レーザー解説

核融合プラズマ診断用385- μm D₂O レーザー
システム開発の現状

網脇恵章*・市川 洋**・山中正宣**

(1984年7月12日 受理)

Current Status of Optically Pumped 385- μm D₂O Laser System
for Fusion Plasma Diagnostics

Yoshiaki TSUNAWAKI*, Yo ICHIKAWA** and Masanobu YAMANAKA**

(Received July 12, 1984)

1. はじめに

局所熱平衡が成り立つプラズマのイオン温度や電子温度を求める方法として、1) 荷電交換高速中性粒子のエネルギー、2) 残留不純物イオンの線スペクトルのドップラー広がり、3) 核融合実験炉の融合反応で生じた中性子強度、を測定する等がある。これらは検出器の視線方向の平均温度が得られることと、1), 2) は減らしたい不純物を用いる点で欠点を持っている。一方、大出力のサブミリ波レーザーでプラズマを照射して、4) トムソン散乱の周波数シフトからイオン温度を求める方法では、不純物原子によらない、広角散乱成分から局所温度が得られる特徴がある。これに必要なサブミリ波レーザーの条件としては、a). トムソン散乱の全断面積は、 $\sigma = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ と小さく、従ってその出力はMW級である、b). そのスペクトル幅は-10dBで100MHz、-60dBで1GHzと狭い、

c). そのパルス幅は1 μs よりも長い、d). その発振周波数は強磁界プラズマのサイクロトロン周波数から充分離れている、等があげられる。現在これらの条件を満たすサブミリ波光源として、光励起385- μm D₂Oレーザーが最も重要視されている。

光励起385- μm D₂Oレーザーとしては、プリンストン大学から、出力エネルギー5J、パルス幅3 μs のもの((b)の条件は未解決である)が既に報告されている¹⁾。しかし実際の応用にあたって、e). 散乱光に迷光として入るD₂O出力の除去、および、f). 高出力化に伴うレーザー電界のACシュタルク効果によるスペクトル広がり、の抑制、が大きな問題となってくる。MITでは、e). の問題点をN₂O吸収セルを用いて解決し、さらに他のバックグラウンド雑音を減らす努力をした結果、100kW (1 μs) と比較的低下力の385- μm D₂Oレーザーをトカマク装置に適応し、S/N $\approx$ 1ながらもイオン温度を測定でき

* 大阪産業大学教養部 (〒574 大東市中垣内3-1)

** 大阪大学レーザー核融合研究センター (〒565 吹田市山田丘2-6)

* Department of Chemistry, Osaka Industrial University (3-1, Naka-gaito, Daito, Osaka 574)

** Institute of Laser Engineering, Osaka University (2-6, Yamada-oka, Suita, Osaka 565)

るに至っている^{2,3)}。

以下、4) のトムソン散乱法によるプラズマイオン温度測定に関し、その原理、385- μm D_2O レーザーの発振機構、AC シュタルク効果、および385- μm D_2O レーザーの開発現状、について述べる。

2. トムソン散乱によるイオン温度測定⁴⁻⁹⁾

長波長の電磁波(角周波数 ω_i , 波数ベクトル $\mathbf{k}_i$) が自由電子(速度 $\mathbf{v}_e$) によって散乱される現象がいわゆるトムソン散乱で、これを模式的に示したのが Fig. 1 である。その散乱波(角周波数 ω_s , 波数ベクトル $\mathbf{k}_s$) は、入射電磁波に対して、その周波数がシフトして θ の角度に散乱され、つぎのような関係式が導かれる。

$$\omega_s = \omega_i + (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{v}_e \quad (1)$$

運動量保存則より

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i + \mathbf{k} \quad (2)$$

光子から電子への運動量の移行は無視できるので $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s|$ となる。従って

$$|\mathbf{k}| = 2 |\mathbf{k}_i| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3)$$

ここで λ_i は入射電磁波の波長である。もし電子が一様に分布している場合、全ての電子からの散乱された放射を重ね合わせると、正味の散乱はなくなる。しかしプラズマ内での無秩序な熱的揺らぎや、コヒーレントな集団運動によって電子密度にずれが生じる。この一様分布からのずれの故に散乱強度が得られる。

散乱の微分断面積は

Fig. 1 Schematic of Thomson scattering process (after N. C. Luhmann, Jr.⁴⁾).

