

# 強磁場内における発光ダイオードのスペクトル広がり抑制効果

Reduction of Spectral Broadening of Light Emitting Diode in Strong Magnetic Fields

荒川 泰彦\*・榑 裕之\*・西岡 政雄\*  
Yasuhiko ARAKAWA, Hiroyuki SAKAKI and Masao NISHIOKA

## 1. ま え が き

発光ダイオード (Light Emitting Diode: LED) における発光過程は、自然放出過程であり、その発光スペクトルは広い。したがって、光ファイバには材料分散が一般には存在するため、光通信用光源としてこの LED を用いたとき、ベースバンド変調帯域幅がかなりせまくなるという問題が生じる。しかしながら、非閾値デバイスであるため外部回路が簡単になるという長所を備えていることをかんがみると、何らかの方法で LED のスペクトル広がり効果を抑制することは、重要な課題である。

ところで、このような LED の自然放出スペクトルの広がりを抑制する方法として、キャリアの状態密度を制御することが考えられる。本報告では、強磁場を用いて LED 中の電子の自由運動可能な次元を 1 次元にすることにより、状態密度関数の形を変え、この結果、発光スペクトルの広がりが抑制されることを明らかにする。

## 2. 強磁場内における LED

LED の活性層中の電子は、通常 3 次元自由粒子としてふるまい、 $\sqrt{\epsilon}$  ( $\epsilon$  は伝導帯の端から測った電子のエネルギー) に比例する状態密度  $\rho(\epsilon)$  をもつ。一方、何らかの方法で自由運動可能な次元を減らし、2, 1, 0 次元電子ガスを形成すると  $\rho(\epsilon)$  はそれぞれ一定値、 $1/\sqrt{\epsilon}$ 、 $\delta(\epsilon)$  ( $\delta$  はデルタ関数) に比例する。このように、電子ガスの低次元化に伴い、 $\rho(\epsilon)$  はピークをもつことになる。この結果、キャリアの分布が集中し、自然放出スペクトルの広がりが抑制されることが期待される。

さて、このような低次元電子ガスは、多次元量子井戸構造<sup>1)</sup>を導入することによる生成することができる。実際、2 次元電子ガスは、MBE, MOCVD 法で 1 次元量子井戸構造を形成することにより、実現される。<sup>2,3)</sup> しながら、さらに低次元な電子ガスを形成する 2, 3 次元量子井戸構造は、現段階ではかなり実現困難である。

このような事情から、われわれは他の手法を用いて 1

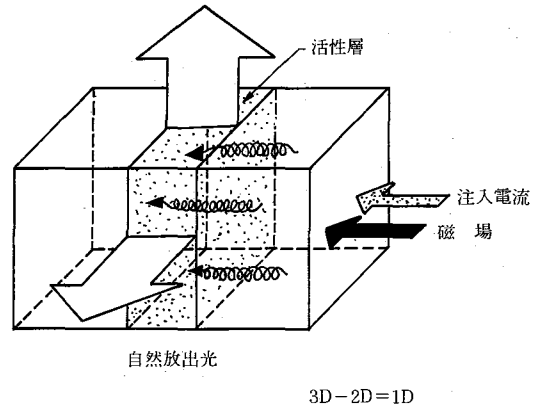


図 1 強磁場内における LED

次元電子ガスを LED の中に実現し、その発光特性を調べる。すなわち、図 1 のように強磁場内に LED をおき、この磁場に垂直な面で電子にサイクロトロン運動させることにより、2 次元的束縛を与え、1 次元電子ガスを形成する。

強磁場 B 内において、電子の状態密度関数  $\rho(\epsilon, B)$  は次式で与えられる。<sup>4)</sup>

$$\rho(\epsilon, B) = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^3 \frac{\hbar |e| B}{m_c} \times \sum_{l=0}^{l_{\max}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon - (2l+1) \frac{\hbar \omega_c}{2}}} \quad (1)$$

