

解説

電子・光子系の量子制御と半導体光デバイス

山西正道

広島大学工学部電子物性 〒739 東広島市鏡山 1

(1995年6月19日受理)

Quantum Control of Electron and Photon Systems and
Semiconductor Optical Devices

Masamichi YAMANISHI

Department of Physical Electronics, Hiroshima University, 1, Kagamiyama, Higashihiroshima 739

1. ま え が き

1969年の二重ヘテロ接合レーザーの室温連続動作の達成以来、主としてレーザーダイオードの特性改良を中心として、半導体光デバイスは常にその時代のデバイス物理のリーディング・エッジを形成する形で大きな発展を遂げてきた。この間、特筆すべき事項のひとつとして1970年代の後半にはじまった人工極微構造としての量子井戸構造の導入が掲げられる¹⁾。こうした人工極微構造の導入は、いわば電子系の量子力学的な性質を人工的に制御し、その結果としてより目的に適った光学的性質をもった物質を用意しようとする試みとして捉えられる。1980年代に入ると、量子井戸構造のような作りつけの量子閉じ込め構造に電場を印加した場合に生じる量子閉じ込めシュタルク効果 (quantum confined Stark effect: QCSE) の概念^{2,3)}を導入し、電場による同調可能な形で電子系の量子制御を利用した各種の光デバイス (光吸収変調器, SEED素子, 高速発光素子⁴⁾) が出現した。

一方、目を物理学の世界に転じると、同じく1980年代に入って量子光学の分野でめざましい発展がみられた⁵⁾。これらの発展のなかでも、微小共振器による自然放出光の制御および非古典光の発生は、半導体光デバイス性能の抜本的な改善につながる可能性を秘めているため、応用分野の研究者の大きな注目を集めつつある。こうした量子光学における一連の発展は、ハイゼンベルグの不確定性原理の範囲内で、光の量子状態をいかにして我々にとって都合のよいものにできるかという点に問題

の本質が集約される。

本稿では、上記のような電子系と同時に光子系の量子制御を半導体微細構造を舞台として実現した場合に生じる物理現象に焦点をあて、その結果として期待される半導体光デバイスの性能向上の可能性について概説する。この種の話題については、すでにいくつかの解説⁶⁻⁸⁾がなされているので、ここでは特にこの分野の最近の発展にしばって記述することにする。また、紙面の都合で、光子系の量子制御に関しては微小共振器による光子系の制御に話題を限定する。もうひとつの興味深い話題、非古典光 (特にサブ・ポアソン光) 発生については、今後、数年の間に実験面でのさらなる発展が期待されるので、別の機会にこれを取り上げる方がよいと判断した。

2. 微小共振器による自然放出光の制御

一対の半導体分布ブラッグ反射器 (以下DBR反射器) で、発光領域としての量子井戸 (QW) 構造を挟み込んだ一次元共振器による自然放出光の制御に関して、この数年の間に集中的な研究がなされた。その結果、次のようなことが明らかになっていった^{6,8,9)}。(1)一次元共振器であっても、発光線幅が共振器の共鳴幅と同程度かそれ以下の場合には、自然放出光の発光パターンはある狭い角度範囲内に集中する。(2)しかし、半導体一次元共振器では、自然放出結合係数 β_c (全自然放出光のうち、特定の共振器モードに結合する割合) は1%程度にすぎない。したがって、共振器構造の導入によって期待されるレーザー発振のしきいポンプ・レートの低下は、この結合係数の値によって制限されてしまう^{6,9)}。

