レーザーオリジナル

高気圧CO₂レーザー媒質によるピコ秒パルスの増幅
に関する計算機シミュレーション

神 成 文 彦 *

(1988年 8 月18日 受理)

Numerical Simulation on the Amplification of Picosecond Pulses in
Multiatmosphere CO₂ Laser Media

Fumihiko KANNARI*

(Received August 18, 1988)

Properties of the picosecond pulse amplification in a multiatmosphere CO₂ laser are studied by numerical solutions of the Maxwell-Bloch equations. The coherent effects on the short pulse propagation originated from the discrete structure of the vibrational-rotational spectrum of a CO₂ molecule are described in detail. The characteristics of amplifier gain, saturation, and pulse shape depend on the degree of matching of a pulse spectrum with a gain spectrum. At relatively low pressures, a train of pulses is created in a small-signal gain regime. Effective small-signal gains and effective saturation energies are obtained for various gas pressures by fitting the Frantz-Nodvik equation to the results of the model. Isotope mixtures of CO₂ are also discussed to obtain a continuous gain spectrum at relatively low gas-pressures.

Key Words: CO₂ laser, Short pulse amplification, Maxwell-Bloch eq., Laser acceleration.

1 はじめに

通常の線型加速器のようなマイクロ波による電子の加速方式においては、加速電界を非常に高くすると加速管壁面での放電が生じてしまうため、将来の高エネルギー物理研究で要求されるような、 ≥ 1 TeV 級の超高エネルギーを達成することは不可能であると言われている。

レーザーの電界を利用して荷電粒子を加速する方式は、1962年霜田¹⁾によって提案されたの

を初め、実験的には1968年武田等²⁾によってグレーティングによる加速実験が行なわれたのを皮切りに今日まで数多くの加速方式の提案といくつかの検証実験が行なわれてきた³⁾。最近は、電子プラズマ振動数に対応する差周波数を持った2波長レーザーによりプラズマ波を発生させて粒子を加速させるビート波加速⁴⁾を初め、逆シュレンコフ放射、逆FEL方式等が提案されている⁵⁾。

レーザーを用いた粒子加速方式の利点は、第1に、収束性の良い短波長の電磁波であるため、

*慶應義塾大学理工学部電気工学科 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)

*Department of Electrical Engineering, Faculty of Science and Technology, Keio University (3-14-1, Hiyoshi, Kohoku, Yokohama-shi, 223)

高い輝度 (luminosity) の粒子ビームを加速生成することが容易である点で、第2に、単位長さ当りの加速電界が非常に高く、シンクロトロン放射損のない短い直線加速器が達成可能な点にあらう。反面、加速現象はいずれの方式においても微小スケールであり、加速長のスケールアップあるいはステージングの概念が実用化には不可欠である。

さて、実際のレーザードライバ自体は、既存のCO₂レーザー、ガラスレーザーが加速検証実験には用いられているが、高輝度粒子ビームを得る点、またステージング設計を可能とする点に着眼されたレーザー装置開発は少ない。レーザードライバに要求される性能は、Lowenthal 等⁶⁾により、粒子エネルギー、輝度に対して算出されている。例として、1 TeV、輝度 $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の粒子を100段の加速ステージで得るとした時、波長 $10\mu\text{m}$ でレーザーの繰り返し度を1 kHz とすると、各段でパルス幅約3 ps、出力10 J のレーザーが要求される。加速電界は、レーザーの波長によらずレーザー強度 (W/cm^2) で決まるため、今のところレーザー波長への強い制限はないが、Far-fieldで加速する逆FEL、逆シェレンコフ方式等では、必要とするビーム・ウエストを達成するための集光光学系の口径、間隔等が変わってくる⁶⁾。しかし、むしろ重要なのは、各コンポーネントの光学ダメージ閾値の波長依存性であらう。また、ビート波加速の場合、レーザーの波長が長く、かつ伝播する距離が長いと、プラズマの屈折率の差により、二つの異なる波長のレーザーが分離してしまうが、これも波長が $10\mu\text{m}$ 以下であれば問題はない¹⁷⁾。従って現在のところ、いずれの加速方式においても、各ステージ間で精密にレーザーの位相が固定されている、高繰り返し、高効率、短パルス、高出力レーザーがレーザーに要求される必要条件である¹⁸⁾。

このような高輝度、短パルスレーザーは、エキシマ、色素、そしてCO₂レーザーで得られるが、全加速段に要するレーザー装置の投入電力は、数100 MWにもなるので、高効率でかつコ

ンパクト性が不可欠である。CO₂レーザーは、その点高効率 (実効的に長パルスで取り出した場合) で飽和エネルギーが高く、高繰り返し性が実証されている点から、第1候補と言える。KrF レーザーを初めとするエキシマレーザーもガスレーザーであるゆえ、高繰り返し動作が可能であり、本質的には高い効率が達成可能である。しかし、レーザー上準位寿命が短い非蓄積型のレーザーであり、高効率で短パルスを取り出すためには、上準位寿命 (2~3 ns) 程度のパルス間隔を持ったパルス列が必要となる^{6,7)}。各加速段に単一パルスを供給するためには、複雑な光学系で、このパルス列を重ね合わせる操作が必要となってしまう。さらに、エキシマ媒質の飽和エネルギーは、CO₂レーザーの100分の1以下であるため、要求されるレーザー出力を得るにはCO₂レーザーの10倍以上の大口径レーザーが必要である。大口径に伴う励起用放電技術、ガス循環技術を考えると、現時点でCO₂レーザーをその第1候補と考えるのは、ごく自然であらう。

