

■9 群 (電子材料・デバイス) - 5 編 (光デバイス)

1 章 発光の原理

【本章の構成】

本章では以下について解説する.

- 1-1 バンド間遷移
- 1-2 自然放出
- 1-3 誘導放出, 利得

■9 群-5 編-1 章

1-1 バンド間遷移

(執筆: 山田 実) [2008年12月受領]

結晶半導体のエネルギー準位は、連続的な値となり、伝導帯と価電子帯に分かれる。外部から電子を注入しない熱平衡状態では、価電子帯中の電子が、光のエネルギーによって、伝導帯に励起される。これが、光吸収である。

伝導帯の電子を増加し、価電子帯中の正孔（ホール）を増加させる（つまり、価電子帯中の電子を減少させる）と、伝導帯中の電子が価電子帯に光を放射して遷移する。電子遷移に対し、 $E_c - E_v = \hbar\omega$ のエネルギー保存則と、 $k_c = k_v$ の波数選択則（運動量保存則）が成り立っている。ここで、 E_c と k_c は伝導帯中の電子エネルギーと電子波数、 E_v と k_v は価電子帯中の電子エネルギーと電子波数で、 ω は光の角周波数である。

さて、多くの半導体では $k=0$ で価電子帯の頂上となる。しかし、伝導帯については、 $k=0$ がエネルギー準位の最も低い谷になる図 1・1(a) の場合と、 $k \neq 0$ に最も低い谷が存在する場合図 1・1(b) がある。伝導帯の電子を増加させる場合、電子は低い準位から埋まってゆく。したがって、前者の場合は、 $k \approx 0$ 付近で伝導帯から価電子帯への電子遷移が可能であり、直接遷移という。発光ダイオードや半導体レーザーでの光放出には、直接遷移材料を用いる。GaAs や InP などは直接遷移材料である。

一方、後者の場合は、 $k \neq 0$ の谷に電子が溜まるので、材料中のフォノン（音子）などにより波数を $k=0$ に移動させ、価電子帯へ遷移する。ただし、その遷移確率は極めて小さい。このような遷移を間接遷移という。Si や AlAs は間接遷移材料である。

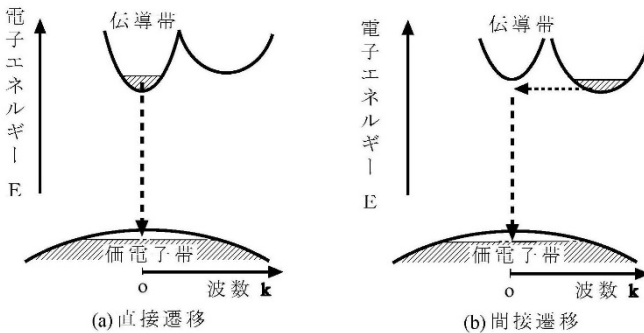


図 1・1 半導体での直接遷移と間接遷移

■9 群-5 編-1 章

1-2 自然放出

(執筆著者：栖原敏明) [2009年1月 受領]

原子や分子中の束縛電子のエネルギーは離散的な値をとり、電子の状態はエネルギー準位で表示できることは量子論で良く知られている。電子は電磁界との相互作用により光子を吸収または放出して準位間を遷移する。このような遷移を光学遷移と呼ぶ。エネルギー値が $E_1, E_2 (E_1 < E_2)$ の2つの準位のうち E_2 の準位が電子で占有されていて、 E_1 の準位が占有されていないとき、時間経過により電子は $E_2 \rightarrow E_1$ と遷移し、このとき差のエネルギーを光子の形で放出する。光子エネルギーは光周波数 f とプランクの定数 h の積に等しいから、 $E_2 - E_1 = hf$ で決まる周波数 f の光子が放出される。1個の電子についての、光子放出の単位時間当たりの遷移確率は電子と電磁界の相互作用を量子論で摂動として取り扱って導かれるフェルミの黄金則を使って計算できる。その結果、光子放出確率は電子が存在する空間の周波数 f の電磁界初期状態の光子数に比例する項と、初期状態光子数に依存しない項の和で表されることが示される。これらの項はともに2準位電子状態間の遷移行行列要素（双極子能率）の光偏波方向成分の絶対値自乗及び光周波数に比例する。光子数に依存しない項は電子が周波数 f の光が入射しない環境に置かれているとき（光子数が0のとき）でも自発的に光子が放出されることを示している。このような光子放出を自然放出と呼ぶ。自然放出確率と誘導放出確率及び吸収確率の関連を表す式はアインシュタインの関係式と呼ばれる。自然放出項は光波振幅演算子の交換関係すなわち光波の量子論的取り扱いに起因するので自然放出は量子論的現象である。自然放出は真空ゆらぎにより誘導された電子の遷移であると理解することもできる。自然界のほとんどすべての発光現象は自然放出であり、レーザー以外の各種ランプや発光ダイオードなど大部分の発光デバイスは自然放出を動作原理としている。固体中や液体中では、電子状態は離散的準位でなく連続的なエネルギー状態であり半導体などの結晶中の電子状態は帯構造を形成するので、放出光子の周波数も単1の値ではない。また個々の自然放出はランダムな確率事象である。したがって自然放出光は通常、連続的スペクトルを持つインコヒーレント光である。励起された半導体からの自然放出のスペクトルと強度は、自然放出確率に伝導帯と価電子帯の状態密度とフェルミ-ディラック分布関数を使って与えられる有効状態密度を乗じて積分することで計算できる。自然放出はレーザー発振によるコヒーレント光発生において、その種となる電磁界を与える点で重要な役割を果たしており、自然放出結合の程度が発振特性に影響を与える。また一方で自然放出は多くの能動的光デバイスにおいて量子雑音の発生や性能制限の重要な要因になることもある。

