

解 説

光子の操作——マイクロ共振器による自然放出の制御

山本 喜久・グンナービョルク・井桁 和浩

NTT 基礎研究所 T180 武藏野市緑町 3-9-11

(1990年4月18日受理)

Photon Manipulation—Controlled Spontaneous Emission by Microcavities

Yoshihisa YAMAMOTO, Björk GUNNAR and Kazuhiro IGETA

Basic Research Laboratories, NTT Corporation, 3-9-11,
Midori-cho, Musashino 180

1. はじめに

励起された原子がランダムに光を放出して基底状態に戻る自然放出は、長い間、人間の手によって制御することのできない自然法則の一つと思われてきた。しかし、共振器ミラーの近くに置かれた原子の自然放出が、自由空間中のそれと著しく異なることは、1948年にパーセルによって予測され¹⁾、1974年にはドレクセージによって実証されている²⁾。この実験結果に対する量子電磁気学の解釈は、自然放出の原因となっている真空場のゆらぎ（量子力学的零点振動）が共振器ミラーによって変調をうけるためであるとされている。この考え方を、自然放出の抑圧というレベルにまで拡張したのは、1981年のクレッペナーの論文であり³⁾、以来、マイクロ波帯⁴⁻⁶⁾および光波帯⁷⁻⁹⁾で自然放出を抑圧もしくは増強する実験が行われた。自然放出の制御を半導体中の発光過程にも応用しようとする試みも最近行われるようになつた¹⁰⁻¹²⁾。

本稿では、自然放出の制御を目的としたマイクロ共振器の特性について述べる。自由空間中の自然放出について簡単なレビューを行ったのち、二つのマイクロ共振器を解析する。一つは仮想的なミラーを用いた半波長もしくは一波長共振器であり、他は現実的な誘電体多層膜ミラーを用いた半波長もしくは一波長共振器である。

2. 自然放出の基礎

2.1 真空場が誘起するラビ振動

励起状態にある原子が、光子が一つもない単一モードの電場（真空場）と結合している場合を考えてみる。この最も単純な系を記述する相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{H}_1 = \hbar g (\hat{a} \hat{\sigma}^+ + \hat{a}^+ \hat{\sigma}) \quad (1)$$

となる。 \hat{a} と \hat{a}^+ は光子の消滅、生成演算子、 $\hat{\sigma}$ と $\hat{\sigma}^+$ は二準位原子の下方遷移、上方遷移を表すスピン演算子である。 g は電気双極子相互作用の強さを表す係数である。時間発展する全系の波動関数は、

$$|\psi\rangle = C_{e0}|e\rangle_a|0\rangle_f + C_{g1}|g\rangle_a|1\rangle_f \quad (2)$$

と表される。ここで、 C_{e0} は原子が励起状態、電磁場が真空である確率振幅、 C_{g1} は原子が基底状態、電磁場が 1 光子数状態である確率振幅である。原子の遷移周波数と電磁場モードの周波数が一致している場合には、二つの状態の確率密度 $|C_{e0}|^2$ と $|C_{g1}|^2$ は、図 1 に示すように、ラビ振動を示す。すなわち、原子と電磁場は周期的にエネルギーをやりとりする。

電磁場は、初め真空場であり、原子は時刻 $t=\pi/2g$ に光子を一つ放出して基底状態に戻ったから、これは自然放出過程の一つと見なせる。しかし、自然放出過程は、通常、指数関数的に減衰する非可逆過程であるのに対し、ここで扱った真空場が誘起するラビ振動は可逆過程である。

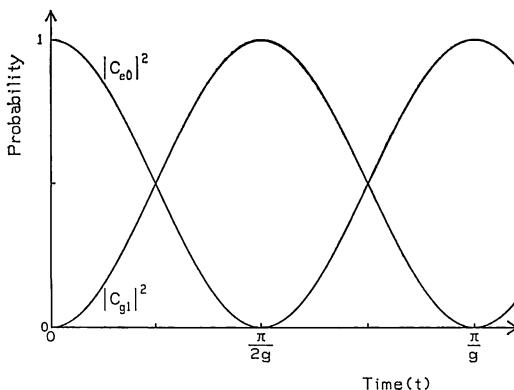


図 1 真空場によるラビ振動

2.2 自然放出のワイスコフ・ウイグナー理論

次に、同じ励起状態にある原子が、無限の連続スペクトルを持つ電磁場と結合している場合を考えてみる。新しい相互作用ハミルトニアンと全系の波動関数は、

$$\hat{H}_1 = \hbar \sum_k g_k (\hat{a}_k \hat{a}_k^\dagger + \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k) \quad (3)$$

$$|\psi\rangle = C_{e0} |e\rangle_a |0\rangle_f + \sum_k C_{gk} |g\rangle_a |1_k\rangle_f \quad (4)$$

