

中部大学大学院講義 田中基彦

2023年度秋学期 大学院講義
第11, 12, 13 回 「半導体」(第8章)

第11回

- ◆前置き 半導体とは p.196-198
- ◆バンドギャップ p.199-201
- ◆運動方程式 p.201-203
(物理的な導出 p.203-204)
- ◆ホール p.205-208
- ◆有効質量 p.208-209
(有効質量の物理的解釈 p.210)

第12回

- ◆半導体における有効質量 p.211-216
- ◆固有領域のキャリアー濃度 p.216-222

第13回

- ◆不純物伝導, ドナー状態 p.222-225
- ◆アクセプター状態 p.225-227
- ◆ドナーとアクセプターの熱的イオン化
p.227-228
- ◆熱電効果 p.228-230
- ◆半金属 p.230
- ◆超格子 p.231-232

Photon vs Phonon

フォトン(電磁波) 第6章から後のテーマ
電磁波 10^{-12} s (ピコ秒)より速い現象
電子, ときにイオンが関与する

フォノン(音波、弾性波) 第4, 5章
静電波 10^{-9} s (ナノ秒)までのゆっくりした現象
イオンが関与

Plasmon

電子とイオンの
集団的現象



| | 名称 | 場 |
|--|-------|----------|
|  | 電子 | — |
|  | フォトン | 電磁波 |
|  | フォノン | 弾性波 |
|  | プラズモン | 電子の集団的波動 |
|  | マグノン | 磁化の波動 |
| - | ポーラロン | 電子+弾性的変形 |
| - | 励起子 | 分極波 |

図 1 固体における重要な基本的諸励起.

* 日本語訳第8版では、ミスプリあり。

(翻訳者は気がついていないが、丸善が改版予定。)

第3, 6章 指摘した通り。

p.201 図5, 9行目 $\mathbf{K} \cong -\mathbf{k}_c$

p.219 7行目, 2か所ある

$$\int_{-\infty}^{E_v} D_h(\varepsilon) \dots \exp[(E_v - \mu)k_B T]$$

裏表紙 物理定数表 8つ目

電子の静止質量 m_e 日本語版の間違い

第8章 半導体

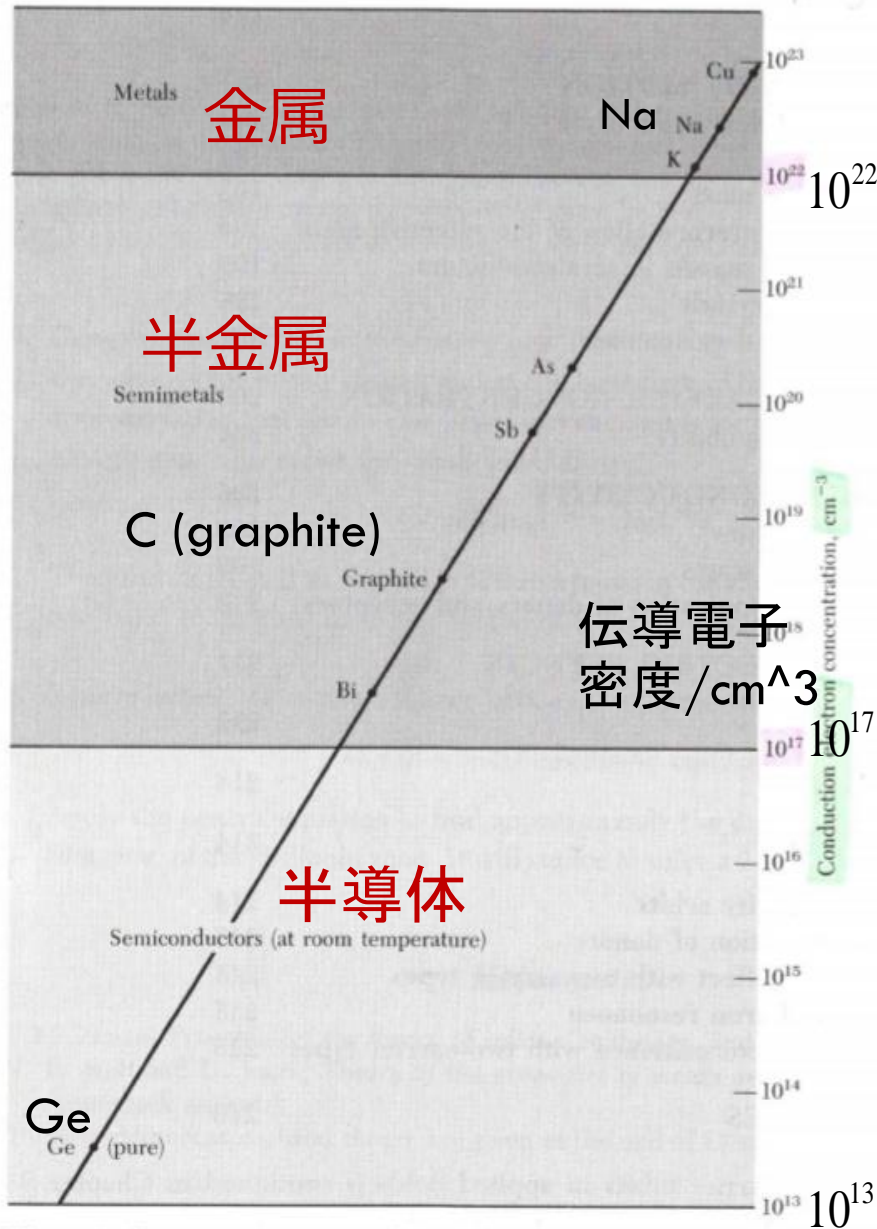


Figure 1 Carrier concentrations for metals, semimetals, and semiconductors. The semiconductor range may be extended upward by increasing the impurity concentration, and the range can be extended downward to merge eventually with the insulator range.

半導体はシリコンやGaAsなど、
 $10^{-2} - 10^9 \Omega cm$

半金属の炭素(ダイヤモンド)と
 絶縁体の中間部分を占める
 伝導電子密度では

$$10^{13} - 10^{17} / cm^3$$

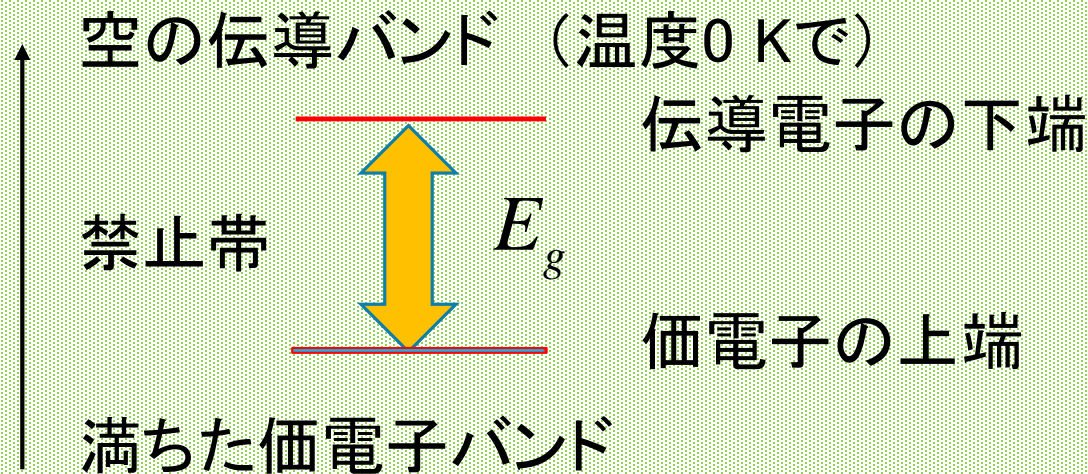
電気抵抗 温度に強く依存
 シリコン, ゲルマニウム,
 ガリウムヒ素(GaAs) III-V化合物
 硫化カドミウム(CdS) II-VI化合物

