

新しい縦型放電励起方式を用いた 高速紫外パルスレーザーの研究

(課題番号 63420036)

平成2年度科学研究費補助金(一般研究(A))
研究成果報告書

平成3年3月

研究代表者 後藤俊夫
(名古屋大学工学部教授)

目 次

は し が き	-----	1
研 究 組 織	-----	1
研 究 経 費	-----	1
研 究 発 表	-----	2
研 究 成 果	-----	5
1. 本研究の目的と成果の概要	-----	5
2. 自動予備電離方式縦型放電励起XeClエキシマレーザ	-----	6
3. LC反転-容量移行回路を使用した自動予備電離型放電 励起N ₂ レーザ	-----	20
4. 矩形断面を持った縦型放電励起N ₂ レーザ	-----	34
5. 縦型放電励起紫外レーザの高繰り返し動作	-----	40
6. CWリング色素レーザ吸収分光法を用いた縦型放電励起 XeClエキシマレーザ放電中のHe準安定原子密度測定	-----	46
7. まとめ	-----	48
参考文献	-----	50

付 録



はしがき

本報告書は一般研究（A）「新しい縦型放電励起方式を用いた高速紫外パルスレーザーの研究」に関して、昭和63年度から平成2年度までの3年間に得られた成果をまとめたものである。

縦型放電励起の紫外パルスレーザーは装置が小型になり、良質なビームが得られるが、有効な予備電離方式がなく、従来十分研究されてこなかった。しかし我々は新しい予備電離方式及び放電管形状を考案し、実用的に魅力のある小型縦型放電励起の窒素及びXeClレーザーの発振に成功した。本研究ではこの縦型放電励起窒素及びXeClレーザーの装置的・物性的研究を系統的に行い、実用化の基礎を確立した。

研究組織

研究代表者： 後藤俊夫（名古屋大学工学部教授）
研究分担者： 河野明広（名古屋大学工学部助教授）
研究分担者： 岸本茂（名古屋大学工学部教務員）
研究分担者： 平松美根男（名城大学理工学部講師）

研究経費

昭和63年度	9,300千円
平成元年度	13,400千円
平成2年度	2,000千円
計	24,700千円

研究発表

(1) 学会誌等

- 1) H. Furuhashi, M. Hiramatsu and T. Goto,
"Longitudinal discharge XeCl excimer laser with automatic UV
preionization"
Appl. Phys. Lett. Vol.50, No.14, April (1987)
- 2) T. Goto, H. Furuhashi:
"Longitudinally excited N₂ laser (337nm) with automatic spark
preionization"
'87 International Conference on Lasers (Xiamen, China)
November 16 (1987)
- 3) 古橋秀夫、後藤俊夫、
「LC反転-容量移行回路を用いた自動予備電離縦型放電励起N₂レ
ーザ」
電気学会プラズマ研究会資料、EP-88-14、1988年2月13日
- 4) H. Furuhashi and T. Goto,
"Longitudinal discharge N₂ laser with automatic preionization
using LC inversion circuit"
Rev. Sci. Instrum. Vol.59, No.12, December (1988)
- 5) 古橋秀夫、市川勝、後藤俊夫
「矩形断面を持った縦型放電励起N₂レーザー」
電気学会プラズマ・放電合同研究会資料、EP-90-75及びED-90-94、
1990年8月10日
- 6) H. Furuhashi, M. Shimizu and T. Goto,
"Longitudinal discharge N₂ laser with rectangular cross-section"
Meas. Sci. Technol. Vol.1, No.8, August (1990)
*The paper was also reproduced as a selected paper in Engineering
Optics, August (1990)

- 7) H. Furuhashi and T. Goto,
"Longitudinally excited uv lasers with preionization"
Memoirs of the Fac. of Engineering, Nagoya University, Vol.42,
No.2, (1991)

(2) 学会発表

- 1) 古橋秀夫、後藤俊夫
「自動予備電離縦型放電励起N₂レーザー(337nm)の基礎特性」
応用物理学会、1987年3月29日
- 2) 古橋秀夫、平松美根男、後藤俊夫
「自動予備電離縦型放電励起XeClエキシマレーザーの出力特性」
応用物理学会、1987年3月29日
- 3) 古橋秀夫、後藤俊夫
「LC反転-容量移行回路を用いた自動予備電離縦型放電励起N₂レーザーにおける放電電流・電圧特性」
電気学会東海支部、1987年10月4日
- 4) 古橋秀夫、後藤俊夫
「自動予備電離縦型放電励起N₂レーザーにおいて予備電離が出力強度に与える影響」
電気学会東海支部、1987年10月4日
- 5) 古橋秀夫、後藤俊夫
「LC反転-容量移行回路を用いた自動予備電離縦型放電励起N₂レーザーの動作特性」
応用物理学会、1987年10月20日
- 6) 古橋秀夫、後藤俊夫
「自動予備電離縦型放電励起N₂レーザーの出力特性の解析」
応用物理学会、1988年3月28日

- 7) 古橋秀夫、清水雅年、後藤俊夫
「LC反転-容量移行回路を用いた自動予備電離縦型放電励起XeClエキシマレーザの出力特性」
電気学会東海支部、1988年9月21日
- 8) 古橋秀夫、清水雅年、後藤俊夫
「矩形断面を持った縦型放電励起N₂レーザ」
応用物理学会、1988年10月4日
- 9) 古橋秀夫
「縦型放電励起紫外パルスレーザの諸特性」
電気学会プラズマエレクトロニクス、1988年11月12日
- 10) 清水雅年、古橋秀夫、後藤俊夫
「矩形断面を持った縦型放電励起N₂レーザの最適化」
応用物理学会、1989年4月1日
- 11) 古橋秀夫、清水雅年、後藤俊夫
「縦型放電励起N₂レーザ放電のシミュレーション解析」
応用物理学会、1989年9月28日
- 12) 古橋秀夫、清水雅年、後藤俊夫
「自動予備電離縦型放電励起N₂レーザのシミュレーション解析」
電気学会東海支部、1989年10月3日
- 13) 市川勝、古橋秀夫、後藤俊夫
「縦型放電励起XeClエキシマレーザにおける発光特性」
電気学会東海支部、1990年10月21日
- 14) 市川勝、古橋秀夫、後藤俊夫
「色素レーザを用いた縦型放電励起エキシマレーザ中の原子吸収測定」
応用物理学会、1991年3月30日

研究成果

1. 本研究の目的と成果の概要

エキシマレーザや窒素レーザのような大出力紫外パルスレーザに関しては、比較的多くの研究が行われてきた（詳細については文献1～25等を参照）。

しかしこれらの紫外レーザの励起法としては、光軸に垂直に励起する横型放電励起が主流である。一方光軸に平行に電圧を印加する縦型放電励起は装置が小型になり、良質なレーザビームが得られるが、有効な予備電離方式がなく、十分研究されてこなかった。しかし我々は新しい予備電離方式及び放電管形状を考案し、実用的に魅力のある小型縦型放電励起の窒素及びエキシマレーザの発振に初めて成功した。

本研究の目的はこの縦型放電励起の紫外及びXeClエキシマレーザの装置的研究（高繰り返し小型レーザ装置の製作）及び物性的研究（レーザ分光法を用いたプラズマの計測、実験及びシミュレーションによる励起機構の解明）を系統的に行い、実用化の基礎を確立することである。

得られた成果の概要は以下のとおりである。

- (1) レーザ装置（励起回路系、レーザ管、ガス供給系等）を設計製作して、円形断面の自動予備電離縦型放電励起XeClエキシマレーザ及び窒素レーザの発振を得、レーザ出力特性を詳細に調べて、最適条件を決定した。
- (2) レーザ出力を増加させることを目的として、矩形断面の縦型放電励起窒素レーザを考案し、円形断面型レーザより大きな出力が得られることを示した。
- (3) サイラトロンを用いて縦型放電励起紫外パルスレーザの高繰り返し化を計り、100Hz以上の繰り返し周波数まで比較的安定なレーザ動作を得た。
- (4) 準安定原子密度を測定するためのCW色素リングレーザ吸収測定系を設計・製作し、縦型放電励起XeClレーザ放電中のHe準安定原子の計測を行って、現在までにその密度の時間依存性を得ている。
- (5) レーザ出力特性、電圧電流特性等の測定結果と、シミュレーション解析とを組み合わせ、縦型放電励起窒素レーザ及びXeClレーザの動作解析を行った。
- (6) 上記の研究によって、予備電離方式縦型放電励起紫外パルスレーザの実用化の基礎が確立された。

2. 自動予備電離方式縦型放電励起XeClエキシマレーザ

横型放電励起エキシマレーザにおいては、一様な高電流放電を得るために、一般にいろいろな予備電離が行われている。^{14, 20, 27)}しかし縦型放電励起エキシマレーザにおいては、スパークUV予備電離のような、強い予備電離を使用した報告はない。この章では、新しいタイプの縦型放電励起装置として、スパークによるUV予備電離を使用した縦型放電励起レーザ装置について述べる。縦型放電励起においてスパークによるUV光による予備電離を使用したのは、これが初めてである。研究の第1段階として、ここではまずXeClエキシマレーザとして本装置を動作させ、その特性について調べた。

2.1. 実験装置

図2. 1にスパークによる自動予備電離を使用した縦型放電励起レーザ装置の基本構造を示す。スパークギャップが閉じられると、速い立ち上がりの高電圧パルスが電極 P_0 - P_1 、 P_0 - Q_1 間にコンデンサ C_0 を通してかかる。これらの小ギャップが放電開始電圧に達すると、電極間でスパーク放電が起こる。そのときスパークにより発生するUV光により、放電管内の気体は予備電離される。同時に、コンデンサ C_0 は、コンデンサ C_1 から流れ込む電流により充電される。やがて、コンデンサ C_0 が電極 P_0 、 Q_0 間の放電開始電圧まで充電されると、主放電が、放電管の軸方向に始まる。スパークによるUV予備電離を使用することにより、放電管内に多くの初期電子を供給し、一様で高電子密度の放電をおこなわせ、短時間に大エネルギーを放電管内に供給している。

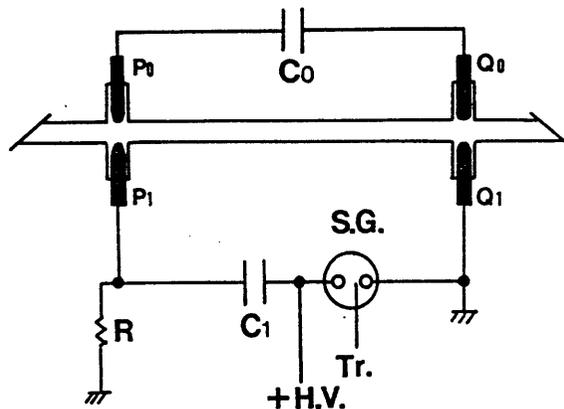


図2. 1. スパークUV予備電離を用いた縦型放電励起紫外レーザ装置の基本励起回路。S.G.:スパークギャップスイッチ、Tr.:トリガー端子。

図2. 2に、本実験で実際に使用したレーザ装置の概略図を示す。レーザ管は、4段の縦型放電管より成る。4つのテフロンパイプが、5つのテフロン製のパイプ継ぎ手によりお互いに接続されている。1段当りの長さは65mmで、内径は4mmである。よって、全長は260mmで、放電体積は3.3cm³である。5対のステンレス製の電極が、それぞれ4mmの小ギャップを持たせて取り付けられてあり、予備電離を行うようになっている。出力窓は石英のプリュースター窓である。

コンデンサC₀、C₁は市販のドアノブ型コンデンサであり、高電圧パルスを生じさせるために、2段のマルクスバンクを使用した。スパークギャップS.G.₁にトリガを加えることにより、S.G.₁が閉じると、S.G.₂は、自動的に閉じる。コンデンサC₁は高電圧電源により充電される。C₁の容量は6800pF、C₀の容量は、560pFである。ピーキングコンデンサC₀を、可能な限り放電管に近付け、電極P₀、Q₀に銅版により接続することにより、励起回路のインダクタンスを減少させた。

共振器長は、600mmで、全反射ミラーと95%反射のハーフミラーにより共振器が構成されている。ミラーはどちらも誘電体蒸着ミラーで、曲率は5mである。

レーザパルス波形は、バイプラナー光電管(R1193U-2 Hamamatsu Photonics K.K.)、レーザパルスエネルギーはレーザエネルギーメーター(Sciencetech 38-0105)を用いて測定した。自然光の測定には、サイドオン型光電子増倍管(1P21 Hamamatsu Photonics K.K.)と分光器を使用した。放電電流と放電電圧の測定には、1ターンのロゴスキーコイルとCuSO₄水溶液による分圧器をそれぞれ使用した。

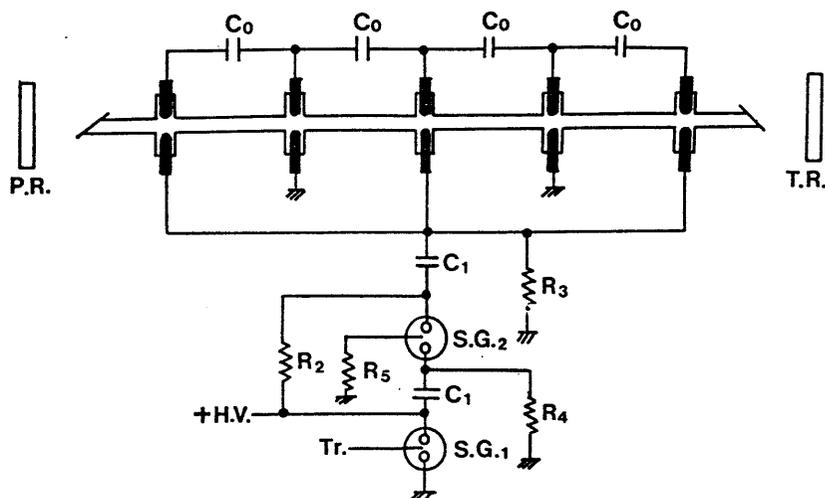


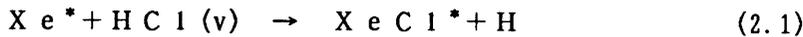
図2. 2. 実際のレーザ装置の概略図。S.G.:スパークギャップスイッチ、Tr.:トリガ端子、T.R.:全反射ミラー、P.R.:部分反射ミラー、C₀=560pF、C₁=6800pF、R₂=2MΩ、R₃=20kΩ、R₄=3kΩ、R₅=30kΩ。

2.2. 実験結果

2.2.1. スパークUV予備電離を使用した縦型放電励起XeClエキシマレーザの発振

図2.3.に、放電電圧、放電電流、自然放出光、レーザパルス(308nm)の時間変化波形を示す。動作電圧(充電電圧の2倍)は40kVで、He:Xe:HCl=99.3:0.2:0.2の混合ガス1.5atmにおける結果である。スパークギャップスイッチが閉じると電圧 V_1 が上昇する。その約40ns後、スパークUV予備電離が始まり(I_0 、 I_1)、電圧 V_0 が上昇する。さらにその40ns後には、主放電が始まり、レーザパルスが得られる。主放電の電流はその大部分がピーキングコンデンサ C_0 からの電流である。これは、ピーキングコンデンサで構成される励起回路のインダクタンスが、コンデンサ C_1 とスパークギャップスイッチで構成される励起回路に比べ小さいからである。レーザパルスの半値幅は約15ns(FWHM)で、自然光のパルス幅はそれよりも長い。

主放電 I_2 とレーザパルスとの間には、約15nsの時間遅れが観測される。これはおそらくXeCl*の生成プロセスに起因するものと思われる。放電の初期においては、XeCl*の生成過程はharpoon reactionである。^{28, 29)}



この段階においては、小信号利得とXeCl*の自然光の発光は、放電電流と一致する。しかし、XeCl*の主な生成過程は、three-body ion-ion recombinationである。²⁸⁻³⁰⁾

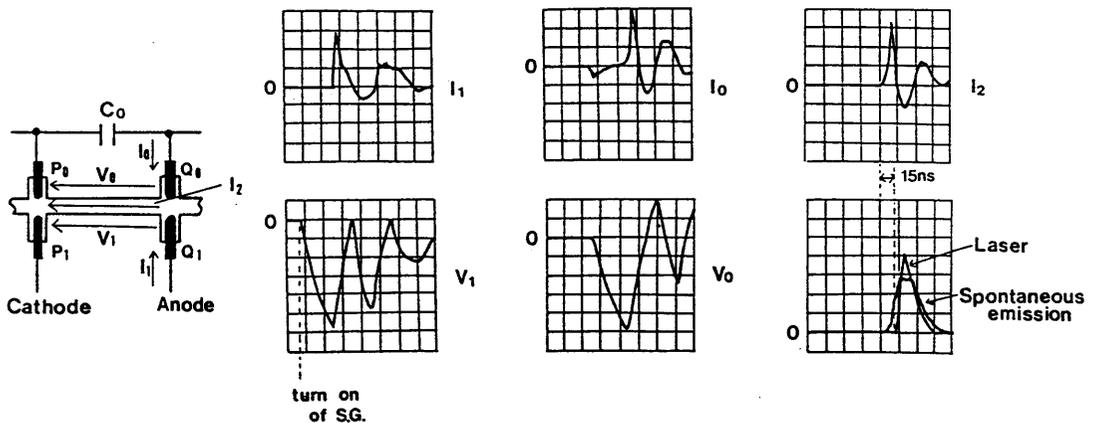


図2.3. 放電電圧、放電電流、自然光、レーザパルス(308nm)の波形。He:Xe:HCl=99.3:0.5:0.2、全圧1.5atm、動作電圧40kV、横軸20ns/div.、縦軸:任意目盛。