ここで、 $l_{\max}$  は次式を満たすものとして定義される。

$$(2l_{\max} + 3) \frac{\hbar \omega_c}{2} > \epsilon > (2l_{\max} + 1) \frac{\hbar \omega_c}{2} \quad (2)$$

また、 $\omega_c$  はサイクロトロン周波数であり、

$$\omega_c = \frac{|e| B}{m_c} \quad (3)$$

で与えられる。 $m_c$ ,  $e$ ,  $\hbar$  はそれぞれ電子の有効質量, 電荷素量, プランク定数を  $2\pi$  で割ったものである。

式 (3) から明らかのように、強磁場内の電子の状態密度関数は

\* 東京大学生産技術研究所 第 3 部

研 究 速 報

$$\epsilon_e = \left( l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad (4)$$

でピークをもつ。  $\hbar \omega_c$  が十分大で最低準位のサブバンドのみを考慮すればよいときには、いわゆる 1 次元電子ガスの状態密度に完全に一致する。

さて、一般に活性層内の電子はある有限時間たつと散乱を受ける。この散乱効果のため、磁場による束縛効果が弱められる。平均緩和時間を  $\tau$  とすると、  $\omega_c \tau$  は散乱を受けずにサイクロトロン回転運動できる平均回数をあらわす。したがって、磁場の効果が十分であるためには、  $\omega_c \tau \gg 1$  成立しなければならない。式(1)で示されている状態密度関数は、  $\tau \rightarrow \infty$  として求めたものである。  $\tau$  の有限性を考慮して状態密度関数を書き直すと次式のようになる。

$$\rho(\epsilon, B) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{\hbar^2} eB \sum_{l=0}^{\infty} \int \frac{1}{\sqrt{\epsilon'}} \cdot \frac{(h/\tau)^2 d\epsilon'}{\left\{ \epsilon - \epsilon' \left( l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \right\}^2 + (h/\tau)^2} \quad (5)$$

なお、  $\tau$  はキャリア移動度  $\mu$  を用いて  $\tau = |e|\mu/m_c$  と書くことができることに注意されたい。

一方、LED から放出される光は自然放出光であり、エネルギー  $E$  の光子の自然放出率  $r_{sp}(\epsilon)$  は  $no-k$  選択則を用いる次のようにかくことができる。<sup>5)</sup>

$$r_{sp}(E) = \beta \int_0^E \rho_c(\epsilon) \rho_v(\epsilon - E) f_c(\epsilon) [1 - f_v(\epsilon - E)] d\epsilon \quad (6)$$

ここで  $\beta$  は双極子遷移確率に比例する係数、  $\rho_c, \rho_v$  はそれぞれ電子、正孔の状態密度関数を、  $f_c, f_v$  はそれぞれ電子、正孔の分布関数を表している。この式からわかるように、  $r_{sp}(E)$  の広がり と  $\rho_{c,v}(\epsilon)$  の広がり は強い相関をもつ。したがって、電子ガスの低次元化して状態密度関数を制御することにより、  $r_{sp}(E)$  の広がりを制御することが予測できる。

自然放出光の半値幅  $\Delta\lambda$  の磁場依存性を計算した結果を図 2 に示そう。ここでは LED 内活性層移動度が  $\mu = 19000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $2500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  という 2 つの場合について計算している。また温度  $T = 80\text{K}$  として、光出力一定という条件下で  $\Delta\lambda$  を計算している。図から明らかに、磁場  $B$  の増加に伴い  $\Delta\lambda$  の減少がみられる。もちろん、移動度が高いときの方が改善率が高くなっている。また、  $B$  が低いところでは  $\Delta\lambda$  の改善率が低い、これは  $\omega_c \tau$  が小であるため十分 1 次元電子ガスが形成されていないためであると考えられる。