バンドギャップ (band gap)

“伝導バンドの最低点”と“価電子バンドの最高点”
のエネルギー差のこと

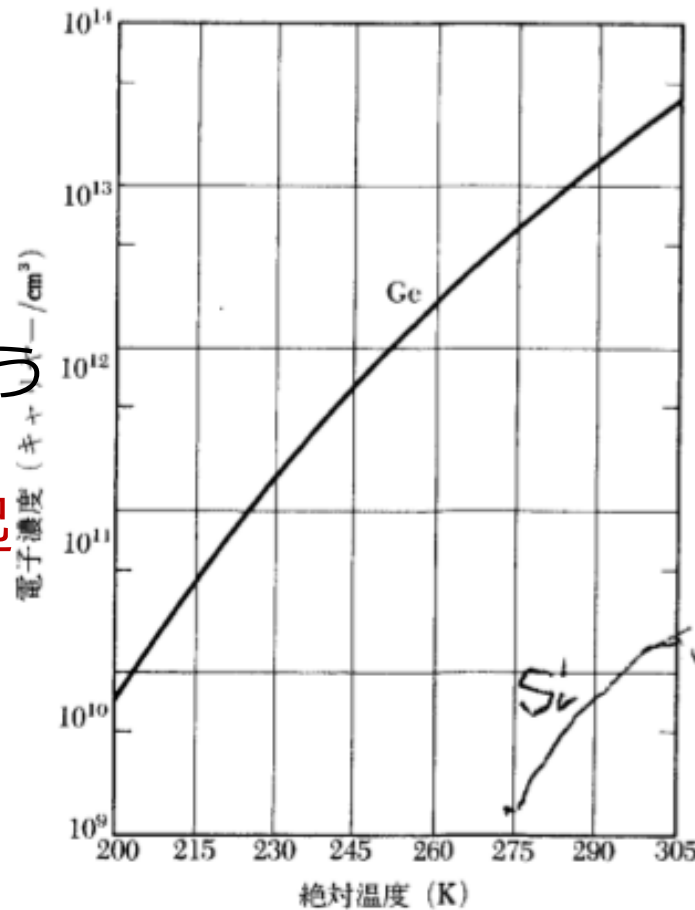
絶対0度で、伝導バンドは空である

価電子バンドと伝導バンド エネルギーギャップ E_g 分離
有限温度では、電子がバンドを越え、熱的に励起される

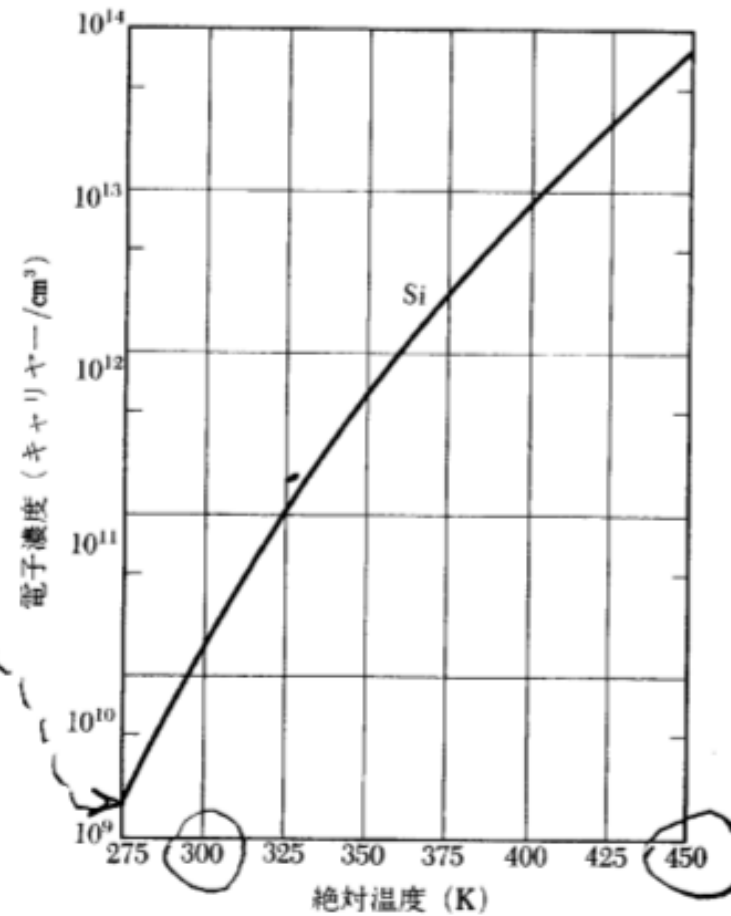


Ge (左)とSi (右)

3桁ほど違う
直接励起
間接励起



(a)



(b)

図 3 (a) ゲルマニウムと (b) シリコンの温度の関数としての固有電子濃度。固有温度領域の条件のもとでは、ホール濃度は電子濃度に等しい。与えられた温度での固有電子濃度はゲルマニウムの方がシリコンよりも高い。これはエネルギーギャップが、ゲルマニウム(0.66eV)の方がシリコン(1.11eV)よりも狭いためである。(W. C. Dunlap による。)

価電子と伝導電子バンドのエネルギーギャップ

Table 1 Energy gap between the valence and conduction bands

(*i* = indirect gap; *d* = direct gap)

間接遷移

直接遷移

| 結晶 Crystal | ギャップ Gap | E_g , eV | | 結晶 Crystal | ギャップ Gap | E_g , eV | |
|---------------|-------------|------------|-------|-------------------|-------------|------------|-----------|
| | | 0 K | 300 K | | | 0 K | 300 K |
| Diamond | <i>i</i> | 5.4 | | HgTe ^a | <i>d</i> | -0.30 | |
| Si | <i>i</i> | 1.17 | 1.11 | PbS | <i>d</i> | 0.286 | 0.34-0.37 |
| Ge | <i>i</i> | 0.744 | 0.66 | PbSe | <i>i</i> | 0.165 | 0.27 |
| α -Sn | <i>d</i> | 0.00 | 0.00 | PbTe | <i>i</i> | 0.190 | 0.29 |
| InSb | <i>d</i> | 0.23 | 0.17 | CdS | <i>d</i> | 2.582 | 2.42 |
| InAs | <i>d</i> | 0.43 | 0.36 | CdSe | <i>d</i> | 1.840 | 1.74 |
| InP | <i>d</i> | 1.42 | 1.27 | CdTe | <i>d</i> | 1.607 | 1.44 |
| GaP | <i>i</i> | 2.32 | 2.25 | ZnO | | 3.436 | 3.2 |
| GaAs | <i>d</i> | 1.52 | 1.43 | ZnS | | 3.91 | 3.6 |
| GaSb | <i>d</i> | 0.81 | 0.68 | SnTe | <i>d</i> | 0.3 | 0.18 |
| AlSb | <i>i</i> | 1.65 | 1.6 | AgCl | | — | 3.2 |
| SiC(hex) | <i>i</i> | 3.0 | — | AgI | | — | 2.8 |
| Te | <i>d</i> | 0.33 | — | Cu ₂ O | <i>d</i> | 2.172 | — |
| ZnSb | | 0.56 | 0.56 | TiO ₂ | | 3.03 | — |

^aHgTe is a semimetal; the bands overlap.

