

新しい原理のレーザー (2) ——反転分布のないレーザー——

光 永 正 治

Novel Principles in Laser Physics (2): Lasers without Inversion

Masaharu MITSUNAGA

Recent theoretical and experimental developments in the field of quantum optics have verified that the laser oscillation is possible even without population inversion in the medium. This rather incredible phenomenon, called Lasing Without Inversion (LWI), can be realized by considering quantum interference effect in the multi-level atomic system interacting with two or more light waves. LWI has an origin in Electromagnetically Induced Transparency (EIT), where an otherwise opaque medium to a certain laser beam can be made transparent by the application of a second laser beam. Since, in EIT, transparency can be achieved even without any population in the excited state, Gain Without Inversion (GWI) directly follows if one applies an additional pumping to the excited state. Once GWI is achieved, LWI is automatic simply by putting the GWI medium inside a resonance cavity. In this lecture, basic principles of EIT, GWI and LWI will be briefly explained.

Key words: quantum interference, EIT, GWI, LWI, dark state

レーザーの原理を少しでも学んだことのある人であれば、レーザー発振には、媒質の反転分布が必要不可欠であることを知っている。なぜなら、それが光の誘導放出が光の吸収を上回る条件であり、ひいては、共振器内の利得が損失に打ち勝つための最低条件になるからである。しかし、この議論は、系が(なんらかのポンピング過程を含む)2準位系原子と1光波からなることを暗黙のうちに仮定している。もし、前提として3準位系の原子と2光波の系を考え、そのコヒーレントな相互作用を細かく調べていけば、原子系のどこにも反転分布がないにもかかわらず、1つの光波がレーザー発振し得ることが最近の研究でわかってきた。これを「反転分布のないレーザー」(lasers without inversion,あるいは、LWI)という。

LWIの最も期待される応用のひとつは、短波長領域でのコヒーレント光源の実現である。従来の発想だと、紫外レ

ーザーの達成のためには紫外域遷移の準位間に反転分布を作る必要があり、それを光ポンピングで実現しようとすれば紫外域の強い光源がいずれにしろ必要になる。LWIを用いると、可視域のレーザー光をカップリング光として用いることで、原理的に可視光のみでコヒーレント紫外光が得られる。このような期待から、1989年のHarris^{1,2)}によるLWIのオリジナルの論文[†]から現在に至るまで、おびただしい数の理論的あるいは実験的報告がLWI,あるいは周辺の話題に関してなされている。これらのすべてを紹介することは限られた誌面では不可能であるが、本講義においては、その原理と現状をできる限り簡潔に述べたい。

1. はじめに

まず、読者と認識を共有するために、本講義で使われる概念、術語の簡単な説明から始めよう。考える系は離散的

熊本大学理学部物理科学科 (〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1) E-mail: mitunaga@sci.kumamoto-u.ac.jp

[†]Harrisのオリジナルのアイデアは、自動イオン化レベルを用いた量子干渉効果による1光波入射型のLWIであったが、その後の発展をみると、3準位系を介した多光子過程のGWI, LWIの報告が圧倒的多数であるので、この講義では後者の紹介に限定した。多光子過程によるLWIは、文献²⁾で提案されている。

