OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	大出力レーザーの開発とその応用に関する研究
Author(s)	山中, 龍彦
Citation	大阪大学, 1972, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2340
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

大出力レーザーの開発と
その応用に関する研究

山 中 龍 彦

正　誤　表

頁	訂正箇所	誤	正
5	上 2行	$\frac{dN}{dt}=\frac{2\alpha l}{t_1}$ 亜	$\frac{dN}{dt}=-\frac{2\alpha l}{t_1}$ 亜
	上 9行	共振器実効果をL	共振器実効長をL
	下 8行	$\frac{d\phi}{dt}=\{(\alpha\cdot\frac{l}{t})-1\}\phi$	$\frac{d\phi}{dt}=\{(\alpha\cdot\frac{l}{t})n-1\}\phi$
6	Fig 2.1 中	n_0	n_x
7	Fig 2.2 中	n_i/n_0	n_i/n_c
14	下 12行	矩軸方向の	短軸方向の
16	上 3行	レーザー光発生として	レーザー光発生用として
〃	下 5行	(コダック 9645)	(コダック 77740)
22	上 17行	還位	遷移
23	下 7行	速は 3.5× ……	束は 3.5× ……
27	Fig 3.5 中	$\sigma=2.5\cdot10$ cm²	$\sigma=2.5\times10^{-20}$ cm²
35	下 3行	レンズ系焦点距離 ……	レンズ系は焦点距離 ……
45	下 5行	1エネルギー	エネルギー
46	上 7行	板の変え	板に変え
51	下 10行	…… 樹張	膨張
71	下 4行	…… とともに電離が上り	…… とともに電離度が上り
79	上 5行	上り, ……	起り, ……
〃	上 15行	一光の結果によるもの	一光の相互作用によるもの ……
〃	下 2行	$\frac{2\sqrt{3}k_c}{9}\ \frac{\omega_{ek}}{\omega_{ep}}$ ……	$\frac{2\sqrt{3}k_c}{9}\ \frac{\omega_{ek}}{\omega_{ep}^2}$ ……
〃	下 1行	$(\nu_{ek}>\Omega_{ik})$	$(\nu_{ek}<\Omega_k)$
80	下 3行	…… $T^{-\frac{1}{2}}$ で閾値は ……	…… $T^{-\frac{1}{2}}$ で閾値は ……
81	下 4行	高上りの ……	立上りの ……
87	(5.1) 式	$\cdots\overline{\sigma_x(v)}\frac{A_r}{r^2}\exp($)	$\cdots\overline{\sigma_x(v)}\frac{A_R}{r^2}\exp($)
91	上 7行	2重構で	2重構造で
95	下 10行	Cイッチ	スイッチ
108	下 5行	ϕ_1,ϕ_2 ……	σ_1,σ_2 ……
〃	下 11行	$\sigma=\begin{cases}\cdots & (h\nu\ll kT)\\ \cdots & (h\nu\gg kT)\end{cases}$	$\sigma=\begin{cases}\cdots & (h\nu\ll kT)\\ \cdots & (h\nu\gg kT)\end{cases}$
〃	下 12行		
109	上 8行	[19]	[19] を取る

No.

内　容　梗　概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科博士課程に在学中、およびその後の3年間に行なった大出力レーザーの開発ならびにその応用に関する研究の成果をまとめたものである。

著者は大出力レーザーの工学的諸問題を明らかにし、大出力レーザーの技術開発を行なった。また開発に成功した記録的な大出力レーザーを用い、プラズマ工学的立場より核融合プラズマ生成の研究を行ない、固体重水素ターゲットにより核融合反応を検出した。さらに新しく異常加熱機構を見出した。このほかレーザーレーダーの開発研究を行ない、大気構造を調べ、逆転層の発生状況を明らかにした。

本論文は6章より構成されている。

第1章は緒論であって、大出力レーザーの必要性，問題点を明らかにし、レーザーによるプラズマ生成，レーザーレーダーの工学的意義を示し、本研究の工学的位置づけを行なった。

第2章ではQスイッチ方式による大出力レーザーその発生法の問題点を明らかにし、Qスイッチレーザーの特性について述べている。

第3章では、レーザー増幅の必要性を論じ，レーザー増幅特性を理論的に解明し、大出力レーザーの設計基準を与えた。大出力増幅レーザーに不可欠なパルス幅可変発振器を開発し、5段増幅ガラスレーザー装置を建設した結果について述べている。

第4章は大出力レーザーを用いた応用研究であるレーザーによる核融合プラズマ生成に関する研究をまとめた

ものである。レーザーによる核融合条件を明らかにし、核融合プラズマの加熱機構を解明した。

第5章は開発したレーザーレーダーにより行なった大気構造の観測結果をまとめたものである。

第6章は結論であって、5章にわたって述べた研究成果を総括し、得られた結果をまとめている。

さらに付録により研究結果の一部を集録している。

No.

目　次

第1章　緒　論　1

第2章　Qスイッチによるレーザー発振　4
§2.1　まえがき　4
§2.2　Qスイッチの原理　4
2.2.1　レーザー出力　4
2.2.2　パルスの立上り　7
§2.3　Qスイッチ実験　9
2.3.1　Faraday セル法　9
2.3.2　Kerr セル法　11
2.3.3　回転プリズム法　15
§2.4　検　討　17
§2.5　むすび　19

第3章　レーザー増幅器の開発　21
§3.1　まえがき　21
§3.2　増幅の解析　22
3.2.1　増幅パラメーターの測定　22
3.2.2　Rate方程式の解析　25
§3.3　Qスイッチパルス(30ns)の増幅特性　33
3.3.1　実験方法　33
3.3.2　実験結果および検討　34
§3.4　ナノ秒パルスの増幅特性　37
3.4.1　PTM法によるパルス整形　37
3.4.2　実験方法　43
3.4.3　実験結果および検討　45
§3.5　むすび　46

第4章　レーザーによる核融合プラズマの研究　49
§4.1　まえがき　49
§4.2　レーザーによるプラズマ生成　51
4.2.1　微粒子のプラズマ化　51
4.2.2　無限大ターゲットのプラズマ化　53
§4.3　レーザーによる核融合反応条件　56
§4.4　核融合プラズマ生成実験　61
4.4.1　実験装置　61
4.4.2　実験方法　64
§4.5　レーザープラズマの特性　68
4.5.1　ターゲットと発生プラズマの関係　68
4.5.2　Be, $(CH_2)_n$ のプラズマ化　70
§4.6　中性子発生実験　73
§4.7　検討および今後の問題点　78
§4.8　むすび　82

第5章　レーザーレーダーによる大気観測　86
§5.1　まえがき　86
§5.2　レーザーレーダーの原理　86
§5.3　実験方法　89
§5.4　実験結果および検討　90
§5.5　今後の問題点　93
§5.6　むすび　94

第6章　結論　95

謝辞　98

付録1　光変調素子　99
§1.　まえがき　99

§ 2. Td系結晶の Pockels 効果 99
§ 3. 結晶の製作 101
§ 4. 電気的特性の測定 102
§ 5. Pockels 定数の測定 103
§ 6. むすび 105

付 録 2. レーザーによる気体の電離 106
§ 1. まえがき 106
§ 2. 実験方法および結果 107
§ 3. 検討 108
§ 4. むすび 109

業績目録

第1章 緒論

レーザー光[1)2)]は電波と同様に可干渉性がよく、指向性に富み、エネルギー密度が非常に高いため、物理面、工学面において多くの応用の可能性を内在している。この為レーザーの出現以来、実用化の努力が積極的に行なわれて来た。特にQスイッチレーザー[3)4)]の出現により高出力レーザー光の発生が可能になり、計測分野[5)6)]をはじめとする種々の応用面[5)]が開かれた。すなわち計測面では、レーザーによるプラズマ計測[6)]、レーザーのレーダーへの応用[7)]、非線形光学効果への応用[8)~10)]である。また、レーザーエネルギーを利用する面では、レーザーによる核融合プラズマの生成[11)~14)]、レーザー加工[15)]がある。これらの研究を推進するには大出力レーザー技術の開発が不可欠である。

Qスイッチレーザーの発振特性はQスイッチ方式、Qスイッチ素子の良否、共振器の構成、励起方式等に大きく影響される。さらにレーザー光の性質が対象とする物理現象の測定精度に関係するため、Qスイッチレーザーの動作状態を解明し、効率よいQスイッチ方式を開発することが肝要である。

Qスイッチ方式により得られるレーザー出力は高々100 MWであるため、核融合プラズマ研究用に必要なGW級の出力を得るには増幅段を付加し、出力の増強を計らねばならない。レーザー増幅においても、レーザー光強度の増加による素子の破壊、増幅段間のカップリングによる自己発振、スーパーラディエーション、大電力励起による素子の温度上昇、ソーラリゼーション、増幅利得の飽和をはじめとする種々の工学的問題が解決されねばならない。

レーザーのプラズマ発生への応用は光による電離機構の解明のみならず、レーザーによる核融合反応炉の開発というプラズマ工学的見地よりも非常に重要な問題である。またレーダーへの応用であるレーザーレーダーは現在問題になっている大気汚染観測、ならびに大気構造の解明という気象工学的見知より興味深い問題である。

筆者は大出力レーザー技術を確立するために、Qスイッチ法によるレーザー光発生に関する諸問題を明らかにし、Qスイッチ法を確立した。また出力100GW級レーザーの開発を目的とし、増幅レーザーの特性を理論的に解析し、5段増幅ガラスレーザーを建設し、その技術開発を行なった。

レーザーによるプラズマ生成への応用では、レーザーによるプラズマの加熱機構を解明し、固体重水素のプラズマ化により核融合反応に成功し、レーザーによる核融合炉への可能性を開いた。

レーザーレーダーによる大気構造への応用においては逆転層の発生機構を明らかにし、スモッグ発生との関連が解明された。

以下5章にわたって本研究の大略を述べる。
なお付録として関連研究を記掲した。

参考文献

1. T.H. Maiman : Nature 187, 493 (1960)
2. A. Javan, W.R. Bennet & D.R. Herriott : Phys. Rev. Letters 6, 106 (1961)
3. R.W. Hellwarth : Advances in Quantum Electronics, edited by J.R. Singer (Columbia Univ. Press, New York) pp 334 (1961)
4. F.J. McClung & R.W. Hellwarth : J. appl. phys 33 828 (1962)
5. S.L. Marshall : Laser Technology and Applications, McGraw-Hill (1968)
6. 山中, 井沢, 糟谷 : 電学誌 88, 774 (1968)
7. G. Fiocco : Nature 199, 1275 (1963)
8. A.D. White, E.I. Gordon & E.F. Labuda : Appl. Phys Letters 5, 97 (1964)
9. D.E.T.F. Ashby & D.F. Jephcott : Appl. Phys. Letters 3, 13 (1963)
10. E.N. Leith & J. Upatnieks : J. Opt. Soc. Am. 53, 1377 (1963)
11. N.G. Basov, et al : Soviet Phys. JETP 19, 123 (1964)
12. J.M. Dawson : Phys of Fluids 7, 981 (1964)
13. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
14. 山中 : 応用物理 34, 628 (1965)
15. 難波, 金 : 応用物理 32, 442 (1963)

第2章 Qスイッチによるレーザー発振

§2.1 まえがき

通常の固体レーザーの発振は一連のスパイクよりなり、その出力は数10KW～100KW程度である。しかし最初レーザー共振器のQ値を低い状態に保ち励起を行ない、充分反転濃度が達成された時点で急激に共振器のQ値を高めるQスイッチ法を採用すると急激な帰還作用により極めて短時間に巨大なエネルギーをジャイアントパルスとして放出[1]することが出来る。

Qスイッチングを行なう素子としては従来高速度光シャッターに用いられていた電気光学効果を利用したカーセル[2][3]、ポッケルセル[4]や磁気光学効果を利用したファラデーセル[5][6]がある。また機械的に共振器Q値[8]を変化させる回転プリズム[7]、回転ミラーや可飽和色素、薄膜[9]、超音波セル[10]も用いられる。

しかしこれらのQスイッチ素子を用いジャイアントパルスを発生するには素子の動作状態、共振器の構成、励起方法等と発生パルスの関係を明らかにし、Qスイッチレーザーの動作状態を解明することが肝要である。

本章では基本的なQスイッチレーザーの動作原理を示し、各種Qスイッチ素子を用いて発生したジャイアントパルスの特性を明らかにする。

§2.2 Qスイッチの原理

2.2.1 レーザー出力[11]

Qスイッチ時間が光子の増倍時間に比して充分速く、励起の効果、自然放出の効果を省略出来る場合光子、逆転密度に対するレート方程式は次のようになる。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{\alpha l}{t_1} - \frac{1}{T}\right)\Phi$$
$$\frac{dN}{dt} = \frac{2\alpha l}{t_1}\Phi \qquad (2.1)$$

ここではΦは光子密度, Nは逆転分布密度で、N_2をレーザー発振準位の活性イオン数. N_1を終準位の活性イオン数とすると$N = N_2 - N_1$で与えられる。αは増幅率でα_0を活性イオン密度$N_0 = N_2 + N_1$に対する増幅率とすると次式で与えられる。lは活性物質の長さである。

$$\alpha = \alpha_0 N/N_0 \qquad (2.2)$$

t_1は光子が共振器内を伝播する時間で共振器実効果をL, 光速をcとすると$t_1 = L/c$で与えられる。Tは共振器中での光子の平均寿命で、レーザー系の全損失をγとすると$T = t_1/\gamma$となる。

(2.1)式をN_0で規格化し. $\phi = \Phi/N_0$, $n = N/N_0$ とおき$t = t/T$とすると(2.1)式は

$$\frac{d\phi}{dt} = [(\alpha_0 l/\gamma) - 1]\phi,$$
$$\frac{dn}{dt} = -(2\alpha_0 l/\gamma) n\phi \qquad (2.3)$$

となる。

閾逆転分布密度をn_tとすると発振条件より$\alpha_0 l n_t = \gamma$であるから(2.3)式は

$$\frac{d\phi}{dt} = (n/n_t - 1)\phi,$$
$$\frac{dn}{dt} = -(2n/n_t)\phi \qquad (2.4)$$

レーザー出力のピークは(2.4)式より逆転分布密度nが閾逆転分布密度に達した時に達成され、光子密度ϕ, 逆転

分布密度 n は Fig. 2.1 のように変化する．

出力のピーク値は (2.4) 式より時間を消去して次のように得られる．

$$\frac{d\phi}{dn} = (n_t/2n) - \frac{1}{2}$$

$$\phi - \phi_i = \frac{1}{2}\left[n_t \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) - (n - n_i)\right] \tag{2.5}$$

ここで ϕ_i は初期光る密度で $\phi_i \fallingdotseq 0$，n_i は初期逆転分布密度である．出力のピーク値は $n = n_t$ の時であるから

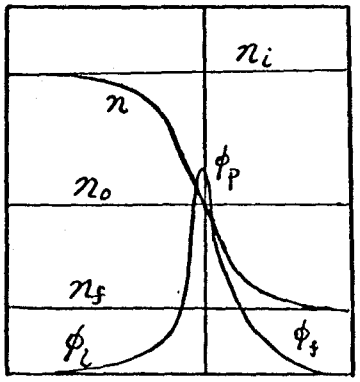


Fig. 2.1 逆転分布とフォトン密度の変化

$$\phi_p = \frac{1}{2}\left[n_t \ln\left(\frac{n_0}{n_i}\right) - (n_t - n_i)\right] \tag{2.6}$$

$n_t \fallingdotseq n_i$ の時

$$\phi_p \fallingdotseq \frac{1}{4}(n_i - n_t)^2/n_t \tag{2.7}$$

利用出来るエネルギーは (2.4) 式より

$$\int_0^\infty \phi\, dt = \frac{1}{2}(n_i - n_f) \tag{2.8}$$

ここで添字 f は発振後の状態を表わし，$\phi_i = \phi_t = 0$ とした．

終状態の逆転分布密度 n_f は (2.5) 式より $\phi = \phi_f = 0$ として次式で与えられる．

$$\frac{n_i}{n_t} = \ln\left(\frac{n_f}{n_i}\right) \Big/ \left\{\left(\frac{n_f}{n_i}\right) - 1\right\} \tag{2.9}$$

Fig. 2.2 に n_f を求めるグラフを示す．

共振器外に取り出せるピークパワーは(2.6)式より次式で与えられる.

$$W_p = \frac{1}{2}\left[n_t \ell_n (n_t/n_i) - (n_t - n_i)\right] T N_0 h\nu / T \frac{\gamma_1}{\gamma} \qquad (2.10)$$

ここでTは活性物質の体積、$h\nu$は光子エネルギー、γ_1は共振器外に反射鏡を通して放出される割合である.

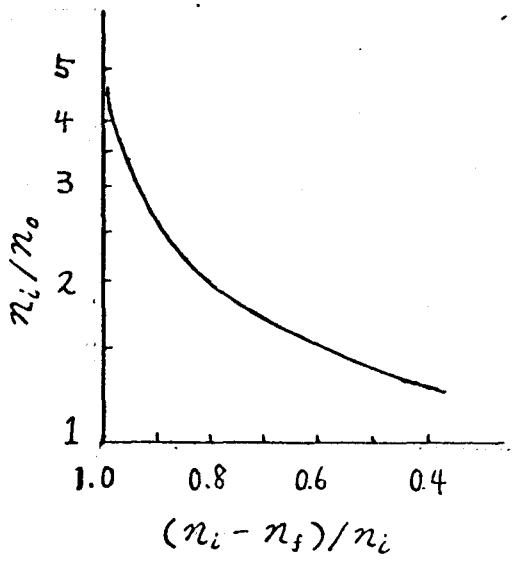


Fig. 2.2 n_fの算出グラフ

2.2.2 パルスの立上り[12]

前節では自然放出の効果を無視したが、立上り部分の光子密度の低い状態を取扱う場合は考慮しなければならない. 損失項を無視すると(2.1)式は次のようになる。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\alpha \ell}{t_1}\Phi + A\ell(N+N_0)/2$$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{2\alpha\ell}{t_1}\Phi - A\ell(N+N_0) \qquad (2.11)$$

ここでAは自然放出係数である。

前節と同様N_0で規格化すると

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha_0 \ell}{t_1} n\phi + A\ell(n+1)/2$$

$$\frac{dn}{dt} = -2\frac{\alpha_0 \ell}{t_1} n\phi - A\ell(n+1) \qquad (2.12)$$

(2.12)式より $d(2\phi+n)/dt = 0$ であるから

$$2\phi + n = \text{const.} = n_i \qquad (2.13)$$

となり(2.13)を(2.12)に代入して

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{2\alpha_0 l}{t_1}\phi^2 + \left(\frac{\alpha_0 n_i}{t_1} - A\right) l\phi + \frac{Al(n_i+1)}{2} \tag{2.14}$$

$$\phi = \frac{1 - \exp\left\{-2\frac{\alpha_0 l}{t_1}(\phi_+ - \phi_-)t\right\}}{1 - (\phi_+/\phi_-)\exp\left\{-2\frac{\alpha_0 l}{t_1}(\phi_+ - \phi_-)t\right\}} \tag{2.15}$$

ここで

$$\phi_\pm = \frac{1}{2}\left(\frac{n_i}{2} - \frac{At_1}{2\alpha_0}\right) \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{n_i}{2} - \frac{At_1}{2\alpha_0}\right)^2 + \frac{At_1}{\alpha_0}(n_i+1)} \tag{2.16}$$

一般に $At_1/\alpha_0 \ll n_i$ だから

$$\phi_+ = \frac{n_i}{2} \qquad \phi_- = At_1(n_i+1)/2\alpha_0 n_i$$

$$\phi_+ - \phi_- = \frac{n_i}{2}$$

とおけるから (3.15) 式は

$$\phi = \frac{n_i}{2} \cdot \frac{1 - \exp\{-t/\tau_Q\}}{1 + C\exp\{-t/\tau_Q\}} \tag{2.17}$$

となる. 同様に

$$n = n_i - 2\phi = n_i(C+1)\frac{\exp(-t/\tau_Q)}{1 + C\exp(-t/\tau_Q)} \tag{2.18}$$

ここで

$$\tau_Q = t_1/\alpha_0 l n_i \qquad C = \alpha_0 n_i^2/At_1(n_i+1)$$

$t_1 = L/c$ であるから

$$\tau_Q = L/\alpha_0 n_i l c\,, \qquad C = \alpha_0 n_i^2 c/AL(n_i+1) \tag{2.19}$$

パルスの立上りの遅れ時間を (2.17) 式の曲線の変曲点までの時間で定義すると $d^2\phi/dt^2 = 0$ より

$$C\exp(-Td/\tau_Q) = 1$$

$$T_d = \tau_a \ln C \qquad (2.20)$$

で与えられる。

パルスの立上り時間を(2.17)式の10%から90%までの時間と定義すると、$C \gg 1$ ならば(2.17)式は

$$\phi \approx \frac{n_i}{2}\left[1 + C\exp(-t/\tau_a)\right]^{-1}$$

とおけ

$$T_R = \tau_a \ln 81 = 4.39\,\tau_a \propto \frac{1}{n_i} \qquad (2.21)$$

となる。

(2.20), (2.21)式よりパルスの遅れ時間, 立上り時間は共振器長Lに比例し, 逆転分布密度に逆比例して変化することがわかる。

§ 2.3 Qスイッチ実験

2.3.1 Faraday セル法

Faradayセルは磁界により偏光面を回転させるため1μsec以下の短い時間でQスイッチを行なうことは困難である。

ここではQの時間変化がゆるやかで逆転分布が大きくない[13]場合のQスイッチルビーレーザーの発振の状態について述べる。

レーザー共振器は外部鏡型で共振器長は36cmである。外部鏡は誘電体多層膜蒸着15層のもの(I)と13層のもの(II)を用いた。反射鏡直径は30mmで(I)は裏面スリ状である。ルビーロッド直径5mm, 長さ50mm, 平行度5秒以内平面度λ/10, C軸とロッド軸の角60°(60°カット)である。励起は最大電気入力3.75KJ(C=300μF, V=5KV), 長さ60mm, 内径30mm, 巻数5のヘリカル型Xeランプである。放電用コンデンサーは290μFで発振のピークま

での時間は 450μs である。

Faraday セルはベルデ定数 0.118、長さ 20mm、直径 10 mm、端面平行度1分の重フリントガラスを用いた。磁界発生用コイルは6ターンでガラスにエポキシ樹脂で固定した。偏光面90°回転に必要な磁界は 22.7KG で磁界作成電流は 8.5KA である。

Fig. 2.3 に実験装置の構成図を示す。このレーザー系での発振の閾値は 2.3KJ で、Faraday セルのない状態との差異はほとんどなかった。

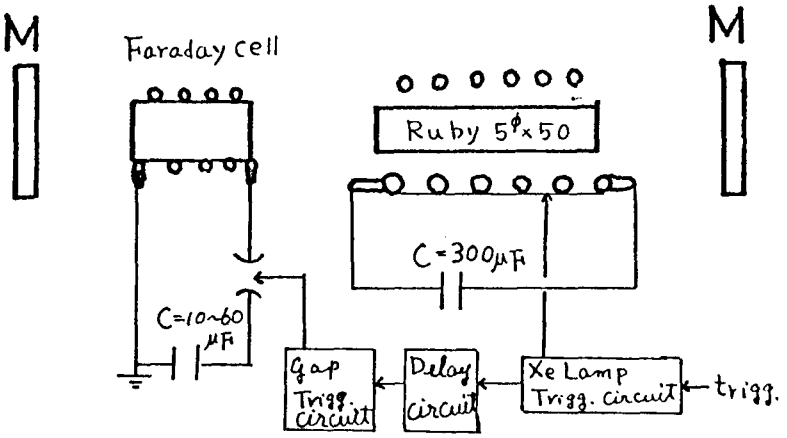


Fig. 2.3 Faraday セル Q スイッチ実験装置構成図

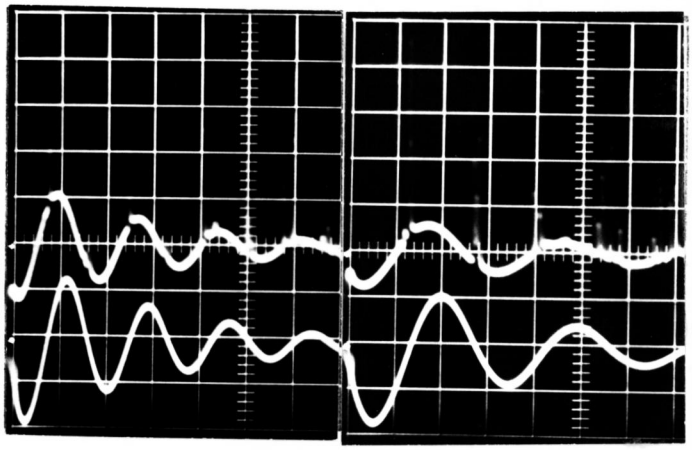
Faraday セルはコンデンサー放電電流で動作させ、放電電流の周期を変化させ磁界 B=0 の時に発振が起るようにした。放電用コンデンサーは 10, 20, 30, 60μF で、放電電流の半周期は 17, 24, 30, 60μs であった。

Q スイッチは励起入力を一定に保ち (3.1KJ) ランプ点灯後 600μs 経過した励起入力が略一定となった時期に行なった。入力 3.1KJ の際の通常レーザー発振時間はランプ発光後 450μs であった。

レーザー光の観測は半値幅 80Å の干渉フィルターを付加した光電子増倍管で行なった。光電子増倍管の負荷

抵抗は 10KΩで、応答時間は 1μsであった。波形観測用シンクロスコープの帯域幅は 2MHzである。

Faradayセルの磁界の最大値を一定に保ち磁界変動の周期を変化させた時のレーザー発振を Fig 2.4に示す。図中,上のトレースはレーザー発振である。下のトレースはFaradayセルの電流波形である。レーザー発振は電流 I=0 の所で起っていることがわかる。時間の経過とともに電流値が減少しQスポイル効果が低下し通常発振に近づき、出力も小さくなる。(a) (b) に見るようにQスポイル周期が長くなると発振出力が大になる。しかしQの時間変動がゆるやかになるために (b) では最初に小さな発振が起り続いて大きな発振が起る。磁界強度を増しQの変動割合を大きくすると同時発振の数は減少した。Fig. 2.5にQスポイル時間とジャイアントパルスのピーク値の関係を示す。測定点は半1/2周期での値である。X印は通常レーザー発振時のレーザー出力のピーク値の平均値である。Qスポイル時間が 60μsの時の出力は通常発振のピーク値の 28倍に達した。



(a) Q Spoil time 17μs　　(b) Q Spoil time 25μs

Fig. 2.4 Faraday セル Q スイッチ波形 20μs/div
上 レーザー　下 Faraday セル電流

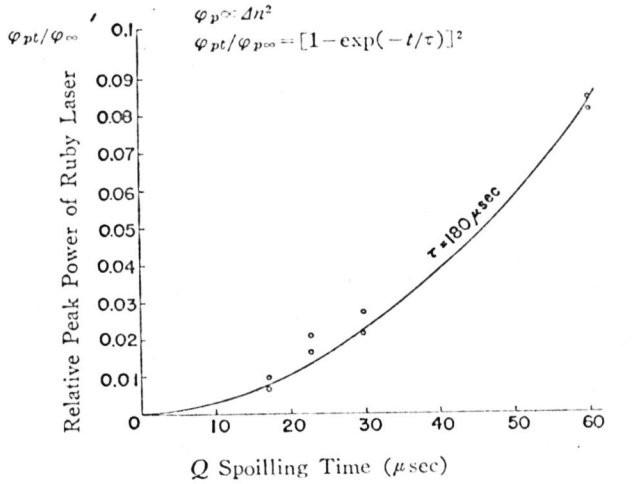


Fig. 2.5 The relation between the relative peak power of ruby laser and the Q spoilling time.

2.3.2 Kerrセル法

電気光学効果を利用したKerrセルシャッターをQスイッチ素子として用いるとQスイッチ時間の速い状態での発振特性を調べることが出来る。さらに他の方式に比して周辺装置との同期の精度がよいため、Qスイッチ方式としては優れた方法である。

ここではルビーレーザーのQスポイル時間と出力の関係を調べKerrセルによるQスイッチの特性を明らかにする。

実験に用いたKerrセルは筆者の製作による金属容器性のニトロベンゼンKerrセルで、ルビーレーザー光に対する$\lambda/2$電圧は18KVである。電極間距離、電極長はそれぞれ10mm, 40mmで、電極間容量は44pFである。ルビーロッドはFaradayセルの場合と同様、直径5mm、長さ50mm, C軸60°カットである。

Fig. 2.6に実験装置図を示す。偏光子は10mm角のグラントムソンプリズムである。ルビーロッドの偏光方向は通常発振を起させ、その出力を偏光方向の明らかなポラロイドフィルムを通し出力が最大になる方向より決定した。

励起はスパイラルXeランプと直管形Xeランプを用いて行なった。直管の場合はエネルギー利用率を上げ、結果の解析が容易になるようdelay line方式を採用した。delay lineの特性インピーダンスは0.82Ω（C=400μF, L=270μH）でランプの発光時のインピーダンスと整合をとった。Fig 2.7にスパイラル、直管両ランプの発光波形を示す。

Qスポイルは Kerr セルに$\lambda/4$電圧13KVを印加して行なった。Qスイッチはパルス幅1.2μs立上り0.4μsの逆方向短形波パルス（Fig 2.8）を重畳する方法と、直接$\lambda/4$電圧を除去する方法により行なった。

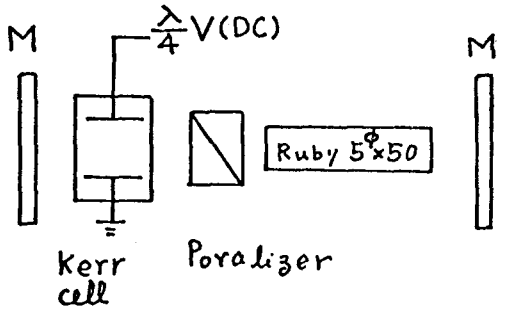


Fig 2.6 Kerr セル Q スイッ実験装置構成図

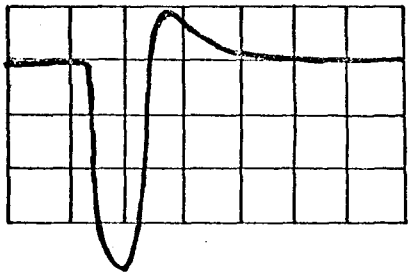
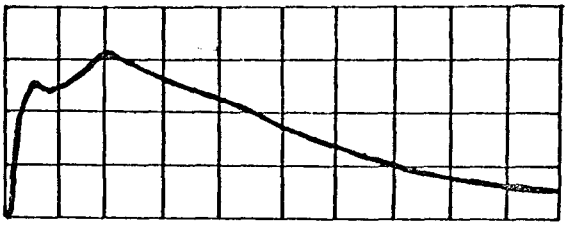
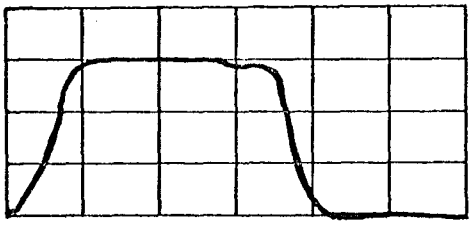


Fig 2.8 Q スイッチ電圧パルス 1μS/div



(a) スパイラルランプ



(b) 直線ランプ矩形波発光

Fig 2.7 ランプ発光波形 200μS/div

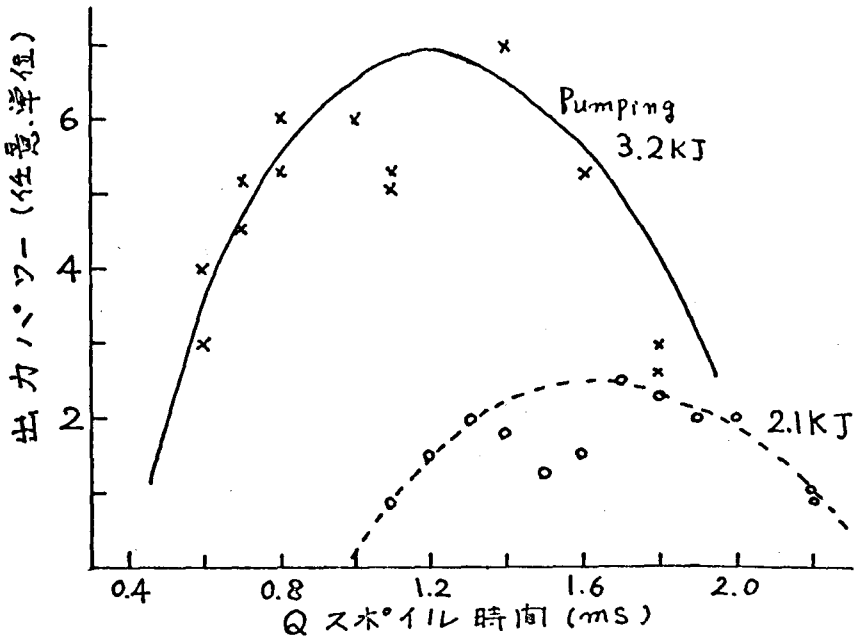


Fig. 9. Q スポイル時間と出力の関係

発振波形は負荷抵抗 10KΩ，2KΩ の光電子増倍管 MS 9S（東芝製）を用い 30MHz のシンクロスコープで観測した。

Fig 2.9 にスパイラル Xe ランプにより励起を行ない矩形波パルスによりQスイッチを行なった時のQスポイル時間と出力の関係を示す。実線は偏光子を用いた場合で、点線は偏光子を用いない時である。偏光子を用いない場合は励起が通常発振の閾値の20%（2.2KJ）を超すと通常発振が起りQスポイルが完全に行なえなかった。これは使用したルビーロッドが 60° カットで蛍光が楕円偏光をしているため、励起が大になると矩軸方向の偏光に対する利得が増大し発振に至るためである。

