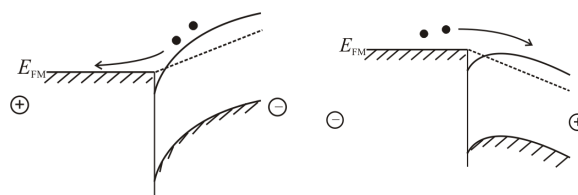


図 8 オーム接触(電圧印加時)

以上、金属と n 形半導体の接触の場合について説明したが、金属と p 形半導体の接触の場合も同様に考えることができる。ただし、整流接触とオーム接触のどちらの接触を示すかは n 形の場合とは逆の結果になる。



**空乏層幅  $d$**

pn 接合の場合と同様に、金属-n 形半導体接触の場合を例に接触界面に存在する空乏層の厚さ  $d$  を求める。

図 9 に 1 次元の解析モデルを示す。また、以下の様に仮定する。

- 1) ドナー濃度は一定
- 2) 拡散電圧  $V_D$  はともに空乏層にのみ掛かる
- 3) 半導体内部の電位を基準とする

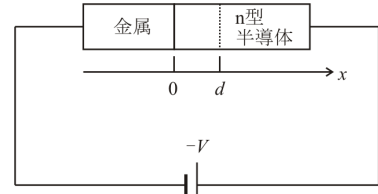


図 9 解析座標

図 10 に電荷密度の分布を示す。半導体側にはドナーイオンがあるので正電荷  $(+qN_D)$  が存在する。金属中の電子がこのドナーイオンに引き寄せられるため、自由電子による負の電荷  $(-qN_M\delta(x), \delta(x):$  デルタ関数) が界面にのみ存在することになる。以上より、ポアソン方程式から境界条件を使って空乏層内の電圧  $\phi(x)$  を求める。

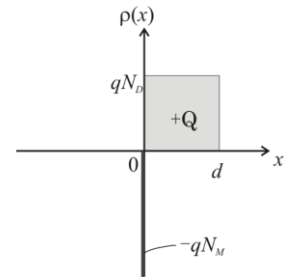


図 10 電荷密度分布

ポアソン方程式は、半導体空乏層領域において

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} = -\frac{qN_D}{\epsilon} \quad \dots(3.35)$$

と表される。上式を積分すると、積分定数を  $A$  および  $B$  として、

$$\phi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon}x^2 + Ax + B$$

また、電位に対する境界条件は、半導体内部の電位をゼロ (基準) として、

$$x = d \text{ で } \phi(d) = 0, \quad \frac{d\phi(d)}{dx} = 0$$

$$x = 0 \text{ で } \phi(0) = -V_D$$

上記の境界条件より定数  $A, B$  を決定すると、

$$A = \frac{qN_D}{\epsilon}d, \quad B = -\frac{qN_D}{2\epsilon}d^2$$

と求められる。よって  $\phi(x)$  は

$$\phi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon}(x-d)^2$$

$x = 0$  の時の電位は  $-V_D$  であるので、

$$\phi(0) = -\frac{qN_D}{2\epsilon}d^2 = -V_D$$

となる。これより、空乏層の厚さ  $d$  は

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V_D}{qN_D}}$$

となる。

以上のように、金属側から見た障壁高さと半導体側から見た障壁高さが異なる場合、電子の流れは方向により異なってくるので、整流作用が生じる。このような金属-半導体接触を「**整流接触**」という。

### 3.3 種々のダイオード

#### 3.3.1 整流・定電圧ダイオード

#### 3.3.2 フォトダイオードと太陽電池

太陽電池の構造は図 1 に示すように pn 接合となっている。pn 接合に光が入射されると、主に空乏層において電子正孔対が生成される。生成された電子は n 領域へ移動、正孔は p 領域へ移動する。

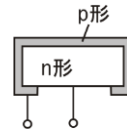


図 1 太陽電池の構造

光が照射された時、流れる電流  $I$  は pn 接合の電流の式より

$$I = I_0 \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) - I_L$$

となる。pn 接合の両端を短絡すると、外部回路に短絡電流  $I_{SC}$  が流れる。

$$I_{SC} = -I_L$$

ここで  $I_L$  は光電流である。pn 接合の両端を開放した場合、その開放電圧  $V_{OC}$  は

$$V_{OC} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_L}{I_0} + 1\right)$$

となる(図 3)。光照射時の V-I 特性は図 4 に示すように電流値がマイナス方向にシフトする。

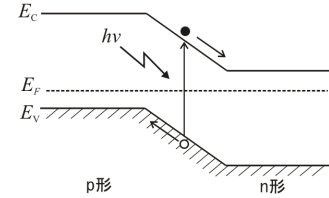


図 2 pn 接合

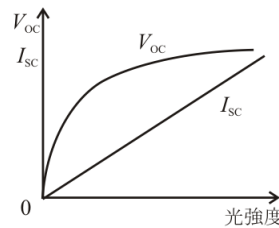


図 3 光強度の影響

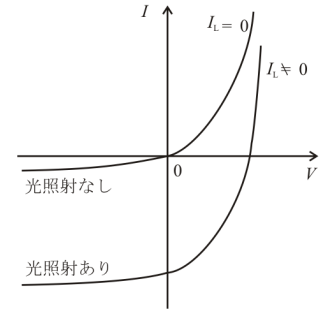


図 4 電圧-電流特性

#### 3.3.3 発光ダイオード(light emitting diode : LED)

##### 発光(luminescence)

エネルギー準位間の遷移に基づく光放出

ex) レーザ、LED、蛍光灯、CRT、水銀灯、蛍など

放出光(自然放出)のエネルギーは

$$E_2 - E_1 = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

$\lambda$  : 放出光の波長(振動数  $\nu$ )