CO₂レーザーのピコ秒パルス増幅は、Corkum 等⁸⁻¹⁰⁾によって実験されており、半導体スイッチによって切り出した2 ps のCO₂レーザーパルスを8 atmの高気圧CO₂レーザーで再生増幅し (エネルギー・ステージ利得 $\sim 10^{10}$)、さらに次段で多重パルス増幅することにより、0.25 J/パルスを得ている¹⁰⁾。同様のレーザー・システムは、米国 Brook Haven 研究所での加速実験用に、Shimada 等によっても開発中である¹¹⁾。

CO₂レーザーを用いた加速実証実験は、自由誘導減衰によって作られた400 ps の波長 $9.6\mu\text{m}$ と $10.27\mu\text{m}$ のレーザーによるビート波加速方式がUCLAのJoshi等によって行なわれている¹⁹⁾。ビート波加速方式やグレーティング線型加速方式では、レーザー電界と加速電界が等しい強い結合強度が達成されるので、各加速段でそれぞれ独立したレーザーパルスが必要である。結合強度の弱い逆FEL方式や逆シェレンコフ方式では、原理的に1本のレーザーを初段から入射させて、電子ビームと一緒に伝播していけば

よいが、実際には加速の位相を合わせるためにはレーザーのステージングが必要である。従って現在考えられている大部分の加速方式にCO₂レーザーは適用でき、ステージングが可能な装置サイズでの短パルス、高効率、高出力レーザー

の開発は、全体のシステム設計とともに重要である。

CO₂分子の利得スペクトルは、数多くの振動-回転遷移から成り立っているため、増幅中において短パルスレーザーの広いスペクトルは、そのいくつかを被うことになる。その結果、増幅されたパルス波形は、入力の一パルスに対して、パルス列となって現われてくる⁹⁾。圧力を増加させて、各遷移スペクトルを拡げ、全体に連続的な利得スペクトルを得て、パルス列の生成を緩和することはできるが、10atmの圧力においても完全な単一パルスの出力を得ることは困難であることが実験的にも示されている⁹⁾。

このように、パルス幅がレーザー媒質の緩和時間よりも短く、かつ、いくつかの遷移と同時に相互作用する場合には、従来の長パルス増幅に用いられているレート方程式による解析は不可能であり、コヒーレント相互作用を扱えるMaxwell-Bloch方程式の導入が必要となる。

本論文では、短パルス高出力CO₂レーザーの増幅特性をMaxwell-Bloch方程式を解くことにより解析し、特に実効的飽和エネルギー、単一パルスを得るための条件等について考察した。

2. 基本方程式

CO₂分子の振動-回転遷移の利得スペクトルは、ガス圧力が100 Torr以上では、衝突拡がりによって支配されるため、ローレンツ型の均一拡がりを仮定することにより計算される¹²⁾。Fig. 1に¹²C¹⁶O₂の10.4 μm帯の利得スペクトルを1, 5, そして10atmにおいて計算した結果を示す。計算において各遷移の拡がりΔν_Lは、次式により求めた¹³⁾。

$$\begin{aligned}\Delta\nu_L &= (\pi T_2)^{-1} \\ &= 7.61(\phi_C + 0.733\phi_N + 0.64\phi_{He}) \\ &\quad \times P(300/T_g)^{1/2} \text{ [MHz]} \quad (1)\end{aligned}$$

ここで、 P は圧力 (Torr), T_g はガス温度(K), ϕ_C , ϕ_N , ϕ_{He} はCO₂, N₂, Heのレーザーガス

Fig.1 Calculated 10 μm gain spectrum of a ¹²C¹⁶O₂ gain medium at 1, 5, and 10 atm.

中の混合率, T_2 は誘起双極子モーメントの横緩和時間 (dephasing time) である。本論文では以下特に断らない限り, レーザーガス組成は, CO₂ : N₂ : He = 1 : 1 : 8 とする。

Fig. 1 のように低圧力においては, 各遷移の拡がり十分ではなく, 利得スペクトルはくし状に変調している。各遷移の周波数間隔は, 10 μ m P (20), R (20) 近傍で, それぞれ55GHz, 38 GHz である。レーザー加速に応用されるようなレーザーパルスは, CO₂ 媒質のコヒーレンス時間 ($T_2 \approx 208$ ps/atm) よりも短く, かつ, そのパルスのスペクトルは, いくつかの非連続的レーザー遷移を被うため, 増幅過程における実効利得, 飽和, また, コヒーレンス応答が複雑化する。