Fig. 2 Form factors for an equal electron and ion temperature plasma (after N. C. Luhmann, Jr.⁴⁾).

$$\frac{d^2 \sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{d\sigma_{th}}{d\Omega} S(\mathbf{k}, \omega) \quad (4)$$

で与えられる。ここで σ_{th} は静止している電子からの全断面積で、 $S(\mathbf{k}, \omega)$ は構造因子

$$S(\mathbf{k}, \omega) = S_e(\mathbf{k}, \omega) + S_i(\mathbf{k}, \omega) \quad (5)$$

と表わされる。 S_e は自由運動している電子からの寄与であり、 S_i はイオンの運動と相互関係にある電子からの寄与の部分である。Fig. 2 に、 $T_e = T_i$ のときの S を示す。尚横軸の α 値は(6)式から求められる。

$$\alpha = \frac{1}{|\mathbf{k}| \lambda_D} = \frac{1}{4\pi \sin\frac{\theta}{2}} \frac{\lambda_i}{\lambda_D} \quad (6)$$

但し、 λ_D はデバイ長である。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2}} \quad (7)$$

プラズマにおいては、電荷 q_0 により生じるクーロン力は、デバイ長より遠くには及ばない効果がある。従って、 $\alpha \ll 1$ ならば、Fig. 2 で見られるように S_e からの寄与が大きい。即ち荷電粒子の揺らぎによって生じるクーロン力よりも電子の熱運動が勝り、相互作用のない電子密度揺動のみが検知されることになる。この場合電子は熱的に運動しているため散乱光はドップラーひろがりを持つことになり、熱平衡状態に

Fig. 3 Intensity versus frequency profile of e.m. radiation scattered from a plasma in which $T_e = T_i$ for two ranges of the scattering parameter α (after P. D. Morgan *et al.*⁵⁾).

あるプラズマに対する散乱波のスペクトルは、半値全幅 $2|k|v_e/2\pi$ のガウス型をし、 $T_e^{1/2}$ に比例する (Fig. 3(a)).

他方 $\alpha \gg 1$ ならば、電子の集団的な運動即ちイオンの揺らぎに従って運動している電子からの散乱が観測される。もし $T_e \approx T_i$ ならばそのスペクトルは Fig. 3(b) のようになり、中央のイオンによる幅は熱平衡プラズマに対しては、 $T_i^{1/2}$ に比例することになる。従って $\alpha \gg 1$ の条件が満たれるとき、プラズマのイオン温度が決定できる。尚中央部に肩が2つ現われるのは、イオン音波からの散乱によるものであり、左右の離れた2つのピークは電磁プラズマ波によるものである。

(6)式より入射波長は次のように求まる。

$$\lambda_1 [\text{cm}] = 9.35 \times 10^3 \alpha \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{T_e [\text{eV}]}{n_e [\text{cm}^{-3}]}} \quad (8)$$

$\alpha = 1$ とおくことにより、トムソン散乱測定に必要な最短の入射波長が求まる。Fig. 4には $\alpha = 1$ のときのプラズマ電子密度と温度の比に対するレーザー波長と散乱角の関係を示す。図より明らかなように波長が長くなると散乱角が大きくとれ、測定が容易となる。実際には 10° 以上の

Fig. 4 Submillimeter laser wavelength versus n_e/T_e when the scattering parameter $\alpha = 1$.

散乱角が望ましいとされている。しかし(9)式に示すプラズマ周波数により、使用できる入射光に長波長限界が存在する。

$$\lambda_1 [\text{cm}] < \frac{2.33 \times 10^6}{\sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]}} \quad (9)$$

Fig. 4には、 $T_e = 1000 \text{ eV}$ としたときのプラズマ周波数も示されている。さらにはトカマク装置のような強磁場発生装置では、(10)式のように電子サイクロトロン放射光よりも十分に入射波長が短いことが要求される。

$$\lambda_1 [\text{cm}] < \frac{10.7}{nB [\text{kG}]} \quad (10)$$

但し n は電子サイクロトロン放射光の最高次数である。以上のように(8)~(10)式に従って、トムソン散乱法によるイオン温度測定には、 $200 \sim 500 \mu\text{m}$ の波長のレーザーが必要とされる。