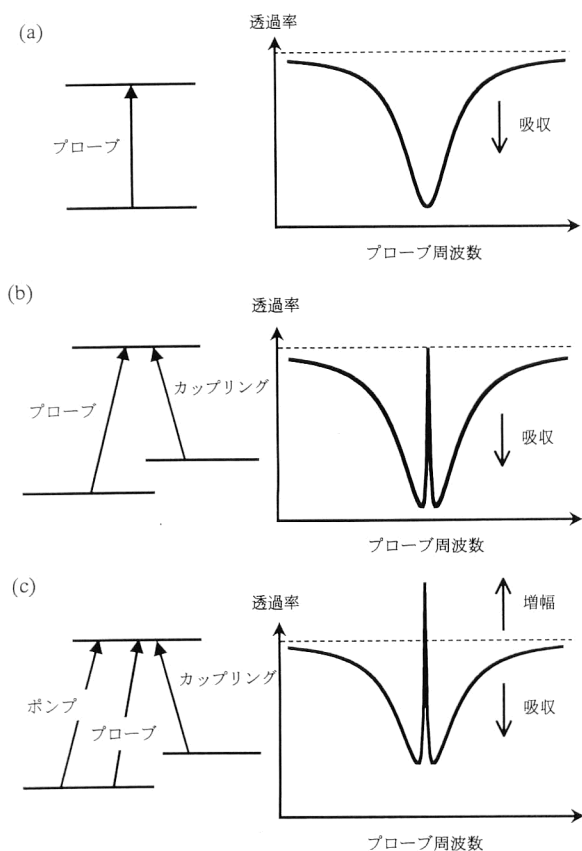


図1 (a) 線形吸収, (b) EIT, (c) GWIの説明のための概念図. 左にエネルギーレベルと入射レーザー光を, 右に観測されるプローブ光の透過スペクトルを示す.

なエネルギー準位をもつ原子系とそれに入射する複数個の光波である。まず、2準位系にプローブ光1光波を入射する最も単純な場合を考えると(図1(a)), その透過スペクトルは2準位の遷移周波数においてピークをもつ一般的な吸収曲線となる。均一広がりをもつ媒質の場合[†], これはローレンツ曲線で表され, プローブ光が十分弱い場合, 特に線形吸収とよばれる。次に, カップリング光とよばれる第2の光波を, プローブ遷移と1つだけ準位を共有するような遷移に共鳴するように照射する(図1(b))。図1(b)のように上準位が共通の場合を Λ 型, 逆に下準位が共通な場合をV型の3準位系とよぶ(共通の上準位からさらに上方の準位にカップリング光を共鳴させるカスケード型, あるいははしご型の3準位系もあり得る)。ここでは簡単のため, Λ 型で話を進める。2つの光波がそれぞれの遷移に共鳴する場合, 前述の透過スペクトルの中心付近に鋭い上向きのピークが出現し, ここで吸収が消失する現象が観測される。これを電磁誘導透過(EIT)^{3,4)}とよぶ。EITでは, 残念ながら, 吸収は消失しても100%透過のライン(図の点

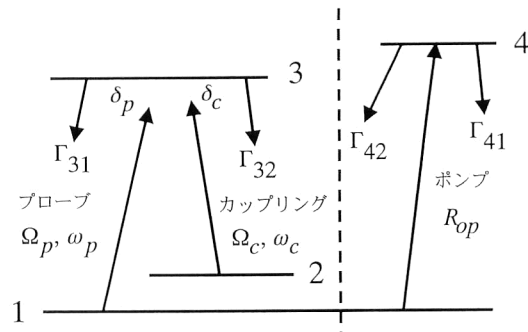


図2 EIT(点線の左部分), および GWIにおいて関与するエネルギー準位図.

線)を横切ることにはない。ここでさらに第3のポンプ光を導入して, 積極的に基底準位の分布数を減らすと(図1(c)), EIT信号のピークは点線を横切り, 増幅側に振れるようになる。この場合の分布数を調べてみると, 確かにプローブ遷移の上下の準位間には分布の反転はなく, これを反転分布なしの利得(gain without inversion: GWI, あるいは amplification without inversion: AWI)とよぶ。一度 GWIの媒質が実現できれば, それを共振器の中に入れて, 共振器長を利得を与える周波数に一致させることでレーザー発振が実現でき, それを反転分布のないレーザー(LWI)とよぶ。このようにみていけば, LWIに本質的なメカニズムはEITとGWIであり, 本講義もその解説の大半がEITとGWIに割かれる。それでは, まずEITの解説に取り掛かろう。

2. 電磁誘導透過 (EIT)

図2の点線より左側の部分のように, 準位1-3間に近共鳴する周波数 ω_p , ラビ周波数 Ω_p のプローブ光と, 準位2-3間に近共鳴する周波数 ω_c , ラビ周波数 Ω_c のカップリング光を入射した場合, 原子系は準位1, 2, 3の重ね合わせ状態に時間発展していくが, 特別に ω_p も ω_c も共鳴の場合, 系の波動関数 $|\phi\rangle$ は以下のような, いわゆる「暗状態」(dark state)に落ち込むことがわかっている。

$$|\phi\rangle = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}}|1\rangle - \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}}|2\rangle \quad (1)$$