一方、 Cl^- イオンの主な生成プロセスは電子解離付着である。²⁸⁻³⁰⁾



この反応の反応係数は、電子のエネルギーと HCl の振動励起分子の割合とに深い関係を持つ。放電の初期の段階では、平均電子エネルギーは高いが、振動励起された $\text{HCl}(v)$ 分子の割合は少ない。そのため、 Cl^- イオンの生成は遅く、主放電とレーザーパルスとの間に時間遅れが観測される。これら XeCl^* エキシマ分子、 Cl^- イオン、放電電流の時間変化については、V.E. Peet、A.B. Treshchalov等により、波長可変色素レーザーを使用した吸収プローブ法を使用して、横型放電励起 XeCl エキシマレーザーについて調べられている。²⁸⁾ (図2. 4)

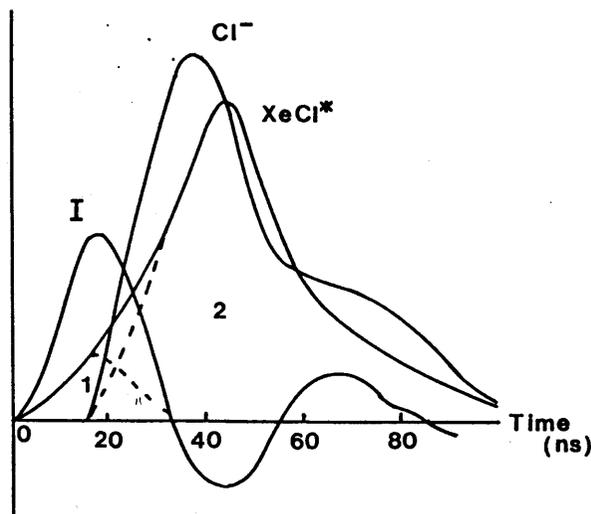


図2. 4. XeCl^* エキシマ分子、 Cl^- イオン、放電電流の時間変化(ref.28)
領域1: harpoon reaction、領域2: ion-ion recombination。

2.2.2. 予備電離及び容量移行回路がレーザーの動作におよぼす効果

スパークUV予備電離及び容量移行回路の効果について調べるために、図2. 5に示すような3種類の励起回路を用いてレーザー出力特性を調べた。ただし、ここでマルクスバンク回路は省略してある。タイプ1は、予備電離も容量移行回路も使用しない回路である。タイプ2は、容量移行回路は使用するが、予備電離を使用しない回路である。タイプ3は、容量移行回路も予備電離も使用する回路である。

図2. 6は、タイプ2及びタイプ3の回路における、レーザーピーク出力の全ガス圧力依存性である。ガス混合比 $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 95.6:4.1:0.3$ 、動作電圧は40kVである。タイプ1の回路を使用したときには、レーザー発振は得られなかった。このことは、容量移行回路が、レーザー発振に効果があることを示す。これは、マ

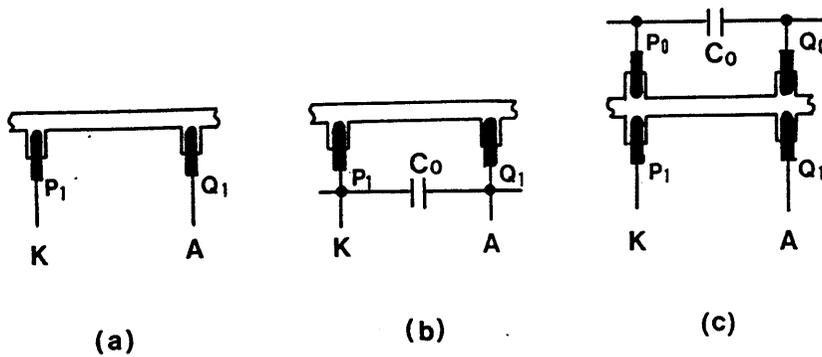


図 2. 5. (a)タイプ1 :容量移行回路も予備電離も使用しないタイプ、(b)タイプ2 :容量移行回路は使用するが予備電離を使用しないタイプ、(c)タイプ3 :容量移行回路も予備電離も使用するタイプ。

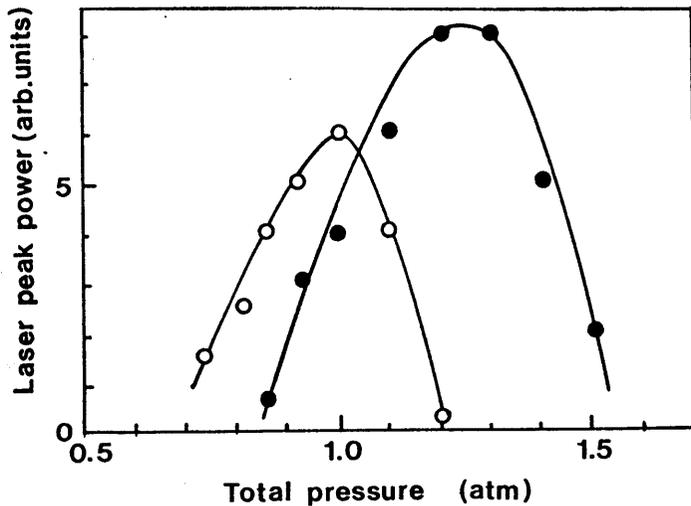


図 2. 6. レーザピーク出力の全ガス圧依存性。Ne : Xe : HC1 = 95.6 : 4.1 : 0.3、動作電圧40kV。タイプ2レーザ (○)、タイプ3レーザ (●)。

ルクスバンクを使用した励起回路はインダクタンスが大きいですが、容量移行回路を使用すると励起回路のインダクタンスを小さくすることができ、その結果大電流・高電圧放電を行うことができるためと思われる。さらに、タイプ2に比べ、タイプ3のレーザの方が高いピーク出力が得られている。このことは、スパークによるUV予備電離が効果があることを示す。これは、予備電離により一様な大電流放電が行われるためと思われる。しかし一方で、タイプ3の最適ガス圧は、タイプ2の最適ガス圧よりも高く、低い圧力ではタイプ3よりもむしろタイプ2で高いピーク出力が得られている。これはスパークUV予備電離により、放電開始

電圧が下がるためと思われる。また、スパークによる予備電離を使用することにより、レーザ出力及びそのパルス波形の再現性が改善された。

以上の結果から、スパークによる予備電離及び容量移行回路が、レーザ出力の改善に効果があることがわかる。

2.2.3. ガス混合比の最適化

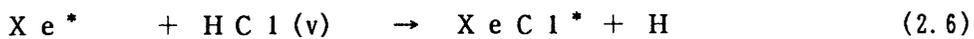
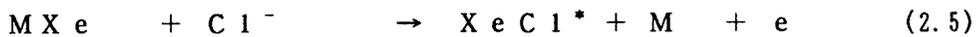
一般に放電励起のXeClエキシマレーザでは、Xe、HCl、及び希釈ガスの混合気体が使われる。これらのガスの混合比率は、レーザ動作に大きな影響を与える。これらのガスの果たす役割を以下に示す。

(a) HCl

XeClエキシマレーザのハロゲンドナーとしては、Cl₂⁷⁾、BCl₃¹¹⁾、CCl₄³¹⁾、HCl^{15, 32)}等を使用する。このうち、308nm光の吸収の少ないHClがハロゲンドナーとして一般には用いられる。

HClは、レーザ動作において、次のような役割を果たす。³³⁾

I. XeCl*の生成

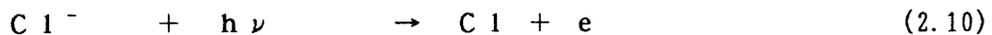


(M: He or Ne)

II. XeCl*との衝突によるquenching



III. 308nm光の吸収



IV. 解離付着にともなう電子の消滅



電子の解離付着のため、HClの分圧を増すと電子密度は下がり放電インピーダンスは増加する。同時に、HClは 10^{-16}cm^2 のオーダーの振動励起にともなう大きな衝突断面積を持つため、³⁴⁾電子エネルギーは下がる。さらに、このような解離付着は、放電の不均一性を引き起こす。^{33, 35, 36)}XeClレーザの混合ガスでは、Cl原子は、H原子と結合するが、その速度は放電パルス幅に比べて非常に遅い。そのため、放電中においてHClは一方向的に急速に減少する。一方で、電子の主な消滅過程はHClによる解離付着であるため、HClの減少は、電子の

急速な増加を意味する。その結果、部分的に低インピーダンスな放電路が形成され、フィラメント状の放電が起こる。

(b) Xe

Xeはレーザ動作において次のような役割を果たす。³³⁾

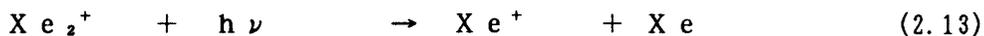
I. XeCl*の生成



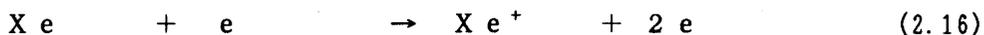
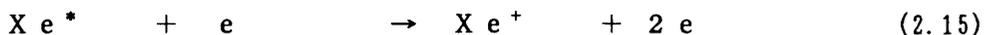
II. XeCl*との衝突によるquenching



III. 308nm光の吸収



IV. 電子の生成

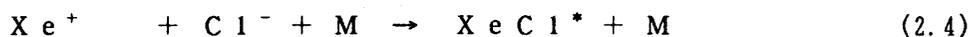


Xeのイオン化プロセスは、主な電子の生成過程であるので、Xeの分圧を増すと、放電の一様性は低下する。

(c) 希釈ガス

一般に、希釈ガスとしては原子番号の小さい希ガスが使用される。希釈ガスのレーザ動作に対する役割は以下のようなものである。³³⁾

I. XeCl*の生成



II. XeCl*との衝突によるquenching



さらに、電子エネルギー分布は、主に希釈ガスにより決められる。

XeClエキシマレーザにおいては、希釈ガスとしては、比較的安定な放電が得られるHe、Ne、Arが使われる。これらのガスは、表2.1に示すような特性を持つ。放電の安定性の点では、Heガスが最も優れている。これは、イオン化エネルギーが高いためである。しかし電子密度の点では、Neガスが最も優れている。これは、Neの運動量移行断面積がHeやNeのそれよりも小さく、

表 2. 1. 希釈ガスの特性

	He	Ne	Ar
イオン化エネルギー	24.6eV	21.6eV	15.8eV
準安定状態のエネルギー	19.8eV	16.5eV	11.5eV
放電の安定性	良	→	悪
エキシマ生成への寄与	小	←	大
電子エネルギー分布	悪 ←	良 →	悪
エキシマのquenching	小	→	大
放電インピーダンス	高 →	低 ←	高

高エネルギーの電子が増えるためである。主な電子の生成プロセスは、Xeの直接のイオン化及び、2段階の階段励起である。 $Xe + e \rightarrow Xe^{++} + 2e$ 、 $Xe + e \rightarrow Xe^* + e$ 、 $Xe^* + e \rightarrow Xe^+ + 2e$ のプロセスに必要なエネルギーはそれぞれ12.1、8.3、3.8eVである。Ne/Xe/HClやAr/Xe/HCl混合ガス中では、He/Xe/HCl混合ガス中に比べ電子のエネルギーが高いため、イオン化係数も大きい。そのため、Ne/Xe/HClやAr/Xe/HCl混合ガス中では、He/Xe/HCl混合ガス中に比べ電子密度も大きい。一方、同じE/P値においては、電子の主な消滅過程であるHClとの解離付着係数は、He/Xe/HCl混合ガス中の方がNe/Xe/HCl混合ガス中よりも大きい。³⁰⁾そのため、Xeのイオン化による電子の発生と、電子の解離付着による消滅がバランスする方向に放電状態が集束するために、He/Xe/HCl混合ガスの方がNe/Xe/HCl混合ガスよりもE/Pは大きくなり、放電インピーダンスも大きくなる。^{30, 37)}

一方、XeCl*の主なquenchingは、電子によるものであり、その係数は大きい($1.2 \times 10^{-7} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)。³³⁾He希釈の場合とNe希釈の場合を比べると、電子密度はNe希釈の方が大きいため、XeCl*の電子によるquenchingはHe希釈

の方が少ない。一方、 $XeCl^*$ の主な生成過程である three-body ion-ion recombinationの反応係数は、He希釈の場合よりもNe希釈の場合の方が大きい。 $(He希釈: 1.3 \times 10^{-7} cm^3 \cdot s^{-1}, Ne希釈: 1.4 \times 10^{-6} cm^3 \cdot s^{-1})$ 。³³⁾よって、 $XeCl^*$ の生成にはHe希釈よりもNe希釈の方が適する。

レーザの動作は、これらのガスの混合比率に大きく依存する。そこで、He/Xe/HCl及びNe/Xe/HCl混合ガスについて、混合比及び全圧の最適化を行った。Ar/Xe/HCl混合ガスについては、レーザ発振は得られなかった。

図2. 7は、Xe及びHClの分圧に対するレーザピーク出力の依存性を示す。図2. 7の(a)、(a')は、HCl分圧を2.4torrに固定し、Xeの分圧を変

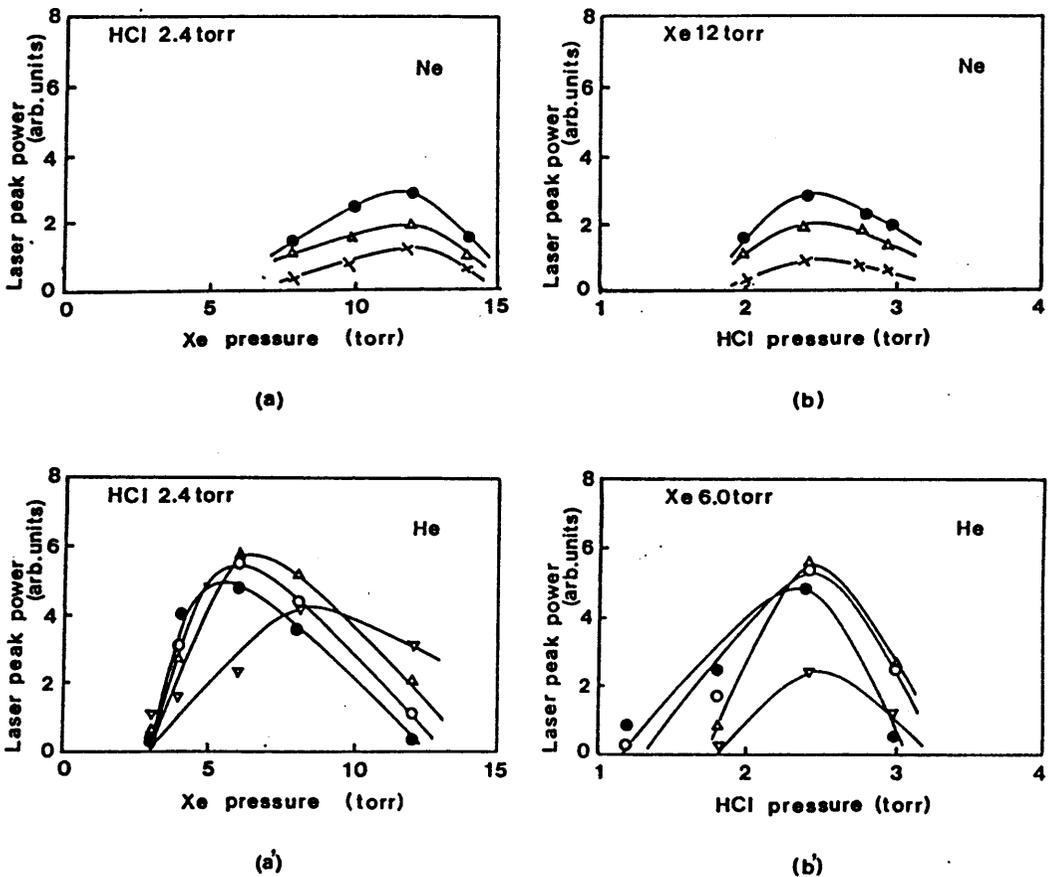


図2. 7. Ne/Xe/HCl及びHe/Xe/HCl混合ガスにおける、レーザピーク出力の、Xe及びHCl分圧依存性。動作電圧40kV。全ガス圧1.0atm(x)、1.2atm(∇)、1.3atm(△)、1.4atm(○)、1.5atm(●)。

えた場合である。図 2. 7 の (b)、(b') は、Xe の分圧をそれぞれ 12 torr、6 torr に固定し、HCl の分圧を変えた場合である。全ガス圧力は 1.0 から 1.5 atm まで変化させた。この結果より、Xe、HCl の最適ガス分圧は Ne / Xe / HCl 混合ガスの場合、それぞれ 12 torr、2.4 torr、He / Xe / HCl 混合ガスの場合、それぞれ 6.0 torr、2.4 torr であることがわかる。

Xe 及び HCl には最適な分圧が存在するのは、Xe の分圧を増加させると、XeCl* の生成は (2.4)-(2.7) の生成プロセスにより増加し、また更にプロセス (2.15)、(2.16) により電子密度は増加するが、さらに Xe の分圧を増加すると放電インピーダンスが減少し、その結果、低エネルギーの電子により XeCl* の quenching が促進されるためと思われる。また、同様に、HCl の分圧を増加させると、XeCl* の生成は (2.4)-(2.7) の生成プロセスにより増加するが、さらに分圧を増すと、電子密度は解離付着 (2.11) により減少し、またさらに 308 nm のレーザー光は (2.10) のプロセスにより吸収され、プロセス (2.8)、(2.9) による XeCl* の quenching も増加する。そのため Xe 及び HCl の最適な分圧が存在する。

図 2. 8 は、He 希釈の場合と Ne 希釈の場合のレーザーピーク出力の比較を示す。希釈ガスの分圧に対するレーザーピーク出力の依存性を示している。動作電圧は 40 kV である。この結果より He 希釈の方が Ne 希釈よりも大きな出力が得られることがわかる。しかし、three-body ion-ion recombination の反応レートは He 希釈の場合よりも Ne 希釈の場合の方が大きいことから、一般に横型放電励起では Ne 希釈の場合の方が He 希釈の場合よりも大きな出力が得られている。このことは、縦型放電励起では横型放電励起に比べて電界が小さいことに起因すると思われる。エキシマレーザーでは、高エネルギーを短期間に放電管内に注入しなければならないが、Ne 希釈の場合放電インピーダンスは He 希釈よりも小さく、そのため Ne 希釈では 1.5 atm 以下の圧力領域では励起回路とのインピーダンスとのマッチングが取れない。その結果 Ne 希釈の場合には He 希釈の場合に比べ、エネルギーの注入は小さくなって、効果的な励起が行えないものと思われる。

