

臨界プラズマ散乱計測用サブミリレーザの開発 I : TEA CO₂ レーザーサブミリレーザ系の評価

岡田, 龍雄
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

真鍋, 由雄
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

加藤, 公久
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

古賀, 和幸
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

他

<https://doi.org/10.15017/17516>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 2 (2), pp.53-60, 1981-01-20. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :



臨界プラズマ散乱計測用サブミリレーザの開発 I TEA CO₂ レーザーサブミリレーザ系の評価

岡田 龍雄*・真鍋 由雄**・加藤 公久**
古賀 和幸**・村岡 克紀*・赤崎 正則*

Development of the SMM Laser for the Scattering Experiment of the Fusion Plasma I Evaluation of the TEA CO₂-SMM Laser System

Tatsuo OKADA, Yoshio MANABE, Kimihisa KATO,
Kazuyuki KOGA, Katsunori MURAOKA
and Masanori AKAZAKI

(昭和 55 年 10 月 31 日 受理)

Abstract

Requirements for a TEA CO₂ laser-pumped submillimeter (SMM) laser system, for the collective scattering measurement of a Tokamak ion temperature, is discussed. As a result, specifications for the SMM laser are found as follows. Required power is in excess of 5 MW, which is mainly limited by the SN ratio against the cyclotron radiation, with the spectral width of less than 50 MHz and the pulse duration of more than 200 ns. In order to develop such a SMM laser, the TEA CO₂ laser has to have a power in excess of 1 GW and operate on a single mode with some tunability. Additionally, the system should be compact to be acceptable as a diagnostic tool. Subsequently, it is shown, based on a rate-equation model, that a TEA CO₂ laser, injection-locked by a single-moded TEA CO₂ laser, has the above requirements. It is further argued that it would be impossible to lengthen the SMM laser pulse duration beyond 500 ns at a high pump level, due to the complete excitation of the lower vibrational state.

1. ま え が き

現在各国で建設が進められている臨界プラズマ装置のイオン温度測定法として、プラズマ壁近傍の測定に限られる従来の高速中性粒子のエネルギー分析による方法に代って、協同散乱計測法が注目されており、研究開発が集中的に進められている。臨界プラズマの散乱計測で扱う波長は、サブミリ（以下 SMM と略す）領域となるため、ディテクターやヘテロダイン検波用局所発振器を中心に多くの技術的問題がある。特に、散乱用光源となる高出力シングルモードのサブミリレーザの開発が重要である。

高出力シングルモードサブミリレーザの研究開発は、この数年 D₂O レーザ (0.385 mm) に関して集中的に行なわれており、200 MW のシングルモード TEA CO₂ レーザ励起に対し、既にパルス幅 100 ns、出力パワー 800 kW が報告され¹⁾、測定可能な域に達しようとしている。しかし、発振波長、パルス幅は十分なものとは言えず、励起用レーザを含めた系は、計測用としては、あまりに大型化しすぎる欠点がある。

このような現状に鑑み、我々は、コンパクト化を主眼に TEA CO₂ レーザー SMM レーザの開発に着手したが、本報では、散乱計測に必要なレーザ系の評価と、コンパクトな高出力シングルモード TEA CO₂ レーザの構成方式について述べる。まず、2 で散乱計測に必要な SMM レーザの仕様について評価を行な

* エネルギー変換工学専攻

** エネルギー変換工学専攻修士課程

う。3では、2の議論に基づいて、高出力 SMM レーザ及び励起用 TEA CO₂ レーザ開発の現状と問題点について検討を行なう。4では、高出力シングルモード TEA CO₂ レーザをコンパクトに実現可能なことから有望視されている注入ロック方式についてレート方程式による解析を行ない、注入スペクトルへの引き込み及びパルス整形の両面で有望であることを示す。

2. SMM レーザに要求される性能

協同散乱現象を利用して臨界プラズマのイオン温度の測定を実現するには、散乱光源となる SMM レーザは幾つかの条件を満たさなければならない。ここでは、特に TEA CO₂ レーザ—SMM レーザ系の設計・開発の重要なパラメータとなる、(i) 発振波長、(ii) 発振スペクトル幅、(iii) SMM レーザ出力パワー、(iv) SMM レーザ出力パルス幅（出力エネルギー）について評価を行なう。