上式の意味するところはきわめて重要である。2つの下準位1-2間には, 大きなコヒーレンス(上式の2つの係数の積)が存在し, 分布数は, ラビ周波数に応じて2つの準位に分配される。また, 準位3の係数はゼロであるから, 励起状態に分布数はない。また1-3間のコヒーレンスも2-3間のコヒーレンスもゼロであるから, プローブ光にとって

[†]本講義では均一広がりを取り扱うが, 不均一広がりの場合も同様に話を進めることができる。また, 3準位系としては Λ 型を例にとったが, V型の系でも同様の解析ができる。

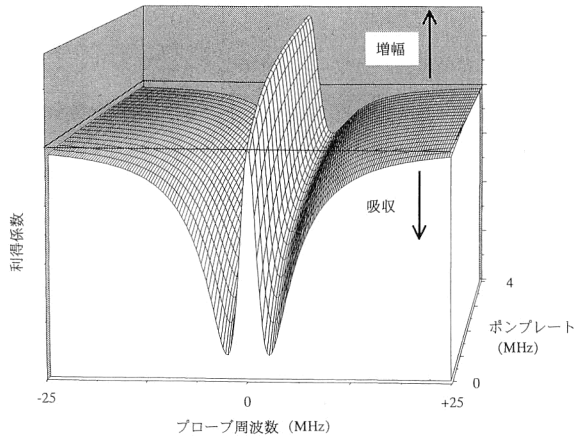


図3 ポンプレート $R_{op}/2\pi$ を0~4 MHzまで変化させたときの利得係数スペクトルの3次元プロット. 数値計算のためのパラメータは, $\Omega_c/2\pi=5$ MHz, $\Omega_p/2\pi=1$ MHz, $\delta_c=0$, $\gamma_s/2\pi=0.01$ MHz, $\Gamma_{31}=\Gamma_{32}=\Gamma_{41}=\Gamma_{42}=2\pi\times 5$ MHz とした.

も, カップリング光にとっても系は透明になっていることが理解できる. 上式は, 準位1-2間の緩和が無視できるという仮定は入るが, 励起準位の緩和時間に無関係に成立することを断っておきたい. さて, それでは一体どういったメカニズムで系が透明になっているのかももう少し詳しく調べてみよう.

Liouville 方程式 (密度行列の運動方程式) をきちんと解けば, プローブ光の吸収係数 α は, Ω_p が線形の範囲では以下のように表される^{5,6)}.

$$\alpha(\delta_p) = kN \frac{|\mu|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\gamma\gamma_s + \gamma\delta_s^2 + \gamma_s\Omega_c^2/4}{(\gamma\gamma_s - \delta_p\delta_s + \Omega_c^2/4)^2 + (\gamma\delta_s + \gamma_s\delta_p)^2} \quad (2)$$

ここで, $\delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ はプローブ光の離調, $\delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ はカップリング光の離調で, $\delta_s = \delta_p - \delta_c$ は2光子共鳴の離調を表す. また, γ_s と γ はそれぞれ, 準位1-2, 1-3 (2-3)間の位相緩和レート, μ , \hbar , ϵ_0 , N , k はそれぞれ双極子モーメント, プランク定数, 真空の誘電率, 原子密度, プローブ光の波数である. 式(2)を δ_p の関数としてプロットしたものがEITのスペクトル(図1(b))であるが, これは, 式(2)で $\Omega_c=0$ として得られる下向きのプロードなローレンツ曲線(線形吸収部分)と, 上向きで幅 $\Omega_c^2/2\gamma$ をもつ, 鋭いローレンツ曲線(Ω_c による多光子過程)の重ね合わせであることがわかる. すなわち, EITとは, 「1光子過程に基づく吸収と, 多光子過程に基づく誘導放出とが, 絶妙のバランスで共存し, 透過がゼロになった状態」と表現しても過言ではない. 2準位系で透過100%ということは, 基底準位と励起準位の分布数が等しいことを意味するが, EITにおいては, 励起準位分布数ゼロでも吸収ゼロが実現できるのである. ただし, 式(2)よりすぐにわかる