伝導バンドの電子 + 価電子バンドに残される空軌道
→ この両者が電気伝導に寄与

ホール (hole)

このキャリアを intrinsic (固有的?) と言う

エネルギー/温度 $(E_g / k_B T)$ は, 半導体の大切な尺度

直接吸収過程

ひとつの光子が吸収され, 電子とホールが生成される

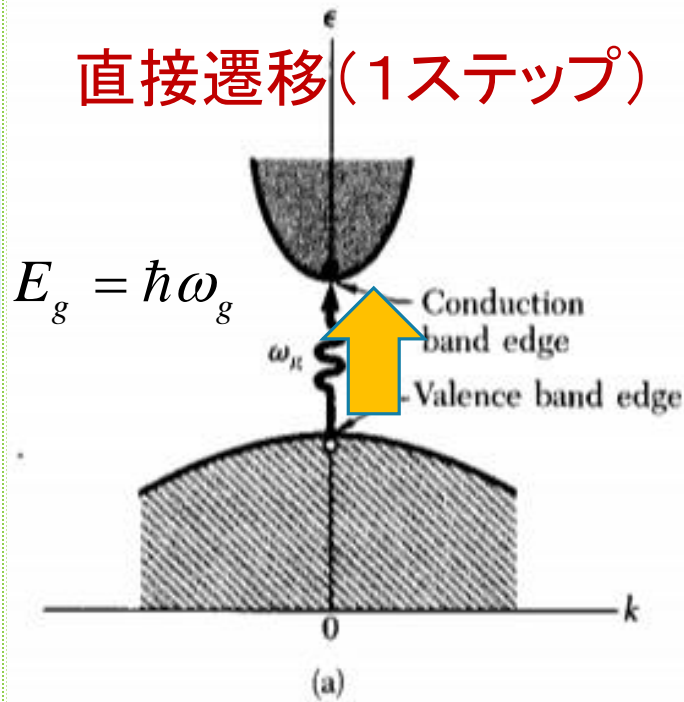
間接吸収過程

ひとつの光子が吸収され, 電子とホール(1,2,3)が生成

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= E_g + \hbar\Omega \\ k &= k_c + K \approx 0 \end{aligned}$$

横に行くところ, フォノン

直接遷移(1ステップ)



間接遷移(2ステップ)

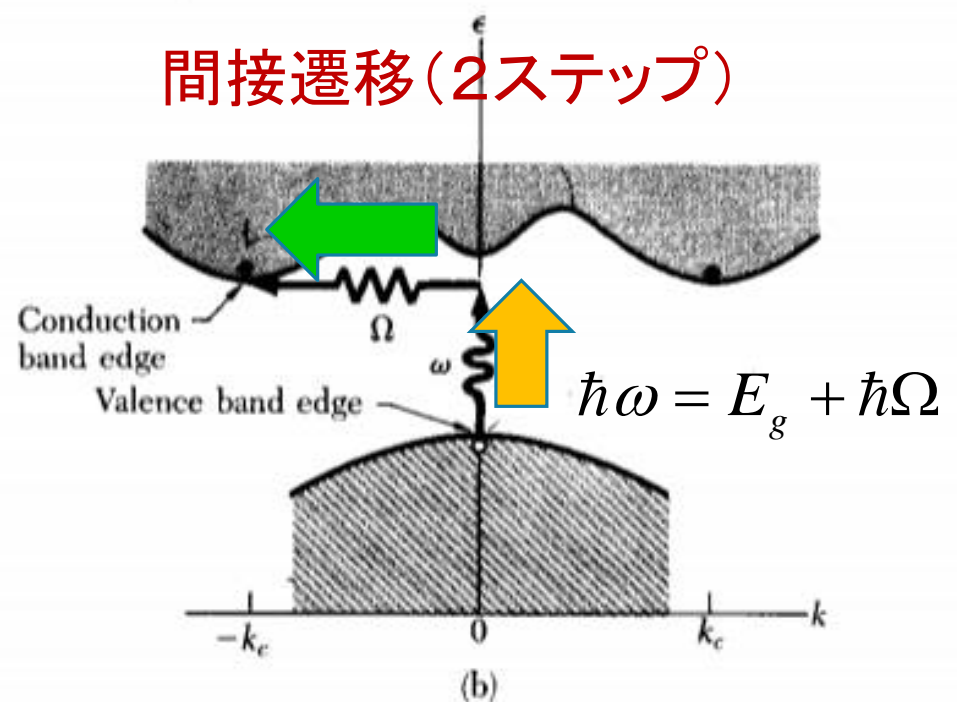


Figure 5 In (a) the lowest point of the conduction band occurs at the same value of k as the highest point of the valence band. A direct optical transition is drawn vertically with no significant change of k , because the absorbed photon has a very small wavevector. The threshold frequency ω_g for absorption by the direct transition determines the energy gap $E_g = \hbar\omega_g$. The indirect transition in (b) involves both a photon and a phonon because the band edges of the conduction and valence bands are widely separated in k space. The threshold energy for the indirect process in (b) is greater than the true band gap. The absorption threshold for the indirect transition between the band edges is at $\hbar\omega = E_g + \hbar\Omega$, where Ω is the frequency of an emitted phonon of wavevector $\mathbf{K} \cong -\mathbf{k}_c$. At higher temperatures phonons are already present; if a phonon is absorbed along with a photon, the threshold energy is $\hbar\omega = E_g - \hbar\Omega$. *Note:* The figure shows only the threshold transitions. Transitions occur generally between almost all points of the two bands for which the wavevectors and energy can be conserved.

電子，ホール運動の運動方程式

電子の運動（添え字 e ） $\hbar = h / 2\pi$ （エイチバー，第3章で）

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}_e}{dt} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_e}{c} \times \mathbf{B} \right) = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{\hbar^2 c} \nabla_{\mathbf{k}} \varepsilon \times \mathbf{B} \right)$$

ホール運動（添え字 h を付けて）

「ホール」：バンドのなかに 生じる空の軌道，を指す
電磁場中では，あたかも $+e$ を持つように振舞う

$$\mathbf{k}_h = -\mathbf{k}_e, \quad \varepsilon_h(\mathbf{k}_h) = -\varepsilon_e(\mathbf{k}_e), \quad \mathbf{v}_h = \mathbf{v}_e,$$

$$m_h = -m_e,$$

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}_h}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_h}{c} \times \mathbf{B} \right)$$