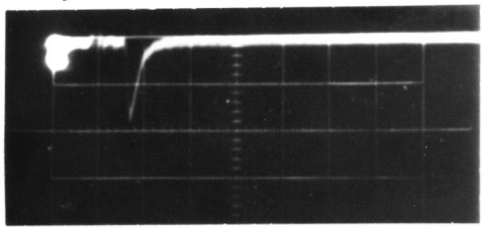
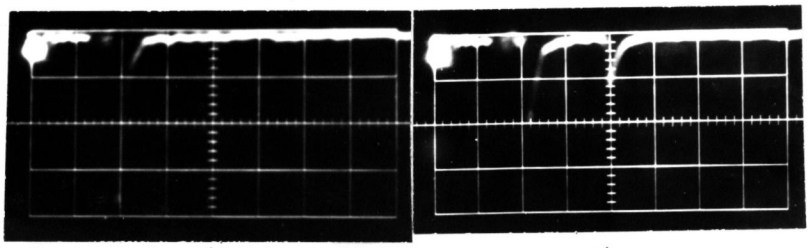


Fig 2.10 Kerr セル Qスイッチレーザー波形（偏光子なし）
1μs/div　励起入力 2.1KJ



(a)　(b)

Fig. 2.11 Kerr セル Qスイッチレーザー波形（偏光子あり）
1μs/div　励起入力 3.2KJ

共振器中に偏光子を挿入すると通常発振が起らないため出力は非常に増強した。励起入力 3.2KJ（閾値の175%）では出力は通常発振の 70倍強に達した。又励起入力を増加すると出力が最大になるまでのQスポイル時間は短くなった。

Fig 2.10 に偏光子を用いない時の出力波形の1例を又、Fig 2.11 に偏光子を用いた時の出力波形を示す。励起入力はそれぞれ 2.1KJ，3.2KJ である。偏光子を用いず出力が小の時のジャイアントパルスの立上りは 0.2μs，で偏光子を用いた場合は 0.1μs であった。励起が大になる

と Fig. 2.11 (b) に見るように共振器のQの悪い状態で光の発振が起こることがある。

矩形波励起[14]を行ない、光電圧を直接除去した場合のQスポイル時間と出力の関係を Fig. 2.12 に示す。Qスイッチ時間は 0.1 μs である。Fig 2.13 にQスイッチ時間が 0.1 μs, 0.2 μs の時のジャイアントパルスの波形を示す。前者の場合のレーザー光の立上りは 40 ns, パルス幅 120 ns で後者の場合は 100 ns, パルス幅 140 ns である。又レーザー出力も前者の場合の方が大であった。この場合にも励起を上げると光え, 光3の発振が起こることがしばしばあった。

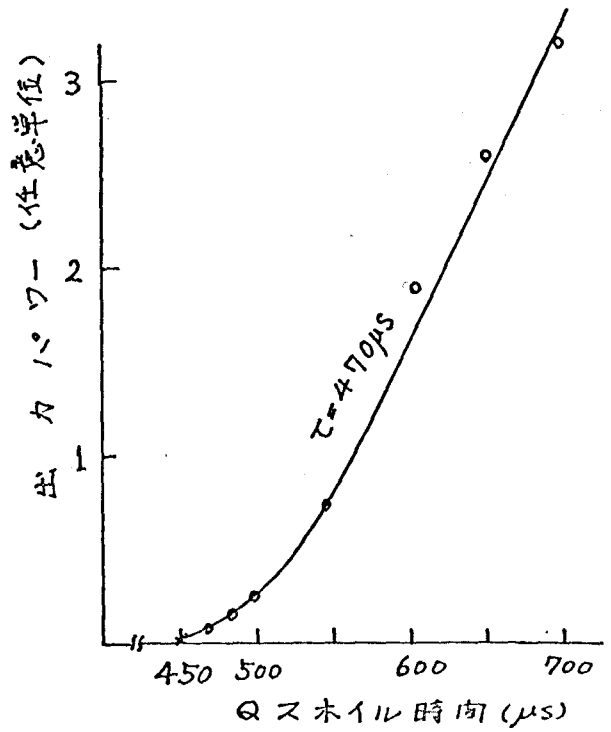


Fig. 2.12 Qスポイル時間と出力の関係

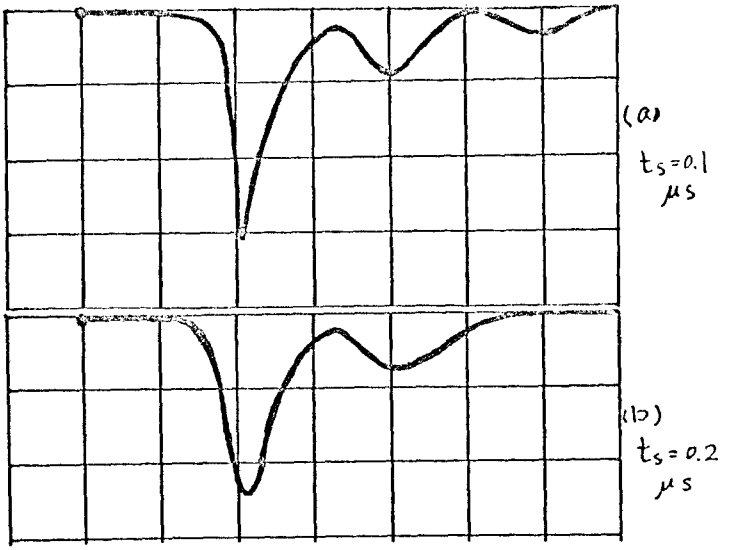


Fig. 2.13 スイッチ時間とパルス立上りの関係
0.2 μs/div

2.3.3 回転プリズム法

機械的に共振器のQ値を変化させる回転プリズムQスイッチ法は周辺装置との同期の点では Kerr セル法に劣るが、以下に示す優れた特長を有する。

1. 光学系の調整が容易である。
2. 大出力に耐え得る。

3. 機械的振動に強い。

4. Qスイッチ素子によるラマン光の発生がない。

このため数10MW級レーザー光発生として秀れている。ここでは回転プリズムQスイッチによるガラスレーザーの出力特性について述べる。

実験に使用したガラスロッドはバリウムクラウン系ガラスで，直径10mm，長さ160mmである。Qスイッチ用プリズムは直角度5秒以内の1辺15mmで，材質はBK7である。プリズムの回転数は30.000rpmである。出力側反射率は60%である。Fig. 2.14に実験装置の構成図を示す。

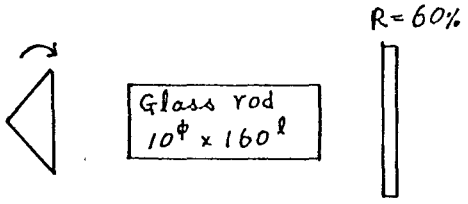


Fig. 2.14 実験装置構成図

Fig. 2.15に励起入力と出力の関係を示す。本装置により得られた最大出力は約35MWであった。発振パルスの立上り時間は20nsで半値幅は30nsであった。出力35MW以上で発振はダブルパルスになった。回転プリズムに可飽和色素(コダック9645)を併用するとピーク出力が増大し，パルス幅も減少した。

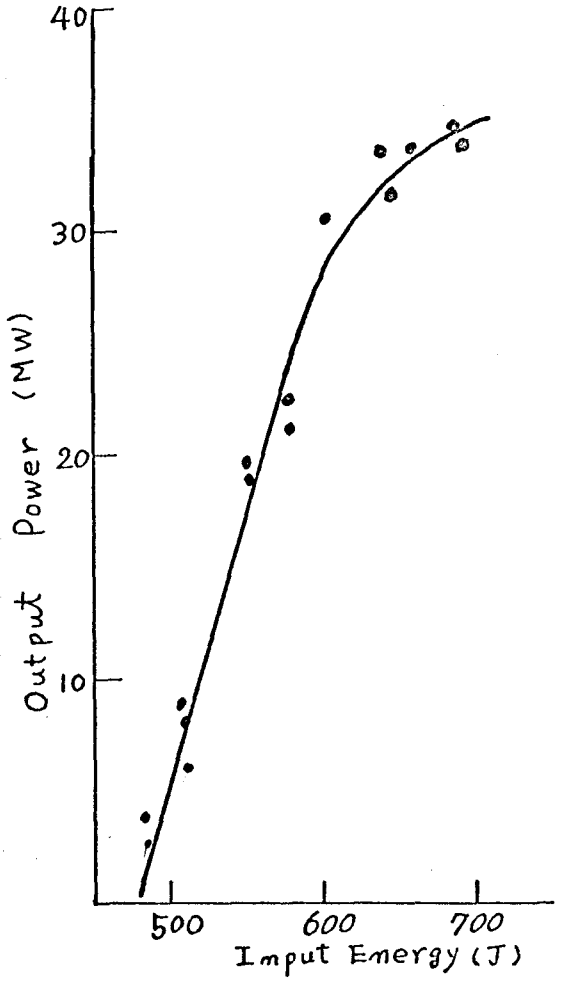


Fig. 2.15 入力と出力の関係

これは可飽和色素を併用することにより実効的にQスイッチ速度が速くなったためと考えられる。

§ 2.4 検討

Qスイッチレーザーの発振出力、パルス立上り時間はFaradayセル，Kerrセルによる Qスイッチの実験結果に示されるようにQスイッチ時間に大きく依存する。Faradayセル法においてはQスイッチ時間が数μsec.であるため §2.2 に示した理論的取扱いは困難になる。このようにQスイッチ時間の遅い場合の発振特性は Fig. 2.16 のように考えられる。

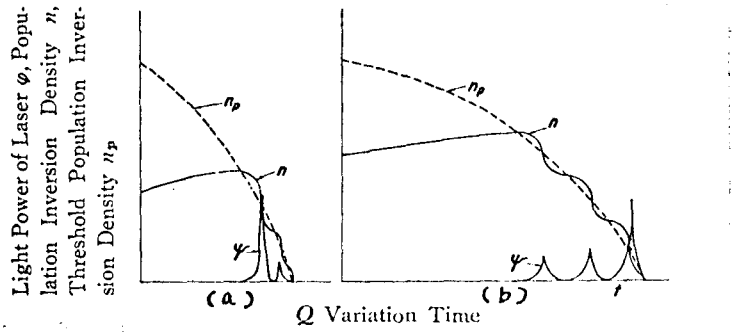


Fig. 2.16 Behaviour of spike height and Q variation time.

逆転密度が小さく，Qスイッチ速度が速い場合には、Fig. 2.16 (a) に示すように大部分のエネルギーが単一のパルスとして放出される。しかし逆転密度が大になると後続のパルスの発生をともなうようになり、ピーク出力の増大はあまり期待できない。

特にFaradayセル[6]Qスイッチにおいてはこの現象が顕著に観測された。Qスポイル時間を長くするとQスイッチ速度が低下するため、Fig. 2.16 (b) に示すように多数のパルスが発生する。Kerrセル法、回転プリズム法によるQスイッチにおいても、励起入力が大の状態でダブルパルスの発生を見たのはこのためである。この結果、立上りの速い、尖頭出力の大きいQスイッチレーザー光を発生するには、Qスイッチ時間をパルスの立上り時間よりも速くする必要がある。ちなみに共振器長 $L = 100$ cm，ロッド長 $l = 15$ cm、自然放出係数 $A = 250\ sec.^{-1}$、増幅率 $\alpha = 0.2$ 初期逆転密度 $n_i = 0.2$ の時、発振までの時間遅れは (2.19) (2.20) 式より 3×10^{-8} sec. となる。

Qスイッチ出力と共振器Q値との関係[14]を考察する。3準位レーザー系を考えると，逆転密度の時間変化は次のようになる。

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_1}{\tau_1} - \frac{n_2}{\tau_2} \tag{2.22}$$

ここで n_1, n_2 はそれぞれ基底準位，励起準位の population である。τ_1 は励起の速さの逆数で，τ_2 は励起準位の緩和時間である。全イオン数を N とすると $N = n_1 + n_2$，$t=0$ で $n_2=0$ と仮定すると (2.3) 式中の n は

$$n = \frac{n_2 - n_1}{N} = (1 - 2e^{-t/\tau}), \tag{2.23}$$

ここで

$$\tau = \tau_1 \tau_2 / (\tau_1 + \tau_2) \tag{2.24}$$

(2.23) 式を (2.6) 式に代入，整理すると

$$\phi_p = \frac{1}{2}(1 - 2e^{-t_d/\tau})\left[\ln\left(\frac{1-2e^{-t_d/\tau}}{1-2e^{-t_i/\tau}}\right) + \frac{1-2e^{-t_i/\tau}}{1-2e^{-t_d/\tau}} - 1 \right] \tag{2.25}$$

ここで t_d, t_i はそれぞれ，通常発振までの時間および，Qスイッチを実行する時間である。

Faraday セル法では $\tau = 180\,\mu s$ (Fig. 2.5)，Kerr セル法では $\tau = 470\,\mu s$ (Fig. 2.12) とすると実験値は (2.25) 式とよく一致する。

τ はレーザー媒質が決まれば，励起の状態で決まる定数であるため，t_d の大なる低Q共振器を用いると出力が増大することがわかる。

§.2.5 むすび

Faradayセル法，Kerrセル法，回転プリズム法によるQスイッチ実験により次の点が明らかになった。

1. Qスイッチ法としてはKerrセル法，回転プリズム法がFaradayセル法に比べ秀れている。
2. Qスイッチ出力は通常発振出力の300倍以上に達した。
3. Qスイッチ時間が速くなると出力が増大し、立上り時間も短かくなった。Qスイッチ時間がレーザー発振に至るまでの時間遅れよりも長い場合にはダブルパルス発振となり、出力は増大しなくなった。Qスイッチ時間は10nsec.以下にすべきである。
4. Qスイッチ速度が遅い場合には、可飽和色素を併用すると速いQスイッチを行なうことが出来る。特に回転プリズムの場合は有効である。
5. Qスイッチ出力の増強をはかるには、共振器のQ値を低くし（出力側反射率を下げる）励起速度を大にすることが望ましい。
6. 逆転密度とレーザー出力の関係は理論値と一致した。

参考文献

1. R.W. Hellwarth : Advances in Quantum Electronics (Columbia Univ. Press) 334 (1961)
2. F.J. McClung & R.W. Hellwarth : J. appl. Phys 33 828 (1962)
3. 山中, 辻倉, 山中 : 電気関西連合大会 2-5 (昭39.11)
4. K. Gürs : Z. für Physik 172, 163 (1963)
5. J.L. Helfrich; J. appl. Phys 34, 1000 (1963)
6. T. Yamanaka & C. Yamanaka : Japan. J. appl. Phys 3, 168 (1964)
7. 矢島 : 理研シンポジウム (1962.12)
8. P. Kafalas et al : J. appl phys 35, 2349 (1964)
9. J.T. Masters et al : Rev. Sci. Instr. 34, 365 (1963)
10. A.J. DeMaria et al : J. appl. Phy 34, 453 (1963)
11. W.G. Wagner & B.A. Lengyel : J. app. phys 34, 2040 (1963)
12. L.M. Frantz : Appl. Opt. 3, 417 (1964)
13. C. Yamanaka & T. Yamanaka : Japan. J. appl. Phys. 3, 231 (1964)
14. 山中, 都築, 辻倉, 山中 : 電気連大 116 (昭40.4)

第3章　レーザー増幅器の開発

§3.1　まえがき

レーザーによる核融合プラズマの研究[1~4]をはじめとする高次の非線形現象の研究を行なうには、出力数GW～数100GWのレーザー光が要求される。このような巨大レーザー光をQスイッチ法で発生することは、レーザー素子の破壊、共振器の構成の点より不可能である。ちなみにレーザー素子の破壊強度は、パルス幅30nsec.のレーザー光に対して高々2GW/cm²程度である。このため増幅段[5]を付加し、増幅段素子の断面積を増加させ、パワー密度を破壊限度内に抑えながら、全出力の増強をはかる。したがって必然的に増幅段素子の断面積は大きくなる。ルビー素子は母体が結晶であるから、スペクトル的にみればガラスよりはるかに純度は良いが、大きな断面積を持つ光学的に均質な素子を得ることは困難である。一方ガラスはスペクトル的にはルビーに劣るが、光学的に均質な大きい断面積の素子を得ることが出来る。このため1GW程度まではルビーレーザーが有利であるが、これ以上の出力を得るにはガラスレーザーの方が有利である。

筆者は100GW級大出力レーザーを建設するために、増幅機構を解明し、増幅に際して起る種々の問題点[6]、例えばガラスのソーラリゼーション、発振段と増幅段、増幅段間のカップリングの問題、増幅利得の飽和、ガラス素子の破壊等を解決した。

本章においては、5段増幅、出力100GWガラスレーザーの建設にあたって得られた結果について述べる。

§ 3.2 増幅の解析

3.2.1 増幅パラメーターの測定[7]

増幅された光パルスの波形、出力は入射レーザー光に対しては、パルス強度とその波形に、また増幅媒質に対しては、媒質の長さ l, 誘導放出断面積 σ, 損失係数 γ, 反転分布密度 n, レーザーのターミナルレベルの寿命（4準位レーザーの場合）により決まる。このため、増幅の解析に必要なこれらのパラメーターの測定を行なった。使用したレーザーは出力 20～30 MW/cm², パルス幅 30 nsec. 立上り 15 nsec. である。

〈1〉 誘導放出断面積 σ

σ の値は波長 1.06μ 近傍における素子の吸収スペクトル曲線[8]より求めた。レーザー素子は Nd_2O_3 濃度が 1.5～3 wt% と低いため、増幅媒質と同材質の Nd_2O_3 濃度 18 wt% の長さ 150 mm の試料を用いた。Fig. 3.1 はガラス中での Nd^{3+} のエネルギー準位図である。1.06μ の遷位に寄与する準位 2 のイオン数は次式で与えられる。

$$n_2 = n_1 \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \tag{3.1}$$

ここで E は各準位の基底状態より計ったエネルギーで、T は素子の温度、k はボルツマン定数である。

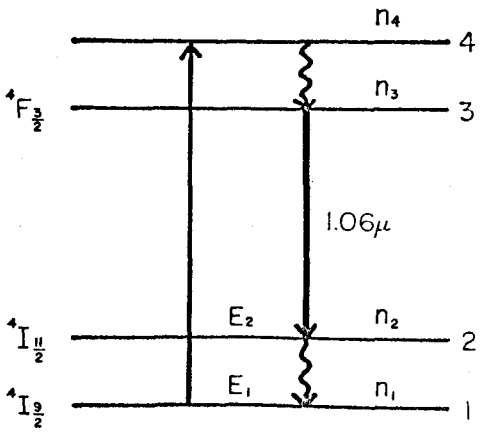


Fig.3.1. Energy diagram of glass lasers.

吸収係数 α は準位 2 のイオン数 n_2 と 1 イオンに対する誘導吸収断面積＝誘導放出断面積 σ の積であるから (3.1) 式より、次のように表わせる。

$$\alpha = n_2\sigma = n_1\sigma \exp\{-(E_2-E_1)/kT\}$$

$$\cong n_0\sigma \exp\{-(E_2-E_1)/kT\} \qquad (3.2)$$

ここで n_0 は素子の Nd^{3+} イオン密度であり Nd_2O_3 濃度 18 wt% のソーダーライムシリケートガラスでは $8.75\times10^{20}\,cm^{-3}$ となる。(3.2) 式より

$$\sigma \simeq \frac{\alpha}{n_0} \exp\{(E_2-E_1)/kT\} \qquad (3.3)$$

となる。

吸収係数は、モノクロメーターにより分光したスペクトル幅 16Å のタングステンランプの光を用い、試料中を2回通して測定した。Fig 3.2 に 1.06μ 近傍における吸収曲線を示す。ここで素子の温度は 457°K である。また透過率は素子のエネルギー準位より吸収係数が零と考えられる 1.0μ での透過率で規格化した。温度に対する吸収係数を Fig. 3.3 に示す。これより誘導吸収係数 $\sigma = 9.6\times10^{-21}\,cm^2$, 準位1, 2のエネルギー差 0.233eV ($1870\,cm^{-1}$) が得られた。

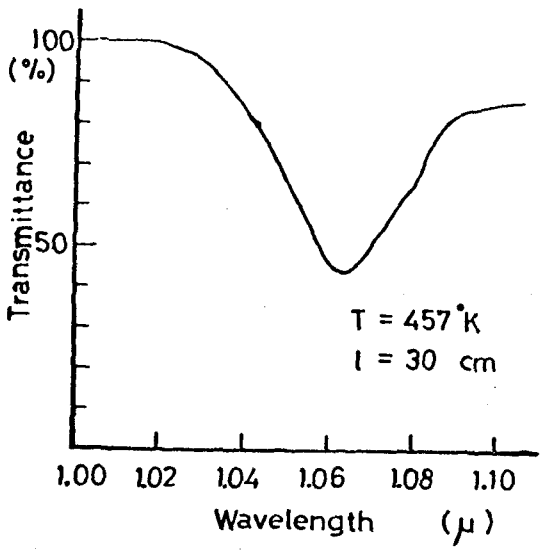


Fig. 3.2 Absorption spectrum of silicate glass about 1.06 μ. Nd_2O_3 concentration is 18 wt%. Temperature, 457°K.

〈2〉 損失係数 γ

損失係数はレーザー素子の良否を決定する重要なパラメーターで、主にロッド中の散乱中心や、ロッドの歪みなどに関係する。この値は増幅実験に用いたガラスロッド

(20mm$^{\phi}$ × 300^{l}mm) を励起しない状態で小出力のQスイッチレーザー光を通過させ、その時の減衰率より求めた。室温においては1.06μのNd^{3+}の吸収は無視することが出来る。測定されたγの値は8×10^{-3}cm^{-1}であった。

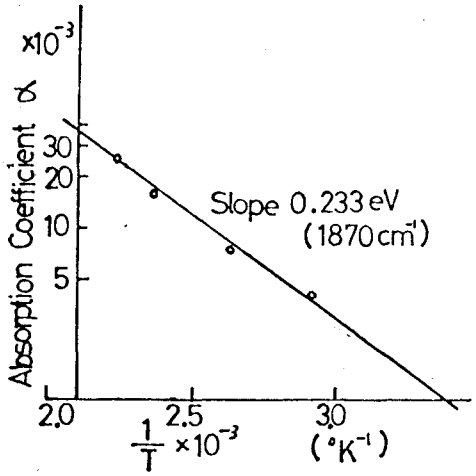


Fig. 3.3 Absorption coefficient dependent upon temperature.

〈3〉 逆転密度 n

逆転密度を正確に求めるには蛍光強度の絶対測定[9]を行なう必要があるが、かなり困難である。ここでは通常発振の閾値より求めた。

通常発振条件は共振器の反射率をR、R′、逆転密度をn、活性媒質長をlとすると、

$$R \cdot R' \exp\{2(\sigma n - \gamma) l\} = 1 \qquad (3.4)$$

σ、γ、lの値は既知であるため、nの値は(3.4)式より容易に求まる。長さ30cmの増幅素子の片端面に反射率R=40%のミラーを置いた時に7kJの励起で発振が起った。従ってもう一方の端面における反射率をR′=4%とすると(3.4)式より、n=7.8×10^{18}cm^{-3}となる。このようにミラーの反射率Rを変え種々の励起入力に対する逆転密度の値を求めた。Fig. 3.4に励起入力と逆転密度の関係を示す。図中実線は蛍光強度の相対値で、励起入力8kJで発振条件より求めたnと一致するようにした。逆転密度の曲線は蛍光強度曲線とほぼ一致した。このことにより逆転密度は蛍光強度に比例していることがわかる。

3.2.2

Rate 方程式の解析

レーザー光が4準位の増幅媒質を通過する時の光子束 I および各レベルの Population の時間変化[5]は次式で与えられる。

$$\frac{\partial I}{\partial t} + C\frac{\partial I}{\partial x} = C(\sigma(n_3 - n_2) - \gamma)I \qquad (3.5)$$

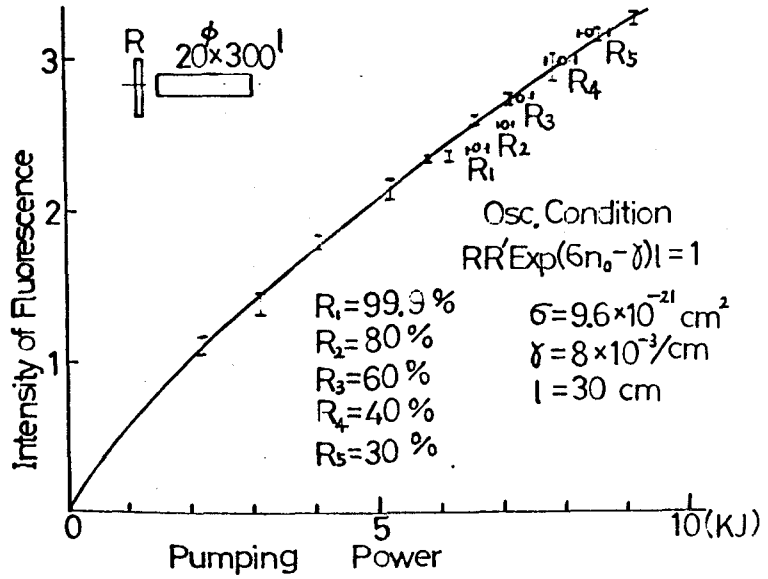


Fig. 3.4 励起入力と逆転密度の関係

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -\sigma(n_3 - n_2)I \qquad (3.6)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sigma(n_3 - n_2)I - n_2/\tau_2 \qquad (3.7)$$

ここで C は媒質中における光速度、σ は誘導放出断面積、γ は媒質の単位長さ当りの損失、x は媒質の軸方向の位置を示す。n_3, n_2 は Fig. 3.1 における準位3, 2の分布密度である。τ_2 は準位2の寿命である。これらの式で $n = (n_3 - n_2)$ が逆転密度である。レーザー光が媒質を通過する時間は短いので、この間における自然放出と励起による逆転密度の増加は無視できる。

〈1〉 近似計算による解析

3準位系の場合について取扱う。 媒質中で

の逆転密度の変化は一定であるとすると (3.5) ～ (3.7) 式は次はように書ける。

$$I(t) = I_0(t) \exp\{(\sigma n - \gamma) l\} \tag{3.8}$$

$$\frac{dn}{dt} = -2\sigma n I_0(t) \tag{3.9}$$

ここで $I_0(t)$ は入射レーザー光強度である。初期逆転密度を n_0, 入射レーザー光強度を

$$I_0(t) = I_0 \{\exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2)\} \tag{3.10}$$

とすると $I(t)$ は

$$I(t) = I_0(t) \exp\left\{\sigma n_0 l \exp\left(-2\sigma \int_0^t I_0(t)\, dt\right)\right\} \tag{3.11}$$

となる。

$2\sigma \int_0^t I_0(t)\, dt$ の大きさをルビーレーザーの場合について見積る。Cr^{3+} 濃度 0.05 wt%, $N_0 = 1.6 \times 10^{19} cm^{-3}$, $\sigma = 2.5 \times 10^{-20} cm^2$ に対して入射尖頭値を 100 MW cm^{-2} (光子速は $3.5 \times 10^{26} cm^{-2} s^{-1}$), パルス幅 20 nsec. とすると.