本論文において, 計算モデルは媒質の分極のコヒーレンスを考慮し, かつ, レーザーのスペクトルに含まれるマルチラインのレーザー遷移を容認した。また, CO₂ の回転準位間の密度緩和時間 T_1 は, T_2 よりも長いのが普通であるが, 対象としているレーザーのパルス幅と同等あるいは長いので, 考慮してある。入力レーザーパルスの電界は, CO₂ 分子に分極を誘起するが, もともと各CO₂ 分子はおののエネルギー準位でばらばらの周波数で振動していたため, その振動は, 有限の時間定数でdephase してくる。もちろん, このdephasing 時間が, レーザーパルス幅に対して十分短ければ, 従来の長パルス増幅に用いられているレート方程式による取り扱いが可能になる。

CO₂ 媒質のように, 入力短パルスレーザーのスペクトル内に多くの遷移が含まれる場合, 媒質全体の分極は, おののの遷移の分極の和として扱われなければならない, マルチレベルのMaxwell-Bloch 方程式が必要となってくる。Maxwell-Bloch 方程式のCO₂ 媒質への応用は, Volkin¹⁴⁾ により詳細に報告されているので, 最終的にモデル化した方程式のみをここでは記述する。

z 方向に伝播する規格化された電界を(2)式のように表わす。

$$E(z, t) =$$

$$\frac{1}{2} \{ \mathcal{E}(z, t) \exp[i(\omega_c t - \kappa z)] + C. C. \} \quad (2)$$

ここで, $\mathcal{E}(z, t)$ は, 角周波数 ω_c に比べてゆっくり変化する, 電界の振幅波形 (Slowly Varying Envelope, SVE), κ は波数 ($= \omega_c / c$)。

そして, 同様に規格化された媒質の分極は(3)式で表わされる。

$$P(z, t) =$$

$$\frac{1}{2} \sum_j \{ \mathcal{P}_j(z, t) \exp[i(\omega_c t - \kappa z)] + C. C. \} \quad (3)$$

j は, 各振動一回転遷移に対応し, $\mathcal{P}_j(z, t)$ は分極のSVE。

解くべき方程式は,

$$\text{電界: } \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -\sum_j \mathcal{P}_j \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{分極: } \frac{\partial \mathcal{P}_j}{\partial t} = & -(i(\omega_c - \omega_j) + T_2^{-1}) \mathcal{P}_j \\ & - \frac{1}{2} T_2^{-1} \sigma_j n_j \mathcal{E} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \text{反転分布: } \frac{\partial n_j}{\partial t} = & T_1^{-1} (n_j - n_j^0) \\ & + 4 (\mathcal{P}_j \mathcal{E}^* + C. C.) \end{aligned} \quad (6)$$

ここで, $n_j^0 = z(j)(N^u - N^l)$

式中, ω_j は各遷移の中心角周波数。 σ_j は, T_2 から決まる誘導放出断面積。 N^u, N^l は, 上, 下準位の振動準位の全粒子数。熱平衡状態では, レーザー遷移の上, 下準位の回転準位の密度分布は, $z(j)(\sum z(j) = 1)$ で表わされるボルツマン分布で記述されていると仮定した。Volkinの規格化された電界を用いると, 時間平均したレーザー強度は, 次式で表わされる。

$$I = \bar{S} = 2 \hbar \omega_c |\mathcal{E}|^2 \quad (7)$$

計算は, 初期値として各振動モード温度によって決められた振動準位分布, さらにガス温度から回転準位分布を求める。入力パルス $\mathcal{E}(z =$

Fig.2 Amplified output laser waveforms by a 1-atm CO_2 amplifier for various gain length products (g_0l), where g_0 corresponds to the peak small-signal gain of a P(20) transition. An input laser pulse width is 30 ps in a Gaussian shape. The input laser peak intensity is 10^{15} W/cm^2 , and the center frequency corresponds to P(20) of a $10 \mu\text{m}$ transition.

0, t) としては、ガウス型を仮定し、式(4)~(6)の連立微分方程式を4次の Runge-Kutta 法を用いて積分した。考慮したレーザー遷移は、入力レーザーの中心周波数(本論文中では、P(20)あるいはR(20)に固定した)近傍の20本の遷移である。

Volkin¹⁴⁾は、ナノ秒パルスの伝播に対して Maxwell-Bloch 方程式を解いているが、入力パルスのスペクトルは十分狭いので、マルチラインを取り扱っておらず、単一遷移のコヒーレンス応答と回転準位緩和だけを考慮している。

3. 計算結果、及び考察

小信号利得領域においては、レーザーパルスの各周波数成分は、対応する利得スペクトルに

対して独立的に増幅されているように見なせる。従って、利得媒質のスペクトルと入力パルの整合度を考えることにより、小信号利得領域での増幅特性は容易に理解できる。パルス幅による増幅特性の違いを定性的に記述すると、2つの特性時間によって、その増幅特性を分類できる。1つは、分極の dephasing 時間 (T_2) であり、もう1つは、振動 - 回転遷移の中心波長の間隔 (ΔT_L) である。(P-技では18ps, R-技では26ps)