$h$  : プランク定数( $6.625 \times 10^{-34}$ [J])

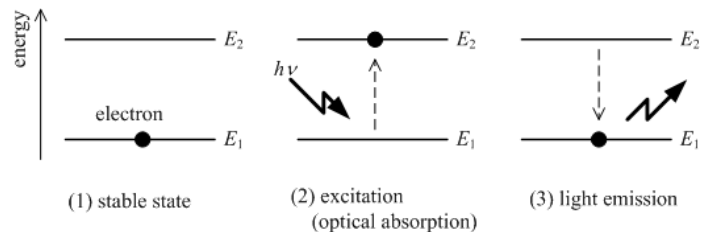


図 5 発光原理

pn 接合にキャリアを直接注入することによる励起。注入された電子、正孔が再結合して発光する。

また、発光色は半導体材料のバンドギャップの大きさに依存する。可視光領域の光のエネルギーは次の通りである。

赤(700nm) : 約 1.7eV

緑(555nm) : 約 2.2eV

青(400nm) : 約 3eV

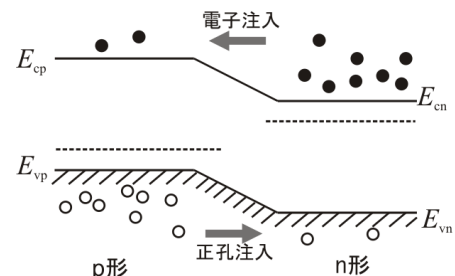


図 6 少数キャリアの注入

Si のバンドギャップは約 1.1eV で赤外域にある。化合物半導体の GaAs はバンドギャップが 1.4eV で 900nm の光(赤外線)を発光する。可視光を発光させる半導体材料として次の材料が使われている。

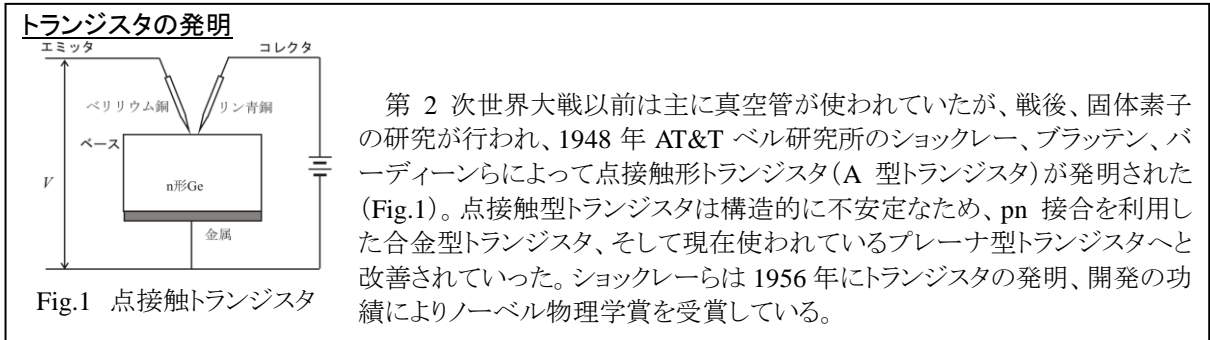
赤色～緑色 : GaP(不純物による)

青色～紫色 : ZnSe、GaN、SiC など

## 4 バイポーラデバイス

### 4.1 バイポーラトランジスタ bipolar transistor

トランジスタ transistor (“transfer”+“resistor”) : 増幅、スイッチング作用を持つ 3 端子の能動素子



### トランジスタの分類

#### ・バイポーラトランジスタ (bipolar transistor)

少数キャリアの振る舞いを利用。多数キャリアと少数キャリアの両方が動作に関与する。

例) npn トランジスタ、pnp トランジスタ

#### ・電界効果トランジスタ (FET: Field effect transistor)、別名：ユニポーラ (unipolar) トランジスタ

キャリアの流れに直交する電界で制御。多数キャリアが動作に関与する。

例) MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor FET)、接合型 FET (junction-FET)、  
ショットキー障壁型 (MESFET: Metal-Semiconductor FET / SBFET: Schottky barrier FET)

#### 4.1.1 バイポーラトランジスタの構造と接地方式

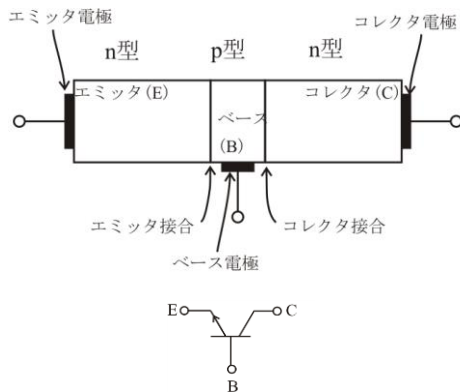


Fig.2 npn 形トランジスタ

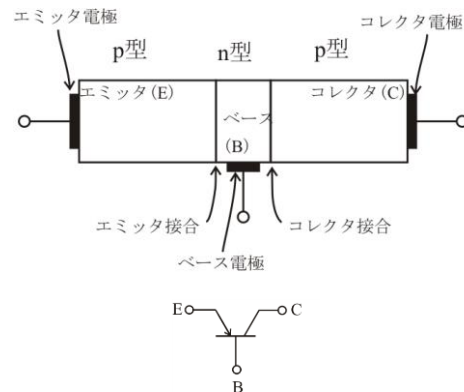


Fig.3 pnp 形トランジスタ

・ 3 個の端子 ... E : エミッタ (emitter)、B : ベース (base)、C : コレクタ (collector)