有効質量（軽い電子とホール）

自由電子に対するエネルギー ε と波動ベクトル k について,

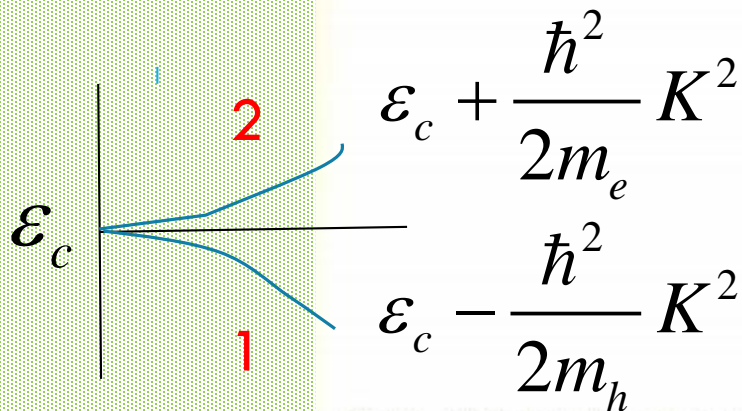
$$\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

k^2 の係数が, ε の曲率を決めている。

ゾーンの境界(バンドギャップ)で, 大きな曲率を持つ領域。
電子の有効質量が $0.01-0.1$ 倍になる。

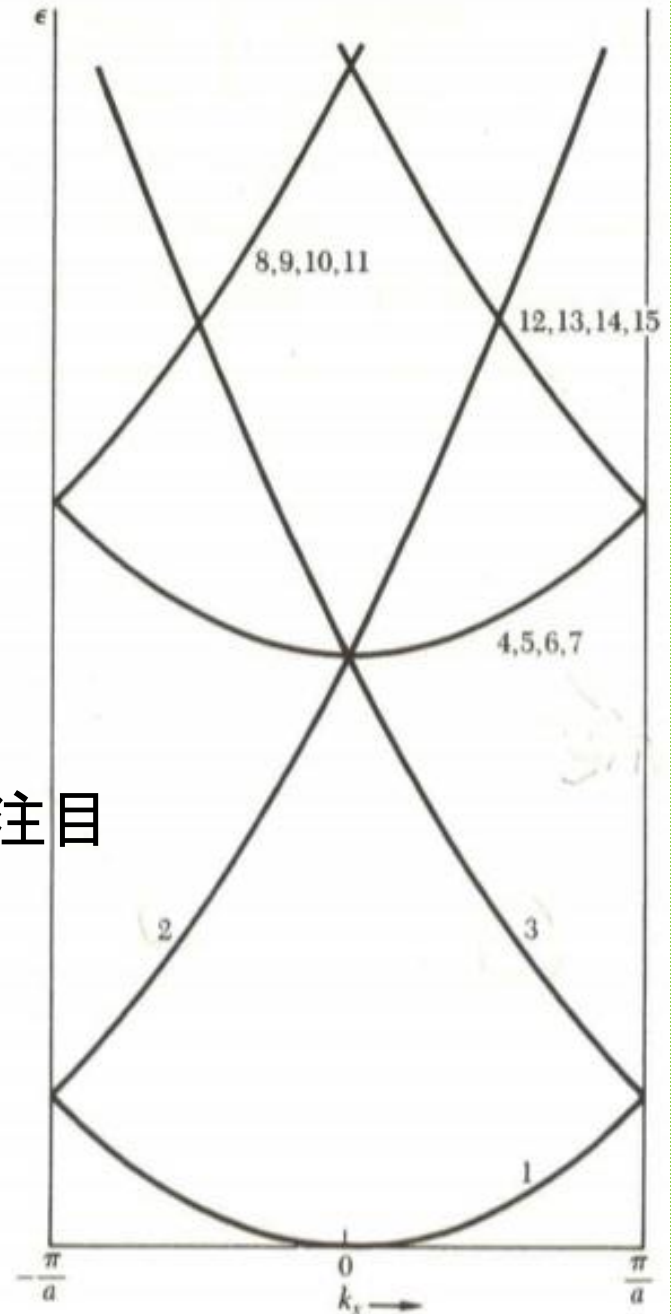
ホールの有効質量は, 重い & 軽いホール(1,2,3) に。
ギャップから離れると, 曲率は電子, ホールに近づく。

空格子の近似, で導いた(第7章),
自由電子エネルギーバンド
の低エネルギー部分



2と1に注目

図8 単純立方空格子の自由電子エネルギーバンドの低エネルギー部分, 第1ブリルアン・ゾーンの中に移したバンドを $(k_x 0 0)$ 方向について示す. 自由電子のエネルギーは $\hbar^2(\mathbf{k}+\mathbf{G})^2/2m$ によって与えられる. \mathbf{G} は表の第2列に示されている. 太線の曲線は第1ブリルアン・ゾーン $(-\pi/a < k_x < \pi/a)$ の中にある. このような方法で書かれたエネルギーバンドは還元ゾーン形式とよばれる.



第7章の空格子の近似による。 → 図7.8 を見る ^{p.187, 208-209}

第2番目のバンドの下の端, にある電子は

$$\varepsilon(K) = \varepsilon_c + (\hbar^2 / 2m_e)K^2, m_e / m = 1 / [2\lambda / U - 1]$$

第1バンドの上端, にある電子は

$$\varepsilon(K) = \varepsilon_v - (\hbar^2 / 2m_h)K^2, m_h / m = 1 / [2\lambda / U + 1]$$

群速度(1)の v_g を t で微分して, $\frac{dv_g}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2\varepsilon}{dk dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \frac{dk}{dt}$

$dk / dt = -eE / \hbar = F / \hbar$ であるので,

$$\frac{dv_g}{dt} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \right) F, \text{ or } F = \frac{\hbar^2}{(d^2\varepsilon / dk^2)} \frac{dv_g}{dt}$$