$2\sigma \int_0^t I_0(t)\, dt \ll 1$ となる。これより

$$\exp\left\{-2\sigma \int_0^t I_0(t)\, dt\right\} \approx 1 + 2\sigma I_0 \{\tau_1 \exp(-t/\tau_1) - \tau_2 \exp(-t/\tau_2)\}$$

となり (3.11) 式は次のように書ける。

$$I(t) = I_0(t) K \exp\{(\sigma n_0 - \gamma) l\} \tag{5.12}$$

$$K = \exp\left[2\sigma^2 n_0 l I_0 \left\{\tau_1 \exp\left(-t/\tau_1\right) - \tau_1 \exp\left(-t/\tau_2\right)\right\}\right] \qquad (3.13)$$

(3.13) 式で表わされる K は非線形増幅係数で Fig. 3.5 のようになる。また $I_0(t)$, $KI_0(t)$ は Fig. 3.6 のようになる。

これより $\sigma = 2.5\times10^{-20}$ cm², $I_0 = 3.5\times10^{26}$ cm^{-2} sec^{-1}, $n_0 = 1.5\times10^{19}$ cm^3, $l = 15$cm $\tau_1 = 10$ nsec., $\tau_2 = 5$ nsec. のルビーレーザーでピークの位置が 1.5 nsec. 程度時間の早いすにずれることがわかる。また上の条件で非線形増幅が観測されるためには $n_0 I_0 > 10^{45}$ cm^{-5} sec^{-1} でなければならない。これは 100 MW cm^{-2} の入射光に対して $n_0 \geq 5\times10^{18}$ cm^{-3} に相当する。

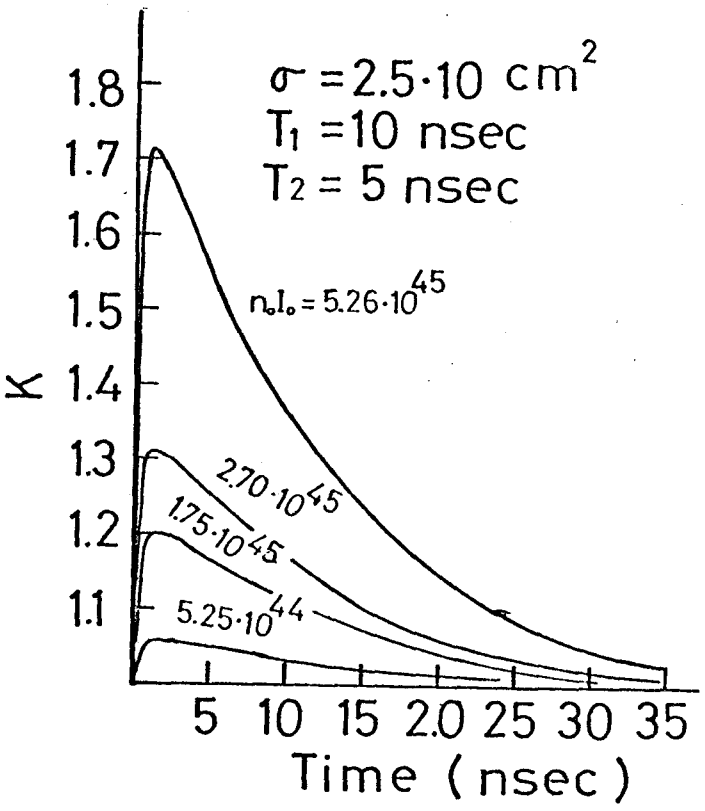


Fig. 3.5 非線形増幅係数

また $\tau_1 = 10$ nsec., $\tau_2 = 5$ nsec. のガラスレーザーで達成するには $\sigma = 10^{-20}$ のガラスに対して $n_0 I_0 \geq 6.25\times10^{45}$ となり $I_0 = 100$ MW に対して $n_0 \geq 10^{19}$ cm^{-3} となる。これは $N_0 = 4.7\times10^{20}$ cm^{-3} の Nd_2O_3 濃度 5 wt% バリウムクラウンガラスに対し $n_0/N_0 = 0.02$ となる。また $N_0 = 7.3\times10^{19}$ の Nd_2O_3 5 wt% のソーダ-ライムシリケートガラスに対し、$n_0/N_0 \approx 0.14$ となる。

この結果、立上りの速い、パルス幅の狭い出力光を得るには n_0, I_0, l を大きくすることはもちろんである

が、立上りえ～3 nsec 以下の入射レーザー光を用いる必要があることがわかる。

(2) 電子計算機による解析

より正確な結果を得るために測定したパラメーターを用い差分法により計算機解析を行なった。式(3.5)～(3.7)に対する差分式を示す。

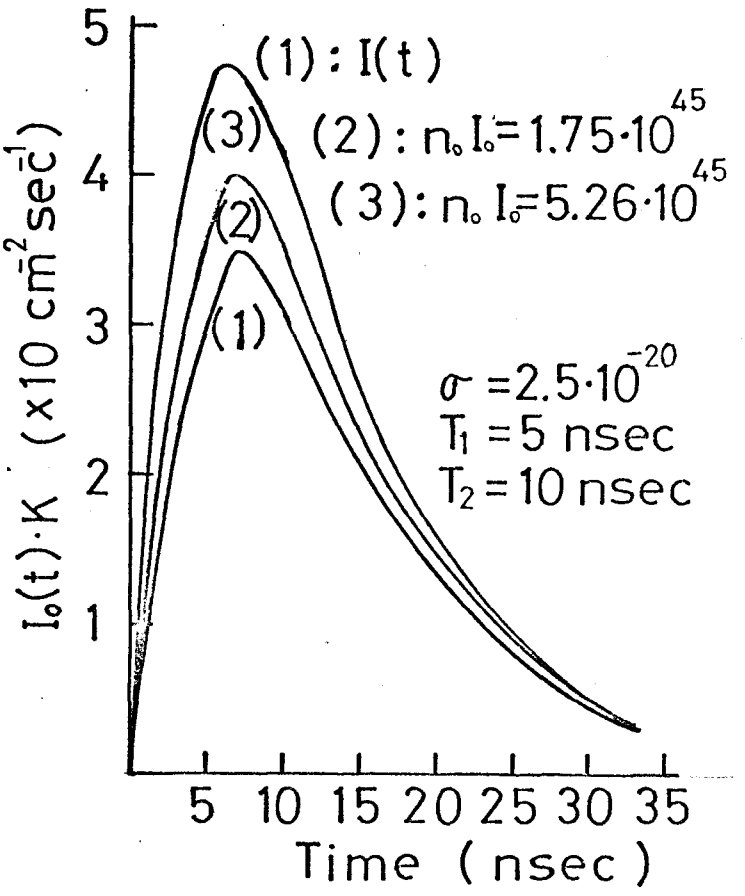


Fig.3.6. 増幅率と逆転密度の関係

$$I^{m,n} = \{ch\sigma(N_3^{m-1,n-1} - N_2^{m-1,n-1}) - ch\gamma + 1\} I^{m-1,n-1} \quad (3.14)$$

$$N_3^{m,n} = N_3^{m-1,n} - \sigma h (N_3^{m-1,n} - N_2^{m-1,n}) I^{m-1,n} \quad (3.15)$$

$$N_2^{m,n} = N_2^{m-1,n} + \sigma h (N_3^{m-1,n} - N_2^{m-1,n}) I^{m-1,n} - h N_2^{m-1,n} \cdot \frac{1}{\tau_2} \quad (3.16)$$

ここで h は時間分割幅で 5×10^{-11} とした。また距離分割幅 $\Delta x = 1\,cm$ とし、$h = \Delta x / c$ とした。境界条件として $t = 0$, $x = nh$ で、$I^{0,0} = I^{1,1} = 0$, $N_3^{0,0} = N_3^{1,0}$, $N_2^{0,0} = N_2^{1,0} = 0$

を採用した。入力波形は短形波および次式で表わされるものを用いた。ピーク値は 30MW/cm² である。

$$I_0'(t) = \begin{cases} I_0 \exp\left\{-2\left(\dfrac{t-\frac{x}{c}}{T_1}\right)^2\right\} & \left(t-\frac{x}{c}\right) \leq 0 \\ I_0 \exp\left\{-\left(\dfrac{t-\frac{x}{c}}{T_1}\right)^2\right\} & \left(t-\frac{x}{c}\right) > 0 \end{cases} \tag{3.17}$$

$$I_0^2(t) = \begin{cases} 0.05\, I_0'(t) & \left(t-\frac{x}{c}\right) \leq a \\ I_0'(t)\left\{0.05 + 0.95 \sin^2\left\{\dfrac{\pi}{2}\left(\dfrac{t-\frac{x}{c}}{T_2}\right)\right\}^2\right\} & a < \left(t-\frac{x}{c}\right) \leq 0 \\ I_0'(t) & \left(t-\frac{x}{c}\right) > 0 \end{cases} \tag{3.18}$$

ここで $T_1 = 10^{-7}$ sec., $T_2 = 1.5 \times 10^{-8}$ sec., $a = 1.5 \times 10^{-8}$ sec で時間の原点はパルスのピークの位置にとった。(3.17)式は半値幅 21.3 nsec., 立上り 12.5 nsec (slow rise time), (3.18)式は半値幅 16.2 nsec. 立上り 6.3 nsec. (fast rise time) である。Fig. 3.7 に入射パルス波形を示す。

T_2 の値は数 10 nsec.[10] であるが測定法がないため、ここでは $T_2 = 10$ nsec., 20 nsec., ∞ の3種類を仮定した。Fig. 3.8 に T_2 の増幅率に対する影響を示す。T_2 が小さくなると増幅率は大となるが、その影響はあまり大きくない。以下の計算では $T_2 = 10$ nsec. を採用した。

Fig. 3.9 に種々の逆転密度に対する出力波形を示す。Fig. 3.10 に矩形波パルスの場合を示す。波形の立上りの

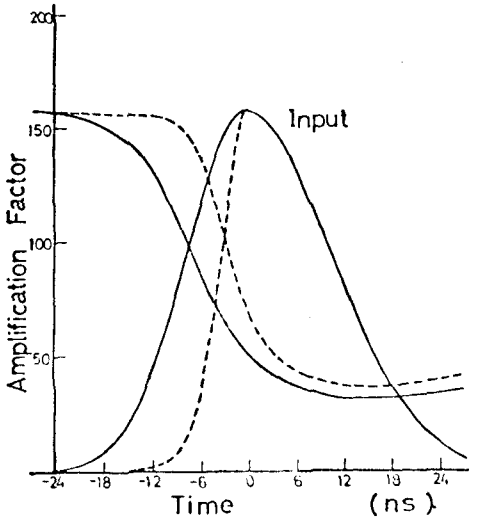


Fig.3.7 Variation of amplification factor at the various points of input pulse. Input pulse forms are also drawn. The solid line shows the input with slow rise time and the dotted line, fast rise time. (Calculated)

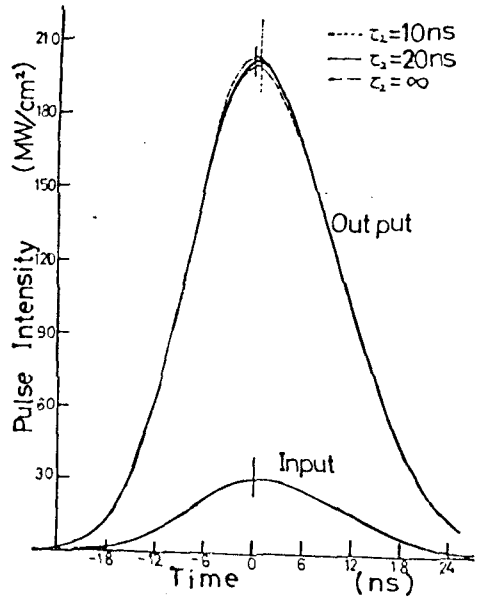


Fig.3.8 Influence of relaxation time τ_2 of level 2 upon the amplification factor. (Calculated)

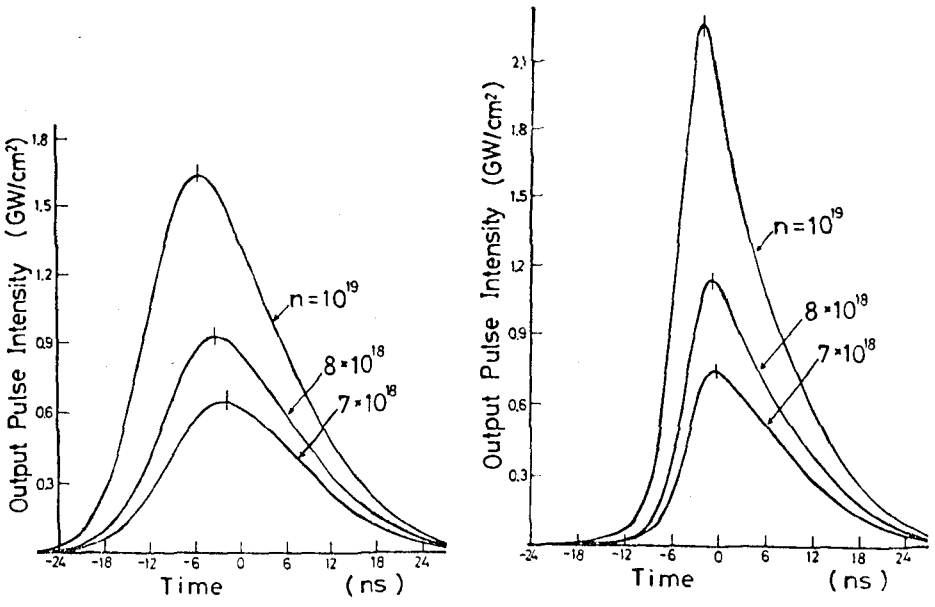


Fig. 3.9 Output pulse form at various inversion. (Calculated) (a): the input with slow rise time (b): the input with fast rise time Input pulse forms are shown in Fig. 5. Rod length: 60 cm.

速い場合は増幅率が大になり、パルスピークの移動も小である。特に立上り時間無限小の矩形波入力の場合は立上り部の増幅率が非常に大きくなり時間とともに増幅率が急激に減少することがわかる。Fig. 3.7は(3.17)(3.18)式で示される入力波形の各時間での増幅率の変化を示したものである。このような非線形増幅作用のために、出力パルスのピークの位置は入力パルスのそれに比べて時間の早い方に移り、出力パルスの半値幅と立上り時間は入力パルスよりも小となる。Fig. 3.11に媒質長に対する増幅率の変化を示す。媒質長が長くなるにつれ、利得の飽和が生じ、線形増幅から非線形増幅に移ってゆく。そして入力パルスの立上りが速い程、この利得飽和は、早く生ずる。速い立上りを持つ入力パルスのピーク値に対する利得の飽和をFig. 3.12に示す。これらの結果より、近似計算で明らかになったように、ピークパワーを増すには立上りの速い入力パルスを用いる必要がある。

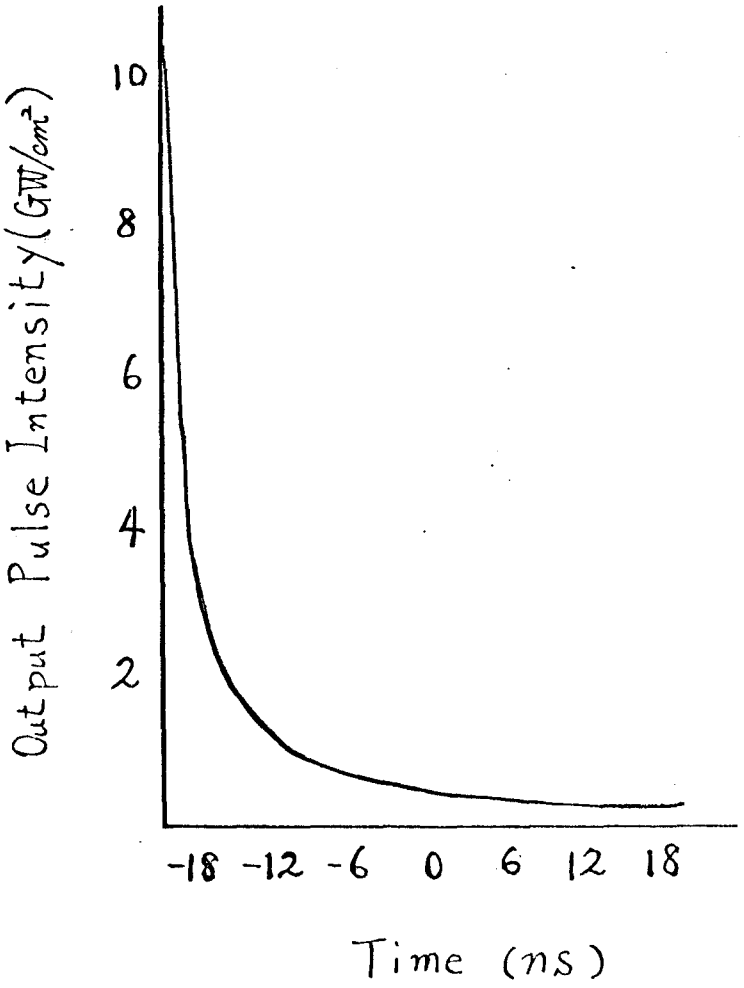


Fig. 3.10 矩形波パルスの増幅

レーザーパルスが増幅素子を通過した後の素子中での

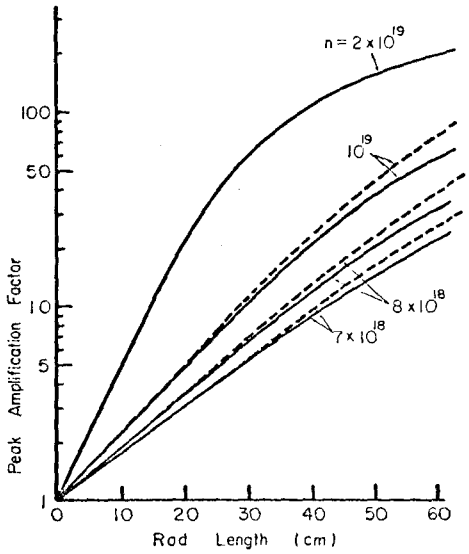


Fig.3.11 Peak amplification factor dependent upon rod length. Solid line shows the input with slow rise time and dotted line, fast rise time. (Calculated)

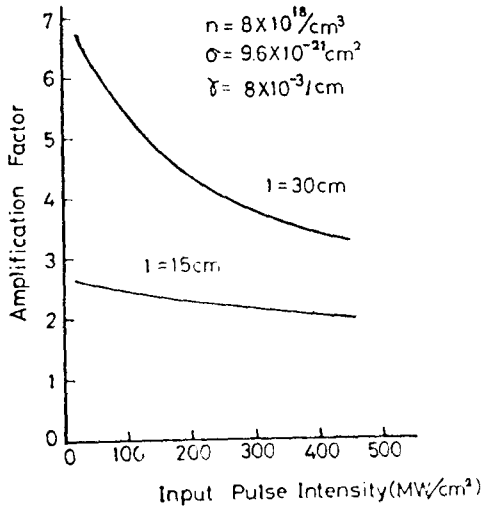


Fig.3.12 Gain saturation due to input pulse intensity. (Calculated)

逆転密度の分布を Fig.3.13 に示す。逆転密度の空間的緩和は、パルスの通過時間に比して十分長いと考えられるので、rate 方程式にはこの項を省略した。このためパルスが通過した後には、素子中に逆転密度の分布変化が現われる。素子の最初の部分では殆んど逆転密度は減少せず、素子の後方になるほど減少の割合が大となり、増幅に大きく寄与していることがわかる。

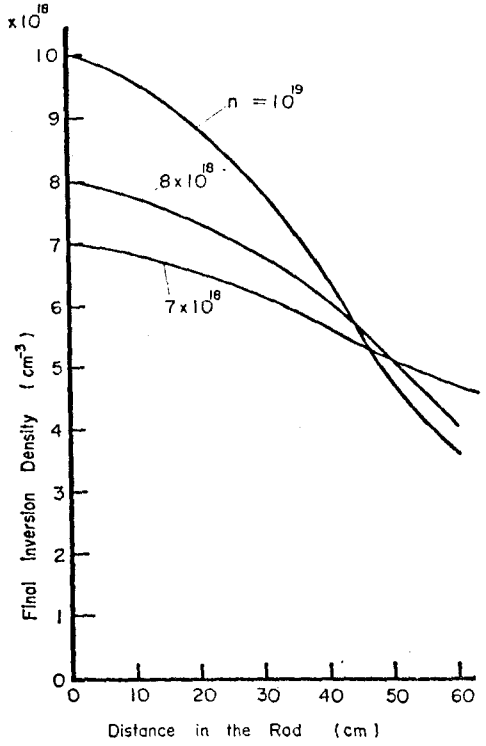


Fig.3.13 Final inversion density after the pulse passing through an amplifier rod. (Calculated)

§ 3.3 Qスイッチパルス (30ns) の増幅特性

3.3.1 実験方法

Fig. 3.14 に実験装置の構成図を示す。発振段は倍角式回転プリズムQスイッチ法を採用した。発振段ロッドは直径 10m/m, 長さ 150mm のソーダーライム・シリケートガラスである。

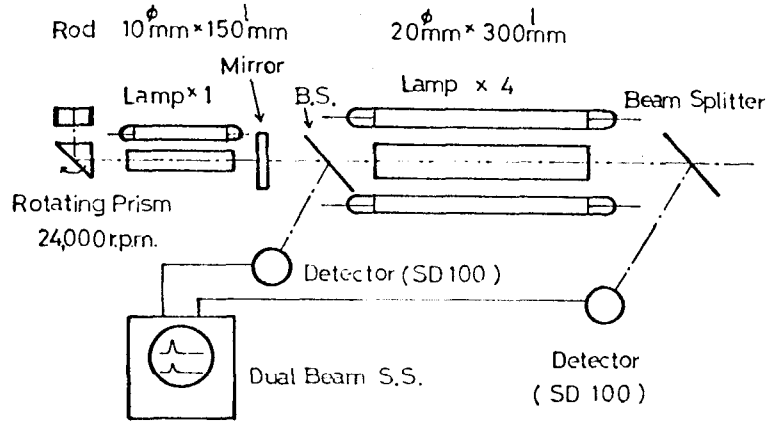


Fig. 3.14 Schematic diagram of experimental setup

出力端反射率は 60% で、回転プリズムの回転数は 24,000 rpm である。発振出力は 30MW でパルス幅は 30nsec. である。励起は入力 1.5KJ の直線型 Xe ランプで行なった。

増幅段 1, 2 は直径 20m/m, 長さ 30cm, Nd^{3+} 濃度 1.5 WT% の発振段と同種ガラスである。ロッドの両端面は平行である。励起は入力 4KJ の直線型 Xe ランプ 4 本を用い closed couple 方式を採用した。ロッド、Xe ランプとも水冷である。

異種ガラスによる増幅実験では、発振段に直径 6mm, 長さ 10cm, のソーダーライムシリケートガラスを, 増幅段には直径 10mm, 長さ 150mm のバリウムクラウンガラスを用いた。

入出力レーザー光はフォトダイオード SD100 でモニタ

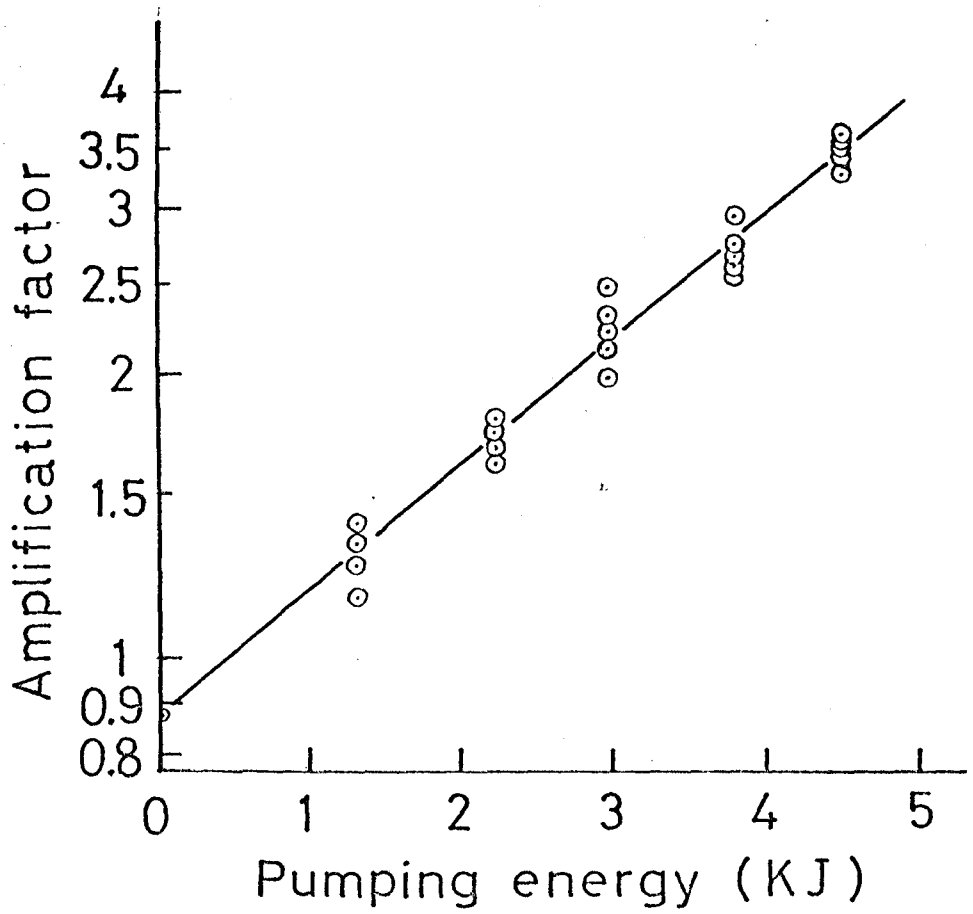


Fig.3.15 異種ガラスの増幅実験

ーレ、2ビームオシロスコープ(30MHz)で観測した。

3.3.2 実験結果および検討

Fig.3.15に異種ガラスの増幅実験の結果を示す。蛍光スペクトルピークが5Åずれているにもかかわらず、同種ガラスと同程度の増幅度が得うれた。これは蛍光スペクトル幅が広く波長間の cross relaxation time が 10^{-12} sec. 程度であるためと考えられる。

Fig. 3.16に同程ガラスの1段増幅の結果を示す。増幅較入力15KJでの増幅率は9倍であった。この時の逆転密度は Fig. 3.4 より $10^{19}\,cm^{-3}$ と算出される。この逆転

密度に対する計算値より求めた増幅率は $l=30cm$ で10倍となり、実験結果と略一致する。

励起を数10回行なうと増幅媒素子にソーラリゼーションが生じ Fig.3.16 に示すように増幅率は半減した。これは Fig.3.17 に示すようにソーラリゼーションのために紫外領域の吸収が増加した素子中での損失が大きくなったためと考えられる。

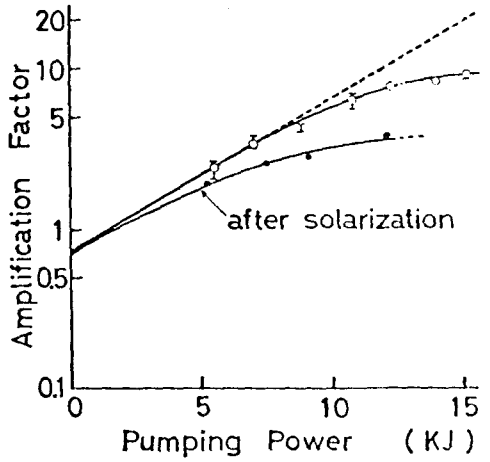


Fig.3.16 Result of the amplification experiment.

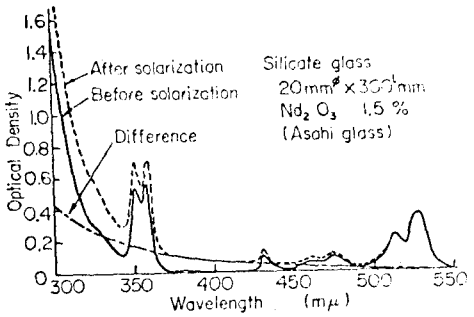


Fig.3.17 Absorption spectra of an amplifier rod before and after solarization.

このソーラリゼーションは素子を焼鈍することにより容易に元の状態に戻すことが出来た。ソーラリゼーションを生じた後のガラス素子の半径方向の各点における増幅率の変化を Fig.3.18 に示す。入射光は直径3mmで，増幅段の励起入力は8KJである。増幅率は素子の外側よりも中心部の方がやゝ大であった。これは素子の外側の方が中心よりもソーラリゼーションの割合が強いためである。

Fig.3.19 に発振段と増幅段の間に afocal レンズを挿入し，単位面積あたりのパワー密度を低下させた時の増幅率の変化を示す。レンズ系焦点距離 150mm の凹レンズと，300mm 凸レンズを 1.06μ のガラスレーザー光に対して共焦点になるように調整した。実験結果は計算で

示されたようにレンズ系を用いた時の方が、用いない時よりも増幅率は増加した。ただし、レンズ系挿入によるパワーの損失は無視した。

発振段、増幅段ともに平行平面カットのレーザー素子を用いたために光軸調整を完全に行ない、増幅段の励起を充分強く行なうと、Qスイッチレーザー光が増幅段に入射する以前に増幅段素子が発振段出力側ミラーとカップルして自己発振

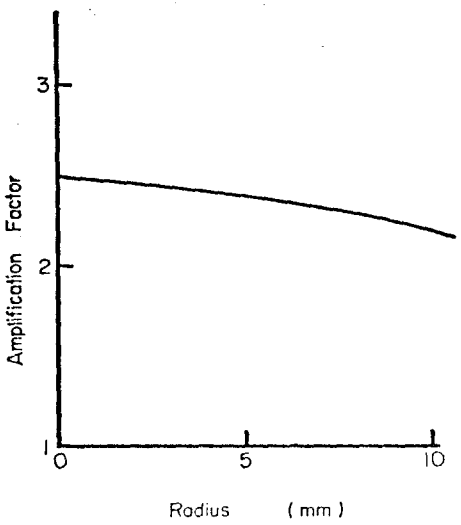


Fig. 3.18 Amplification factor vs. radius of amplifier rod after solarization. Pumping power is 8 kJ and the diameter of input laser beam is 3 mm.

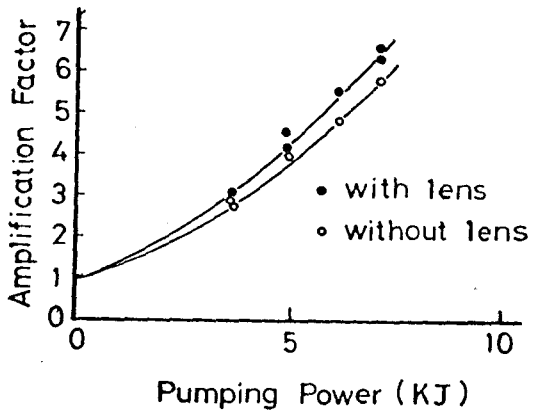


Fig. 3.19 The effect of afocal lens system

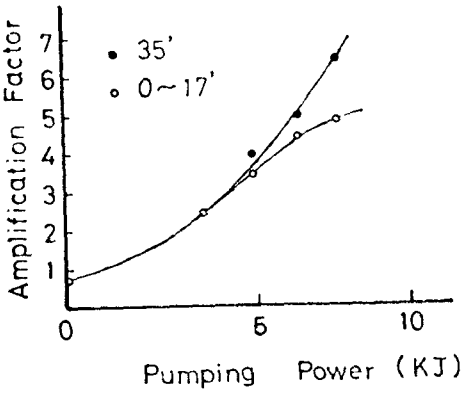


Fig. 3.20 Change of amplification factor due to inclination of the amplifier rod.

を起した。このカップリングを防ぐためにはファラデーローテーターのような光学アイソレーターを用いる必要があるが、本実験では増幅段素子を光軸より傾むけて、カップリングを防いだ。Fig. 3. 20にこの時の増幅率の変化を示す。光軸とのずれが1/7'程度まではあまり効果は

ないが、35′になるとカップリングの効果がなくなり利得の飽和は生じなくなった。この為、増幅段素子の両端面を5°カットにし、カップリングによる増幅段素子の発振を防いだ。

第3.1表に2段増幅の結果の1例を示す。第2段目のガラス素子は直径30mm，長さ30cmで6本の直線型Xeランプ(全入力最大18KJ)により励起した。増幅段1段目，2段目はカップリングを防ぐために光軸に対して数度傾けた。得られた最大出力は1.1GWであった。この出力は計算結果と略一致した。

第3.1表　2段増幅特性

	発振段	増幅段Ⅰ	増幅段Ⅱ
励起入力	1.56KJ	7.1KJ	12KJ
出力	0.6 J 20MW	5.6 J 185MW	33 J 1.1GW

§3.4　ナノ秒パルスの増幅特性

3.4.1　P.T.M法によるパルス整形

増幅の解析で明らかなように，高い増幅率を得るには立上りの速いパルスが必要となる。本節ではLaser Trigger Spark Gap(LTSG)[11)12)13)]を用いたPulse Transmission Mode(PTM)[12),14)~16)]法による5段増幅用ナノ秒パルス発生について述べる。

<1> LTSGの特性

LTSGの特性はパルス整形時のパルスの立上り時間に大きく影響するため、スイッチ時間，電圧パルスの立上りの速いインピーダンス整合の取れたものが要求される。筆者の製作による加圧形LTSGの構造をFig.3.21に示す。

電極はSUS27で、低圧側電極にレーザー光導入用の2mmの穴を設けた。レーザー光集光レンズは焦点距離30mmで、レーザー光は負の電極上に集光した。充電用ケーブルはRG8U($Z_0 = 52\Omega$)である。

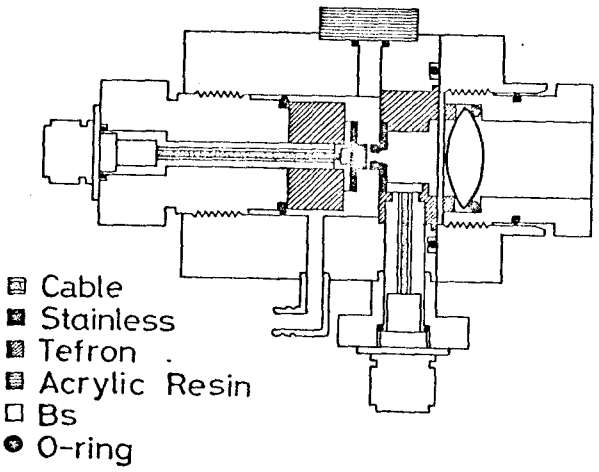


Fig. 3.21 加圧形LTSGの構造

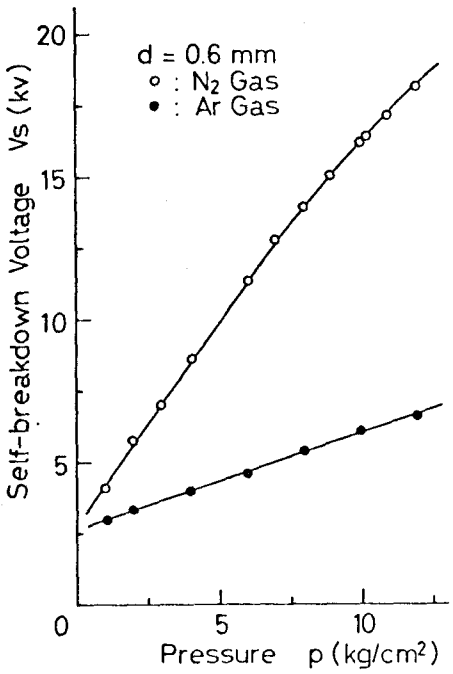


Fig. 3.22 自己放電電圧V_sとガス圧の関係

電極間距離 $d = 0.6$ mm の時の自己放電々圧とガス圧 V_s との関係を Fig. 3.22 に示す。N_2 ガスの自己放電電圧が Ar ガスのそれより高いため、N_2 ガスを使用した。

Fig. 3.23 に圧力 10.8 kg/cm², 電極間距離 $d = 0.6$ mm (V_s = 16.6 kV), 入射レーザーパワー $P_L = 1.2$ MW (パルス幅 30ns) での印加電圧 V と放電時間遅れ t_d の関係を示す。ここで時間遅れはレーザー光強度が 10% になる点を $t = 0$ とした。$V = 0.96\,V_s$ で $t_d = 10$ nsec. であった。表面状態により t_d はかなり変化した。Fig. 3.24 に電極間距離と放電時間遅れの関係を示す。レーザーパワーが小さい時は電極間距離が大になると発生プラズマが対向電極に到達する

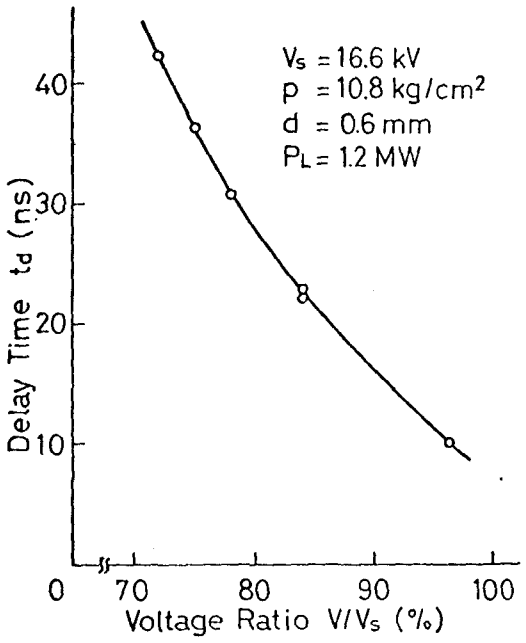


Fig. 3.23 Delay time vs. V/Vs

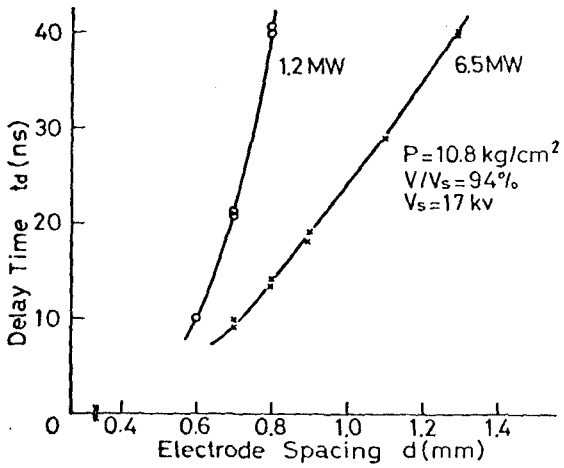


Fig. 3.24 Delay time vs. gap length d

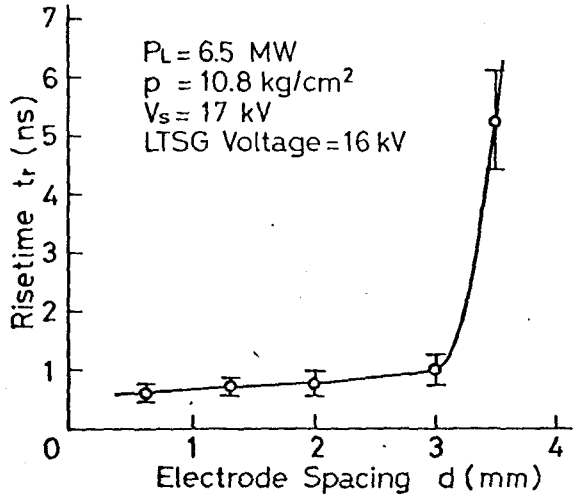


Fig. 3.25 Rise time vs. gap length d

までに減衰するために、陽電極間距離を越えると時間遅れが急激に増大する。

電圧の立上り時間 t_r と電極間距離の関係を Fig. 3.25 に示す。電極間距離がプラズマの bridge over の閾値を越えると立上り時間は急激に増大した。

Fig. 3.26 に $d = 0.6$ mm, $P = 10$ kg/cm², $V = 16$ kV の時の放電時間遅れ t_d と立上り時間 t_r の関係を示す。t_d はレー

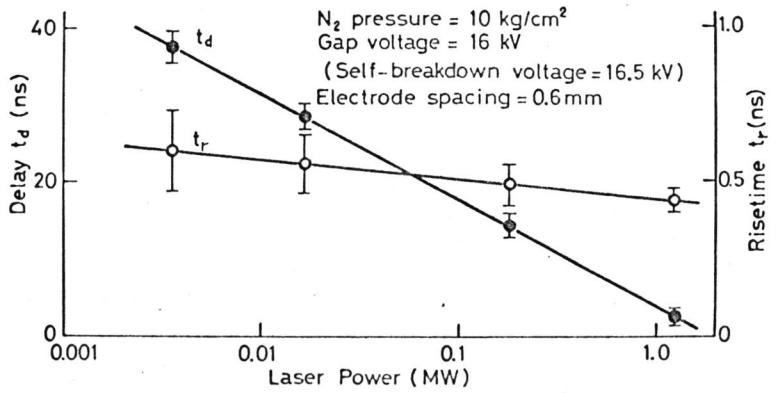


Fig.3.26 Delay time and risetime vs. laser power.