3. 強磁場内における LED 発光スペクトル特性

2.での議論を実験的に明らかにするために、われわれ

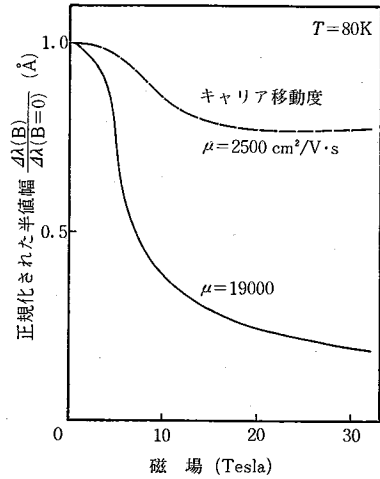


図 2 磁場の印加に伴う自然放出スペクトル幅  $\Delta\lambda$  の変化。破線は  $\mu = 2500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  として理論計算したものである。

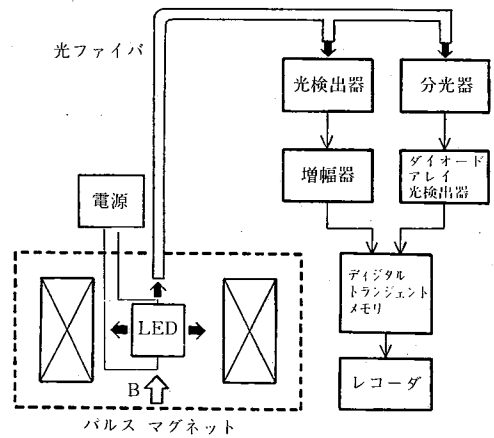


図 3 実験系

は強磁場内で GaAs 系 LED を動作させた。われわれが実験に用いた強磁発生装置は東大・物性研に所属するものである。この装置は、コンデンサバンク (16 mF) に充電された電荷を瞬時にコイルに流しこむことにより、幅 20 cm sec, 最大 32 Tesla のパルス磁場を発生することができる。

測定系の概要を図 3 に示す。磁場の方向と電流の方向が一致するようにおかれた強磁発生用クライオスタット内の発光ダイオードの出力光はバンドル光ファイバに結合される。このバンドル光ファイバは、クライオスタットの外で 2 つに分岐されている。一方の出力は、光検出器に入り、光電変換を受けた後増幅器を経てデジタル・トランジエント・メモリに記憶される。もう一方の出力は直接分光器に入り、そこに取り付けられている

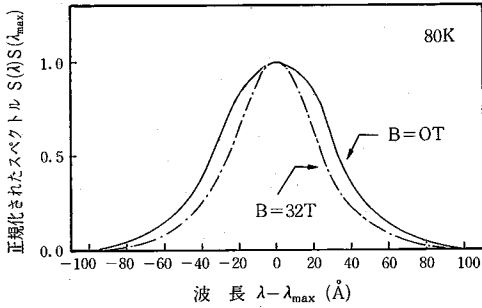


図4 T=80 K, B=32 Tesla, 0 Tesla における自然放出スペクトル  $S(\lambda)$ 。ただし横軸は  $\lambda-\lambda_{max}$ 、縦軸は  $S(\lambda)/S(\lambda_{max})$  である。ここで  $\lambda_{max}$  は自然放出スペクトルのピークを与える波長である。

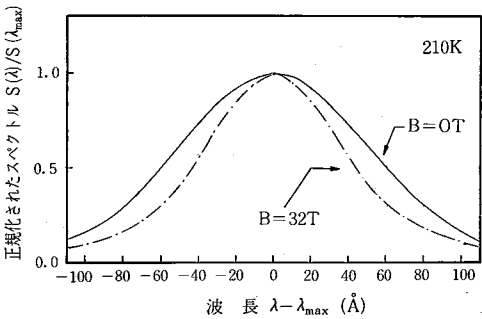


図5 T=210 K, B=32 Tesla, 0 Tesla における自然放出スペクトル  $S(\lambda)$ 。ただし横軸は  $\lambda-\lambda_{max}$ 、縦軸は  $S(\lambda)/S(\lambda_{max})$  である。ここで  $\lambda_{max}$  は自然放出スペクトルのピークを与える波長である。

