

電子空乏化を用いた半導体光変調器の動作機構解析

桑村 有司[†] 山田 実[†] 橋本 晋[†]

Analysis of Operating Mechanism in Semiconductor Optical Modulator with Electron Depleting Absorption Control

Yuji KUWAMURA[†], Minoru YAMADA[†], and Susumu HASHIMOTO[†]

あらまし 電子空乏化を用いた半導体光変調器中の光吸収動作機構について理論的および実験的に検討した。不純物を添加した直接遷移形半導体中では、電子を空乏化すると光吸収量が増加する。電子空乏化された領域では、1) 伝導帯電子数や価電子帯正孔数の減少、2) スクリーニング効果の減少による不純物エネルギー準位の移動、3) 内部電界強度の増加により、バンド間電子遷移確率が增大する。これらの三つの現象の相乗効果で変調器中の光吸収量が増大する。

キーワード 半導体光変調器, 光コンピュータ, 光演算素子, 電子空乏化, 光変調器, 空間光変調器

1. まえがき

光による画像処理や並列演算などを行う光コンピュータシステムを実現するためには、集積化が可能でかつ低い動作電力で動作する平面形光変調器の開発が必要である。半導体結晶は外部からの電界印加やキャリア数（電子や正孔）変化により、光吸収率や屈折率を変化させることができ、光変調器の材料として利用されてきた。電界印加による効果は、フランツ・ケルディッシュ効果や量子閉込めシュタルク効果と呼ばれる電気光学効果であり、これまで開発されてきた多くの平面形半導体変調器に利用されている [1]~[8]。

一方、GaAsなどの直接遷移形半導体においては、伝導帯電子や価電子帯正孔などのキャリア数を空乏化すると、光吸収が増加したり屈折率変化 [9] が起きるため、光の強度や位相が制御できる。筆者らは、この原理を利用した EDAC (Electron Depleting Absorption Control) 光変調器や EDIC (Electron Depleting Index Control) 位相変調器を提案し、導波路形および平面形構造で素子開発を行ってきた [10]~[12]。現在までのところ、消光比 35 dB (印可電圧 4 V) の導波路形 [10] および消光比 10 dB (7 V) の平面形光強度変調器 [12] や位相変化 135 度の導波路形位相変調器を

実現している。EDAC 光変調器は、低電圧で素子が駆動できること、ほかの光吸収形変調器に比べ変調可能な入射光の波長帯域幅が広くかつ周囲の温度環境に影響されにくいこと、入射光強度の増加に伴う光吸収量の飽和が少ない等の特徴を有する。しかし、EDAC 光変調器では、キャリア数減少による吸収率増加のほかに、内部での電界効果や不純物準位の関与などの諸物理が吸収率増加に寄与している可能性がある。本論文では、EDAC 光変調器中の光吸収機構について実験と理論とを詳細に比較検討し、電子の空乏化に伴う光吸収増加のメカニズムをより明らかにする。

2. 光吸収係数の実測値

2.1 熱平衡状態での吸収係数

不純物を添加した n 形 GaAs 結晶の吸収係数 α はこれまで詳細に調べられている。一例として H.C. Casey らによる実測値を図 1 に点印で示す [13]。ノンドープの場合にはバンドギャップ付近で $\alpha \approx 10000 \text{ cm}^{-1}$ になっているが、キャリア濃度（電子濃度）が高い材料ほど小さくなる。図中の実線は本論文の 3. で示すように理論解析による計算結果であり、バンドギャップ E_{g0} より高エネルギー側での特性をほぼ説明している。本図の実験データは、GaAs などの直接遷移形半導体においてキャリア数を変化させると光吸収係数を制御できることを示唆しており、EDAC 光変調器の動作原理を示している。

[†] 金沢大学工学部電気・情報工学科, 金沢市
Faculty of Engineering, Kanazawa University, Kanazawa-shi,
920 Japan

2.2 電子空乏化による光吸収係数の変化についての実測

EDAC 素子は、pn 接合面への印加電圧を変化して空乏層厚を変化させ、接合面近傍でのキャリアを空乏化することで吸収係数を変化させる光変調器である。この吸収係数の変化を詳細に測定するため、図 2 に示すような pnpn 接合構造の素子を新たに試作し、光吸収係数変化の大きさを見積もった。今回は、n⁺-GaAs 層での光吸収係数変化のみを評価するため、p 形層を

バンドギャップの大きな AlGaAs とした。pn 接合を有する半導体の場合、外部印加電圧の有無によらず半導体中に熱平衡領域と空乏化領域が存在する。そこで熱平衡領域での吸収係数を α 、空乏層での吸収係数を α' 、n 形層の全層厚を W_n 、p 形での吸収係数を α_p 、p 形層の全層厚を W_p と置くと、無バイアス状態での透過光強度 T_{on} は、

$$T_{on} = T_0 \times \exp \left[- \sum_i \int_{x_i}^{x_i+l_i} \alpha' dx - \alpha (W_n - \sum_i l_i) - \alpha_p W_p \right] \quad (1)$$

と書ける。ここで T_0 は入射光強度であり、 i は接合面の番号、 x_i は i 番目の pn 接合面の位置、 l_i は i 番目の n 側空乏層幅を表す。逆バイアスを印加すると空乏層が広がり吸収量が増加する。逆バイアス状態での透過光強度 T_{off} は、式 (1) の l_i の代わりにこのときの空乏層厚 l'_i を代入して求められる。そして空乏化したときの平均吸収係数変化 $\Delta\alpha$ は

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \overline{\alpha'} - \alpha \\ &= \frac{\sum_i \left(\int_{x_i}^{x_i+l'_i} \alpha' dx - \int_{x_i}^{x_i+l_i} \alpha' dx \right)}{\sum_i (l'_i - l_i)} - \alpha \\ &= \frac{\ln(T_{on}/T_{off})}{\sum_i \Delta l_i} \end{aligned} \quad (2)$$