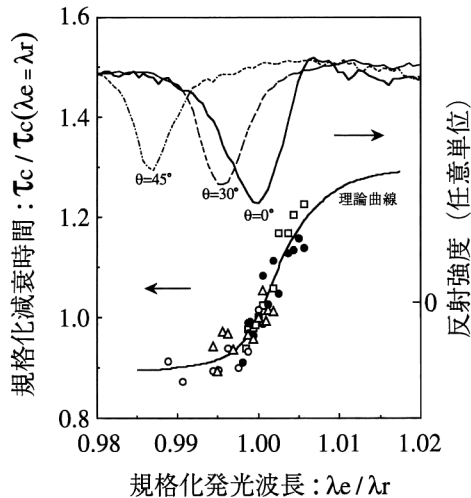


図1 4種類の λ_r (垂直方向共振波長)をもつ共振器の τ_c (発光減衰時間のなまデータからQCSEによる振動子強度変化による効果を取り除いたもの)を規格化してプロットした結果¹⁰⁾

比較のため τ_c の理論曲線および表面反射スペクトルの測定データも示されている。測定温度は試料により異なり、10~50 Kの範囲にある。

一方、真に共振器量子電気力学効果によって自然放光の制御が生じているのであれば、半導体微小共振器のQW中の励起子発光寿命は、発光波長と共振器の共振波長間の同調性に強く依存するはずである。しかし、一次元DBR共振器では、理論的に期待される発光寿命の変化幅が小さく(高々数十%)⁹⁾、普通の方法では、半導体QWの微細構造変化による寿命変化が共振器効果による寿命変化をマスクしてしまうと予想されていた。これに対して田中ら¹⁰⁾は、QCSEによる発光波長の波長同調性を利用して、励起子発光寿命の同調依存性を実験的に明らかにした。その結果を、図1に示す。測定にあたり、10.5周期の上下DBR ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{AlAs}$)からなる半波長共振器層 (AlAs)の中央に100Å厚のGaAsQW (QCSEにより発光波長可変、800~806 nm)が置かれた共振器構造を半導体レーザーパルス光 (785 nm)で非共鳴励起した。図1には減衰時間の生データから、QCSEの直接的な効果(波動関数の空間分離による寿命への寄与)が取り除かれたもの(したがって寿命に対する共振器効果) τ_c が規格化された形でプロットされている。この結果は、Kleppnerらによってなされた共振器内におかれたリドベルグ原子の発光寿命の波長同調依存性の実験¹¹⁾の半導体版とみなされる。しかし、一般に半導体における励起子寿命は、非常に敏感に構造

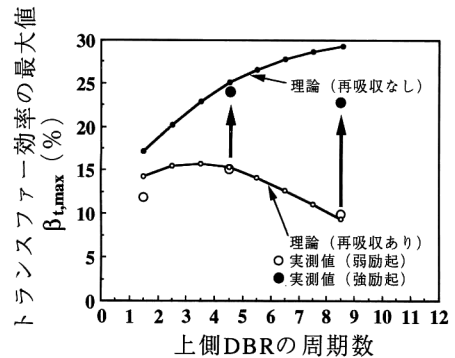


図2 AlGaAs半波長・一次元DBR共振器 (40 K)の自然放光のトランスファー効率の最大値 $\beta_{t,max}$ と上側(空気側)DBRの周期数の関係^{13,14)}

共振器の下側(GaAs基板側)DBRは20周期である。また、図中の○印は低励起の場合、●印は高励起の場合のデータである。比較のため理論曲線(再吸収考慮および再吸収なし)も示されている。

依存することを考え合わせると、図1の結果を得る上で、QCSEによる連続的な発光波長変化の利点が見事に生かされているとあってよい。また、強調すべき点として、寿命変化量として観測された値30%は $\beta_0 \leq 1\%$ に比べてはるかに大きく、むしろこの値は次に述べるトランスファー効率 β_t に対応するものであることが指摘された¹⁰⁾。