となる。ここで、 $|0\rangle_f$ はすべての電磁場モードが真空状態にあることを、 $|1_k\rangle_f$ はモード k が 1 光子数状態、他のすべてのモードが真空状態にあることを表す。複素振幅 C_{e0} に対する方程式は¹³⁾

$$\frac{d}{dt} C_{e0} = - \sum_k g_k^2 \int_0^t dt' \exp[-i(\omega_k - \omega_0)(t-t')] C_{e0}(t') \\ = -\pi g^2(\omega_0) D(\omega_0) C_{e0} \quad (5)$$

となる。ここで、 \sum_k を $\int D(\omega_k) d\omega_k$ で置き換える、電磁場モードの密度 $D(\omega_k)$ 、相互作用の強さ $g(\omega_k)$ は(5)式の積分値が無視できない範囲内では一定であると仮定した。励起状態にある原子は、 $\gamma = 2\pi g^2(\omega_0) D(\omega_0)$ なる緩和定数で、指数関数的に減衰する。これが、フェルミの黄金律である。

このように、原子は無限個の連続スペクトルを有する電磁場モードへ結合すると、非可逆な自然放出を行う。異なった電磁場モードは、異なる周波数で振動するため、原子と電磁場の間に初め形成されていた位相コヒーレンスが急速に消失してしまうために、ラビ振動は起こらない。

2.3 自由空間中の原子の自然放出

境界のない自由空間に置かれた原子は、無限個の連続スペクトルを有する電磁場モードと結合するので、通常の非可逆な自然放出を行う。ここでは、その放射パターンと寿命を計算する。図 2 に示すような極座標 (r, ϕ, γ) の原点に x 軸方向に分極を持つ双極子モーメントを考え

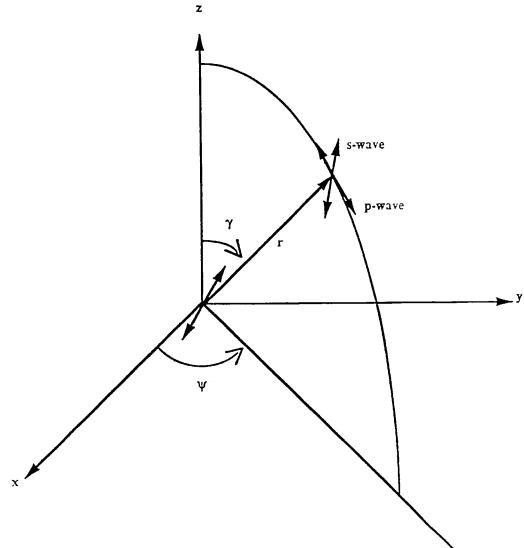


図 2 振動双極子による自然放出

る。この双極子は、放射面に垂直な電界ベクトルを持つ S 波と平行な電界ベクトルを持つ P 波を次式に従って放射する。

$$dI(r, \phi, \gamma) = \eta \frac{P_{12}^2 E_0^2}{r^2} \times \begin{cases} \sin^2 \phi & : S \text{ 波} \\ \cos^2 \phi \cos^2 \gamma & : P \text{ 波} \end{cases} \quad (6)$$

ここで、 η は定数、 P_{12} は双極子モーメント、 E_0^2 は双極子モーメントと結合する真空場の強度である。自由空間中では、 E_0^2 は ϕ と γ によらず、等方的である。全放射強度は、

$$I \equiv \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\gamma r^2 \sin \gamma dI(r, \phi, \gamma) \\ = \frac{8}{3} \pi \eta P_{12}^2 E_0^2 \quad (7)$$

となる。全放射光の $3/4$ は S 波に、 $1/4$ が P 波になっている。双極子モーメントが γ 軸を向いている場合も同じ結果となる。

双極子モーメントが z 軸を向いている場合には、

$$dI(r, \phi, \gamma) = \eta \frac{P_{12}^2 E_0^2}{r^2} \times \begin{cases} 0 & : S \text{ 波} \\ \sin^2 \gamma & : P \text{ 波} \end{cases} \quad (8)$$

なる放射パターンとなり、 x 、 y 軸に分極した双極子モーメントと異なる。しかし、全放射強度は(7)式に帰着する。

自然放出の寿命は、全放射強度(7)式に逆比例する。前節では、電磁場モードの密度 $D(\omega_0)$ と電気双極子相互作用の強さ $g(\omega_0)^2$ の積として、自然放出のレートを計算したが、ここでは、これを双極子モーメント P_{12}^2 と真空場の強度 E_0^2 の積でこれを表した。両者は、もちろん同じものである。本章の目的は、マイクロ共振器に

よって、 E_0^2 がどのように変調され、その結果、自然放出の放射パターンと寿命がどのように制御されるか、を調べることにある。

3. 仮想ミラーによるマイクロ共振器

実際のマイクロ共振器の解析を行う前に、ここでは、反射率と位相シフトが入射角に依存せず損失もない仮想ミラーにはさまれた半波長および一波長マイクロ共振器中の原子の自然放出の放射パターンと寿命を調べる。