現在得られている大出力の光励起サブミリ波レーザーの種類は非常に限られており¹⁰⁾、9P(20) CO_2 レーザー励起による CH_3F からの $496 \mu\text{m}$ 線と、9R(22) CO_2 レーザー励起による D_2O からの $385 \mu\text{m}$ 線が、イオン温度測定用光源としての候補となる。しかし、 CH_3F 分子は対称回転分子であるため、1つのJ準位中のK準位の間隔が小さく、同時に多くのK準位が光励起される欠点があり、現在では $385 \mu\text{m}$ D_2O レーザー

が有力なものとして開発されつつある。

実際に散乱スペクトルを得る場合、その信号は非常に弱く、しかも広い帯域幅にわたって分布している。従って局部発振器からの信号と散乱信号を混合し、ヘテロダイン検出をする必要がある。従ってそれに合致した局部発振器用レーザー、低雑音の NEP が $\sim 10^{-19}$ W/Hz のヘテロダイン検出器 (ショットキーバリアダイオード) の開発も必要で、国内でもそれは達成されている¹¹⁾。また散乱測定用レーザーの性能 (出力, パルス幅, ビームの質, 発振幅) は, 上記のようなプラズマパラメーターによって制約を受けるのみならず, 使用される検知器の特性によっても当然左右され, 測定系全体から検討されるべきことは言うまでもない。Table I にはコレクティブ・トムソン散乱法でプラズマのイオン温度を測定する場合に必要なとされる 385- μm D_2O レーザーおよび局部発振器のパラメータ値を示す。ここで特に長パルスが必要とされるのは, 以下の理由による。即ちヘテロダイン検出において各チャンネルでの S/N を s とすると, 次式で表わされる。

$$s = \frac{P_s}{P_s + P_n} \sqrt{1 + \Delta\nu \cdot \tau} \quad (11)$$

ここで P_s , P_n はそれぞれ散乱パワーと雑音パワーであり, $\Delta\nu$ はチャンネル幅, τ はレーザーのパルス長である。もし $P_s \approx P_n$, $\Delta\nu \sim 100$ MHz, $s = 5$ とするならば, $\tau \approx 1 \mu\text{s}$ となる。

以上のことより, トムソン散乱測定は Fig.5 に示すような方式で行われている。

Fig.5 Flow chart of the ion temperature measurement of Tokamak plasma by means of Thomson scattering.

3. 385- μm D_2O レーザーの発振機構

D_2O 分子は H_2O 分子と同様な振動様式をもつ非対称こま分子であり, 47~385 μm の広い波長範囲にわたって約30本のレーザー発振線が見い出され¹²⁾, 新しいレーザー線の予想も行われている¹³⁾。それらのうち 66 μm と 385 μm で最も強く, 続いて 111 μm , 113 μm の強い発振線が得られている¹²⁾。

Table I Component specifications for the feasibility of the submillimeter wave laser Thomson scattering experiment to measure the ion temperature in Tokamak plasma.

Submillimeter laser		I F		Other factors
Power	> 1 MW	Amplifier gain	70 dB	Scattering angle 20° to 30°
Wavelength	200 ~ 500 μm	Amplifier bandwidth	1 to 2 GHz	
Spectral width	<100 MHz at -10 dB <1 GHz at -60 dB	Amplifier noise	120 to 200 K	Beam and viewing 20 dB
Pulse length	> 1 μs	Frequency	5 to 15 GHz

Fig. 6 Energy level diagram for D_2O showing the transitions pumped by 9R(22) CO_2 line (after P. Woskoboinikow *et al.*¹⁶⁾).

Fig. 6に385- μm 線が得られる場合の D_2O 分子のエネルギー準位を示す¹⁴⁾。 CO_2 レーザー線によって D_2O 分子は、(000)基底振動準位の 5_{33} 回転準位から(010)励起振動準位の 4_{22} 回転準位に励起されるが、その吸収線の中心周波数は CO_2 レーザーの中心周波数より320 MHzだけ高い¹⁵⁾。従って $4_{22} \rightarrow 4_{13}$ 遷移に基づく385-