もともと、半導体の一次元DBR共振器で、QCSEを利用して発光波長を変化させれば、単一の共振器で発光強度および発光パターンを電圧($\pm 1\text{V}$ 程度)によって制御しうることは越智ら¹²⁾によって実証されていた。これに加うるに西川ら¹³⁾は、測定温度40 Kにて種々の構造のAlGaAs DBR共振器から放射される自然放光のトランスファー効率 β_t (全自然放光のうち実際に検出器に入射する光の割合)を測定した。図2には、QCSEにより発光波長を同調させ、トランスファー効率を最大にした値 $\beta_{t,max}$ が、空気側DBRの周期数の関数としてプロットされている。図中の測定点のうち、○の点は低励起で、いったん生じた自然放光が共振器から脱出する前にQWで再吸収される可能性がある場合の測定点を表している¹³⁾。一方、●の点は比較的高励起にして(しかしレーザー発振はしていない状態)、QWでの吸収がブリーチした(したがって発光のQW中での再吸収が生じない)状態での測定データを示している¹⁴⁾。実験では、共振器面に対する垂直軸から $\pm 30^\circ$ 以内の自然放光が検出されるように光学系が配置されている。この状態で得られるトランスファー効率 β_t は再吸収があ

る場合でも 15% (再吸収がなければ 24%) に達し、同様な次元 DBR 共振器の結合係数 $\beta_c \leq 1\%$ ^{15,16)} に比べるとはるかに大きい。この差は、 β_i と β_c の定義そのものから容易に理解しうるものではあるが、実際に図 2 の実験結果が提示されるまでは、このような β_i の大きな値が半導体次元共振器で可能になるとは必ずしも予想されていなかった。

また、吸収がブリーチした場合の β_i が再吸収が存在する場合の β_i より大きいことは、こうした 10% を越える β_i が直接的な共振器効果によってもたらされているのであって、光子リサイクル (共振器モード以外のモード (例えば導波モード) に結合した光子が QW で再吸収され、これによって生じた励起子が共振器モードに光子を作る) によってもたらされるものではないことを示している。さらに、ここに述べたような共振器効果に加うに、基板側に厚みの異なる DBR 層 (チャープの掛かった DBR) を加え、共振器モード以外のモードの光子寿命を十分長くし、結果として、この寿命の長いモードに落ちた光子のリサイクルを積極的に利用すると、高励起をしなくても (すなわち共振器モード光子の吸収があっても) β_i は 30% 程度になりうるということが理論的に指摘されている¹⁴⁾。

いずれにしても、得られた大きな β_i は、LED の高性

能化にとっては大変朗報である。特に微小共振器中の QCSE による波長同調による発光出力 (すなわち β_i) の制御性は、高効率に加うるに超高速の光出力スイッチをも保証してくれる^{17,18)}。なぜなら、この場合、通常のレーザーダイオードや LED と異なり、発光出力の変化に必要なものは活性領域 (いまの場合 QW) 中の電子・正孔数の変化ではなく、電場変化により生じる発光波長の変化である。したがって、いまの場合、発光出力のスイッチ時間は電子の発光再結合寿命時間では制限されない。スイッチ時間の究極的な値は共振器中の光子寿命 (1 ps 以下) で与えられるため極めて高速の発光出力スイッチを期待しうる。その代償として、図 3 に示すような電流注入と電場印加機能を併せもった 3 端子素子を開発する必要がある¹⁹⁾。幸い、これまでの研究でこの種の 3 端子構造でもって 2 つの機能を 1 つの素子内で実現しうることは、QCSE による超高速発光素子の一連の研究で明白になっている⁴⁾。残された仕事は図 3 に示すように微小共振器構造を導入することだけである。したがって、近い将来このような構造をもった高効率で高速スイッチの可能な自然放出発光素子は実現されるものと期待される。しかし、効率 (すなわち β_i の高い値) の点でこの種の素子の室温動作については検討を要する。一般に、QW からの自然放出スペクトル幅は、低温 (80

