

解説

超放射および自然放射増幅現象とその特性

長島 健次*

* 北海道工業大学工学部電気工学科 〒061-24 札幌市西区手稲前田 419

(1982年1月30日受理)

Phenomena and Characteristics of Superradiance and ASE

Kenji NAGASHIMA

Department of Electrical Engineering, Hokkaido Institute of Technology,
Teinemaeda, Nishi-ku, Sapporo, Hokkaido 061-24

1. はじめに

負温度状態にある物質を光共振器のようなフィードバック回路中において実現されるレーザーは、他の自然界の光源と違いコヒーレンスや単色性に優れ、多くの基礎的研究や応用研究分野に新たな可能性をもたらした。

またこれより以前に行なわれた物質と電磁波との相互作用に関する研究において提案された強力な放射現象である超放射¹⁾(以下 superradianceと書く)は、その後実験により観測され²⁾やがてレーザー光に類似した特性をもつ自然放射増幅³⁻⁸⁾(以下 ASEと書く)も見出されるに至った。superradianceと ASEはレーザーと同様にエネルギー準位間の反転分布によりもたらされるものであるが、それぞれの放射光の発生機構は異なっている。過去には単に出力光のみを観測することにより、二つの現象は同じであると考えられ、混乱した用語の使い方も一部に見られた⁹⁾。

そこで本論文では、共振器のない状態で発生する superradianceと ASEの違いを明らかにするとともに、比較的良好な単色性を有し、さらに指向性もあり、今後レーザー光の代わりとして利用することの可能な ASE光について、その現象と特性を superradianceと比較しながら、す

でに発表されている実験結果と理論考察を基に述べている。

2. superradiance

Dicke¹⁾により初めて論じられて以来、多くの理論的研究および実験のなされてきた superradianceは、個々の原子(分子)を協力的に集団放射させると、それぞれ独立に自然放出させるよりも極めて強い放射光の得られる現象であって、お互いに結合されることなく存在する N 原子(分子)の放射強度が N に比例するのに対し、superradianceでは N^2 に比例する。

superradianceをさらに分類すると、たとえば実験により観測可能な echo 現象などの、励起により蓄えられたエネルギーのわずかな部分が協力放射¹⁰⁾(cooperative emission)することによって発生する limited superradiance¹¹⁾と、すべての蓄えられたエネルギーを協力的に一時に放出して発生する strong superradiance²⁾の二つになる。試料から得られる放射光の減衰特性は、前者では協力放射の影響を受けず自然放出と類似しているが、後者では強い協力放射により、試料の減衰時間は著しく短くなる。さらに superradianceは ringingや出力遅延特性を示すことも知られている¹²⁻¹⁶⁾。ここではすでに明らかにされてい

る気体HFのsuperradianceを中心に、その特性と理論について述べる。

セルに入れた低圧力HFを $2.5\mu\text{m}$ で発振するHFレーザーにより励起し、第一励起振動準位の適当な二つの回転準位間に生じる遷移から得られる $50-250\mu\text{m}$ の赤外光を観測するとFig. 1のようになる¹⁷⁾。レーザー光のパルス幅100 ns程度の強い励起光Aを加えると一普通の状態では数秒の減衰時間をもつ赤外光Bを放出するのに対し半値幅100 ns程度で次第に大きさを減じ数 μs 継続するringingを伴った出力光Cを生じる。このピーク放射強度は極めて大きく、自然放出光の 10^{10} 倍以上となり、強い指向性を示すが、パルス持続時間が反転分布の生じている時間よりはるかに長いことからASEでもなく、また出力パルスのピーク強度はHF圧力の2乗に比例することから、共振器のない状態でのレーザー光でもない。もしレーザー光であれば、そのピーク出力はレーザー遷移の全population差に比例して変化するので、HFの圧力を高めると、それに比例して出力も増加しなければならないからである。このような N^2 依存性と指向性はDickeの述べているsuperradianceに他ならない。

次に N^2 依存性を理論的に考察してみる¹⁷⁾。まず媒質の入ったセルが波長より十分に長く($L \gg \lambda$)、フレネル数の大きなすなわち回折の影響の少ない場合、軸に沿って配位された N 双極子のアレイから放射される出力パワー I は

$$I = N \left(\frac{3}{4} \hbar \omega / T_R \right) \quad (1)$$

となる。上式の T_R は協力系の特性放射減衰時間 (characteristic radiation damping time) で

$$T_R = T_{sp} (8\pi / n \lambda^2 L) \quad (2)$$

と表わせる。ただし、 $n = N/AL$ (A はセルの断面積) および T_{sp} は個々に独立して存在する分子双極子の自然状態での減衰時間 (寿命時間) である。(2)式を書き換えて次式を得る。

$$T_R = T_{sp} \frac{8\pi A}{N \lambda^2} \quad (3)$$

これを(1)式に代入すると、

$$I = \frac{3 \hbar \omega \lambda^2}{32 \pi A T_{sp}} \cdot N^2 \quad (4)$$

となり、放射強度は N^2 に比例することが導かれる。

協力放射系では、回折モードへ最初に放出される光子は協力放射の成長を開始させるとともに、出力光の位相関係をも決定してしまうので、この後に続く自然放出の

位相変動はもはや協力放射系に影響を与えることはない。また最初に発生する光子は T_R の時間オーダで回折モードに放射されるので、 T_R より長い時間経過すると各モードにつき多数の光子が存在することになり、したがって、このような放射場については古典論的に取り扱うことも可能となる。実際には、2準位系媒質に関するMaxwell-Schrödinger方程式を解くことによりsuperradiant光の理論特性を求めることができる。

準古典論的手法によりHF気体に対して立てられた一組の連立方程式を数値解析し、実験結果とほぼ一致した出力解を得ることに成功し、Fig. 1のように遅延を伴って現われるringing現象の生じることも明らかにされた¹⁷⁾。数値計算により、出力パルスは励起パルスの形や位置に影響されず、面積の等しい励起パルスを用いる限り、デルタ関数、ステップ関数、ガウス形パルス、位相の変化するパルス列のすべてに対してほぼ同じ形になるということも確かめられている¹⁷⁾。