■9群-5編-1章

1-3 誘導放出, 利得

(執筆著者: 栖原敏明) [2009年1月 受領]

束縛電子のエネルギー値 E_1, E_2 ($E_1 < E_2$) の2つの準位のうち, E_2 の準位が電子で占有されていて E_1 の準位が占有されていないとき, 電子の $E_2 \rightarrow E_1$ の遷移に伴って $E_2 - E_1 = hf$ (h はプランクの定数) で決まる周波数 f の光子が放出される. 1個の電子についての単位時間当たりの光子放出確率はフェルミの黄金則を使って計算でき, 電子が存在する空間の周波数 f の電磁界の光子数に比例する項とこの光子数に依存しない項の和で表されることが示される. 前者は後者に光子数を乗じたものに等しい. 光子数に比例する項は, 電子に周波数 f の光が入射するとき, この光に刺激されて光強度に比例する確率で光子が放出されることを示している. このような光子放出を誘導放出と呼ぶ. 誘導放出は入射光と同じ周波数の光子が放出される現象であるので, 入射光は増強されることになる. 一方, 2つの準位のうち E_1 の準位が電子で占有されていて E_2 の準位が占有されていないとき周波数 f の光が入射すると, 電子はこの周波数の光子を吸収して $E_1 \rightarrow E_2$ と遷移する. 1個の電子についての光子吸収の単位時間当たりの遷移確率は, 光子放出確率と同様にフェルミの黄金則を使って計算でき, 吸収確率は周波数 f の電磁界初期状態の光子数に比例する項のみで表され, これは誘導放出確率に等しいことが示される. したがって, E_1, E_2 の2つの準位のいずれかを占有できる電子が多数存在する場合は, 両準位の電子数の大小により正味の放出または吸収のいずれが起るかが決まる. 通常の熱平衡状態においては E_1 の準位の電子数が E_2 の準位の電子数より多いので吸収光子数が誘導放出光子数を上回り, 光は増強されず吸収される. しかし, 電子系にエネルギーを連続的に供給して励起 (ポンピング) すれば E_1 の準位の電子数より E_2 の準位の電子数が多い反転分布状態 (負温度状態, レーザー活性状態) を実現でき, このとき放出光子数が吸収光子数を上回って正味の誘導放出が起こり光は増強される. すなわち, 光増幅利得が生じる. これが「レーザー」すなわち「輻射の誘導放出による光増幅」の原理である. レーザー作用によれば単一周波数のコヒーレント光をコヒーレンスを保って増幅できる. また, レーザー作用を光共振器中での光帰還と組み合わせることによりコヒーレント光を発生するレーザー発振器を実現できる. 半導体結晶などの固体中の電子エネルギー状態は帯構造を形成するので, 励起された半導体の増幅利得はバンドギャップエネルギー近傍の光子エネルギーにピークを持つ連続的なスペクトルで表される. 利得スペクトルは, 誘導放出確率に伝導帯と価電子帯の状態密度とフェルミ-ディラック分布関数を使って与えられる有効状態密度を乗じて積分することで計算できる. 励起が弱くてキャリア密度が小さい領域では利得は得られないが, キャリア密度がある値 (透明化キャリア密度) 以上になると利得が生じ, キャリア密度の増大に対して利得ピーク値はほぼ直線的に増加し利得帯幅も増大する.

■9 群-5 編-1 章

1-4 光吸収