μm 線は誘導ラマン遷移であり、その周波数は励起周波数によって同調できるという特徴をもっている。またこのことより、385- μm 線のスペクトル幅は、単一縦横モード CO_2 レーザー励起によりかなり狭めることができる。またFig. 7に示すように、 CO_2 レーザーからの D_2O レーザーへの変換効率は、 D_2O 分子の吸収中心で極小値をとり、最大出力は D_2O 吸収中心から約740 MHz離れたところで得られる¹⁶⁾。尚光励起385- μm D_2O レーザーの出力は、励起光源であるTEA CO_2 レーザーの出力、および D_2O レーザー管の直径に依存する。Fig. 8は、その比例則を示す¹⁷⁾。例えば200J (150 ns)のTEA CO_2 レーザーで励起すれば、 ~ 5 MWの D_2O レーザー出力が期待できることを示している。

4. AC Stark 効果

光励起サブミリ波レーザーの飽和効果は、ポンプオフセット周波数の大きさに応じて励起光源である CO_2 レーザー強度やサブミリ波レーザーの強度と複雑に関係し合っている。この関係は主としてMITの研究グループにより、密度行列に基づいた理論的取り扱い、および実験が

Fig. 7 385- μm D_2O laser energy output versus CO_2 laser frequency for three pump intensities (after P. Woskoboinikow *et al.*¹⁶⁾).

Fig. 8 385- μm D_2O laser energy output versus CO_2 pump energy (after P. Woskoboinikow *et al.*¹⁷⁾).

光励起 385- μm D_2O レーザーに関して、この AC Stark 効果が観測され²²⁻²⁴⁾、前述したように D_2O レーザーの大出力化に向けては、この効果によるスペクトル広がり如何に避けるかが今後の最も大きな課題の一つとなっている。

Fig.10 Schematic of optically pumped 385- μm D_2O laser system³³⁾.

とや、ガス混合比を変えたり D_2O にドーピングガスを加えることにより、 $\sim 1 \mu\text{s}$ の長パルス化が可能である。また ZnSe 製エタロンを共振器内に挿入して単一モード発振を達成し、その傾きを変えることにより周波数を $\pm 1 \text{ GHz}$ 可変にすることができる。このことにより、 D_2O レーザーの発振周波数を迷光除去に用いられる N_2O の吸収中心 (778.192 GHz) に合致させることができる。現在、我々は 7 J の出力と 1.5 GHz 以上の周波数可変性を得ている³³⁾。この $385\text{-}\mu\text{m}$ D_2O レーザーは、ガラス製導波管 (96 mm ID) が用いられ、フォックススミス型モード選択器を含むオリジナル回折格子 (3 L/mm) と金属メッシュ出力鏡から成る共振器 (4 m) で構成されており、真空タンク ($4.3 \times 0.37 \times 0.34 \text{ m}^3$) 内に納められている。Fig. 8 の比例則より、真空タンク内に 300 mm ID のガラス製導波管をセットし、 200 J (150 ns) の励起光を用いると、 5 MW (150 ns) 以上の出力が期待できる。また大口径にすることにより、単位面積当りの光励起エネルギーおよび出力エネルギーをとともに下げることができ、AC Stark 効果に基づく D_2O レーザー線のスペクトル広がりを小さくすることができる。現在フォックススミス型モード選択器を含まない2枚のメッシュから成るファブリーペロー型共振器 (3.8 m) を用い、 6.7 J CO_2 レー

ザー励起により 120 KW (50 ns) の D_2O レーザー出力を得、その共振器長を変化させた同調曲線より、その波長は $385 \mu\text{m}$ であり、またスペクトル幅は数十 MHz であることを確認した。またショットキーバリアダイオードで D_2O レーザーパルス波形を観測した結果、Fig. 11 に示すように $1 \mu\text{s}$ のパルス幅の数本の縦モードから成る D_2O レーザー線が得られた。走査型ファブリーペロー干渉計でも測定した結果、その波長は、 $385 \mu\text{m}$ であることが確認できた。今後 AC Stark 効果によるスペクトル広がりについて、実験的並びに理論的研究を行い、よりコントラ

Fig.11 Temporal shape of 385- μm D_2O laser pulse from the Fabry-Perot type D_2O laser resonator consisting of a metallic grid and a mesh coupler³³⁾.