今、媒質の圧力が1 atm 近傍で、利得スペクトルが Fig.1-(a) のように100 %変調している非連続な場合を考える。入力パルスの時間幅 (FWHM) τ_p が、 T_2 よりも十分に長い場合、パルスのスペクトルは、1つの遷移内におさまる、その遷移の小信号利得を受けて、増幅中の大き

な波形変化もなく増幅されていく。

τ_P が ΔT_L よりも長く、 T_2 よりも短い場合、逆に1つの遷移スペクトルがパルスのスペクトル内に納まるので、パルスは小信号利得領域では、filteringを受ける形になり、パルス幅の増加となって現われる。例として、Fig. 2に1 atmの媒質($T_2=208$ ps)に $\tau_P=30$ ps、ピーク強度 10^5 W/cm²のガウス型のパルス($\lambda: P(20)$)を入射させた場合の増幅波形を示す。図中の g_0 は、P(20)の共鳴遷移のピーク利得係数に対応する。

τ_P が ΔT_L よりも短くなると、パルスのスペクトルがいくつかの非連続なスペクトルを被うことになり、パルスは、くし状の利得スペクトルにより、くし状にfilteringされ、その時間軸上へのフーリエ変換波形は、 ΔT_L の周期のパルス列となる。Fig. 3に、1 atmの媒質に、ピーク強度 10^5 W/cm²、 $\tau_P=3$ psのパルスを入射させた場合の増幅波形を示す。 $\Delta T_L=18$ psに対応する間隔でパルス列が形成されている。 τ_P が T_2 よりも短い場合、小信号利得は、利得スペクトルとパルスのスペクトルの整合の度合に比例し、たとえばFig. 3の場合、実際に受ける小信号利得は、P(20)のピーク利得のわずか約10%である。増幅されるにつれて、パルスのスペクトルはfilteringされて整合度が向上してくるので実効的利得は増加してくる。

Fig. 3に示すように、パルス列は、ある段階まで後方のパルスほど高い増幅率を受けて成長していく。これは、先行するパルスによって誘起された分極の効果を後からのパルスが受けるためである。ある利得長を伝播すると、今度はパルス列のピークが前方に移行して、後方のパルスが減衰し始める(Fig. 3には、まだ現われてこない)。これは、各パルスのエネルギーがCO₂の反転分布を変化するに十分なエネルギーに達し、先行するパルスのみが高い利得を受け、後方のパルスは、涸渇した利得のみを受けるようになるためである。同様の事は、入力パルスのエネルギーが大きい場合にも起き、飽和エネルギーの単一パルスを入力すると、Fig. 4の τ_P

$=3$ ps, $I_0=1$ GW/cm²のパルスの増幅波形のように、パルス列の生成も少なくなり、前述の、パルス列のピークが、後方から前方に移ってくるのも早い時期に見られる。

これら、パルス列形成に代表される特徴は、利得媒質の圧力を上昇させて、各遷移の重なりを増加させることによって利得スペクトルをスムーズな形にすることにより、低減できる。Fig. 5, 6にその例として、5, 10 atmのCO₂媒質に $\tau_P=3$ ps, $I_0=10^5$ W/cm²のガウス型パルスを入射させた場合の増幅波形を示す。パルスの中心波長は、P(20)に対応させてある。図中の g_0 は、P(20)の共鳴遷移のピーク利得であり、非共鳴遷移の寄与は含まれていない。たとえ10 atmであっても、パルス列は形成されるが、低圧媒質に比べて改善されているのがわかる。

モデルでは、10.4 μ mのレギュラー・バンドのみを考慮して、ホット・バンド; [01'1-(11'0, 03'0) I, II], 及び[00'2-(10'1 02'1) I, II], [00'3-(10'2, 02'2) I, II]のスィークエンス・バンドの利得の効果は含まれていない。P(20), 10.4 μ m 遷移とホット・バンドのR(23), また、R(14), 10.4 μ m 遷移と 00'3 スィークエンス・バンドのR(22)は、スペクトル上でほぼ重なり合うため、実際の利得はレギュラー・バンドのみよりも少し高くなる²⁰⁾。従って、スペクトルの形も若干変わり、増幅されたパルス波形も厳密に言えば、Fig. 5, 6の結果と少し変わらなくてはならないが、本論文では、その効果は小さいと仮定して無視した。

レーザー加速のような応用の場合、いかに高いエネルギーを短い単一パルスで得るかが重要である。前述のように、圧力の低いレーザーガスを用いると、 $g_0 l$ を非常に大きくとるか、入力パルスのエネルギーを十分高くする必要がある。たとえば多重パルス増幅を考えても、得られる $g_0 l$ は10~20であり、また半導体スイッチで切り出される短パルスのエネルギーは1 μ J以下である⁸⁾。従って、現実には高い出力の単一パルスを得るには、レーザーガスの圧力を上げ、低い入力エネルギーでも、可能な $g_0 l$ の範囲内

Fig.3 Amplified output laser waveforms by a 1-atm CO₂ amplifier for various gain length products (g_0l). An input laser pulse is the same as that in Fig.2 except for the pulse width 3 of ps.