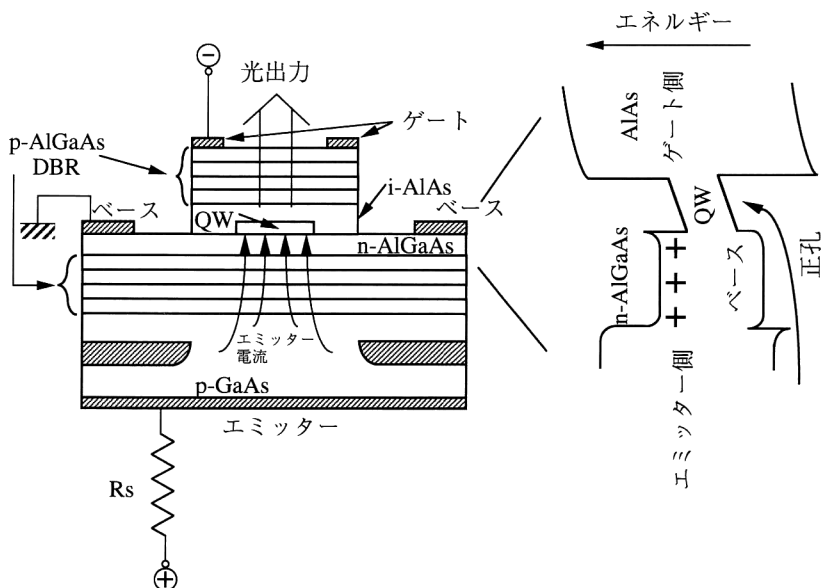


図 3 提案された 3 端子発光素子の構造と活性領域のエネルギーバンド図¹⁹⁾

エミッター、ベース端子間に順バイアス (ベースに対してエミッターを正) を加え、p 型エミッターから正孔を、n 型変調ドープされた QW 層に注入し、同時に、ゲート、ベース端子間に逆バイアス (ベースに対してゲートを負) を加えて、QW 層に電場を加える。

K以下)では数nm以下であるが,室温ではそれが10nm以上となる.したがって,低温で β_1 が30%程度の値であっても,室温での β_1 はある程度低下(しかし,10%程度の値は確保可能)する恐れがある.この難点を解消するひとつの方法は電子をより低次元構造に閉じ込め,室温での発光スペクトル幅を小さな値にすることであろう.

3. 共振器ポラリトン

一般に,共振器内の電子と光子の間の結合が強くなると,電子系から放出された光子が共振器から脱出する前に,再びその光子は電子と相互作用する.半導体微小共振器の場合には,QWでの吸収(QWでの吸収係数 α ,厚み L_z とQWの枚数 N の積, $N\alpha L_z$)が共振器の反射率 $1-R$ と同程度かあるいはそれ以上になると,すなわち $N\alpha L_z \geq 1-R$ になると,電子と光子の強い相互作用が生じるとみてよい.この場合,光子が共振器から脱出する前に,光子の放出と吸収が次々とコヒーレントに起こり,その結果,両者が結合した新たな2つの固有モードが生じる.この現象はもともと共振器内に原子を置いた系で見出され,真空場揺らぎによって生じる真空ラビ分裂と呼ばれていた^{20,21)}.ところが,同じ現象は,固体の光物性論の世界で伝統的に使われてきた用語によれば,共振器効果によって生じる励起子ポラリトン(あるいは共振器ポラリトン)によるモード分裂であるといってもよい.

1992年に,Weisbuchら²²⁾は,低温(~ 5 K)のAlGaAs系の高反射率一次元DBR共振器の垂直入射光に対する反射スペクトルに2つの谷を見出し,この2つの谷が電子と光子系の結合の結果生じた2つのモードを表していることを指摘した.その後,モード分裂量のQW枚数依存性²³⁾,室温でのモード分裂²⁴⁾,単一量子井戸共振器での分裂²⁵⁾が確認され,引き続き,共振器ポラリトンの分散曲線さえも,実験的に同定された²⁶⁾.さらに,ミシガン大学/東京大学²⁷⁾およびスタンフォード大学²⁸⁾のグループは,同様な構造のDBR共振器を用いて,それぞれ反射光および発光を時間分解測定し,その出力信号上に反射スペクトル測定で得られた分裂量に対応する減衰振動現象を確認した.特に,スタンフォード大学のグループは,分裂量がポンプ強度に依存しないことを確認し,この事実は励起子・光子間の相互作用がボゾン・ボゾン間の相互作用とみなされることによって説明されるものであると主張している²⁸⁾.