2.1 発振波長

散乱計測によりプラズマイオン温度の測定を行なうには、SMM レーザの波長 λ_{sm} は、実現可能な散乱角 θ_s で、協同散乱の条件、すなわち、

$$\alpha \equiv \frac{1}{\lambda_D k} = \frac{1}{\lambda_D \cdot \frac{4\pi}{\lambda_{sm}} \sin \frac{\theta_s}{2}} > 1 \quad (1)$$

を満たさなければならない²⁾。ここで、 λ_D はデバイ長で、臨界プラズマ ($T_e = T_i \approx 10$ keV, $n_e \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)

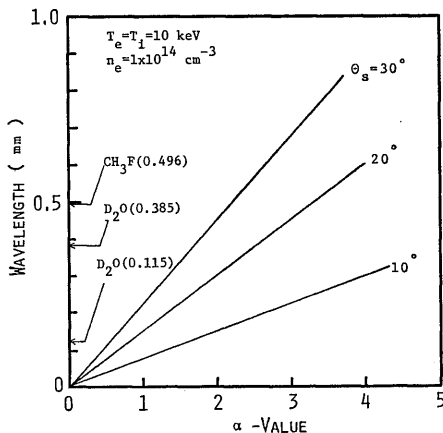


Fig. 1 The relation between the SMM wavelength λ_{sm} and α obtained from Eq. (1) for the various scattering angles.

で約 70 μm である。Fig. 1 に、 θ_s をパラメータとして、 α と λ_{sm} の関係を示す。十分な散乱角 ($\theta_s \geq 10^\circ$) で $\alpha \approx 2 \sim 4$ を得るには、遠赤外のレーザが必要である。Fig. 1 には、代表的 SMM レーザの波長を示したが、現在高出力が期待できる D₂O レーザ (0.385 mm) の波長で研究が集中的に行なわれている。従ってディテクタや局所発振器も $\lambda_{sm} = 0.385 \text{ mm}$ を中心に研究されている。しかし、臨界プラズマ装置では、後述のように $\lambda_{sm} = 0.385 \text{ mm}$ では背景光としてのサイクロトロン放射が大きいので、この点からはより短波長 ($\sim 0.2 \text{ mm}$) の SMM レーザが好ましい。

2.2 発振スペクトル幅

ドプラー拡がりによって $\sim 1 \text{ GHz}$ 程度に広がった散乱スペクトルのプロファイルを十分な精度で測定するには、SMM レーザのスペクトル幅は $\sim 50 \text{ MHz}$ 以下が必要である。

2.3 SMM レーザ出力パワー

Fig. 2 に示す実験系において散乱計測に必要な SMM レーザパワーを評価する。良く知られているように、散乱パワー P_s は、

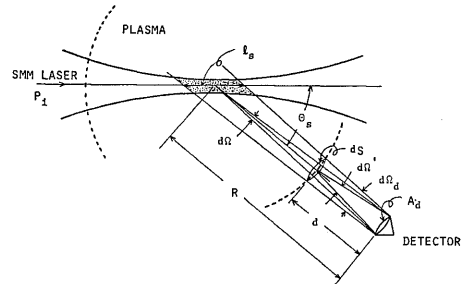


Fig. 2 Geometrical arrangement in the SMM scattering experiment.

$$P_s = P_i n_e r_0^2 S_i(k) l_s d\Omega \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 P_i は入射 SMM レーザパワー、 r_0 は電子の古典的半径で $r_0^2 = 8 \times 10^{-30} \text{ m}^2$ である。 $S_i(k)$ は、散乱パワーのうちイオン項による寄与分を表わし、 $T_e = T_i$ で価数 $Z = 1$ のプラズマに対し、

$$S_i(k) = \frac{\alpha^4}{(1 + \alpha^2)(1 + 2\alpha^2)} \quad (3)$$

であり²⁾、 $\alpha \approx 2 \sim 4$ に対し $S_i \approx 0.4$ で α の増大とともに 0.5 に漸近する。 l_s と $d\Omega$ は各々散乱長及びディテクタが散乱中心に対して張る立体角である。へ

テロダイン検波による計測法を仮定すれば, Fig. 2 のディテクタの受光面積 A_d , ディテクタのアクセプタンス角を $d\Omega_d$ とした時,

$$\left. \begin{aligned} d\Omega &= \frac{A_d}{R^2} \\ l_s &= \frac{R\sqrt{d\Omega_d}}{\sin \theta_s} \\ d\Omega_d A_d &= \lambda_{sm}^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

の関係がある³⁾. ここで R は, 散乱中心とディテクタとの距離である.