となる。ここで、 Δl_i は $l'_i - l_i$ である。空乏層での吸収係数 α' は、後述のように内部電界の関数であり、

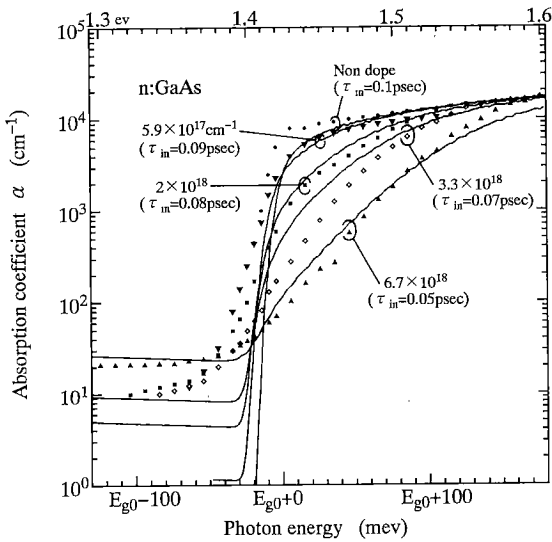


図 1 n 形 GaAs の光吸収係数
Fig. 1 Optical absorption coefficient of n-GaAs.

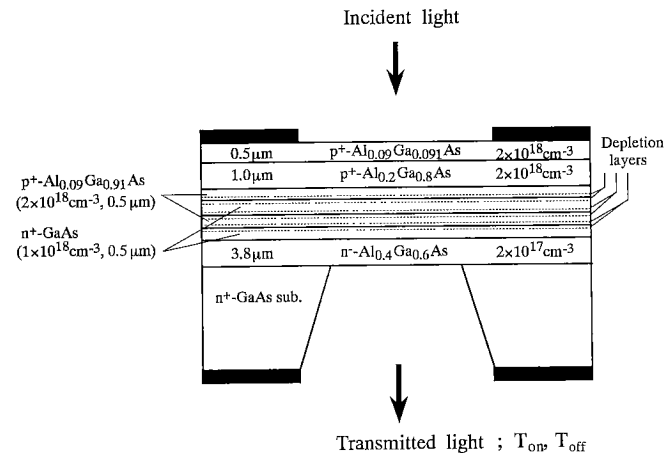


図 2 光吸収係数変化を測定した素子の断面構造
Fig. 2 Cross section of device to measure the change in absorption coefficient.

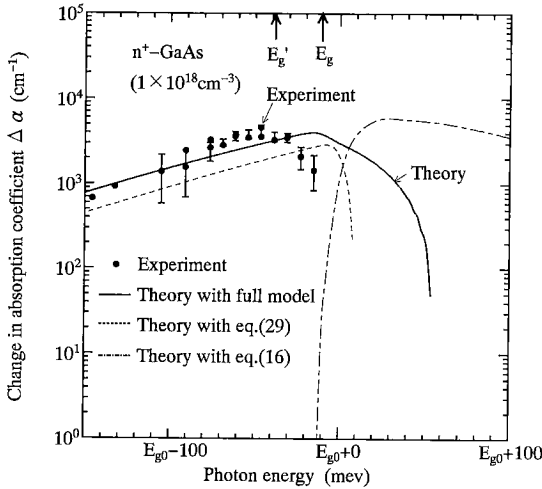


図3 光吸収係数変化の光エネルギー依存性
Fig.3 The change in absorption coefficient vs. photon energy.

一定値ではない。従って式(2)中段の式を $\int_{l_i}^{l_i'} \alpha' dx$ と簡略化することはできない。

実験では無バイアス時の透過光強度 T_{on} および逆バイアス時の透過光強度 T_{off} を実測した。素子に 0~7V の電圧を印加したとき、入射光エネルギー 1.3776 eV における透過光強度の変化率 $(T_{on} - T_{off})/T_{on}$ は、約 3.6% であった。また、無バイアスから逆バイアス電圧を印加したときの素子静電容量の変化量を実測し、n側の空乏層変化幅 $\sum_i \Delta l_i$ を見積もった。図3には同一基板上の二つの素子から実験的に推定した $\Delta\alpha$ 値を黒丸印で示した。なお、図中の誤差棒は $\Delta\alpha$ 値の推定精度を表し、測定に用いた光の波長選択分解能は約 3 meV 以下であった。また、図中の E_{g0} は真性 GaAs 結晶のバンドギャップエネルギーであり 1.424 eV である。 $\Delta\alpha$ の最大値は E_{g0} より 45 meV 程度低いエネルギー側で発生し、 $\Delta\alpha$ 値は $4000 \sim 5000 \text{ cm}^{-1}$ であった。実線は理論計算値であり、次章でその内容を示す。

3. 光吸収係数の理論解析

3.1 吸収係数の表現

不純物を含む半導体中では、連続したエネルギー準位である伝導帯や価電子帯のほかに、不純物原子が作るエネルギー準位が存在する。この準位は、不純物濃度が低いときには水素原子に類似した離散準位であるが、濃度が高くなると不純物バンドと呼ばれる連続

準位となり、伝導帯や価電子帯と重なり合ってくる。GaAs 結晶の場合、n形では $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 以上、p形では $1 \sim 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以上から不純物バンドを作ることが知られている [15]。本論文では、不純物濃度の高い場合を取り扱っており、3.3で議論するように不純物によって等価的にバンド端準位が移動するものとして不純物の影響を導入する。また、不純物によりテイル準位が形成されるとも言われるが、これを電子-不純物間衝突によるバンド内電子緩和効果として考慮し、スペクトル形状関数の変化として導入する [14]。