$\hbar^2 / (d^2\varepsilon / dk^2)$ は質量に等しい, とおいて

有効質量 m^* は

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2}$$

→ 図8.13を見る。

Figure 13 简单化した,
直接ギャップ半導体の
バンド端の様子

価電子帯と伝導体
にはエネルギーに
差がある

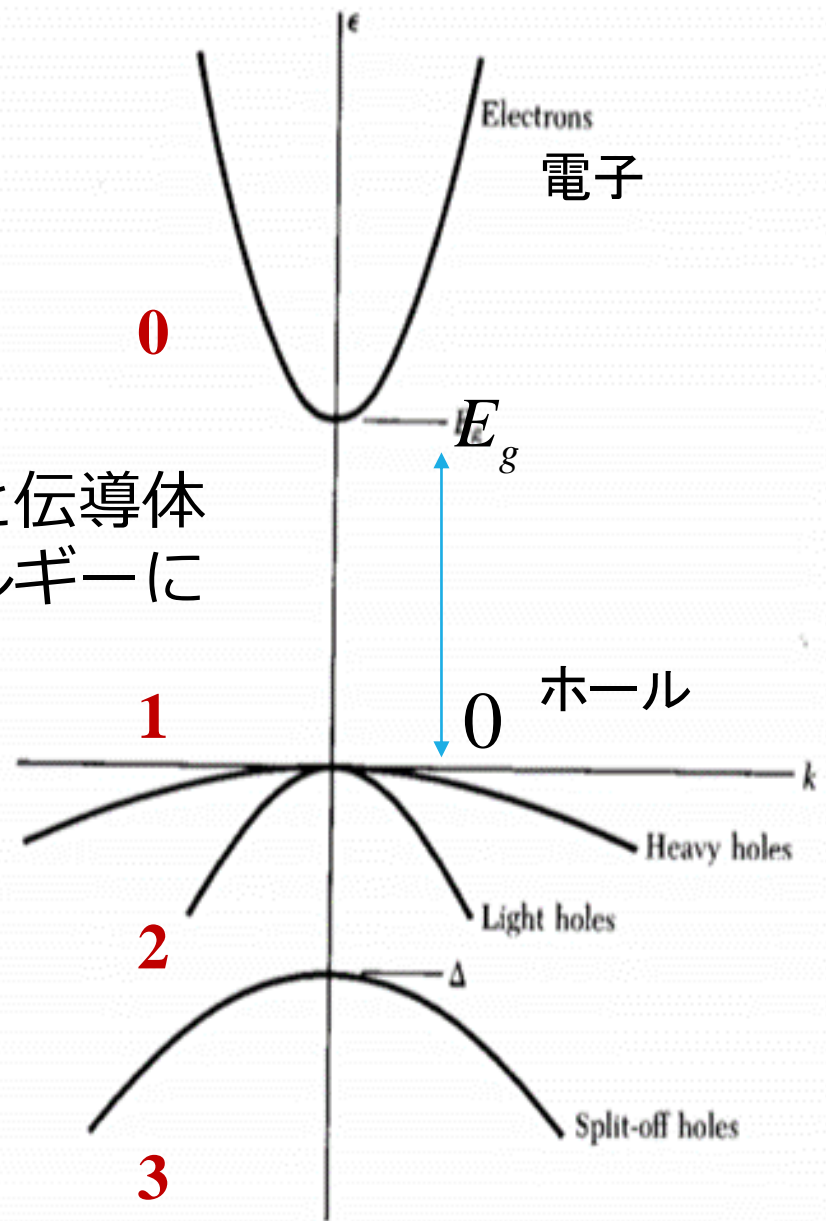


Figure 13 Simplified view of the band edge structure of a direct gap semiconductor.

ホール運動方程式(まとめ)

1. 全波動ベクトルは変わらないので, $\sum_k \mathbf{k} = 0$

電子がひとつ抜け落ちると, その全波動ベクトルは変化して,
ホールは: $\mathbf{k}_h = -\mathbf{k}_e$

2. 抜け出る電子がバンドの低いところで, 系のエネルギーは
高くなる。そのエネルギーは, 電子のエネルギーの逆符号:

$$\varepsilon_h(\mathbf{k}_h) = -\varepsilon_e(\mathbf{k}_e)$$

4. ホールバンドに対して, 価電子バンドの上端では $m_e < 0$

この部分のホールに対して, $m_h = -m_e$

5. 取り除かれた電子について, $\mathbf{k}_h = -\mathbf{k}_e$, $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_e$ であり

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}_h}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_h}{c} \times \mathbf{B} \right)$$

第12回

- ◆ 半導体の有効質量 p.211-213
- ◆ シリコンとゲルマニウム p.214-216
- ◆ 固有領域のキャリア濃度 p.217-220
- ◆ 固有伝導度での移動度 p.221

第13回

- ◆ 不純物伝導, ドナー状態 p.222
- ◆ アクセプター状態 p.225
- ◆ ドナーとアクセプターの熱的イオン化 p.227
- ◆ 熱電効果 p.228
- ◆ 半金属 p.230

半導体の有効質量:サイクロトロン共鳴の実験:

実験のセンチメートル波:「波長1cm」オーダーのこと ^{p.211}

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^{10} \text{ cm/s}}{1 \text{ cm}} = 3 \times 10^{10} / \text{s}, \quad \tau = \frac{1}{\nu} = 3.3 \times 10^{-11} \text{ s}$$

自分で計算する

磁場の振動数 $\nu_c = 24 \text{ GHz}$ について, 角振動数は

$$\omega_c = 2\pi\nu_c = 2 \cdot 3.14 \cdot 24 \times 10^9 = 1.51 \times 10^{11} \text{ rad}$$

磁場は,

$$B = \frac{m^* c}{e} \omega_c = \frac{0.1 \cdot 0.91 \times 10^{-27} \cdot 3 \times 10^{10}}{4.8 \times 10^{-10}} 1.51 \times 10^{10}$$

$$= 859 \text{ G}$$

大きさを確認すると,

$$\omega_c \tau = 1.5 \times 10^{11} \frac{1}{3 \times 10^{10}} = \frac{1.5 \times 10^{11}}{3 \times 10^{10}} = 5 \gg 1$$

直接ギャップ型半導体

図13(分かりにくいですが, 図の説明を読む)

バンド端で,

電子エネルギー

ホールエネルギー: 3重構造

半導体における有効質量

キャリアの有効質量を, サイクロトロン共鳴で求める。

$$\omega_c = \frac{eB}{m^* c} \quad \text{RF磁場} = \text{サイクロトロン周波数} \quad \text{で共鳴する}$$

$$\varepsilon_c = E_g + \hbar^2 k^2 / 2m_e, \quad \varepsilon_v(hh) = -\hbar^2 k^2 / 2m_{hh}, \quad \varepsilon_v(lh) = -\hbar^2 k^2 / 2m_{lh}$$

$$\varepsilon_v(soh) = -\Delta - \hbar^2 k^2 / 2m_{soh}$$

直接ギャップ半導体における, 電子とホールの有効質量

Table 2 Effective masses of electrons and holes in direct gap semiconductors

電子0 重いホール1 軽いホール2 分離したホール3

| Crystal | Electron m_e/m | Heavy hole m_{hh}/m | Light hole m_{lh}/m | Split-off hole m_{soh}/m | Spin-orbit $\Delta, \text{ eV}$ |
|-------------------|---------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------------|------------------------------------|
| InSb | 0.015 | 0.39 | 0.021 | (0.11) | 0.82 |
| InAs | 0.026 | 0.41 | 0.025 | 0.08 | 0.43 |
| InP | 0.073 | 0.4 | (0.078) | (0.15) | 0.11 |
| GaSb | 0.047 | 0.3 | 0.06 | (0.14) | 0.80 |
| GaAs | 0.066 | 0.5 | 0.082 | 0.17 | 0.34 |
| Cu ₂ O | 0.99 | — | 0.58 | 0.69 | 0.13 |

これ程度の違い

ゲルマニウムとシリコン

p.214

半導体のエネルギー構造, 間接遷移のとき

直接ギャップ半導体(図12)と似ているが, より複雑になる。

価電子バンドの上端 $k=0$ のところ → 図14を見る

自由原子の $p_{3/2}$ と $p_{1/2}$ 準位に合わさり

$$p_{3/2} : 2S + 1 = 2 \times \frac{3}{2} + 1 = 4 \quad \leftarrow 4\text{つに縮退している}$$

$$p_{1/2} : 2S + 1 = 2 \times \frac{1}{2} + 1 = 2 \quad \leftarrow 2\text{つに縮退}$$

$\left[\begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ 2 & 2 & 2 \end{array} \right]$ と $[100]$ の方向について, 非対称な形をもつ

伝導バンドの底は $\left[\begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ 2 & 2 & 2 \end{array} \right]$ 方向にある