ストの良い 385- μm D_2O レーザー線を得ていく予定である。また実際に散乱スペクトルを得る場合、ヘテロダイン検出をする必要があり、その局部発振器として我々は 9P (10) CO_2 レーザー励起による CW 382.6- μm CH_2F_2 レーザーを用いることを計画しており、その基礎的研究も行っている³⁴⁾。この 382.6- μm 線は、 N_2O 分子の $J=30 \rightarrow 31$ 遷移の吸収中心で発振する 385.24- μm D_2O レーザーよりも 5.29 GHz だけ IF 周波数が離れているので、従来のマイクロ波技術を使用できることから、優れた局部発振器の一つとなるであろう。

MIT では、発振器-増幅器の組み合わせの TEA CO_2 レーザーシステムを用いている。1978 年にサブミリ波領域で初めて気中放電をするまでの 385- μm D_2O レーザーの出力 (但し、359- μm 線も含む MW 級の出力) を達成した³⁵⁾。そして ZnSe ファブリーペローエタロンを TEA CO_2 レーザー発振器内に設置することにより、単一モードの D_2O レーザーを 4 m の共振器から得た³⁶⁾。また 9R (22) CO_2 レーザー線に対する寄生発振防止のための可飽和吸収体として、 HCOOH が優れていることを示した³⁷⁾。MIT のレーザーシステムおよびその測定系については、既に詳しく文献 (38) に報告されている。現在 50 J の TEA CO_2 レーザー出力を得て、200 K W ($1 \mu\text{s}$) の出力の 385- μm D_2O レーザー発振を達成している。これを Alcator C トカマクに適用し、(実効値 100 K W の D_2O レーザーで測定) $\sim 1 \text{ KeV}$ のイオン温度を $S/N \sim 1$ で初めて測定している^{2,3)}。その結果は Fig. 12 に示すとおりである。測定が可能になった背景には、(a) パルス幅 $\sim 1 \mu\text{s}$ の D_2O レーザーが実現できたこと、(b) 迷光を取り除くための N_2O 吸収ガスを見出し、それを用いたこと、(c) beam and viewing dumps として新しくグラフィイト製のものが開発できたこと、がある。beam and viewing dumps としては、各種材料の種々の形状のものを用い、その減衰率を調べた結果、パイレックスガラスが最も良いことが見出された³⁹⁾。しかしそれは高温プラズマ近傍に設置されると不純物を放出

するため使用されず、比較的反射率の高いグラフィイトが用いられた。今後さらに良いダンパーが製作されよう。また 385 μm の波長領域では、トカマク装置の高磁場下で発生する電子サイクロトロン放射の高次光が迷光として完全に除外できない。従って 385- μm D_2O レーザーに変わる光源として、10R (14) CO_2 レーザー励起による 257- μm 、281- μm NH_3 レーザーが研究され、上記光励起 D_2O レーザー装置を使用することによって、それぞれ 430 K W、160 K W の出力が 0.8 μs のパルス幅で得られている⁴⁰⁾。同様の理由および入射光をトカマク装置の小さなポートを通してさらによく絞り込む必要から、短波長のレーザーとして、シュツットガルト大学の Dodel らは、9P (32) CO_2 レーザー励起による大出力の 111- μm D_2O レーザーの開発を提案している⁴¹⁾。しかし、これらの波長域では、大気中の水による吸収が強いので、取り扱いに注意が必要である。

プリンストン大学では、TFTR トカマク装置への適用を考えて、Fig. 13 に示すようなシステムが開発されている。即ち、不安定型でリング

Fig. 12 385- μm Thomson scattering spectrum from a hydrogen plasma at 8 Tesla, $\bar{n}_e = 3.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and plasma current $\sim 450 \text{ KA}$ in Alcator C (after P. Wosko-boinikow *et al.*³⁾).

Fig. 13 Schematic of optically pumped 385- μm D_2O laser system at Princeton University (after A. Semet *et al.*¹¹⁾).