他方、励起状態の緩和時間 T_1 は出力の大きさとringing

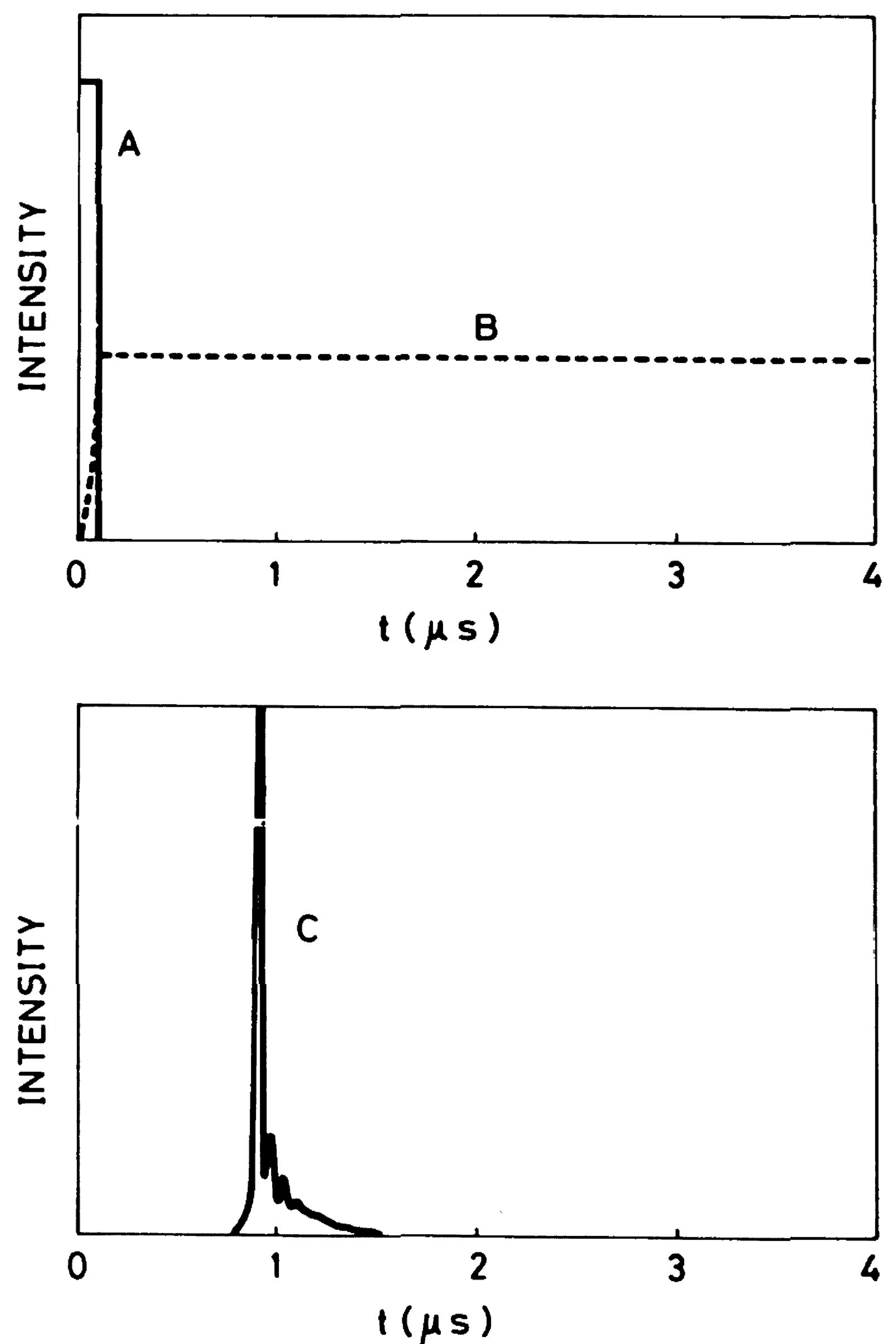


Fig. 1 Comparison of observed superradiant emission and incoherent spontaneous emission. A is excitation pulse, B is incoherent spontaneous emission and C is superradiant emission.

て変化するからである。ASEはレーザーのように共振器を往復することによる光子数の増加がないので、臨界放電長は図から明らかなように、通常レーザーの放電長より長くなり、しかも反転分布密度を低くするとさらに長い方へ移動していく。

ここで示されているASE特性は、一方向の進行波に対してである。しかし、反対方向に伝播するASE波についても同様のことがいえる。ただし、試料の光軸方向へ励起光を加える場合、励起光と同じ進行方向に放射されるASE光と、それとは反対方向に向うASE光の強度とはわずかながら違いを生じ、普通後者の強度は前者

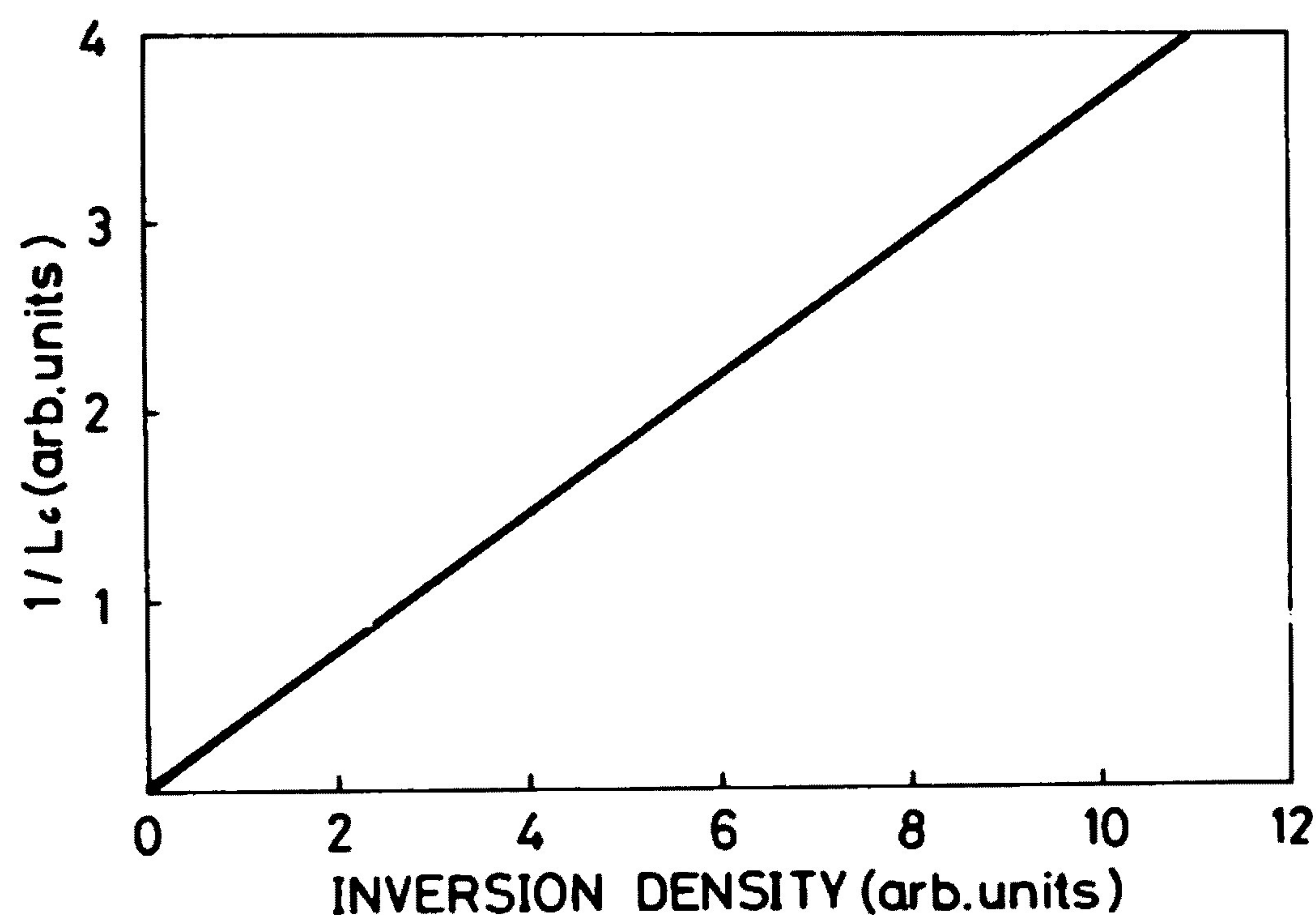


Fig. 2 Plot of $1/L_c$ against inversion density.