He 希釈の場合、1.5 atm 以下で最適な全ガス圧が存在する。また Ne 希釈の場合にも、1.5 atm 以上で最適な全ガス圧が存在すると予想される。これは、希釈ガスの分圧を増加させると、プロセス (2.4) による three-body ion-ion recombination により XeCl* の生成が増加するが、さらに分圧を増すと電子密度及び電子温度が低下するためと思われる。さらに、高ガス圧力ほどアーク放電になり易く、放電の不均一性を引き起こし易い。その結果、レーザーピーク出力は、高いガス圧で減少すると思われる。Ne 希釈の場合と He 希釈の場合の最適な全ガス圧力の違いは、放電インピーダンスの違いにより理解することができる。He 希釈の場合には、放電インピーダンスが高いために、低いガス圧力で外部励起回路とのマッチングが取れるが、Ne 希釈の場合には、He 希釈の場合よりも同じガス圧力

でも放電インピーダンスが低いため、高いガス圧力において励起回路のインピーダンスと放電のインピーダンスのマッチングが取れる。小型なレーザを作るためには低いガス圧力で動作することが望ましく、He希積の場合の方がNe希積の場合よりも適していると言える。

図2. 9に全ガス圧を変えたときの、レーザピーク出力の動作電圧依存性を示す。混合比率はそれぞれNe: Xe:HC1 = 98.8:1.0:0.2、He: Xe:HC1 = 99.3:0.5:0.2である。動作電圧を上げると、レーザピーク出力は増加し、飽和する。レーザピーク出力が最大となる動作電圧は、ガス圧力が高いほど高い。レーザピーク出力が飽和する原因としては、放電の不均一性が考えられる。

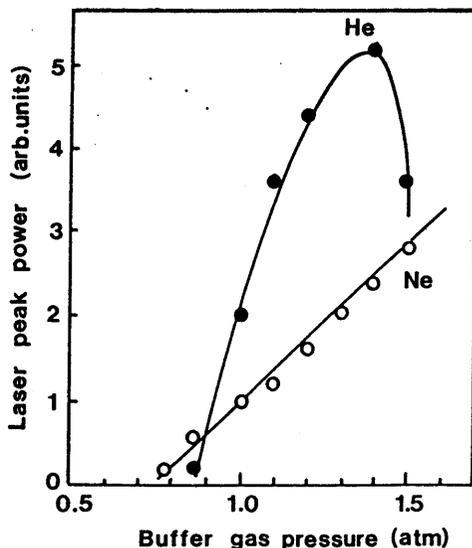
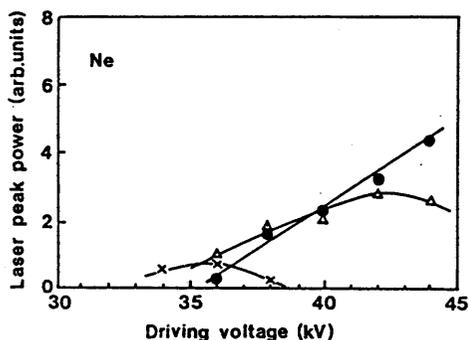
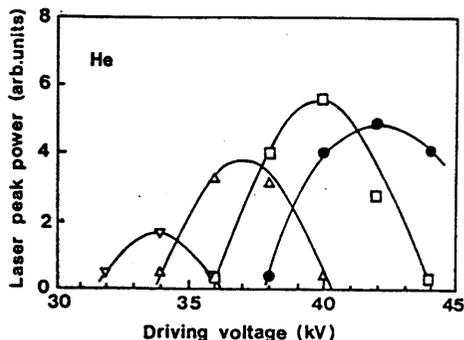


図2. 8. He希積及びNe希積におけるレーザピーク出力の希積ガス圧依存性。動作電圧40kV。He希積: Xe:HC1 = 6torr:2.4torr、Ne希積: Xe:HC1 = 12torr:2.4torr。



(a)



(b)

図2. 9. Ne/Xe/HC1及びHe/Xe/HC1混合ガスにおける、レーザピーク出力の、充電電圧依存性。全ガス圧1.0atm(x)、1.2atm(v)、1.3atm(Δ)、1.4atm(□)、1.5atm(●)。(a) Ne: Xe:HC1 = 98.8:1.0:0.2、(b) He: Xe:HC1 = 99.3:0.5:0.2。

以上の結果をまとめると、Ne/Xe/HCl及びHe/Xe/HClの混合ガスの最適値は、表2.2のように求まる。

表2.2. 実験で得られたガス混合比の最適値。動作電圧40kV。

	Ne/Xe/HCl	He/Xe/HCl
Ne	>1.5atm	-
He	-	1.3atm
Xe	12torr	6.0torr
HCl	2.4torr	2.4torr

2.2.4. その他の特性

図2.10に、放電管内径を変えたときのレーザーピーク出力の全ガス圧力依存性を示す。動作電圧は40kV、ガス混合比He:Xe:HCl=99.3:0.5:0.2である。放電管内径は2mmから6mmまで変えた。この結果より、内径4mmの放電管において最も高いレーザーピークパワーが得られることがわかる。放電管内径に最適値が存在することは、以下のように説明できる。内径を増加すると、放電体積が増加し、その結果レーザーピーク出力は増加する。しかし、さらに内径を増加させて放電体積を増加させると、放電インピーダンスが低下し、電子エネルギーは減少する。さらに、放電の一様性も低下する。その結果、レーザーピーク出力は減少する。

図2.11は、レーザーピーク出力の出力ミラー反射率に対する依存性を示す。動作電圧40kV、ガス混合比He:Xe:HCl=99.3:0.5:0.2、全ガス圧1.3atmである。出力ミラー反射率60%において、最も高いレーザーピーク出力が得られる。

図2.12は、材質の異なる3種類の放電管について、ガス封じきりでの寿命を調べたグラフである。動作電圧40kV、ガス混合比Ne:Xe:HCl=98.8:1.0:0.2、全ガス圧1.3atmである。4本のテフロン製チューブをナイロン製のチューブ継ぎ手で接続したときには、ガス封入後数10ショットのレーザーパルスしか観測されない。さらに、レーザー発振を得るまでに、長いパッシベーションの時間が必要であり、レーザーパルス波形及び出力エネルギーのショットごとの再現性は、非常に悪かった。これは、HCl分子が、ナイロンに吸着あるいはナイロンと反

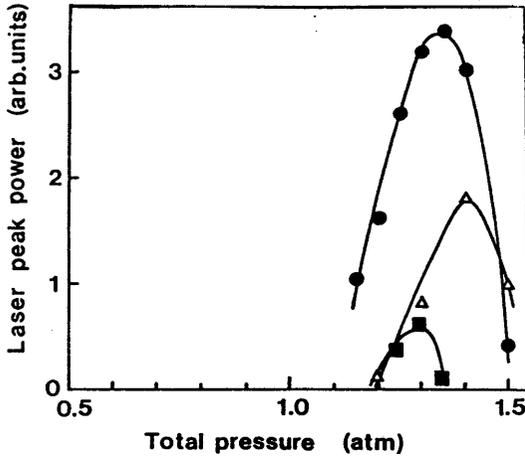


図 2. 10. 内径の異なる放電管におけるレーザピーク出力の全ガス圧依存性。He : Xe : HCl = 99.3 : 0.5 : 0.2、動作電圧40kV、2mm(△)、4mm(●)、6mm(■)。

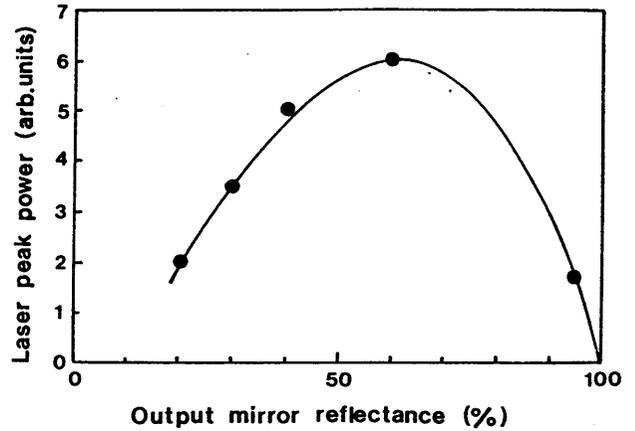


図 2. 11. レーザピーク出力の出力ミラー反射率依存性。動作電圧40kV、He : Xe : HCl = 99.3 : 0.5 : 0.2、全圧1.3atm。

応じて減少するためと思われる。

図 2. 13 は、2 種類の混合ガスにおいて、ガスを循環させた時の寿命のグラフである。ガス混合比はそれぞれ Ne : Xe : HCl = 98.8 : 1.0 : 0.2、He : Xe : HCl = 99.3 : 0.5 : 0.2、全ガス圧力1.3atmである。3.8ℓのタンクを接続し、混合ガスをダイヤフラムポンプで循環させた。ガスを循環させることにより寿命は大幅に延びている。さらに He 希釈を使用すると Ne 希釈よりも約 2 倍寿命が延びている。これは、He 希釈の場合の方が放電の一様性がよく、不純物の発生が少ないためと思われる。

レーザピーク出力の減少の理由としては以下のような原因が考えられる。³⁸⁾

(a) 光学系の劣化

光学系の表面に、放電管内で生じた微粒子やchlorocarbons、HClなどが付着する。

(b) ガスの減少

HClは非常に腐食性が高く、レーザ部品と反応あるいはレーザ部品に吸着され減少し易い。特に、レーザ部品が大気中の水分にさらされると腐食し易い。

(c) ガスの劣化

ガスの劣化はおもにHClのレーザ部品との反応により生ずる。その他の不純物としては、部品が空気中にさらされたときに吸着されたガスや、CO₂、H₂O、N₂、O₂等との化学反応により生ずる物質がある。

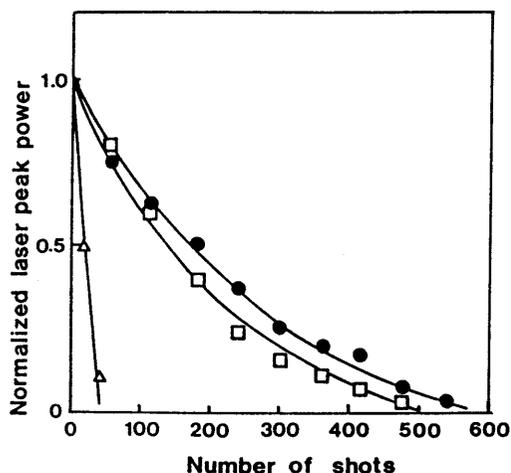


図2. 12. 3種類の異なる放電管材質を使用したときの、XeClエキシマレーザのガス封じり寿命。動作電圧40kV、Ne:Xe:HC1=98.8:1.0:0.2、全圧1.3atm。ナイロン(△)、ガラス(□)、テフロン(●)。

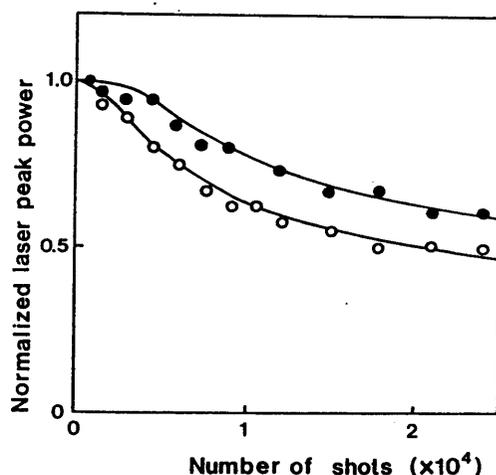


図2. 13. ガスを循環させた時のHe及びNe希釈におけるXeClエキシマレーザの寿命。動作電圧40kV、ガス全圧1.3atm、Ne:Xe:HC1=98.8:1.0:0.2(○)、He:Xe:HC1=99.3:0.5:0.2(●)。

本実験装置では、ガスの劣化及び減少が主な問題である。このことは、ガスを新しく入れ換えることにより、レーザ動作は元の状態に戻ることでわかる。これらの問題は、レーザ部品の材質を選び、パッシベーションを十分行うことによりある程度改善できる。図2. 12よりわかるように、本実験では、テフロンを使用することにより最も長い寿命を得ることができている。この結果は、横型放電励起XeClエキシマレーザの結果と一致する。³⁸⁾

図2. 6から図2. 13の一連の実験結果より、自動予備電離縦型放電励起XeClエキシマレーザの最適条件は以下のように求まる。全ガス圧1.3atm(He:Xe:HC1=1.3atm:6torr:2.4torr)、出力ミラー反射率60%、放電管内径4mm。

2.3. 結論

動作電圧40kVにおいて、最大レーザパルスエネルギー200 μ Jを得た。レーザパルスの半値幅は約15ns(FWHM)であった。出力エネルギーは、Zhou等により報告された縦型放電励起XeClエキシマレーザ(出力エネルギー317 μ J、半値幅35ns、放電長30cm)²⁰⁾よりも小さいが、本実験で得られた単位長さ当りの出力パワ

一は $0.5\text{kW}\cdot\text{cm}^{-1}$ であり、Zhou等($0.33\text{kW}\cdot\text{cm}^{-1}$)よりも大きい。さらに効率の点でも彼らの報告よりも良い。レーザービームは円形で、ビーム拡がり角は約 1mrad (full angle)であった。

放電ガス及び光学系(窓、外部ミラー)を変えることにより、本レーザー装置は N_2 レーザーや他のエキシマレーザーとして動作させることも可能である。

3. LC反転-容量移行回路を使用した自動予備電離縦型放電励起 N_2 レーザー

第2章で述べたように、スパークによるUV予備電離は、縦型放電励起XeClエキシマレーザーに対して有効である。しかし、縦型放電励起 N_2 レーザーに関しては、有効な予備電離法はこれまで報告されていない。そこで、本章では、2章で使用した予備電離法を、縦型放電励起 N_2 レーザーに適用し、自動予備電離縦型放電励起 N_2 レーザーを製作した。

パルス放電紫外レーザーの高出力化のためには、高速で一様な、大電流高電圧パルス放電が必要である。そのためには、低インピーダンスな励起回路が必要である。第2章では、容量移行回路を使用し、その有効性が確認された。しかしまた同時に、メインパルス発生器に蓄積された電荷が100%ピーキングコンデンサに移行しないことも明らかになった。メインパルス発生器のインピーダンスは高いため、残った電荷は、有効に励起に使用されない。そこで、本章では、低インピーダンスなメインパルス発生回路を組み合わせた励起回路を提案する。新しい励起回路は、容量移行回路とLC反転回路を組み合わせた形になっており、装置の小型化にも適する。

次に、放電電流及び放電電圧より励起レート、電子密度、反転分布生成レートを計算し、レーザー出力特性の定性的な解釈を行った。

さらに、放電管内径を大きくすることにより放電体積を増加させ、レーザー出力の増加を試みた。しかし、内径を増加させた場合、レーザー出力は単調には増加せず、最適値が存在した。そこで、コンピュータシミュレーションにより、その理由について考察を行った。

3.1. 実験装置

励起回路の概略図及びレーザーシステムの図を図3.1、3.2に示す。本装置は、2章で使用した装置と、メインパルス発生部、共振器、ピーキングコンデンサ C_0 を除き同じである。レーザー発振に関係する上準位は寿命が短いため、反転分布は非常に短い時間で終了する。そのため共振器は構成せず、片側に100%反射ミラーを取り付けた。ピーキングコンデンサ C_0 、 C_1 、 C_2 はそれぞれ 150pF 、 1700

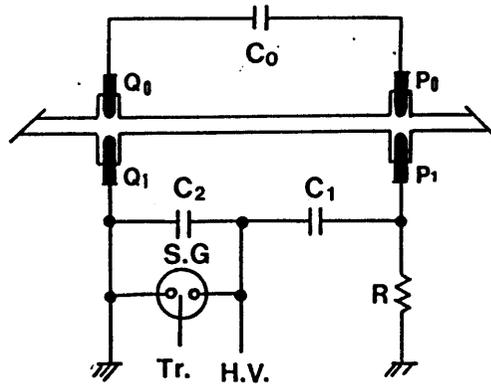


図 3. 1. 励起回路の概略図。S. G.: スパークギャップスイッチ、Tr.: トリガー端子。

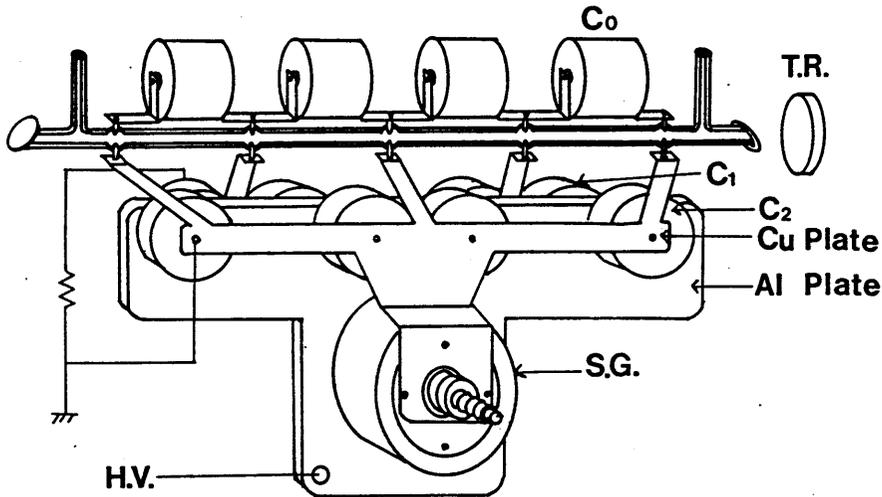


図 3. 2. レーザシステムの模式図。T. R.: 全反射ミラー。C₀=150pF、C₁=C₂=1700pF、R=3kΩ。

pF、1700pFである。2段のマルクスバンクの変わりに、LC反転回路を使用した。スパークギャップスイッチが閉じると、スパークギャップスイッチとコンデンサC₂で構成されるインダクタンス成分のため、C₂の電圧は反転し速い立ち上がりの高電圧パルスがレーザ管に印加される。レーザ出力エネルギー、レーザパルス波形、電流、電圧の測定法は、2章と同じである。