・ ベース領域は狭く作られている

・ 各領域の不純物密度の関係 ... エミッタ > ベース > コレクタ

・ トランジスタの記号の矢印の向きはエミッタ電流の向きを示す

4.1.2 動作原理

エネルギーバンド図

熱平衡状態

npn トランジスタにおける不純物密度の関係

$$\text{エミッタの } N_d > \text{ベースの } N_a > \text{コレクタの } N_d$$

熱平衡時では、3領域のフェルミ準位が一致する。

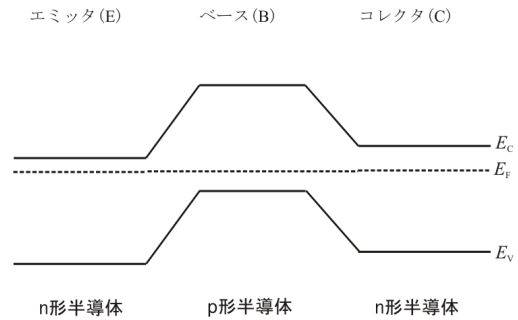


Fig.4 熱平衡時のエネルギーバンド

バイアス印加時（活性状態）

エミッタ接合に順バイアス、コレクタ接合に逆バイアスが印加された場合のキャリアの振る舞い

1. エミッタ領域からベース領域へ電子が注入される。
2. 注入された電子は拡散現象によってコレクタ接合へ向かう。
3. コレクタ接合では逆バイアスが印加されているため、電子はドリフトされてコレクタ領域に入る。

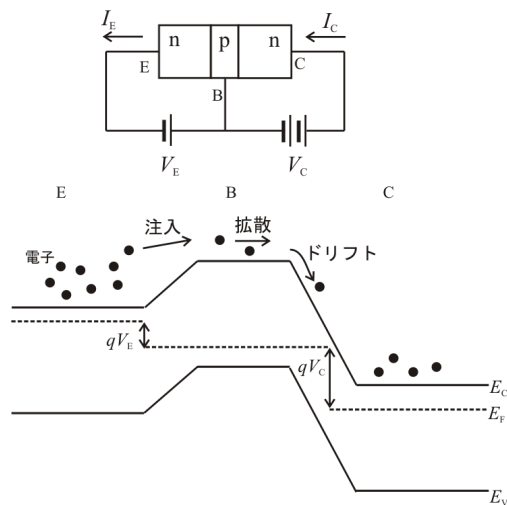


Fig.5 バイアス印加時のエネルギーバンド

増幅作用

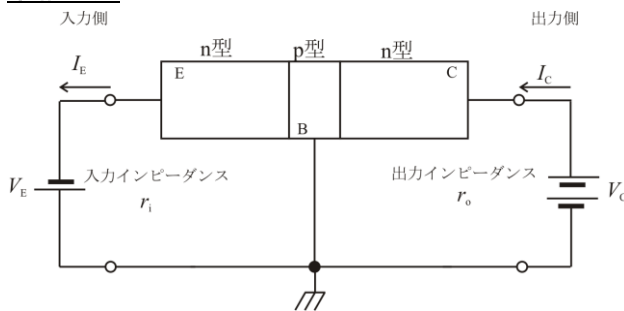


Fig.6 増幅回路

$r_i$  : 入力インピーダンス

$r_o$  : 出力インピーダンス

$I_E$  : 入力電流

$I_C$  : 出力電流

エミッタ接合 : 順方向バイアス

コレクタ接合 : 逆方向バイアス

この増幅回路の電力利得

$$G = \frac{P_o}{P_i} = \frac{I_C^2 r_o}{I_E^2 r_i} \cong \frac{r_o}{r_i}$$

増幅の条件

$$\left[ \begin{array}{l} \cdot I_C \cong I_E \text{ とする} \\ \cdot r_o \text{ を大きくする} \\ \cdot r_i \text{ を小さくする} \end{array} \right] \Rightarrow G \gg 1 \quad (\text{増幅する})$$

4.1.3 電流増幅率

$\alpha$  : ベース接地電流増幅率 (current amplification factor) または電流伝達率

$$\alpha = \frac{I_C - I_{CBO}}{I_E}$$

コレクタ遮断電流  $I_{CBO}$  は通常非常に小さいため、

$$\alpha \cong \frac{I_C}{I_E}$$

通常、 $\alpha$  は 1 に近い値になるので、 $I_C$  と  $I_E$  はほぼ同じ値となる。

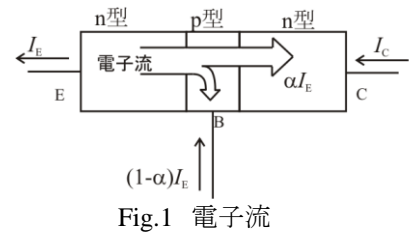


Fig.1 電子流

$\beta$  : エミッタ接地電流増幅率

キルヒホッフの法則  $I_E = I_B + I_C$  と上式  $I_C = I_{CBO} + \alpha I_E$  より  $I_E$  を消去して  $I_C$  を求めると、