ところで,これまでになされた研究では,それが原子

を内包した共振器であろうと半導体共振器であろうとすべて原子系の密度(原子の数あるいはQWの枚数)を変化させることによってモード分裂量を変化させてきた.しかし,よく知られているように,この種のモード分裂量は,固定された電子系の密度に対しては電子系の振動子強度(より正確には個々の原子あるいは励起子のもつ遷移強度)の平方根に比例するはずである.これに関して最近,2つのグループ^{29,30)}が相次いで,半導体DBR共振器内のQCSEを利用してモード分裂の振動子強度依存性を実験的に確認した.まず,Fisherら²⁹⁾はAlGaAs系DBR共振器を利用して,垂直入射光に対する反射スペクトルを試料温度を変化($T=5\sim 140$ K)させながら測定した.その際,QWのバンド・ギャップが温度上昇とともに長波長側にシフトするため,QCSEにより励起子波長を共振波長に同調させた(これに伴い励起子の振動子強度は増大する).その結果,モード分裂量は確かに振動子強度の平方根に比例することを確認した.しかし,温度変化,5~140 Kによるバンドギャップの変化が小さいため,モード分裂の変化幅も最大値の22%程度と小さいものであった.

一方,角屋ら³⁰⁾は,AlGaAs系DBR共振器の温度を

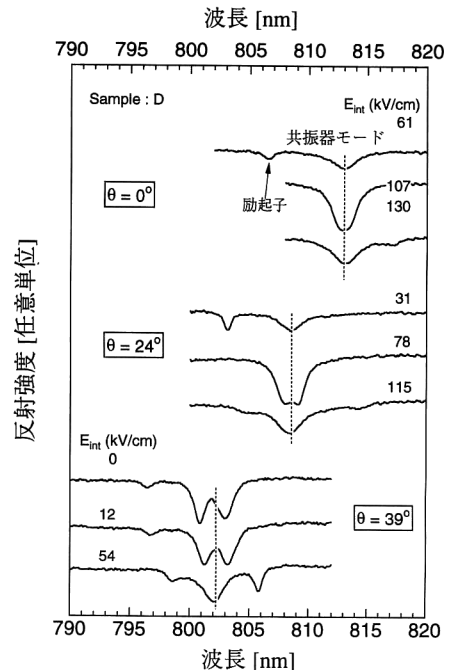


図4 AlGaAs半波長・一次元DBR共振器(13 K)の種々の入射角 θ およびバイアス電場 E_{int} に対する反射スペクトルの測定結果³⁰⁾
入射光の電場はQW面に平行に配置されている.

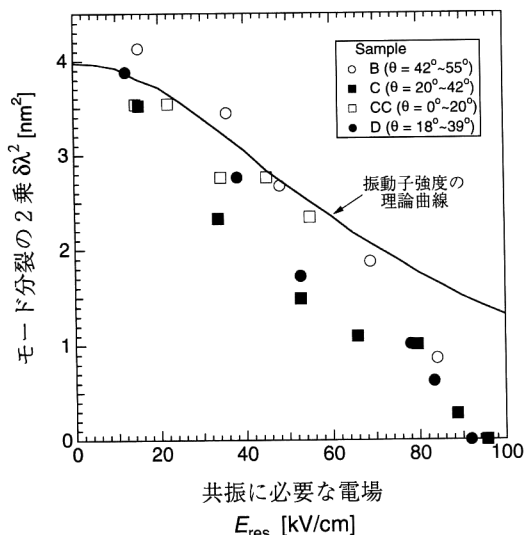


図5 モード分裂の2乗 $(\Delta\lambda)^2$ と同調点を与える静電場 E_{res} の関係³⁰⁾
比較のため振動子強度変化の計算値が示されている。