GaAs 結晶では光吸収に寄与する機構として帯間電子遷移による吸収と自由キャリア吸収が存在するので、熱平衡状態での吸収係数 α は、

$$\alpha = \alpha_{hc} + \alpha_{lc} + \alpha_e \quad (3)$$

と書くことができる。ここで、 α_{hc} や α_{lc} はそれぞれ重い正孔や軽い正孔帯から不純物バンドを含めた伝導帯への電子遷移による吸収係数であり、 α_e は伝導帯電子による自由キャリア吸収である。熱平衡状態での吸収係数 α は電子数や不純物濃度で決まり、結晶内で一定値となる。

一方、空乏化状態を記号'で表すと空乏化状態での吸収係数 α' は、

$$\alpha' = \alpha'_{hc} + \alpha'_{lc} \quad (4)$$

で記述できる。ここで α'_{hc} や α'_{lc} は電界や不純物の影響によるバンド構造変形を考慮した場合の帯間遷移による吸収係数であり、空乏層内部で一定値にはなっていない。

不純物バンドを含めた伝導帯端のエネルギーを E_c 、価電子帯端のエネルギーを E_v とし、伝導帯電子と価電子帯正孔の有効質量をそれぞれ m_c 、 m_j とすると各帯中のエネルギー準位は、

$$E_b = E_c + \hbar^2 k^2 / 2m_c \quad (5)$$

$$E_a = E_v - \hbar^2 k^2 / 2m_j \quad (6)$$

である。ここで k は電子波数であり、 $j = h$ で重い正孔、 $j = l$ で軽い正孔を示す。従って帯間遷移による光吸収係数 α_{jc} は、光の角周波数を ω として

$$\alpha_{jc} = \frac{\omega}{n_r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \int_{E_g}^{\infty} |R_0|^2 g_{cj}(E_{ba}) [f_j - f_c] S(\hbar\omega - E_{ba}) dE_{ba} \quad (7)$$

で与えられる。ここで、 n_r は屈折率、 E_g は実効的なバンドギャップエネルギー $E_g = E_c - E_v$ 、 E_{ba} は伝導帯と価電子帯中のエネルギー準位差 $E_b - E_a$ 、 R_0 は双極子能率、 $g_{cj}(E_{ba})$ は状態密度関数、 f_c と f_j はフェルミ・ディラック分布関数、 $S(\hbar\omega - E_{ba})$ はスペクトル形状関数 [14] である。

$$g_{cj}(E_{ba}) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} \left(\frac{2m_c m_j}{m_c + m_j} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E_{ba} - E_g} \quad (8)$$

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{\frac{m_j}{m_c + m_j} (E_{ba} - E_g) - E_F + E_c}{k_B T} \right]} \quad (9)$$

$$f_j = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{\frac{m_c}{m_c + m_j} (E_g - E_{ba}) - E_F + E_v}{k_B T} \right]} \quad (10)$$

ここで、 E_F はフェルミ準位、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。なお、スペクトル形状関数は次式のようなガウス形関数を用いた [16]。

$$S(\hbar\omega - E_{ba}) = \sqrt{\frac{\tau_{in}}{\pi}} \frac{1}{\hbar} e^{-\left[\frac{(\hbar\omega - E_{ba})\tau_{in}}{\hbar} \right]^2} \quad (11)$$

ここで τ_{in} はバンド内緩和時間である [14]。

3.2 電子数変化の効果

n 形の直接遷移半導体中では、伝導帯中の電子数を変化して光吸収係数を制御することができる。図 4 には電子数の減少による光吸収係数増加のメカニズムを示した。図 4(a) に示すように、伝導帯中の多くの準位に電子が詰まっていると、価電子帯中の電子は伝導帯へ遷移できないので、光は吸収されない。しかしながら、図 4(b) のように伝導帯中の電子を取り除いて

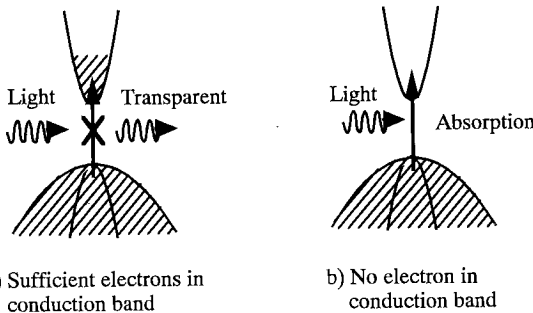


図 4 電子数変化による光吸収制御のメカニズム

Fig.4 Mechanism to control optical absorption by changing electron numbers.

やると、価電子帯中の電子は伝導帯への遷移が可能となるため、光吸収が増大する。熱平衡状態の n 形半導体バルク材料は (a) の状態、pn 接合近傍の空乏領域は (b) の状態に対応するので、n 形半導体中の電子を空乏化することで光吸収は増大する。同様の効果は p 形半導体に対しても期待できる。

電子数が多いときフェルミ準位は伝導帯内部まで上がっているため式 (7) で $f_j - f_c \approx 0$ であるが、電子数を減少するとフェルミ準位が下がり $f_j - f_c \approx 1$ となって光吸収が増加する。

フェルミ準位 E_F については以下のように定めた。バルク材料中つまり熱平衡状態では電子密度 n を

$$n = \frac{(2m_c)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} \frac{\sqrt{E - E_c}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{k_B T}} dE \quad (12)$$

として、 E_F を決定した。一方、電子空乏化状態ではフェルミ準位 E_F がバンドギャップ E_g の中央付近 E'_F 値までさがっているものとした。ここで E'_F は、

$$E'_F = \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{1}{m_c} \frac{m_h m_i}{m_h + m_i} \right) \quad (13)$$