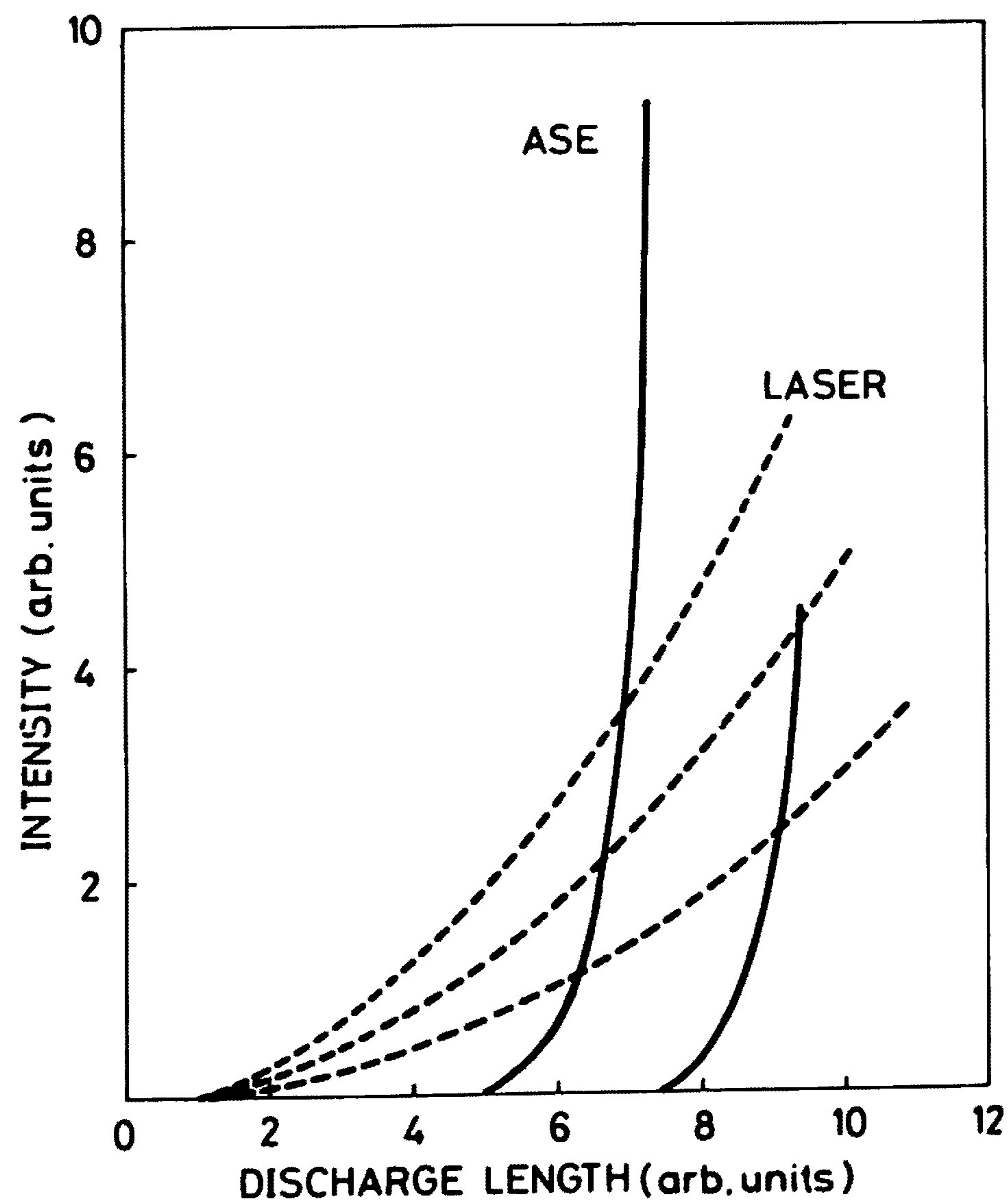


Fig. 3 Plot of laser and ASE intensities against discharge length for He-Ne. Dashed and solid curves show laser and ASE intensities for various inversion densities, respectively.

の強度より励起光によるswept gainの影響で小さくなる。

また一定限度以上の強度をもつ励起光を加えると、ASE強度は急速に低下していく。これは反転分布状態にある系の大部分が、一定強度以上の励起光に対して誘導放出してしまい、ASE発生の原因となる自然放射光の増幅に関与する部分が少なくなるためであると考えられる。

入力信号とASEの同時に存在する増幅器系では、特に小信号増幅において、ASE光は信号対雑音比を多少低下させるものの、比較的大きな入力では出力にほとんど影響を与えない。増幅器におけるASEの影響については次章でも述べる。

3.2 色素媒質におけるASE

He-Ne気体以外の高利得媒質、たとえば色素を励起することによってもASEを発生できる。色素からASEを発生させる方法はFig.4のように、他の媒質の場合と同様に2種類ある。(a)の方法は色素溶液の入った液体セルの縦方向に励起光を入射するものであり、得られる出力光にはASEと強い励起光が混合している。(b)の方法はセルを垂直方向から励起するもので、出力に励起光の混入する割合は少ない。

色素媒質から放射されるASE光は、レーザー光と類似の特性、たとえば強力な放出光と強い指向性およびspectral narrowing¹⁹⁻²¹⁾を示すので、初期の実験ではsuperradiant laserと呼ばれたこともある²²⁻²⁶⁾。しかしながら、色素分子では励起一重項状態の減衰時間より極端に短い時間内に反転分布を起こさない限りsuperradianceは認められないと考えられるので、適切な用語とは言い難い。報告例はいずれもASEについて述べたものであ

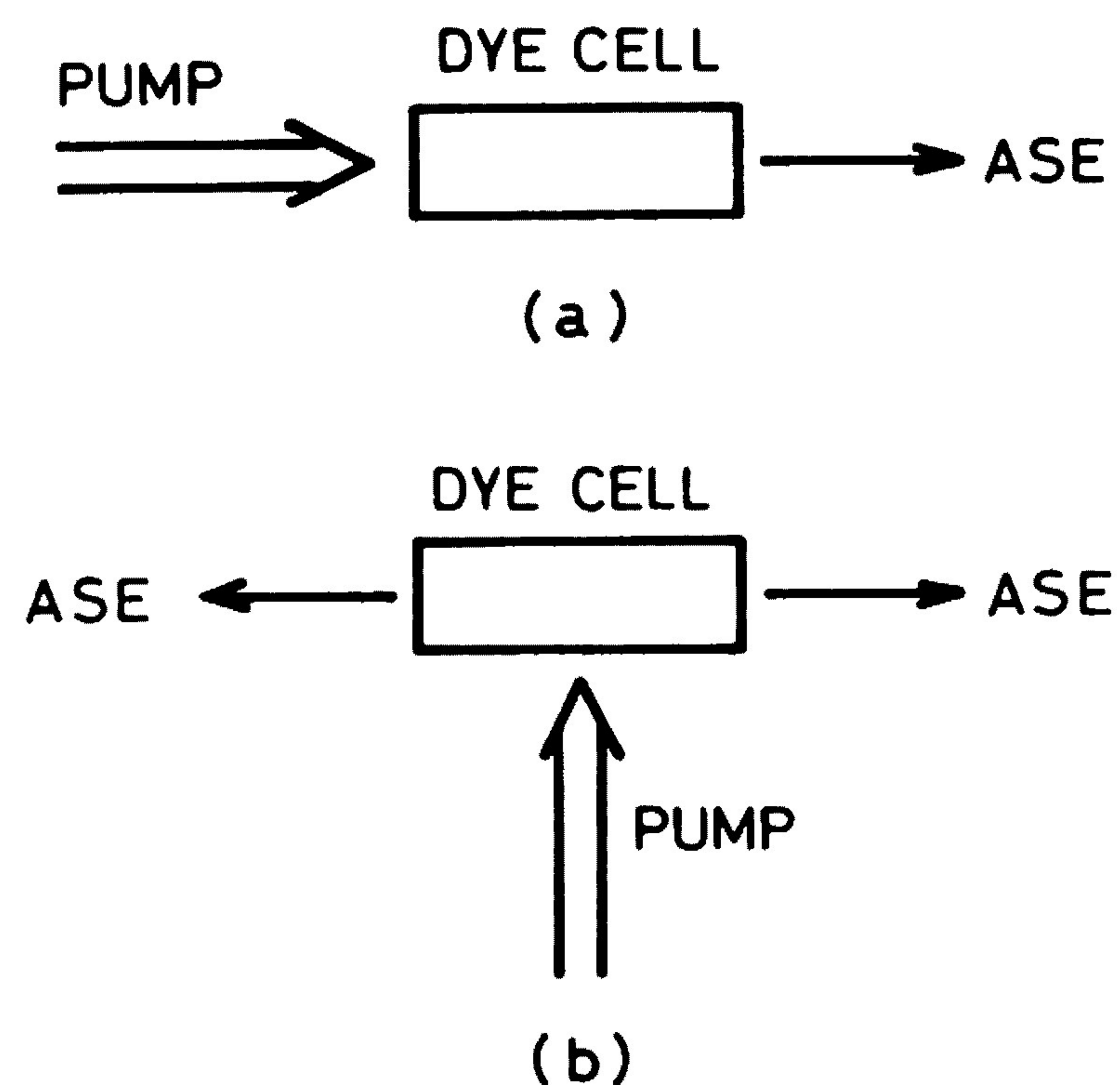


Fig. 4 Schematic diagram of (a) longitudinally and (b) transversely pumping methods for ASE.

ろう. したがって, 現在までのところ共振器のない色素媒質系から得られる強力で比較的コヒーレントな光は, 大部分ASEであるとしてもよいと考えられる.