3.2. 実験結果

3.2.1. LC反転-容量移行回路を使用した場合とマルクスバンク-容量移行回路を使用した場合のレーザ出力特性の比較

オープンサーキット（ピーキングコンデンサは接続しない）状態での電圧波形を、等価回路による計算と比較することにより、コンデンサ C_2 とスパークギャップスイッチで構成されるLC反転回路のインピーダンスを見積った。簡単のために、スパークギャップスイッチのインピーダンスは、時間に依存しないとした。その結果、抵抗及びインダクタンスは、それぞれ 0.35Ω 、 25nH と求まった。実験で観測されたLC反転パルス発生回路の電圧の立ち上がりは 50ns で、最大電圧は充電電圧の約1.6倍であった。

図3. 3に各部の電圧、電流、及び 337nm レーザパルスの時間依存性を示す。充電電圧 20kV 、 N_2 ガス圧 60torr である。スパークギャップスイッチが閉じてから約 40ns 後に、スパークUV予備電離が電極 P_1-P_0 、 Q_1-Q_0 間で始まる（ I_1 、 I_0 ）。その約 20ns 後に、主放電（ I_2 ）が始まり 337nm のレーザパルスが半値幅 5ns で得られている。 P_0-Q_0 間の最大電圧は P_1-Q_1 間のそれよりも大きい。これは、小ギャップ P_0-P_1 、 Q_0-Q_1 がself-triggered スパークギャップとして働き、ピーキング効果を高めているためと思われる。マルクスバンクを使用した場合には、スパークギャップスイッチのインダクタンスが大きいために、そのような効果は観測されなかった。また図3. 3より、主放電の初期においてはピーキングコンデンサ C_0 からの電流 I_0 が大きく、主放電の後半において、LC反転回路からの電流 I_1 が大きくなるのがわかる。

レーザ出力特性について、LC反転-容量移行回路を使用した場合（タイプII）と、マルクスバンク-容量移行回路を使用した場合（タイプI）についての比較を行った。それぞれの回路図を図3. 4（a）、（b）に示す。図3. 5は、両

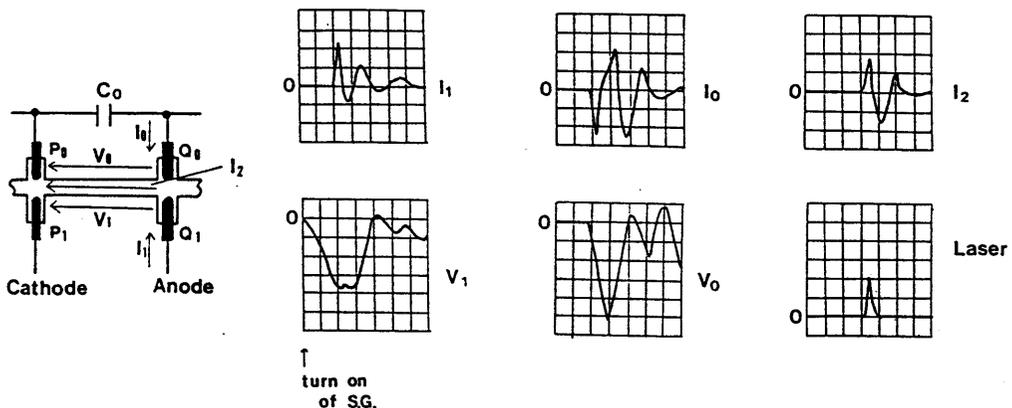


図3. 3. 放電電圧、放電電流、レーザパルス(337nm)波形。ガス圧 60torr 、充電電圧 20kV 、横軸: $20\text{ns}/\text{div.}$ 、縦軸: 任意目盛。

回路を使用したときのレーザピーク出力の、 N_2 ガス圧依存性を示す。最大レーザピーク出力はタイプ I、II、それぞれ52kW、65kWである。また半値幅はどちらの場合にも約5nsであった。それゆえ、タイプ II のレーザ出力エネルギーは、タイプ I のレーザ出力エネルギーよりも約25%大きい。

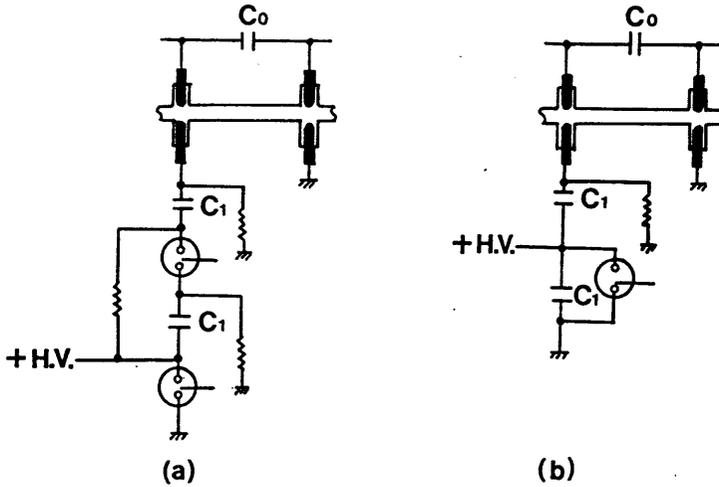


図 3. 4. 使用した 2 種類の励起回路。(a)タイプ I : 2 段のマルクスバンクを使用した容量移行回路、(b)タイプ II : LC 反転-容量移行回路。

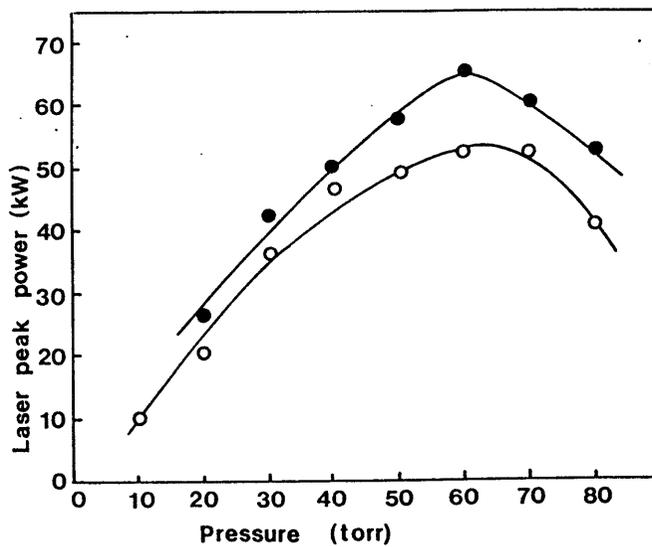


図 3. 5. 2 種類の励起回路におけるレーザピーク出力のガス圧依存性。充電電圧20kV、タイプ I レーザ(○)、タイプ II レーザ(●)。

図3. 6は、図3. 4の2種類の励起回路における、放電開始電圧のガス圧力依存性である。充電電圧は20kVである。タイプIIのレーザでは、 P_0-Q_0 間と P_1-Q_1 間で放電開始電圧が異なるので、両電圧の平均値を取った。これより、両タイプにおいて、放電開始電圧に大きな違いはないことがわかる。

図3. 7は、図3. 4の2種類の励起回路における、主放電電流のピーク値のガス圧力依存性である。充電電圧は20kVである。これよりタイプIIの場合の方が、タイプIの場合に比べピーク電流は大きいことがわかる。特に低いガス圧力においてこの傾向は顕著である。

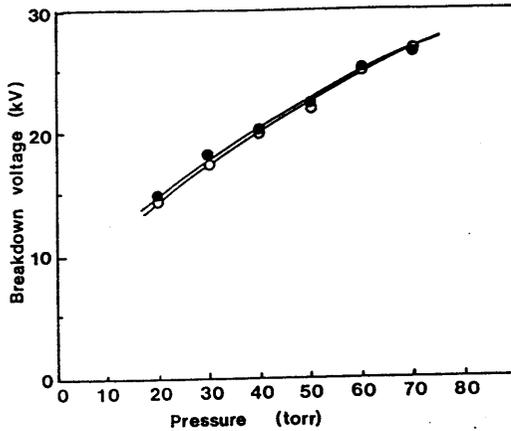


図3. 6. 2種類の励起回路における放電開始電圧のガス圧依存性。充電電圧20kV、タイプIレーザ(○)、タイプIIレーザ(●)。

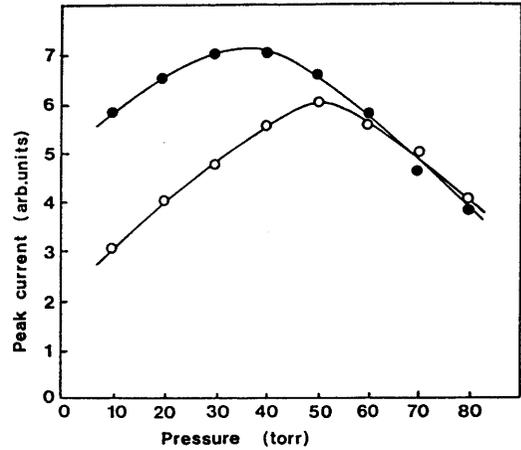


図3. 7. 2種類の励起回路におけるピーク放電電流のガス圧依存性。充電電圧20kV、タイプIレーザ(○)、タイプIIレーザ(●)。

図3. 8は、図3. 4の2種類の励起回路における、レーザピーク出力の充電電圧依存性である。ガス圧力は60torrである。タイプIの電圧のしきい値は、タイプIIのそれよりも低い。これは、2段のマルクスバンクを使用した場合には、充電電圧のほぼ2倍の電圧パルスが得られるのに対し、LC反転回路を使用した場合には、1.6倍の電圧パルスしか得られないことによる。しかし、タイプIIの方が回路インピーダンスが小さいために、18kV以上の電圧では、タイプIよりも大きなレーザ出力が得られるものと考えられる。

図3. 9は、図3. 4の2種類の励起回路における、放電開始電圧の充電電圧依存性である。ガス圧力は60torrである。高い充電電圧では両タイプで放電開始電圧はほとんど同じであるが、低い充電電圧ではタイプIIの方がわずかに小さい。

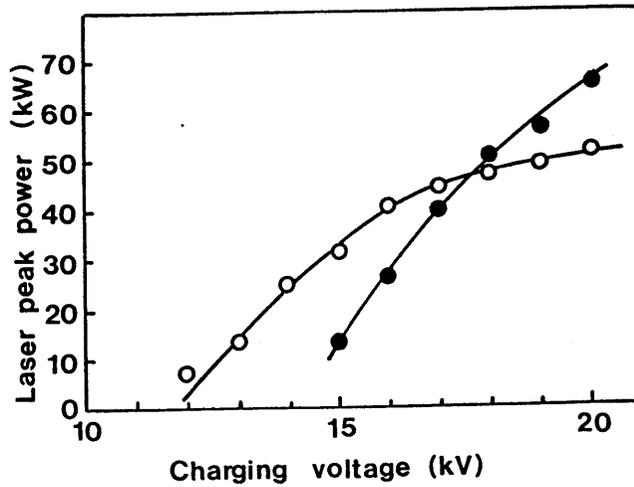


図3. 8. 2種類の励起回路におけるレーザピーク出力の充電電圧依存性。充電電圧20kV、タイプIレーザ(○)、タイプIIレーザ(●)。

図3. 10は、図3. 4の2種類の励起回路における、主放電のピーク値の充電電圧依存性である。ガス圧力は60torrである。タイプIIの場合の方がタイプIの場合よりも大きな電流が流れている。

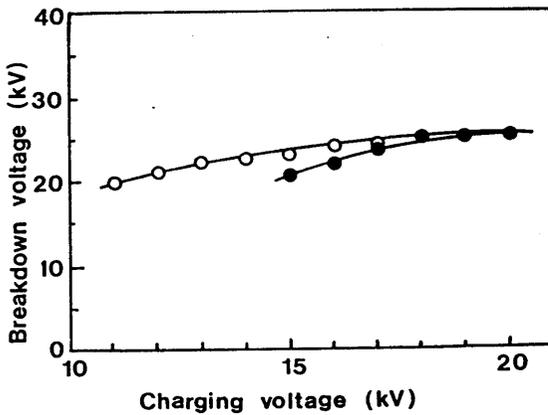


図3. 9. 2種類の励起回路における放電開始電圧の充電電圧依存性。充電電圧 20kV、タイプIレーザ(○)、タイプIIレーザ(●)。

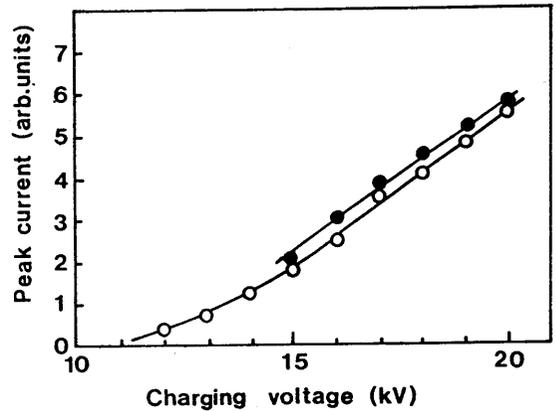


図3. 10. 2種類の励起回路におけるピーク放電電流の充電電圧依存性。充電電圧20kV、タイプIレーザ(○)、タイプIIレーザ(●)。

以上述べたように、LC反転-容量移行回路を使用したレーザ装置は、マルクスバンクを使用した場合と比べて、約25%レーザ出力が大きい。これは、放電電流が大きいことによる。さらに、LC反転-容量移行回路はマルクスバンクを使用した回路に比べ、装置が簡単であり、小型なN₂レーザには適している。

3.2.2. スパークUV予備電離を使用した時のレーザ出力特性の定性的解釈

スパークUV予備電離と容量移行回路のN₂レーザにおける効果を調べるために、図2.5で示した3種類の励起回路について実験を行った。ただし、メインパルス発生器は、マルクスバンクに換えてLC反転回路を使用した。タイプ1は、予備電離も容量移行回路も使用しない回路である。タイプ2は、容量移行回路は使用するが、予備電離を使用しない回路である。タイプ3は、容量移行回路も予備電離も使用する回路である。

図3.11は、図2.5に示した3種類の励起回路における、レーザピーク出力のN₂ガス圧依存性である。充電電圧は20kVである。タイプ1のレーザの最大レーザピーク出力は約37kWなのに対して、タイプ2のそれは約50kWである。さらにタイプ3では約65kWが得られている。どのタイプにおいてもガス圧の最適値が存在し、タイプ1、2、3についてそれぞれ、30、30、60torrである。

図3.12は、図2.5に示した3種類の励起回路における、レーザピーク出

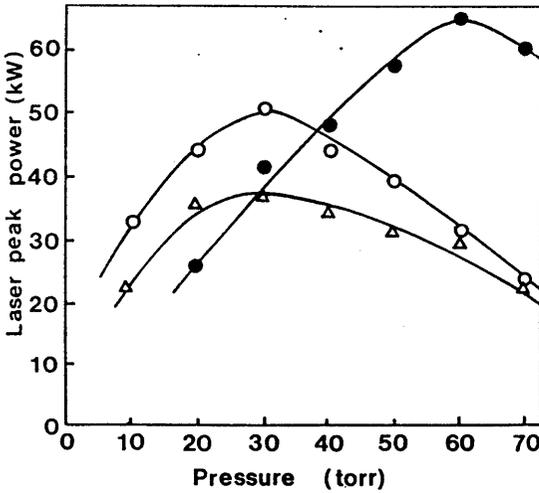


図3.11. 3種類の励起回路におけるレーザピーク出力のガス圧依存性。充電電圧20kV。タイプ1レーザ(△)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

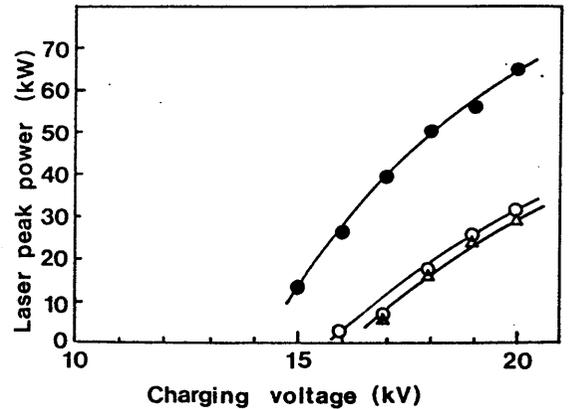


図3.12. 3種類の励起回路におけるレーザピーク出力の充電電圧依存性。ガス圧力60torr。タイプ1レーザ(△)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

力の充電電圧依存性である。N₂ガス圧力は60torrである。タイプ3において最も高いピークレーザ出力が得られている。またタイプ2の場合の方がタイプ1の場合より大きなレーザ出力が得られている。さらに、タイプ3のレーザ発振の電圧のしきい値は最も低く、タイプ2がその次に低い。

図2.5に示した3種類の励起回路における、レーザピーク出力のショットごとの再現性について調べた。充電電圧は20kV、N₂ガス圧力は60torrである。タイプ1、2、3のレーザピーク出力のショットごとの再現性は、それぞれ±50%、±20%、±5%であった。これは、予備電離及び容量移行回路を使用することにより、放電開始電圧のショットごとの再現性が改善されたとともに、放電の一様性が増したためと考えられる。

以上の結果より、スパークによる予備電離及び容量移行回路が、縦型放電励起N₂レーザにおいて、レーザ出力の増加及び寿命の改善、ショットごとのレーザ出力の再現性の改善に効果があることがわかる。