である。

電子数の変化はフェルミ準位の移動で表すことができるので式 (7) での α_{jc} を E_F の関数と見なし $\alpha_{jc}(E_F)$ と表記すると、熱平衡状態での帯間遷移による吸収係数 $\alpha_{vc}(E_F)$ は、

$$\alpha_{vc}(E_F) = \alpha_{hc}(E_F) + \alpha_{lc}(E_F) \quad (14)$$

と書くことができる。また、電子を取り除いた状態での吸収係数 $\alpha_{vc}(E'_F)$ は、

$$\alpha_{vc}(E'_F) = \alpha_{hc}(E'_F) + \alpha_{lc}(E'_F) \quad (15)$$

と書き表せる。従って電子数変化だけを考慮した場合の吸収係数変化 $\Delta\alpha_{vc}$ は、

$$\Delta\alpha_{vc} = \alpha_{vc}(E'_F) - \alpha_{vc}(E_F) \quad (16)$$

となる。

図 5 には n-GaAs 結晶中で電子数を変化したときの光吸収係数変化 $\Delta\alpha_{vc}$ の数値解析例を示す。数値解析に用いた GaAs 結晶の材料定数は、 $n_r = 3.5$ 、 $m_c = 0.067m_0$ 、 $m_h = 0.45m_0$ 、 $m_l = 0.082m_0$ 、 $E_g = 1.424$ eV、 $|R_0|^2 = 5.79 \times 10^{-57} (E_g/E_{ba})^2 C^2 m^2$ 、 $\tau_{in} = 0.1$ ps であり、 $T = 300$ K とした。

$\Delta\alpha_{vc}$ は E_g 近傍から増加し、空乏化する電子数が多いほど $\Delta\alpha_{vc}$ 値が大きく変化する。 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

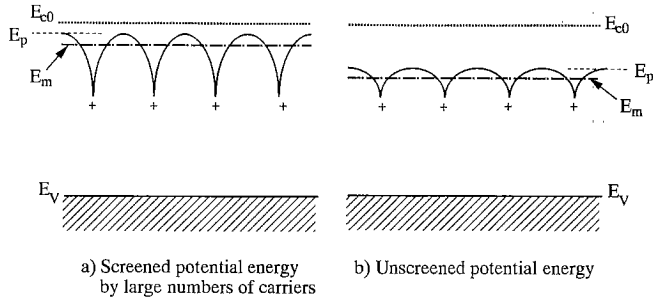


図6 ドナー不純物原子に対するスクリーニング効果
Fig.6 Screening effect on donor atoms.

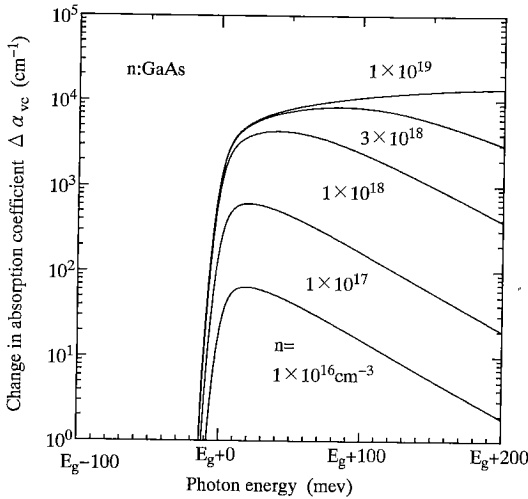


図5 電子数変化による光吸収係数変化
Fig.5 Change in absorption coefficient by changing electron numbers.

以上の電子密度 n を空乏化させると、数千 cm^{-1} 程度の光吸収変化が生じる。

3.3 不純物原子に関するスクリーニング効果

一つの不純物原子は水素形のクーロンポテンシャルを形成するが、不純物原子の濃度が高くなるとそのポテンシャルが図6のように重なり合ってくる。また半導体中に多数のキャリア（電子や正孔）が存在するとそのクーロンポテンシャルが変形され、ポテンシャルの重なり方も変形する。キャリアの存在によるポテンシャルの変形がスクリーニング効果と呼ばれる。不純物準位は結晶内部のポテンシャル形状で決まるため、スクリーニング効果が効く場合と効かない場合とで、不純物準位が異なる。n形半導体で多数のキャリアが存在する場合はスクリーニング効果を受けてポテン

シャルが狭くなり、不純物準位 (E_p , E_m または E_D) は図6(a)のように伝導帯のバンド端付近まで上がってくる。ところが、電子を空乏化するとスクリーニング効果が効かなくなるため、不純物準位は図6(b)に示す位置まで下がってしまう。その結果、空乏化した状態では光吸収が急増し始める光エネルギーはより低エネルギー側へと移動する。

そこでn形半導体の場合について不純物準位あるいは不純物バンドとスクリーニング効果との関係を以下の手順で近似的に吟味する。

(a) 不純物原子が作るポテンシャルのピーク値を E_p とする。

(b) 不純物原子が作るポテンシャル中に平面波状の電子が存在するとし、その際の最低エネルギー準位を E_m とする。

(c) 不純物原子が作るポテンシャル中に水素形の球面波状電子が存在するとし、その最低エネルギー準位を E_D とする。

(d) $E > E_p$ または $E > E_m$ では電子は自由に運動できるので、 E_p または E_m の低いほうを実効的な伝導帯端 E_c とする。

(e) E_D は離散的な不純物準位であり、 $E_D < E_c$ ならば独立の不純物準位とする。 $E_D > E_c$ のときは伝導帯中に埋もれてしまうので独立の不純物準位は消滅する。このときすべての不純物原子はイオン化しているものとする。

一つの不純物原子近傍でのハミルトニアンは、

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_c} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n^2 r} e^{-\frac{r}{L}} \quad (17)$$

と書ける。ここで L がスクリーニング長で

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon_0 n_r^2 k_B T}{e^2(n+p)}} \quad (18)$$

与えられる [15]. 式 (17) の最後の項が原子からのクーロンポテンシャルであり, 隣接する原子からのポテンシャルも考慮すると項目 (a) での E_p は,

$$E_p = E_{c0} - \frac{e^2}{\pi \epsilon_0 n_r^2 d} e^{-\frac{d}{2L}} \quad (19)$$

となる. ここで E_{c0} が真性半導体での伝導帯端エネルギーであり, d は不純物原子間の平均間隔で $(6/\pi N_D)^{\frac{1}{3}}$ である.