このASE光は通常のレーザー動作状態にあっても, レーザー光に付随して放出されるので, 共振器に波長選択の機能をもった素子を加えておかないと単色性の損われる可能性もある.

さて, 色素系ではエネルギー準位とそれらの間のエネルギー遷移が複雑なので, 気体媒質系の理論を適用できず, このためASE動作を理論的に取り扱うことのできる新たな式を導入しなければならない^{27, 28)}. Ganiel²⁹⁾らは色素溶液の入ったセルを横方向から励起した場合のレート方程式を求め, ASEの出力特性に関する数値解を得ている. これにより前もって励起強度や放射強度に関してのいくつかの仮定をしなくても, 時間変化および空間変化を明らかにすることが可能となった. しかし, レート方程式を立てるさいにいくつかの仮定と省略を行なっているので, 得られた結果はASE特性を正確に表わしているとは考えにくい.

たとえば, 空気中に置かれた色素溶液は大気中の酸素をある一定量だけ溶解している. このような色素溶液中での酸素の存在は, 色素分子の励起三重項状態をクエンチングすると共に, 励起一重項状態から励起三重項状態へ向かう非放射遷移レート, すなわちintersystem crossingレート K_{ST} を増加させる原因となる³⁰⁾. 一般に, K_{ST} の増加は励起一重項状態の分子数を減少させることになるので, この分子数に依存しているASE強度も変わることになる. したがって空気中にある色素媒質のASE特性を理論的に検討する場合は, 酸素のクエンチング効果を考慮した方程式を用いなければならない. そこで, 酸素の影響を含むレート方程式を立て, 数値解析したところ興味ある結果が得られた³¹⁾.

色素分子のエネルギー準位をFig. 5のように簡略化し, $N_0(x, t)$, $N_1(x, t)$, $N_T(x, t)$ をそれぞれ基底状態 S_0 , 励起一重項状態 S_1 , 励起三重項状態 T_1 の分子数 (molecules/cm²) および $\Phi(x, t, \lambda)$ を出力分子数 (photons/s·cm²) とする. ただし, x は座標, t は時間, λ は波長である. $\Phi(x, t, \lambda)$ は $+x$ 方向に伝播する成分のみを表わしているとすれば, ASEのふるまいを求めるために使用されるレート方程式は次のようになる.

$$\frac{\partial}{\partial t} N_1(x, t) = P(t) N_0(x, t) - t_f^{-1} N_1(x, t)$$

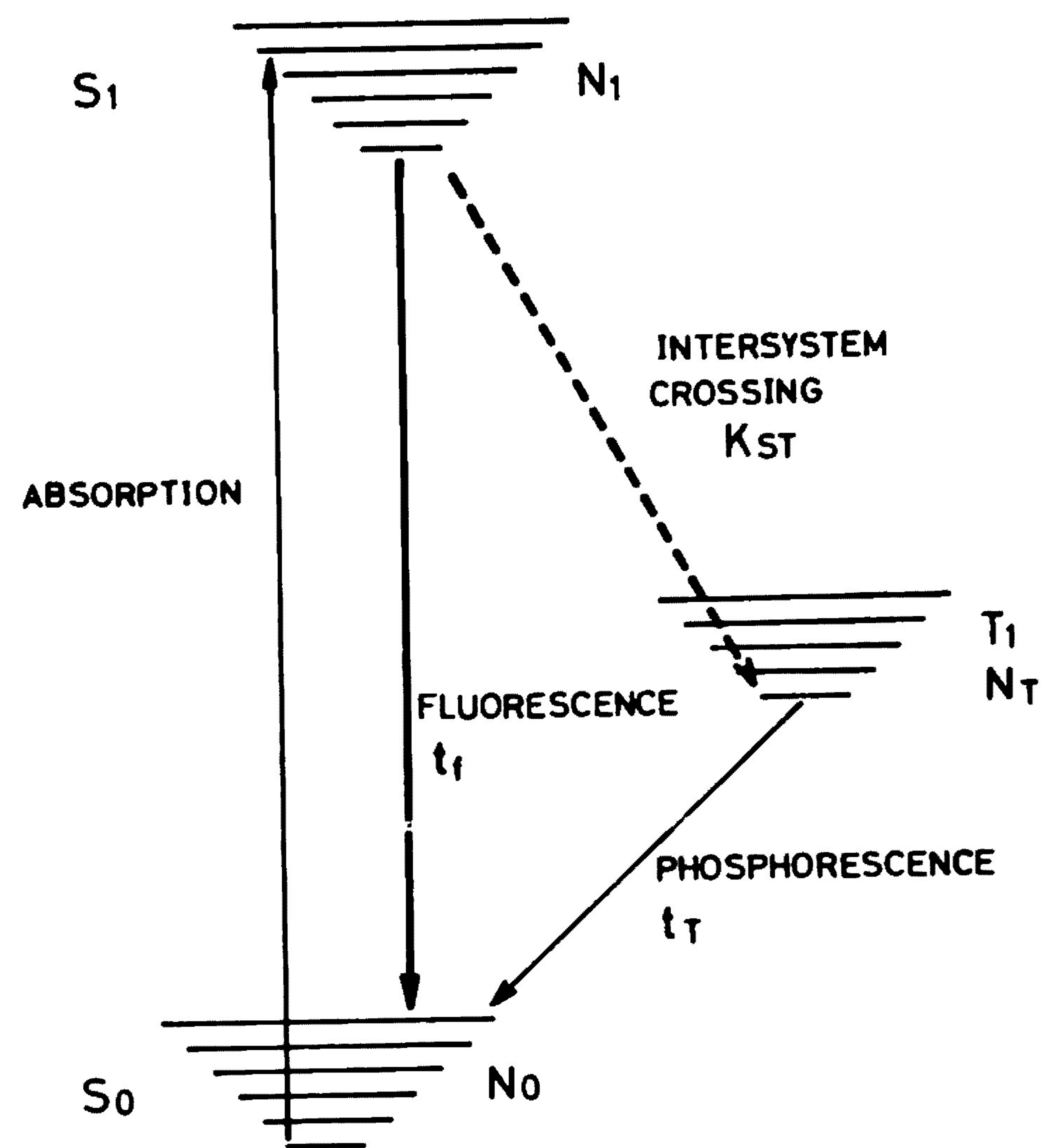


Fig. 5 Schematic energy level diagram for a dye molecule.

$$\begin{aligned} & -N_1(x, t) \int_0^\infty \sigma_e(\lambda) \Phi(x, t, \lambda) d\lambda \\ & + N_0(x, t) \int_0^\infty \sigma_e(\lambda) \Phi(x, t, \lambda) d\lambda \\ & - K_{ST} N_1(x, t) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_T(x, t) = K_{ST} N_1(x, t) - t_T^{-1} N_T(x, t) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \Phi(x, t, \lambda) + \frac{\eta}{C} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(x, t, \lambda) \\ & = G(x, t, \lambda) \Phi(x, t, \lambda) \\ & + t_f^{-1} N_1(x, t) E(\lambda) g(x) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} G(x, t, \lambda) = & \sigma_e(\lambda) N_1(x, t) - \sigma_e(\lambda) N_0(x, t) \\ & - \sigma_a^*(\lambda) N_1(x, t) - \sigma_T(\lambda) N_T(x, t) \end{aligned} \quad (16)$$

$$N_0(x, t) + N_1(x, t) + N_T(x, t) = N \quad (17)$$

ここで, 上式に用いられているパラメータの意味および数値は, 他の文献に述べられているものと同様である³²⁾. 励起光源は計算を簡単にするため方形波とし, これを長さ1 cm, 直径0.05 cmの色素セルに横方向から入射させた場合を仮定している. 特に重要である三重項状態の酸素による消光効果については文献(32)に従い, 飽和した色素溶液の三重項寿命時間を0.1 μ sとし, 溶解酸素の少ない状態ではこの値を1 μ sとしている. また過去の実験例と関係式から K_{ST} の値は $t_f = 0.1 \mu$ sのとき $2.8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $t_T = 1 \mu$ sのとき $1.9 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ とした³¹⁾.