で単一パルスを得られるようにする必要がある。

そこで、高圧力動作に焦点を当てて、増幅パルスのエネルギーの飽和と、単一パルスの生成について考察してみる。Fig. 7, 8 に、レーザーガス圧 5, 10atm の場合に、それぞれ 3ps, 30ps のガウス型パルスを入力した場合の利得の変化を $g_0(P(20))l$ に対してプロットした。入力パルスのピーク値 I_0 は、いずれも 10^6 W/cm² で一定である。図中の実線は、Franz-Nodvik の式

$$E_{out} = E_s^* \ln[1 + \exp(g_0^* l) \exp(E_{in}/E_s^*) - 1] \quad (8)$$

を合てはめた結果を示す。式(8)で、 E_s^* は実効的飽和エネルギー、 g_0^* は実効的小信号利得とする。すでに述べたように、増幅途中でパルス

のスペクトルが変調され、利得スペクトルとの整合が改善されるため、Fig. 7, 8、特に $\tau_p = 3$ ps の場合から明らかなように、小信号利得領域でも $G = \exp g_0^* l$ に沿っておらず、 g_0^* が距離とともに増加している。Fig. 7 の圧力 5 atm において、式(8)を合てはめた結果、実効的小信号利得 g_0^* を、 $P(20)$ のピーク利得に対して、 $\tau_p = 3, 30$ ps のパルスについて、それぞれ約 0.8, 0.9 倍にすることによって最も良い近似を得た。Fig. 8 の圧力 10atm においては、 $\tau_p = 3, 30$ ps について、それぞれ $g_0(P(20))$ の 1.1, 1.2 倍となった。

CO₂ レーザーにおいては、2 種の飽和エネルギーが一般に定義される¹⁵⁾。

$$E_s^0 = \frac{h \nu}{2 \sigma} \quad (9)$$

Fig.4 Amplified output laser waveforms by a 1-atm CO₂ amplifier for various gain length products (g_0l). An input laser pulse is the same as that in Fig.3 except for the peak intensity of 10^9 W/cm². Quantities I_p shown in the figures are the peak intensities of the highest pulse in the train.

$$E_s = \frac{E_s^0}{z(j)} \quad (10)$$

E_s^0 は、1つの振動一回転遷移の飽和、 E_s はすべての振動準の飽和にほぼ一致する。パルス幅が回転緩和時間 T_1 より十分に長ければ、増幅は、(10)式の E_s で決められ、逆に T_1 より短いと E_s^0 が適応される。パルス幅がさらに短く、 ΔT_L より短いと、パルスはいくつかの遷移と同時に作用するので、飽和エネルギーの定義はそう簡単ではない。

圧力が低く、利得スペクトルが非連続の場合、飽和を受ける時のパルスのスペクトルは、利得スペクトルによる filtering をすでに経験しており、非連続に変調されているから、パルスの各遷移に対応するスペクトル成分は独立に飽和増幅されるように考えて良いであろう。従って、

パルス全体の飽和は、各スペクトル成分の和で定義できる。パルス強度は、(7)式のように電界の2乗に比例するので、次式のように ΔT_L より短いパルスの飽和エネルギーは、 ΔT_L より長いパルスに比べて $(\Delta T_L / \tau_p)^2$ だけ大きいはずである。

$$I(z) \propto \sum J_j^2 \approx (\Delta T_L / \tau_p)^2 J_j^2 \quad (11)$$

1 atm のレーザーガスに 10^9 W/cm²、 $\tau_p = 3$ ps のパルスを入射した場合を例にとると、計算結果に Franz-Nodvik の式を合てはめて、 $g_0^* = 0.4 g_0$ (P20)、 $E_s^* = 180$ mJ/cm² が得られた。 $(\Delta T_L / \tau_p)^2$ は、約36、 E_s^0 は 1 atm で 6 mJ/cm² であるから、ほぼ前述の単純化したモデルが適用できる。

圧力を上げて、各遷移のスペクトルの重なりを大きくすると、飽和エネルギーの定義は複雑

Fig. 5 Amplified output laser waveforms by a 5-atm CO_2 amplifier for various gain length products (g_0l). An input laser pulse width is 3 ps in a Gaussian shape. The input laser peak intensity is 10^5 W/cm^2 , and the center frequency corresponds to $P(20)$ of a $10 \mu\text{m}$ transition. Quantities I_p shown in the figures are the peak intensity of the highest pulse in the train.