式(2), (4)より

$$\frac{P_s}{P_i} = 3 \times 10^{-12} \frac{\lambda_s \sqrt{d\Omega}}{\sin \theta_s} \quad (5)$$

となり, 典型的数値例として $\lambda_{sm} = 0.385$ mm, $\theta_s = 30^\circ$, $d\Omega = 10$ mrad. を代入すれば, $P_s/P_i \approx 2 \times 10^{-14}$ となる. これがイオンの熱運動に起因する散乱スペクトル幅 $\Delta f \approx 1$ GHz に等しく分布するとすれば,

$$\frac{P_s}{P_i} \approx 2 \times 10^{-23} / \text{Hz} \quad (6)$$

となる.

これに対し, 現在ショットキダイオードを用いたディテクタ系の NEP は $10^{-18} \sim 10^{-19}$ W/Hz に達しており⁴⁾, S/N 比 1 に対し $P_i \approx 100$ kW で十分である. しかし, 実際の散乱計測においては, 背景光が S/N 比に大きな影響を与え, 特に, 臨界プラズマではサイクロトロン放射の影響が大きいことが予想される.

サイクロトロン放射 P は, 低次高調波に対しては,

$$P = P_B \left[1 - \exp \left\{ - \sum_{n=18}^{\infty} \frac{n_e e^2}{\pi^2 \epsilon_0 c \xi T_e} \left(\frac{\kappa T_e}{2 m_e c^2} \right)^n \frac{n^{2n-2} n!}{\{(n-1)!\}^2} \frac{R_0}{n \omega_0} \phi_n(r, \omega_n) \right\} \right] \quad (7)$$

ここで P_B は黒体放射パワースペクトルで $h\nu \ll \kappa T_e$ に対しては, レーリー・ジーンズの式で与えられ,

$$P_B = \xi T_e \omega^2$$

$$\xi = \frac{\kappa}{8 \pi^3 c^2}$$

である⁵⁾. 但し, κ はボルツマン定数である. R_0 はトカマク装置の主半径, r はプラズマ半径で, ϕ_n は磁場の不均一性によるスペクトルの形状, ω_0 はサイクロトロン周波数で, $B = 5$ T に対し, $\omega_0 = 1.4 \times 10^{11}$

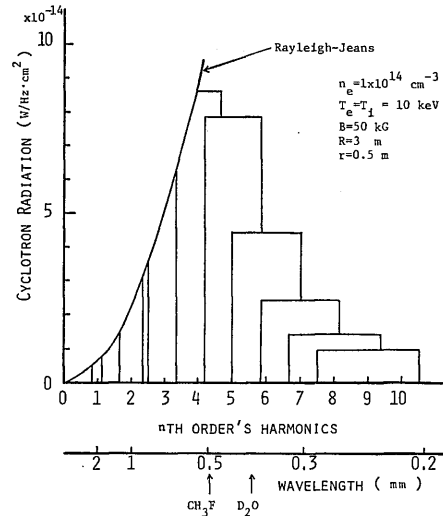


Fig. 3 Spectral distribution of the cyclotron radiation.

Hz である. $r = 0.5$ m, $R_0 = 3$ m として, 簡単のために各高調波の重なりを無視して ϕ_0 を矩形で近似した時のサイクロトロン放射パワーの波長依存性を Fig. 3 に示す. これから, $\lambda_{sm} = 0.385$ mm は数次の高調波に過ぎず, サイクロトロン放射パワーの上限として黒体放射で近似すると, Fig. 2 の測定系でディテクタに落ちるサイクロトロン放射によるノイズパワー P_r は,

$$P_r = P_B dS d\Omega' \quad (8)$$

となる. dS はディテクタがプラズマ表面で切る面積, $d\Omega'$ はこの表面がディテクタを見込む立体角であり, 式(4)と同様にして

$$\left. \begin{aligned} d\Omega' &= \frac{A_d}{d^2} \\ dS &= d^2 d\Omega_d \\ d\Omega_d A_d &= \lambda_{sm}^2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

の関係を用いて,

$$P_r = \lambda_{sm}^2 P_B \quad (10)$$

となり, $\lambda_{sm} = 0.385$ mm として

$$P_r = 10^{-16} \text{ W/Hz}$$

となる.