Geのバンド構造： 間接遷移

伝導バンドの底は
左端のところ

$$\frac{2\pi}{a} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix}$$

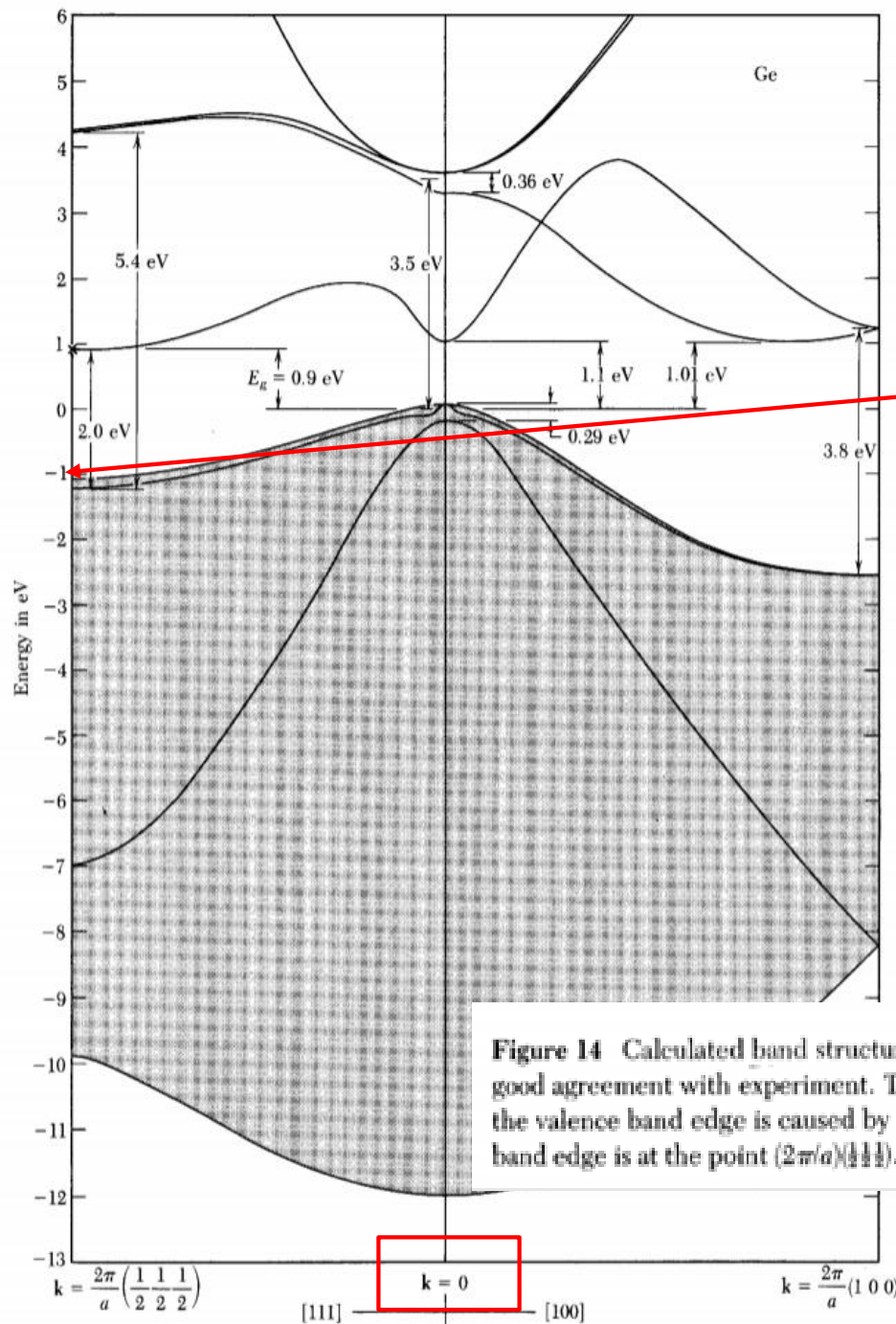


Figure 14 Calculated band structure of germanium, after C. Y. Fong. The general features are in good agreement with experiment. The four valence bands are shown in gray. The fine structure of the valence band edge is caused by spin-orbit splitting. The energy gap is indirect; the conduction band edge is at the point $(\frac{2\pi}{a})(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})$. The constant energy surfaces around this point are ellipsoidal.

第1章 P.10で, 2つの結晶

(a) **FCC** (face center cube) (b) **BCC** (body center cube)

$$X : [100], L : \left[\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right], \Delta$$

these are H, P, Δ

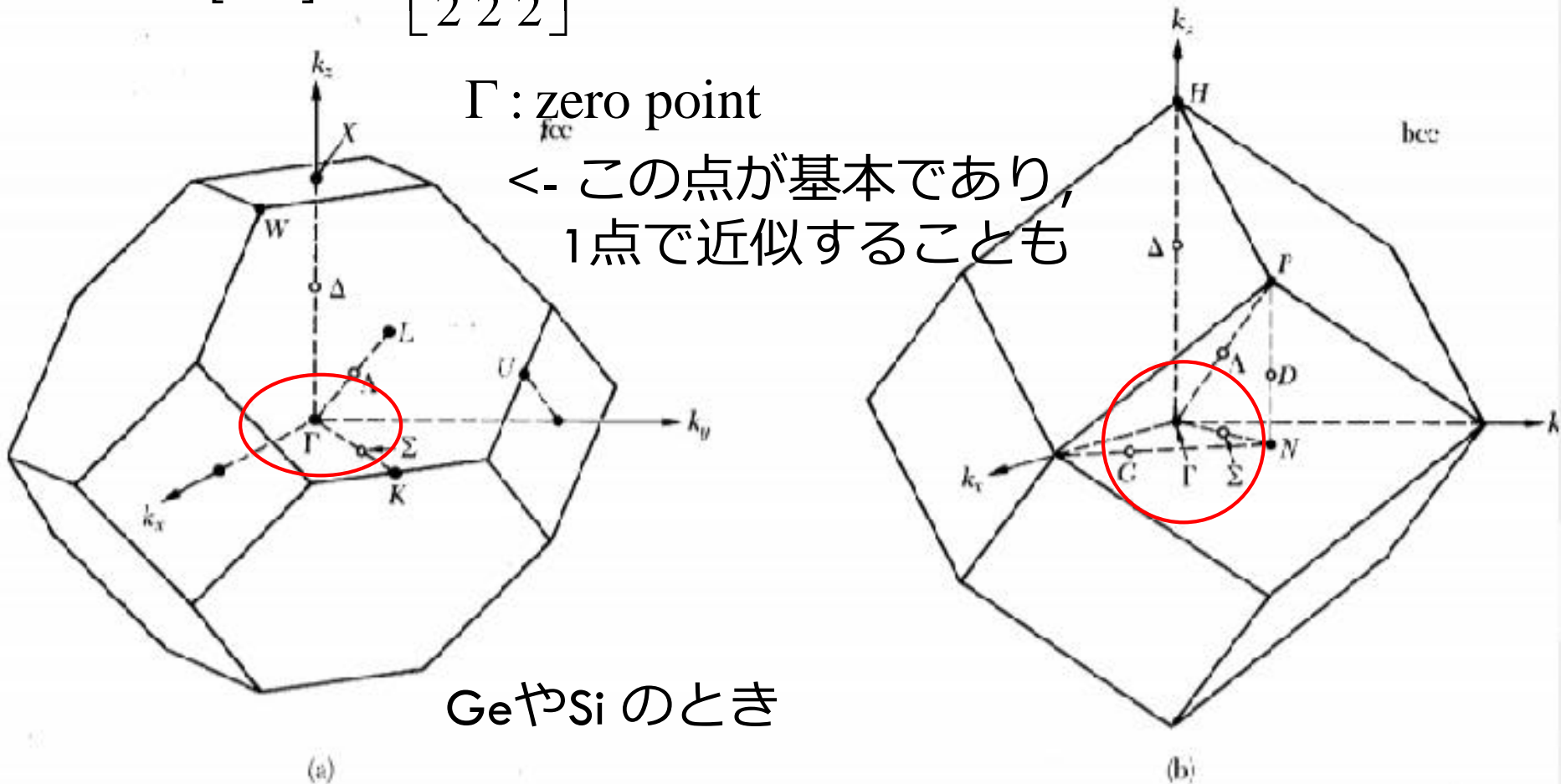


Figure 15 Standard labels of the symmetry points and axes of the Brillouin zones of the fcc and bcc lattices. The zone centers are Γ . In (a) the boundary point at $(2\pi/a)(100)$ is X; the boundary point at $(2\pi/a)(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ is L; the line Δ runs between Γ and X. In (b) the corresponding symbols are H, P and Δ .