ザーパワの増大とともに急激に減少するが、t_rはあまり変化しなかった。Fig. 3.27にLTSGに長さ40cmの終端短絡ケーブルを設置してツテニが抵抗52Ωを用いて519オシロスコープで測定したパルス幅5nsec.の波形を示す。パルス立上りは0.5nsec.でリップルも少ないことがうかがえる。

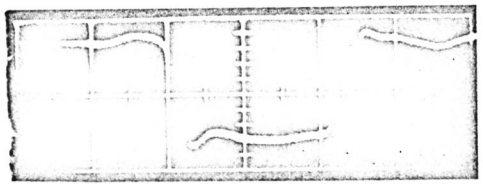


Fig. 3.27 パルス電圧波形
2 nsec./div.

〈2〉 パルス整形

PTM法によるパルス整形実験の構成図をFig. 3.28に示す。レーザーは回転プリズム式Qスイッチレーザーである。GP_1, GP_2は直交Glanプリズムで、PCはPockelsセルである。L_1は充電ケーブルで、L_3はパルス幅を決定する終端短絡ケーブルである。Fig. 3.29にKDP Pockelsセルの構成図を示す。KDPは15×15×10 mm³で、湿度による

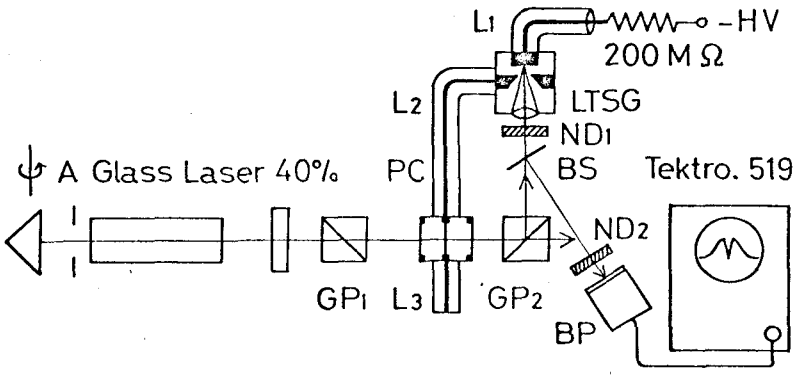


Fig. 3.28 PTM法によるパルス整形装置の構成図

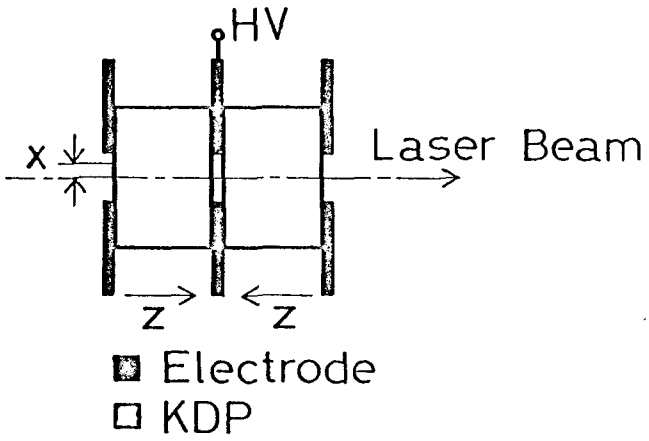


Fig. 3.29 KDP Pockelsセルの構成図

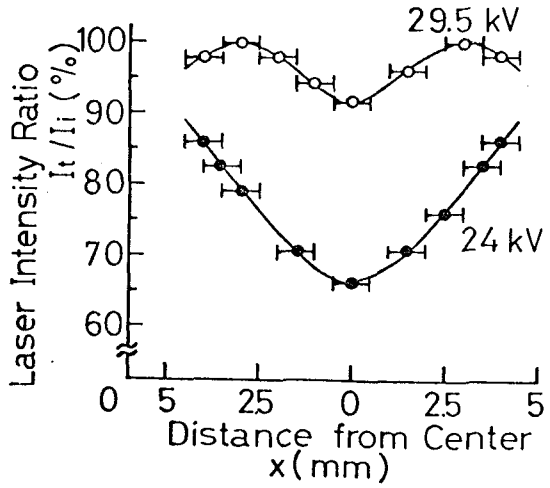


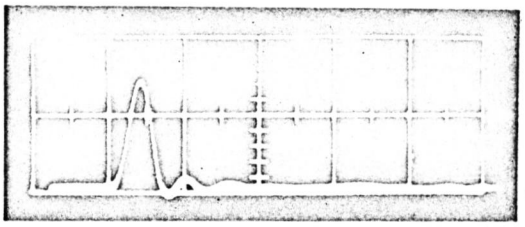
Fig. 3.30 電圧印加時のPockelsセルの透過率の場所変化

複屈折の変化を補償し、電気光学効果を2倍にし、印加電圧を低減するために、2ケ縦続した。中央の電極に電圧を印加した。セルの容量は20pFである。レーザー光透過用窓は直径10mmである。$\lambda/2$電圧はガラスレーザー光（$\lambda = 1.06\mu$）に対して14.5kVであった。Fig. 3.30に

KDPシャッターの各点での透過率を示す。ケーブルL_1への充電々圧24KVでは中心の透過率は65%であった。

LTSGのスイッチ時間はフィルターによりレーザー光の強度を調整して変化させた。Fig. 3.31に整形パルスおよび、LTSGへの入射レーザー光波形を示す。(a)はパルス幅2μsec., (b)は10μsec.である。レーザーパルスの立上り時間は1.7μsecであった。

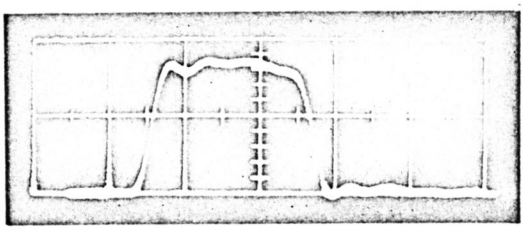
終端ケーブルL_3のかわりにLTSG[17]を用い、LTSGの点火時間を変えてパルス幅を決定すると充電ケーブルL_1の電圧は半分になり、整形レーザーパルスの立上りには影響がなかった。



2msec パルス

5 msec/div

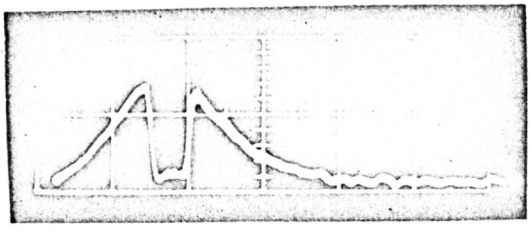
(a)



10 msec パルス

5 msec./div

(b)



LTSGにおける
レーザー波形

20 msec/div

Fig 3.31 ナノ秒パルス波形

3.4.2 実験方法

Fig. 3.32 に5段増幅レーザーの構成図を示す。使用レーザーロッドは白金フリーのバリウムクラウンガラスである。発振段は回転プリズムQスイッチにPTM法を付加したパルス幅可変レーザーである。発振段ロッドは直径10mm, 長さ16mmで、出力は発振パターンを一様に保つために10MW以下に制限した。Xeランプ, ロッドは水冷した。

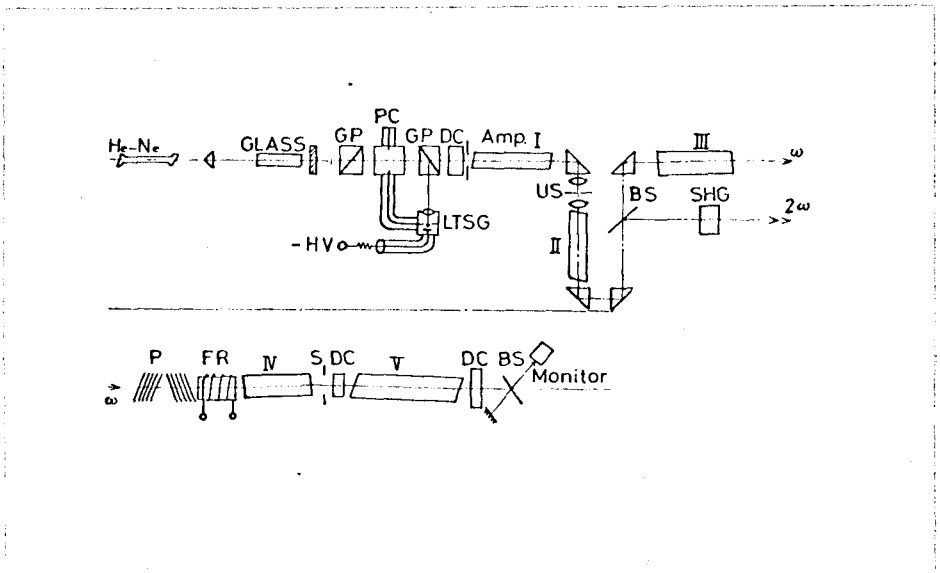


Fig. 3.32 5段増幅レーザーの構成

増幅段の構成を表3.2表に示す。励起は直線型Xeランプを用い closed couple 方式で行なった。レーザーロッドは 0.2 mol/l の $NaNO_2$ 溶液で冷却した。Xeランプは脱イオン水により冷却した。各ロッドは自己発振を防止するために両端面光軸に対して6°カットにした。

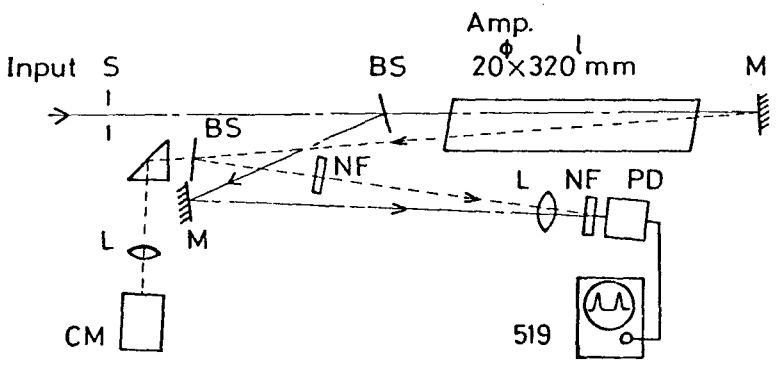
発振段出口には漏れ光を低下させるために可飽和色素を設置した。増幅段I, IIの間にプラズマスイッチを, 増幅段III, IIIの間にFaradayセルを設置しプラズマよりの反射光の減衰を計った。

ナノ秒パルス増幅ではエネルギー利用率が低いため、

第3.2表 5段増幅レーザーの特性

Amp.	I	II	III	IV	V
Rod Dimension	ϕ20×320 l	ϕ20×320 l	ϕ30×320 l	ϕ30×320 l	ϕ40×600 l mm
Nd_2O_3	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5 wt%
Flash Lamp	4	4	6	6	10
Pumping Energy (Max.Pump.Ener.)	9 (20)	9 (20)	13.5 (30)	13.5 (30)	60 kJ (200)
Gain	7	5	4.5	4	3.5
Power (入力 4.5 MW)	315	158	709	2900	10000 MW

増幅段Iを用いて2パス増幅率を測定した。Fig.3.33に実験の構成図を示す。入出力光は同一のバイプラナフォトダイオードR317と519オッシロスコープで観測した。



Experimental Set-up of Two Passes Gain Measurement

Fig.3.33 2パス増幅実験装置構成図

3.4.3 実験結果および検討

第3.2表に入力4.5MW, パルス幅2nsec.パルスによる増幅結果の1例を示す。増幅段の後段になる程パワー密度は増大し、増幅率は低下した。

Fig.3.34に10nsec.パルスの4段増幅結果を示す。励起入力は35.5kJで入射レーザーエネルギーは30mJで、増幅段の出力は1Jであった。Fig.3.35にパルスの各点での増幅率を示す。増幅率は§3.2に示されたように時間の早い部分が非常に大であった。パルス幅は10.2nsecから9.4nsecに減少し、パルスの立上り時間は1.7nsecから1.5nsecになった。

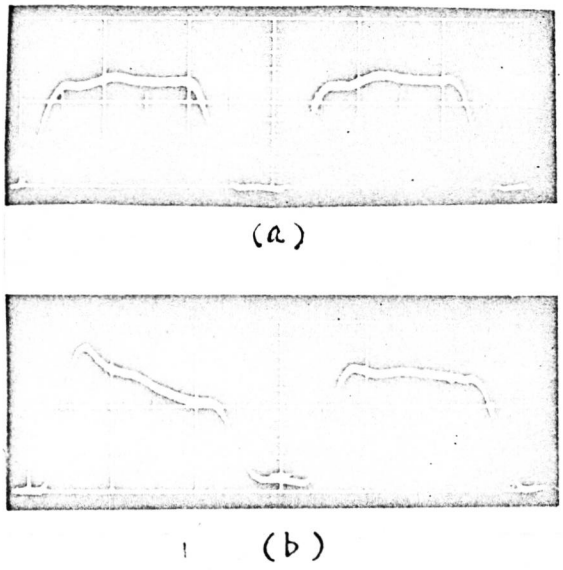


Fig.3.34 Gain measurement oscillogram of input (right) and amplified (left) laser pulse. (a) A case of nonpumped amplifiers. (b) A case of pumped amplifiers by 35.5 kJ. 5 ns/div

Fig.3.36に2nsec.パルスによる2パス増幅の結果を示す。Aは1パス増幅率で、Bは2パス増幅率である。2パス増幅率は1パス増幅率の2倍となり、ナノ秒パルス増幅では前段増幅器のエネルギー利用率が低いことがわかる。

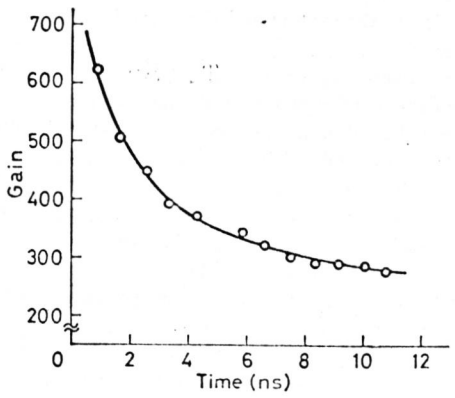


Fig.3.35 Amplitude gain as a time function of 10 ns laser pulse.

プラズマ生成時の反射レーザー光は発振段位置で10^{-4}に減衰した。

Faraday セル用ガラス・スタック偏光子に平行平板を用いると各面よりの反射光の干渉効果により、ビームの中心部の強度は非常に減少した。平行平板の変え平行度 4°のガラス板を用い干渉効果をなくするとビームの中心部での減衰はなくなった。

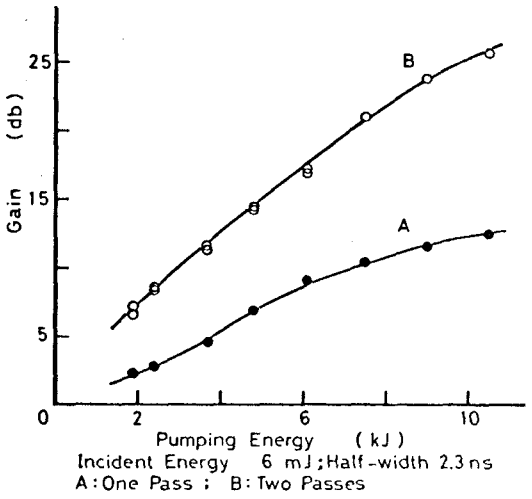


Fig. 3.36 2パス増幅

増幅段間距離が短い時（平均 1m）には増幅段間のカップリングにより励起を大きくするとスーパーラディエーションが起った。この問題は増幅段間に可飽和色素を設置し、増幅段距離を十分取ることにより解決された。

レーザーロッドの破壊はビームのセルフトラップが起るまで生じなかった。また表面破壊強度は HF 処理により 15% 改良された。

§. 3.5 むすび

白金フリーガラスを用い5段増幅ガラスレーザーを建設し出力 100 GW 級のレーザーの開発に成功した。理論解析実験により得られた結果を次に示す。

1. 立上りの速いパルス程、増幅率は大となる。立上りのゆるやかなパルスの増幅では、パルスの波頭で逆転密度が消費され、パルスのピークでの増幅率が低下し、ピーク位置が時間の早い方へ移動する。

2. 増幅段素子中でのパワー密度が増加すると、増幅

率は低下する。

3. 増幅により消費されるエネルギーは素子の後段ほど大となる。

4. ソーダーライム・シリケートガラスを発振段に，バリウムクラウンガラスを増幅段に用いた異種ガラス増幅により，同種ガラス増幅と同程度の増幅率を得た。

5. 立上り 1.7nsec. パルス幅 10nsec. の矩形波パルス増幅により，理論解析結果とよく一致するパルス変形が観測された。

6. パルス幅 2nsec. の2パス増幅により1パス増幅率の2乗の増幅率を得た。

7. LTSG を使用した PTM 法により立上り 1.7nsec，パルス幅 2nsec. ~ 10nsec. の矩形波パルスが得られた。

8. Faraday セル，可飽和色素，プラズマスイッチを用いることにより，プラズマよりの反射光を発振段位置で 10^{-4} に減衰できた。

9. 可飽和色素の導入および増幅段間距離を十分取ることにより，スーパーラディエーションを防止できた。

10. 増幅段ロッドを 6°カットにすることにより自己発振および発振段ミラーとのカップリングが防止出来た。

11. 白金フリーガラスを使用することによりロッドの内部破壊は解決された。

12. ロッドのソーラリゼーションは 0.2 mol/l の $NaNO_2$ 溶液をフィルターとして使用することにより防げた。

参考文献

1. J. M. Dawson : phys of Fluids 7, 981 (1964)
2. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
3. N. G. Basov, P. G. Kruikov, S. D. Zakharov, Yu. V. Senatsky & S. V. Tchekalin : IEEE J. Quantum Electronics, QE-4, 864 (1968)
4. T. Yamanaka, N. Tsuchimori, T. Sasaki & C. Yamanaka : Technol. Rep. Osaka Univ. 18, 155 (1968)
5. R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, V. S. Zuev, P. G. kryakov & V. S. Letokhov : IEEE J. Quant. Elec. QE-2, 436 (1966)
6. P. V. Avizonis & R. L. Grotbeck : J. appl. Phys 37, 687 (1966)
7. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi & C. Yamanaka : Japan. J. appl. phys. 8, 1037 (1969)
8. P. Mauer : Appl. Opt. 3, 433 (1964)
9. P. V. Avizonis : J. appl. Phys. 37, 780 (1966)
10. M. Michen : IEEE J. Quant. Elect. QE-2, 562 (1966)
11. L. L. Steinmetz : Rev. Scient. Inst. 39 904 (1968)
12. 佐々木, 山中, 山中 : 量子エレクトロニクス研究会(電子通信学会)資料 QE 69-11 (1969)
13. A. J. Alcock et al : Rev. Scient. Inst. 41, 1028 (1970)
14. G. I. Kachen, et al : IEEE J. Quant. Elct. QE-6, 84 (1970)
15. M. Michon et al : J. appl. Phys 41, 2739 (1970)
16. A. J. Alcock, et al : Opt. Commun. 2, 65 (1970)
17. K. Yoshida, T. Yamanaka, T Sasaki, C. Yamanaka, et al : Japan. J. appl. Phys. 10, 1643 (1971)

第4章　レーザーによる核融合プラズマの研究

§4.1　まえがき

Qスイッチ技術，レーザー増幅技術の進歩[1)2)]により，出力数10GW，パルス幅数nsec.[2)]のレーザー光が容易に得られるようになり，レーザーはプラズマ工学[3)]においても重要な地位を占めるようになった．レーザーによるプラズマ発生[3)]，プラズマ計測[4)]がこれである．特にプラズマ発生は，光による物質の電離・加熱機構の解明のみならず，レーザーによる核融合プラズマ発生[3)5)~10)]というプラズマ工学的見地よりも非常に興味深い．

レーザーによるプラズマ発生法は従来の気体をプラズマ化する方法とは異なり，大出力レーザー光のエネルギーを局所に集中し，固体を一挙にプラズマ化する方式[3)]である．レーザー光に対するプラズマの遮断密度は$10^{21}/cm^{-3}$と高いため，高密度での加熱が有効に行なわれ，不純物を含まない完全電離の高温高密度プラズマをマクロ不安定性の成長時間よりも短い時間内に作ることが可能である．また磁界の影響を受けることなくプラズマにエネルギー投入が出来るため，磁界中の任意の点にプラズマを配置し，プラズマ密度に応じたレーザー光を用いることにより，効率よくプラズマ加熱が行なえる．特にプラズマの膨張を上まわる速度でエネルギー投入を行なうと核融合反応[5),7)~10)]を達成することが出来る．

レーザーによるプラズマの加熱は，プラズマ温度が低い場合には，古典的な逆制動吸収過程[11)]に支配される．この過程での吸収長は遮断密度近傍では

$$l \approx 5\times10^{39} T^{3/2} n^{-2} \ [\mu m]$$

となる。ここでTはeVで表わした電子温度で、nは電子密度である。密度10^{21}, 温度1KeVに対して、吸収長は150μとなる。これはプラズマ径100μに対して臨界値となり、レーザー光は、レーザー周波数ωがプラズマ周波数ω_pより大か小で、完全反射もしくは完全透過となる。このため、高温状態での加熱機構[9),10)]を解明することは、レーザーによる核融合プラズマ研究を行なう上に重要な問題である。

本章においてはレーザーによる核融合プラズマの発生実験により得られた結果について述べる。

§4.2 レーザーによるプラズマ生成

レーザー光を物質に集光照射すると、多重光子吸収、逆制動吸収過程により、プラズマが発生する。その後電子イオン、光子の3体衝突による逆制動吸収過程により電子が加熱される。この結果プラズマの膨張が起り エネルギー吸収の割合は低下する。電子からイオンへのエネルギー緩和は古典的な衝突により行なわれる。

ここでは固体のプラズマ化の基本的な取扱いについて述べる

4.2.1 微粒子のプラズマ化

真空中に懸垂[12),13),14)]したレーザー集光径よりも小さい固体のプラズマ化を取扱う場合には、プラズマ以外へのエネルギー輸送を考える必要がないため取扱いが簡単になる。

発生プラズマの温度は一様で、圧力Pが

$$P = P_c(1 - r/R) \quad (r \leqq R) \tag{4.1}$$

で変わると仮定するとr点でのプラズマの密度n、膨張速度 dr/dt は次で与えられる。

$$n = n_c(1 - r/R) \quad (r \leqq R) \tag{4.2}$$

$$dr/dt = (r/R)\, dR/dt \quad (r \leqq R) \tag{4.3}$$

ここでRはプラズマ半径 P_c, n_c はそれぞれプラズマの中心での圧力，密度で，dR/dt はプラズマの境界の膨張速度である。プラズマよりの輻射損を無視し、磁界印加によりプラズマの圧力分布が変らず、不安定性も起らないとすると、プラズマの運動方程式およびエネルギー保存式は次のようになる。

$$\left(P_c - \frac{B^2}{8\pi}\right) 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = \frac{1}{5} M \frac{d}{dt}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 \tag{4.4}$$

$$\frac{3}{2}(N_e + N_i) k \frac{dT}{dt} + \left(P_c - \frac{B^2}{8\pi}\right) 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = W \tag{4.5}$$

ここで M, N_e, N_i はプラズマの全質量、全電子数、全イオン数で、P_c, W は次式で与えられる。

$$P_c = (N_e + N_i) kT \Big/ \left(\frac{4}{3}\pi R^3\right) \tag{4.6}$$

$$W = \begin{cases} \Phi(t) \dfrac{R^2}{T^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\displaystyle\int_{-R}^{R} K(r)\, dr\right) \right\} \\ \Phi(t) \left\{ 1 - \exp\left(-\displaystyle\int_{-R}^{R} K(r)\, dr\right) \right\} \end{cases} \tag{4.7}$$

ここで Φ はレーザー光束，T は焦点面上でのレーザー光半径，$K(r)$ は r 点でのプラズマの吸収係数である。電子密度を $n\ cm^{-3}$，レーザー周波数を ν，プラズマ周波数を ν_p，電子温度を kT [eV] とすると

$$K = \frac{1.17 \times 10^{-8} z^2 n^2}{3 \nu^2 (kT)^{3/2}} \cdot \frac{\ln \Lambda}{(1 - \nu_p^2/\nu^2)^{1/2}} \quad (cm^{-1}) \tag{4.8}$$

Fig. 4.1 に直径 50μ の LiH を出力 10GW，立上り 2ns のガラスレーザー光でプラズマ化した時のプラズマ温度，膨張速度，プラズマ半径の計算値を示す。実線は磁界 $B = 2 \times 10^5$ G で、点線は $B = 0$ の場合である。

プラズマの温度上昇とともに膨張速度が増加し，温度上昇の割合は低下する。1nsec 以後では膨張による熱エネルギーが運動エネルギーへの変換の結果、温度は急激に低下する。しかし磁界を印加すると，磁気圧とプラズマ圧がバランスした状態でプラズマの膨張が停止し，運

動エネルギーが熱エネルギーに変換され，再びプラズマの温度は上昇する。この結果，効率よくプラズマを加熱するには立上りの非常に速いパルスを用い，1ns以下でエネルギーを投入する必要がある。

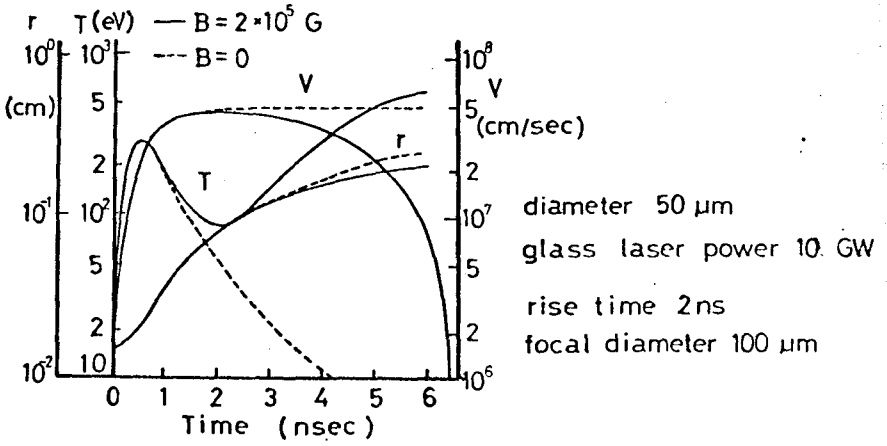


Fig. 4·1 プラズマの加熱。

4.2.2. 無限大ターゲットのプラズマ化[5]

レーザー集光径よりも十分大きいターゲットのプラズマ化においては，まわりへのエネルギーの散逸を考慮しなければならない。特にプラズマ発生により生ずる衝撃波が問題となる。

固体表面にレーザー光を照射しプラズマを発生すると Fig. 4.2 に示すように固体中に衝撃波が伝播し，プラズマは膨張波として真空中に伝播する。問題を簡単にするために，流れは平面的で一次元とし，レーザー光は cut off 密度の近傍のみで吸収されるものとする。衝撃波はプラズマ発生と同時に瞬間的に発生するため，衝撃波の発生機構を無視する。熱伝導によるエネルギーフローを無視すると膨張波フロントはレーザーエネルギー吸収面となる。Fig. 4.2 に示すように領域 (E) は圧縮率 γ のプラズマ，(S) は圧縮率 β の気体とする。