型のCW CO_2 レーザー注入したTEA CO_2 レーザー⁴²⁾と、同じく不安定型のサブミリ波共振器を用いた385- μm D_2O レーザーシステムを開発し、700 Jの励起出力を達成し、3 μs 以上のパルス幅で5 J以上の世界最高の385- μm D_2O レーザー出力を得ている。しかし励起強度が大きくなると、 D_2O レーザー出力波形に変調がかかるなどの問題があり、今後安定した単一モード発振をさせることが課題である。また出力のスペクトル幅が-60dBで1 GHz以下であるかどうかは、今後の実際の測定に待たねばならない。現在の発振線は CO_2 レーザーの中心周波数に基づくものであり、 N_2O の吸収中心に合致した D_2O レーザー線を得るための、周波数可変注入TEA CO_2 レーザーに改良することも必要であ

ろう。

ローザンヌ工科大学では最初、発振器—前置増幅器—2台の増幅器よりなるTEA CO_2 レーザーと、共振器長1 mの安定型と不安定型の D_2O レーザー装置を用い、その出力について比較検討した⁴³⁾。その結果、安定型の場合複雑な振舞いをし、 D_2O の圧力が低いと励起光がたとえ単一モードであっても D_2O レーザーは多モード発振をし、その圧力が高いと、 CO_2 レーザーのパルス幅が長ければ D_2O レーザーは単一モードで、励起パルスが短いと多モードになる。一方不安定型の D_2O レーザーでは、 CO_2 レーザーのモードに応じた発振線が得られることを見出している。さらに発振器—前置増幅器(2回パス)—電子ビーム制御増幅器(1回パス)のTEA CO_2 レーザーで、100 J (1.2 μs)を得て、385- μm 線の単一モードでの出力として40 mJを、4 mの不安定型共振器を用いて達成している⁴⁴⁾。現在Fig. 14に示すように、電子ビーム制御増幅器に CO_2 レーザーを3回通過させ、500 Jの出力を達成し、同じく不安定型の D_2O レーザー装置を用い500 mJの385- μm 線の出力を得ている⁴⁵⁾。さらにボルトネック効果を減少させるために、 D_2O に CF_4 や SF_6 を添加⁴⁶⁾することにより、パルス幅が1.5倍になり出力も750 mJに増大している⁴⁵⁾。これらの結果は、2光子過程、ボルトネック効果、吸収による励起光強度の減少効果を考慮したレート方程式を解くことにより定性的に説明できることを示している⁴⁷⁾。今後

Fig. 14 Schematic of optically pumped 385- μm D_2O laser system at Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (after R. Behn *et al.*⁴⁵⁾).

周波数可変性や D_2O レーザー内にモード選択器を設置するなどの、単一モード化などが課題となろう。また不安定型の共振器では、得られたレーザーの強度分布はリング構造となり⁴⁸⁾、ビームの質を低下させる原因になる。これについては、ビーム伝搬の数値解析をした結果、カセグレイン望遠鏡と空間フィルターを使用すると解決できると報告している⁴⁹⁾。尚、局部発振器としては、383.2845- μm CD_3Cl レーザー ($\text{IF} = 3.97 \text{ GHz}$, 但し D_2O を N_2O 吸収中心で発振させたとき) を研究中である。

一方、九大では、前述した TEA CO_2 レーザー (iv) の方法⁵⁰⁾ で 1.5 GHz にわたって周波数を可変にし、最大 30 J (50~500 ns) を得ている⁵¹⁾。現在我々と同様、2枚のメッシュを使用したファブリーペロー型共振器の D_2O レーザーで、超多モードではあるが 20 mJ の出力を得⁵¹⁾、さらに励起光源の高出力化をはかっている。

6. おわりに

トムソン散乱法により、トカマクプラズマのイオン温度を測定する際に必要とされる大出力光励起 385- μm D_2O レーザーの現状について、その測定原理、および実用化に向けて最も大きな問題の一つとなる AC Stark 効果をも含めて述べた。

以上みてきたように、種々の方式の D_2O レーザーシステムが開発されてきた。その励起光源である TEA CO_2 レーザーは、発振器—増幅器と注入型の方式に、 D_2O レーザーについては安定型と不安定型に大別される。どの方法を採用するかは、いろいろな要因を考慮せねばならないが、光学部品のレーザー損傷についても十分に考慮しておく必要がある。例えばオークリッジ国立研究所のグループは、注入型 TEA CO_2 レーザーを採用した際に、反射鏡、NaCl や Ge の窓材、回折格子等の光学部品に決定的な損傷が生じるのを経験し、定常的な運転をするには問題があることを示した²⁶⁾。他方 MIT や我々の方式では、光学系が多少複雑にはなるものの光学素子のレーザー損傷が少い点で優れている