図3.13は、図2.5に示した3種類の励起回路における、放電開始電圧のN₂ガス圧依存性である。充電電圧は20kVである。タイプ3のレーザの場合には、他のタイプのレーザに比べ、放電開始電圧のガス圧力に対する変化が大きい。これは、高いガス圧では、コンデンサC₀によるピーキングの効果が大きく現われるが、低いガス圧では、予備電離のための小ギャップの放電開始電圧が低いために、ピーキングの効果が小さいためと思われる。

図3.14は、図2.5に示した3種類の励起回路における、主放電のピーク

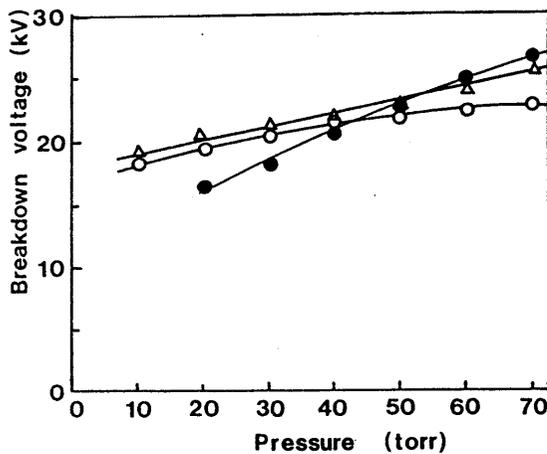


図3.13. 3種類の励起回路における放電開始電圧のガス圧依存性。充電電圧20kV。タイプ1レーザ(Δ)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

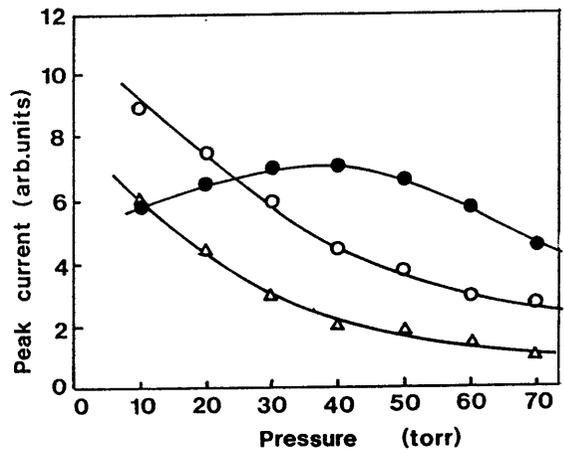


図3.14. 3種類の励起回路におけるピーク電流の圧力依存性。充電電圧20kV。タイプ1レーザ(Δ)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

電流の N_2 ガス圧依存性である。充電電圧は20kVである。ガス圧が高いときにはタイプ3の電流は、他のタイプより大きい。これは、予備電離の効果と、放電開始電圧が高いことによると思われる。タイプ3では約40torrの時出力は最大となるが、タイプ2及び1では、10torr以上では、出力は単調に減少する。

次に、電子密度と励起係数を、実験で求めた放電電流、放電電圧より計算した。低気圧 N_2 レーザにおいては、分子同士あるいはイオンと電子の再結合は放電の初期においては無視でき、基底状態 $X^1\Sigma^+_g$ ($v''=0$) から $C^3\Pi_u$ ($v'=0$)、 $B^3\Pi_g$ ($v'=0$) への電子衝突による直接励起が重要となる。³⁹⁾ 基底状態からj状態への電子衝突による励起レート P_j は、以下のように表わされる。

$$P_j = N_x \cdot N_e \cdot X_j \quad (3.1)$$

ここで、 N_x は基底状態の N_2 分子の数であり、ガス圧力より求まる。 N_e は電子密度、 X_j は基底状態からj状態への励起係数である。 N_e 、 X_j は以下のようにして求まる。

励起係数 X_j は以下の式で求まる

$$\begin{aligned} X_j &= \int \sigma_j(\varepsilon) v_e(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \int \sigma_j(\varepsilon) \frac{2\varepsilon}{m_e} f(\varepsilon) d\varepsilon \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで、 v_e 、 m_e 、 ε 、 σ_j はそれぞれ、電子速度、電子質量、電子運動エネルギー、基底状態からj状態への電子衝突断面積である。 $f(\varepsilon)$ は電子エネルギー分布関数であり、 E/P 値が $30\text{Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$ では、Maxwellian分布で近似することができる。³⁹⁾ このような励起係数はすでに、Cartwrightにより、電子温度の関数として計算されている。⁴⁰⁾ さらに、電子温度 T_e と N_2 ガス圧との間には、次のような関係がある。³⁹⁾

$$k T_e = 0.11 \cdot E^{0.8} \cdot P^{-0.8} \quad (\text{eV}) \quad (3.3)$$

ここで、 k はBoltzmann係数である。それゆえ、実験で求めた放電電流と N_2 ガス圧より、励起係数 X_j を求めることができる。

図3.15に、図2.5に示した3種類の励起回路における、 $C^3\Pi_u$ ($v'=0$)、 $B^3\Pi_g$ ($v'=0$) への電子衝突による励起係数 X_c と X_b の差の、ガス圧力依存性を示す。充電電圧は20kVである。基底状態 $X^1\Sigma^+_g$ の振動レベル $v''=0$ と $C^3\Pi_u$ 、 $B^3\Pi_g$ の振動レベル $v'=0$ を結ぶFranck-Condon factorは、Benesch等のデータを使用した。⁴¹⁾ 低いガス圧では、タイプ3のレーザでは放電開始電圧が低いために $X_c - X_b$ は他の2つのタイプに比べ小さい。またどのタイプでも、ガス圧の増加とともに、電子温度が低下するために、 $X_c - X_b$ は単調に減少している。

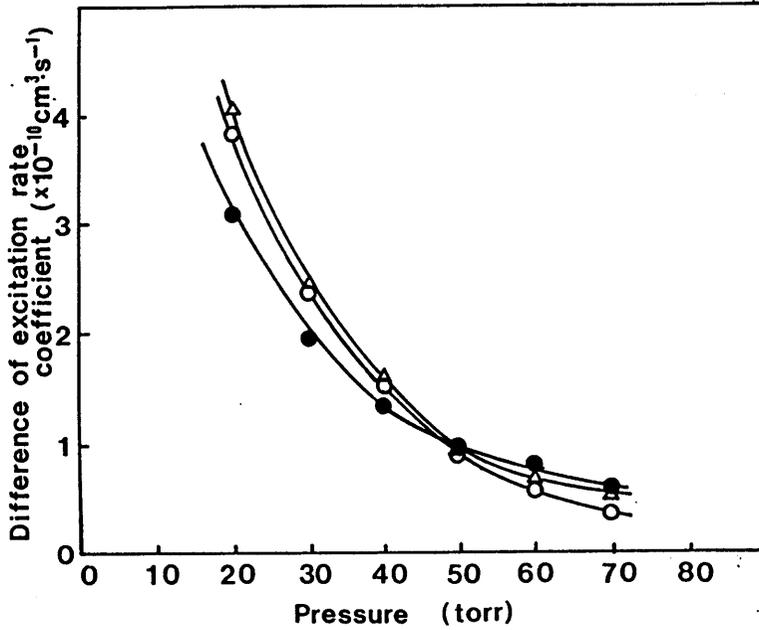


図3. 15. 3種類の励起回路における、基底状態からレーザ上準位とレーザ下準位への励起の励起係数の差 $X_u - X_l$ の、ガス圧依存性。充電電圧20kV。タイプ1レーザ(△)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

電子密度は実験で測定された放電電流より、以下の式で求まる。

$$N_e = I \cdot (\pi \cdot r^2 \cdot e \cdot v_d)^{-1} \quad (3.4)$$

ここで I 、 r 、 e 、 v_d はそれぞれ、放電電流、放電管内径、素電荷、ドリフト速度を示す。ドリフト速度 v_d は以下の式により計算できる。^{42, 43)}

$$v_d = 2.9 \times 10^5 \cdot E \cdot P^{-1} \quad (\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (3.5)$$

図3. 16に、図2. 5に示した3種類の励起回路における、電子密度のガス圧依存性を示す。充電電圧は20kVである。タイプ2の放電電流はタイプ1の放電電流より大きいため、電子密度もタイプ2の方が大きくなっている。さらに、タイプ3の電子密度は他の2つのタイプの電子密度より大きい。特に、この傾向は高ガス圧力において顕著である。これは、予備電離により初期電子が増加し、放電の様性が改善されたこと及び、ピーキングコンデンサの効果によるものと思われる。

タイプ2及びタイプ1のレーザでは、電子密度は20torrから30torrで飽和するのに対し、タイプ3のレーザでは、約50torrまで電子密度は増加している。これは、予備電離が特に高ガス圧領域で効果的であること及び、ガス圧力を増加させたときの放電開始電圧の増加が、タイプ3の場合には顕著であることによると思

われる。

図3. 17に、図2. 5に示した3種類の励起回路における、反転分布生成レート $P_e - P_b$ のガス圧依存性を示す。充電電圧は20kVである。 P_e 、 P_b はそれぞれ

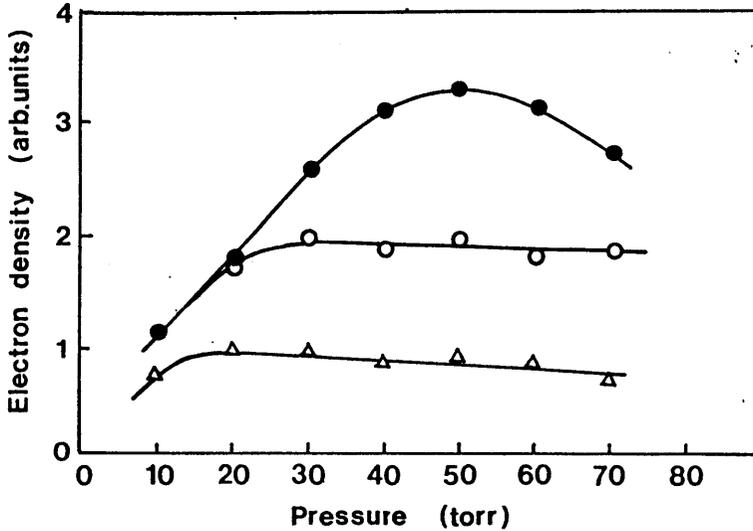


図3. 16. 3種類の励起回路における電子密度のガス圧依存性。充電電圧20kV。タイプ1レーザ(Δ)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

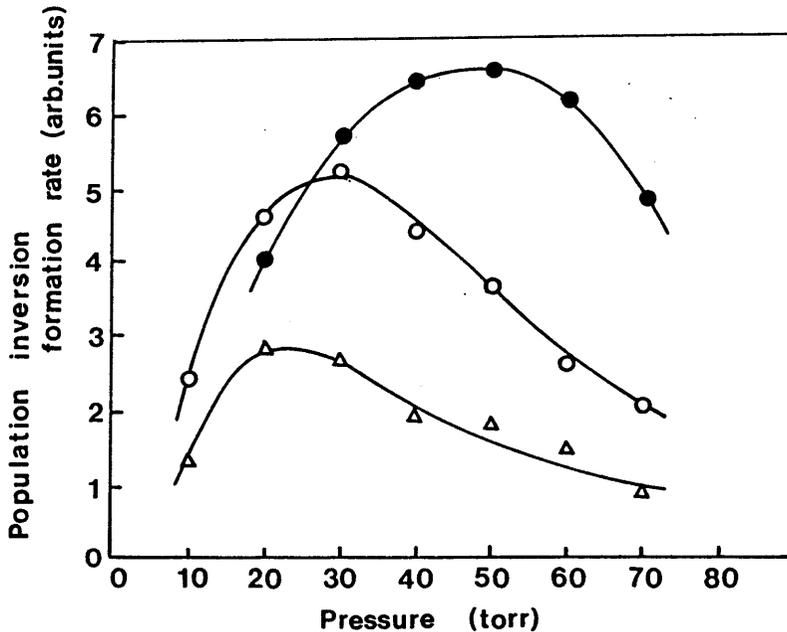


図3. 17. 3種類の励起回路における反転分布生成レートのガス圧依存性。充電電圧20kV。タイプ1レーザ(Δ)、タイプ2レーザ(○)、タイプ3レーザ(●)。

れ $C^3\Pi_u$ ($v' = 0$)、 $B^3\Pi_u$ ($v' = 0$) 状態への電子衝突による励起レートを示す。この結果は図3. 11のレーザピーク出力特性と定性的によく一致している。

以上のことから、次のようなことがわかる。(1) 予備電離及び容量移行回路の使用によるレーザ出力の増加は、主に電子密度の増加によるものである。(2) タイプ3のレーザにおいて、最適ガス圧が他のタイプより高いのは、電子密度が他のタイプより高いガス圧で最大になるためである。

3.2.3. 放電管内径の最適化

図3. 18に、内径の異なる3種類の放電管における、レーザピーク出力のガス圧依存性を示す。充電電圧は20kVである。どの放電管においてもレーザパルスの幅は5ns(FWHM)であった。放電体積は、放電管内径の2乗に比例するが、単位体積当りのレーザ出力は、内径の増加とともに減少する。そのため、放電管内径には、最適値が存在する。2、4、6mmの3種類の放電管において、レーザピーク出力の最大値はそれぞれ23、65、40kWであり、単位体積当りのレーザ出力エネルギーはそれぞれ0.23、0.10、0.017mJ \cdot cm $^{-3}$ である。よって、最適な放電管内径は4mmであることがわかる。

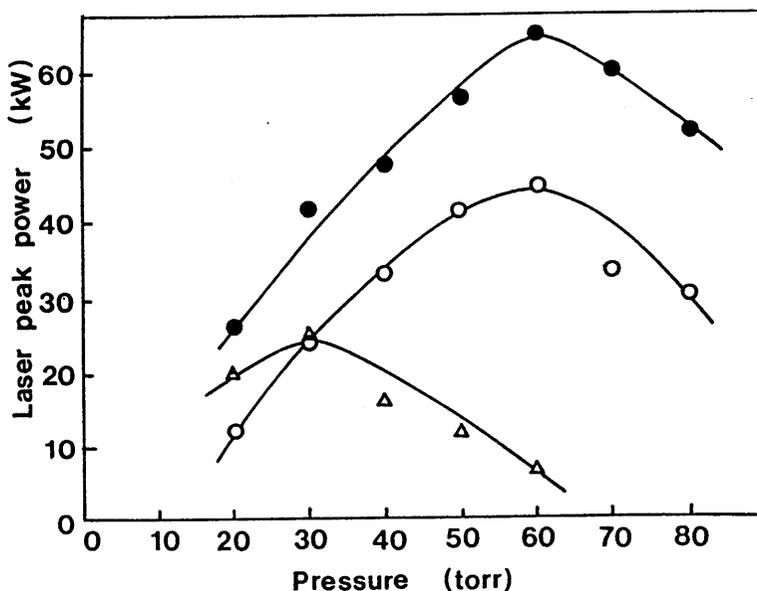


図3. 18. 内径の異なる3種類の円形断面レーザ管における、レーザピーク出力のガス圧依存性。充電電圧20kV、放電管内径：2mm(○)、4mm(●)、8mm(△)。

放電管内径を増加させたとき、単位体積当りのレーザ出力が減少する理由としては、いくつかの原因が考えられる。まず第1に、放電管内径を大きくした場合、

放電断面積の増加にともない、放電インピーダンスが低下することが考えられる。放電インピーダンスが低下すると、放電電圧が下がり、電子のエネルギーが低下する。その結果、最終的には励起レートが低下する。このことは、放電管内径を大きくすると、最適なガス圧が減少することとも一致する。

しかし、内径数mmの放電管内で数nsのパルス放電を行った場合には、表皮効果による放電の壁への集中も、レーザ出力低下の原因の1つとして考えられる。そこで、コンピュータシミュレーションにより、表皮効果についての詳しい検討を行った。

まず、第3.2.2章で仮定したプロセスと同じ励起プロセスを考える。以下に使用する放電パラメータは、時間及び中心からの距離を変数とする関数である。

電子密度の計算には以下の式を用いた。

$$\frac{d N_e}{d t} = \alpha \cdot v_d \cdot N_e \quad (3.6)$$

電子の拡散速度は放電パルス幅に比べ非常に遅いので、その効果は無視した。ここで α はイオン化係数であり、以下の式により計算される。^{42, 43)}

$$\alpha = 1.4 \times 10^{-8} \cdot E^{2.7} \cdot P^{-2.7} \quad (\text{torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}) \quad (3.7)$$

ここで、 E 及び P はそれぞれ電界強度及び N_2 ガス圧力である。また、 v_d はドリフト速度で、式(3.5)により計算される。一方、導電率は以下の式で計算される。

$$\sigma = e \cdot N_e \cdot v_d \cdot E^{-1} \quad (3.8)$$

軸方向の電界強度の計算には、以下の式を用いた。

$$\nabla^2 \cdot E = \mu_0 \frac{d (\sigma \cdot E)}{d t} \quad (3.9)$$

励起係数は、式(3.2)を用いて計算した。

図3.19に、放電励起回路の等価回路を示す。各パラメータの値は、実験的に求まる各部の電圧及び電流より推定した。 S_1 はスパークギャップスイッチ、 Z は放電インピーダンスを示す。放電管は内径4mm、長さ65mm、ガス圧力50torrである。 S_2 はスパークUV予備電離用の小ギャップ部を示し、電圧が20kVに達した時点で閉じるものとした。また、初期電子密度として、 $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ を仮定した。(この値が、計算結果に及ぼす影響は小さい)また、放電はmultiple primary avalanchesにより引き起こされるものと仮定した。

放電開始後の、放電管中央部からの距離に対する電界強度の変化を図3.20に示す。電界強度は、放電管の壁付近に比べ中央部で減少している。減少の割合はわずかであるが、イオン化係数は電界の3.7乗に比例するために、イオン化が遅れ、放電管中央部での電子密度の増加は、ゆっくりになる。