3.1 真空場の強度

図3に示すように、仮想ミラーの外側から E_0 なる真空場が入射してきたとき、原子と結合する内部真空場がどのように変調を受けるのかを計算する。原子の位置 $z=0$ で、進行波の振幅 A_+ と A_- は、

$$A_+ = \frac{\sqrt{T} \exp(i k z_0 \cos \gamma)}{1 - R \exp[i(2kb \cos \gamma + 2\phi_r)]} E_0 \quad (9)$$

$$A_- = \frac{\sqrt{RT} \exp[i\{k(2b-z_0)\cos \gamma + \phi_r\}]}{1 - R \exp[i(2kb \cos \gamma + 2\phi_r)]} E_0 \quad (10)$$

となる。 R と T は仮想ミラーの反射率と透過率、 ϕ_r は反射による位相シフト、 b はミラーの間隔、 z_0 は原子と上側のミラーの距離である。原子の双極子が共振器の面内 (x, y 軸) にある場合と共振器と垂直な方向 (z 軸) にある場合に、結合する真空場の強度は、それぞれ

$$E_z^2 = E_y^2 = \{|A_+|^2 + |A_-|^2 + 2|A_+||A_-|\cos \phi\} E_0^2 \quad (11)$$

$$E_z^2 = \{|A_+|^2 + |A_-|^2 - 2|A_+||A_-|\cos \phi\} E_0^2 \quad (12)$$

となる。ただし、 $\phi = 2k(b-z_0)\cos \gamma + \phi_r$ である。

3.2 半波長共振器中の原子の放射パターンと寿命

$\phi_r = \pi$ なる仮想ミラー構成された半波長共振器 ($b = \lambda/2$) の中央に置かれた原子 ($z_0 = \lambda/4$) の水平双極子は奇モードとのみ、垂直双極子は偶モードとのみ結合する。

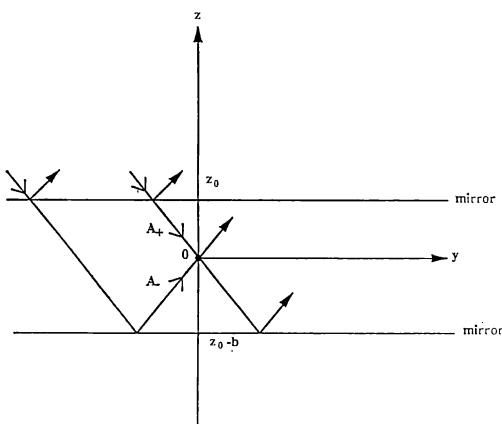


図3 仮想ミラーによるマイクロ共振器

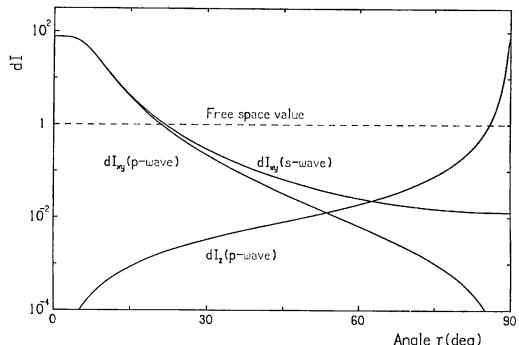


図4 仮想ミラーによる半波長共振器に置かれた原子からの放射パターン

薄い金属ミラーで囲まれた半波長共振器、高屈折率媒質で囲まれた低屈折率半波長エタロンなどは、近似的にはこのモデルで表される。水平双極子に対する放射パターンは、(6)式にかわって、

$$\begin{aligned} dI_{xy}(r, \phi, \gamma) &= \eta \frac{P_{12}^2 E_0^2}{r^2} \\ &\times \frac{(1-R)\{1+R+2\sqrt{R}\cos[\pi(\cos \gamma + 1)]\}}{(1-R)^2 + 4R \sin^2[\pi(\cos \gamma + 1)]} \\ &\times \begin{cases} \cos^2 \phi \cos^2 \gamma : P \text{波} \\ \sin^2 \phi : S \text{波} \end{cases} \quad (13) \end{aligned}$$

図4に(13)式を使って計算した水平双極子からの放射パターンを示す。 $\gamma = 0$ の付近で放射パターンが大きくなっているのは、原子が z 方向に伝播する $N=1$ モードの定在波の腹の位置にあるためで、自由空間中に比べて、その強度は $4/(1-R)$ 倍に、主ビームの拡がり角は $\sqrt{(1-R)/\pi}$ になっている。(13)式の放射パターンを全放射角 γ に対して積分して、全放射光強度を計算すると、 $I = 4\pi\eta P_{12}^2 E_0^2$ となり、自由空間中の値((7)式)の $3/2$ 倍になる。したがって、寿命は $2/3$ に短縮される。この値は、仮想ミラーの反射率に依存しない。