$P_s > P_r$ を満すには, SMM レーザパワー P_s は ~ 5 MW 以上を必要とする.

このように, S/N 比は主にサイクロトロン放射により制限されており, この点からは, SMM レーザの

波長は D_2O レーザ(0.385 mm) のそれよりさらに短波長であることが好ましい。

2.4 SMM レーザパルス幅

ディテクタで局所発振器からの出力と混合された信号出力は、IF アンプ、積分器等の信号処理系を通過するが、この系全体の S/N 比は、

$$\frac{S}{N} = \frac{P_s}{P_s + P_N} \sqrt{1 + \delta T} \quad (11)$$

で与えられる⁶⁾。ここで P_s は信号パワー、 P_N はディテクタでのノイズパワー、 δ はフィルターのバンド幅、 T は観測時間、すなわち SMM レーザのパルス幅である。 $P_s \gg P_N$ に対して、 S/N 比は、レーザパルス幅 T の延長によってのみ改善が可能である。

最近、Morgan らは計算機シミュレーションにより、レーザパルス幅 T と S/N 比およびその時のイオン温度測定に含まれる誤差 $\Delta T_i/T_i$ を評価している⁷⁾。Fig. 4 は、その結果をプロットしたものである。100 ns の SMM レーザを用いた時の $\Delta T_i/T_i$ は 40 % 以上とかなり大きい。Morgan らは、Fig. 4 の結果より $T > 1 \mu s$ の SMM レーザの必要性を強調している。

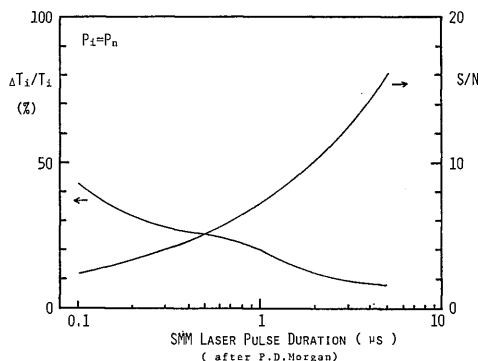


Fig. 4 The dependence of the SN ratio and the accuracy of measurements on the SMM laser pulse duration.

一方、SMM レーザは、基底振動単位 ($v=0$) から光励起により励起振動単位 ($v=1$) に励起し、 $v=1$ 単位内での回転単位間遷移を利用しているが、振動単位間の緩和速度 k_v は、通常の動作圧では、 $\sim 1 \mu s$ 程度の励起光パルス幅より十分遅いので ($k_v \sim 10^4 s^{-1}$)、励起を続けると $v=0$ 単位の分子数は減少してくる。このボトルネック効果により、高出力 SMM レーザではレーザパルス幅を長くすることに

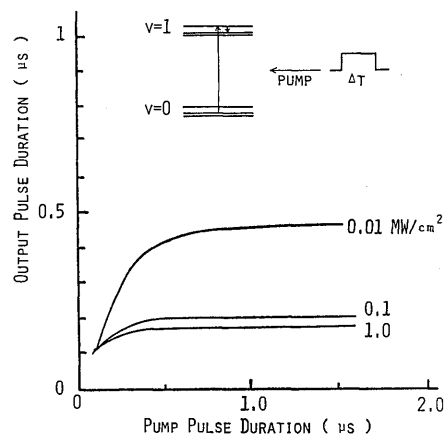


Fig. 5 Output pulse duration of the SMM laser as a function of the pump pulse duration for the various pump power intensity.