化する。3 atm の圧力のレーザーガスに、 10^9 W/cm^2 、 $\tau_p = 3 \text{ ps}$ のレーザーを入射すると、得られる実効的小信号利得は $0.6 g_0$ ($P(20)$)、 $E_s^* = 400 \text{ mJ/cm}^2$ であった。一方、共鳴遷移のみを考えた場合、 E_s^* は 648 mJ/cm^2 となるので、非共鳴のパルスの周波数成分の影響が、3 atm ですでに各遷移の飽和に寄与しているのがわかる。

Fig. 7 の 5 atm の場合、飽和エネルギー E_s^* は、3, 30 ps のパルス幅に対して、350, 80 mJ/cm^2 である。取り出し可能エネルギーを $g_0^* E_s^* l$ で定義すると、3 ps のパルスは、30 ps パルスの 4 倍のエネルギーが取り出し可能となる。Fig. 8 の 10 atm の場合、 E_s^* は、3 ps, 30 ps のパルス幅に対して、550, 450 mJ/cm^2 である。

利得スペクトルがかなりスムーズになっているので、 $g_0^* E_s^*$ も、10 atm では、3 ps と 30 ps のパルス間の差は低圧に比べてかなり少なくなっている。Corkum 等⁹⁾は、10 atm のレーザーガス圧において、実験的に $E_s^* = 450 \text{ mJ/cm}^2$ を 2 ps のパルスを用いて得ている。

増幅過程における利得とその飽和は、入力パルスのスペクトルと、利得スペクトルの整合度に依存するので、たとえパルス幅が T_1 より十分に短くとも、均一な広がりを持った利得媒質に適用されるように、単純に増幅エネルギーを Franz-Nodvik の式をもって見積り、システムを設計することはできない。たとえば、多段増幅システムを考えた場合、増幅特性は、前段で得られたパルスエネルギーが同じでも、それ

Fig. 6 Amplified output laser waveforms by a 10-atm CO₂ amplifier for various gain length products (gol). An input laser pulse is the same as that in Fig. 6. Each quantities I_p shown in the figures is the peak intensity of the highest pulse in the train.

が単一パルスか、パルス列かでは異なってくる。従って厳密に述べれば、すでに示した各圧力での g_0^* , E_s^* の計算結果は、用いた入力レーザーのピーク値、波形にのみ適用される値である。各増幅段の出力が単一パルスであるように設計をすれば、システム設計は容易となるので、単一パルス出力を得る条件を求めることは、非常に重要である。

Fig. 9 に圧力 10 atm の場合、P (20), R (20) の中心波長を持つ、 $\tau_p = 3 \text{ ps}$ のパルスの利得曲線と、パルス列の中の最も高いピーク出力と、二番目に高い出力との比 (aspect 比) をプロットした。小信号利得領域では、パルス列の成長が早く、aspect 比が増大している。増幅利得の飽和と共に、1つのパルスにエネルギーが集中してくるのがわかる。P 一枝と R 一枝を比較

すると、R 一枝の方が各遷移の中心波長間のエネルギー差が小さく、利得スペクトルがなめらか (Fig. 1 参照) であるため、パルスと利得スペクトルの整合が良く、そのため、 g_0^* も P 一枝より高く、又、パルス列の成長も P 一枝ほど大きくはない。単一パルス形成も R 一枝の方が早い。

Fig. 10 に、ピーク出力 10^{11} , $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ に達した時のパルス波形を示す。 10^{11} W/cm^2 においては、まだ十分に飽和しきっておらず、 $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ に達すると、P, R 一枝共に、ほとんど単一パルスにエネルギーが集中する。このことから、増幅器内でのレーザー強度を $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ まで増加させれば、出力パルスは単一パルスになると見積ってよいであろう。入力パルスが、 $I_0 = 10^5 \text{ W/cm}^2$ のガウス型の場合、

Fig. 7 Plots of energy gain as a function of the small-signal gain length product ($g_0 l$) obtained for 3 and 30 ps short pulses amplified by a 5-atm CO_2 amplifier. The input laser intensity is 10^6 W/cm^2 for both pulse widths. Solid lines are a best fitted Frantz-Nodvik function (see text).

Fig. 8 Plots of energy gain as a function of the small-signal gain length product ($g_0 l$) obtained for 3 and 30 ps short pulses amplified by a 10-atm CO_2 amplifier. The input laser intensity is 10^6 W/cm^2 for both pulse widths. Solid lines are the best fitted Frantz-Nodvik function (see text).

Fig. 9 より, R 一様を用いても $g_0(R(20))l = 22$ が必要であり, 典型的な値として $g_0 = 2\%/\text{cm}$ を仮定すると, 必要な増幅長は11mとなる。

今まで, 10atm の圧力での動作を考察してきたが, 現実のシステムは, 1 kHz 程度の繰り返し動作が要求され, 10 atm 下での高繰り返し動作は, 放電, ガス循環の技術が容易ではない。ここで, 利得スペクトルの変調をもっと低圧力で低減するために CO_2 の利得スペクトルの同位体シフトを利用することを考えてみる^{10, 11)}。対称形の CO_2 分子 ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$, 又は, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$) は, 非対称の回転準位がないので, $(00^0 1)$ のレーザー上準位は, 奇数の回転量子数しか持たない。逆に下準位の $(10^0 0$, 又は, $02^0 0)$ は, 偶数しかない。O 原子を異なる同位体で置き換えた $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ は, 上, 下準位とも, 奇数, 偶数いずれの回転量子数をも持つ。従って, 単一同位