持続時間10 nsの励起光をRhodamine 6G溶液に照射して得られるASE光のスペクトル特性をFig. 6, 7に示

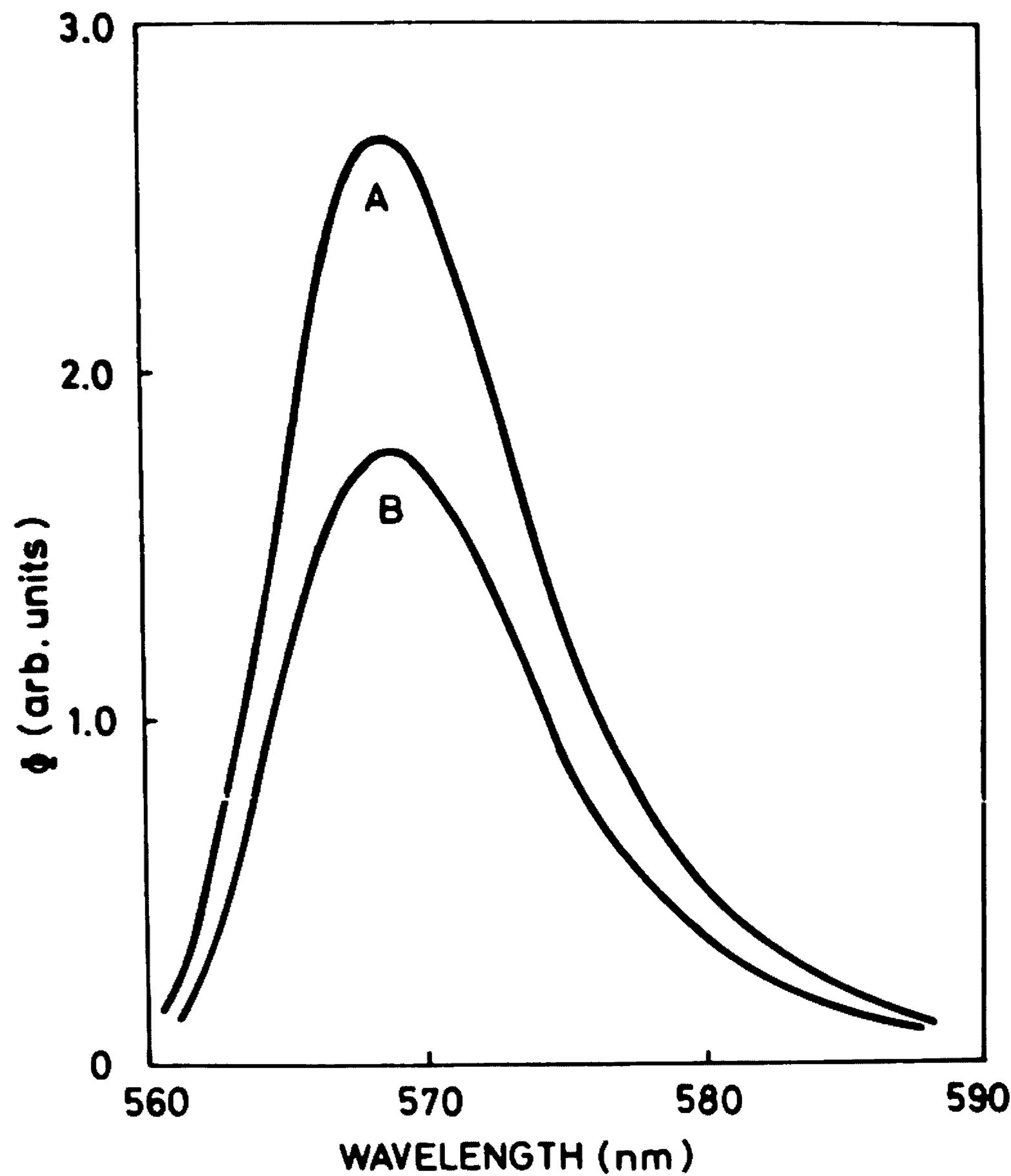


Fig. 6 Output of ASE obtained from the dye solution pumped by the laser pulse having a square waveform with a time duration of 10 ns. In the figure, the photon flux in the time of 10 ns is plotted in an arbitrary scale for a case of $P(t) = 5 \times 10^7$ and $N = 3 \times 10^{16}$. Curves A and B indicate the case without and with oxygen, respectively.

す。ただし、この計算では座標 x は 1 cm に固定されている。図から明らかなように、注目すべき点はレーザーの場合とは逆に酸素濃度の低い、三重項寿命時間の長い状態の方が短い状態より ASE 出力の増加していることである。さらに二つの図を比較することによってわかることは、ASE のスペクトル特性もレーザーの場合と同様に、色素濃度を高めると長波長側にシフトすることである。ASE は媒質の誘導放出による増幅作用によって発生するので、レーザーと似たスペクトル特性になる。また色素レーザーでは、光は共振器中を往復するので、色素媒質中を通過する距離が長くなり、したがって、濃度消光を受けやすくなるため、レーザーピーク波長は色素自体の蛍光ピーク波長より長波長側にシフトすることになる。他方、ASE では媒質中の一回の伝播により出力光となるのでレーザーの場合ほど濃度消光の影響を受けず、このためレーザー波長より短波長側にピークがくるものと考えられる。

色素レーザーの出力は励起光の持続時間によっても大きな影響を受けるので、次に励起光のパルス幅を 5 ns から 30 ns まで変えて計算した結果、励起光のパルス幅の