は、本質的な困難さが伴う。これは、ラマン型遷移を利用した場合でも同様である。Fig. 5 は、Temkin と Cohn によるレート方程式モデル⁸⁾ を用いて計算した矩形励起光パルス幅と SMM レーザ出力パルス幅の関係を励起パワー強度をパラメータとして示したものである。1 MW/cm² 程度の通常の励起パワーで $\sim 1 \mu s$ 程度の SMM レーザパルスを得ることは困難である。Fig. 4 と Fig. 5 を比べて見ると、SMM レーザパルス幅として 200~300 ns 程度が適当と考えられる。

以上の結果を Table 1 にまとめて示す。

Table 1 Specifications for the SMM laser.

Wavelength	0.1-0.4 mm
Line-width	≤ 50 MHz
Output power	≥ 5 MW
Pulse duration	≥ 200 ns

3. TEA CO_2 レーザ-SMM レーザ系

3.1 SMM レーザの現状

現在、SMM レーザの高出力化は、 D_2O レーザ (0.385 mm) に関して集中的に行なわれており、動作方式は次の3種に大別できる。

- (i) Amplified Spontaneous Emission (ASE)
- (ii) Oscillator-Amplifier System (OAS)
- (iii) Stimulated Raman Laser (SRL)

Table 2 Development of the TEA CO₂ laser-pumped SMM laser.

System arrangement	A S E		O A S		S R L
Molecules	CH ₃ F	D ₂ O	CH ₃ F	D ₂ O	D ₂ O
Pump CO ₂ laser wavelength (μm) pump power (MW) spectral purity	P (20) 9.55 R (22) 9.26 200 150 Multi-mode		P (20) 9.55 R (22) 9.26 200 200 Multi-mode		R (22) 9.26 400 Single mode
SMM laser wavelength (mm) power (MW) spectral width (MHz) pulse duration (ns) pulse shape	0.496 1 600 40 irregular	0.385 10 400 60 irregular	0.496 0.6 30(+ A S E) 40 modulated	0.385 0.2 70(+ A S E) 65	0.385 0.8 30 100
Ref.	(15)	(16)	(17)	(18)	(1)

Table 2 に、これまで報告された上記 3 方式での動作特性をまとめた。

Table 2 からわかるように、一般に、SMM レーザは、利得が大きく ASE が起こり易く、増幅方式でスペクトル幅の狭い高出力光を取り出すことは困難であり、現在 SRL 方式が最も優れた方式と考えられている。

Woskoboinikow らは、シングルモード化された出力～400 MW の TEA CO₂ レーザ励起 D₂O レーザ (0.385mm) で、スペクトル幅～30 MHz 出力パワー 1 MW、パルス幅 100 ns を得ている¹⁾。CO₂ レーザの波長を D₂O 吸収線の近傍±1.5 GHz にわたって同調した時、それに対応して SMM レーザの発振波長が変化することから、この発振は SRL に基づくものと理解された。この場合、同調可能なシングルモードの TEA CO₂ レーザで励起することが本質的に重要である。

3. 2 SMM レーザ励起用 TEA CO₂ レーザ

現在、SMM レーザの動作原理については、かなりの知識が蓄積されており⁹⁾、**Table 1** に従って SMM レーザ励起用 TEA CO₂ レーザの仕様を推定できる。結果を **Table 3** に示す。TEA CO₂ レーザは、出力エネルギーに関しては、特に問題はない。しかし、通常の TEA CO₂ レーザの発振波形にみられるゲインスパイク部のパルス幅は 100 ns 以下であるので、パルス幅を 200～300 ns とするには、スパイク部を波形整形する必要がある。さらに、ラマン遷移を利用して効率よくシングルモード SMM レーザ光を得るには、シングルモード TEA CO₂ レーザ光を圧力拡がりしたゲイン幅内±1GHz 程度にわたって同調可能な

Table 3 Specifications for the TEA CO₂ laser.