放電開始後の、放電管中央部からの距離に対する電子密度の変化を図3.21に示す。放電は、表皮効果の影響で放電管の壁付近にかたよっている。一般に電子

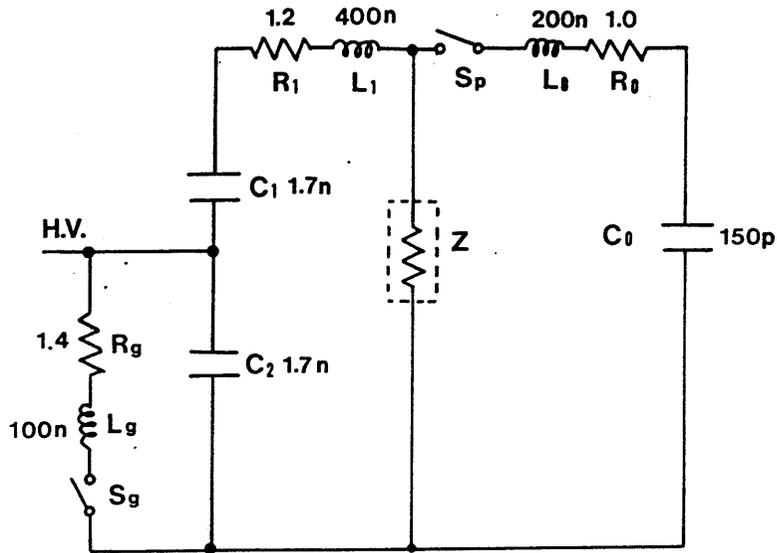


図 3. 19. レーザ装置の等価回路。S_g:スパークギャップスイッチ、S_p:予備電離ギャップ、Z:放電インピーダンス(長さ65mm、内径4mm)。

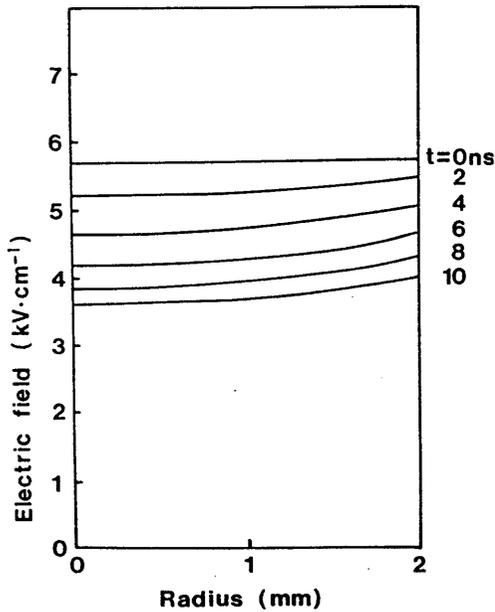


図 3. 20. コンピュータで数値計算した放電開始後の電界強度分布。

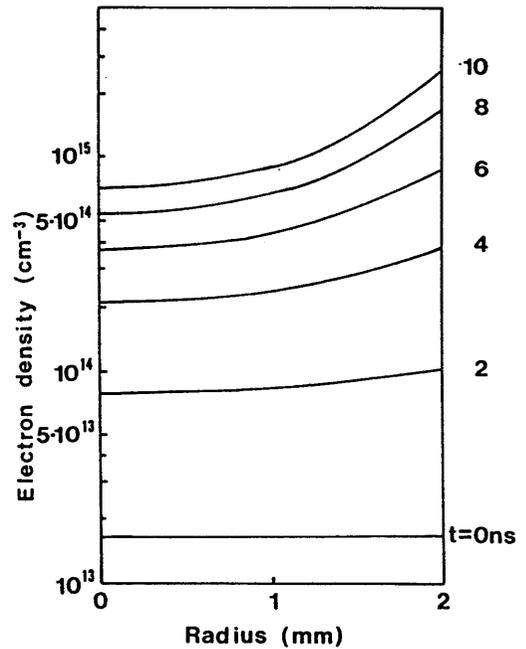


図 3. 21. コンピュータで数値計算した放電開始後の電子密度分布。

密度が $N_e > 6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ になると、電子衝突によるレーザレベルの collisional mixing により、放射寿命はレーザ上準位の寿命 40 ns よりも短くなる。⁴⁴⁾ コンピュータによる計算結果では、放電開始後 6-8 ns で電子密度は $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に達している。このことは、レーザパルスが約 10 ns で停止することとも一致する。

以上のことより、表皮効果が本実験装置において起こり得ることがわかる。そのため、放電管中央部のガスが有効に励起されない。実際、円形断面を持ったレーザ装置において、中央部の抜けたドーナツ状のレーザパルスが得られたという報告もある。⁴⁵⁾ それゆえ、表皮効果を抑えることができれば、レーザ出力の増加が期待できる。

3.3. 結論

スパークによる UV 予備電離を使用した自動予備電離方式縦型放電励起低気圧 N_2 レーザを開発した。スパーク UV 予備電離、LC 反転-容量移行回路を使用することにより、レーザ出力は大幅に改善された。またさらに、励起レート、電子密度及び反転分布生成レートを計算し、スパーク UV 予備電離及び容量移行回路の使用によるレーザ出力の改善は、主に高電子密度によるものであるとの結論を得た。

放電管内径には、最適値が存在した。そこで、放電管内径が大きいときのレーザ出力低下の原因について、コンピュータシミュレーションを使用して議論した。その結果、表皮効果による放電の壁への集中が起こることが証明された。もし、表皮効果を抑えたままで放電体積を増加することができれば、レーザ出力を更に増加できることが期待される。

4. 矩形断面を持った縦型放電励起 N_2 レーザ

第3章で議論したように、円形断面の放電管の内径を増加させ、放電体積を増したとき、表皮効果によりレーザ出力エネルギーは単調には増加せず、最適値が存在することがわかった。そこで、本章では、表皮効果を抑えたまま放電体積を増やすために、矩形断面を持った縦型放電励起 N_2 レーザを開発した。

4.1. 実験装置

図4.1に矩形断面を持ったレーザ管の構造図を示す。励起回路は、ピーキングコンデンサの容量を除いては、第3章の円形断面のレーザの場合と同じである。本装置では、ピーキングコンデンサ C_0 の容量は 560 pF である。レーザ管は4段の矩形断面を持った縦型放電管により構成されており、パイレックスガラス板を、接着剤で接合して製作した。全長は、円形放電管と同じである。内壁間隔 $H =$

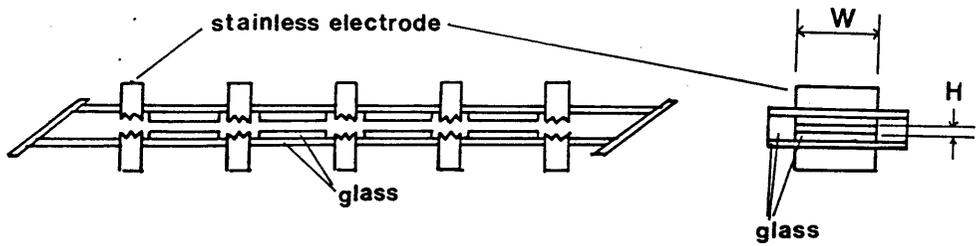


図4. 1. 矩形断面を持ったレーザーの放電管の構造。

2mm、幅 $W=20\text{mm}$ である。電極の幅は、放電管の幅と同じで、一様な予備電離放電及び主放電を得るために、表面は鋸状の加工を行った。

4.2. 実験結果

4.2.1. 動作特性

図4. 2は、放電管の段数を変えたときの、レーザーピーク出力を示している。充電電圧20kV、ガス圧30torrである。一段当りの放電長は6.5cmであり、片側に、全反射ミラーを取り付けてあるので、一段当りの有効長は13cmである。放電長が短いときの結果より、小信号利得は約 $65\text{dB}\cdot\text{m}^{-1}$ と計算される。また放電長が長いときには、レーザー出力は飽和し、直線的な増加となる。この結果より、飽和パワーは、約 $7.5\text{kW}\cdot\text{cm}^{-3}$ と計算される。これらの値は、標準的な横型放電励起 N_2 レーザーと同等である。⁴⁶⁾ただし、ここでは、レーザー出力の放電管内でのロス及び、カップリングロスを見逃して計算しているため、実際には前に述べた計算値よりも大きな値になると考えられる。

図4. 3に、レーザーピーク出力のピーキングコンデンサ容量依存性を示す。充電電圧は20kV、ガス圧30torrである。ただし、 C_2 は1段当りのメインコンデンサ蓄積容量を示す。充電回路の蓄積コンデンサ容量は、 $C_2/2=3400\text{pF}$ であるので、 C_2 は $3400\text{pF}/4=850\text{pF}$ である。 $C_0/C_2=0.7$ の時に、最大レーザー出力が得られている。小さな容量のピーキングコンデンサ C_0 を使用したときには、 C_0 への充電電圧が減少する。一方、大きな容量のピーキングコンデンサを使用したときには、放電開始電圧が低下する。

図4. 4に、異なる4種類のピーキングコンデンサ容量における、レーザーピーク出力のガス圧依存性を示す。充電電圧20kVである。ピーキングコンデンサの容量を増加させると、最適ガス圧力は低下する。これは、ピーキングコンデンサ容量の増加により、放電開始電圧が低下するためである。

図4. 5に、レーザーピーク出力の内壁間隔 H に対する依存性を示す。充電電圧

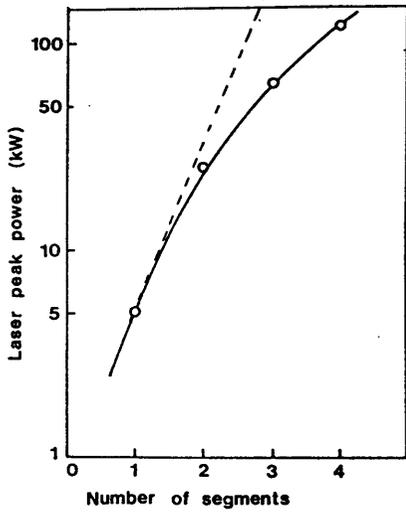


図4. 2. レーザピーク出力の放電段数依存性。充電電圧20kV、ガス圧30 torr。1段は有効長13cmに対応する。

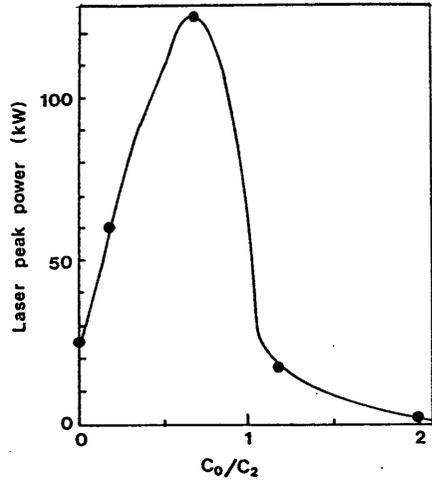


図4. 3. レーザピーク出力のピーキングコンデンサ容量依存性。充電電圧20kV、ガス圧30 torr、 C_2 は1段当りの蓄積コンデンサ容量、 $C_2 = (C_1/4) = 850\text{pF}$ 。

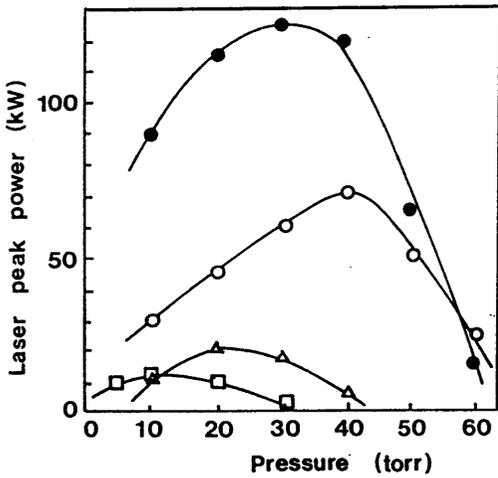


図4. 4. ピーキングコンデンサ容量の異なる4種類の回路における、レーザーピーク出力のガス圧依存性。充電電圧20kV、150pF(○)、560pF(●)、1000pF(△)、1700pF(□)。

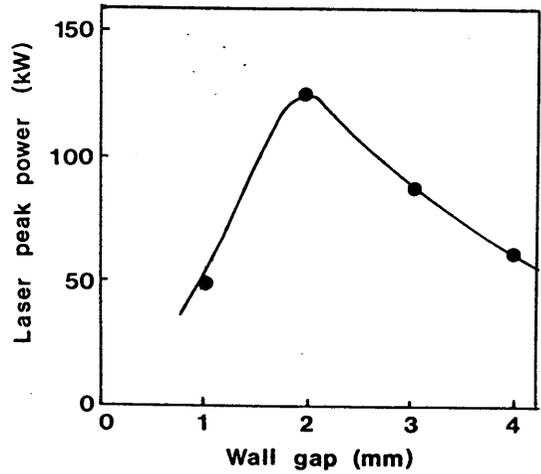


図4. 5. レーザピーク出力の内壁間隔(H)依存性。充電電圧20kV、ガス圧30 torr、放電管の幅 $W = 20\text{mm}$ 。

20kV、ガス圧30torr。、放電管の幅W20mmである。どの場合にも、放電パルス幅は、約8ns(FWHM)であった。内壁間隔1、2、3、4mmの4種類のレーザ管において、レーザピーク出力は、75、125、85、55kWであり、また単位体積当りのピーク出力は、0.12、0.10、0.044、0.023MJ・cm⁻³であった。内壁間隔Hを増加させると、放電体積は増加する。しかし、単位体積当りのレーザ出力は減少する。そのため、最適な内壁間隔がある。この実験では、内壁間隔2mmにおいて、最大のレーザピーク出力が得られている。

図4. 6に、レーザピーク出力の放電管の幅Wに対する依存性を示す。充電電圧20kV、ガス圧30torr、内壁間隔H2mmである。どの場合にも、放電パルス幅は、約8ns(FWHM)であった。レーザピーク出力は、放電管の幅の増加とともに増加している。W=10、20、30mmのレーザ管において、最大レーザピーク出力55、125、160kWがそれぞれ得られている。最大のレーザピーク出力は、W=30mmにおいて得られ、その出力エネルギーは1.28mJである。またさらにWの大きなレーザ管を使用することにより、より大きなレーザ出力を期待できる。

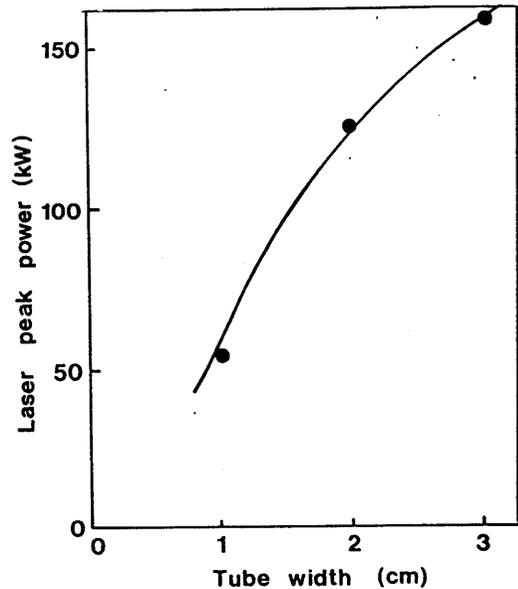


図4. 6. レーザピーク出力の放電管の幅(W)依存性。充電電圧20kV、ガス圧 30torr、内壁間隔H=2mm。

4.2.2. 矩形断面レーザと円形断面レーザの出力特性の比較

図4. 7に、円形断面レーザと矩形断面レーザのレーザ出力パルス波形を示す。充電電圧は20kV、ガス圧力は、円形断面レーザでは60torr、矩形断面レーザでは30torrである。これらのガス圧は、それぞれのレーザの最適ガス圧である。円形断面レーザのレーザパルス半値幅は約5nsであるが、矩形断面レーザでは、約8nsである。矩形断面の方が長いレーザパルスが得られるのは、電子密度が円形断面に比べ小さいことと、表皮効果による放電の壁への集中が小さいためと思われる。矩形断面レーザの場合には、放電断面積が大きいために、放電インピーダンスが小さく、その結果イオン化が弱くなり、電子密度が小さくなる。レーザパルス幅を決める主な要因はレーザ準位の電子衝突によるcollisional mixingであり、電子密度が $N_e > 6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ を越えるとレーザ発振は停止する。さらに円形断面レーザでは放電開始とともに放電電流が急激に増えるために表皮効果が大きく現わ