13 K に固定し、種々の入射角の光に対する反射スペクトルを測定した。結果の一例を図4に示す。図中、 $\theta = 0^\circ, 24^\circ, 39^\circ$ と表示された3グループのスペクトルは、それぞれ共振器面に対する垂線から測った入射角が $0^\circ, 24^\circ, 39^\circ$ の場合のスペクトルである。図示のごとく、 θ が小さくなると共振波長が長くなるため、励起子と共振器間の同調に必要な静電場強度は大きくなる。その結果、 $\theta = 0^\circ$ の場合には、高電場によるQWでの電子・光子の波動関数の空間分離のため振動子強度が小さくなり、事実上、モード分裂が存在しない。一方、 $\theta = 39^\circ$ の場合には、同調に必要な電場が小さいため励起子の振動子強度が大きく、明瞭なモード分裂 $\delta\lambda = 2$ nmを生じている。同様の測定を多数の試料に対し繰り返し行い、 $(\delta\lambda)^2$ とQWに印加される電場の間の関係にまとめると、図5に示す結果が得られた。明らかに $(\delta\lambda)^2$ は入射角の関数ではなく、印加静電場の関数として表現されており、70 kV/cm以下の電場領域では振動子強度の計算値との対応が存在する。また、高電場域(~ 100 kV/cm)で $(\delta\lambda)^2$ が急激に減小するのは、振動子強度の減小に加うるに、この電場領域で生じる励起子吸収スペクトル幅の増大によるものとして説明されている³⁰⁾。いずれにしても、QCSEによる電子系の波長同調性と同時に振動子強度の可変性は、共振器ポラリトンの研究においても強力な武器となりうる事が示された。

筆者は、以上のような共振器ポラリトン現象が(特に

これにQCSEがからんだ場合)、デバイス应用の上で大きな潜在能力を秘めていると考えている。例えば、すでに報告されているように、共振器を上手に設計すれば、室温でも明確なモード分裂が観測されている²⁴⁾。この事実は、半導体DBR共振器における共振器ポラリトンが物理の一分野として興味ある対象であるだけでなく、共振器構造を利用した光変調器等へも応用可能なものであることも意味している。さらに、ポラリトンの本質である光子と励起子間のコヒーレントなエネルギー交換を直接利用した、フェムト秒領域の革新的なデバイスが実現できる可能性すら否定できないと思われる³⁰⁾。

4. む す び

半導体微小共振器による光子系の量子制御に関する最近の発展を概観した。特に、QCSEによる電子系の発光波長、励起子波長、さらには振動子強度の同調性は、半導体微小共振器の物理を細部にわたって探査するため強力な武器となることがみてとれたものと思う。

一方で、微小共振器中のQCSEは、半導体光デバイス性能の飛躍的な向上に結び付く可能性を与えてくれる。この意味で、次の数年の間に、こうした電子・光子両系の相互量子制御を素子動作の基本にすえた光デバイスが実現されることが期待される。なかでも、共振器ポラリトンの本質をデバイス应用の上に生かした新しい発想は、超高速光エレクトロニクスに新局面を切り開くものと期待される。

なお、本稿の主題に深く関連するものとして、微小共振器中の光非線形性の増強についても最近目覚ましい発展がみられる。これについては、本特集号の五神 真氏の記事を参照されたい。

文 献

- 1) 例えば、山西正道：半導体レーザーの基礎，第7章（オーム社，1987）。
- 2) QCSEの発端となった研究として，E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morkoc and R. Fisher: Phys. Rev. B, **26** (1982) 7101; M. Yamanishi and I. Suemune: Jpn. J. Appl. Phys., **22** (1983) L22; D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegman, T. H. Wood and C. A. Burrus: Phys. Rev. Lett., **53** (1984) 2173.
- 3) QCSEの和文解説として，山西正道：超格子・ヘテロ構造デバイス，江崎玲於奈監修，榊 裕之編，第13章（工業調査会，1988）。
- 4) M. Yamanishi: Jpn. J. Appl. Phys., **31** (1992) 2764.
- 5) 量子光学の教科書として，花村榮一：量子光学（岩波書店，1992）。
- 6) 横山弘之：応用物理，**61** (1992) 890.
- 7) 清水 明：応用物理，**62** (1993) 881.