膨張波フロントより等温的に膨張するプラズマの密度

分布はプラズマ中でのイオンの音速を $v_{ac}=\left(\frac{\gamma T_k}{m_i}\right)^{1/2}$ とすると

$$\rho=\rho_R \exp\left\{\frac{u-u_R}{v_{ac}}\right\} \qquad (4.9)$$

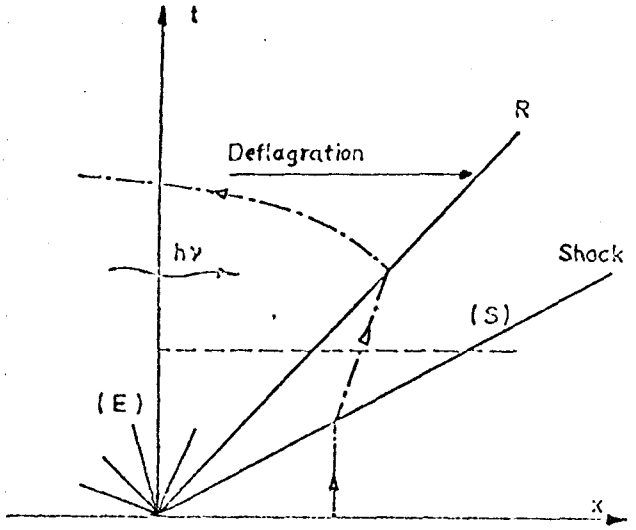
となる．ここで ρ_R，T_R は膨張波フロントでの密度，温度で u，u_R はそれぞれ領域 (E) および膨張波フロント R での粒子速度で，u は次式で与えられる．

$$u=x/t-v_{ac} \qquad (4.10)$$

レーザー光束を I，プラズマと衝撃波領域でのエネルギーを A とすると

$$I=\frac{dA}{dt} \qquad (4.11)$$

$$A=M_s u_s^2+\frac{\gamma M_R v_{ac}^2}{\gamma-1}+\int_{x=R}^{-\infty}\rho\frac{u^2}{2}dx+\int_0^t p\,dt \qquad (4.12)$$



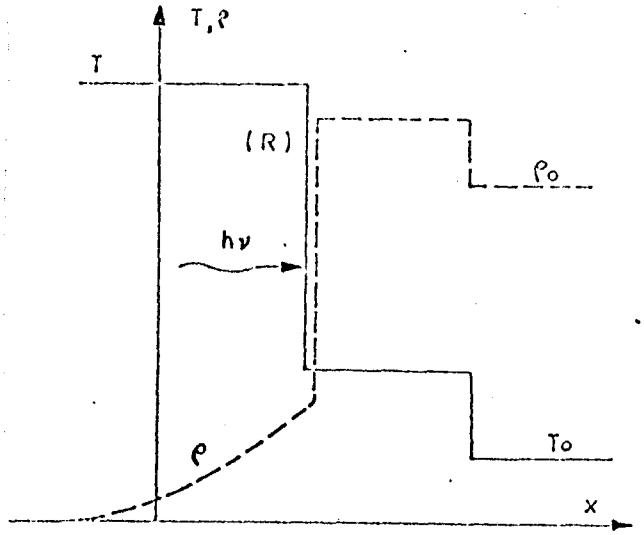


Fig. 4·2

(4.12)式の第一項は衝撃波領域 (S) の全エネルギー，第二項はプラズマの内部エネルギー，第3項はプラズマの運動エネルギー，第4項はプラズマより放出される輻射エネルギーである．M_s は衝撃波領域の全質量，u_s は衝撃波フロントの後方の粒子速度である．M_R は膨張波

フロントを通過したプラズマの全質量である．(4.11),(4.12) より

$$\Pi = \frac{d}{dt}\left[M_S U_S^2 + M_R\left(\frac{(2\gamma-1)V_{ac}^2}{\gamma-1} - V_{ac}U_R + \frac{U_R^2}{2}\right)\right] + P \qquad (4.13)$$

$D_R = U_R + V_{ac} \approx U_S$ (Chapman - Jouguet 条件) と，衝撃波と膨張波間の質量と運動量保存式を用い，(4.13) を U_S と R での温度 T_R を変数とする式に書き替えると

$$\Pi(U_S, T_R) = \frac{V_{ac}}{4}\left[\frac{7\gamma-5}{\gamma-1} - \left(\frac{U_S}{V_{ac}}\right)^2\right]\frac{\beta+1}{2}\rho_0 U_S^2 + P \qquad (4.14)$$

一方膨張波フロントでの連続の式より

$$U_S^2 = \frac{4\rho_R}{(\beta+1)\rho_0}V_{ac}^2 \qquad (4.15)$$

ここで ρ_0 は固体の密度，ρ_R は膨張波フロントでのレーザー光に対する cut off 密度である．(4.14)，(4.15) より

$$\Pi(T_R) = \frac{V_{ac}^3}{2}\rho_R\left(\frac{7\gamma-5}{\gamma-1} - \frac{4\rho_R}{(\beta+1)\rho_0}\right) + P \qquad (4.16)$$

輻射損を無視すると

$$\left.\begin{aligned} D_R &\propto \Pi^{1/3} \\ D_S &\propto \Pi^{1/3} \\ T_R &\propto \Pi^{2/3} \end{aligned}\right\} \qquad (4.17)$$

となり，発生プラズマの温度はレーザーパワーの 2/3 乗で増加することがわかる．

§4.3 レーザーによる核融合反応条件[12]

レーザーによるプラズマ発生の特長は局所的にエネルギーを集中し、10^{-9} sec. のオーダーの時間で高温高密度プラズマを生成出来る点である。このため核融合反応としてはパルス的反応又は連続反応のトリガーを目標とすべきである。ここでは重水素、三重水素を用い磁界下でのプラズマの運動を無視したパルス的核融合反応を達成する条件について考察する。

プラズマ加熱は波長 1.06 μm ガラスレーザー、波長 10.6 μm 炭酸ガスレーザーにより行なう。核融合反応の完成は反応出力が投入レーザーエネルギーを上まわった状態で定義する。

<1> 加熱および冷却機構

レーザー光によるプラズマの加熱は逆制動吸収過程により電子が加熱され、加熱電子とイオンの衝突により緩和が行なわれる。イオン・電子場における逆制動輻射機構による吸収係数 K_ν は (4.8) 式で与えられる。

$$K_\nu = \frac{1.17\times10^{-8} z^2 n_e n_i}{3\nu^2 (kT)^{3/2}} \cdot \frac{\ell n \Lambda}{(1-\nu_p^2/\nu^2)^{1/2}} \ (cm^{-1}) \quad (\nu_p < \nu) \tag{4.18}$$

レーザー光がプラズマ中に侵入するには、プラズマ周波数がレーザー周波数より小でなければならないため、対象とするプラズマ密度 n_e は次式で与えられる。

$$n_e \leqq \begin{cases} 1.01\times10^{21} \ cm^{-3} & (\lambda = 1.06\,\mu m) \\ 1.01\times10^{19} \ cm^{-3} & (\lambda = 10.6\,\mu m) \end{cases} \tag{4.19}$$

密度 $10^{19}\sim10^{21}\,cm^{-3}$、温度 0.5～10 keV のプラズマに対して $\ell n \Lambda$ は 20～30 となる。上記条件のもとで直径 D_{cm}、密

度 $n_e\ cm^{-3}$, 温度 kT の D－T プラズマを作るに必要なレーザーエネルギー E_ν は,

$$E_\nu = 1.675 \times 10^{-19} n_e (kT) D^3 \left\{1 - \exp(-K_\nu D)\right\}^{-1} \quad (4.20)$$

となる。熱平衡時間 τ_{eq} は

$$\tau_{eq} = 3 \times 10^8 A (kT)^{3/2} / n_e \ln\Lambda \quad (sec^{-1}) \quad (4.21)$$

で与えられる。ここで A は原子量である。密度 $10^{21} cm^{-3}$, 温度 5keV の D－T プラズマに対して τ_{eq} は 10^{-9} sec となる.

プラズマの冷却は輻射損, 電荷交換損, 熱伝導損によるが, レーザープラズマに対しては輻射損のみが問題となる。高βのプラズマよりの輻射は制動輻射, 表面サイクロトロン輻射であるが, サイクロトロン輻射の2次までは近紫外領域であるため適当な反射壁を設けることにより減少出来る. 従って X 線領域に中心波長を持つ制動輻射損 P_B のみを考慮すればよい。

$$P_B = 1.69 \times 10^{-32} n_e^2 (kT)^{1/2} \quad W/cm^3 \quad (4.22)$$

〈2〉 反応出力

D－T 反応過程は次式で与えられ, 反応あたりのエネルギーは 17.6 MeV である.

$$D^+ + T^+ \longrightarrow He^+ (3.5\ MeV) + n (14.1\ MeV) \quad (4.23)$$

出力 P_R は

$$P_R = 2.82 \times 10^{-12} \overline{\sigma v}\, n_D n_T \quad (W/cm^3) \tag{4.24}$$

発生中性子数 N は

$$N = \overline{\sigma v}\, n_D n_T \quad (cm^{-3}\,sec^{-1}) \tag{4.25}$$

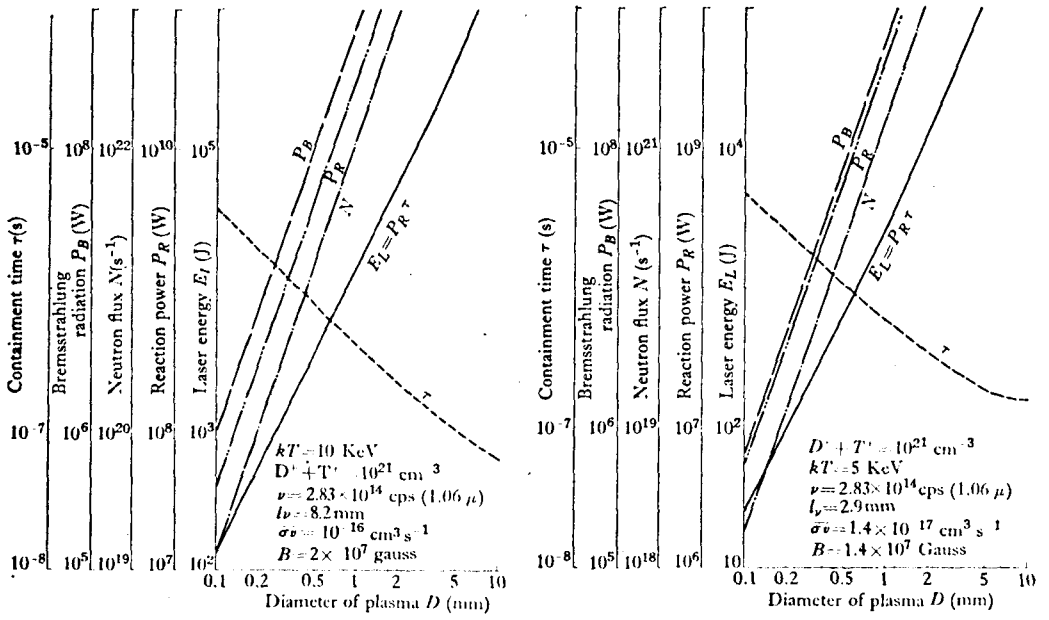
投入レーザーエネルギー E_L を上まわる出力を得るに要する閉込め時間 τ と，所要磁界（$\beta = 1$）は次式で与えられる。

$$\tau P_R \geq E_L + P_B \tau \tag{4.26}$$

$$\frac{B^2}{8\pi} \geq 1.6 \times 10^{-12} (n_e + n_i)\, kT \tag{4.27}$$

Fig. 4.3 に波長 1.06μ，10.6μ のガラスレーザー，および CO_2 レーザーを用いた場合の結果を示す。ここでプラズマ密度はガラスレーザー，CO_2 レーザーに対し、それぞれ $10^{21} cm^{-3}$，$10^{19} cm^{-3}$ である。ガラスレーザーの場合温度 10 keV，プラズマ径 0.1～1 m/m に対して必要なレーザーエネルギーは $9 \times (10^2 \sim 10^5)$ J となる。保持時間は 3.8～0.4 μs である。パルス幅 50 ns のレーザーを用いると 180～1.8×10⁵ GW である。閉じ込め時間でエネルギー投入を行なうとレーザーパワーは 240 MW～2.3×10³ GW となる。プラズマ閉込めに必要な磁界は 2×10^7 G である。温度 5 keV の時は必要なレーザーエネルギーは 1 桁下がる。

CO_2 レーザーを用いるとプラズマ密度が $10^{19} cm^{-3}$ となるため所要磁界は 1 桁低下し 1 MG となる。所要レーザーエネルギーは，吸収係数が低下するため、ガラスレーザーの場合と同じである。



(a): Initial plasma density and temperature are 10^{21} cm^{-3} and 10 KeV, respectively. 1.06μ glass laser is used.

(b): Initial plasma density and temperature are 10^{21} cm^{-3} and 5 KeV, respectively. 1.06μ glass laser is used.

(c): Initial plasma density and temperature are 10^{19} cm^{-3} and 10 KeV, respectively. 10.6μ CO_2 laser is used.

(d): Initial plasma density and temperature are 10^{19} cm^{-3} and 5 KeV, respectively. 10.6μ CO_2 laser is used.

Fig. 4.3 Necessary condition for thermonuclear reaction by large power laser.

現在の強磁界発生技術により発生出来る磁界は3MG, 数μsec. 程度[16]である。CO_2 レーザーによるプラズマの加熱の場合には磁界による閉込めが有効になると考えられる。しかしガラスレーザーの場合は磁界による閉込めが不可能となる。この場合には4、4、2で取扱った慣性閉込め[17]による方式が有効であると考えられる。すなわちプラズマの膨張速度を上まわる速さで、レーザーエネルギーを注入し、平均プラズマ密度 $10^{21}cm^{-3}$ 以上で核融合反応を起させる方式である。

初期密度 $6\times10^{22}cm^{-3}$ のD-T系を用いると零出力を得るに必要なレーザーエネルギーは $10^{8}J$[18]となる。プラズマ化体積は $0.1cm^{-3}$ となる。

§4.4 核融合プラズマ生成実験

4.4.1 実験装置

実験には第3章で述べた最大出力 100GW 5段増幅レーザーを用いた。特に本実験では発振器を次の3構成にした。第1，第2はガラスレーザーで，ナノ秒領域，ピコ秒領域のパルス発生である。第3はYAGレーザーで，その発振スペクトル幅が 0.1Å 以下であるため，レーザー計測を実施する際に使用した。

ナノ秒発振器はパルス幅 2nsec.～10nsec. の間で可変である。パルス整形はPTM法により実施した。パルスの立上り時間は 1.7nsec.で，出力はパルス幅 2nsec.で 9mJである。

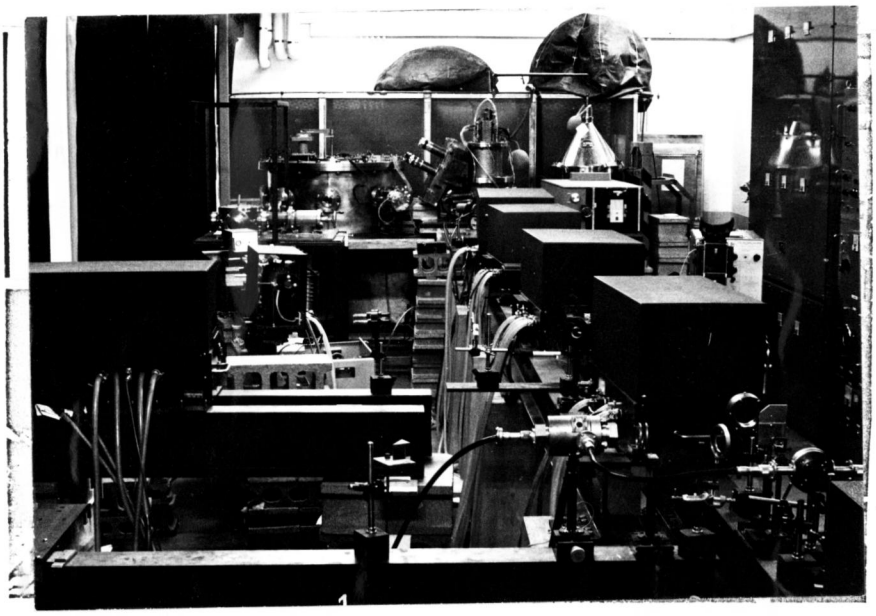
ピコ秒パルスはモードロックパルス列より1パルスをPTM法により摘出し，前置増幅器（$10^{\phi} \times 160^{\ell}$）で増幅した。出力はパルス幅 50psec.で 1mJである。

YAGレーザーは $5^{\phi} \times 50^{\ell}$ で，Qスイッチは KDP Pockelsセルで実施し，前置増幅器（$10^{\phi} \times 160^{\ell}$）を付加した。出力はパルス幅 2nsec.で 6mJである。

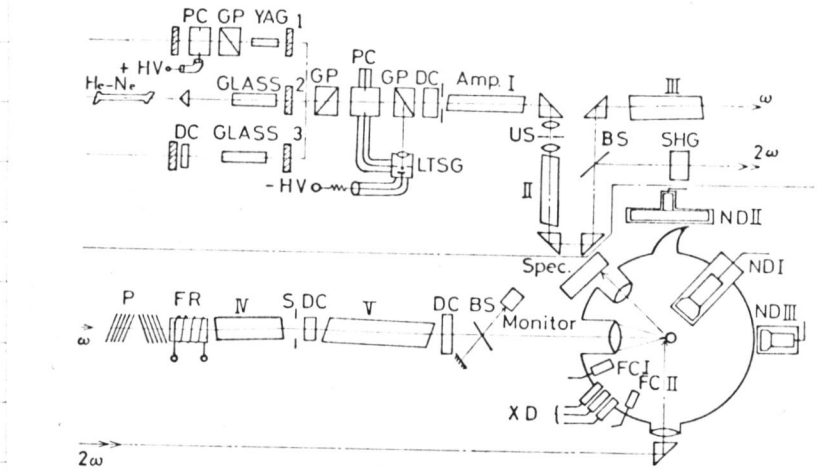
5段増幅後のビーム発散角は 1mrad である。プラズマよりの反射レーザー光による発振段素子の破損を防ぐため，実験は 20GW（2nsec. 40J）以下で行なった。

固体重水素による核融合プラズマ生成実験の構成図および，装置写真を Fig. 4.4 に示す。

レーザー光の集光には筆者の設計による焦点距離 50mm，F/0.83の非球面レンズ，および焦点距離 60mm，F/1.0の3枚構成ルボセフ型3枚構成無収差レンズを使用した。特にルボセフ型レンズの場合は，レーザー光によるレンズの破損を避けるため，第3レンズの中心に径 1mmの穴をあけた。レーザー光のプラズマ化ターゲット上への集光位置は，レンズ位置を調整して変えた。レンズの可動精



(a)



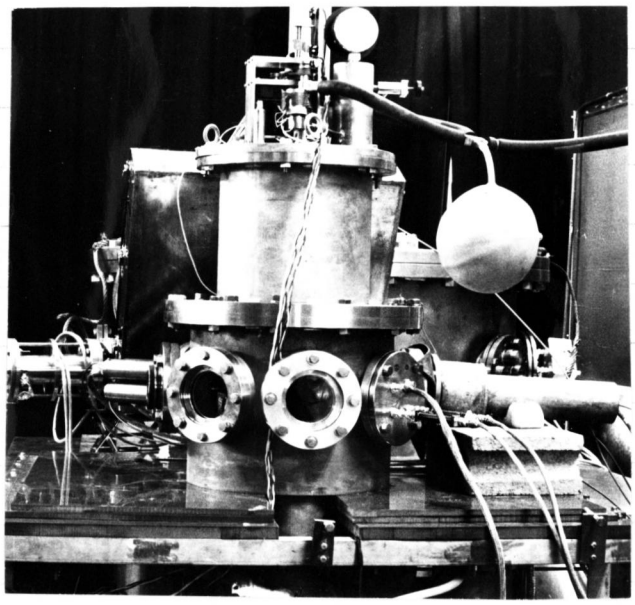
(b)

1. ポッケルセル Q-スイッチ YAG レーザー, 2. 回転プリズム Q-スイッチ ガラスレーザー,
3. モードロック ガラスレーザー, PC: ポッケルセル, GP: グランプリズム, DC: 色素セル,
US: ユニガイド・プラズマ・スイッチ, BS: ビームスプリッター, P: 偏光子, FR: ファラデー・ローテーター,
XD: X線検出器, ND: 中性子検出器, FC: 荷電粒子検出器

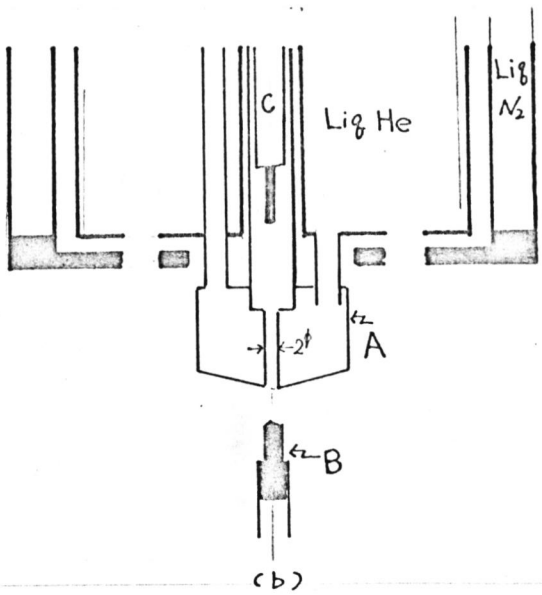
Fig 4.4 核融合プラズマ生成実験装置

度は 15μ 以下である。

固体重水素は Fig. 4.5 に示す液体 He クライオスタットで作った。固化器Aを交換することにより固体重水素の形状を変えることが出来る。実験に使用した固体重水素は直径 2mm の円柱である。



(a)



(b)

Fig. 4.5 固体重水素生成用液体 He クライオスタット.

4.4.2 実験方法

〈1〉 電子温度の測定法

電子温度の測定はX線の吸収膜法[19]により行なった。プラズマが熱平衡状態であると[20]，振動数 ν と $\nu+d\nu$ の間に放射される制動輻射強度は，

$$dI_\nu = g\frac{32\pi}{3^{3/2}}\left(\frac{2\pi}{kT}\right)^{1/2}\frac{e^6}{m_e^{3/2}c^3}n_e\sum(n_i z^2)$$

$$\cdot\exp(h\nu/kT)\,d\nu \qquad (4.28)$$

ここで g は Gaunt 因子，kT はプラズマ温度，m_e は電子の質量 e は電子の電荷，n_e，n_i は電子，イオン密度，z はイオンの電荷量，$h\nu$ は輻射光子エネルギーである。吸収係数 $K(h\nu)$，厚さ D_1，D_2 なる吸収膜を透過した全輻射強度 I_1，I_2 の比は，

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int_0^\infty \exp\{(-h\nu/kT) - K(h\nu)D_2\}\,d(h\nu)}{\int_0^\infty \exp\{(-h\nu/kT) - K(h\nu)D_1\}\,d(h\nu)} \qquad (4.29)$$

となる。吸収膜に厚さ 25μ，50μ，100μ の Be，および 8μ，18μ の Al を使用した時のプラズマ温度と透過X線強度比の関係を Fig 4.6 に示す。Fig. 4.7 に Be に対するX線の透過率を示す。25μ Be の遮断光子エネルギー(透過率が $1/e$ になる点)は≈ 1keV であるため酸素までの不純物元素による再結合放射の影響は無視出来る。測定には厚さ 25μ，100μ の Be，8μ，18μ の Al を用いた。シンチレーターには厚さ 15mm のプラスチックシンチレーターを使用した。X線受光面は直径 10mm である。光電子増倍管

は HTV-R292 である。 Fig. 4.8 に受光系の構成図を示す。

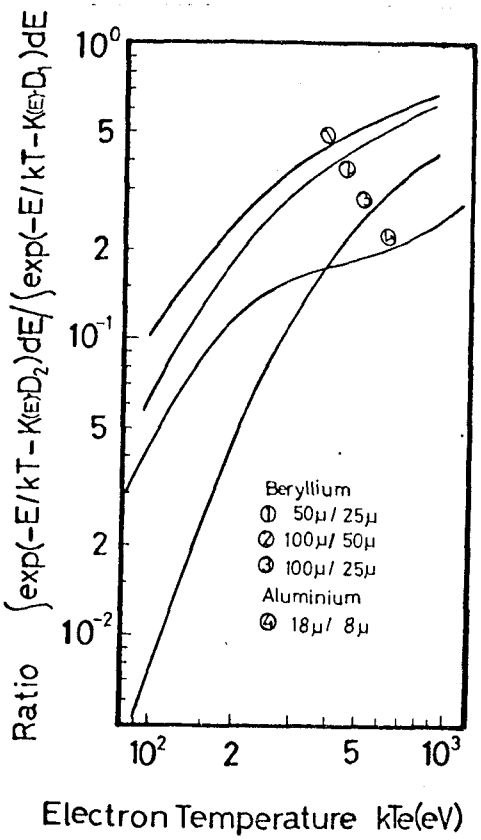


Fig. 4·6

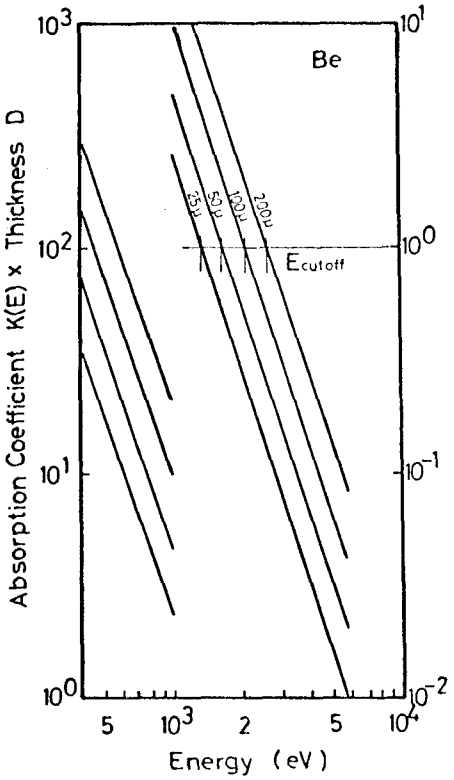
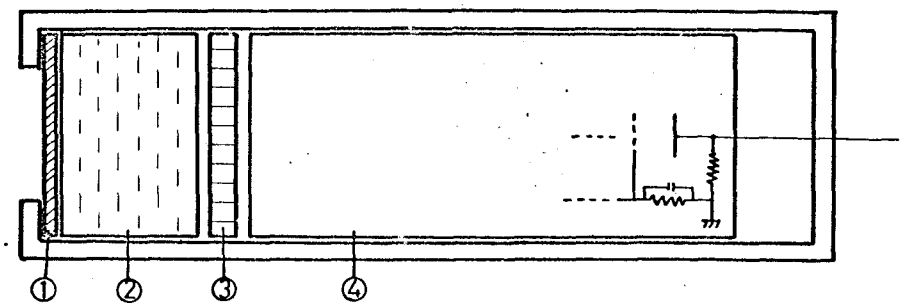


Fig. 4·7



1. Absorber (Be : 25μ , 100μ), 2. Plastic scintillator
3. Neutral density filters , 4. Photomultiplier (HTV-R292)

Fig. 4·8

光電子増倍管への光量はフィルターで調整し，直線性の十分保たれる領域で測定した．測定系の時間応答は 10nsec. である．測定点はプラズマから 22cm の点である．

〈2〉 イオン温度の測定

Fig. 4.9 に示すエネルギーアナライザーにより捕集したイオンの time of flight よりイオンエネルギーを決定した．またイオンエネルギーの分布より，次式に示す1次元の Maxwell 分布則[21]よりイオン温度と決定した．

$$f(v^2)=\left(\frac{m_i}{2kT}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{m_i(v-v_d)^2}{2kT}\right) \qquad (4.30)$$

ここで m_i はイオンの質量，v, v_d はそれぞれ粒子速度および分布の中心での粒子速度である．

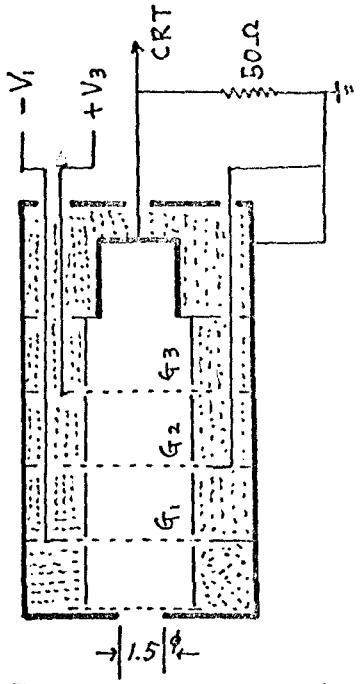


Fig. 4.9 エネルギーアナライザー

〈3〉 中性子計測

中性子計測は，反跳陽子による蛍光を計測するシンチレーション法[22]により行なった．シンチレーターは市販のプラスチックシンチレーターである．Fig. 4.4 の NDI, NDII は直径 10cm，厚さ 10cm で，NDII は1辺 50cm，厚さ 10cm である．光電子増倍管は RCA 6943A および RCA 6810A を用い，シンチレーターにシリコンオイル（10000 cs）を介して密着した．シンチレーター，光電子増倍管は厚さ 3mm の鉛と，厚さ 5mm の SUS で覆った．この状態での透過 γ 線のエネルギーは 600 keV 以上である．Fig. 4.10 にシンチレ

ーターの構成図を示す。

中性子に対する感度校正は、D－D反応に近いエネルギーの中性子を発生し、γ線を含まないAm－Beで行なった。NDⅠ, NDⅡの統計平均感度は 5mV/pulse であった。

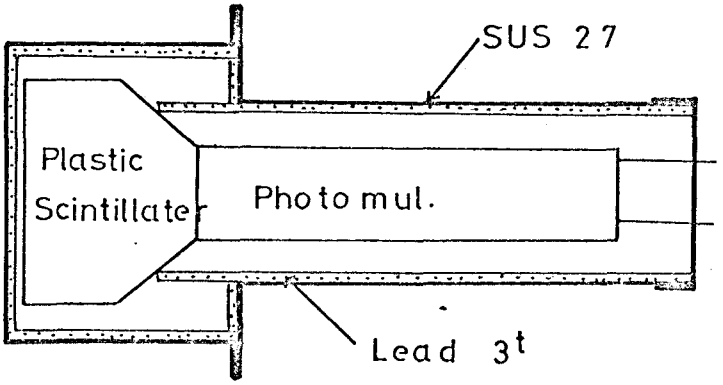


Fig 4.10 中性子カウンター

§4.5 レーザープラズマの特性

4.5.1 ターゲットと発生プラズマの関係

直径 50μ の LiH, および C の無限大ターゲットを用いて調べたターゲットと発生プラズマの関係について述べる。

3相回転電界により真空中に懸垂した直径 50μ の LiH に出力 300MW のレーザー光を照射した時の STL カメラにより撮影した流し写真を Fig.4.11 に示す。レーザー集光径は 200μ である。プラズマは等方的に膨張し、膨張速度は 5×10^7 cm/sec. であった。プラズマ発生点より 30cm の所でエネルギーアナライザーにより測定した H^+, Li^+, Li^{2+} の速度はそれぞれ 2.4×10^7 cm/sec., 2.7×10^7 cm/sec., 4×10^7 cm/sec. であった。レーザー集光径に対して粒子径が大きくなると発生プラズマは非等方になった。

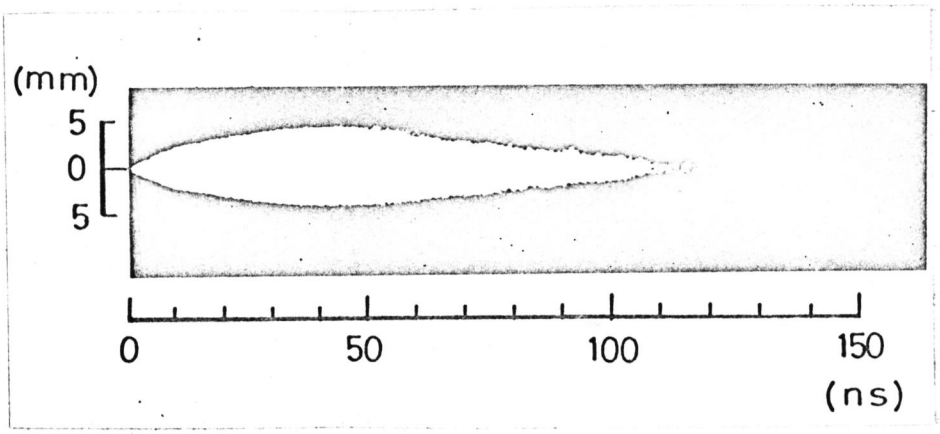


Fig.4.11 LiH プラズマの流写真

無限大ターゲットへのレーザー照射によるプラズマ発生では Fig.4.12 に示すように濃密な中性原子が発生した。炭素の場合中性粒子密度は 10^{20} 以上に達した。Fig.4.13 に Q スイッチレーザーにより発生した炭素プラズマの空間分布を示す。Fig.4.12 にみるように分布は等方的で、特に 30° 方向の成分は少なかった。