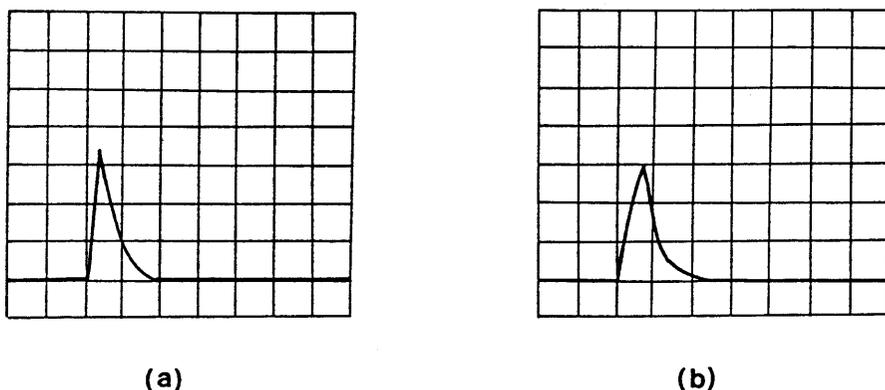


図4. 7. レーザパルス波形(337nm)。充電電圧20kV。(a)円形断面レーザー(ガス圧力60torr)、(b)矩形断面レーザー(ガス圧力30torr)。

れるが、矩形断面レーザーでは表皮効果が小さいため、レーザーパルス幅が長くなる。

図4. 8に、円形断面レーザーと矩形断面レーザーに対する、レーザーピーク出力のガス圧力依存性を示す。充電電圧は20kVである。矩形断面レーザーの方が円形断面

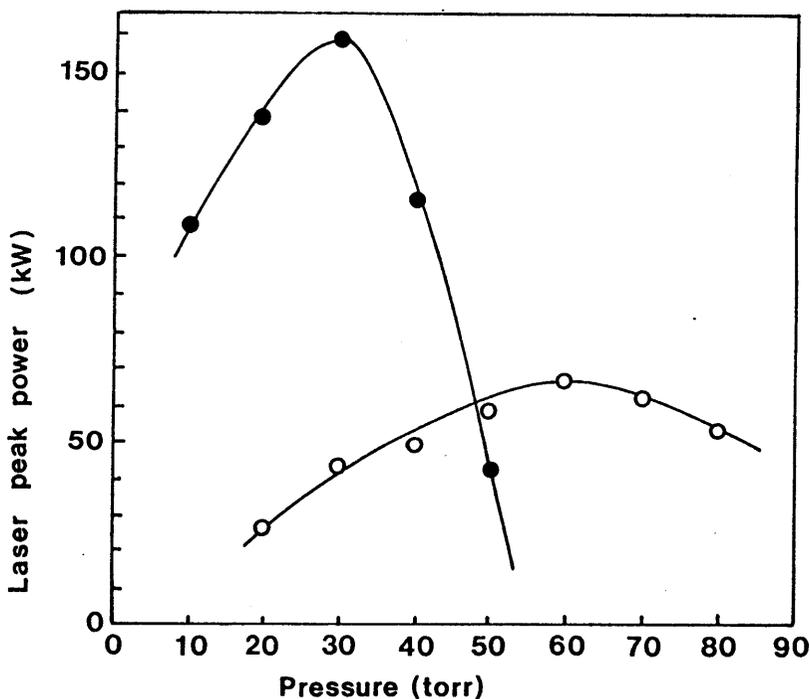


図4. 8. 矩形断面レーザー(●:断面2mm×30mm)及び円形断面レーザー(○:内径4mm)における、レーザーピーク出力のガス圧依存性。充電電圧20kV。

レーザよりも大きなレーザピーク出力が得られている。また、矩形断面レーザの最適ガス圧は円形断面レーザのそれよりも小さい。これは矩形断面レーザの放電インピーダンスが、円形断面レーザのそれに比べ小さいことによると思われる。

表4. 1に、最適放電管サイズ、最適圧力における、円形断面レーザと矩形断面レーザの諸特性の比較を示す。矩形断面レーザのレーザピーク出力は、円形断面レーザのピーク出力の約2.5倍である。さらに、レーザパルス幅は、矩形断面レーザの方が約1.6倍長い。その結果、レーザ出力エネルギーは、矩形断面レーザの

表4. 1. 円形断面レーザと矩形断面レーザの特性比較。

	円形断面 (内径4mm)	矩形断面 (2mm×30mm)
放電体積	3.3 cm ³	15.6 cm ³
ガス圧	60 torr	30 torr
パルス幅(FWHM)	5 ns	8 ns
ピーク出力	65 kW	160 kW
単位体積当りの ピーク出力	20 kW·cm ⁻³	10 kW·cm ⁻³
出力エネルギー	0.33 mJ	1.28 mJ
単位体積当りの 出力エネルギー	0.1 mJ·cm ⁻³	0.08 mJ·cm ⁻³

方が、4倍大きくなっている。このことは、内径が大きい円形断面レーザ管でのレーザ出力の低下は、単に放電インピーダンスの低下によるものではなく、放電の壁への集中の影響があることを示している。

4.3. 結論

矩形断面を持った縦型放電励起 N_2 レーザにより、1.28mJのレーザ出力を得た。これは、円形断面レーザの最高レーザ出力の約4倍である。これまで放電長30cm以下のレーザ装置として報告されている縦型放電励起 N_2 レーザのレーザ出力は1mJ以下であり、本実験で開発した装置は、たいへん優れたものであると言える。

5. 縦型放電励起紫外レーザの高繰り返し動作

パルス発振紫外レーザを実際に応用する場合には、しばしば高繰り返し動作が要求される。例えば、高繰り返し動作が行えれば、分光計測などの時には、データの収集が速くなる。その点、縦型放電励起は、放電管の壁でのdeactivationが速く、また放電管の壁を通した熱交換が速いことから、高繰り返し動作には適している。⁴⁷⁻⁵⁰⁾しかし、縦型放電励起紫外レーザにおける高繰り返し動作に関する詳しい研究は成されていない。

一般に、トリガー形式のスパークギャップスイッチの動作繰り返しは、100pps以下に限られている。そのため、100pps以上の繰り返し動作を行うためには、サイラトロンスイッチを使用する必要がある。一般に、サイラトロンは、10kpps程度までの繰り返し動作が可能である。この章では、サイラトロンを使用した、縦型放電励起 N_2 及びXeClエキシマレーザの高繰り返し動作特性について述べる。

5.1. 実験装置

図5.1に、サイラトロンを使用した矩形断面縦型放電励起 N_2 レーザの励起回路と放電管構造の概略図を示す。放電管の構造は、第4章で述べた矩形断面放電管と同じであり、内壁間隔H2mm、放電管の幅W30mm、一段当りの長さ65mmである。コンデンサ C_0 、 C_1 はそれぞれ560pF、3400pFである。使用したサイラトロンはceramic-metal deuterium-filled thyratron LS-4111 (EG&G)である。第4章では、LC反転パルス発生回路を使用して 1.6×20 kVの電圧を印加したが、ここでは、コンデンサを直接40kVで充電し、放電管に印加した。また、 $1 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$ の速度で、ガスを流した。

縦型放電励起XeClエキシマレーザでは、第2章で述べた円形断面放電管を使用した。放電管内径4mm、一段当りの長さ65mmである。Xe、HCl、Heの混合ガスを3.8lのタンクにいれ、ダイアフラムポンプにより $300 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ の速度で循環させた。共振器は、誘電体蒸着の全反射ミラーと95%反射ミラーにより構成した。励起回路は先に述べたサイラトロンを使用した N_2 レーザの場合と同じである。

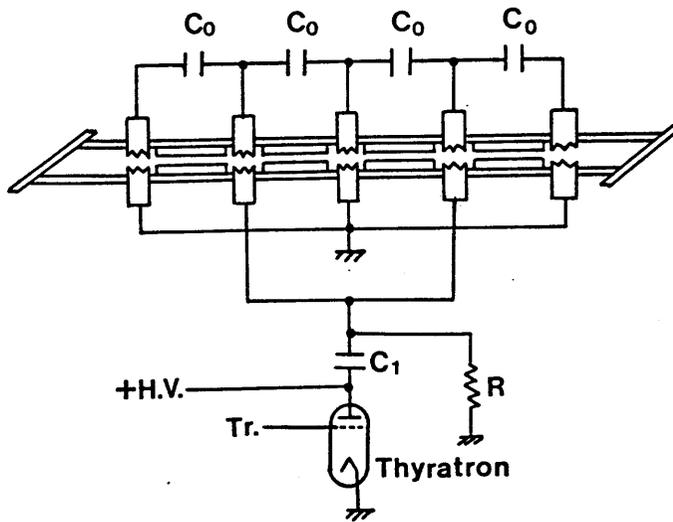


図5. 1. 励起回路及びレーザー管構造の概略図。 $C_0 = 560\text{pF}$ 、 $C_1 = 3400\text{pF}$ 。

5. 2. . 実験結果

5. 2. 1. 縦型放電励起 N_2 レーザ

サイラトロンスイッチを使用した場合と、LC反転回路を使用した場合のレーザーピーク出力の比較を行った。充電電圧は20kVである。図5. 2は、レーザーピーク出力のガス圧依存性の比較である。サイラトロンを使用したときの充電エネルギーは、 $3.4\text{nF} \times (40\text{kV})^2 = 2.72\text{J}$ 、またLC反転回路を使用したときも同じく $1/2 \times 13.6\text{nF} \times (20\text{kV})^2 = 2.72\text{J}$ である。サイラトロンを使用した場合及びLC反転回路を使用した場合のそれぞれの最大のレーザーピーク出力は、170kW、160kWとなっている。またレーザーパルス幅は、どちらの場合にも約8nsであった。よって、レーザー出力エネルギーはそれぞれ1.36mJ、1.28mJである。サイラトロンスイッチを使用したときにレーザー出力が大きいのは、サイラトロンを使用した場合のパルス発生器の動作電圧は40kVなのに対し、LC反転回路を使用した場合には32kVと小さいことによると思われる。

図5. 3は、動作電圧を32kVとしたときの、レーザーピーク出力のガス圧力依存性である。充電エネルギーはサイラトロンを使用した回路の場合 $3.4\text{nF} \times (32\text{kV})^2 = 1.74\text{J}$ 、LC反転回路を使用した回路の場合 $1/2 \times 13.6\text{nF} \times (20\text{kV})^2 = 2.72\text{J}$ である。サイラトロンを使用した場合、レーザーピーク出力はLC反転回路を使用した場合に比べ、小さくなっている。これは、サイラトロンを使用した励起回路のインダクタンスが、LC反転回路を使用した励起回路のインダクタンスよりも大きいことによると思われる。しかし、効率の面では、サイラトロンを使用した場合の方が

良い結果が得られている。

図5. 4は、サイラトロンを使用した場合の、レーザピーク出力の充電電圧依存性を示している。ガス圧力は30torrである。レーザピーク出力は、充電電圧の増加とともに単調に増加している。

レーザピーク出力と、レーザ平均出力の、繰り返し周波数依存性を図5. 5及び図5. 6に示す。(○: 充電電圧40kV、ガス流速 $1\text{ l}\cdot\text{s}^{-1}$ 、●: 充電電圧32kV、ガス流速 $1\text{ l}\cdot\text{s}^{-1}$ 、■: 充電電圧40kV、封じきり) ガス圧力は30torrである。ガスを流すことによりレーザ動作が得られる繰り返し周波数が大きく延びている。充

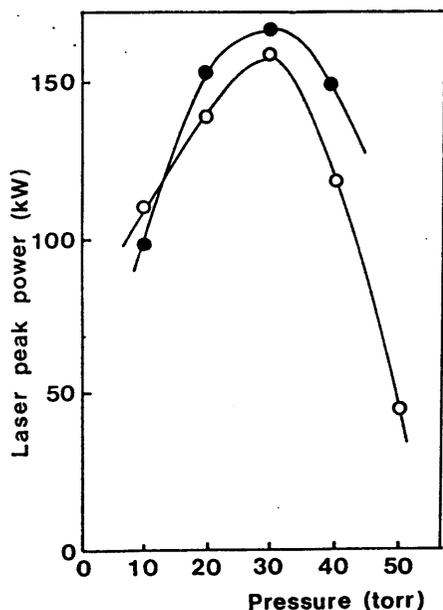


図5. 2. 2種類の励起回路(○: スパークギャップスイッチを用いたLC反転パルス発生回路、●: サイラトロンスイッチを用いたパルス発生回路)における、レーザピーク出力のガス圧力依存性。(蓄積エネルギーが同じ場合) 蓄積エネルギー: $1/2 \times 13.6\text{ nF} \times (20\text{ kV})^2 = 1/2 \times 3.4\text{ nF} \times (40\text{ kV})^2 = 2.72$ 。繰り返し周波数10pps。

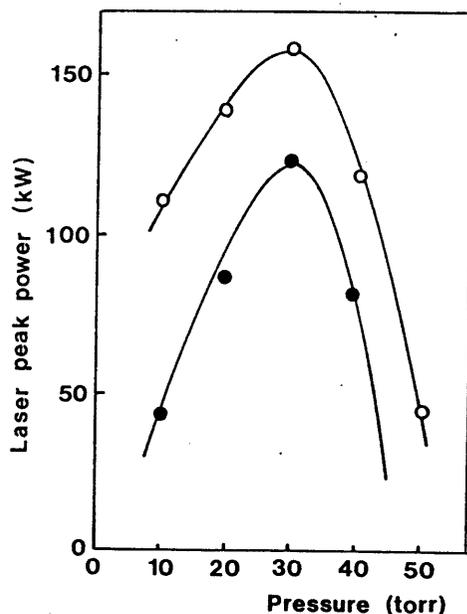


図5. 3. 2種類の励起回路(○: スパークギャップスイッチを用いたLC反転パルス発生回路、●: サイラトロンスイッチを用いたパルス発生回路)における、レーザピーク出力のガス圧力依存性。(動作電圧が同じ場合) 動作電圧32kV、繰り返し周波数10pps。

電圧40kVでガスを流したとき、繰り返し周波数80ppsにおいて最大平均出力65mWが得られている。また、充電電圧32kVで発振させたときには、繰り返し周波数130ppsにおいて、最大平均出力100mWが得られる。

高繰り返し動作におけるレーザーピーク出力の減少の理由としては、以下のことが考えられる。

(a) レーザ遷移の利得の減少^{48, 49)}

詳しい理論によれば、 N_2 分子での電子-振動-回転遷移の利得は、並進温度、振動温度及び基底状態にある分子密度と深い関係があり、励起パルスの繰り返し周波数を増すとこれらの値は変化する。

振動励起された分子は、空間及び放電管の壁で緩和される。 N_2 ガス圧

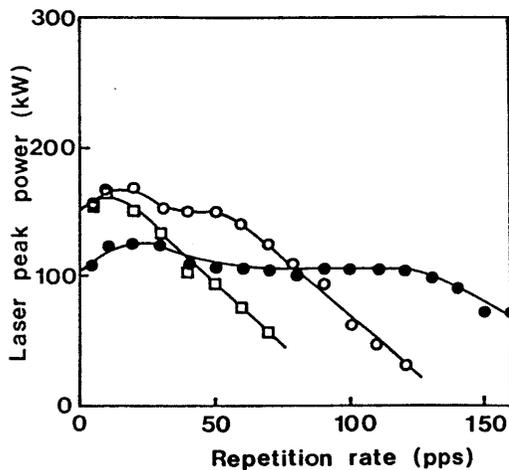


図5. 5. レーザピーク出力の繰り返し周波数依存性。ガス圧力30 torr。○:ガス フロー、充電電圧40kV。□:ガスフローなし、充電電圧40kV。●:ガスフロー、充電電圧32kV。

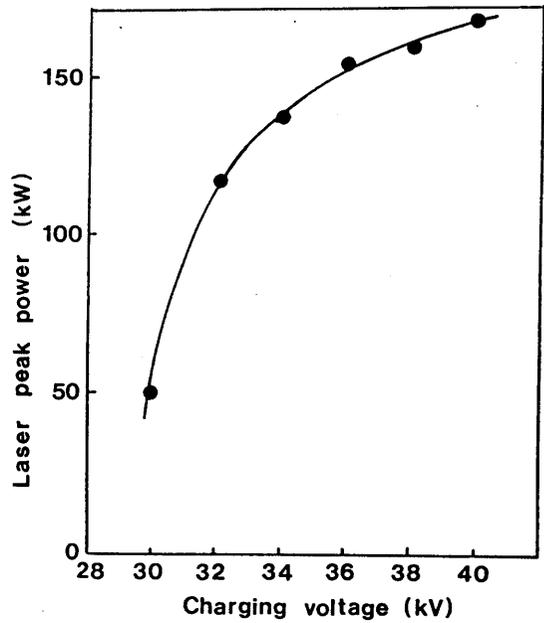


図5. 4. レーザピーク出力の充電電圧依存性。ガス圧力30 torr。

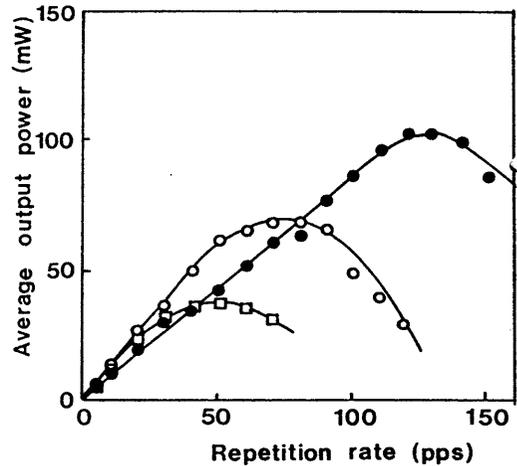


図5. 6. 平均レーザー出力の繰り返し周波数依存性。ガス圧力30 torr。○:ガス フロー、充電電圧40kV。□:ガスフローなし、充電電圧40kV。●:ガスフロー、充電電圧32kV。

数十torr、ガス温度300-500°Kにおける、空間での振動励起状態の緩和時間は1s以上である。⁴⁸⁾しかし、それに比べ、分子の壁への拡散時間は桁小さい。よって、壁での緩和が振動励起状態の主な緩和過程である。壁での緩和時間は以下の式により見積ることができる。⁵⁰⁾

$$\tau_w \sim r / \gamma c \quad (5.1)$$

ここで、 r は放電管の内壁間隔、 c はrms分子速度、 γ はvibrational deactivation velocityである。本実験の場合、パイレックスガラスの γ の値 $\sim 4.5 \times 10^{-4}$ を使用すると、緩和時間は数msecと求まる。よって、振動励起状態の分子はゆっくり緩和し、その結果、振動温度は数百ppsの繰り返し周波数において、レーザ出力に影響を与える可能性がある。

動作繰り返し周波数を増すことにより、準安定状態の N_2 分子が増加すると、基底状態にある N_2 分子密度は減少し、利得が低下することが考えられる。1パルスで生成される全励起分子の割合は、基底状態分子の約2-4%である。⁴⁸⁾しかし、詳しい計算によれば、各準安定状態の密度は非常に小さいかあるいは寿命が短いために、数十kpps以上の繰り返し周波数で動作させない限りその影響は小さい。⁴⁸⁾