固有領域のキャリア濃度 <- 計算を行っている

温度により、「伝導バンドに励起される電子の数」を計算する
 化学ポテンシャル μ で表す  「少数キャリア」のこと

半導体の伝導バンド 低温でない $\varepsilon - \mu \gg k_B T$

フェルミ・ディラックの分布関数は $f_e \approx \exp[(\mu - \varepsilon) / k_B T]$

伝導バンドの電子エネルギーは

$$\varepsilon = E_c + \hbar^2 k^2 / 2m_e \quad E_c: \text{伝導バンドの下端のエネルギー}$$

電子の状態密度は

$$D_e(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\varepsilon - E_c)^{1/2}$$

伝導バンドの電子濃度は

$$n = \int_{E_c}^{\infty} D_e(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \exp(\mu / k_B T) \times \int_{E_c}^{\infty} (\varepsilon - E_c)^{1/2} \exp(-\varepsilon / k_B T) d\varepsilon$$

積分部分を実行するため、変数変換して、数学公式を使う

$$\varepsilon - E_c = k_B T \xi, \quad \int_0^{\infty} \xi^{1/2} \exp(-\xi) d\xi = \sqrt{\pi} / 2$$

よって、伝導バンドの電子濃度は

$$n = \sqrt{2} \left(\frac{m_e k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp[(\mu - E_c) / k_B T]$$

つぎに、ホールでは $f_h = 1 - f_e$, $\mu - \varepsilon \gg k_B T$ なので,

$$f_h = 1 - \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \mu) / k_B T] + 1} = \frac{1}{\exp[(\mu - \varepsilon) / k_B T] + 1}$$

$$\approx \exp[(\varepsilon - \mu) / k_B T]$$

価電子バンドの上端で、ホールは有効質量 m_h の粒子,

$$D_h(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - \varepsilon)^{1/2}$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} D_h(\varepsilon) f_h(\varepsilon) d\varepsilon = \sqrt{2} \left(\frac{m_h k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp[(E_v - \mu) / k_B T]$$

nとpを掛け合わせると、 μ が消えて,

$$n \times p = \frac{1}{2} \left(\frac{k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^3 (m_e m_h)^{3/2} \exp(-E_g / k_B T)$$

intrinsic量を, 添え字 i で表示

←注意: 空間の場所が, n, p 成分ごとに異なる

$$n_i = p_i = \sqrt{2} \left(\frac{k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} (m_e m_h)^{3/4} \exp(-E_g / 2k_B T)$$

$E_g = E_c - E_v$: エネルギーギャップ

電子 n_i とホール p_i を等しいと置いて, μ は次式で

$$\exp(2\mu / k_B T) = (m_h / m_e)^{3/2} \exp(E_g / k_B T)$$

$$\mu = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} k_B T \log(m_h / m_e)$$

逆に解くと,

化学ポテンシャル μ は, ホール h と電子 e の間にある

intrinsic領域での移動度

“intrinsic” の意味

本来備わっている、固有の、内在する

電気伝導度 $\sigma = ne\mu_e + pe\mu_h > 0$

移動度 $\mu_e = e\tau_e / m_e \gg \mu_h = e\tau_h / m_h$

熱フォノンによるキャリアの拡散で、電子の値が大きい

表 3 室温でのキャリアの移動度、単位は cm²/V s.

| 結 晶 | 電 子 | ホ ー ル | 結 晶 | 電 子 | ホ ー ル |
|--------|-------|-------|-------------|------|-------|
| ダイヤモンド | 1800 | 1200 | GaAs | 8000 | 300 |
| Si | 1350 | 480 | GaSb | 5000 | 1000 |
| Ge | 3600 | 1800 | PbS | 550 | 600 |
| InSb | 800 | 450 | PbSe | 1020 | 930 |
| InAs | 30000 | 450 | PbTe | 2500 | 1000 |
| InP | 4500 | 100 | AgCl | 50 | — |
| AlAs | 280 | — | KBr (100 K) | 100 | — |
| AlSb | 900 | 400 | SiC | 100 | 10-20 |

電子の移動度 ホールの移動度

第13回

- ◆不純物伝導, ドナー状態 p.222
- ◆アクセプター状態 p.225
- ◆ドナーとアクセプターの熱的イオン化
p.227
- ◆熱電効果 p.228
- ◆半金属 p.230

不純物伝導

p.222

不純物は、半導体の電気的特性に大きく影響する
シリコン 10^5 個に対して、ホウ素1個の場合、
室温において、**電気伝導度が 10^3 倍 に増大する**

「ドーピング」(doping): 半導体に不純物を意識的に加えること

ダイヤモンド構造の結晶 4個の共有結合をもつ

5価のP, As, Sb原子が、格子点に入ると、

1個の不純物の価電子が残されて、電子がまわりを浮遊

→ ドナー donner

p.222

ドナー状態

最外殻電子5個($3s^23p^3$ など) の電子をもつ不純物,

P15 リン, As33 ヒ素, Sb51 アンチモン

4つの電子は格子点に正電荷(+1)で, 1個は浮遊
クーロンポテンシャル $e/\epsilon r$ のもとで運動する

ドナーのイオン化エネルギー $E_d = \frac{e^4 m_e}{2\epsilon^2 \hbar^2} = \frac{13.6}{\epsilon^2} \left(\frac{m_e}{m} \right)$ (eV)

原子の規定状態 ドナーのボーア半径

$$a_d = \frac{\epsilon \hbar^2}{m_e e^2} = \frac{0.53 \epsilon}{(m_e / m)} \text{ (Ang)}$$