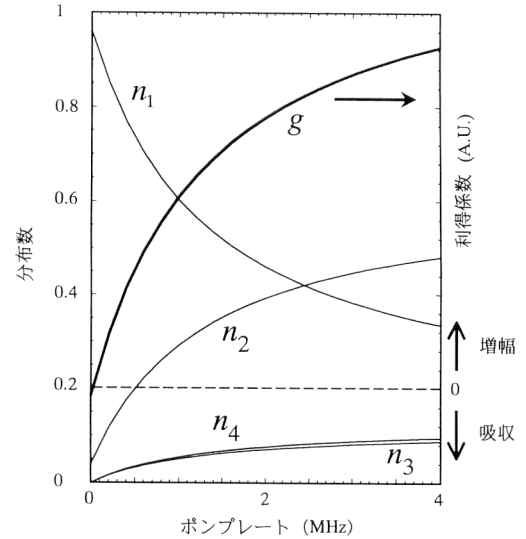


図4 準位1, 2, 3, 4の分布数, および利得係数のポンプレート依存性. パラメータは, 図3と同じ.

ように, EITにおいて α が負になることはない.

3. 反転分布のない利得 (GWI)

もう少し詳しく Liouville 方程式を調べていけば, 線形吸収項は準位1-3間の分布数差に, 多光子過程項は準位2-3間の分布数差に比例することがわかる. これより, 利得を得るための発想はすぐに理解できる. なんらかのインコヒーレント過程(通常は光ポンピング)を用いて, n_1 を少し減らすなり, n_3 を少し増やすなりして, 線形吸収項の寄与を小さくする(図2参照). これにより, 今までの絶妙のバランスが崩れ, 利得が優勢になる. 光ポンピングの手段としては, 図2に示したように, 第4のレベルを設けてもよいし, 同じレベル3に別の光源でポンピングしてもよい. ただし, この場合コヒーレント過程と区別できるように, レーザーのバンド幅を故意に広げて照射する等の努力が必要となる. 図3に, Liouville 方程式を近似なしで数値解析した場合の利得係数 $g (= -\alpha$: 試料長が短いときは, 透過スペクトルと等価)を示す. ポンプレート $R_{op}/2\pi$ を0~4 MHzまで変化させて, 3次元プロットした. $R_{op}=0$ はEITスペクトルに対応し, 期待されたように幅の広い下向きの線形吸収と, 幅の狭い上向きの多光子過程の重ね合わせのものとなっている. これから, ポンプレートを徐々に上げていくと, 多光子過程の寄与はあまり変化しないものの, 線形吸収の寄与が徐々に軽減され, EITの信号ピークがゼロを横切り, 利得になっていることが確認される. さて, この過程で分布数はどうなっているであろうか. 図4にポンプレートを横軸にとったときのそれぞれの準位の分布数を示す(同時にピーク利得係数もプロットしてあ

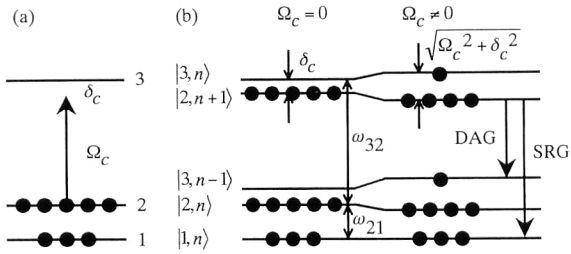


図 5 (a) 一般的な 3 準位系原子とカップリング光の相互作用. 黒丸が分布数を模式的に表す. (b) ドレストアトム描像.

る). ポンプレート 0 の場合, 準位 1 の分布数 n_1 が 95% 以上を占めている. それから, 徐々に n_1 は下がっていくものの, 上準位である n_3 よりは常に大きいし, ポンプレート 2.5 MHz までであれば, n_1 と n_2 間の分布反転もない. すなわち, 反転分布なしの利得, GWI が実現されていることが数値解析的に証明できた.