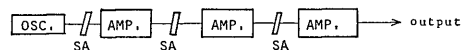
Output Power	～GW
Line-width	～30 MHz
Tunability	±1.5 GHz
Pulse duration	≥200 ns (pulse shaping)

ことが必要である。

4. 注入ロックによる高出力シングルモード TEA CO₂ レーザ

4. 1 高出力シングルモード TEA CO₂ レーザ

前述のように、効率のよい SMM レーザ励起を行うには、高出力シングルモード TEA CO₂ レーザの開発が不可欠である。高出力シングルモード TEA CO₂ レーザ開発は、**Fig. 6** (a) に示した多段増幅方式と **Fig. 6** (b) の注入ロック方式に大別できる。多段増幅方式は、ビーム、スペクトルの質は良好で、実際 SMM レーザ励起に用いられて成功しているが、一般に効率が悪く、系全体が複雑で大型化することが避けられない。これに対し、注入ロック方式は、効率



(a) Multi-stage oscillator-amplifier system



(b) Injection-locking system

Fig. 6 Schematic diagrams of the high-power, single-mode TEA CO₂ laser system.

が良く系全体を非常にコンパクト化することが可能であり、これまでに ~ 400 J の TEA CO_2 レーザが 40 MHz まで狭帯域化されている¹⁰⁾。しかし、これまではドライバレーザには全て cw CO_2 レーザが用いられているためラインセンタでのみの動作しか行なわれておらず、多段増幅方式に比べて大きな欠点となっている。

4.2 オフラインセンタでの注入ロックの解析

我々は、注入ロック方式のコンパクトさに注目し、これまでの注入ロック方式では行なわれていないオフラインセンタでの動作を可能にするため、ドライバレーザにエタロンで同調するチューナブルな TEA CO_2 レーザを用いることを計画している。ここでは、その場合オフラインセンタでの注入ロック動作に必要な注入パワーを評価するため、レート方程式による解析を行なう。

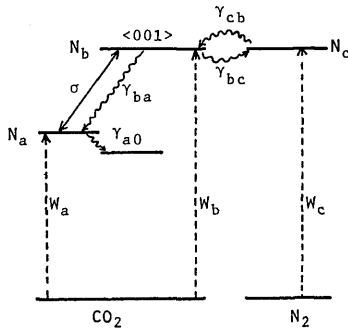


Fig. 7 Model of energy levels of TEA CO_2 laser.

TEA CO_2 レーザの注入ロックによる動作は、レーザ発振立上り時のモード競合により理解できる。ここでは、Fig. 7 に示す Gilbert らと同様の準位モデル¹¹⁾を用いて解析を行なう。この時レート方程式は、

$$\frac{dN_a}{dt} = f(N_b - N_a)c \sum_{\nu} \sigma(\nu)q(\nu) + r_{ba}N_b - r_{a0}N_a + W_a \quad (12)$$

$$\frac{dN_b}{dt} = -f(N_b - N_a)c \sum_{\nu} \sigma(\nu)q(\nu) - r_{ba}N_b - r_{bc}N_b + r_{cb}N_c + W_b \quad (13)$$

$$\frac{dN_c}{dt} = -r_{cb}N_c + r_{bc}N_b + W_c \quad (14)$$

$$\frac{dq(\nu)}{dt} = f(N_b - N_a)c\sigma(\nu)q(\nu)$$

$$-\frac{q(\nu)}{t_c} + \frac{I}{h\nu} \delta(\nu - \nu_i) + W_s \quad (15)$$

ここで

$$\sigma(\nu) = \frac{\lambda_0^2 A}{4\pi^2} \frac{d\nu}{4(\nu - \nu_0)^2 + d\nu^2} \quad (16)$$

は、誘導放出断面積で、 $d\nu$ は圧力拡がりによる均一拡がり幅 (FWHM) で、

$$d\nu = 7.58(p_{\text{CO}_2} + 0.73 p_{\text{N}_2} + 0.6 p_{\text{He}}) p_{\text{torr}} \text{MHz} \quad (17)$$

で与えられ、 p_{CO_2} , p_{N_2} , p_{He} は各混合率、 p_{torr} は全圧で 760 Torr である。回転準位間の緩和時間は 100 ps 程度と非常に速いため、振動準位内ではボルツマン分布しており、各振動準位の分子数の内、特定の回転準位のボルツマン因子 f のみがレーザ遷移に寄与するものとする。 τ は無輻射遷移速度、 W は電子衝突による励起項を表わし、 $W_{a,b,c}$ の時間変化は実測電流とよく一致する波形として、

$$W \propto te^{-t/t_p} \quad (18)$$

とした。 τ , W の絶対値としては、Gilbert らと同様の値を用いた。 W_s は、自然放出項で

$$W_s = N_b \frac{A\lambda_0^2}{S\pi} \frac{d\nu f}{(\nu - \nu_0)^2 + d\nu^2} d\nu_c \quad (19)$$