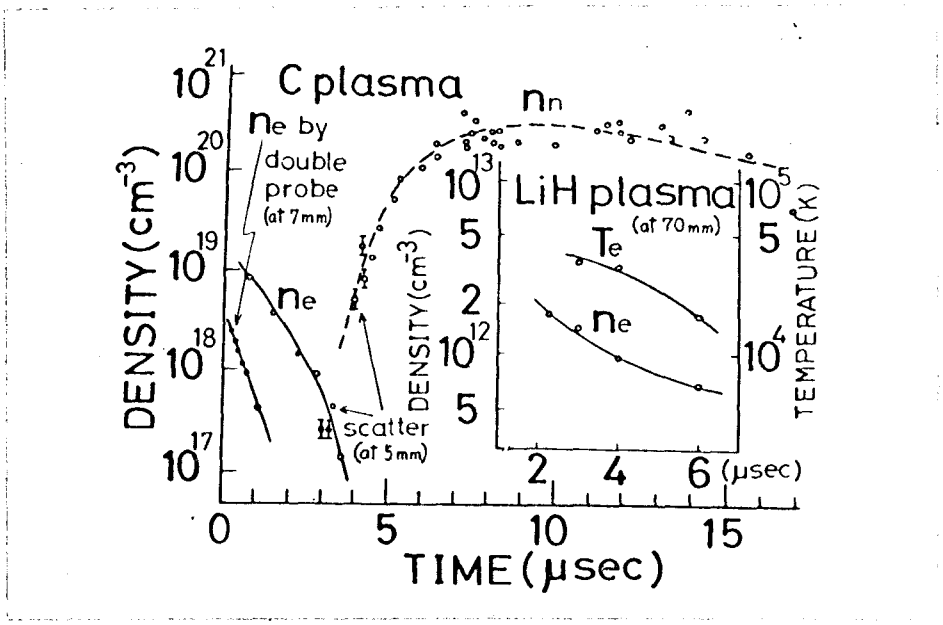


Fig.4.12 無限大ターゲットよりのプラズマの密度変化

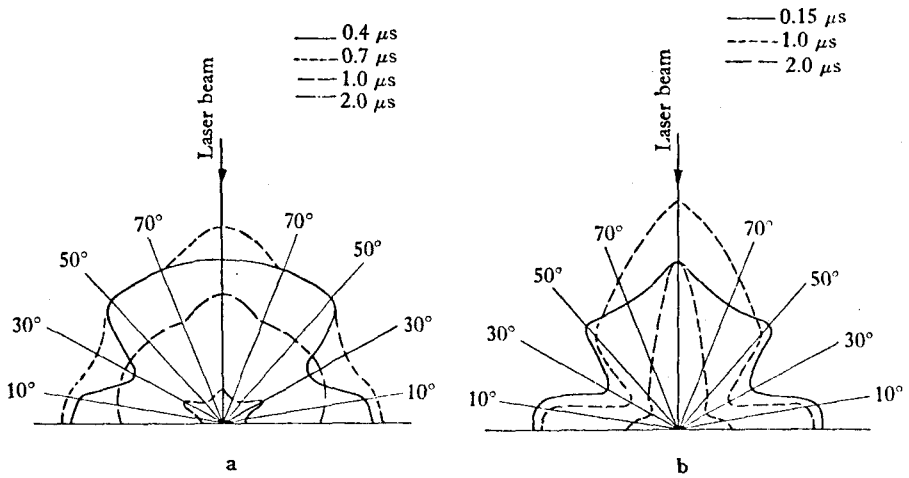


Fig.4.13. Spacial angular distribution of electrons and ions.
(a) Electronic angular distribution
(b) Ionic angular distribution

4.5.2. Be, C, $(CH_2)_n$ のプラズマ化

発生プラズマと電子温度の関係を Fig. 4.13 に示す。レーザーの集光径は 200μ である。誘電体の $(CH_2)_n$ の場合、電子温度はレーザーパワー P の 2/3 乗で増大し §4.2 に示した流体力学的取扱いで説明できる。しかし金属ベリリウムの場合には $P^{0.35}$ で増大した。パルス幅を 2 nsec. 10 nsec. まで変化させた時、発生プラズマ量は増加したが、Fig. 4.14 に示すように電子温度の上昇は観測されなかった。

プラズマよりのレーザー光の反射は Fig. 4.15 に示すように 1.5 nsec. から急激に低下し、2 nsec. 以後では初期反射率の 1/4 程度に低下した。また $(CH_2)_n$ の場合電子温度 200 eV の近傍で Fig. 4.16 に示すように 1.6 GHz の振動が現われた。

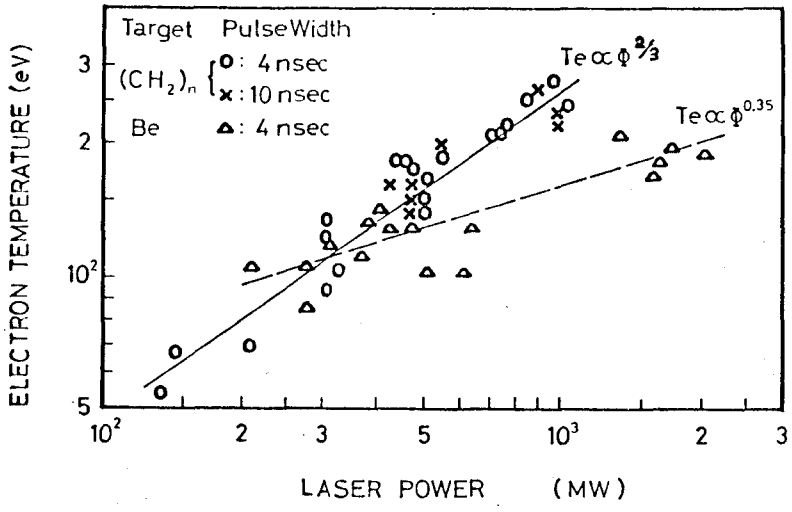


Fig. 4.14 レーザーパワーと電子温度の関係。

Fig. 4.17 にエネルギーアナライザーにより測定したBeプラズマのエネルギー分布を示す。測定点はターゲットより44cmで、レーザー光軸に対する角度は20°である。イオンのエネルギー分布はMaxwell分布であった。第4.1表にレーザーパワーに対するイオン温度、イオンエネルギーの関係を示す。イオン温度、エネルギー、粒子数はともに電離度が高い程大であった。電子温度100eV程度までは電子温度と高電離イオン温度は一致した。

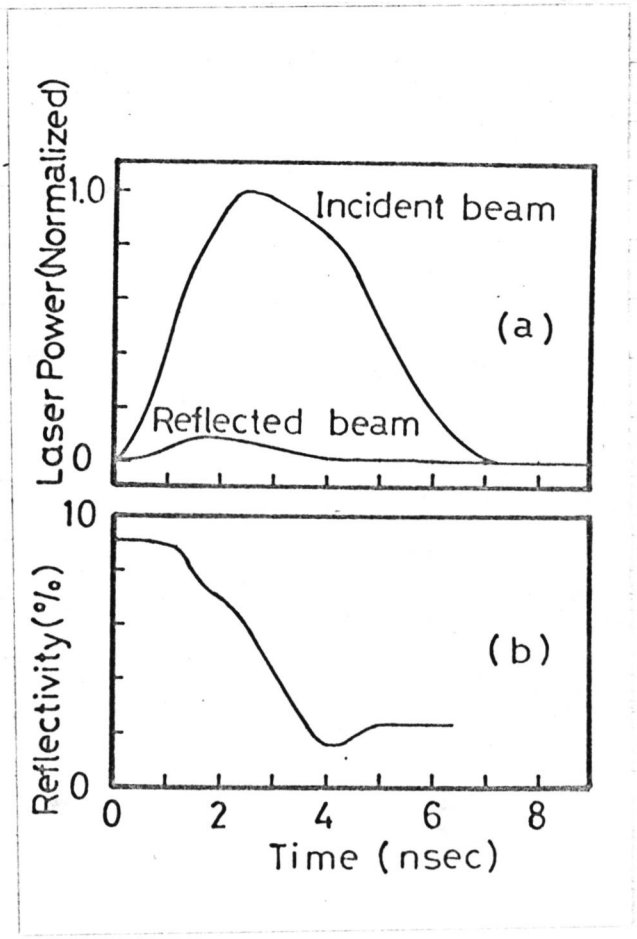


Fig. 4.15 反射率

X線強度より算出したパルス幅一定の状態での入射レーザーパワーと発生プラズマ量($\sum_i (z_i n_i)$)の関係をFig. 4.18に示す。レーザーパワーの増大とともに$\sum_i z_i n_i$は増加し、レーザーパワー700MW近傍で飽和した。これはプラズマ温度の増大とともに電離が上り再結合により生成される低電離イオン数が減少するためである。電子温度200eV(700MW)ではプラズマはほぼ完全電離であると考えられる。

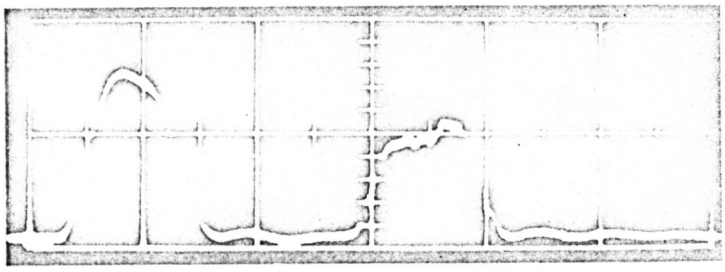


Fig. 4.16 入射光(左)と反射光(右)
(5ns/div)

第4.1表 Beプラズマの特性

Ion Species	Laser Power (MW)	Ion Temp. (eV)	Drift Velocity & Drift Energy ($\times 10^7$ cm/sec)	(KeV)
Be^{+}	190 ~ 240	few	0.90	0.38
Be^{2+}		27	1.25	0.73
Be^{3+}		75	1.64	1.30
Be^{4+}		100	2.15	2.20
Be^{+}	470 ~ 625	few	1.10	0.57
Be^{2+}		32	1.60	1.20
Be^{3+}		120	2.15	2.20
Be^{4+}		120	2.55	3.00

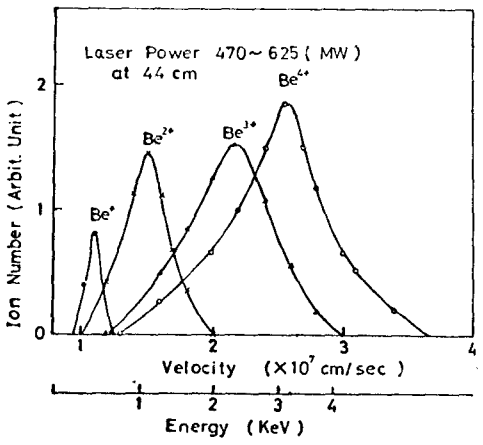


Fig. 4.17 Beプラズマのエネルギー分布

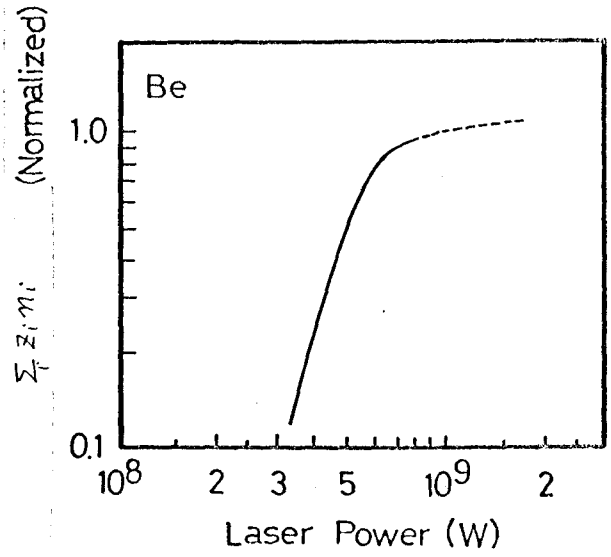


Fig 4.18. X線強度より算出した $\Sigma_i z_i n_i$

§4.6 中性子発生実験

ターゲット上でのレーザー光の集光径は100μであった。25μ, 100μBeを用い透過X線強度比より測定した電子温度とレーザーパワーの関係をFig.4.17に示す。レーザーパワー10TW(パワー密度10^{15}W/cm², Te≈200eV)以下では、電子温度はレーザーパワーPの2/3乗で増大した。Te>200eVでは測定値にバラツキを生じたが、平均として$P^{1.2}$で増大した。レーザーパルス幅の電子温度へ及ぼす影響はパルス幅2nsec.～10nsec.では観測出来なかった。Fig.4.18に示すようにX線強度より算出した粒子数は、レーザーパワーの増加とともに減少した。

プラズマの発生点より13cmの所で測定したイオンのtime of flightの波形をFig.4.19に示す。上のトレースは60°方向で下のトレースは30°方向

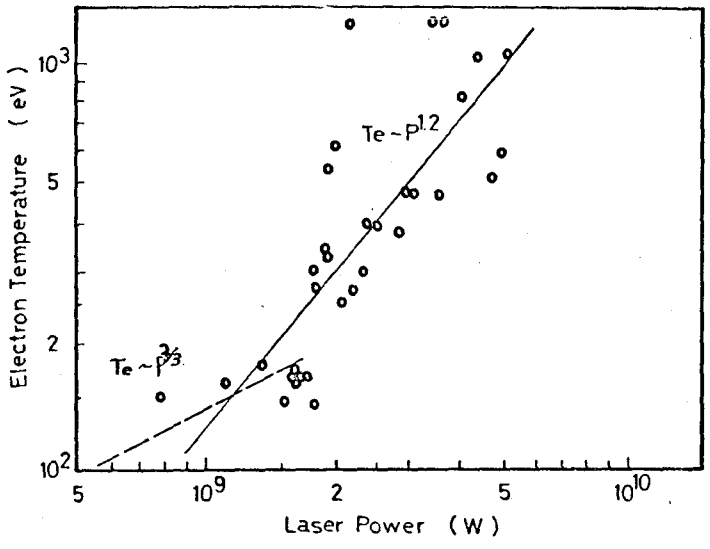


Fig. 4·17
電子温度

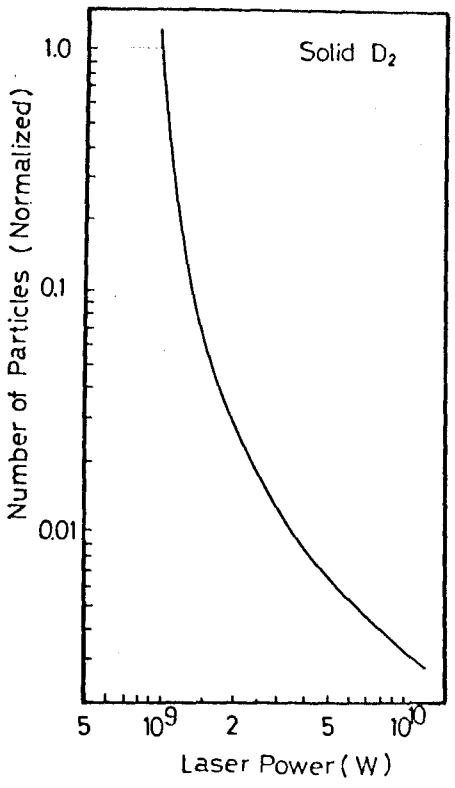
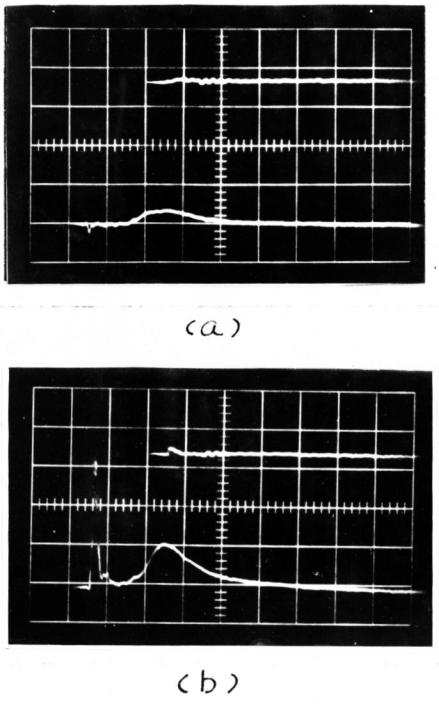


Fig. 4·18

である。60°方向ではイオンはほとんど観測されなかった。(a)はレーザーパワー 1.1GW, (b)は 3GW の時の波形である。$T_e > 200$ eV では(b)に示されるようにイオンは fast イオンと slow イオンの2群に分かれた。この fast イオンのエネルギーは Fig. 4·20 に示すように 10keV にも達した。slow イオンのエネルギーは電子温度の増大につれ増加したが 200 eV 程度であった。イオンの速度分布は略 Maxwell 分布であった。この分布の幅より算出したイオン温度を Fig. 4·21 に示す。Fast イオンは $P^{1.2}$ で slow イオンは $P^{0.3}$ で増大した。また Fig. 4·22 に示すように fast イオンは電子温度の増大とともに増加したが、slow イオンは逆に減少した。この fast イオンの出現は電子温度の異



(a)

(b)

Fig. 4·19 Charge collector の信号
(a) レーザーパワー 1.1GW, (b) 3GW
(200 ns/div)

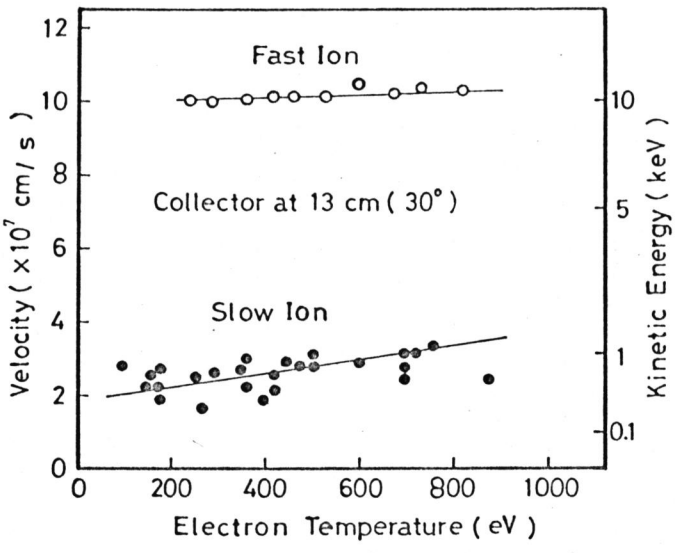


Fig. 4·20

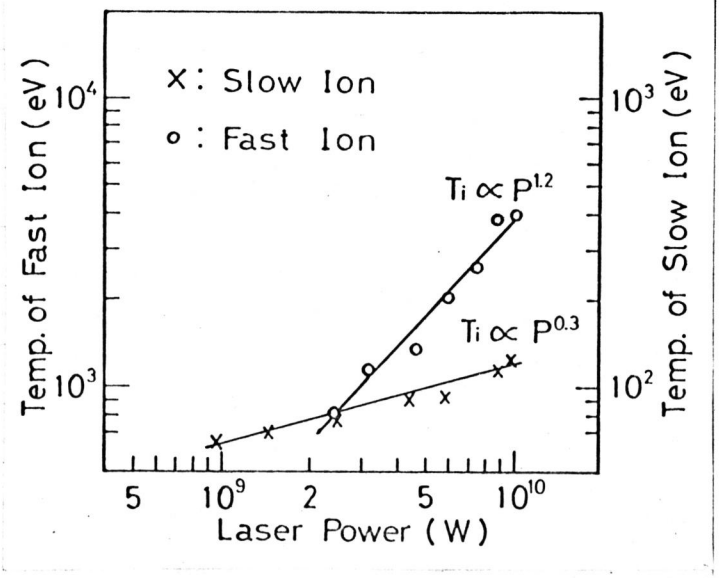


Fig. 4·21 イオン温度

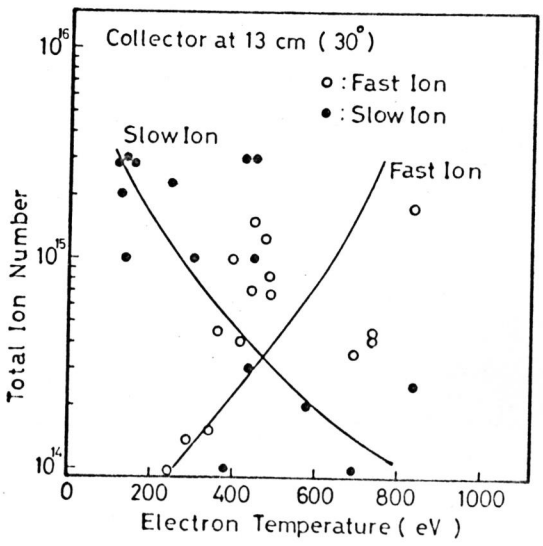


Fig. 4·22 イオン収量

常増加，中性子の発生，プラズマからの反射レーザー光の異常増加と密接に関係している。

Fig. 4·23 にプラズマからの反射レーザー光の波形の1例を示す。プラズマの反射率はレーザーパワー，10GW (10^{13} W/cm²) を境に 4% から 20% に急激に増加し、パワー密度の増大とともに漸次増加した。

中性子計測は Fig. 4·4 に示すようにプラズマ発生点より 5cm, 10cm, 40cm で行なった。

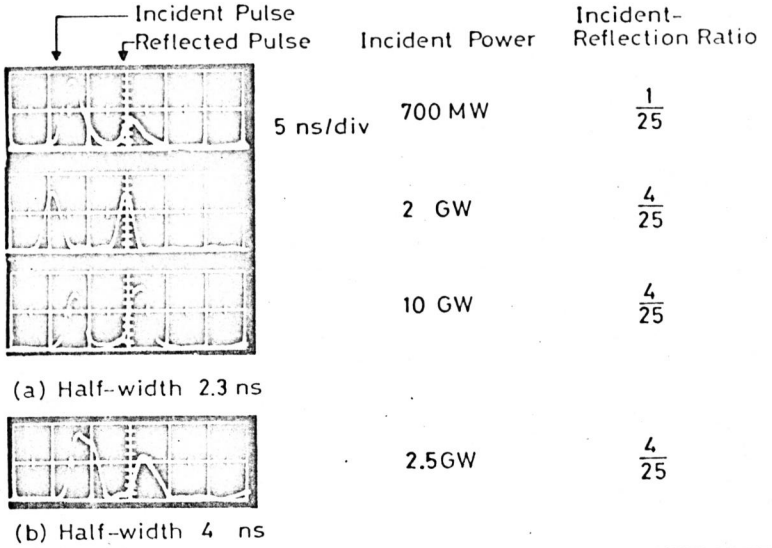


Fig. 4·23 入射光およびプラズマからの反射光

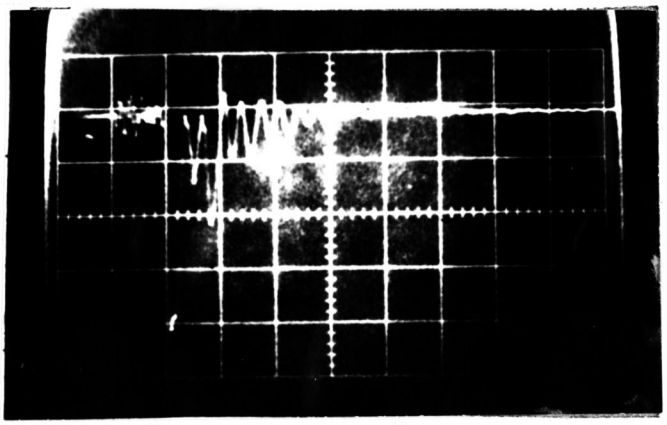


Fig. 4·24 中性子信号 (50ns/div)

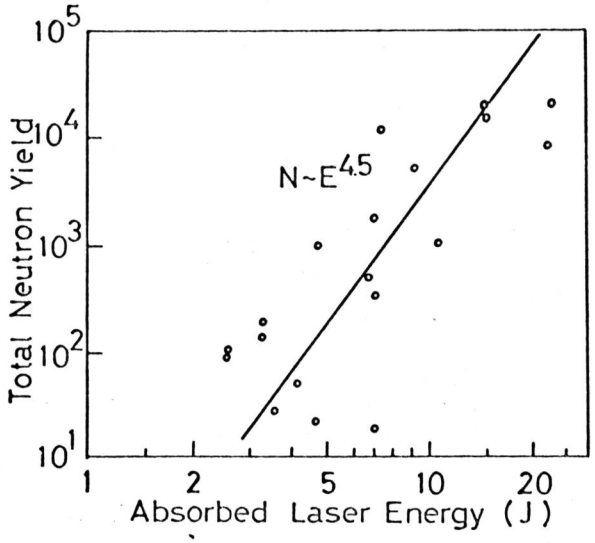


Fig. 4·25 中性子数

中性子の発生は焦点位置に非常に影響した。中性子発生の閾値は 2 nsec. パルスで 5J, $T_e \approx 500$ eV であった。レーザーエネルギー 10J では 40% の確率で中性子が観測され、15J 以上では常に観測された。Fig. 4.24 にプラスチックシンチレーターにより観測した中性子信号の波形を示す。発生中性子数は Fig. 4.25 に示すようにレーザーエネルギー E の 4.5 乗で増大した。吸収エネルギー 20J で 10^4 の中性子が観測された。

重水素ターゲットを水素ターゲットにかえると中性子は観測されなかった。

第4.2表 D_2 プラズマの特性

Input Energy (J)	Electron Temp. T_e (keV)	Fast Ion		Slow Ion		Total Neutron Yield
		E_k (keV)	T_i (keV)	E_k (keV)	T_i (eV)	
3	~0.2	—	—	0.6	70	——
5	~0.5	9	0.8	0.9	80	~300
12	2	18	2.1	1.5	90	~5,000
20	4	27	4	2	140	~20,000

第 4.2 表に測定結果の一覧表を示す。Fast イオン数 10^{15}, とするとイオン温度 2.5 keV, 時間 1 nsec. で 10^4 の中性子が発生する。

§4.7 検討および今後の問題点

パルス幅 2nsec. 以上のレーザー光でプラズマを作ると、プラズマの膨張により、吸収係数が急激に低下し、加熱が行なわれなくなる。そして、それ以後のレーザーエネルギーは新しいプラズマの生成に使われる。この結果有効な加熱を行なうには、プラズマの膨張が始まるまでにエネルギー注入を完了する必要がある。

レーザーによるプラズマ加熱は逆制動吸収過程によるため、レーザーエネルギーは電子に供給される。そして電子・イオン衝突によりイオン温度が上昇する。それゆえ古典的な過程によるイオン温度の上昇には限界がある。古典論による電子・イオンのエネルギー緩和時間 τ_{eq} および、プラズマの膨張の特性時間 τ_s は次式で与えられる。

$$\tau_{eq} = \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{m_i T_e^{3/2}}{m_e^{1/2} e^4 z^2 n_e \ln\Lambda} \tag{4.31}$$

$$\tau_s \sim X_0/U_{ac} = X_0 \left(\frac{5zT_e}{3m_i}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{4.32}$$

ここで X_0 はプラズマ径で、10^{-2}cm のオーダーである。m_e, m_i は電子、イオンの質量、z は電荷数、n_e は電子密度、U_{ac} は音速である。$T_e = 200$eV, $n_e = 10^{21}$cm^{-3}, とすると $\tau_{eq} \sim 10^{-10}$sec., $\tau_s \sim 10^{-9}$sec. となる。電子温度が増大すると τ_{eq} は増大し、τ_s は減少、エネルギー緩和は低下する。エネルギー緩和の目安となる $\tau_{eq} = \tau_s$ になる温度を T_e^* [23] とすると $T_e^* > T_e$ ではイオン加熱は有効に行なわれる。重水素プラズマに対して $T_e^* = 400$eV となる。$(CH_2)_n$, Be の実験では $T_e < 100$eV では $T_e \approx T_i$ であっ

た。

$T_e < 200$ eV では電子温度はレーザーパワー $P^{2/3}$ で増大し、§4.2 に示される流体力学的取扱いで説明出来る。$T_e > 200$ eV では次に示す機構によりレーザー光の異常吸収[24]が生じ、高エネルギー電子が発生し、分布が Maxwell 分布よりずれ、見かけ上の温度が増大し、2/3 乗則からはずれたと考えられる。

プラズマ中でのレーザーパワー密度が 10^{14} W/cm² 程度になると $\omega_0 \approx \omega_{ep}$ なる cut off 密度近傍では種々の非線型現象[25)26)27)]が発生し、レーザー光の異常吸収が起ると考えられる。ω_0, ω_{ep} はそれぞれレーザー周波数および電子プラズマ振動数である。代表的な現象は、パラメトリック不安定性（decay 不安定性）、2 流体不安定性[27]、誘導ラマン散乱である。誘導ラマン散乱はプラズマ波とレーザー光の結果によるものであるため、閾値は前2者よりも高く、10^{16} W/cm²[25] 以上である。西川氏[27]の Dipole 近似の理論によると Bohm-Gross 周波数を ω_{ek} とすると、$\omega_{ek} \geq \omega_0$ で2流体不安定性（Oscillating two stream 不安定性）が、$\omega_{ek} \leq \omega_0$ でパラメトリック不安定性が起る。不安定性発生の閾値は

(1) 2流体不安定性

$$P_T = 2\gamma_e \frac{\omega_{ek}\nu_{ek}}{\omega_{ep}^2} nCkT_e \quad \text{W/cm}^2 \qquad (4.33)$$

(2) パラメトリック不安定性

$$P_P = \begin{cases} \dfrac{2\sqrt{3}\,\gamma_e}{9} \dfrac{\omega_{ek}\nu_{ek}^2\nu_{ik}}{\omega_{ep}\Omega_k^2} nCkT_e \quad \text{W/cm}^2 & (\nu_{ek} > \Omega_k) \\ \dfrac{\gamma_e \omega_{ek}\nu_{ek}\nu_{ik}}{\omega_{ep}^2\Omega_k} n.CkT_e \quad \text{W/cm}^2 & (\nu_{ek} > \Omega_k) \end{cases} \qquad (4.34)$$

となる。ここでγ_eは電子プラズマの圧縮率、nはプラズマ密度、kT_eは電子温度、cは光速である。Ω_Kはイオン音波の周波数、ν_{eK}, ν_{iK}は電子およびイオンの衝突周波数で、ランダウ減衰を含み、次式で与えられる。

$$\Omega_K^2 = \frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{m_i} K^2 \qquad (4.35)$$

$$\nu_{eK} = \nu_{ei} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{ep}}{K^3 \lambda_e^3} \exp\left[-\frac{1}{2K^2\lambda_e^2}\right] \qquad (4.36)$$

$$\nu_{iK} = \nu_{ii} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\chi^2}{K\lambda_e} + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Omega_K \left(\frac{2T_e}{T_i}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{2T_e}{2T_i}\right]$$

$$\approx \nu_{ii} + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Omega_K \left(\frac{2T_e}{T_i}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{2T_e}{2T_i}\right]$$

$$(T_e \gg T_i) \qquad (4.37)$$

[28]

ここでγ_iはイオンプラズマの圧縮率、T_iはイオン温度、Kは励起波の波数。ν_{ei}, ν_{ii}はそれぞれ電子－イオン、イオン・イオンの衝突周波数、λ_eはDebye長、である。χは励起プラズマ波の振動数の実部である。閾値の計算値をFig. 4.26に示す。パラメトリック不安定性の閾値は低温領域では、イオン・イオンの衝突がイオン音波の減衰に、電子・イオンの衝突がプラズマ波の減衰に効き、$\approx T_e^{-\frac{3}{2}}$で温度の上昇とともに減少する。高温領域ではイオンのランダウ減衰がイオン音波の減衰に、電子・イオンの衝突がプラズマ波の減衰に効き、$T^{-\frac{1}{2}}$で閾値は減少する。$T_e \lesssim 200\,eV$では2流体不安定の閾値の方がパラメトリック不安定性の閾値よりも低いが、$10^{13}\,W/cm^2$以上であ

るため観測されることはない。

$T_e \approx 200eV$ でのパラメトリック不安定性の閾値 $\approx 10^{13}$ W/cm^2 は、電子温度の異常増加が発生する温度 $T_e = 200 \sim 300eV$ でのパワー密度 $2 \sim 4 \times 10^{13}$ W/cm^2 とよく一致する。さらに反射レーザー光の振動の出現温度 $T_e \approx 200eV$ ともよく一致する。異常吸収が導入される $T_e \approx 200eV$ ではレーザーパワー≈不安定性の閾値で波の成長率が小であるため、イオン音波のビートとして反射光に振動が観測されたものと考えられる。閾値よりも十分高い所での不安定性の成長率は非常に大きくなるため、波のエネルギーが急速に電子の熱エネルギーに変換され、異常吸収が起り高温電子が発生するものと考えられる。