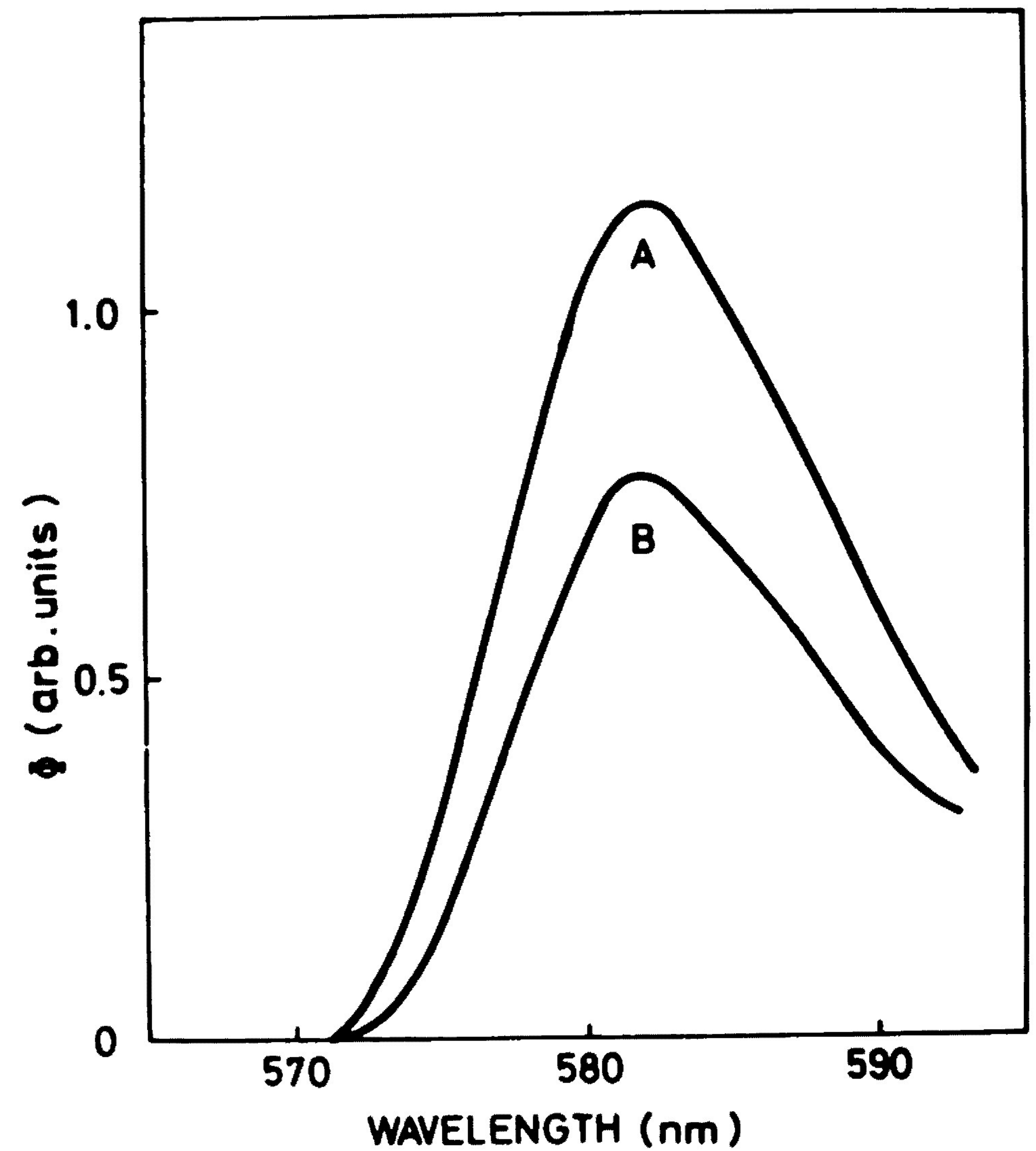


Fig. 7 Output of ASE obtained from the dye solution pumped by the laser pulse having a square waveform with a time duration of 10 ns. In the figure, the photon flux in the time of 10 ns is plotted in an arbitrary scale for a case of $P(t) = 10^7$ and $N = 3 \times 10^{17}$. Curves A and B indicate the case without and with oxygen, respectively.

短い間は酸素を加えた場合と加えない場合の ASE 出力差は小さいが、パルス幅を広くしていくと出力差の増加が認められた。パルス幅の長い励起光を用いる色素レーザーでは酸素を加えることにより出力特性を向上させられるという事実からすると、酸素を加えて出力の減少する特性はレーザーとは反対であり、特異な結果であるといえる。以下このことについて考えてみる。

一般に、色素試料から放射される ASE は

$$\Phi(x, t, \lambda) = A \int_0^x \Phi_0(x, t, \lambda) \exp[G(x, t, \lambda)x] dx \quad (18)$$

となる²⁸⁾。ここで、 A は主として色素セルの寸法に依存して決定される定数であり、 $\Phi_0(x, t, \lambda)$ は自然放出光の強度を表わしている。いま、色素媒質への入力自然放出光のみとし、 $\sigma_e(\lambda)$ を誘導放出断面積とすれば

$$G(x, t, \lambda) = \sigma_e(\lambda) N_1(x, t) \quad (19)$$

であるから、(18)、(19)式から励起一重項状態の分子数 $N_1(x, t)$ が増減すると、 $\Phi(x, t, \lambda)$ も変わることになる。酸素を十分に含んだ色素溶液では、励起一重項状態から励起三重項状態への非放射遷移レートが増加することにより、励起一重項状態の分子数は減少し、したがって上記の関係から ASE の出力も低下すると考えられる。

superradiance においては減衰時間の長い試料に極めて幅の狭い励起光を加えても、試料の減衰時間よりはるかに短い出力パルス光の得られることから、ASEでも同じことがいえるのではないかと考えられる。そこで、ASEの実質的な減衰時間 t_f^A からこのことを考察してみる。 t_f を試料の減衰時間として

$$t_f^A = 1 / [t_f^{-1} + \sigma_e(\lambda) \Phi(x, t, \lambda)] \quad (20)$$

である²⁸⁾から、ASE強度を大きくすればするほど t_f^A は短くなることがわかる。たとえば、 $t_f = 6 \text{ ns}$, $\Phi = 10^{27} \text{ photons/s}\cdot\text{cm}^2$, $\sigma_e = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ とすれば、 $t_f^A \approx 1 / \sigma_e(\lambda) \Phi(x, t, \lambda) = 0.02 \times 10^{-9} \text{ s}$ になる。すなわち、nsのオーダーの蛍光寿命時間をもつ色素であっても、ns以下のパルス幅をもつASE光を取り出すことが可能であるということを示している。この場合、(20)式から明らかのようにASE強度は十分大きくなければならないから、ピーク強度の大きなレーザー励起光を必要とする。仮に励起光のパルス幅が10 ps以下になると、 S_1 状態の上位準位から S_1 状態の最下位準位への緩和時間 $10^{-11} \sim 10^{-12} \text{ s}$ を無視できなくなり、このためASEの理論考察も変わってくる³³⁾。

ASEの発生機構はレーザーとは異なっている。当然のことながら色素媒質中におけるASEの光子数および励起分子数の分布状態も、レーザーとは違ったものとなる。Fig. 8²⁹⁾は数値計算の結果に基づき、励起分子数 N_1 を全分子数 N で割った値を色素セル内の任意の点 x/l (l :セルの長さ)について示している。まず低励起

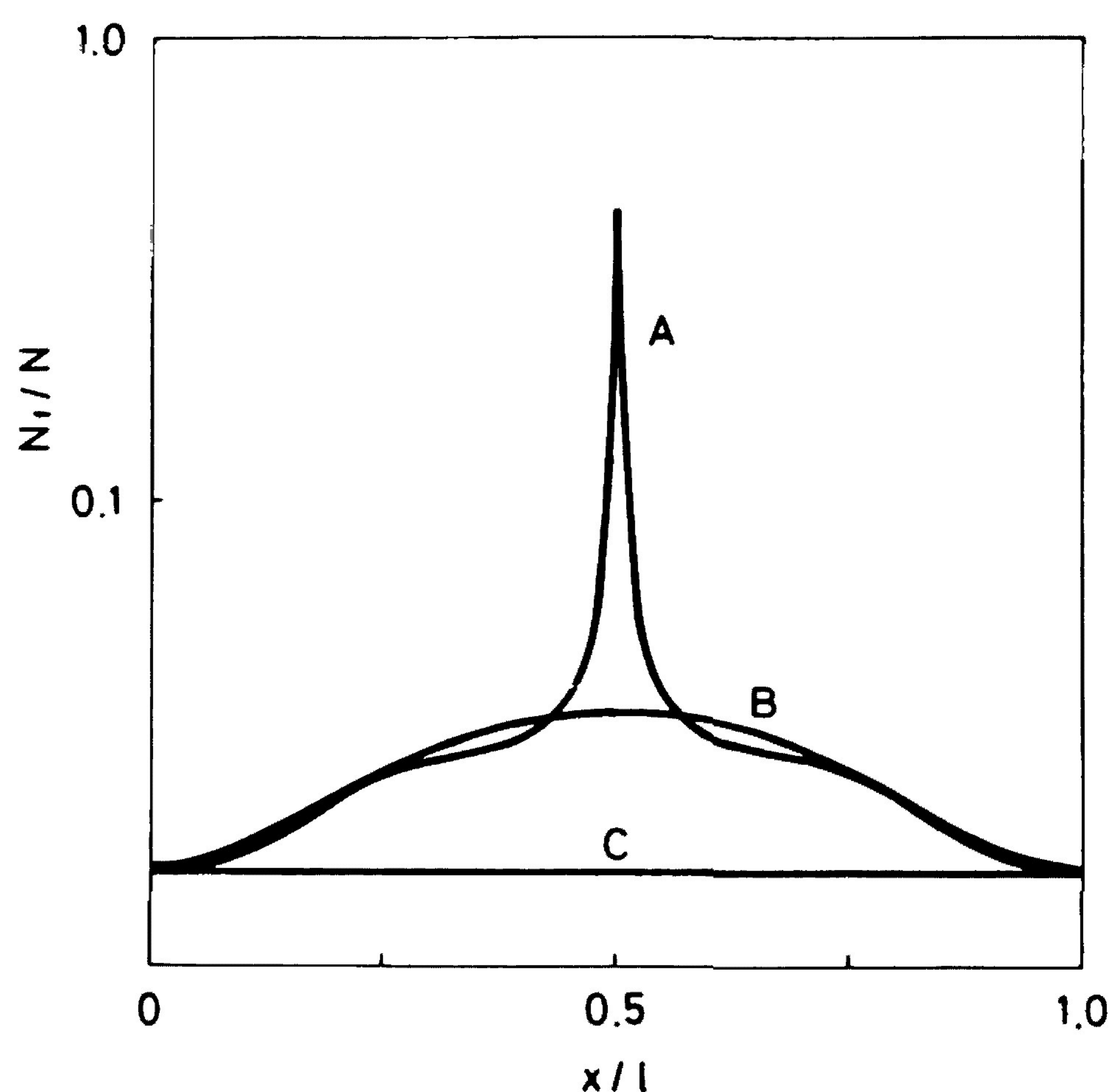


Fig. 8 Relative excited state population N_1/N , as a function of position in the medium x/l . A: high, B: medium and C: low pumping rates, respectively.