で与えられる。ここで S はミラー径、 $d\nu_c$ はキャビティモードのモード半値幅で、共振器寿命 t_c と

$$d\nu_c = \frac{1}{\pi t_c} \quad (20)$$

の関係がある。 I は、注入パワー密度で、 $\delta(\nu - \nu_i)$ は、注入光が i 番目のキャビティモードの波長に注入されていることを示す。注入光は、蛍光と競合して、注入光と一致したモードの光子を選択的に立上らせる¹²⁾。

4.3 結果

計算結果の一例を Fig. 8 に示す。計算にあたっては、典型的数値例として Table 4 に示す値を用いた。共振モード間隔は 150 MHz (共振器長 1 m に相当) として 21 本のモードに対するレート方程式を Runge-Kutta-Gill 法により積分して解いた。Fig. 8 は、利得中心より 1.5 GHz (10 番目のモード) 離れた共振モードに注入を行なった場合の各共振モード出力の時間変化を注入パワー密度 1 mW/cm^3 , 1 kW/cm^3 の場合について示した。

注入パワーが 1 mW/cm^3 の場合、TEA 発振の初

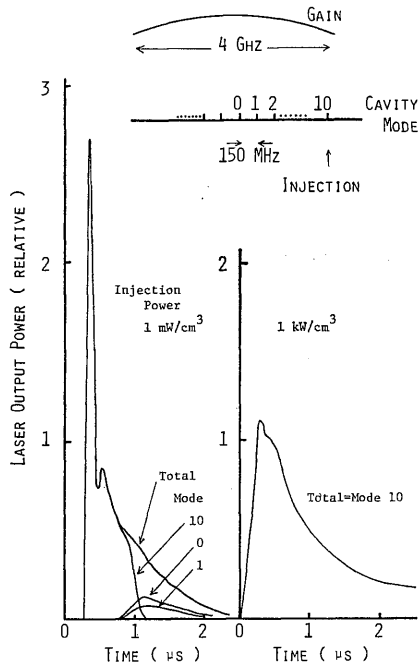


Fig. 8 Typical result of the computer solution. The monochromatic radiation is injected at the frequency of 1.5 GHz away from the center of the gain curve.

Table 4 Numerical constants used in the rate-equation analysis.

p_{CO_2}	0.4 atm	t_p	200 ns
p_{N_2}	0.2 atm	t_c	10 ns
p_{He}	0.4 atm	γ_{a0}	$5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
f	7 %	γ_{ba}	$1.5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$
$\Delta\nu$	4.5 GHz	γ_{bc}	$2.9 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
A	0.3 s^{-1}	γ_{cd}	$5.3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$

期には注入光と一致した 10 番目の共振モードでのみ発振が起っているが、時間の経過とともに利得の大きなモードが立上り、多モード発振となる。注入パワーが大きくなるとともに、注入光と結合していないモードが立上る時間は遅くなり、 1 W/cm^3 以上の注入パワーでは、全パルス幅にわたってシングルモード発振が可能である。一方、利得中心付近モードに注入を行った場合は、注入パワー $\mu\text{W/cm}^3$ でも完全なシングルモード発振が可能である。実際、注入パワー 0.1 mW/cm^3 でも、注入ロックが報告されている¹³⁾。

また、注入パワーが大きくなると Fig. 8 に見られるように、TEA CO₂ レーザーで一般的に認められる立

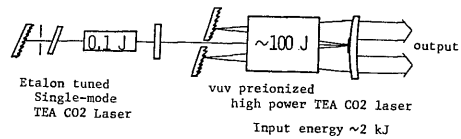


Fig. 9 A proposed single-mode, high-power TEA CO₂ laser system with the scheme of injection locking.