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{1}{1-\alpha} I_{CBO} \cong \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B = \beta I_B$$

即ち、 $\beta \cong \frac{\alpha}{1-\alpha} \cong \frac{I_C}{I_B}$  となる。

Fig.2 に示すように、エミッタ電流がコレクタに流れ込むまで 3 つの段階に分けて考える。

- 1) エミッタからベースへの電子の注入
- 2) ベース内での電子の拡散による移動
- 3) コレクタ空乏層内の電界による電子のドリフト

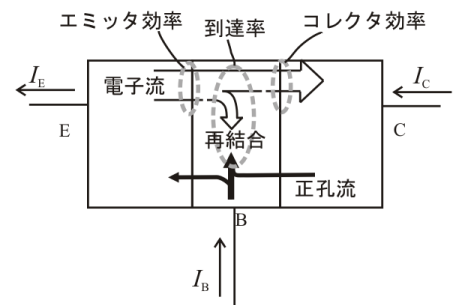


Fig.2 トランジスタ内の電流

以上、3 つの段階を考慮して、トランジスタの電流増幅率  $\alpha$  をそれぞれの段階における効率にわけて考える。

- 1) **エミッタ効率** (emitter efficiency) または **注入効率** (injection efficiency):  $\gamma$
- 2) **ベース輸送効率** (base transport efficiency) または **到達率** (transport factor):  $\alpha_T$
- 3) **コレクタ効率** (collector efficiency):  $\alpha_C$

電流増幅率  $\alpha$  を 3 つの効率の積として表す。

$$\alpha = \gamma \cdot \alpha_T \cdot \alpha_C \quad \dots(4.4)$$

1) エミッタ効率 (注入率)

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\text{少数キャリア電流成分 } (I_{En})}{\text{全エミッタ接合電流 } (I_E)} \\ &= \frac{j_{En}}{j_{En} + j_{Ep}} = \frac{1}{1 + \frac{j_{Ep}}{j_{En}}} \end{aligned}$$

今、トランジスタを通常のバイアス状態で動作させ、ベース幅が十分薄いと考えると

$$\gamma \cong \frac{1}{1 + \frac{D_p p_{n0} W}{D_n n_{p0} L_p}}$$

となる。ここで  $\sigma_E$ 、 $\sigma_B$  をそれぞれエミッタ領域およびベース領域の導電率とし、 $np = n_i^2$  の関係とアインシュタインの関係式から

$$p_{n0} = \frac{q^2 n_i^2 D_n}{\sigma_E kT}, \quad n_{p0} = \frac{q^2 n_i^2 D_p}{\sigma_B kT}$$

となる。これより

$$\gamma \cong \frac{1}{1 + \frac{\sigma_B W}{\sigma_E L_p}} \left( \cong 1 - \frac{\sigma_B W}{\sigma_E L_p} \right) \quad \dots(4.6)$$

となる。また、(4.6)式でエミッタ、ベース領域の不純物密度をそれぞれ  $N_E$ 、 $N_B$  とすると、常温(飽和領域)における少数キャリア密度より  $\gamma$  は次のようになる。

$$\gamma \cong 1 - \frac{N_B W}{N_E L_p}$$

エミッタ効率  $\gamma$  をできるだけ 1 に近づけるには第 2 項を小さくすればよい。すなわち、

- 1) ベース幅  $W$  を薄くする  $\rightarrow W \ll L_p$
- 2) エミッタの導電率をベース導電率より大きくする  
 $\rightarrow$  エミッタの不純物密度  $\gg$  ベースの不純物密度

という条件を満たす必要がある。

## 2) 到達率 (ベース輸送効率)

$$\begin{aligned} \alpha_T &= \frac{\text{コレクタに到達した電流}}{\text{ベースに注入された電流}} = \frac{I_{Bn}(W)}{I_{Bn}(0)} = \frac{j_{Cn}}{j_{En}} \\ &= \frac{-\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \exp\left(-\frac{qV_{EB}}{kT}\right) \operatorname{cosech}\left(\frac{W}{L_n}\right)}{-\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \exp\left(-\frac{qV_{EB}}{kT}\right) \operatorname{coth}\left(\frac{W}{L_n}\right)} = \frac{1}{\operatorname{cosh}\left(\frac{W}{L_n}\right)} = \operatorname{sech}\left(\frac{W}{L_n}\right) \\ &\cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_n}\right)^2 + \dots \quad \dots(4.10) \end{aligned}$$

$\alpha_T$  をできるだけ 1 に近づけるにはベース幅  $W$  を狭くし、 $L_n$  を大きくして電子の寿命を長くする必要がある。これにより、ベース内での再結合の割合が減少する。

## 3) コレクタ効率

$$\alpha_C = \frac{j_C}{j_{Cn}}$$

コレクタ接合に達した電子流は、一般に僅かに増幅される。この増幅の原因は、

- 1) コレクタへ入った電子により電界が発生し、この電界によりコレクタの正孔がドリフトして電流となる。
- 2) コレクタ接合における電子雪崩による電流増倍。

$\rightarrow$  pn 接合の雪崩降伏を参照 (教科書 p.54)

以上より、

$$j_C = \alpha_C \cdot j_{Cn} = \alpha_C \cdot \alpha_T \cdot j_{En} = \alpha_C \cdot \alpha_T \cdot \gamma \cdot j_E \cong \alpha \cdot j_E$$