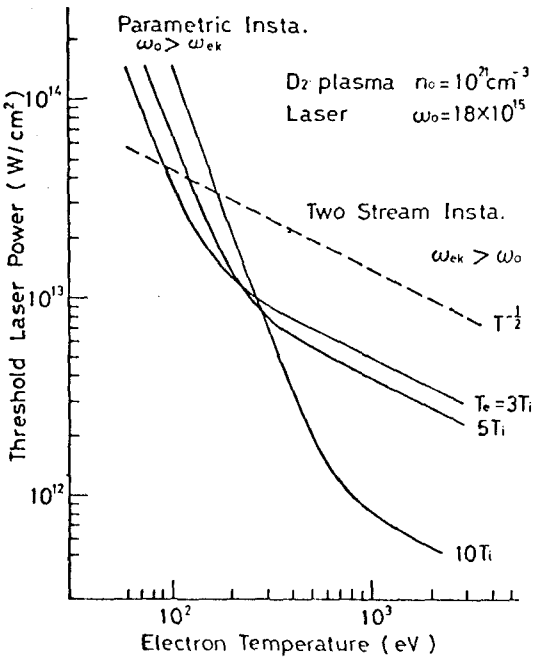


Fig. 4.26 異常吸収の閾値

この高エネルギー電子の出現によりイオンが加速され高エネルギーイオンが生成され、核融合反応が起るものと考えられる。

X線強度より算出した重水素プラズマ粒子の見かけ上の減少はこの高エネルギー粒子の急速な膨張によりプラズマ密度が減少するためと考えられる。

高上りのゆるやかなレーザーでプラズマを発生すると温度上昇が期待出来ないため再結合の効果が大となり、低電離イオンが多く出現するが、立上りの速いレーザー光を使用すると、高温プラズマが発生する結果再結合の

効果[29]が少なくなり、高電離イオンが多く出現するものと考えられる。

現在の出力100J程度のレーザーにより発生出来る中性子量は10^4～10^6程度と低いため、レーザーによる核融合装置としての見透しを立てるには不十分である。このためレーザーの出力を増強するとともに、有効な加熱を行なう方式を研究する必要がある。さらに高温状態でのイオンの加熱機構を解明することが肝要である。

レーザープラズマは高温高密度で現象が1nsec.以内に完了するため、従来の計測法は無能になる。このため、この分野の研究の進展は、今後のサブナノ秒の計測技術の進歩の如何にかかっている。

零出力の核融合炉を建設するには、効率10%のレーザーで10^8J程度のエネルギーが必要である。ガラスレーザーは効率が1%又はそれ以下であるため、効率が20%に達する大出力CO_2レーザー[30]の開発が不可欠である。

§4.8 むすび

レーザーによる核融合の研究は、未だ始まって日が浅く未解決の問題を多く含んでおり、今後の研究に待つ所が大である。本研究により明らかになった点を次に示す。

1. D-T系を用い零出力の核融合反応を達成するには10^8Jのレーザーエネルギーが必要である。密度10^{21}，磁界10^6Gで10^6Jのガラスレーザーエネルギーが必要となる。

2. 固体重水素ターゲットにより核融合反応を検出した。発生中性子量の平均値は吸収レーザーエネルギーの4.5乗に比例した。中性子発生の閾値は2nsec.幅レーザーで5Jであった。吸収エネルギー20Jの時10^4の中性子

が観測された。

3. プラズマの加熱は、電子温度 ≈ 200eV 以下では逆制動吸収過程により エネルギー吸収が起り、流体力学的膨張過程を通し、電子温度はレーザーパワーの 2/3 乗で増大した。$T_e > 200eV$ ではパラメトリック不安定性による異常加熱が発生した。

4. 異常吸収が起ると高エネルギー電子、イオンが発生し、見かけ上の電子温度はレーザーパワーの 1/2 乗で増大し、核融合反応による中性子が発生した。

5. 立上りの速いレーザーでプラズマを生成すると、加熱が有効に行なわれ、熱平衡の完全電離プラズマが発生する。低電離イオンは膨張過程中で起る再結合により生成される。

6. 高電離イオンは低電離イオンよりも良く熱化が進み、電子温度 100eV 前後まではイオン温度はほぼ電子温度に等しい。

7. 立上り 1nsec. のレーザーを用いると、プラズマ加熱は 2nsec. 以内に完了し、後続のエネルギーは新しいプラズマ生成と膨張のエネルギーに消費される。

8. レーザー集光径よりも小さいターゲットをプラズマ化すると、球対称の全体として運動量を持たないプラズマが出来る。このプラズマは磁界とプラズマの相互作用を調べるプラズマ源として有効である。

9. 無限大ターゲットを用いプラズマを発生すると、発生プラズマにより固体が加熱され、プラズマにつづいて濃密な中性粒子が発生する。

参考文献

1. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi, C. Yamanaka : Japan. J. appl. Phys. 8, 1037 (1969)
2. K. Yoshida, T. Yamanaka, C. Yamanaka et al : Japan. J. appl. Phys. 10, 1643 (1971)
3. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
4. 山中, 井沢, 糟谷 : 電学誌 88, 774 (1968)
5. N.G. Basov, et al : IEEE J. Quant. Elect. QE-4, 864 (1968)
6. J.M. Dawson : Phys. Fluids 7, 981 (1964)
7. F. Floux : IQEC, Kyoto, 1·3 (1970)
8. C. Yamanaka, T. Yamanaka, et al : IQEC, Kyoto, 2·5 (1970), Int. Conf. on Laser Plasma, Moscow, (1970)
9. C. Yamanaka, T. Yamanaka, et al : Second Workshop on "Laser-Interaction and Related Plasma Phenomena", Hartford. (1971)
10. 山中, 山中, 善, 吉田, 勝 : 電学誌 (投稿中)
11. L. Spitzer, Jr : "Phys. of Fully Ionized Gases" (Interscience Publishers, John Wiley & Sons. Inc. New York, 1962)
12. T. Yamanaka, N. Tsuchimori, T. Sasaki, & C. Yamanaka : Technol. Rep. Osaka Univ. 18, 155 (1968)
13. A.F. Haught, et al : Int. Conf. Plasma phys. & Controlled Nuclear Fusion, CN-21/110 (1965)
14. 山中, 佐々木, 山中他 : 物理, 応物連合講演会 31p-EH-4 (1968)
15. J.L. Bobin, et al : Nuclear Fusion 9, 115 (1969)
16. F.G. Tonon et al : Int. Conf. on Laser Plasma, Moscow (1970)
17. 山中4 : 応用物理
18. H. Hora : 2nd Workshop on "Laser-Interaction and Related plasma Phenomena", Hartford (1971)
19. F.C. Jahoda, et al : Phys. Rev. 119, 843 (1960)
20. G. Bekefi : Radiation Processes in Plasma, (John Wiley & Sons, N.Y 1966)

21. 八田：気体放電（近代科学社 1960）
22. 三浦，菅，俣野：放射線計測学（裳華房 昭43）
23. N.G. Basov, et al : Quantum Radiophysics Lab. preprint No 60 (1970)
24. P. Kaw & J. Dawson : Phys. Fluids 12, 2586 (1969)
25. G.G. Comiser : Phys Rev. 141 200 (1966)
26. M. Decroisette, J. Peyraud & G. Piar : Private communication
27. K. Nishikawa : J. Phys Soc. Japan. 24, 916 (1968)
28. 西川：プラズマ物理研究総合報告集（名古屋大学プラズマ研究所, 1968）
29. M. Mattioli : Plasma phys. 13, 19 (1971)
30. S.W. Mead, R.E. Kidder & J.E. Swain : Private communication.

第5章　レーザーレーダーによる大気観測

§5.1. まえがき

レーザー光は単色性が極めて良好で、指向性が良く、ビーム広がり角は 10^{-3}～10^{-4} rad である。さらにQスイッチパルスはパルス幅が 10nsec. のオーダーで出力は 100MW に達する。このようなレーザー光をレーダー系[1]に用いると従来の電波レーダーに比して、距離分解能，方位分解能，信号対雑音比の秀れたレーダーを構成することが出来る．波長が電波に比して5桁以上も短かいため、電波レーダーでは感知出来ない微小な対象物，大気分子，密度温度の変動，スモッグ等に鋭敏に感ずる．従ってレーザーレーダー[2)3)]は上層大気[4]や、イオン層の観測，気象状態[5]（逆転層、ミスト，霧，雲，晴天乱流）をはじめ一般の大気構造の解明に威力を発揮する．特に共鳴散乱[6]を利用すると大気中の微量成分をも測定出来るため、大気汚染で問題になっている SO_2 や窒素化合物濃度の決定が可能になる．

本章においては筆者が製作したルビーレーザーレーダーによる大気構造の観測結果について述べる．

§5.2. レーザーレーダーの原理[1)5)]

レーザーレーダー方式の動作原理は、よく知られた送信電力と受信電力との関係式，すなわちレーダー方程式で示される．Fig.5.1 図に示すようにレーザー光出力を P_0、受信レーザー光を $P_R(r)$ とすると次式に示すレーザーレーダー方程式が成立する．

$$P_R(r) = P_0 R_0 \eta_T \eta_R N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) \frac{A_r}{r^2} \exp\left\{-2\int_0^r \alpha(r) N(r) \bar{\sigma}_\pi \, dr\right\} \tag{5.1}$$

ここで R_0: $\tau/2c$ (τ: レーザーパルス中, c: 光速), $\eta_T \eta_R$: 送受信系の効率, $N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)$: レーダー散乱断面積($N(r)$: 散乱粒子密度, $\bar{\sigma}_\pi$: 平均後方散乱断面積), A_R: 受光望遠鏡の有効開口面積, r: 散乱点までの距離, $\alpha(r)$: 減光係数 $= \int_0^a n(a)\sigma_T(a)\,da \Big/ \int_0^a n(a)\sigma_\pi(a)\,da$ ($n(a)$: 粒子径 a の粒子密度, $\sigma_T(a)$: 全散乱断面積, $\sigma_\pi(a)$: 後方散乱断面積).

(5.1) 式の対数をとり r で微分すると

$$\frac{1}{\{N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)\}^2} \cdot \frac{d\{N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)\}}{dr} - \frac{1}{\{N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)\} r^2 P_R(r)} \frac{dr^2 P}{dr} = 2\alpha(r) \tag{5.2}$$

(5.2) 式を $N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)$ について解く

$$N(r)\bar{\sigma}_\pi(r) = \frac{P_R(r) r^2}{P_0 R_0 A_R \eta_T \eta_R - 2\int_0^r \alpha(r) P_R r^2 dr} \tag{5.3}$$

上式より $\alpha(r)$ の値が既知であれば、受信光の時間波形より $N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)$ が求まり、空間的な粒子の分布状態を知ることが出来る。

しかし各粒子に対する $\alpha(r)$ の値は、その粒子と波長との比, 粒子の屈折率により大きく変化する。: ミー散乱の領域では粒子半径 a, 波長 λ, 屈折率 m の複雑な函数となる。Fig. 5.2 にルビーレーザー光に対する水滴の α の計算値[7]を示す。α の値は $2\pi a/\lambda$ の変化に対して激しく変動する。しかし自然界に存在する水滴をはじめと

する粒子は、種々の径の粒子がほぼ連続的に分布するためαは平均化される。第5.1表に水滴により形成される雲や、もやに対するαの平均値$\bar{\alpha}$の値を示す。

第5.1表　種々の $\frac{\text{全散乱断面積}}{\text{後方散乱断面積}}$

粒子モデル	Rayleigh散乱粒子	雲	大陸性もや	海洋性もや
$\bar{\alpha}$	$\frac{8}{3}\pi$	21.2	39.0	45.2

ミー散乱に寄与する粒子（$2\pi a/\lambda > 1/10$）が存在しない時は、レーリー散乱のみとなり大気による吸収を無視するとレーザーレーダー信号は（5.1）式よりわかるようにr^{-2}で減少する。r^{-2}からのずれが大気による吸収となる。ミー散乱の寄与が加わるとFig.5.3のように小さな肩が現われr^{-2}の減衰からはずれる。

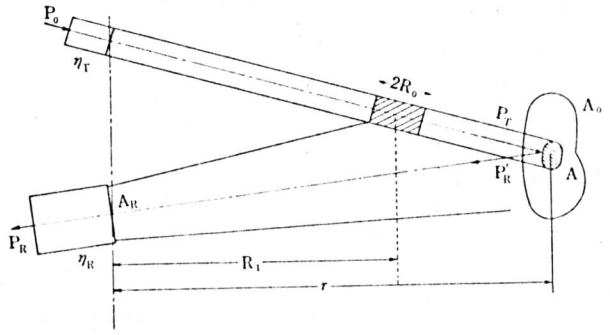


Fig.5.1　レーザーレーダによるレーダー光波の送受信方式

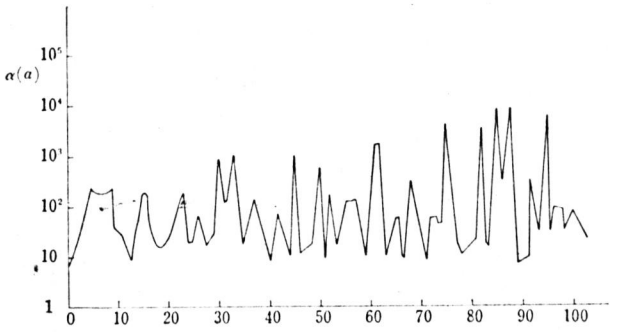
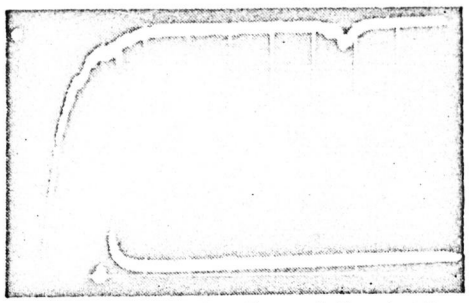


Fig.5.2　水滴半径に対する減光係数αの変化[9]



仰角21°　昭和42年9月15日　午前3時33分
天候　曇，視界3km，温度 25°，
風速 4.7m/s，湿度 61%，
1目盛 2μs　上トレース　受信波形
下トレース　送出波形

Fig.5.3　レーザーエコー

§ 5.3 実験方法

Fig.5.4に示すようにレーザーレーダーは、Qスイッチレーザー、送信用および受信用光学系、光検出部よりなる。

Qスイッチレーザーは回転プリズム式で、プリズム回転数は24,000 rpmである。ルビーロッドは $10^{\phi} \times 100^{\ell}$ mm, C軸90°, 両端面平行である。出力側は反射率90%の誘電体多層膜蒸着である。励起は内径36mm長さ110mmのヘリカル型Xeランプで行なった。ランプ最大入力は5 KJである。励起光の集光にはガラス管に封入したMgOを用いた。

レーザー出力は30 MWであった。送信望遠鏡は倍率10倍で、送出側有効径は100 m/mである。入射側、送出側レンズの焦点距離はそれぞれ500 m/m, 50 m/mである。この系によりレーザービーム発散角は6 mradから0.6 mradに改良された。

受信望遠鏡は反射型で主鏡焦点距離は1300 m/m, 有効径150 mm, 倍率9倍

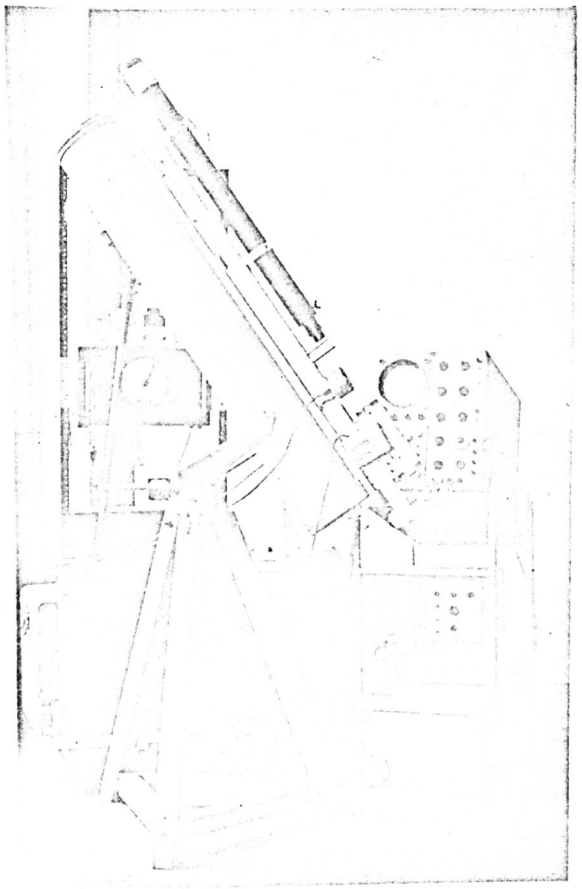


Fig 5.4 (a) レーザーレーダ装置.

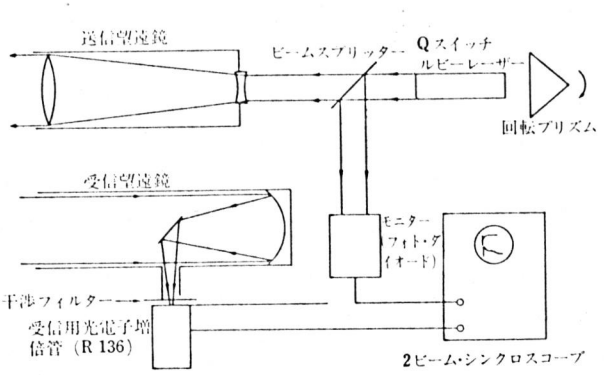


Fig.5.4 (b) レーザーレーダの概略図

倍である。受光器側にはS/Nを上げるために絞りと、半値幅10Å，中心波長6943Åの干渉フィルターを設置した。

レーザーエコー受信には光電子増倍管HTV-R136を、送出レーザー光モニター用にはフォトダイオードSD-100を用いた。表示は30MHz，スビーム シンクロスコープによるAスコープ方式を採用した。

観測は主に夜間に実施した。昼間の場合は受信望遠鏡が直接太陽を見ないようにして行なった。観測基地は大阪市都島区東野田町4丁目の大阪大学工学部一2号館7階である。観測方位は南々西より北々西である。Fig. 5.5に色々の仰角で測定した時の異常エコー信号の高さを示す。

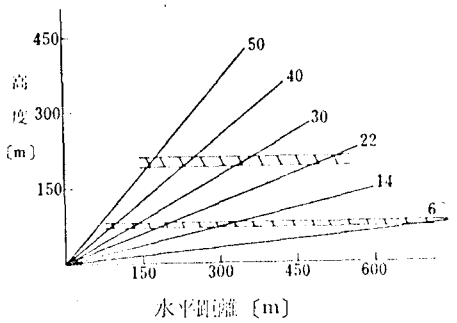


Fig 5.5 大気屈折率を示すエコー

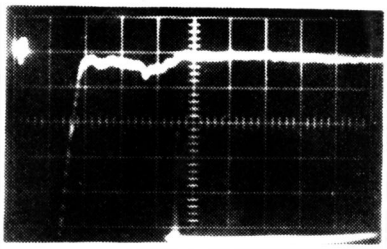
§5.4 実験結果および検討

四季を通しての大気観測の結果，夏期は大気構造が安定であるが，冬期は非常に不安定であることが判明した。冬期の観測結果を中心に述べる。N_0の算出にあたってはαを次のように仮定した。r^{-2}の減衰に近い領域では$\alpha=10$，異常散乱の所では$\alpha=20$とした。

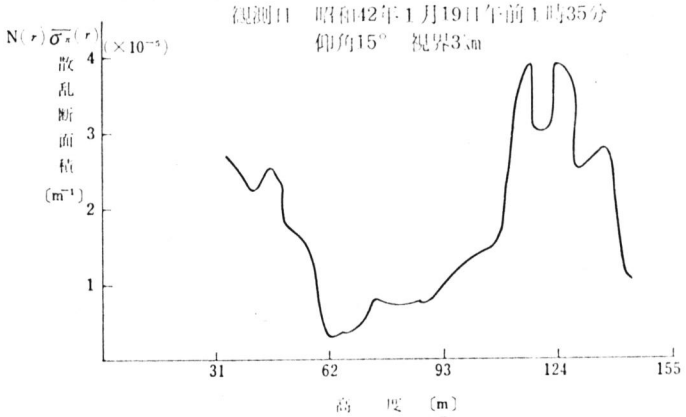
視程が5km以上で湿度が低い日には無風状態でも異常散乱層の発生はほとんど見られず，レーザーレーダー信号は$1/r^2$に近い減衰を示し，散乱断面積N_0は$4\times10^{-6}m^{-1}$程度又はそれ以下であった。地上平均20mmで測定した視程15km時の本基地と，大阪大学基礎工学部間のルビーレーザー光の減衰率は$16^{-11}/13.7$kmであった。

視程が3km以下となり湿度が高くなるとレーザー光の減衰が大となり，散乱断面積が増加し，異常散乱層が発

生する。この異常散乱層は冬期には、地上100～200mの所に発生した。Fig. 5.6に視程3km，温度4°C，湿度82%，風速4m/s，快晴時のレーザーレーダー信号、および、$N\overline{\sigma_\pi}$の高度変化を示す。信号は$1/r^2$からずれ減衰が大きく，大きな異常散乱層が認められる。この異常散乱層は2重構で、高度120mの所で層状に広い地域にわたって長時間存在した。地上で発生した大気汚染物質は高度60m以下に堆積し、ほとんど変化しなかった。



昭和42年1月19日午前1時35分
仰角15° 視界3km 1目盛 1μs
(a) 受信波形



(b) 散乱断面積の高度変化

Fig. 5.6 冬視界3kmの時の例

この上層の異常散乱層は逆転層に蓄積した大気汚染物質の層で、翌朝の濃厚なスモッグ発生の原因となった。

Fig. 5.7にスモッグ発生の前日の大気構造の変化を示す。黒点の密な所は$N\overline{\sigma_\pi} \approx (4\sim6)\times10^{-5}\,m^{-1}$である。22時までは逆転層の形成は見られず、100m以下の所に汚染物質（以下地表汚染という）が堆積しているのみである。22時以後になると気温が低下し、高度130mの所に逆転層が形成され、汚染物質の堆積が始まった。この逆転層は23時以後高度を上げ、高度200mの所に濃い層を形成した。23時45分頃、この逆転層は消滅し、地表汚染の高度も100～50mに低下した。しかし地表汚染の上限は0時すぎよ

り高度が上り．3時20分頃より再び逆転層が発生し、高度200mの所で停滞し，濃厚なスモッグ発生の原因となった．

この上層の異常散乱層が出現した翌朝はスモッグが発生した．地表汚染は安定に存在し、雨または強風により洗い流されるまで消滅することはなかった．

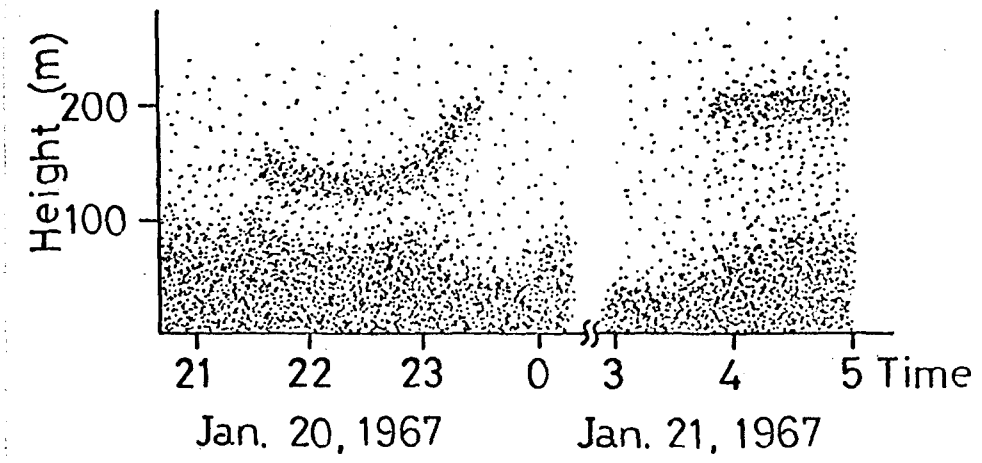
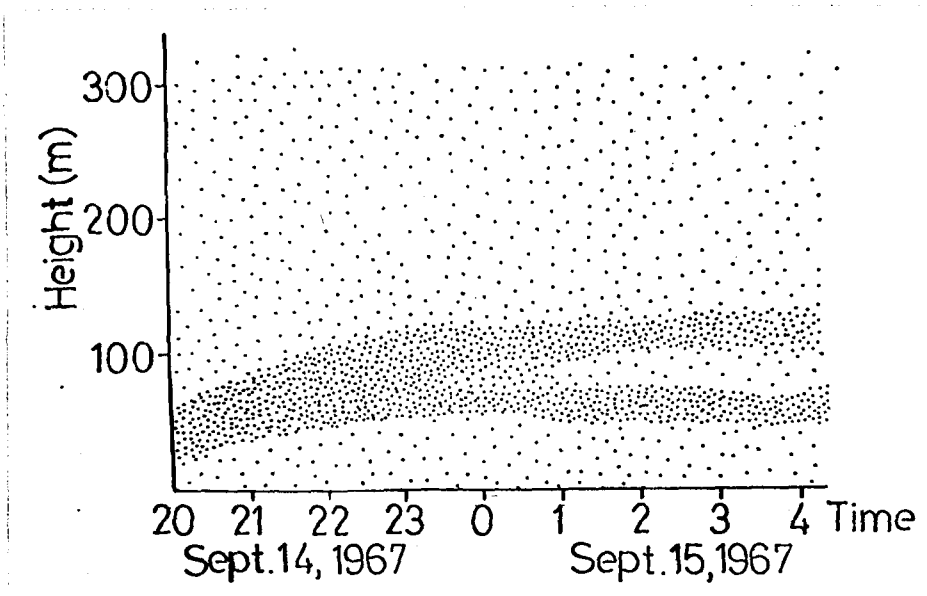


Fig 5.7 冬のスモック発生前日の大気構造



昭和42年9月14日午後8時20分より

Fig .5.8 夏の大気構造の時間変動

Fig. 5.8 に夏期の散乱断面積の時間変化の1例を示す。N_{0z} は $10^{-6}\,m^{-1}$ のオーダーで高度 100 m 近傍に異常散乱層が発生することがあるが、濃度は非常に低い。通常は異常散乱層が見られず、高度に対してほぼ単調に減少している。

Fig. 5.9 に地上 20 m における上昇気流によるエコーを示す。すそのピークが 10 m/sec 程度の上昇気流によるエコーである。若干の風塵を含んでいる可能性があるが、全く目視出来ない空気の乱れからの鋭いエコーが現われている。

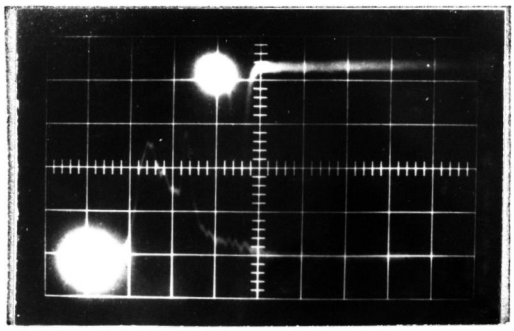


Fig. 5.9 上昇気流によるエコー

§ 5.5 今後の問題点

筆者が行なった単一波長のレーザーレーダーによる大気観測法では、減光係数 α を仮定して大気構造を決定しなければならないため、散乱に寄与する大気成分を決定出来ない。このためこのようなレーザーレーダーは雲の高さ、逆転層の位置決定、相対的粒子分布の測定には威力を発揮するが、現在問題となっている SO_2 をはじめとする大気中に含まれる公害ガスの測定には無力となる。しかしラマン散乱[8]、共鳴散乱[9]を用いると可能である。現在の大気汚染基準は $10^{13}\,cm^{-3}$ のオーダーで、ラマン散乱断面積は $10^{-31}\,cm^2$ のオーダーであるため高繰返しの数 100 MW のレーザーレーダーを開発し、光子計測を行なう必要がある。一方共鳴散乱断面は $10^{-12}\,cm^2$ と大きいが、物質により共鳴波長が異なるためスペクトル幅の狭い高出力の色素レーザーレーダーの開発が必要である。

§5.6 むすび

出力30MWのレーザーレーダーを開発し、大阪市内の大気観測を実施し、その性能が粒子による大気汚染測定にきわめて有効であることが実証された。以下に大気観測により明らかになった結果を示す。

1. 冬期においては大気構造が不安定で、気温、湿度、風速により大きく変化した。

2. 乾燥した暖かい快晴の日は $\overline{N\sigma_{\pi}}$ は $10^{-6}cm^{-1}$ のオーダーで、時間、高度による変化は少なく、明方に急激に湿度が低下しても逆転層は発生しなかった。

3. 湿度の高い風のない寒い日には、$\overline{N\sigma_{\pi}}$ は $10^{-4}\sim10^{-5}cm^{-1}$ と大きく、地上100～150mの所に逆転層が発生し、スモッグ発生の原因となった。

4. 夏期は大気構造が安定で、$\overline{N\sigma_{\pi}}$ も 10^{-6} オーダーで、スモッグ発生の原因になる大きな逆転層は観測されなかった。

5. 風速10mの上昇気流が観測出来た。

参考文献

1. 広野：電波研究所季報 10, 169 (1964)
2. 中塚, 山中, 山中, 清末, 牧本：応用物理 10, 507 (1966)
3. C. Yamanaka, T. Yamanaka et al.: Laser und Strahlentechik, Nr. 1 (1969), Electron Technology, 2, 209 (1969)
4. G. Fiocco & G. Colombo: J. Geophys. Res. 69, 1795 (1964)
5. 山中, 山中, 姜, 小林：生産と技術 19 NO 12 P6 (1967)
6. 山中, 山口, 井沢：宇宙観測シンポ (Nov. 1968)
7. H. Hodara: Proc. IEEE 54, 368 (1966)
8. C. V. Raman: Indian J. Phys. 2, 387 (1928)

第6章　結　論

大出力レーザーの開発を推進するため，レーザー発振器，増幅器の特性を詳細に解明し，大出力レーザーに関する技術的問題を解決した。その結果，完全に国産部品による100GW 5段増幅ガラスレーザーの建設に成功した。この結果国際的にも重要性が認められつゝ、あるレーザーによる核融合反応に成功し，中性子を検出した。レーザーによる高温プラズマの加熱機構は古典的吸収よりは，プラズマ不安定性に基づく異常吸収が中心であることを明らかにした。さらに計測分野での応用例として，レーザーレーダーによる大気観測を実施し，レーザーレーダーの有用性を明らかにした。実験および理論的考察により得られた結果を総括すると次のようになる。

大出力レーザーの中心となるQスイッチ発振器に関してはFaradayセル，Kerrセル，Pockelsセル，回転プリズムQスイッチの特性を調べ，その長所．短所を明らかにし，Qスイッチ速度と出力の関係が解明された。

1. Faradayセルは(イッチ時間が遅いため，Qスイッチ素子としては不適当である。しかし増幅段間のアイソレーターとして重要である。
2. Kerrセル法は周辺機器との同期が容易で，電界を光軸に対して垂直に印加するため，空間的に一様な発振が得られやすい。しかし，高電界を要し，高出力時には誘導ラマン光が発生する。
3. Pockelsセル法はKerrセル法と同様に周辺機器との同期が容易である上に，Kerrセル程高電界を必要とせず，誘導ラマン光の発生がない，Qスイッチ速度

が速い等の特長がある。しかし，高出力に耐え得るKDP(KD*P)では電界を光軸方向に印加するため，大光径時には漏れ光を生じ，複屈折の効果が生ずる欠点がある。

3. 回転プリズム法は共振器の構成が容易で，安定性信頼性，高出力に耐え得る点で，最も秀れている。周辺機器との同期の点でやゝ劣る。また TEM_{00} モードの発振が得にくい。

4. Qスイッチ速度が共振器中でのレーザー光の立上り速度よりも遅い場合には，ダブルパルス発振となり，出力が低下するばかりでなく，パルスの立上り時間も長くなる。また高出力を得るには共振器Q値を低くし，励起速度を速くする必要がある。

大出力レーザーの要めである増幅器の励発に関しては，次の点が明らかとなった。

1. 高い増幅率を得るには，発振段レーザーとして，立上りの速いレーザーが必要である。立上りの遅いパルスの増幅では，増幅段に貯えられたエネルギーの大部分が，立上り部分で消費され，パルスのピークが時間の早い方へ移動し，増幅率の飽和が発生する。また増幅段素子中でのパワー密度が増大すると増幅の非線形効果により増幅率の飽和が発生する。