垂直双極子に対する放射パターンは、(8)式にかわって、

$$\begin{aligned} dI_z(r, \phi, \gamma) &= \eta \frac{P_{12}^2 E_0^2}{r^2} \\ &\times \frac{(1-R)\{1+R-2\sqrt{R}\cos[\pi(\cos \gamma + 1)]\}}{(1-R)^2 + 4R \sin^2[\pi(\cos \gamma + 1)]} \\ &\times \begin{cases} 0 : S \text{波} \\ \sin^2 \gamma : P \text{波} \end{cases} \quad (14) \end{aligned}$$

となる。図4に示すように、放射パターンは $\gamma \approx \pi/2$ に集中している。これは、原子が x, y 面内を伝播する $N=0$ モードと結合するためで、その強度は自由空間中に比べて $4/(1-R)$ 倍に、ビームの拡がり角は $(1-R)/2\pi$

になっている。(14)式を全放射角 γ について積分して全放射光強度を計算すると、 $I = 4\pi\eta P_{12}^2 E_0^2$ となって、水平双極子と同じく、寿命は $2/3$ に短縮されることがわかる。

もし、これを面発光型のレーザーに適用するとすれば、 z 方向に伝播するレーザーモード ($N=1$) への結合効率は、双極子の向きがランダムの場合には $2/3$ 、双極子が x, y 面内にのみ形成されている場合には 1 となる。

3.3 一波長共振器中の原子の放射パターンと寿命

次に、 $\phi_r = 0$ なる仮想ミラーで構成された一波長共振器 ($b = \lambda$) の中央に置かれた原子 ($z_0 = \lambda/2$) を考える。低屈折率媒質で囲まれた高屈折率エタロンは、近似的にはこのモデルで表される。水平双極子に対する放射パターンは、

$$\begin{aligned} dI_{xy}(r, \phi, \gamma) &= \eta \frac{P_{12}^2 E_0^2}{r^2} \\ &\times \frac{(1-R)\{1+R+2\sqrt{R}\cos(2\pi\cos\gamma)\}}{(1-R)^2+4R\sin^2(2\pi\cos\gamma)} \\ &\times \begin{cases} \sin^2\phi & : S\text{波} \\ \cos^2\phi \cos^2\gamma & : P\text{波} \end{cases} \quad (15) \end{aligned}$$

となる。図 5 に放射パターンを示す。 $\gamma = 0$ 付近で放射パターンは $4/(1-R)$ 倍に増強され、主ビームの拡がり角は $\sqrt{(1-R)/2\pi}$ である。これは、 z 方向に伝播する $N=2$ モードの定在波の腹の位置に原子がいるためである。また、 $\gamma \approx \pi/2$ 付近でも S 波の放射パターンが $4/(1-R)$ 倍に増強され、ビームの拡がり角は $(1-R)/4\pi$ になっているが、これは x, y 面内を伝播する $N=0$ モードと原子が結合しているためである。(15)式を全放射角 γ について積分して全放射光強度を計算すると、 $I = 3\pi\eta P_{12}^2 E_0^2$ となって、自由空間中の値 ((7)式) の $9/8$ 倍になる。このうち、 $2/3$ は $\gamma \approx 0$ に、残りの $1/3$

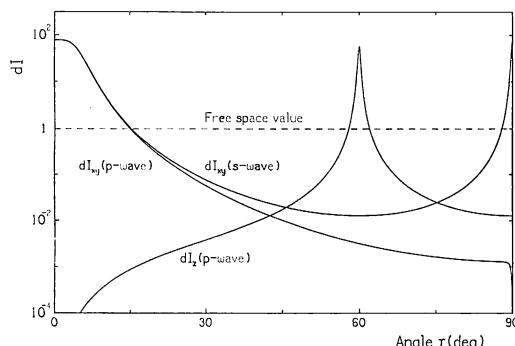


図 5 仮想ミラーによる一波長共振器に置かれた原子からの放射パターン

は $\gamma \approx \pi/2$ に放射される。したがって寿命は $8/9$ に短縮される。

垂直双極子に対する放射パターンは、

$$\begin{aligned} dI_z(r, \phi, \gamma) &= \eta \frac{P_{12}^2 E_0^2}{r^2} \\ &\times \frac{(1-R)\{1+R+2\sqrt{R}\cos(2\pi\cos\gamma)\}}{(1-R)^2+4R\sin^2(2\pi\cos\gamma)} \\ &\times \begin{cases} 0 & : S\text{波} \\ \sin^2\gamma & : P\text{波} \end{cases} \quad (16) \end{aligned}$$