平面波状の電子波動関数を

$$\varphi_m = \sqrt{N_D} e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (20)$$

とすると項目 (b) の E_m は,

$$E_m = E_{c0} - \frac{\hbar^2}{2m_c a_B} \frac{48L}{d^3} \left[L - \left(\frac{d}{2} + L \right) e^{-\frac{d}{2L}} \right] \quad (21)$$

となる. ここで a_B は有効ボア半径

$$a_B = \frac{4\pi \epsilon_0 n_r^2 \hbar^2}{m_c e^2} \quad (22)$$

である.

項目 (c) の評定については, 式 (17) のハミルトニアンが $r = 0 \rightarrow \infty$ まで近似的に適用できるものとし

$$\varphi_D = \frac{1}{\sqrt{\pi a_B^{\frac{3}{2}}}} e^{-\frac{r}{a_B}} \quad (23)$$

の波動関数を仮定して,

$$E_D = E_{c0} - \frac{\hbar^2}{2m_c a_B^2} \left[\frac{8}{(a_B/L + 2)^2} - 1 \right] \quad (24)$$

とした.

さて式 (19), (21), (24) の算出にはキャリア数 n の評定も必要がある. 熱平衡状態の場合には, 式 (12) の電子数 n およびイオン化したドナー濃度 $N_D^{(+)}$

$$N_D^{(+)} \begin{cases} = \frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right)} & \text{if } E_D < E_c \\ = N_D & \text{if } E_D > E_c \end{cases} \quad (25)$$

との電気的中性条件

$$n = N_D^{(+)} \quad (26)$$

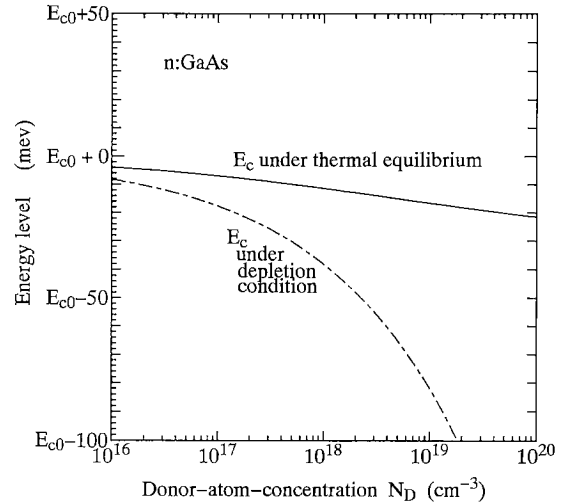


図7 n-GaAs 結晶中での不純物準位と等価的な伝導帯端エネルギーの変化

Fig.7 Variations of impurity levels and effective conduction band edge.

を式 (18)~(24) と同時に用い, フェルミ準位 E_F を定めて E_p , E_m , E_D を算出した. また空乏化状態の場合には電気的に中性ではないので, $E_F = E'_F$ として式 (18)~(24) へ代入した. なお, ここでは正孔密度は $p = 0$ とした.

図7には以上の手順で求めた実効的な伝導帯端エネルギー E_c を示す. n形の場合 $N_D > 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ で $E_D > E_c$ となっており, 水素形の不純物準位は伝導帯中に埋もれている.

3.4 電界効果

pn 接合における空乏層内では, イオン化したドナーとアクセプタのため内部電界が生じている. この電界によりフランツ・ケルディッシュ効果が生じる. 電界印加による光吸収増加のメカニズムを図8に示した. 電界が無いとき, 図8(a)に示すように半導体中ではバンドギャップ E_g より低いエネルギーの光は吸収されない. しかしながら, 強い電界がかかっていると, 伝導帯や価電子帯中の電子の波動関数が図8(b)のようにバンドギャップ中にしみ出すようになる. その結果, 実効的なバンドギャップエネルギーが小さくなり, E_g より低いエネルギーの光が吸収されるようになる.

均一電界 F が印加された半導体中の光吸収をバンド間電子遷移過程として解析した. Airy 関数を $Ai(z)$ と記し, 電子緩和によるスペクトル線幅の広がりをスペクトル形状関数 $S(\hbar\omega - E_{ba})$ で考慮し

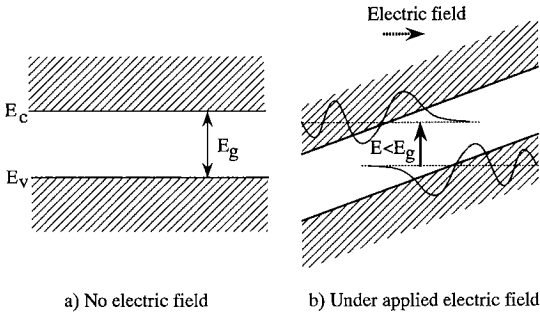


図8 電界効果による光吸収増加のメカニズム

Fig.8 Mechanism of the enhancement of the optical absorption by electric-field effect.