ダイオード・アレイ検出器 (Optical Multichannel Analyzer に類似したもの) により受光される。この検出器のビデオ出力信号はスペクトル情報信号であり、デジタル・トランジェント・メモリに記憶することにより、瞬時 (1~2 msec) の光スペクトル情報をとらえることが可能となる。

すでに述べたようにパルス磁場は幅 20 msec であるので、その頂上付近の 2 msec 程度が平坦部とみなすことができる。したがって、パルスの頂上のみで LED を駆動して、スペクトル情報、電流-光情報をとる。なお、LED 駆動回路は、磁場による発光効率の変化にかかわらず、あらかじめ定めた光強度を LED が一定時間保ち続けることができるように設計されている。

図4に、強磁場を印加した場合 (32 Tesla) と印加しない場合のスペクトル  $S(\lambda)$  の形状を、 $T=80\text{ K}$  のときに示す。この図では、横軸の波長軸は  $\lambda-\lambda_{max}$  としている。ここで  $\lambda_{max}$  は、自然放出スペクトルの最大を与える波長であり  $\lambda_{max}(B=0)=7655\text{ \AA}$ 、 $\lambda_{max}(B=32\text{ Tesla})=7535\text{ \AA}$  である。また縦軸は  $S(\lambda_{max})$  で正規化している。図

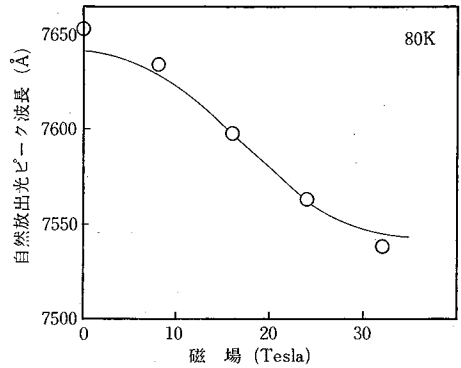


図6 自然放出スペクトル・ピーク波長の磁場依存性 ( $T=80\text{ K}$ )。○は測定値、実線は  $\mu=2000\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  と仮定したときの計算値

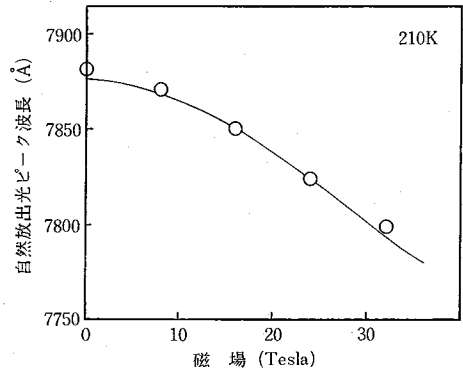


図7 自然放出スペクトル・ピーク波長の磁場依存性 ( $T=210\text{ K}$ )。○は測定値、実線は  $\mu=2500\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  と仮定したときの計算値

から明らかのように、32 Tesla の強磁場を印加することにより、自然放出スペクトルの半値幅が  $80\text{ \AA}$  から  $60\text{ \AA}$  程度に減少することを観測することができた。この改善結果は、 $\mu=2500\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  として半値幅  $\Delta\lambda$  を計算した図4の結果にほぼ合っている。一方、 $T=210\text{ K}$  にした場合の  $S(\lambda)$  を図5に示そう。ここで  $\lambda_{max}(B=0)=7880\text{ \AA}$ 、 $\lambda_{max}(B=32\text{ Tesla})=7800\text{ \AA}$  である。この場合でも、 $\Delta\lambda$  に関して同様な改善を得ることができた。

図6に  $T=80\text{ K}$  の場合について、 $\lambda_{max}$  の磁場依存性を示す。図から明らかのように、磁場の強度の増加に伴って発光スペクトルの移動が観測された。このような移動は、ランダウ準位の最低レベル  $1/2\hbar\omega_c$  が磁場によって上昇するためである。図には実線で  $\mu=2500\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  とした場合の計算値も示しておく。B が 0 Tesla 付近で波長移動の傾きが鈍っているのは、B が小の領域では  $\omega_c t \ll 1$  となるため、ランダウ準位が形成されないためである。また、B が大の領域で再びその傾きが鈍るのは、