通常は、コレクタ接合の逆バイアス電圧は降伏電圧より十分低く選ぶので、 $\alpha_C \cong 1$  として考えて

$$\alpha \cong \gamma \cdot \alpha_T \cong \left(1 - \frac{\sigma_B W}{\sigma_E L_p}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_n^2}\right) \quad \dots(4.11)$$

と表すことができる。

以上を整理すると、電流増幅率  $\alpha$  を大きくするには、

ベース幅  $W$  を小さくする

$$\sigma_B \ll \sigma_E \quad (N_B < N_E)$$

の条件を考えればよい。

### 4.1.4 バイポーラトランジスタの静特性 ベース接地

#### $I_E = 0$ のとき

ベース-エミッタ間が開放していると考える。

このとき、コレクタ接合には pn 接合の逆バイアス時の飽和電流が流れる。この電流を「コレクタ遮断電流  $I_{CBO}$ 」という。

Fig.1 の塗りつぶしの領域を「遮断領域 (cut-off region)」という。

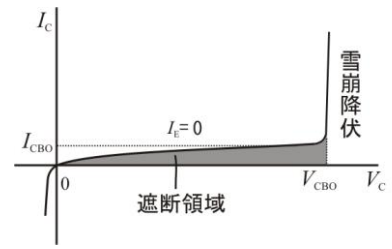


Fig.1  $I_E = 0$  の時の静特性

#### $I_E > 0$ のとき

$\alpha$ : 電流増幅率 (current amplification factor) または電流伝達率

$$\alpha = \frac{I_C - I_{CBO}}{I_E}$$

$I_{CBO}$  は通常非常に小さいため、

$$\alpha \cong \frac{I_C}{I_E}$$

通常、 $\alpha$  は 1 に近い値になるので、 $I_C$  と  $I_E$  はほぼ同じ値となる。

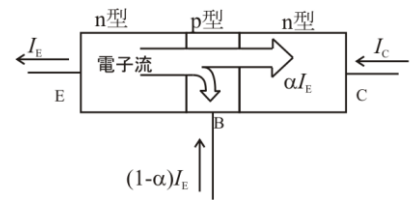


Fig.2  $I_E > 0$  の時の電子流

$I_C$  が  $V_C$  に依存せず、一定の値となる領域を「活性領域 (active region)」という (完全に一定というわけではなく、 $V_C$  増大で僅かに  $I_C$  も増加する)。

「突き抜け(punch through)」現象： ベースの抵抗率が高いと  $V_C$  を増加した場合、コレクタ接合の空乏層がベース側に広がっていき、エミッタ接合とつながってトランジスタ作用が失われる。

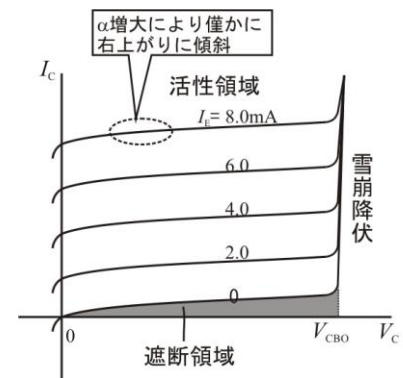


Fig.3 活性領域

#### $V_C = 0$ のとき

エミッタ接合：順バイアス印加

エミッタからベースに少数キャリア注入

1. ベース領域を拡散現象で移動してコレクタ接合に達する。
2. コレクタ接合のベース側とコレクタ側のキャリア密度差によってキャリアが移動、すなわち電流  $I_C$  が流れる。