て、均一電界 F の下での光吸収係数 α'_{jc} を

$$\alpha'_{jc} = \frac{\omega}{n_r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{M_{jc}}{\pi \hbar^2} \frac{eF}{E_f} \times \int_{-\infty}^{\infty} |R_0|^2 [f_j - f_c] S(\hbar\omega - E_{ba}) \left\{ \frac{E_{ba} - E_g}{E_f} \left| Ai' \left(-\frac{E_{ba} - E_g}{E_f} \right) \right|^2 + \left| Ai' \left(-\frac{E_{ba} - E_g}{E_f} \right) \right|^2 \right\} dE_{ba} \quad (27)$$

と導出した。ここで M_{jc} は $1/M_{jc} = 1/m_c + 1/m_j$ で表される換算質量、 E_f は $E_f = (\hbar e F / 2 M_{jc})^{2/3}$ 、 $Ai'(z)$ は Airy 関数の微分を意味する。

重い正孔と軽い正孔帯からの電子遷移を合成した光吸収係数 α'_{vc} は、

$$\alpha'_{vc} = \alpha'_{hc} + \alpha'_{lc} \quad (28)$$

である。電界印加だけを考慮した光吸収係数変化 $\Delta\alpha'_{vc}$ を、

$$\Delta\alpha'_{vc} = \alpha'_{vc} - \alpha_{vc} \quad (29)$$

と書く。なお、空乏層中なので電子や正孔は枯渇しているものと仮定とし、フェルミ準位 E_F は $E_F = E'_F$ で近似した。

図9には半導体中に均一電界 F が印加されたときの光吸収係数変化 $\Delta\alpha'_{vc}$ の解析例を示す。電界が存在する場合には、バンドギャップ E_g よりも低いエネルギーの光も吸収するようになり、その光吸収端は電界が強くなるほど低エネルギー側へと移動する。また

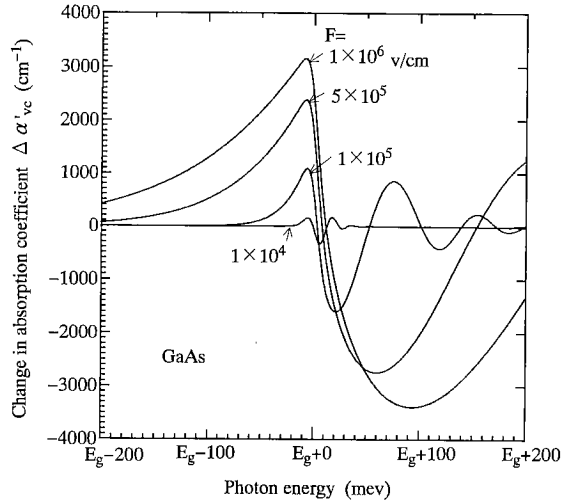


図9 電界の強さによる光吸収係数変化

Fig.9 Change in absorption coefficient due to electric-field effect.

1×10^6 V/cm まで電界強度を強くすると E_g よりもわずかに低い光エネルギー領域で数千 cm^{-1} の光吸収増加が生じる。一方、 E_g よりも高いエネルギー領域では光吸収の減少と増加が交互に繰り返す [17], [18]。この繰返し振動の周期は電界の強さによって変化する。

3.5 自由キャリアによる吸収

伝導帯中の電子あるいは価電子帯中の正孔は、同一帯内でいわゆる自由キャリア吸収を示す。この効果は前述の 3.2~3.4 のメカニズムとは逆に、空乏化により吸収が減少する効果である。伝導帯内電子での吸収は、

$$\alpha_e = \frac{1}{n_r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{ne^2}{m_c \omega^2 \tau_{in}} \quad (30)$$

である。

3.6 合成した吸収係数

3.2~3.5 で議論した 1) 電子数変化, 2) スクリーニング効果の減少による不純物準位の移動, 3) 電界効果, 4) 自由キャリア吸収の四つの現象を合成して光吸収係数を解析した。熱平衡状態では材料中に電界が存在しないので 3.4 で論じた電界効果は無視できる。従って熱平衡状態における n 形半導体での合成した吸収係数 α は、式 (3) となる。ここで式 (3) 中の α_{hc} および α_{lc} は式 (7)、 α_e は式 (30) である。 α_{hc} や α_{lc} の算出に用いる式 (5)~(12) での伝導帯端エネルギー E_c やバンドギャップ幅 E_g については、図7で示した実効的な伝導帯端エネルギーを用い、フェルミ準位 E_F は式 (12)

での電子数 n を式 (26) の中性条件に代入して決定した。また α_e にも式 (12) の n を用いる。

図 1 の実線が、以上のモデルで算出した熱平衡状態での光吸収係数である。数値計算では図中に示したバンド内緩和時間 τ_{in} を仮定して不純物によるバンド内緩和効果の違いを考慮した [14]。不純物濃度が高くなるにつれ実効的なバンドギャップ E_g より高エネルギー側で吸収係数 α が減少しているのは 3.2 で議論した電子数変化の影響であり、 E_g より低エネルギー側で α 値が増加しているのは 3.5 の自由キャリアによる吸収のためである。また、バンド内緩和効果によるスペクトル形状関数の広がり現象や、3.3 で論じた不純物に関するスクリーニング効果により実効的なバンドギャップ E_g が収縮するため、 E_{g0} より 20~30 meV 低い光エネルギーから α は急増している。理論計算はバンド端より高エネルギー側の特性を良く説明している。また、バンド端付近では実験値のほうがダレた特性になっているが、これは理論モデルにおいて不純物原子間隔を均一と仮定しているためで、実際には原子間隔のばらつきがテイル状特性を更に大きくしているのであろう。しかし、この問題については式 (11) のスペクトル形状関数の近似度とも関連しており理論的には不明点が多い [16]。