領域では媒質に沿ってCのようにほぼ一定の値となっているが、励起強度を増加していくと次第にB, Aへと移り変わり、セル中心部の値はピーク状に上昇していく。この中心付近は両方向に進行するASE波の光子数が急激に変化する位置であると考えられるので、同様に数値計算から光子数の状態を調べてみるとFig. 9²⁹⁾のようになる。低励起レートでは曲線Cのように目立った変化はないが、励起を高めていくにしたがい特性曲線はB, Aへと移動する。すなわち励起強度を大きくすると光子数は中心部分において急激に増加し、Fig. 8と関連のあることをはっきり示している。Fig. 9は $+x$ 方向に進むASE波の光子数のみを表わしているが、外部からの信号のない状態では、 $+x$ 波の特性曲線を左右反転させるだけで反対方向の $-x$ に進むASE波特性となる。しかしながら、外部から信号を加えると $+x$ 波と $-x$ 波の特性曲線は対称ではなくなる。

色素媒質を増幅器として高励起下で使用するときにはASEの発生も予想されるので、ASEと利得および入力との関係について取り上げてみる。高励起レートにおける出力 I_{out} は $N_1 \ll N$ として、途中の計算結果を省略し、

$$I_{out} = I_{in} + PNL \quad (21)$$

となる²⁹⁾。ただし、 I_{in} は入力信号強度、 P は励起レート、 N は全分子数、 L は媒質の長さである。(21)式から利得 $G_0(\lambda)$ は次のようになる。

$$G_0(\lambda) = 1 + NPL / I_{in} \quad (22)$$

ここで、 NPL はほぼASEの全出力と考えてよいから、

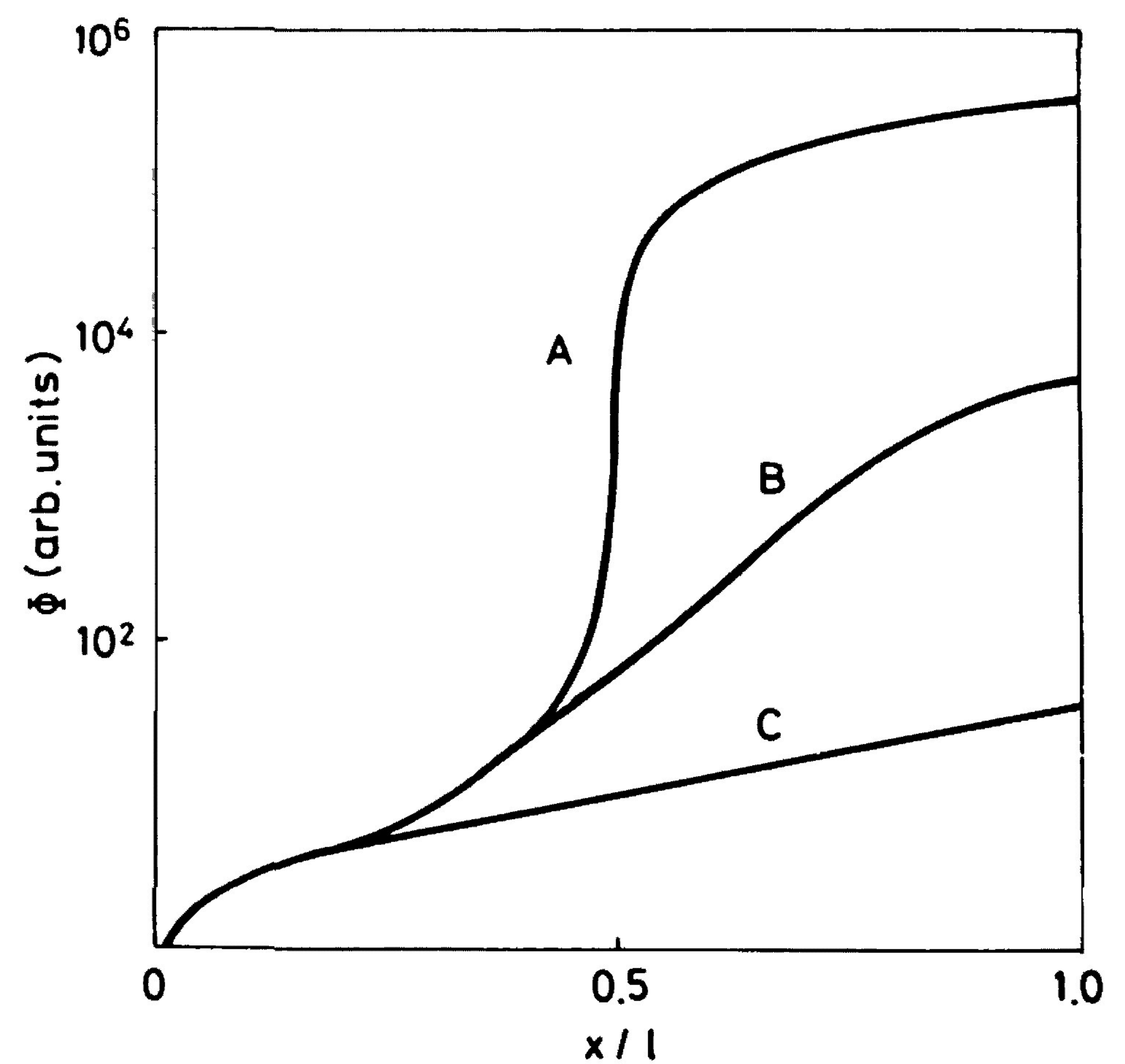


Fig. 9 Photon flux Φ as a function of position in the medium x/l . A: high, B: medium and C: low pumping rates, respectively.

の発生に深くかかわっていることも見出された。たとえば、 T_1 が出力パルスの遅延時間 T_D (普通は、 $70-90 T_R$ 程度) より長いと、出力に影響は現われないが、 T_D に近づくとつれて出力パルスは小さくなり、ringingも消えていくようになる。しかしながら、 T_D は T_R に比例して変わるので、もし媒質の圧力を高めたとすれば T_R は逆比例して短くなることから T_D も短縮され、したがって、 T_1 の影響を受けにくくなると考えられる。

superradianceの発生には媒質系の利得 αL が高くなければならず、またこのような高利得系であれば、出力パルスの遅延や形は T_R と励起パルスの大きさにより決定されてしまい、与えられた T_R に対しては他のパラメータをどのように置き換えても、ほぼ同一の結果となる。強いsuperradiance状態では、一般に $T_R \ll T_{sp}$ かつ $T_1 \gg T_R$ であるから、励起された媒質は、自然放出寿命時間 T_1 や不均一緩和時間、あるいは励起によって上の準位に反転分布の生じる時間より前にsuperradiant放射をする。以上のようにsuperradianceは極めて強力な蛍光放射を行なう現象であるが、次に述べるASEと混同されて用いられることもある。

3. ASE

ASEは、励起によって絶えず反転分布が作られ、あるいは不均一緩和が絶えず働くために、放出によって作られる誘導分極が絶えず乱されている状態からの放出¹⁸⁾現象であって、最初に放出された自然光が反転分布の状態にある媒質中を伝播する間に増幅されて極めて強力な光になり、レーザー光に類似した特性を備えるにいたる。この強い指向性をもった放射光を、amplified spontaneous emission (ASE)と呼んでいる。ここでは、理論的に明らかにされている気体と色素媒質のASE現象について考察する。