水素13.6 eV \rightarrow 5 meV, 約 4×10^{-4} 倍 \rightarrow 表4, 表5

n型シリコン

Figure 19

Asは+1価を持ち E_d は上側の E_g に近い
1個の電子は近隣を浮遊している

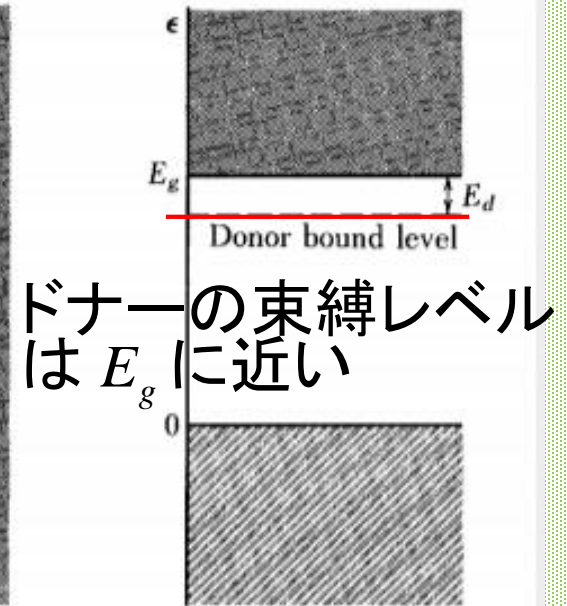
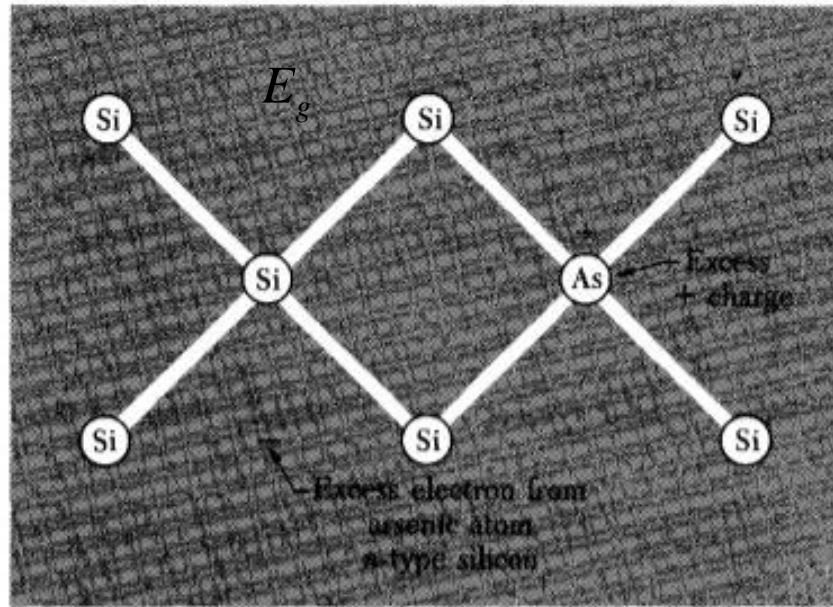


Figure 19 Charges associated with an arsenic impurity atom in silicon. Arsenic has five valence electrons, but silicon has only four valence electrons. Thus four electrons on the arsenic form tetrahedral covalent bonds similar to silicon, and the fifth electron is available for conduction. The arsenic atom is called a **donor** because when ionized it donates an electron to the conduction band.

Table 4 Static relative dielectric constant of semiconductors

| Crystal | ϵ | Crystal | ϵ |
|---------|------------|-------------------|------------|
| Diamond | 5.5 | GaSb | 15.69 |
| Si | 11.7 | GaAs | 13.13 |
| Ge | 15.8 | AlAs | 10.1 |
| InSb | 17.88 | AlSb | 10.3 |
| InAs | 14.55 | SiC | 10.2 |
| InP | 12.37 | Cu ₂ O | 7.1 |

Table 5 Donor ionization energies E_d of pentavalent impurities in germanium and silicon, in meV

| | P | As | Sb |
|----|------|------|-----|
| Si | 45. | 49. | 39. |
| Ge | 12.0 | 12.7 | 9.6 |

アクセプター状態

価電子バンドから電子1個を受け取り, 3価の不純物 -1価に。
ホール: エネルギーを得て, より低い準位に安定化

ドナーとアクセプターは同じ程度の大きさ

▶ドナー原子が多いとき

熱的イオン化により, 伝導バンドに電子が解放 **n型**

Ge中のP (15 V族) → ドナー

温度上昇で急激に自由電子キャリアで励起 → 図21

▶アクセプター原子が多いとき

価電子バンドにホールが解放 **p型** B → アクセプター

Table 6 Acceptor ionization energies E_a of trivalent impurities in germanium and silicon, in meV

| | B | Al | Ga | In |
|----|------|------|------|------|
| Si | 45. | 57. | 65. | 157. |
| Ge | 10.4 | 10.2 | 10.8 | 11.2 |

P型シリコン

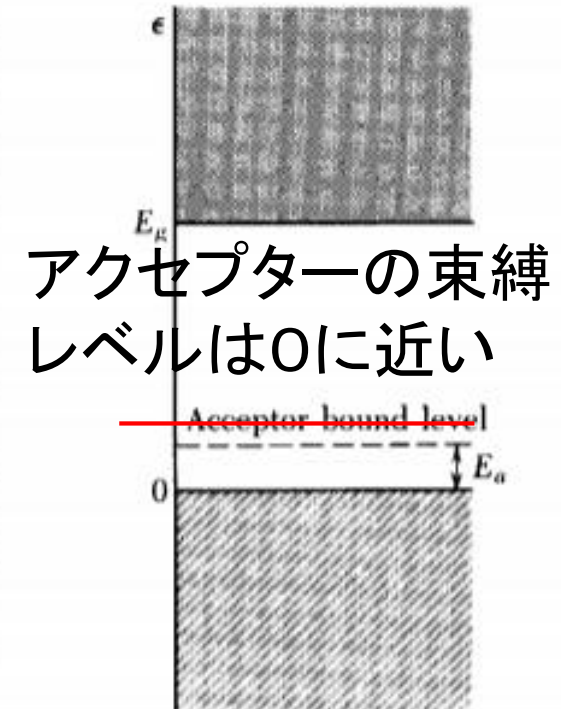
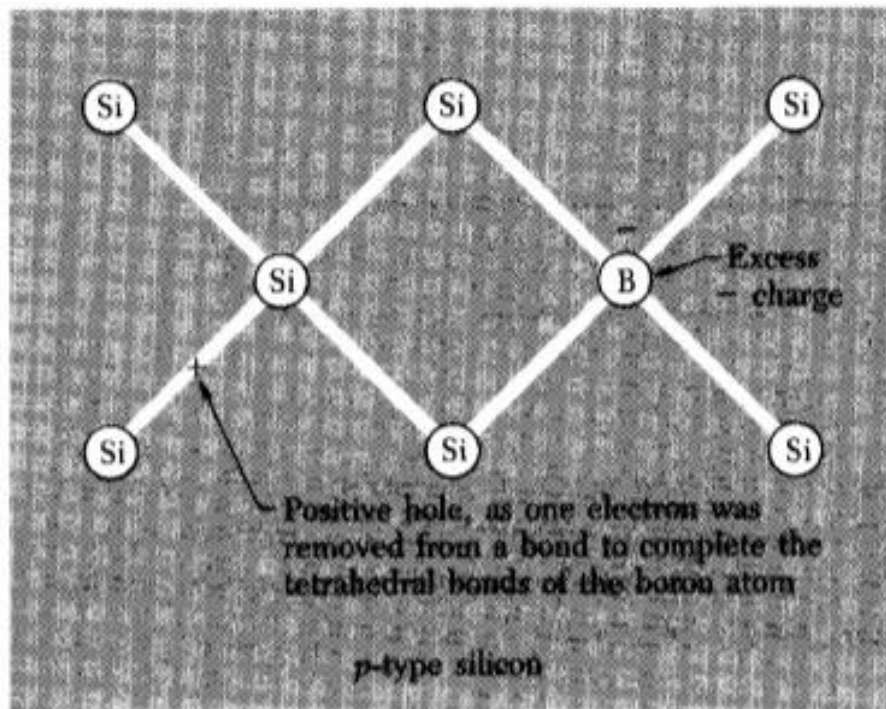


Figure 20 Boron has only three valence electrons; it can complete its tetrahedral bonds only by taking an electron from a Si-Si bond, leaving behind a hole in the silicon valence band. The positive hole is then available for conduction. The boron atom is called an **acceptor** because when ionized it