2. レーザー増幅の結果は理論値とよく一致する。またレーザー発振の中心スペクトルの5Å程度の不一致は実用上問題にならないことが明らかとなった。

3. 増幅段間のカップリング，スーパーラディエーション，レーザー照射物体からの反射光による素子の破壊の問題，ソーラリゼーション等の技術的問題が解決された。

4. ナノ秒，ピコ秒パルスの発生法として，高気圧 Laser Trigger Spark Gap を用いた Pulse Transmission Mode 法の技術が確立された．

大出力レーザーの応用研究の中心である，レーザーによる核融合プラズマ生成に関しては，固体重水素により核融合反応の中性子を検出し，次の点が解明された。

1. 高温状態でのプラズマの加熱はレーザー光とプラズマの相互作用により誘起されるパラメトリック不安定性に基く異常吸収が主体である．
2. 中性子発生量は吸収レーザーエネルギーEの4.5乗に比例し，1次元のプラズマの膨張を仮定した時の中性子発生則に略一致する。
3. 電子温度が100eV以下ではプラズマの特性膨張時間が，電子・イオンの緩和時間に比して十分長いため，電子温度とイオン温度は等しくなる．
4. 立上りの速いレーザーでプラズマを生成すると，加熱が有効に行なわれ，完全電離プラズマが発生する．

レーザーレーダーによる大気観測の結果，スモッグ発生は，高度150~200mに発生する逆転層に原因することが明らかになった。

以上の結果により大出力レーザーの設計基準が明らかになり，技術的問題の多くが解決された。またレーザープラズマのプラズマ源としての有要性が明らかとなり，核融合反応炉への新しい一歩を開くことが出来た。さらにレーザーレーダーは現在問題となっている大気汚染観測の有力な武器になると考えられる。

謝　辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜わった山中千代衛教授に深厚なる謝意を表します。大学院在学中および本学電気工学教室において御指導，御教示を戴いた山村豊教授，西村正太郎教授，犬石嘉雄教授、藤井克彦教授，川辺和夫教授に謝意を表します。

名古屋大学プラズマ研究所において御指導、御鞭達を戴いたプラズマ研究所長伏見康治教授、同副所長高山一男教授に謝意を表します．

また終始変らぬ指導、討論、激励を戴いた横山昌弘助教授、中井貞雄助教授、理化学研究所豊田浩一博士、電子総合技術研究所南条基氏に謝意を表します．

さらに熱心な協力を戴いた大出力ガラスレーザー開発研究会のメンバー、大阪工業試験所第4部長上野力氏、三菱電機北伊丹製作所々長喜連川隆氏、旭硝子研究所金井英三氏、ウシオ電機研究室長広井得輔氏、および保谷硝子技術研究所長泉谷徹郎氏に謝意を表します。

終りに山中研究室において、研究生活の苦楽を共にし、熱心な討論、激励を戴いた故山口元太郎助教授、岐阜大学阪上幸男助教授、プラズマ研究所姜衛富氏、大阪工業奨励館井沢靖和博士をはじめ、研究室の諸氏、卒業研究に際して本研究に協力された卒業生諸氏に感謝する．

付録1 光変調素子

§1 まえがき

Qスイッチや光変調[1,2]を効率よく行なうには効率の良い、取扱いの容易な光変調素子としては、磁気光学効果を利用したFaradayセル、1次電気光学効果を用いるPockelsセル、2次電気光学効果を利用したKerrセル[4,5]がある。Pockelsセルは取扱いが簡単で効率も良い。現在大出力レーザー用として使用されているPockels定数の大きい結晶はVd系のKDP, ADPが主である。しかし、これらは印加電界の方向と光を通す方行が平行で、かつ入射角の大きい光線に対しては漏れ光を持つ欠点がある。しかるにTd系立方結晶であるCuCl(オー塩化銅), $N_4(CH_2)_6$(ヘキサメチレンテトラミン)、ZnS(閃亜鉛鉱)等は電界を印加しない時は等方的[6]であり、電界印加により光学的異方性が発生する。したがって電界印加方向と光の方向を垂直に選ぶことが出来、さらに互いに直交する2つの方向[3]より変調を同時にかけることが出来る等の利点がある。

ここではCuCl,[6] $N_4(CH_2)_4$[7]を製作し、その電気的特性、Pockels定数を測定し、Qスイッチ素子としての可能性を調べた結果について述べる。

§2 Td系結晶のPockels効果

Td系結晶は光学的に等方結晶であるから、屈折率楕円体は次式で与えられる。

$$\frac{x^2+y^2+z^2}{n_0^2}=1 \qquad (1)$$

ここでn_0は結晶の主屈折率である。

結晶に電界 E (E_x, E_y, E_z) を印加すると屈折率楕円体は

$$\frac{x^2+y^2+z^2}{n_0^2}+2\gamma_{41}(E_xyz+E_yzx+E_zxy)=1 \qquad (2)$$

となる。ここで γ_{41} は Pockels 定数である。

新しい光学軸 (x', y', z') ならびにその方向の屈折率 ($n_{x'}$, $n_{y'}$, $n_{z'}$) は座標軸を回転して次式で与えられる。

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2}+\frac{y'^2}{n_{y'}^2}+\frac{z'^2}{n_{z'}^2}=1 \qquad (3)$$

$$\begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \alpha_1, & \beta_1, & \gamma_1 \\ \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 \\ \alpha_3 & \beta_3 & \gamma_3 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} \qquad (4)$$

ここで α_1, β_1, γ_1, …… は x 座標系を結ぶ方向余弦である。また $n_{x'}$, $n_{y'}$, $n_{z'}$ はつぎの判別式の根として与えられる。

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{n_0^2}-\eta & \gamma_{41}E_z & \gamma_{41}E_y \\ \gamma_{41}E_z & \frac{1}{n_0^2}-\eta & \gamma_{41}E_x \\ \gamma_{41}E_y & \gamma_{41}E_x & \frac{1}{n_0^2}-\eta \end{vmatrix} = 0 \qquad (5)$$

Td 系の結晶では (001), (110), (111) 面に垂直に電界を印加するのが普通である。そして位相差が最大になるのは (110) 面に垂直に電界を印加し、($\bar{1}10$) 面に垂直に電界方向が [110] に偏光した光を通した時である。この時に生ずる位相差 Δ は

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} l n_0^3 \gamma_{41} \frac{V}{d} \qquad (6)$$

である。ここで l は光路長，d は電極間距離，λ は自由空間での波長，V は印加電圧である。

§3 結晶の製作

<1> CuCl の製作

市販の $CuCl_2$ 特級より次の化学操作で CuCl を製作した。

$$2CuCl_2 + Na_2SO_3 + H_2O \rightarrow 2CuCl + Na_2SO_4 + 2HCl$$

こうして得られた CuCl を乾燥 N_2 ガス中で氷酢酸，メチルアルコール等で洗浄乾燥させ，ゾーンメルティングを行ない純度の高い CuCl を得る。結晶化にはブリッジマン法を用いた。

このようにして得られた結晶はほとんど完全な単結晶で透明であった。

米国より購入したものと比較して透明度も良く，歪も少なかった。

<2> $N_4(CH_2)_6$ の製作法

ヘキサメチレンテトラミン（ヘキサミン）はアルコールに対する溶解度が高く，上気圧も高いため，結晶生成法としては，再結晶法又は昇華法が適している。

a). 再結晶法

市販のヘキサミン粉末を 60°～70°C の特級メチルアルコールに溶かし濾過精製し，飽和溶液を作る。この飽和溶液ビンを恒温槽中の摩法ビンに入れ，摩法ビン中の湯の温度と恒温槽の温度差を 5°C に保ち，恒温槽の温度を

1°C/hour で低下させ結晶化した。12面体の 5mm 程度結晶の集りの 10～20mm 角のものが得られた。

b) 昇華法

再結晶で製作したヘキサミンをガラス管中に封入し、ロータリーポンプで排気し、蒸気圧の高い不純物（主にアルコール）を飛ばし真空チップした。減圧中結晶化を行なわせる管の中心部をヘキサミンが付着しないよう、フレキシブルヒーターで 40°C 程度に加熱した。

この結晶製作容器を恒温槽中に取りはけ、結晶化させる部分を外気と連結した銅板で冷却した。銅板の温度の調整は連結パイプの温度を制御し、恒温槽との温度差を一定に保った。恒温槽の温度は 112°～113°C であった。

0.1～0.2mm の種結晶が出来るまで温度差を 7°C に保った。この状態で種結晶が出来るまでに要した時間は約5分であった。種結晶が出来てからは温度差を 3°C に保った。8時間程度で 8×8×2mm 程度の結晶が得られた。

§4 電気的特性の測定

CuCl, $N_4(CH_2)_6$ を光変調素子として使用するためには結晶の破壊電圧、ならびに電気伝導度を測定しておく必要がある。

測定は CuCl A（国産 6.9×6.9×9.5mm），CuCl B（米国製 6×6×6mm）と $N_4(CH_2)_6$（2×1×1mm）について行なった。常温における電気伝導度ならびに破壊電圧を第1表に，電気伝導度対温度の関係を Fig.1 に示す。

Fig.1 より CuCl の活性化エネルギーは試料 A，B 共 0.52eV であった。試料 B は −28°C に knick point があらわれたが、試料 A は −70°C まで測定したところ knick point はあらわれなかった。また試料 B の方が試料 A よ

第1表 絶縁破壊強と電気伝導度

試料	絶縁破壊強度 (KV/mm DC)	電気伝導度 ($\Omega^{-1}cm^{-1}$)
CuCl A	6	1×10^{-7}
CuCl B	—	1.5×10^{-6}
$N_4(CH_2)_6$	3	7.2×10^{-12}

(注) 測定温度 20°C

CuCl A : 筆者等製作　6.9×6.9×9.5 mm.
CuCl B : 米国製　6×6×6 mm.
$N_4(CH_2)_6$: 筆者等製作　2×1×1 mm.

りも電気伝導度が1桁大きかった。以上のことより試料Aの方が純度がはるかに高いものと思われる。

一方 $N_4(CH_2)_6$ は電気伝導度はCuClよりも小さいが絶縁破壊電圧が低く，機械的強度も小さい。

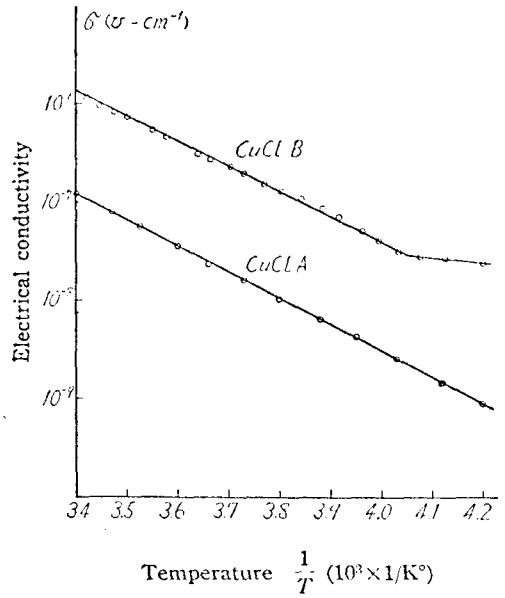


Fig. 1. Relation between conductivity and temperature of CuCl.

§5 Pockels定数の測定

試料は電気的特性を測定する際に用いたものと同一物である。測定は試料を乾燥室に入れ、電界は(110)面に垂直に印加した。使用した光は、6900Åの直線偏光で Fig.2 に示す Senarmont の補正器[10]を用いた。

Senarmont 補正器を用いた場合、Pockels効果によって

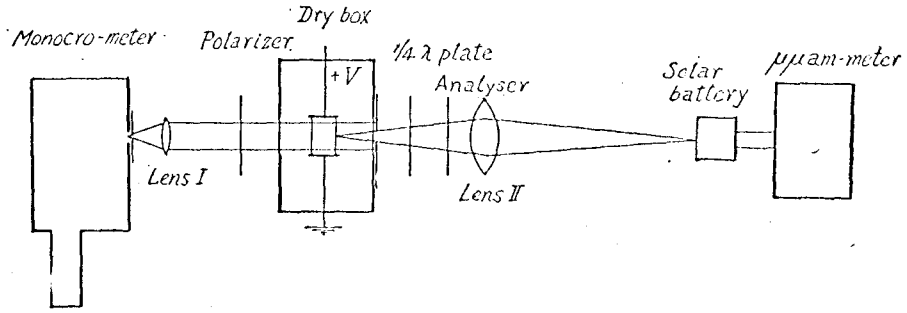


Fig. 2 The optical arrangement used to retardation measurement.

生じた位相差 Δ は次式で与えられる。

$$\Delta = \phi/2 \tag{7}$$

ここで ϕ は検光子の回転角である。一方 Pockels 定数 γ_{41} は (3.6) 式より

$$\gamma_{41} = \frac{\Delta}{2\pi} \cdot \frac{d}{l} \cdot \frac{\lambda}{n_0^3} \cdot \frac{1}{V} \tag{8}$$

となる。

Fig 3 に印加電圧対位相差の関係を示す。また (8) より計算した Pockels 定数を第2表に示す。ただし Fig. 3 における CuClB の値は $N_4(CH_2)_6$ と同一資料長に換算して示してある。γ_{41} の計算に際して 6900Å に対する屈折率は直接測定せず、CuCl に対しては 1.9, $N_4(CH_2)_6$ に対しては 1.6 の D 線に対する値を用いた。

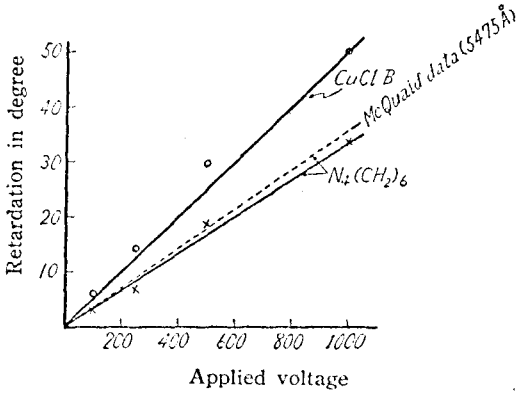


Fig. 3 Relation between retardation and applied voltage. Voltage is applied perpendicular to the surface of (110) and light beam (6900Å) is directed to the surface of ($\bar{1}$10). Crystal size is l=3 and d=1.8.

Fig. 3 から CuCl は $N_4(CH_2)_6$ よ

りも γ_{41} は小さいが屈折率が大きいために、生ずる位相差は大きくなり $N_4(CH_2)_6$ よりも秀れている。

第2表 Pockels 定数

Sample	CuCl B $\begin{matrix} l=6 \\ d=6 \end{matrix}$	$N_4(CH_2)_6$ $\begin{matrix} l=3 \\ d=1.8 \end{matrix}$
Pockels constant $\gamma_{41}\times10^{-8}$ cm/stat. V	24	27

むすび

CuCl, $N_4(CH_2)_6$ を製作し、光変調素子として使用するために必要な測定を行なった。両者とも Pockels 定数も大きく屈折率もかなり大きいので低電圧で使用することが出来る。このことは Faraday セル、Kerr セルが高電圧、高磁場を必要とするのに比して大きな利点である。ただ $N_4(CH_2)_6$ は破壊電圧がかなり低くもろいという点が欠点である。また CuCl は大気中で長時間使用する際は適当な表面処理を行なわなければならない。

参考文献

1. 山中千, 山村：電学誌 78, (昭33)
2. 山中千, 南条：高速度写真研究会資料 93 (昭38)
3. C.F. Buhrer: App. Opt. 2, 839 (1963)
4. 山中：第11回応用物理関係連合学会年会 31P-H2 (1964)
5. 山中, 山中：第11回応用物理関係連合学会年会 1P-B9 (1964)
6. C.D. West: J. Opt. Soc. Am., 43, 335 (1953)
7. R.W. McQuaid: App. Opt. 2, 320 (1963)
8. S. Nanba: J. Opt. Soc. Am., 51, 76 (1961)
9. 山中千, 山村：電学誌 79, 867 (1959)
10. 物理実験学（河出書房, 昭14）

付録2. レーザーによる気体の電離

§1. まえがき

レーザによる気体のプラズマ化は、レーザー光による電離機構[1]を解明するのみならず、分光用光源、衝撃波研究用プラズマ源としても重要である。

電離機構としてはマイクロ波放電機構[2),3)]、多重光子吸収[4)5)]、逆制動吸収[6)7)8)]が考えられる。マイクロ波放電理論は電磁波のエネルギーが電子のエネルギーよりも十分小さい領域での理論であるため、振動のエネルギー1.79eV(ルビーレーザー)の場で論ずることは不可能である。

多重光子吸収のみによる電離を考えてみると、Ar, Heにおいては電離エネルギーはそれぞれ15eV, 24eVである。ルビーレーザーの光量子エネルギーは1.79eVであるから7ヶ12個の光子を同時に吸収しなければならない。1段階の吸収割合を10%とするとArとHeの破壊電界の比が10^5におよぶ。しかるに実測値の開きは1.7程度であるから、これも不適当である。

逆制動輻射機構は天体プラズマの連続吸収スペクトルを説明するために構成されたものである。

イオン場にある電子が光子を吸収して加速され、この加速電子と原子の衝突により電離が起る。今の場合$10^{-6}cm^3$程度の焦点面体積中に10nsec.の時間内で破壊が起るために必要な初期電子の存在確率はきわめて小である。この初期電子は多重光子吸収により励起され、その後累積電離が起ることにより供給されるものと考えられる。

筆者は累積電離の機構を調べるため、H_2, Arの破壊[9)]の閾値の圧力、レーザー周波数依存性を調べた。

§ 2. 実験方法および結果

Fig.1. に実験装置の構成図を示す。Qスイッチレーザーは回転プリズム方式で回転数は最高 30.000 rpm である。気体は Ar と H_2 を用い圧力は 1 気圧から 10 気圧で行なった。レーザー光はルビーレーザー (0.694μ) と Nd^{3+} ガラスレーザー (1.06μ) を用いた。レーザービームの広がりは 0.8 mrad, パルス幅は 30 nsec で, 出力は 30 MW 以下で用いた。集光用レンズは焦点距離 13 mm である。

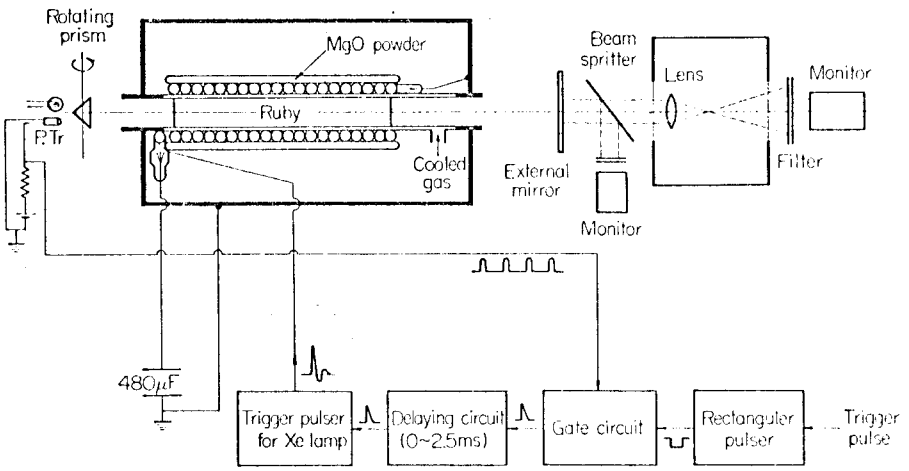


Fig. 1. 実験装置ブロック線図

Ar と H_2 の破壊の閾値を Fig.2. に示す。H_2 の閾値は Ar の 2.3 倍で、この比は波長に依存しない。0.69μ と 1.06μ による比は Ar では 3.5 : 1, H_2 では 4 : 1 であった。圧力を P とすると閾値は P^{-k} に比例し、次 1 表のようになる。

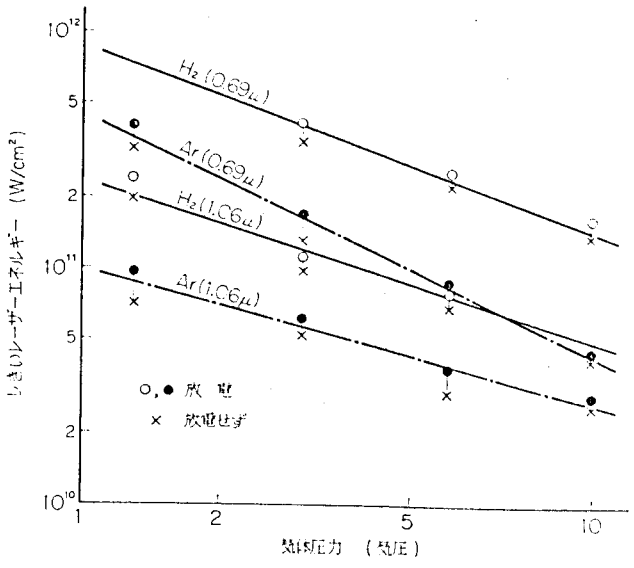


Fig. 2. 光放電のしきい値

第1表 k の測定値

気体＼波長	0.694 μ	1.06 μ
Ar	0.9	0.6
H_2	0.8	0.6

パルス間隔 0.3 μsec. のダブルパルスレーザー[10]を用い気体の電離を行なうと、第2のパルスは100%吸収された。これは残留イオン、励起原子が電離に大きく影響しているためである。

§.3. 検　討

逆制動吸収過程に対するブラウン氏(P. F. Browne)の計算による H^- (H^+ 電子) の逆制動吸収過程の吸収断面積 σ は次式で与えられる。

$$\sigma = \begin{cases} 2.5\times10^{-10}\, Ne/\nu^2 & cm^2\ (h\nu \ll kT) \\ 4.7\times10^{-10}\, Ne/(v_0\nu^{\frac{3}{2}})\ cm^2 & (h\nu \gg kT) \end{cases}$$

ここで Ne, ν, v_0 はそれぞれ電子数、レーザー周波数、初期電子速度である。又閾値は圧力の逆数に比例する。

Ar, H_2 の電離エネルギーはそれぞれ 13.6 eV, 15.8 eV と光エネルギーよりも十分高いため電子増倍過程では(1)式で与えられる吸収断面積で近似できる。ルビーレーザー光、ガラスレーザー光に対する吸収断面積を ϕ, ϕ_2 とすると、

$$\sigma_1/\sigma_2 \fallingdotseq \frac{(1.06)^2}{(0.694)^2} = 2.42$$

となり破壊に必要なレーザーパワーの比は 4.13 となる。実測値は水素に対して 4, アルゴンに対して 3.5 とかな

り良い一致を示す。又圧力依存性は第1表の値で P^{-1} とは異なるが、これは電子の拡散が効いているものと考えられる。

§.4. むすび

Ar, H_2 の破壊の閾値をルビレーザー、ガラスレーザー光を用い調べた。気体の光放電は次の過程により起るものと思われる。多重光子吸収により生成された初期電子は逆制動輻射[19]で光子よりエネルギーを獲得し中性原子と衝突しイオン化に至る。その後プラズマの加熱が光エネルギーにより行なわれ強い detonation wave を発生する。この過程は衝撃波理論で取り扱われる。また磁界との相互作用を調べると collisionless shock の研究に最適の実験が可能である。

参考文献

1. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
2. R. W. Minck : J. App. Phys 35, 252 (1964)
3. D. H. Gill, et al : Phys. Rev. Letters 15, 845 (1965)
4. R. G. Meyerand, et al : Phys. Rev. Letters 13, 7 (1964)
5. H. B. Bebb, et al : Phys. Rev. 143, 1 (1966)
6. J. K. Wright : Proc. Phys. Soc. 84, 41 (1964)
7. P. F. Browne : Proc. Phys. Soc. 86, 1323 (1965)
8. 山中, 他 : 宇宙航空研報告 2, 119 (昭41)
9. 山中, 山中他 : 核融合研究 15, 224 (1965)
10. 山中, 山中他 : 核融合研究 15, 674 (1965)

発表論文

題目	発表機関
(1) The Oscillation Patterns of the Ruby Laser	Technol. Rep. Osaka Univ. 14, No 592 513 (1964)
(2) The Behaviors of Spikes of a Q Varying Ruby Laser	Japan. J. appl. Phys. 3, 168 (1964)
(3) The Relation between the Spikes and the Q Spoiling Time in a Ruby Laser	Japan. J. appl. Phys. 3, 231 (1964)
(4) 立方結晶を用いた光変調素子	応用物理 33, 423 (1964)
(5) ナノセカンド光パルスの発生	応用物理 33, 834 (1964)
(6) Interaction of the Laser Beam with Gaseous Matters	Technol. Rep. Osaka Univ. 16, No 662, 233 (1965)
(7) Qスイッチレーザーによるプラズマ生成	核融合研究 15, 224 (1965)
(8) レーザーとプラズマの相互作用	核融合研究 15, 674 (1965)
(9) レーザレーダによる大気観測と伝播実験	応用物理 35, 507 (1966)
(10) 衝撃波と電磁波との相互作用	東大宇宙航空研報告 2, A119 (1966)
(11) レーザーによる電離現象	電学誌 87-10, 1858 (1967)
(12) 大気汚染観測用レーザーレーダー	生産と技術 19 No 12, 6 (1967)
(13) A Simulation of Space Plasma by Laser Produced Plasma	Japan. J. Appl. Phys 7, 84 (1968)
(14) High Density and High Temperature Plasma Produced by Large Power Laser.	Technol. Rep Osaka Univ. 18, No 814, 155 (1968)
(15) High Power Nonlinear Amplifier Laser.	Technol. Rep. Osaka. Univ. 18 No 815, 169 (1968)
(16) Density Measurement of Laser Produced Plasma by Laser Light Scattering	Japan. J. appl. Phys. 7, 954 (1968)

題　　目	発　表　機　関
(17) 大出力増幅段付レーザー	超高温研究 6 173 (1969)
(18) レーザープラズマの研究	超高温研究 6 167 (1969)
(19) A Constraction of the High Power Laser Amplifier Using Glass and Selenium Oxycloride Doped with Nd^{3+}	Japan. J. appl. Phys 8, 1037 (1969)
(20) Meteorologisches Laser Radar	Laser und angewandte Strahlentechnik Nr. 1 18 (1969)
(21) Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasma	Technol. Rep. Osaka Univ 19 no 862 101 (1969)
(22) Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasma	Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research 1 103 (1969) (Int. Atomic Energy Agency. Vienna)
(23) Meteorological Laser Radar	Electron Technology 2, 209 (1969)
(24) An Investigation of Pulse Structure of Mode-Locked Glass Laser Using Two Photon Fluorescence Measurement Technique	Japan. J. appl. Phys 9 228 (1970)
(25) Generation and Amplification of Laser Pulse with a Variable Pulsewidth Using PTM Method	Japan. J. appl. Phys 10. 1643 (1971)
(26) 大出力レーザーによる核融合の研究	電学誌 (投稿中)
(27) Plasma Generation and Heating to Thermonuclear Temperature by Lasers	IPP-J of Nagoya (投稿中)

学　会　発　表

発表年月	題　　目	発表機関
昭和38. 4	Ruby Optical Maser 1	電気四学会連大
4	ルビーレーザーの発光について	物理学会年会
10	ルビーレーザーII	物理学会分科会
10	ルビーレーザーIII	電気関西連大
39. 4	ルビーレーザーIII	電気四学会連大
4	ルビーレーザーIV（ジャイアントパルス）	物理学会分科会
10	ルビーレーザーV（ジャイアントパルスとラマン効果）	物理学会年会
11	ルビーレーザーVI（レーザー増幅）	応用物理学会
11	ルビーレーザーVII（Giant Pulse と Laser Modulator）	電気関西連大
40. 4	高出力ルビーレーザーによるプラズマの発生	電気四学会連大
4	ラマンレーザー	物理学会分科会
7	ルビーレーザーによるプラズマ生成	物理学会分科会
10	レーザーによるプラズマ生成II	物理学会年会
11	レーザーによるプラズマの発生	電気関西連大
11	レーザーによる測距と大気観測	電気関西連大
11	ルビーレーザー光 13.7 Km 伝播実験	信学会全国大会
41. 3	レーザーによるプラズマ生成III	物理学会年会
3	レーザービームの大気中伝播（Rayleigh 散乱，Mie 散乱）	物理学会年会
3	レーザーによるプラズマの研究	応用物理学会
4	レーザーによるプラズマ生成	電気四学会連大
4	レーザーによる大気観測（Rayleigh 散乱と Mie 散乱）	電気四学会連大
10	レーザービームによる固体粒子の高温プラズマ化	物理学会分科会
10	レーザー照射面に発生するプラズマ	電気関西連大

発表年月	題目	発表機関
昭和 42. 4	GW Class Self Narrowing Laser Amplifier	応用物理学会
4	レーザーによるスペースプラズマの模擬	応用物理学会
4	プラズマ衝撃波の高速度干渉パターン	応用物理学会
4	レーザーによる大気構造の観測	応用物理学会
4	レーザーによる固体粒子のプラズマ化II	物理学会年会
4	レーザーによる金属プラズマの加熱飽和現象	電気四学会連大
4	レーザーレーダーによる大気観測	電気四学会連大
4	Self Narrowing 効果を用いた大出力増幅レーザー	電気四学会連大
10	GW級ガラス増幅器レーザー	物理学会分科会
10	GW級レーザーによるプラズマの発生と閉じ込め	物理学会分科会
10	磁界中レーザープラズマの不安定性	物理学会分科会
11	大出力レーザーによるプラズマの研究	電気関西連大
11	大気汚染観測用レーザーレーダーの開発	電気関西連大
43. 3	非線形増幅効果を用いた大出力 Nd^{3+} レーザー	電気四学会連大
3	レーザープラズマの不安定の研究	電気四学会連大
3	巨大レーザーによる核融合プラズマの生成	電気四学会連大
3	大気観測用レーザーレーダーII	電気四学会連大
4	巨大レーザーによる高温高密度プラズマの生成III	物理学会年会
5	Laboratory Experiments on Solar Flare Model by Laser	COSPAR Symp. on Solar Flares & Space Reserch
7	Experiments on Collisionless Shock Wave in Plasmas	3rd. Conf. on PPCNF

発表年月	題目	発表機関
昭和 43. 8	Collective Scattering of Laser Light by Plasmas	Int. Conf. on Plasma Diagnostics
10	巨大レーザーによる高温高密度プラズマの生成 V	物理学会 分科会
10	レーザープラズマの揺動と光散乱	物理学会 分科会
10	レーザープラズマの分光測定	物理学会 分科会
10	プラズマ研究用大出力レーザー装置	物理学会 分科会
11	レーザーによる核融合プラズマの生成	電気関西連大
11	レーザーによる Detonation Wave と Blast Wave	電気関西連大
11	レーザー増幅器	電気関西連大
11	大気観測用レーザーレーダー	電気関西連大
44. 3	100 GW ガラスレーザー	電気四学会連大
3	光散乱によるレーザープラズマの計測	電気四学会連大
3	Gigawatt レーザーによる高温高密度プラズマの生成	電気四学会連大
3	レーザーによる多重電離現象の研究	電気四学会連大
4	レーザープラズマ	物理学会年会
10	100 GW ガラスレーザーの開発	電気関西連大
45. 3	1 TW ガラスレーザーの開発	物理学会分科会
3	Nd^{3+} (ガラス, PO_2Cl_3) レーザーにおけるピコセカンドパルス	物理学会分科会
3	レーザーによる多重電離現象	電気四学会連大
9	High Power Laser System of Glass and Nonorganic Liquid Lasers	I. Q. E. C.
9	Investigation of Plasma Generation and Heating by Laser	I. Q. E. C
10	大出力ガラスレーザーの開発 II	物理学会年会
10	大出力ガラスレーザーによるプラズマ生成 II	物理学会年会

発表年月	題目	発表機関
昭和45. 11	大出力ガラスレーザーの開発 II	電気関西連大
11	Investigation of Plasma Generation and Heating by Laser	Int. Conf. Laser Plasma (Moscwa)
46. 3	大出力レーザーによる核融合プラズマの生成	電気四学会連大
	大出力ガラスレーザーの開発(V)	電気四学会連大
3	大出力ガラスレーザー	応物学会
4	大出力ガラスレーザーシステムの応用	電子通信全国大会
5	大出ガラスレーザーによるプラズマ生成 II	物理学科会
8	Plasma Generation and Heating to Thermonuclear Temperature by Lasers	2nd Workshop (Hartford)
10	プラズマ生成用大出力ガラスレーザー	物理学会年会
10	レーザーによるプラズマの生成と加熱	〃
	レーザープラズマの軟X線分光による診断	〃
	レーザープラズマの粒子計測	〃
	レーザープラズマのシュリーレン計測	〃
10	大出力ガラスレーザーによる核融合プラズマの生成	電気四学会連大
11	100GW ガラスレーザー	電気関西連大
	レーザーによる核融合プラズマの生成	〃