体 CO_2 に比べて, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ は, 振動-回転遷移の数が2倍になる。当然, 各回転準位の CO_2 密度は半分になる。従って, 単一同位体 CO_2 10 atm と相似の利得スペクトルが, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ では低い圧力で達成できる。

Fig. 11 に, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$ を 1 : 2 : 1 で混合 (平衡状態) したレーザー媒質の利得スペクトルの計算結果を示す¹⁶⁾。Fig. 1 の単一同位体 $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ に比べて低圧でなめらかなスペクトルが得られている。5 atm の同位体混合ガスを用いて得られた増幅パルスの例を, 同一励起条件で 5 atm の単一同位体ガスで得られたパルス波形と共に Fig. 12 に示した。期待した通り, 同じ増幅長を伝播した後は, 同位体

Fig.9 Plots of power gain as a function of the small-signal gain length products ($g_0 l$) obtained for a 3 ps short pulse amplified by a 10-atm CO₂ amplifier. The input laser intensity is 10^5 W/cm². Aspect ratios defined by the ratio of the second highest peak intensity to the highest peak intensity in a pulse train are also plotted.

混合ガスからの出力の方が、単一同位体ガスからの出力に比べて単一パルスにほとんどのエネルギーが集中している。しかし、励起エネルギーが単一同位体ガスの場合に比べて、2 倍の遷移数に分配されるので、実効的小信号利得は、低くなる。反面、5 atm における実効的飽和エネルギーは、600 mJ/cm² と単一同位体ガスの 1.7 倍と高い。このように、同位体混合ガスは、低い圧力で、単一パルスを増幅することができ、 E_s^* が高という長所がある。しかし、もちろんガスは高価になる。

最後に、出力 5 J /パルスの 3 ps の単一パルスを得るシステムの例を Fig.13 に簡略的に示す。Corkum 等⁸⁾の実験により、半導体スイッチにより切り出されるパルスは、1 μ J, 3 ps を仮定した。一般に使用される CdTe の半導体スイッチは、ダメージ閾値が CO₂ レーザーの光学系で最も低いので、この切り出しのステージでの出力増加は困難である。再生リング増幅器に

Fig.10 Amplified output laser waveforms at intensities of 0.1 TW/cm² and 5 TW/cm² for the P(20)-and R(20)-branch operations. These correspond to the plots shown in Fig.9.

Fig. 11 Calculated $10\ \mu\text{m}$ gain spectrum of multi isotope mixtures at 1, 5, and 10 atm. The mixing ratio at the equilibrium condition is $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2 : ^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O} : ^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2 = 1:2:1$.

より、増幅器内レーザー強度が単一パルスが形成される $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ まで増幅し、ポッケルセルで取り出す。ポッケルセル素子の平均負荷は、50W程度以下にする必要がある。Fig. 13のシステムでは、リング増幅器からの平均出力

は40Wである。Corkum 等⁹⁾の実験によると、3 ps のパルスに対する NaCl の破壊閾値は約 500 mJ/cm^2 、金蒸着のステンレス鏡は、垂直入射で約 1 J/cm^2 である。しかしながら、これらの値は単ショットに対してであり、1 kHz での破壊閾値に関するデータはない。増幅器内のレーザー強度を強め、光学系でのフルエンスを抑えるため、ビームは、増幅器中心に絞込む内部焦点型とする。取り出されたレーザーは、径を広げられ、最初の凹面鏡で増幅器中心に集光され、入力レーザー強度約 10^9 W/cm^2 を達成する。増幅器は、長さ 1 m で、4 回の多重増幅を用いる。入力 10^9 W/cm^2 に対して、単一パルスを得るために必要な $g_0 l$ は約 10 である。従って、増幅中の各パルスにおいては、パルス列が得られているが、最終パス後は、単一パルスになる。

増幅器内のレーザー強度は、 E_s^* の 5～10 倍であり、瞬時の取り出し効率が高いが、一般的に約 $1\ \mu\text{s}$ の励起パルスに対して、約 30 ns の遅延を持つ 4 パスの取り出しでは、 N_2 ガスに蓄積されているエネルギーを効率良く取り出せない。又、内部焦点型のビーム形状では、幾何学的取り出し効率も高くなれない。入力レーザーの強度を下げ、パスの回数を多くすることは可能であるが、光学系でのフルエンスを低くするために、励起長の外ではビームを広げる必要があり、比較的口径の大きい鏡を用いるので、 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ 程度の増幅器断面では、パスの数は限定されてしまう。解決策としては、短パルスによる CO_2 増幅器の励起。また、リングレーザーで、時間間隔数 10 ns の burst モードのパルス列を作り、増幅されたそのパルス列の 1 つ 1 つを各加速ステージに供給するようなアイデアが考えられる。

効率面では、若干の問題が残されるが、総平均出力 1 MW 以上を必要とするレーザー加速用のレーザーシステムは、100 段のステージングを想定すると、各段のシステムの大きさは決して巨大なものではなく、市販のレーザーを応用することが可能である。

Fig.12 Typical amplified output laser waveforms of short pulse CO₂ laser amplified by a 5-atm single-and multi-isotope mixtures. The input laser pulse width is 3 ps in a Gaussian shape. The input peak intensity is 10^8 W/cm². The center frequency is P(20) of a 10 μ m transition of ¹²C¹⁶O₂.