となる。図 5 に示すように、放射パターンは、 $\gamma \approx \pi/3$ 附近に集中するが、これは $\gamma \approx \pi/3$ 方向に伝播する $N=1$ モードの定在波の腹に原子が位置しているためである。(16)式を全放射角 γ について積分した全放射光強度は、 $I = 3\pi\eta P_{12}^2 E_0^2$ となり、水平双極子と同じく、寿命は $8/9$ に短縮される。

z 方向へ伝播するレーザーモード ($N=2$) への結合効率は、双極子の向きがランダムな場合には $4/9$ 、双極子の向きが x, y 面内の場合には $2/3$ である。

4. 誘電体多層膜ミラーによるマイクロ共振器

次に、図 6 に示すような誘電体多層膜ミラーで囲まれた二つのマイクロ共振器の解析を行う。一つは、低屈折率の半波長共振器層が、これに向かって第 1 層が高屈折率である誘電体多層膜ミラーで囲まれたもの、他方は、高屈折率の一波長共振器層が、これに向かって第 1 層が低屈折率である誘電体多層膜ミラーで囲まれたものである。この実際のマイクロ共振器では、反射率も位相シフトも、入射角と偏波に依存する。したがって、外界から入射する真空場 E_0 がマイクロ共振器内でどのように変

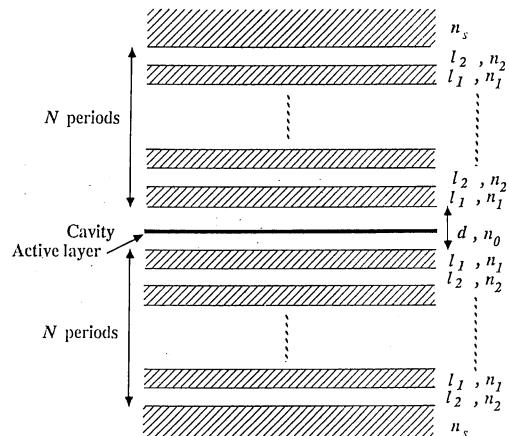


図 6 誘電体多層膜ミラーによるマイクロ共振器

調されるかは、解析的には求められず、伝達マトリクスを用いた数値計算によらなければならない。均質な誘電体スラブに対するマトリクス方程式は、

$$\begin{bmatrix} E_r(z) \\ E_l(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(jk_z \Delta z) & 0 \\ 0 & \exp(-jk_z \Delta z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_r(z + \Delta z) \\ E_l(z + \Delta z) \end{bmatrix} \quad (17)$$

となる。誘電体界面に対する伝達マトリクスは、*S*波と*P*波に対しておのれの、

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{k_{2z}}{k_{1z}} & 1 - \frac{k_{2z}}{k_{1z}} \\ 1 - \frac{k_{2z}}{k_{1z}} & 1 + \frac{k_{2z}}{k_{1z}} \end{bmatrix} \quad \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_2^2 k_{1z}}{n_1^2 k_{2z}} & 1 - \frac{n_2^2 k_{1z}}{n_1^2 k_{2z}} \\ 1 - \frac{n_2^2 k_{1z}}{n_1^2 k_{2z}} & 1 + \frac{n_2^2 k_{1z}}{n_1^2 k_{2z}} \end{bmatrix}$$

となる。*z*方向への伝播定数 k_z と伝播角度 γ は複素数となりうる（全反射の際のエバネセント波も計算に取り入れる）。

4.1 反射特性

半波長共振器の垂直入射光に対する反射率対波長を図7に示す。 $n_0=n_2=2.96$ (AlAs), $n_1=n_e=3.6$ (GaAs)を仮定した。ファブリ・ペローの共振波長 $\lambda_0=2dn_0$ と誘電体多層膜ミラーのプラグ波長 $\lambda_B=4l_1n_1=4l_2n_2$ が等しいとした。誘電体多層膜ミラーの層数が多くなるにつれて、反射率は増加し、共振ピークが狭くなる。図8(a)および(b)には、ファブリ・ペロー共振波長 λ_0 における反射率の入射角度依存性を、*S*波と*P*波に対して示している。入射角 γ が0°(垂直入射)から $\pi/2$ °(水平入射)に変化するにつれて、ファブリ・ペロー共振効果による低反射領域、誘電体多層膜ミラーのストップ带域による高反射領域、誘電体多層膜ミラーの反射率が小さくなる通過帯域の低反射領域、そして、GaAs/AlAs界面の全反射による高反射領域となる。ストップ带域のカットオフ角度は $\gamma_s=\cos^{-1}\{2n_2/(n_1+n_2)\}\simeq27^\circ$

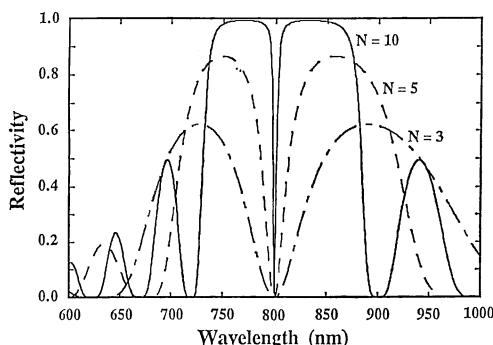


図7 垂直入射光に対する反射率対波長
 N は反射膜ペア数。 $n_0=n_2=2.96$
(半波長共振器), $n_1=n_e=3.6$.