3.1 気体媒質からのASE

気体媒質に関するASEは、特にAllenら³⁻⁸⁾によりHe-Neを用いて詳しく論じられているので、まず彼らの実験結果を中心にASE発生条件と特性について述べてみる。

初めに、ドップラー効果による拡がりをもつ気体媒質中の電磁波のモード総数 P は

$$P = \frac{8\pi^2\nu_0^2 V n_r^3 \Delta\nu}{(\pi \ln 2)^{1/2} C^3} \quad (5)$$

となる。ただし、 ν_0 は中心周波数、 V は体積、 n_r は媒質

の屈折率、 $\Delta\nu$ は周波数幅である。自然放出による光子がある特定のモードに供給される確率は、モードの周波数が蛍光スペクトル線の中心に近いものとするれば

$$a_c = \frac{1}{p} \quad (6)$$

となる。ここでモードへの自然放出の確率 b_c は

$$b_c = \frac{a_c}{\tau} \quad (7)$$

である。ただし τ は自然放出の寿命時間である。次に臨界状態における反転分布は

$$n_0 = \frac{1}{b_c \tau} \quad (8)$$

で与えられる。媒質の長さを l 、ミラーの反射率を R とすれば

$$l_c = \frac{n_r l}{C(1-R)} = \frac{n_r l}{C\delta} \quad (9)$$

であるから、 $n_r=1$ としてレーザー発振の臨界反転分布は次のようになる。

$$n_0 = \frac{1}{b_c \tau} = \frac{P\tau}{l_c} = \frac{8\pi^2\nu_0^2 V \Delta\nu \tau \delta}{(\pi \ln 2)^{1/2} C^2 l} \quad (10)$$

したがって、ASEに対する反転分布のしきい値密度は、理想状態を考えると $\delta=1$ であるから

$$N_c = \frac{n_0}{V} = \frac{8\pi^2\nu_0^2 \Delta\nu \tau}{(\pi \ln 2)^{1/2} C^2 l} \quad (11)$$

(11)式よりASE発生の臨界長 L_c は

$$L_c = \frac{8\pi^2\nu_0^2 \Delta\nu \tau}{(\pi \ln 2)^{1/2} C^2} \cdot \frac{1}{N_c} \quad (12)$$

と表わされるので、Fig. 2のように $1/L_c$ の値は反転密度 N_c に比例して大きくなり、また(12)式から N_c を大きくすると、 L_c は短くなることも明らかである。

低圧力He-Ne気体のような不均一な広がり (inhomogeneous broadening) をもつ媒質から得られるレーザー光とASE光の出力特性は当然のことながら違っている。ASEは負温度状態にある媒質の増幅作用によって発生するものであるから、その強度は $\exp(\alpha l)$ で増加すると考えられ、他方レーザーの動作状態における全利得は損失とつり合っているため、出力は主として共振器のパラメータによって変化する。

放電長に対するASE強度とレーザー強度の測定例をFig. 3に示す⁴⁾。ただし、特定の放電長におけるレーザーとASEの強度比は絶対的なものではない。これはレーザー強度が共振器のミラー反射率積を変えることによ

各波長における小信号利得はおおよそASE出力に比例するとみなしてよい。また(22)式から、入力の小さなうちは利得も極めて大きく $G_0(\lambda) \sim NPL/I_{in}$ としてもよいが、大きな入力になればなるほど利得は急激に低下し1に近づくことがわかる。

実際に色素を増幅器として使用する場合は、ASEによる影響はほとんどないと考えてよいであろう。

4. お わ り に

superradiance光とASE光はいずれも比較的良好的な単色性と指向性をもった強力な放射光であって、共振器を必要としないことからレーザー光の代わりの光源として手軽に使用可能である。この二つの放射光は媒質の反転分布を利用するところは原理的に同じであっても、その発生機構は本質的に異なっている。すなわち、superradianceは共通放射場において結合されている原子(分子)の協力放射によるものであるのに対し、励起による反転分布の形成や、不均一緩和の働きによって、誘導分極が絶えず乱されている状態からの放出がASEである。この結果、出力光の特性も多少異なり、たとえばsuperradiance光では励起光に対する遅延やringingの発生が見られる。

ASEは特別の制限もなく高利得の媒質を用いる限り比較的容易に発生可能であり、特に色素系では色素化合物の種類を変えることにより、かなり自由に任意のスペクトルをもつASE光をとり出すことができるので、あまり厳しい単色性を要求されない分野では、簡易な単色源として用いることもできる。

さらに、psオーダの極短パルスASEも発生できるので、分光学、化学、生物学の各分野における各種試料の励起源として利用可能であろう。今後ASEのより一層の発展を期待する上でも、気体および色素以外の媒質におけるASEの基礎的研究が望まれる。

文 献

- 1) R. H. Dicke: Phys. Rev., **93** (1954) 99.
- 2) N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. MacGillivray and M. S. Feld: Phys. Rev. Lett., **30** (1973) 309.
- 3) G. I. Peters and L. Allen: J. Phys. A: Gen. Phys., **4** (1971) 238.

- 4) L. Allen and G. I. Peters: J. Phys. A: Gen. Phys., **4** (1971) 377.
- 5) L. Allen and G. I. Peters: J. Phys. A: Gen. Phys., **4** (1971) 564.
- 6) L. Allen and G. I. Peters: J. Phys. A: Gen. Phys., **5** (1972) 695.
- 7) G. I. Peters and L. Allen: J. Phys. A: Gen. Phys., **5** (1972) 546.
- 8) L. Allen and G. I. Peters: Phys. Rev. A **8** (1973) 2031.
- 9) L. Allen and G. I. Peters: Phys. Lett., **31A** (1970) 95.
- 10) R. L. Shoemaker and R. G. Brewer: Phys. Rev. Lett., **28** (1972) 1430.
- 11) R. G. Brewer and R. L. Shoemaker: Phys. Rev., A **6** (1972) 2001.
- 12) F. T. Arecchi and E. Courtens: Phys. Rev., A **2** (1970) 1730.
- 13) R. Bonifacio, P. Schwendimann and F. Haake: Phys. Rev., A **4** (1971) 302.
- 14) N. E. Rehler and J. H. Eberly: Phys. Rev. A, **3** (1971) 1735.
- 15) D. Dialetis: Phys. Rev., A, **2** (1970) 599.
- 16) G. S. Agarwal: Phys. Rev., A, **2** (1970) 2038.
- 17) J. C. MacGillivray and M. S. Feld: Phys. Rev., A, **14** (1976) 1169.
- 18) 例えば, J. Okada, K. Ikeda and M. Mathuoka: Opt. Commun., **27** (1978) 321.
- 19) L. W. Casperson and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron., **QE-8** (1972) 80.
- 20) L. W. Casperson: IEEE J. Quantum Electron., **QE-9** (1973) 250.
- 21) L. W. Casperson: Opt. Commun., **8** (1973) 85.
- 22) A. S. Pine: J. Appl. Phys., **39** (1968) 106.
- 23) M. E. Mack: Appl. Phys. Lett., **15** (1969) 166.
- 24) S. L. Chin and G. Bedard: Opt. Commun., **3** (1971) 29-299.
- 25) C. V. Shank, A. Dienes and W. T. Silfvast: Appl. Phys. Lett., **17** (1970) 307.
- 26) P. Peretti and P. Ranson: Opt. Commun., **3** (1971) 63.
- 27) G. Dujardin and P. Flamant: Opt. Commun., **24** (1978) 243.
- 28) C. Lin, T. K. Gustafson and A. Dienes: Opt. Commun., **8** (1973) 210.
- 29) U. Ganiel, A. Hardy, G. Neumann and D. Treves: IEEE J. Quantum Electron., **QE-11** (1975) 881.
- 30) R. A. Keller: IEEE J. Quantum Electron., **QE-6** (1970) 411.
- 31) K. Nagashima and T. Asakura: IEEE J. Quantum Electron., **QE-16** (1980) 699.
- 32) K. Nagashima and T. Asakura: Opt. Commun., **28** (1979) 227.
- 33) A. Penzkofer and W. Falkenstein: Opt. Quant. Elect., **10** (1978) 399.