4. ドレストアトム利得 (DAG), 誘導ラマン利得 (SRG)

GWI と類似の現象としてドレストアトム利得 (dressed atom gain: DAG) と, 誘導ラマン利得 (stimulated Raman gain: SRG) があり, ここで, 3 者の相違と特徴を比較することは重要であろう. この 3 者は, いずれもカップリング光の存在のもと, プローブ光に増幅が観測されるという点では共通であるが, GWI が「3 準位系, 共鳴」であるのに, DAG は「2 準位系, 非共鳴」, SRG は「3 準位系, 非共鳴」と区別される. また, 後の 2 者には「隠れた反転分布」とよばれるものが存在する. 以下に DAG と SRG に関して手短かに触れよう.

図 5(a) のように, 準位 2-3 間に近共鳴な強いカップリング光 (離調 δ_c , ラビ周波数 Ω_c) を入射した場合, 原子の準位とカップリング光子数 n を状態に含めたドレストアトム描像で記述するのが便利になる. この描像の場合, 準位 $|2, n+1\rangle$ と準位 $|3, n\rangle$ の対がはしご状に位置する (図 5(b) 参照). $\Omega_c=0$ ではこの対のエネルギー間隔は δ_c であるが, Ω_c を強くしていくとラビ分裂を起こし, 間隔は $\sqrt{\Omega_c^2 + \delta_c^2}$ となり, 状態も分布数も混ざり合う. このため, ω_{32} に近共鳴なプローブ光を入れて吸収をみると, Ω_c の増加とともに吸収ピークは $\omega_{32} - \delta_c + \sqrt{\Omega_c^2 + \delta_c^2}$ の位置にシフトし, 新たに $\omega_{32} - \delta_c - \sqrt{\Omega_c^2 + \delta_c^2}$ の位置に信号が出現する (図の DAG 遷移). この遷移は, 確かに行列要素がノンゼロとなり, しかも反転分布があるから増幅信号となる. これをドレストアトム利得 (DAG) とよぶ^{7,8)}

また, 同様のドレストアトム描像から, SRG も説明できる. 図 5 のように, カップリング光に関与しない準位 1 が

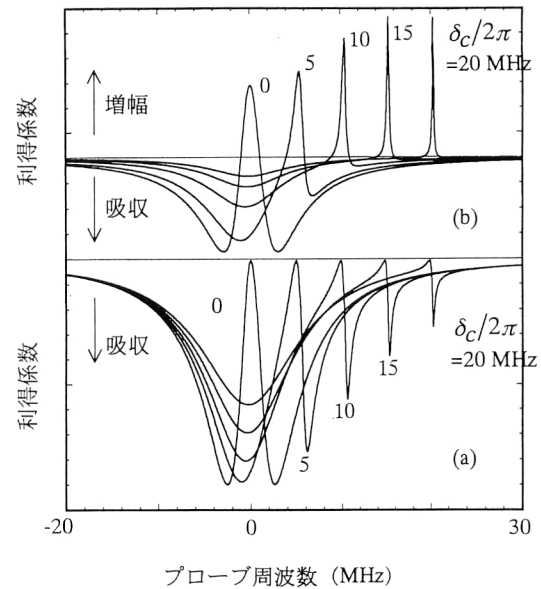


図 6 カップリング光周波数 $\delta_c/2\pi$ を 0, 5, 10, 15, 20 MHz と変化させた場合の利得係数のスペクトル. (a) $R_{op}/2\pi=0$ の場合. (b) $R_{op}/2\pi=2$ MHz の場合. パラメーターは図 3 と同じ.

存在し, 図の SRG 遷移間にも反転分布があれば, 増幅が観測されるであろう. ピーク周波数は図より明らかなように, $\omega_c + \omega_{21} - (\sqrt{\Omega_c^2 + \delta_c^2}) - \delta_c/2$ であり, シュタルクシフトを起こした 2 光子共鳴周波数となる.