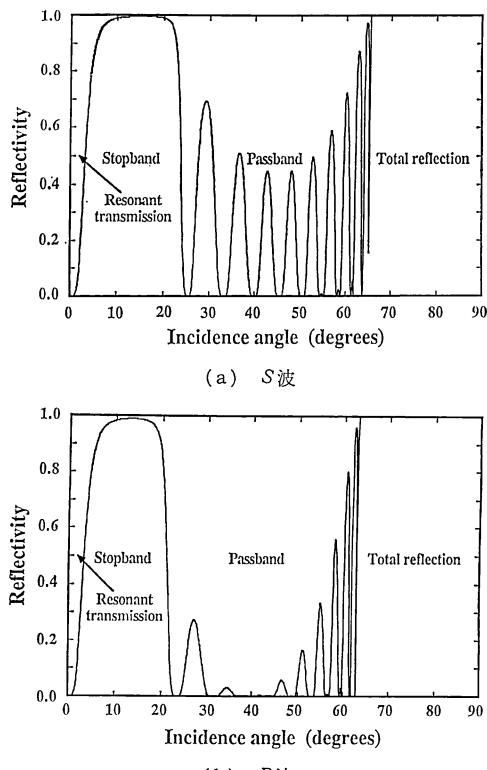


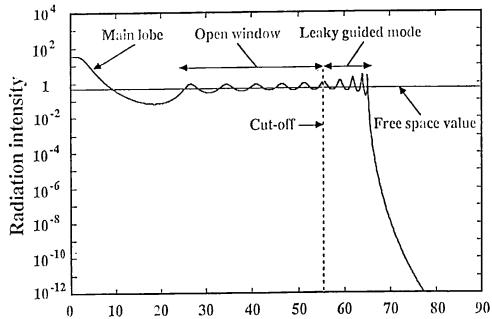
図8 半波長共振器の反射率対入射角度
 $n_0=n_2=2.96$, $n_1=n_e=3.6$.

である。全反射の臨界角は $\gamma_t=\sin^{-1}(n_{eff}/n_e)\simeq65^\circ$ である。ここで、 $n_{eff}=2n_1n_2/(n_1+n_2)$ は誘電体多層膜ミラーの等価屈折率である。図8(a)に示す*S*波の反射率は、これらの領域をよく表している。図8(b)に示す*P*波の反射率特性には、反射が消滅するブリュースター角度 $\gamma_B=\tan^{-1}(n_2/n_e)\simeq40^\circ$ の影響がこれに加わる。

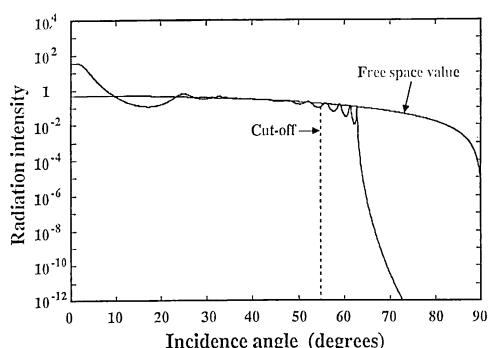
4.2 半波長共振器中の自然放出

半波長共振器の中央に置かれた原子からの放射パターンを図9(a)(b)(c)に示す。(a)は水平双極子からの*S*波、(b)は水平双極子からの*P*波、(c)は垂直双極子からの*P*波である。図9(a)(b)の $\gamma=0$ 付近の主ビームは z 方向に伝播する $N=1$ モードとの結合によるものである。しかし、ストップ带域のカットオフ角度 γ_s と全反射の臨界角 γ_t の間には、いくつかのサイドローブが存在する。これは、図8に示した反射率がこの領域で低くなつたところに相当している。

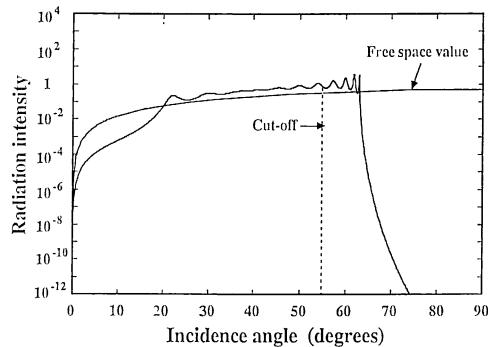
図9(a)(b)(c)に示した放射パターンを放射角 γ について積分し、全放射光強度を求め自由空間中のそれと比較すると、 $1/1.2$ になつておる、図10に示すように、寿命は約1.2倍に大きくなつてゐることがわかる。 $\gamma\simeq$



(a) S波, 水平双極子



(b) P波, 水平双極子



(c) P波, 垂直双極子

図 9 半波長共振器に置かれた原子からの放射パターン
 $n_0 = n_2 = 2.96$, $n_1 = n_e = 3.6$.