さて空乏化した状態では、電子数変化だけを考慮したバンド間遷移の吸収係数 $\alpha_{vc}(E'_F)$ が式 (15) と (7) で示され、電界効果を含めた吸収係数 α' が式 (4) と (27) で与えられている。 $\alpha_{vc}(E'_F)$ は電界によるバンド構造変形を考慮しなかった場合で、 α' がバンド変形を考慮した場合であり、 α' を用いれば $\alpha_{vc}(E'_F)$ を使う必要はない。また自由キャリアは存在しないので $\alpha_e = 0$ である。従って空乏化状態での光吸収係数 α' は、式 (4) で決定できる。

この α' の算出には図 7 中の空乏化状態での E_c や $E_g = E_c - E_v$ を代入する。また α' は電界強度 F の関数である。しかし空乏層内部では電界強度 F が場所によって異なる。アクセプタ濃度 N_A 、ドナー濃度 N_D の階段接合の場合には、接触電位差 V_D および pn 接合面への印加電圧 V を用いて、n 側空乏層厚 l は、

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 n_i^2}{e(N_A + N_D)} \frac{N_A}{N_D} (V_D - V)} \quad (31)$$

となる。また pn 接合面を $x = 0$ とすると、空乏層内部での電界分布 $F(x)$ は、

$$F(x) = \frac{eN_D}{\epsilon_0 n_i^2} (l - x) \quad 0 < x < l \quad (32)$$

と書くことができる。

図 2 のような層構造による吸収係数変化 $\Delta\alpha$ は式 (2) で定義してある。式 (2) 中の α' や α は本節の手順に従って算出する。無バイアス印加と逆バイアス印加での n 側空乏層厚 l_i および l'_i は式 (31) より算出でき、式 (32) で電界分布が求まれば α' が決まるので、電子空乏化による吸収係数変化の平均値 $\Delta\alpha$ は式 (2) から算出される。

4. 実験との比較および討論

前章の理論モデルに基づいて数値計算を行った。 n^+ -GaAs のドナー濃度を $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、隣接する p-AlGaAs のアクセプタ濃度を $N_A = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ とし、階段形 pn 接合を仮定した。また印加電圧 $V = 0$ で光透過、 $V = -3.5 \text{ V}$ で光遮断とした。数値解析は、1) 電子数変化のみを考慮した場合、2) 電界効果のみを考慮した場合、3) 電子数変化、スクリーニング効果、電界効果、自由キャリア吸収をすべて考慮した場合の 3 とおりについて行い、それぞれの解析結果を図 3 中に 1 点波線、波線、実線で示した。ここでは p 形として広いバンドギャップ幅の材料を用いているので、p 形での吸収係数に変化はなく、算出には含めていない。3. で議論したように電子を空乏化すると、電子数変化の影響により実効的なバンドギャップ E_g より高エネルギー側、電界効果では E_g より低エネルギー側の光吸収量が増加する。また、スクリーニング効果の減少により実効的なバンドギャップ E_g が縮小し $\Delta\alpha$ 値の最大波長がより低エネルギー側へ移動する。電子数変化や電界効果を単独で考慮しただけの解析では $\Delta\alpha$ 値やそのスペクトル形状が実験値と大きく異なり実験結果を説明することができない。一方、四つの効果をすべて考慮した解析では $\Delta\alpha$ の最大波長が若干高エネルギー側へずれているものの、 $\Delta\alpha$ の値やそのスペクトル形状が実験結果とほぼ一致している。

$N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の n^+ -GaAs 結晶の場合、熱平衡状態での実効的なバンドギャップ E_g は $E_{g0} - 11.3 \text{ meV}$ であり、空乏化によりバンドギャップ E'_g は $E_{g0} - 37.9 \text{ meV}$ まで縮小する。図 3 には E_g および E'_g のエネルギー位置を矢印で示した。 E'_g より低エネルギー側では電界効果、 E'_g より高エネルギー側では電子数変化や実効的なバンドギャップの縮小現象が主要因となり $\Delta\alpha$ の増加が生じる。

また、 $\Delta\alpha$ が E_{g0} より高エネルギー側で急減しているのは電界効果が原因である。3.4 で議論したように電界を印加すると E_g より高エネルギー側で光吸収量が減少する領域があり、電子数変化等による光吸収増加を相殺する。自由キャリア吸収については電子空乏化により光吸収減少として働くが、他の効果に比べ2けた程度変化量が小さく無視できる。

なお、図3において実験値が理論値より低エネルギー側にずれているのは、理論解析において、(i) 不純物原子間隔の不均一性を考慮していない、(ii) 不純物原子の作るポテンシャルの影響を過小評価している、ことであろう。(i) については図1の吸収係数自身について議論したように、実験値のほうでテイル準位の広がりが大きくなっていた。(ii) については式(17)のハミルトニアンにおいて1個の不純物原子が作るポテンシャルしか考慮しておらず、周りの不純物原子によるポテンシャルは含めていない。また、式(19)の E_p 値の計算でも隣接する不純物原子の影響までしか考慮していない。特に濃度が高い場合では、周りの不純物原子の影響まで含めるとポテンシャルは低くなり、実効的な伝導帯端 E_c は押し下げられる。その結果 E'_g はより小さくなり、 $\Delta\alpha$ のピーク値はより低エネルギー側へ移動するであろう。

以上のように、バンド端付近の理論的扱いに改良の余地はあるもののEDAC光変調器における光吸収係数変化のメカニズムをほぼ推定できた。

5. む す び

EDAC光変調器中の光吸収増加についての動作機構を解析した。半導体中の電子を空乏化した領域では、電子数が減少したり、電界強度が強くなる。その結果、1) 電子数変化、2) スクリーニング効果、3) 電界効果の三つの現象が働き、光吸収量が増加する。電子数が減少すると実効的バンドギャップ E_g より高エネルギー側の光吸収量が増加し、電界強度が強くなると E_g より低エネルギー側の光吸収量が増加する。また、スクリーニング効果の減少により実効的なバンドギャップ E_g が縮小し、空乏化する前と後での E_g 値が変化する。これらの相乗効果で電子を空乏化した領域での光吸収が増加する。空乏化する電子数が多いほど1) や2) の効果が大きく働くようになる。EDAC光変調器開発への今後の課題としては、素子構造や不純物濃度の最適化および素子の大規模集積化などがあげられる。