ことが明らかとなっている。さらにこれら発振器—増幅器の方式の CO_2 レーザーシステムではレーザー光束の質や周波数特性の制御の容易さの点でも優れており、また D_2O レーザーに対し安定型共振器を用いれば、発振周波数近辺の裾野のコントラストが良い点でも優れていると考えられる。

以上のように、現在では大出力光励起 385- μm D_2O レーザーのハード面はほぼ完成していると言えよう。今後さらに実用化を考えた研究を推し進めていくには、(a) 種々の気体分子を用いた局部発振器としての光励起サブミリ波レーザーの開発、(b) 385- μm D_2O レーザー線のスペクトル幅をさらに狭めるため、あるいは散乱光の中に含まれる迷光を取り除くための種々の吸収ガスの研究、(c) 電子サイクロトロン放射の影響を避けるための、より短波長の大出力レーザーの開発 (これは今までに開発されてきた D_2O レーザー装置を使用できるので、装置を大きく改造する必要はない)、(d) 高感度、低雑音のヘテロダイン検出器の開発、(e) beam and viewing dumps の開発、(f) 集光系の開発、(g) 信号処理システムの開発、等々を総合的に推進しなければならない。実際にこれらのことを D_2O レーザーの開発研究と共に行い、MIT のグループは現在 $S/N \approx 1$ ではあるが、トカマクプラズマからのトムソン散乱信号を観測するに至っている。近い将来、大出力光励起 385- μm D_2O レーザーシステム、および付随する種々の装置やシステムに改良が加えられ、トカマク装置に常備された診断装置となるであろう。

参 考 文 献

- 1) A. Semet, L. C. Johnson and D. K. Mansfield: Int. J. Infrared Millimeter Waves 4 (1983) 231.
- 2) P. Woskoboinikow, W. J. Mulligan, R. Erickson, D. R. Cohn, R. J. Temkin, H. R. Fetterman and B. Lax: Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves (Marseille, France, 1983) p. 238.
- 3) P. Woskoboinikow, W. J. Mulligan, J. Machuzak, D. R. Cohn, R. J. Temkin, T. C. L. G. Sollner and B. Lax: 8th Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves (Miami Beach, USA, 1983) T1-2.