付近の主ビームへの結合効率は、図 11 に示すように、ランダムな双極子に対して 20%, x , y 面内の双極子に対して 30% である。主ビームへの結合効率が、仮想ミラーによる半波長共振器に比べて小さいのは、ストップ帯域のカットオフ角度 γ_s と全反射の臨界角 γ_t の間に、自然放出光が放射されるためである。誘電体多層膜ミラーを構成する二つの誘電体の屈折率差を大きくすると、 γ_s は大きくなり、 γ_t は小さくなり、両者はしだいに近

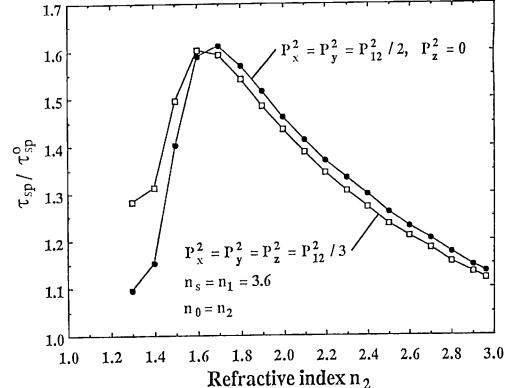


図 10 半波長共振器中の原子の規格化
 寿命対屈折率 n_2

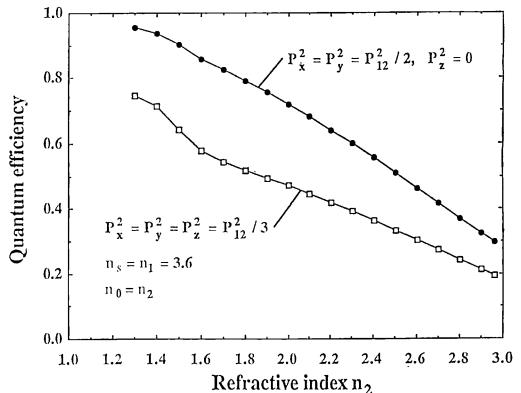


図 11 半波長共振器中の原子の自然放出光の $\gamma=0$
 付近の主ビームへの結合効率対屈折率 n_2

づいてきて、ついに重なり合うようになる。こうして、主ビーム以外への自然放出の行き先をなくしてしまうことができる。図 11 には、主ビームへの結合効率対屈折率 n_2 ($n_1 = 3.6$ は一定) を示してある。 n_2 を 1.3まで減少させると、ランダム双極子では 75%, x , y 面内の双極子に対しては 95% の結合効率が得られる。このような一次元の周期構造で、全自然放出光の 95% を γ 方向に伝播する $N=1$ モードへ結合できることは驚くべきことである。寿命の変化は、図 10 に示すように、あまり大きくななく、自由空間中のそれと比べてやや長くなっている。

この傾向は概略次のように理解できる。誘電体多層膜ミラーを含めたマイクロ共振器を、等価屈折率 $n_{\text{eff}} = 2n_1n_2/(n_1+n_2)$ を有する均質媒質と考える。この中に波長よりも小さな球（屈折率 n_0 ）があるとする。その局所（真空）電場の強さは、屈折率 n_e の均質媒質中の（真空）電場の強さに比べて、

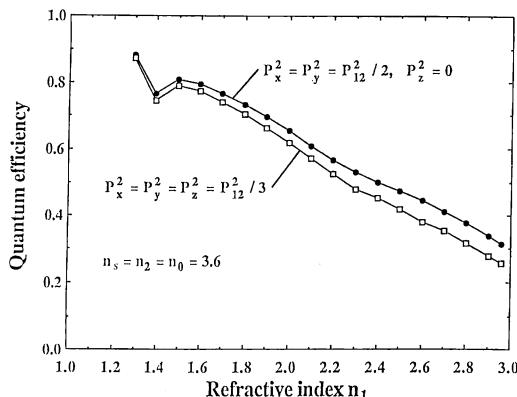


図 12 一波長共振器中の原子の自然放出の $\gamma \approx 0$ 付近の主ビームへの結合効率対屈折率 n_1

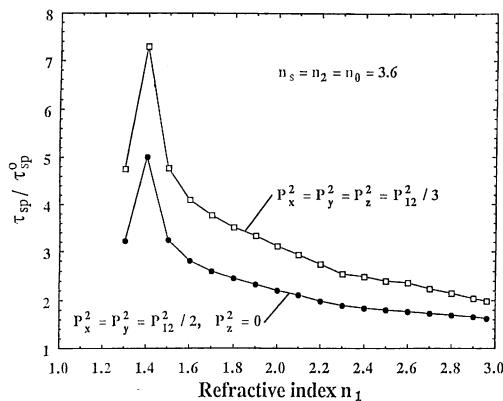


図 13 一波長共振器中の原子の規格化寿命対屈折率 n_1

$$\frac{E_{0^2, \text{cavity}}}{E_{0^2, ne}} = \frac{n_{\text{eff}}}{n_e} \left[\frac{3}{(n_s/n_{\text{eff}})^2 + 2} \right]^2 \quad (18)$$