謝辞 本研究は文部省科学研究費、東レ科学技術研究助成金、池谷科学技術研究助成金、別川基金からの援助を受けて行われたものである。

文 献

- [1] T.H. Wood, C.A. Burrus, D.A.B. Miller, D.S. Chenla, T.C. Damen, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, "High speed optical modulation with GaAs/GaAsAs quantum wells in p-i-n diode structure," *Appl. Phys. Lett.*, vol.44, no.1, pp.16-18, Jan. 1984.
- [2] K.-K. Low, R.H. Yan, J.L. Merz, and L.A. Coldren, "Normally-off high-contrast asymmetric Fabry-Perot reflection modulator Using Wannier-Stark localization in a superlattice," *Appl. Phys. Lett.*, vol.56, no.7, pp.1886-1888, May 1990.
- [3] T.Y. Hsu, W.Y. Wu, and W. Efron, "Amplitude and phase modulation in a 4 μ m-thick GaAs/AlGaAs multiple quantum well modulator," *Electron. Lett.*, vol.24, no.10, pp.603-604, May 1988.
- [4] G.D. Boyd, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, S.L. McCall, A.C. Gossard, and J.H. English, "Multiple quantum well reflection modulator," *Appl. Phys. Lett.*, vol.50, no.17, pp.1119-1121, April 1987.
- [5] R.H. Yan, R.J. Simes, and L.A. Coldren, "Analysis and design of surface-normal Fabry-Perot electrooptic modulators," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.25, no.11, pp.2272-2280, Nov. 1989.
- [6] M. Whitehead, A. Rivers, G. Parry, J.S. Roberts, and C. Button, "Low-voltage multiple quantum well reflection modulator with on:off ratio > 100:1," *Electron. Lett.*, vol.25, no.15, pp.984-985, July 1989.
- [7] C. Amano, S. Matsuø, T. Kurokawa, and H. Iwamura, "20 dB contrast GaAs/AlGaAs multiple quantum-well nonresonant modulators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.4, no.1, pp.31-33, Jan. 1992.
- [8] D.A.B. Miller, "Quantum-well structure self-electro-optic effect device," *Opt. Quantum Electron.*, vol.22, Special Issue on Charge Transport Nonlinearities, pp.S61-S98, 1990.
- [9] J.C. Mendoza-Alvarez, L.A. Colodren, A. Alping, R.H. Yan, T. Hausken, K. Lee, and K. Pedrotti, "Analysis of depletion edge translation lightwave modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol.6, no.6, pp.793-807, June 1988.
- [10] M. Yamada, K. Noda, Y. Kuwamura, H. Nakanishi, and K. Imai, "Semiconductor optical modulator by using electron depleting absorption control," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E75-C, no.9, pp.1063-1070, Sept. 1992.
- [11] Y. Kuwamura, M. Yamada, and M. Suzumi, "Panel-type semiconductor optical modulator using electron depleting absorption control," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.32, Pt.1, no.1B, pp.578-582, Jan. 1993.
- [12] Y. Kuwamura, M. Yamada, and M. Shimizu, "Operating mechanisms in a semiconductor modulator based on electron-depleting absorption control," *Tech. Dig. Conf. Laser and Electro-Optics (CLEO'94)*, Anaheim, U.S.A.,

- p.149, May 1994.
- [13] H.C. Casey, Jr., D.D. Sell, and K.W. Wecht, "Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p- GaAs between 1.3 and 1.6 eV," J. Appl. Phys., vol.46, no.1, pp.250-257, Jan. 1975.
 - [14] M. Yamada and Y. Suematsu, "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers," J. Appl. Phys., vol.52, no.4, pp.2653-2664, April 1981.
 - [15] H.C. Casey, Jr. and M.B. Panish, Heterostructure Lasers, Part A: Fundamental Principles, pp.131-135, Academic Press, 1978.
 - [16] M. Yamanishi and Y. Lee, "Phase damping of optical dipole moments and gain spectra in semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-23, no.4, pp.367-370, April 1987.
 - [17] B.O. Seraphin and N. Bottka, "Franz-Keldysh effect of the refractive index in semiconductors," Phys. Rev., vol.139, no.2A, pp.A560-A565, July 1965.
 - [18] E.G.S. Paige and H.D. Rees, "Absorption edge of GaAs and its dependence on electric field," Phys. Rev. Lett., vol.16, no.11, pp.444-446, March 1966.

(平成 7 年 1 月 19 日受付, 6 月 14 日再受付)



桑村 有司 (正員)

昭 56 徳島大・工・電子卒。昭 58 同大学院修士課程了。同年日電入社。昭 62 金沢大・工・電気・情報工学科助手、現在に至る。半導体レーザおよび半導体光変調器に関する研究に従事。



山田 実 (正員)

昭 46 金沢大・工・電気卒。昭 51 東工大大学院博士課程了。同年金沢大・工・電気工学科講師。現在同大・工・電気・情報工学科教授。昭 57~58 米國ホルムデル・ベル研究所客員研究員。現在、半導体レーザおよび半導体光変調器に関する研究に従事。工博、米沢記念学術奨励賞 (昭 50)、本会論文賞 (昭 51)、本会業績賞 (昭 53) 各受賞。



橋本 晋

平 5 金沢大・工・電気・情報卒。同大学院修士課程に在学中。半導体光変調器に関する研究に従事。