Fig.13 Schematic of multi-pass amplifier chains for 5 TW, 5J CO₂ laser.

4. 結 論

多くの振動一回転遷移からなる不均一な拡がりを持つCO₂ レーザー媒質による、ピコ秒パルスの増幅の様相を Maxwell-Bloch 方程式を導入したモデルにより解析した。増幅過程での利得とその飽和、そして増幅パルス波形は、利得スペクトルとパルスのスペクトルとの整合度に依存し、入射レーザーのパルス幅、レーザーガスの圧力により大きく変わる。

レーザー加速に应用するための、単一パルス

を増幅するためには、レーザーガスを10atm以上に高めるか、または、高価な同位体混合ガスを用いる必要があり、その場合でも、適当な増幅長で単一パルスを得るためには、入力レーザーの増幅器内強度をTW/cm²まで上げる必要がある。本論文では取り上げなかったが、レーザー強度を強めると、レーザー媒質中での多光子過程によるイオン化が生じブレイク・ダウンが生じる⁹⁾。また、今回の解析では、自己集束効果のような二次元的影響は含めなかったが、TW/cm²もの強大なレーザー強度になる過程では、当然予想される。すでに実験的にも観測されているように⁹⁾、ブレイク・ダウンによる周波数チャージング、また予想される多光子吸収による実効的利得減少(透過可能な最大レーザー出力も決められてしまうであろう)、そして、自己集束効果によるパルス波形の変化等は、今後、 $10^9 \sim 10^{12}$ W/cm²のレーザー強度でのピコ秒CO₂ レーザーの増幅実験を通して理解していかなくてはならない重要な要素である。従って、CO₂ レーザーは、その高い飽和エネルギーと確立した技術から、有力なレーザー加速用のドラ

イバーと言えるが、単一パルスで増幅出力を取り出し、またさらに、 N_2 分子に蓄積したエネルギーをも効率よく取り出してシステムの効率を向上させるためには、依然として解決すべき点が多い。

近年の XUV, X-ray 領域でのコヒーレント光発生のための色素レーザー / エキシマレーザーによるピコ秒, サブピコ秒増幅システムの研究同様に、研究開発が必要な分野と思われる。

参 考 文 献

- 1) K. Shimoda: Appl. Opt., **1** (1962) 33.
- 2) Y. Takeda, and I. Matsui: Nucl. Instr. & Meth., **62** (1968) 306.
- 3) C. Joshi, and T. Katsouleas (ed): *Laser Acceleration of Particles* (AIP Conference Proceedings, No. 130, AIP, New York, 1985).
- 4) T. Tajima, and J. M. Dawson: Phys. Rev. Lett., **43** (1979) 267.
- 5) R. H. Pantell, and T. I. Smith: Appl. Phys., **B28** (1982) 154.
- 6) D. Lowenthal, and J. Slater: in *Laser acceleration of Particles* ed. C. Joshi, and T. Katsouleas (AIP Conference Proceedings, No. 130, AIP, New York, 1985) p. 518.
- 7) F. Kannari, W. D. Kimura: J. Appl. Phys., **63** (1988) 1299.
- 8) P. B. Corkum: Opt. Lett., **8** (1983) 514.
- 9) P. B. Corkum: IEEE J. Quantum Electron., **QE-21** (1985) 216.
- 10) C. Pollard, and P. B. Corkum: Technical digest of XV Int. Quantum Electron. Conf., Baltimore, April, 1987, p. 106.
- 11) T. Shimada, I. J. Bigio, N. A. Kurnit, and R. F. Harrison: Technical Digest of Conf. on Lasers and Electro-Optics, Anaheim, April, 1988, p. 422.
- 12) A. J. Alcock, R. Fedosejevs, and A. C. Walker: IEEE J. Quantum Electron. **QE-11** (1975) 767.
- 13) R. L. Abrams, Appl. Phys. Lett., **25** (1974) 609.
- 14) H. C. Volkin: J. Appl. Phys., **50** (1979) 1179.
- 15) E. E. Stark, Jr., W. H. Reichelt, G. T. Schappert, and T. F. Stratton: Appl. Phys., Lett., **23** (1973) 322.
- 16) L. C. Bradley, K. L. Soohov, and C. Freed: IEEE J. Quantum Electron., **QE-22** (1986) 234.
- 17) S. Singer: in *Laser Acceleration of Particles* ed. C. Joshi, and T. Katsouleas (AIP Conference Proceedings, No. 130, AIP, New York, 1985) p. 475.
- 18) L. C. Teng: ibid. p. 1.
- 19) C. Joshi: Technical Digest of Conf. on Lasers and Electro-optics, Anaheim, April, 1988, p. 174.
- 20) A. Endoh, T. Sato, S. Watanabe, and H. Kashiwagi, J. Appl. Phys., **51** (1980) 1945.