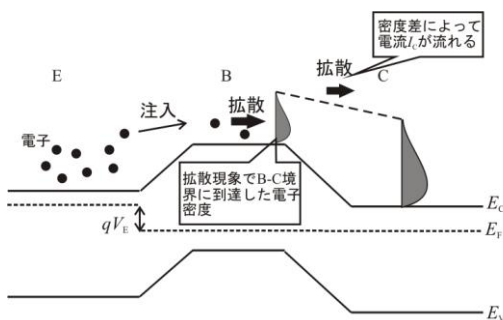


Fig.4  $V_C = 0$  の時のバンド図

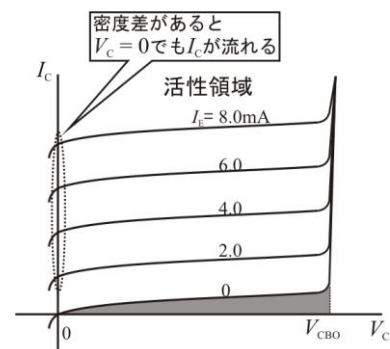


Fig.5 密度差による  $I_C$  電流

**$V_C < 0$  のとき**

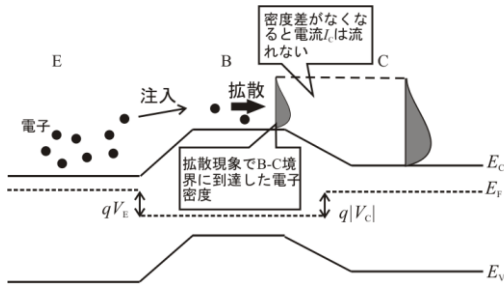


Fig.6  $V_C < 0$  の時のバンド図

1. コレクタ接合：順バイアス印加
2. コレクタ接合のベース側とコレクタ側のキャリアの密度差がなくなると電流  $I_C$  が流れなくなる。

$$I_C = 0$$

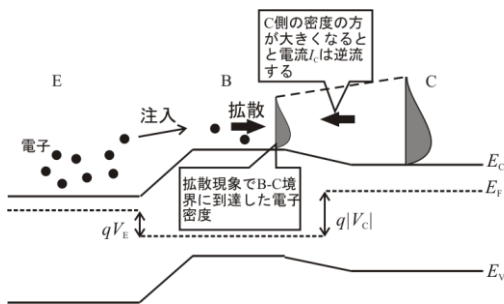


Fig.7 コレクタ電流の逆流

コレクタ側のキャリア密度がベース側のキャリア密度よりも大きくなると、コレクタ領域からベース領域へキャリアが拡散していくようになる。すなわち、電流  $I_C$  が逆流することになる。

その結果、エミッタ領域からベース領域へ拡散する電子流が減少し、また、ベース領域に電子が増加するため、再結合生じやすくなる。

この領域を「**飽和領域 (saturation region)**」という。

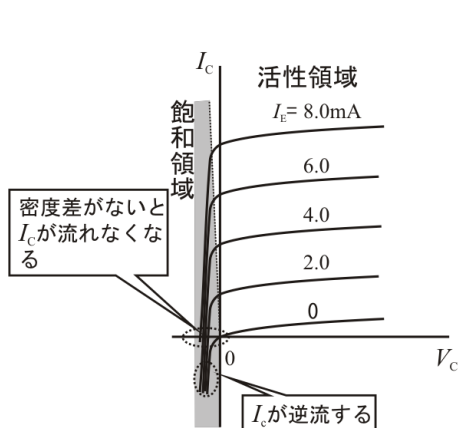


Fig.8 飽和領域

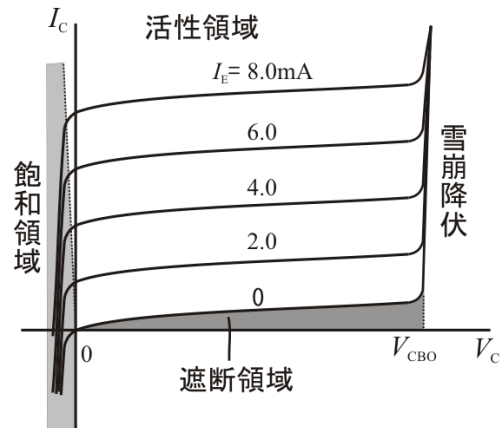


Fig.9 ベース接地トランジスタの出力特性

以上をまとめると、ベース接地の出力特性は Fig.9 に示すようになる。また、各領域の印加バイアスの状態を Table1 に示す。

Table1. 各領域のバイアス状態

	エミッタ接合	コレクタ接合
活性領域	順バイアス	逆バイアス
飽和領域	順バイアス	順バイアス
遮断領域	逆バイアス	逆バイアス



**エミッタ接地**

$J_1$  : エミッタ接合……順バイアス状態

$J_2$  : コレクタ接合……逆バイアス状態

キルヒホッフの法則より

$$I_E = I_B + I_C$$

$$I_C = I_{CBO} + \alpha I_E \text{ ((9.2)式)より}$$

$$I_E = \frac{I_C - I_{CBO}}{\alpha}$$

上記の二式から  $I_E$  を消去して  $I_C$  を求めると、

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{1}{1-\alpha} I_{CBO}$$

$$\cong \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B = \beta I_B$$

ここで、 $\beta$ はエミッタ接地トランジスタの電流増幅率である。

$$\beta \cong \frac{\alpha}{1-\alpha} \cong \frac{I_C}{I_B}$$

**$I_B = 0$  のとき**

ベース回路を開放と考えると、

$$I_E = I_C$$

これより、

$$I_C = \frac{1}{1-\alpha} I_{CBO} \cong \beta I_{CBO}$$

$I_{CBO}$  以下の領域を「**遮断領域**」という。

**$V_{BE} > V_{CE}$  のとき**

コレクタ接合にかかる電圧は

$$V_{BE} - V_{CE}$$

より、コレクタ接合は順バイアス状態となる。すなわち、エミッタ接合、コレクタ接合ともに順バイアス状態となるため、電流  $I_C$  が減少する。この領域を「**飽和領域**」という。エミッタ接地では  $V_C > 0$  の範囲でも飽和領域が現れる。

**活性領域**

ベース接地トランジスタによると、 $V_C$  が増加すると  $\alpha$  が増大するので、エミッタ接地の場合は、 $V_C$  増加による  $I_C$  の増大がベース接地より顕著にあらわれ、**活性領域**における勾配が大きくなる。また、降伏電圧はベース接地における降伏電圧よりも小さい。

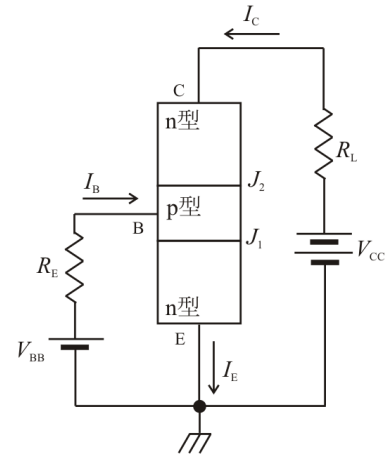


Fig.10 エミッタ接地トランジスタ回路

... (9.4)