だけ小さくなっている。(18)式は全自然放出光強度の比に対応しているから、寿命の比はその逆数である。(18)式の逆数の屈折率 n_2 依存型は、図 10 に示した数値計算の結果とだいたい一致している。したがって、マイクロ共振器は全自然放出光強度(寿命)は変えず、その放射角度 γ への分布を変調しているだけであると結論できる。

4.3 一波長共振中の自然放出

$n_0 = n_2 = n_e = 3.6$, $n_1 < 3.6$ なる一波長共振器の中央に置かれた原子からの自然放出光も z 方向に伝播する $N=2$ モードへ集中できる。図 12 に、 $\gamma \approx 0$ 付近の主ビームへの結合効率対屈折率 n_1 を示す。 $n_1 = 1.3$ の場合、結合効率は 88% になる。図 13 には、寿命対屈折率 n_1 を示す。半波長共振器の場合に比べて寿命がかなり長くなっているのは、原子が高屈折率領域に閉じ込められているため、局所電場の強度比は(18)式にかわって、

$$\frac{E_{0^2, \text{cavity}}}{E_{0^2, ne}} = \frac{n_{\text{eff}}}{n_e} \left[\frac{3}{(3.6/n_{\text{eff}})^2 + 2} \right]^2 \quad (19)$$

となる。(19)式の逆数の屈折率 n_1 依存性は、図 13 に示した数値計算の結果をよく説明している。

5. おわりに

誘電体多層膜ミラーを用いたマイクロ共振器により、等方的な自然放出光パターンを、垂直方向に伝播する共振モードへ集中できることを示した。もし、これを半導体レーザーへ適用したとすれば、いわゆる自然放出光係数 β を 1 に近づけることができ、閾値電流の低減化¹⁴⁾、光子数-位相スクイズド状態の発生¹⁵⁾、広帯域変調¹⁶⁾などが可能となるはずである。

ただし、このためには、自然放出の発光幅をマイクロ共振器の共振域より狭くしなければならない。自然放出のマイクロ共振モードへの集中は、最近、狭いエキシトン発光を用いて実証された¹⁷⁾。

文 献

- 1) E. M. Purcell: Phys. Rev., **69** (1948) 681.
- 2) K. H. Drexhage: *Progress in Optics*, Vol. 12, ed. by E. Wolf (North-Holland, New York, 1974) p. 165.
- 3) D. Kleppner: Phys. Rev. Lett., **47** (1981) 233.
- 4) P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross and S. Haroche: Phys. Rev. Lett., **50** (1983) 1903.
- 5) G. Gabrielse and H. Dehmelt: Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 67.
- 6) R. G. Hulet, E. S. Hilfer and D. Kleppner: Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 2137.
- 7) W. Jhe, A. Anderson, E. A. Hinds, D. Meschede, L. Moi and S. Haroche: Phys. Rev. Lett., **58** (1987) 666.
- 8) D. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas and M. S. Feld: Phys. Rev. Lett., **58** (1987) 1320.
- 9) F. De Martini, G. Innocenti, G. R. Jacobovitz and P. Mataloni: Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 2955.
- 10) E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and R. Bath: Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 2546.
- 11) Y. Yamamoto, S. Machida, K. Igeta and Y. Horikoshi: XVI Int. Conf. Quantum Electron., WB-2 (Tokyo, July 1988).
- 12) H. Yokoyama, K. Nishi, T. Anan and H. Yamada: Topical Meeting on Quantum Wells for Optics and Optoelectronics (Salt Lake City, Mar. 1989).
- 13) V. F. Weisskopf and E. Wigner: Z. Phys., **63** (1930) 54.
- 14) 小林, 濑川, 森本, 末田: 応用物理学連合講演会 29 a-B-6 (1982).
- 15) S. Machida and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **58** (1987) 1000; **60** (1988) 792.
- 16) H. Yokoyama and S. D. Brorson: J. Appl. Phys., **66** (1989) 4801.
- 17) Y. Yamamoto, S. Machida, K. Igeta and Y. Horikoshi: *Coherence and Quantum Optics VI*, ed. by L. Mandel, et al. (Plenum, 1990).