- 8) 山西正道 : 応用物理, **63** (1994) 885.
- 9) Y. Yamamoto, S. Machida, K. Igeta and G. Björk : *Coherence, Amplification and Quantum Effects in Semiconductor Lasers* (Wiley & Sons, New York, 1991) Chap. 13.
- 10) K. Tanaka, T. Nakamura, W. Takamatsu, M. Yamamishi, Y. Lee and T. Ishihara : Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 3380.
- 11) R. G. Hulet, E. S. Hilfer and D. Kleppner : Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 2137.
- 12) N. Ochi, T. Shiotani, M. Yamanishi, Y. Honda and I. Suemune : Appl. Phys. Lett., **58** (1991) 2735.
- 13) T. Nishikawa, T. Kakimura, Y. Lee, M. Yamanishi, I. Ogura and T. Ishihara : Appl. Phys. Lett., **65** (1994) 1796.
- 14) Y. Kadoya, T. Nishikawa, M. Yokota, S. Nakamura, T. Nishizawa and I. Ogura : talk presented at CLEO/Pacific Rim '95, Chiba, Japan, WM2 (1995).
- 15) R. J. Horowicz, H. Heitmann, Y. Kadota and Y. Yamamoto : Appl. Phys. Lett., **61** (1992) 393.
- 16) F. M. Martinaga, A. Karlsson, S. Machida, Y. Yamamoto, T. Suzuki, Y. Kadota and M. Ikeda : Appl. Phys. Lett., **62** (1993) 443.
- 17) M. Yamanishi, Y. Yamamoto and T. Shiotani : IEEE Photon. Technol. Lett., **3** (1991) 888.
- 18) G. Björk and Y. Yamamoto : IEEE J. Quantum Electron., **27** (1991) 2386.
- 19) M. Yamanishi and Y. Lee : Phys. Rev. A, **48** (1993) 2534.
- 20) R. J. Thompson, G. Rempe and H. J. Kimble : Phys. Rev. Lett., **68** (1992) 1132.
- 21) Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael and T. W. Mossberg : Phys. Rev. Lett., **64** (1990) 2499.
- 22) C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa and Y. Arakawa : Phys. Rev. Lett., **69** (1992) 3314.
- 23) Z. L. Zhang, M. Nishioka, C. Weisbuch and Y. Arakawa : Appl. Phys. Lett., **64** (1994) 1068.
- 24) R. Houdre, R. P. Stanley, Y. Oesterle, M. Ilegems and C. Weisbuch : Phys. Rev. B, **49** (1994) 16761.
- 25) I. Abram, S. Iung, R. Kuszelewicz, G. Le Roux, C. Licoppe, J. L. Oudar, E. V. K. Rao, J. I. Bloch, R. Planel and V. Thierry-Mieg : Appl. Phys. Lett., **65** (1994) 2516.
- 26) R. Houdre, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini and M. Ilegems : Phys. Rev. Lett., **73** (1994) 2043.
- 27) T. B. Norris, J.-K. Rhee, C.-Y. Sung, Y. Arakawa, M. Nishioka and C. Weisbuch : Phys. Rev. B, **50** (1994) 14663.
- 28) H. Cao, J. Jacobson, G. Björk, S. Pau and Y. Yamamoto : Appl. Phys. Lett., **66** (1995) 1107.
- 29) T. A. Fisher, A. M. Afshar, D. M. Whittakar, M. S. Skolnic, J. S. Roberts, G. Hill and M. A. Pate : Phys. Rev. B, **51** (1995) 2600.
- 30) Y. Kadoya, K. Kameda, M. Yamanishi, T. Nishikawa, S. Nishizawa, T. Kannari, T. Ishihara and I. Ogura : talk presented at CLEO/Pacific Rim '95, Chiba, Japan, post-deadline paper (1995), submitted to Appl. Phys. Lett.