SRG と GWI はいずれも同じ Liouville 方程式から出発した, 単に離調 δ_c の違う現象としても理解できる. 図 6 に, $\delta_c/2\pi$ を 0~20 MHz と変化させた場合の利得係数の数値解析結果を示す. (a) はポンプ光がない場合で, $\delta_c=0$ においては EIT 信号である. δ_c が吸収線幅より大きくなると, 2 光子共鳴による信号は, はっきり線形吸収信号と分離することができ, しかもピークはだんだんと鋭くなり, 誘導ラマン吸収とよばれる. ポンプ光がある場合 (b), $R_{op}/2\pi=2$ MHz, $\delta_c=0$ の信号は GWI である. この場合も δ_c が大きくなると, 2 光子共鳴信号ははっきり線形吸収信号と分かれていくが, ピークは上向きの非常に大きい利得となり, これが SRG である. δ_c の違いで, 現象は GWI から SRG にスムーズに移行しているのがわかる.

5. 実験の現状とまとめ

これまで LWI の原理に関して述べてきたが, 最後に実験の現状を紹介しよう. EIT による吸収の消失の報告, あるいはその発展形はきわめて多くの文献でなされている. これにインコヒーレントポンプを入れ GWI を観測した例も多い^{9,10)}. これに実際にキャビティーを組んで LWI まで持ち込んだ例は, 2, 3 あるのみである^{11,12)}. いずれの場合も, 試料としては Rb, Na を中心とするアルカリ金属, あ

るいは鉛等の金属原子を対象媒質とする。原子の形態としては、蒸気(ガラスセル)、原子ビーム、冷却原子、あるいは BEC (Bose-Einstein 凝縮) 原子が用いられる。最近では、固体水素や、低温における結晶中の希土類イオンも量子干渉の研究対象となっている^{13,14)}。

本稿は、反転分布のないレーザーの話題を述べたが、多準位系と多光波による量子干渉効果の発展分野はこれだけにとどまらず、超光速、あるいは低速光パルス伝搬、光パルス閉じ込め、共振器 EIT の問題等が、現在の量子光学界の大きなうねりとなりつつある。本稿で紹介した原理や考え方が、これらの諸々の話題の理解の一助になれば幸いである。

文 献

- 1) S. E. Harris: Phys. Rev. Lett., **62** (1989) 1033-1036.
- 2) A. Imamoglu and S. E. Harris: Opt. Lett., **14** (1989) 1344-1346.
- 3) K.-J. Boller, A. Imamoglu and S. E. Harris: Phys. Rev. Lett., **66** (1991) 2593-2596.
- 4) 白田耕藏: 応用物理, **65** (1996) 919-925.
- 5) S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu: Phys. Rev. Lett., **64** (1990) 1107-1110.
- 6) M. Mitsunaga, M. Yamashita and H. Inoue: Phys. Rev. A, **62** (2000) 013817.
- 7) F. Y. Wu, S. Ezekiel, M. Ducloy and B. R. Mollow: Phys. Rev. Lett., **38** (1977) 1077-1080.
- 8) M. Mitsunaga, T. Mukai, K. Watanabe and T. Mukai: J. Opt. Soc. Am. B, **13** (1996) 2696-2700.
- 9) C. Fort, F. S. Cataliotti, T. W. Hänsch, M. Inguscio and M. Prevedelli: Opt. Commun., **139** (1997) 31-34.
- 10) J. Kitching and L. Hollberg: Phys. Rev. A, **59** (1999) 4685-4689.
- 11) A. S. Zibrov, M. D. Lukin, D. E. Nikonov, L. Hollberg, M. O. Scully, V. L. Velichansky and H. G. Robinson: Phys. Rev. Lett., **75** (1995) 1499-1502.
- 12) G. G. Padmabandu, G. R. Welch, I. N. Shubin, E. S. Fry, D. E. Nikonov, M. D. Lukin and M. O. Scully: Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 2053-2056.
- 13) 白田耕藏: 応用物理, **70** (2001) 138-148.
- 14) B. S. Ham and P. R. Hemmer: Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 4080-4083.

(2001年5月9日受理)