- 4) N. C. Luhmann, Jr.: *Infrared and Millimeter Waves* (e. d. K. J. Button) Vol. 2, Academic Press, New York (1979) Chap. 1.
- 5) P. D. Morgan, M. R. Green, M. R. Siegrist and R. L. Watterson: *Comments Plasma Phys. Cont. Fusion* **5** (1979) 141.
- 6) 綱脇, 山中: 高温学会誌 **8** (1982) 59.
- 7) P. Woskoboinikow, D. R. Cohn and R. J. Temkin: *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **4** (1983) 205.
- 8) N. C. Luhmann, Jr. and W. A. Peebles: *Rev. Sci. Instrum.* **55** (1984) 279.
- 9) 築島: “電磁波散乱計測のAからZまで” 第21回ブラズマ若手グループ夏の学校 (1982. 8).
- 10) 山中, 綱脇: *O plus E No.* **47** (1984) 35.
- 11) 水野: 核融合研究 **51** (1984) 35.
- 12) T. A. DeTemple: *Review of Infrared and Millimeter Waves* (e. d. K. J. Button, M. Inguscio and F. Strumia) Vol. 2, Plenum, New York/London (1984) p. 337.
- 13) T. A. DeTemple and S. A. Lawton: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14** (1978) 762.
- 14) F. Keilmann, R. L. Sheffield, J. R. R. Leite, M. S. Feld and A. Javan: *Appl. Phys. Lett.* **26** (1975) 19.
- 15) T. L. Worchesky, K. J. Ritter, J. P. Sattler and W. A. Riessler: *Opt. Lett.* **2** (1978) 70.
- 16) P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude, W. J. Mulligan and D. R. Cohn: *IEEE CAT. No. 79 CH1384-7 MTT*, p. 237.
- 17) P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude, W. J. Mulligan and D. R. Cohn: *Summary of Jpn-USA Workshop on FIR Diagnostics*, Jan. 28-31 (1980) MIT USA, paper No. 22.
- 18) R. L. Panock and R. J. Temkin: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-13** (1977) 425.
- 19) R. J. Temkin: *ibid.*, **QE-13** (1977) 450.
- 20) J. D. Wiggins, Z. Drozdowicz and R. J. Temkin: *ibid.* **QE-14** (1978) 23.
- 21) Z. Drozdowicz, R. J. Temkin and B. Lax: *ibid.* **QE-15** (1979) 170.
- 22) Z. Drozdowicz, R. J. Temkin and B. Lax: *ibid.* **QE-15** (1979) 865.
Z. Drozdowicz, B. Lax and R. J. Temkin: *Appl. Phys. Lett.* **33** (1979) 154.
- 24) P. Woskoboinikow, W. J. Mulligan and R. Erickson: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19** (1983) 4.
- 25) L. Bartolini, G. Bitelli, G. Fornetti, R. Habel and F. Orsitto: *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **4** (1983) 185.
- 26) D. P. Hutchinson: private communication (1980).
- 27) D. E. Evans, L. E. Sharp, W. A. Peebles and G. Taylor: *Opt. Commun.* **18** (1976) 479.
- 28) D. E. Evans, R. A. Guinee, D. A. Huckridge and G. Taylor: *Opt. Commun.* **22** (1977) 337.
- 29) G. Taylor, G. F. D. Levy, D. A. Huckridge and D. E. Evans: *Infrared Phys.* **18** (1978) 501.
- 30) K. S. Lipton and J. P. Nicholson: *Opt. Commun.* **24** (1978) 321.
- 31) P. Woskoboinikow, Z. Drozdowicz, K. Isobe, D. R. Cohn and R. J. Temkin: *Phys. Lett.* **59A** (1976) 264.
- 32) L. Allen, G. Dodel and G. Magyar: *Opt. Commun.* **28** (1979) 383.
- 33) Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, Y. Ichikawa, L. Wu, S. Okajima, T. Iwasaki, A. Mitsuishi, T. Yamanaka and C. Yamanaka: 9th Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves (Takarazuka, Japan, 1984).
- 34) Y. Tsunawaki and M. Yamanaka: *レーザー研究* **11** (1983) 509.
- 35) P. Woskoboinikow, W. J. Mulligan, H. C. Praddaude and D. R. Cohn: *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 527.
- 36) P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude, W. J. Mulligan, D. R. Cohn and B. Lax: *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 1125.
- 37) P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude and W. J. Mulligan: *Opt. Lett.* **4** (1979) 199.
- 38) 山中: *レーザー研究* **8** (1980) 553.
- 39) P. Woskoboinikow, R. Erickson and W. J. Mulligan: *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **4** (1983) 1045.
- 40) J. S. Machuzak, P. Woskoboinikow and W. J. Mulligan: 8th Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves (Miami Beach, USA, 1983) W5-1.
- 41) G. Dodel and N. G. Douglas: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18** (1982) 1294.
- 42) L. C. Johnson, D. K. Mansfield and G. Taylor: *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **2** (1981) 231.
- 43) M. R. Green, I. Kjelberg, R. Behn, P. D. Morgan and M. R. Siegrist: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19** (1983) 222.
- 44) R. Behn, I. Kjelberg, P. D. Morgan, T. Okada and M. R. Siegrist: *J. Appl. Phys.* **54** (1963) 2995.
- 45) R. Behn, H. Do, I. Kjelberg, P. A. Krug, A. Salito, M. R. Siegrist and H. Weisen: 8th Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves (Miami Beach, USA, 1983) W5-2.
- 46) R. Behn, M. A. Dupertuis, I. Kjelberg, P. D. Morgan, T. Okada and M. R. Siegrist: 7th Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves (Marseille, France, 1983) p. 32.
- 47) T. Okada, R. Behn, M. A. Dupertuis, P. D. Morgan and M. R. Siegrist: *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 2987.
- 48) M. R. Siegrist, M. R. Green, P. D. Morgan and R. L. Watterson: *Appl. Opt.* **19** (1980) 3824.
- 49) M. R. Siegrist, I. Kjelberg and R. Behn: *Appl. Opt.* **22** (1983) 1318.
- 50) T. Okada, R. Nobudomi, F. Nishimura, K. Muraoka and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** (1983) 1344.
- 51) 岡田, 西村, 井上, 村岡, 赤崎: プラズマ核融合学会第1回年会, 講演予稿集 p. 89.