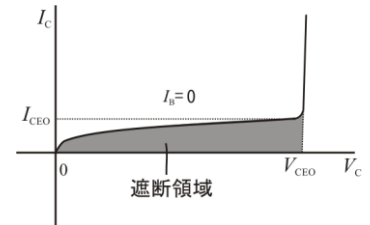
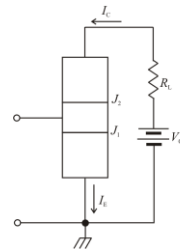


Fig.11  $I_B = 0$  の場合

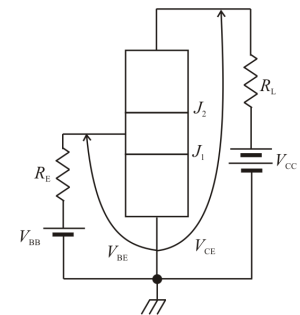


Fig.12  $V_{BE} > V_{CE}$  の場合

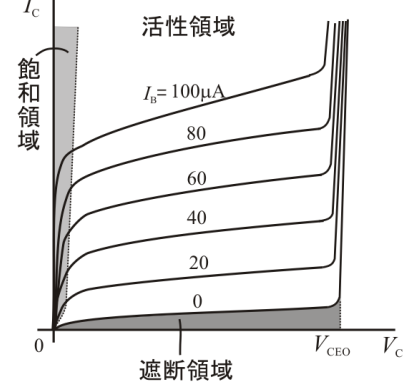


Fig.13 エミッタ接地の出力特性

## 5 ユニポーラデバイス

### 電界効果トランジスタ Field Effect Transistor : FET (ユニポーラ形トランジスタ)

- ・ゲート電極: キャリアの流れを制御する(キャリアの通る道幅をコントロール)。
- ・ソース電極: キャリアを放出する(キャリアを流す源)。
- ・ドレイン電極: キャリアを吸収する(キャリアが流れていく出口)。
- ・チャンネル: キャリアの通り道で、キャリアが電子なら「n チャンネル」、正孔なら「p チャンネル」。

ゲート電極がどの構造をしているかによって次のように分類される。

- ・pn 接合 → 接合型 FET(JFET)
- ・MS ショットキー接触 → Schottky Barrier FET(SBFET)、Metal Semiconductor FET(MESFET)
- ・MIS(MOS)接触 → MIS 形 FET、MOS 形 FET

### 5.2 MOS 形電界効果トランジスタ

#### 5.2.1 MOS 構造の性質

MOS: Metal-Oxide-Semiconductor

半導体表面に絶縁層を形成し、その上に金属電極をつけた構造(主に、絶縁層として、酸化膜が使われている)。MOS 構造を使ったデバイスとしては MOS(MIS)トランジスタ、MOS(MIS)FET、電荷結合素子 (CCD: Charge Coupled Devices) などがある。

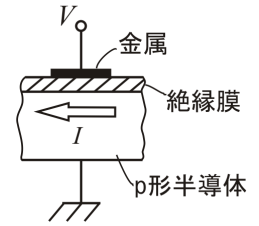


Fig.1 MOS 構造

○平衡時 ( $V=0$ 、理想状態)

- ・金属と半導体の仕事関数が等しい
- ・絶縁膜中に電荷がない
- ・絶縁体-半導体界面の界面準位が無視できる  
→ バンドの曲がりがないと仮定する。

(実際の MOS 構造では  $V=0$  でバンドの曲がり存在する。この影響をなくすように掛ける電圧を「フラットバンド電圧」という)

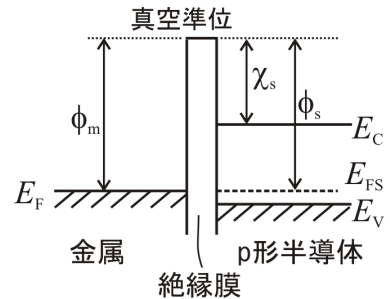


Fig.2 平衡時

○  $V < 0$  のとき

(n 形半導体の時は  $V > 0$ )

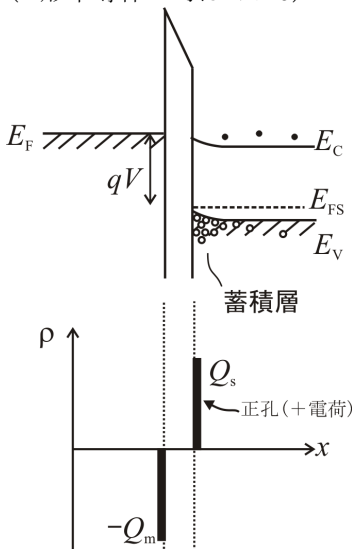


Fig.3 蓄積状態

正孔が酸化膜-半導体界面に集まり、多数キャリア密度が高くなる。

→ 蓄積層が形成され、(横方向に) 大きな電流  $I$  が流れ易くなる。

○  $V > 0$  のとき

(n 形半導体の時は  $V < 0$ )