上り部のスパイクが小さくなり、パルスの整形が行なわれる。これは、注入光により発振前より反転分布が減少されるためであり、この効果は実際にも観測されている¹⁴⁾。このようなパルス整形は、4.2 で述べたように SMM レーザの励起には好ましいものである。以上のように、注入ロック方式においてもオフラインセンターでのチューニングが可能であることが示され、同時にパルス整形が行なわれることが示された。

5. む す び

SMM レーザを散乱光源とする臨界プラズマイオン温度の測定には、出力 MW、パルス幅 $\geq 200 \text{ ns}$ 、スペクトル幅 $\sim 50 \text{ MHz}$ の SMM レーザの開発がその鍵を握っている。既に、測定可能な域に達する SMM レーザも報告されている。我々は、新たに SMM レーザの開発に着手するに当たり、計測装置としてコンパクト化することを主眼に、コンパクト化の効果が最も大きい SMM レーザ励起用高出力 TEA CO₂ レーザのシングルモード化法として注入ロック方式について検討を行なった。これまで、ラインセンターでの動作しか報告されていないことが注入ロック方式の最も大きな欠点と考えられていたが、レート方程式の解析よりオフラインセンターでの動作が可能であることが示された。この結果に基づいて、従来 cw CO₂ レーザをドライバレーザとした注入ロック方式に対し、Fig. 9 に示すようなエタロンで同調する TEA CO₂ レーザをドライバレーザとすれば、多段増幅方式に比べて、コンパクトな TEA CO₂ レーザ—SMM レーザを構成できる。なお Fig. 9 に示す装置では、出力段レーザとして、出力 $\geq 50 \text{ J}$ の TEA CO₂ レーザが必要であるが、これについては、大体積にわたって安定なグロー放電を得るための予備電離法について研究を行なっている¹⁹⁾。

References

- 1) P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude, W.

- J. Mulligan and D. R. Cohn, IEEE CAT. No. 79, CH 1384-7 MTT., p. 237. P. Woskoboinikow, H. C. Parddaude, W. J. Mulligan, D. R. Cohn and B. Lax, J. Appl. Phys. **50** (1979) 1125.
- 2) D. E. Evans and J. Katzenstein, Rep. Prog. Phys. **32** (1969) 1189.
- 3) A. E. Siegman, Appl. Opt. **5** (1966) 1588.
- 4) T. G. Blaney, J. Phys. E: Sci. Instrum. **11** (1978) 856.
- 5) K. Muraoka, CLEO Memorandum No. 74 (1973).
- 6) H. Z. Cummins and H. L. Swinny, Progress in Optics 8, ed. E. Wolf, (North Holland, Amsterdam, 1970), Ch. 3.
- 7) M. R. Green, P. D. Morgan, M. R. Siegrist and R. L. Watterson, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Switzerland, Report LRP 168/80, (1980).
- 8) R. J. Temkin and D. R. Cohn, Opt. Commun. **16** (1976) 213.
- 9) T. A. DeTemple, Infrared and Millimeter Waves **1**, ed. K. J. Button, (Academic Press, New York, 1979), Ch. 3.
- 10) L. C. Johnson, D. K. Mansfield and G. Taylor, IEEE CAT. No. 79, CH 1384-7 MTT., p. 63.
- 11) J. Gilbert, J. L. Lachambre, F. Rheault and R. Fortin, Can. J. Phys. **50** (1972) 2523.
- 12) T. Okada, M. Maeda and Y. Miyazoe, IEEE J. Quantum Electron. **QE-15** (1979) 616.
- 13) W. E. Schmid and S. D. Smith, Max-Planck-Gesellschaft, Report, PLF-13 (1978).
- 14) D. P. Hutchinson and K. L. Vander Sluis, Appl. Opt. **16** (1977) 293.
- 15) D. E. Evans, L. E. Sharp, B. W. James and W. A. Peebles, Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 630.
- 16) D. E. Evans, R. A. Guinee, D. A. Huckeridge and G. Taylor, Opt. Commun. **22** (1977) 337.
- 17) F. Brown, P. D. Hislop and J. O. Tarpinian, IEEE J. Quantum Electron. **QE-13** (1977) 445.
- 18) P. Woskoboinikow, Z. Drozdowicz, K. Isobe, D. R. Cohn and R. J. Temkin, Phys. Lett. **59 A** (1976) 264.
- 19) T. Okada, K. Muraoka and M. Akazaki, Japan. J. Appl. Phys. **19** (1980) 1189.
-