## 研究速報

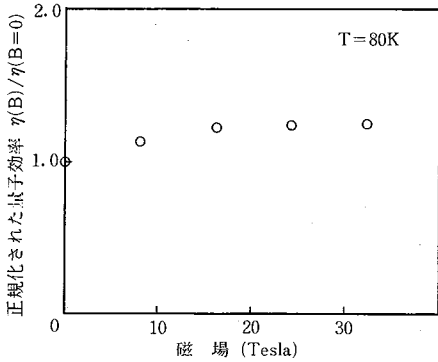


図8 量子効率 $\eta$ の磁場依存性 ( $T=80\text{ K}$ )。ただし、縦軸 $\eta$  ( $B=0$ )で正規化されている。

状態密度の縮退が大となるため、所要の光エネルギーをだすキャリア分布が、状態密度のピークになる以前で実現されてしまうことによるものである。図7に $T=210\text{ K}$ の場合についてのスペクトルの移動を示す。あわせて $\mu=2000\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ と仮定したときの計算値も示しておく。

図8は、 $T=80\text{ K}$ における量子効率 $\eta$ の磁場依存性を示している。ただし、これはGaAs LED ( $\lambda\approx 8700\text{ \AA}$  : 常温)を用いて測定したものである。図では、 $\eta(B=0)$ を1に正規化している。図から明らかなように、磁場の増加とともに $\eta$ が上がり、また、かなり強磁場をかけた段階では飽和する傾向がみられる。これは、オージェ効果、キャリアの活性層からの漏れ等の何らかの非発光成分が磁場の印加によりおさえられたことによるものと思われる。この非発光成分の主たるものが何であるかということは、LEDの方向をかえて発光特性を測るなどをさらに実験をすすめることにより明らかとなろう。

#### 4. む す び

本報告では次のようなことが明らかになった。

(1) LEDにおいて1次元電子ガスを形成するため

には、強磁場が有効である。

(2) 1次元電子ガスをLED中に形成することにより発光スペクトルの半値幅を減少させることができる可能性のあることを理論的に明らかにした。

(3) 強磁場内でLEDを動作させることにより、1次元電子ガスによる自然放出スペクトルを観測することができた。この結果、磁場32 Tesla 温度 $T=80\text{ K}$ においてスペクトルの半値幅が約 $80\text{ \AA}$ から $60\text{ \AA}$ に減少することを観測できた。

(4) 磁場の印加に伴うスペクトルの移動を観測した。またこれらの結果から、キャリア移動度を評価した。

(5) 強磁場の印加による非発光成分の抑制を観測することができた。この非発光成分の原因に関しては、さらに方向をかえたときのLEDの発光特性を調べることにより明らかとなろう。

#### 謝 辞

パルス磁場装置の使用を許可し、さらにいろいろご助言いただく東京大学物性研究所三浦登助教授、木戸義勇博士に感謝致します。また、日頃ご指導いただく本所浜崎襄二教授、藤井陽一教授に厚くお礼申し上げます。

(1982年11月22日受理)

#### 参 考 文 献

- 1) Y. Arakawa and H. Sakaki; *Apply. Phys. Lett.*, **40**, 939 (1982)
- 2) J.P. van der Ziel, R. Dingle, R.C. Miller, W. Wiegmann and W. A. Norland, Jr., *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 463 (1975)
- 3) N. Holonyak, Jr., R.M. Kolbas, R.D. Dupuis, and P.D. Dapkus; *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 73 (1978)
- 4) R.B. Dingle; *Proc. R. Soc. London, A* **211**, 517
- 5) H. Kressel and J.K. Butcher; *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*.
- 6) Y. Arakawa, H. Sakaki, M. Nishioka, and N. Miura; *IEEE Trans. on Electron Device*, to be published