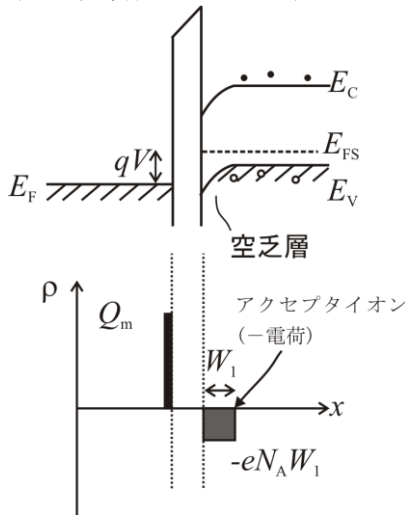


Fig.4 空乏層状態

正孔は半導体内部へと移動し、界面付近にアクセプタイオンが残る。

→ 空乏層が形成され、電流  $I$  は流れにくくなる。

○  $V \gg 0$  のとき

(n 形半導体の時は  $V \ll 0$ )

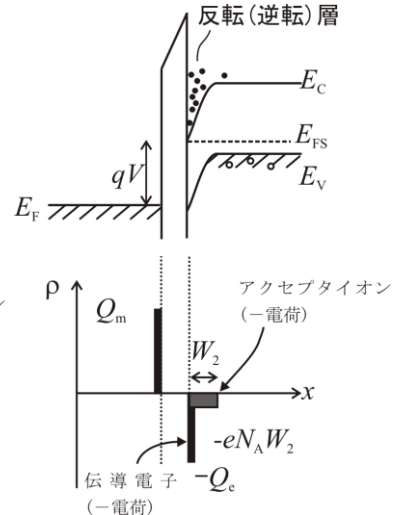


Fig.5 反転状態

フェルミ準位が伝導帯に近くと半導体表面が n 形に変化し、伝導電子が現れる。

→ 反転層が形成され、電子による(横方向の)電流  $I$  が流れ易くなる。

### 5.2.2 MOSFET の電气的特性

- ・ソース-ドレイン間電圧  $V_{DS}$  が小さい場合は、反転層が一様になるのでドレイン電流  $I_D$  が直線的に増加する。
- ・ $V_{DS}$  を増加していくとドレイン側から空乏層が広がり (pn 接合の逆バイアスのため)、チャンネルが狭くなりピンチオフとなる (Fig.7(a))。
- ・ $V_{DS}$  をさらに増加すると、ピンチオフがソース側に広がり、電圧は空乏層にのみ掛かるため  $I_D$  は飽和する (Fig.7(b))。

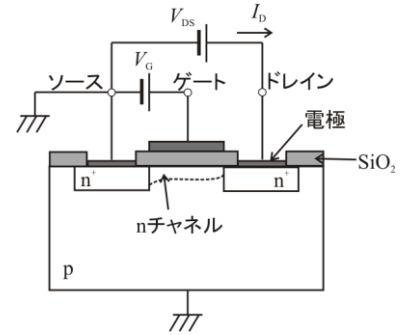


Fig.6 MOSFET の構造

#### エンハンスメント形(enhancement-mode)

ゲート電圧  $V_G = 0$  でドレイン電流  $I_D$  がほとんど流れない。ゲートに電圧を掛けることによって、ゲート下に反転層を形成して n チャンネルをつくる。

#### デプレッション形(depletion-mode)

不純物(ドナー)をドーピングして予め n チャンネルを形成しているため、 $V_G = 0$  でも  $I_D$  が流れる。

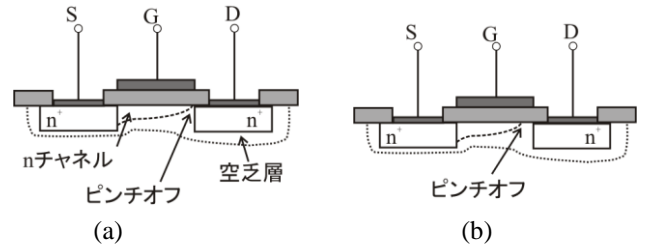


Fig.7 ピンチオフ状態

### 5.3 接合型電界効果トランジスタ (JFET)

- ・ソース-ドレイン間電圧  $V_{DS}$  を増加すると、オームの法則に従ってドレイン電流  $I_D$  が直線的に増加する。
- ・ $V_{DS}$  を増加していくと空乏層が広がり、キャリアの通り道であるチャンネルが狭くなり、次第に  $I_D$  が流れにくくなる(オームの法則からズレてくる)。
- ・ $V_{DS}$  をさらに増加すると、両ゲート側からの空乏層同士が接し、チャンネルを閉じてしまう。この状態をピンチオフ (pinch-off) といい、電圧値をピンチオフ電圧  $V_p$  という。このとき  $I_D$  は飽和する。
- ・ $V_p$  以上の電圧を加えても、チャンネルの形は変化しないので  $I_D$  は一定となる。
- ・ゲート電圧  $V_G$  に逆バイアスを印加すると、ピンチオフ状態が低い  $V_{DS}$  でも生じるようになる。

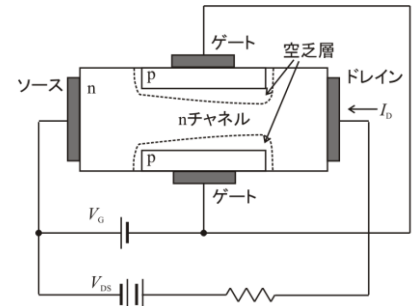


Fig.8 JFET の構造

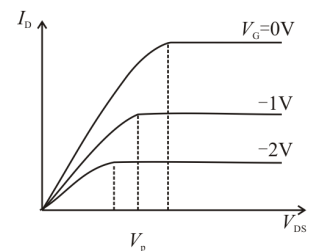


Fig.9 JFET の特性