電子と分子の弾性衝突による並進温度の上昇に使われるエネルギーは、全入力エネルギーの数十パーセントに達する。しかし、このような直接のガス温度の上昇はわずかであり無視できる。⁴⁸⁾ガス温度の上昇は、その大部分は、数段階の過程によって行われる。まず、入力エネルギーの大部分は分子の振動・電子励起に使われ、励起された分子は放電管の壁で緩和される。その結果、放電管壁面の温度が上昇し、最終的に放電管内のガスの並進温度が上昇する。

(b) 放電の一様性の低下⁵¹⁾

高繰り返し動作においては、放電管中に残ったイオン及び電子が、放電の一様性を低下させる。イオン及び電子は主に放電管の壁において緩和され、その緩和時間は数msecである。よって、これらイオンや電子は、数百ppsの繰り返し動作において放電の一様性を低下させ、レーザ出力を減少させる。

(c) 放電開始電圧の低下

高繰り返し動作においては、放電管中に残ったイオン及び電子は、放電開始電圧も低下させる。その結果、電子温度が低下し、レーザ出力が減少する。

本実験においては、レーザピーク出力は140pps以上の繰り返し周波数で減少している。しかし、放電開始電圧にはあまり大きな変化はみられなかった。このことは、レーザピーク出力の減少の原因としては、並進及び振動温度の上昇、あるいは放電の一様性の低下が主であることを示している。放電管の温度を上昇させ

たところ、レーザピーク出力は、大きく減少した。さらに、32kVの動作電圧の時よりも40kVの時の方が、より高い繰り返し周波数での動作が可能であった。よって、利得の減少は、並進温度の上昇が主な原因となっていると思われる。

よって、レーザ管を冷却し、高いvibrational deactivation probabilityと熱伝導率を持った材質で、内径の小さな放電管を使用し、また高速のガスフローシステムを使用することにより、数kppsでの繰り返し動作が可能であろうと考えられる。

5.2.2. 縦型放電励起XeClエキシマレーザ

サイラトロンを使用した縦型放電励起XeClエキシマレーザのレーザ出力は、マルクスバンクを使用した場合とほぼ同じであった。

サイラトロンを使用した場合の、レーザピーク出力及び平均出力の繰り返し周波数依存性を、図5.7、図5.8に示す。ガス圧力1.3atm (He:Xe:HCl = 1.3atm:6.0torr:2.4torr)、充電電圧40kVである。レーザピーク出力は、30pps以上では繰り返し周波数の増加とともに単調に減少する。そのため、平均出力は繰り返し周波数80ppsにおいて最大となる。高繰り返し動作による出力の低下は、放電の一様性の低下によると思われる。⁵⁴⁾一様な放電を得るためには、パルスとパルスの間に、4回程度ガスの入れ替えを行えるガス流速が必要とされる。⁵⁴⁾本実験では、ガスの1回入れ替え時間は $300\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} / 3.3\text{cm}^3 = 91\text{s}^{-1}$ であるので、これから計算される繰り返し周波数の最大値は $91\text{s}^{-1} / 4 = 23\text{pps}$ となる。

一方、Christensen等は、characteristic diffusion timeを以下のように見積った。⁵⁵⁾

$$t \sim W^2 / 4D \quad (5.2)$$

ここで、Wはcharacteristic channel dimension、Dは拡散係数である。本実験の場合 $W = 2\text{mm}$ 、 $D = 0.63\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (Heガス1.3atm、ガス温度300°K)を代入すると、tは約16msと求まる。よって、レーザ発振を得るのに、パルスとパルスの間に、characteristic diffusion timeの数倍の時間が必要であると仮定すれば、高繰り返し動作の限界は、数十ppsとなる。

以上議論したように、ガスの入れ替え及びcharacteristic diffusion timeによって決まる繰り返し周波数の限界は、数十ppsである。このことは、本実験において数十pps以上の繰り返し動作において、レーザ出力が減少することとも一致する。数kppsのさらに高い繰り返し周波数で動作させるためには、より高速なガス循環システムを使用するか、管径の小さな放電管を使用することが必要だと思われる。

5.3. 結論

サイラトロンスイッチを使用した縦型放電励起N₂及びXeClエキシマレーザの特性について調べた。N₂レーザとしては、繰り返し周波数130ppsにおいて最大平均出力100mWを得た。XeClエキシマレーザとしては、繰り返し周波数80pps

において最大平均出力を得た。ガスをより高速で流し、最適な放電管材料を選択することにより、もっと高い高繰り返し周波数での動作が可能であると思われる。

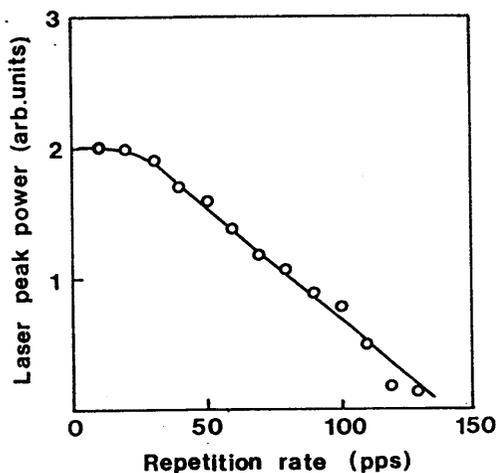


図5. 7. レーザピーク出力の繰り返し周波数依存性。充電電圧40kV。ガス圧力 1.3atm (He:Xe:HC1 = 1.3atm:6torr:2.4torr)。

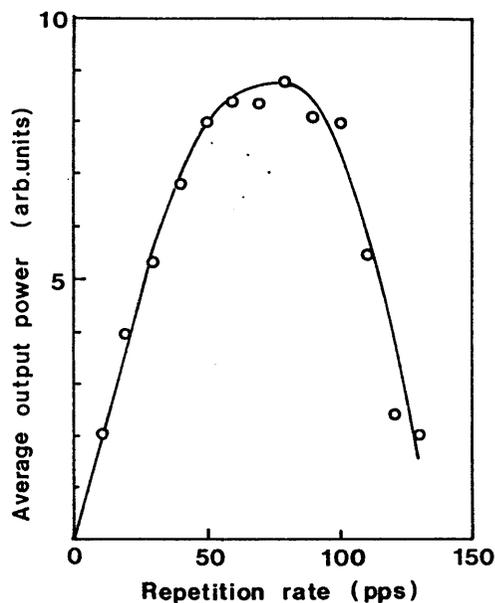


図5. 8. 平均レーザ出力の繰り返し周波数依存性。充電電圧40kV。ガス圧力1.3atm (He:Xe:HC1 = 1.3atm:6torr:2.4torr)。

6. CWリング色素レーザー吸収分光法を用いた縦型放電励起XeClエキシマレーザー放電中のHe準安定原子密度測定

エキシマレーザーに関しては、いくつかのシミュレーション解析の研究はあるが放電中の粒子密度等を実際に測定した例はほとんどない。今後はそれらを実測し、その結果に基づいた励起機構解明が必要である。現在Ar⁺イオンレーザーで励起した波長可変リング色素レーザーを光源として用いた吸収分光法によって、われわれが開発した縦型放電励起XeClエキシマレーザー放電中の準安定原子密度を測定し、データを蓄積しつつある。ここでは現在までに得られたHe原子密度の時間変化の測定結果の一部を示す。

6.1. 実験及び測定結果

図6. 1は用いた測定形の概略図を示している。光源は Ar^+ レーザー励起の波長可変リング色素レーザーである。本測定ではレーザー光を $\text{He} 587.6 \text{ nm}$ 線 ($2p^3P - 3d^3D$) に同調させて、エキシマレーザー放電がオンになった時のレーザー光の吸

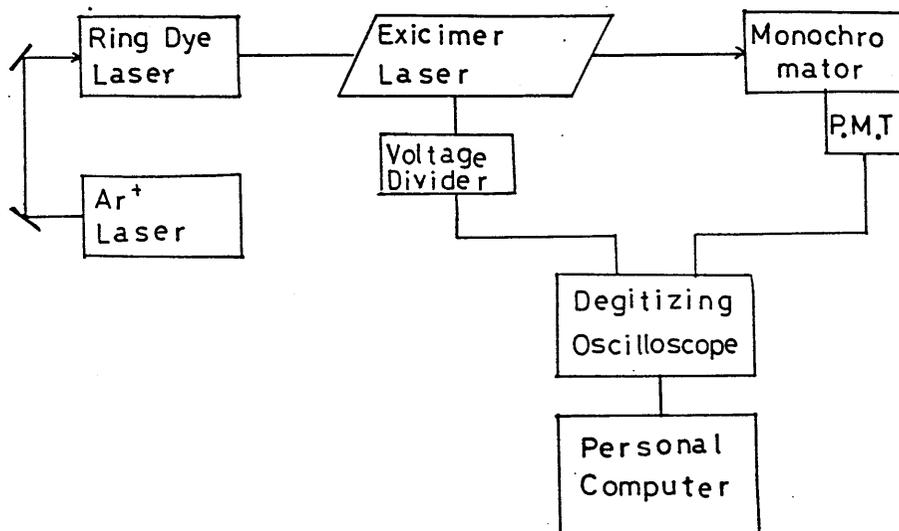


図6. 1 リング色素レーザー吸収測定系のブロック図

収強度をモノクロメータ、デジタイジングオシロスコープを用いて測定した。レーザーの線幅は 1 MHz 以下で測定される He 線の幅よりずっと狭い。レーザー光の周波数は 30 GHz 掃引できるようになっている。

ここでは He 線のプロファイルの中心付近に固定して、 XeCl エキシマレーザー放電中の He 線の吸収係数の時間変化を測定した。図6. 2は測定結果の一例を示している。圧力 $\text{He} : \text{Xe} : \text{HCl} = 1.3 \text{ atom} : 6 \text{ torr} : 2.4 \text{ torr}$ 、充電電圧 40 kV である。吸収係数はいくつかのピークを持ち、 $\text{He} (2p^3P)$ 原子密度(吸収係数に比例)が変化していることがわかる。密度の絶対値の正確な値はまだ決定されていないが、概算では $\text{He} (2p^3P)$ 原子密度は $10^{11} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度である。

この吸収測定は今後も継続して行い、縦型放電励起 XeCl エキシマレーザー放電中の He や Ne 準安定原子密度を系統的に測定していく予定である。またその結果を用いて、このレーザーのシミュレーション解析も行っていく。

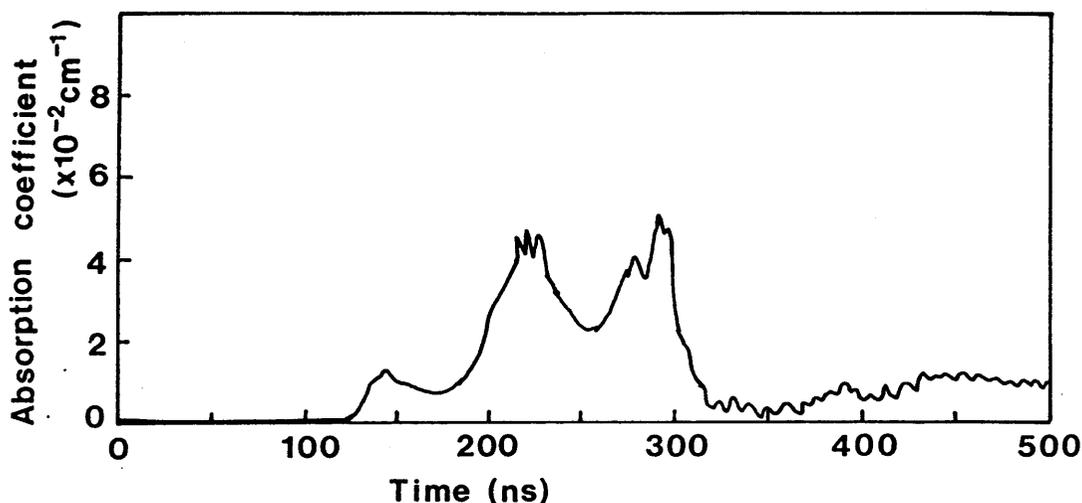


図 6. 2 He 587.6 nm 線の吸収係数の時間変化。He : Xe : HCl = 1.3 atom : 6 torr : 2.4 torr、充電電圧 40 kV。

7. まとめ

スパークによる UV 予備電離を用いた、自動予備電離縦型放電励起紫外レーザの構造について述べた。本装置により、XeCl 及び N₂ レーザとしてレーザ発振を得ることに成功した。スパークによる予備電離を縦型放電励起紫外レーザに取り入れたのは、本研究が初めてである。スパーク予備電離及び容量移行回路を使用することにより、レーザ動作は大幅に改善された。

まず、XeCl レーザについて本装置を適用し、各種パラメータの最適化を行った。その結果、レーザ出力エネルギー約 200 μJ、半値幅 15 ns (FWHM) のレーザパルスを得た。これまでに縦型放電励起 XeCl エキシマレーザの報告は Zhou らによる 1 件のみであるが、単位長さ当りのレーザピーク出力は、彼らの報告よりも大きい。²⁰⁾

次に、本装置を低気圧 N₂ レーザに適用した。また更に、LC 反転-容量移行回路を使用することにより、励起回路のインピーダンスの低減を計った。この励起回路及びスパーク UV 予備電離により、レーザ動作は大幅に改善された。また、レーザピーク出力特性について、電子密度、励起レート等の面から定性的な検討を行い、スパーク UV 予備電離及び容量移行回路を使用することによるレーザ出力の増加は、主に電子密度の増加によるものであることを明らかにした。

円形断面の縦型放電励起 N₂ レーザにおいて、放電管内径を大きくすることによ

るレーザ出力の増加を試みた。しかし、放電管内径4mmにおいてレーザ出力は最大となり、さらに内径を大きくした場合、レーザ出力は逆に減少した。このように、放電管内径に最適値が存在する理由について、コンピュータシミュレーションを使い議論した。その結果、表皮効果による放電の壁への集中があることがわかった。そこで、表皮効果を抑えつつ放電体積を増やすために、矩形断面（一辺は短く、一辺は長い）を持った縦型放電励起N₂レーザを開発し、各種パラメータの最適化を行った。その結果、レーザ出力は大幅に増加し、ピーク出力160kW、出力エネルギー1.28mJ、半値幅8nsのレーザパルスを得ることができた。この矩形断面レーザの出力エネルギーは、円形断面レーザの約4倍である。また、放電管の幅を広げることにより、さらに大きなレーザ出力を得ることができると思われる。

サイラトロンスイッチを使用した縦型放電励起N₂及びXeClエキシマレーザの高繰り返し動作についての検討を行った。N₂レーザとしては、繰り返し周波数130ppsにおいて最大平均出力100mWを得ることができた。XeClエキシマレーザでは、最大繰り返し周波数は80ppsであった。

本研究により、スパークUV予備電離を使用した、自動予備電離方式縦型放電励起紫外レーザが開発された。この装置は、構造が簡単で、紫外レーザの小型化に適している。より実用的なレーザ装置にするために、さらに高性能かを計るためには、さらに改良を行う必要がある。XeClエキシマレーザとしては、最大出力エネルギーは200 μ Jであった。これは、主に放電の一様性が比較的悪いことによると思われる。よって、さらに強力な予備電離を使用することにより、放電の一様性が改善され、より大出力エネルギーが得られると思われる。N₂レーザとしては、最大ピーク出力170kW、最大出力エネルギー1.36mJを得ることができた。この出力は、縦型放電励起N₂レーザとしては、非常に大きいものであり、矩形断面放電管の横幅をさらに広げることにより、より大きな出力を得ることも可能である。本実験で開発された装置は非常に小型であるが、さらに小型化を計るには、高圧電源、コンデンサ、スイッチ等の小型化が必要である。

本実験で開発した小型紫外レーザは、各種研究に応用することが可能である。例えば、色素レーザの励起用光源や、大出力増幅システムの初段のレーザとして使うことができる。またさらに、本研究で開発した紫外レーザは、他の紫外レーザに比べて小型であり、紫外レーザの新しい応用分野を開拓できる可能性もある。

参考文献

- 1) Gray K. Klauminzer, Laser Focus, December, 54 (1984).
- 2) H. G. Heard, Nature, 200, 667 (1963).
- 3) Donald A. Leonard, Appl. Phys. Lett. 7, 4 (1965).
- 4) R. W. Dreyfus and R. T. Hodgson, Appl. Phys. Lett. 20, 195 (1972).
- 5) N. G. Basov, V. A. Danilychev, Y. M. Popov and D. D. Khodkevich, Sov. Phys. JETP Lett. 22, 329 (1970).
- 6) S. K. Searles and G. A. Hart, Appl. Phys. Lett. 27, 243 (1975).
- 7) J. J. Ewing and C. A. Brau, Appl. Phys. Lett. 27, 350 (1975).
- 8) J. A. Mangano and J. H. Jacob, Appl. Phys. Lett. 27, 495 (1975).
- 9) J. I. Levatter, J. H. Morris and Shao-Chi Lin, Appl. Phys. Lett. 32, 630 (1978).
- 10) A. J. Andrews, A. J. Kearsley and C. E. Webb, Opt. Commun. 20, 265 (1977).
- 11) V. N. Ishchenko, V. N. Lisitsyn and A. M. Razhev, Opt. Commun. 21, 30 (1977).
- 12) R. Burnham, N. W. Harris and N. Djeu, Appl. Phys. Lett. 28, 86 (1976).
- 13) Ronald W. Waynant, Appl. Phys. Lett. 30, 234 (1977).
- 14) R. Burnham and N. Djeu, Appl. Phys. Lett. 29, 707 (1976).
- 15) R. Burnham, Opt. Commun. 24, 161 (1978).
- 16) D. G. Sutton, S. N. Suchard, O. L. Gibb and C. P. Wang, Appl. Phys. Lett. 28, 522 (1976).
- 17) I. M. Isakov, A. G. Leonov and V. E. Ogluzdin, Sov. Tech. Phys. Lett. 3, 397 (1977).
- 18) P. Burkhard, T. Gerber and W. Luthy, Appl. Phys. Lett. 39, 19 (1981).
- 19) D. Cleschinsky, D. Dammasch, H. J. Eichler and J. Hamisch, Opt. Commun. 39, 79 (1981).
- 20) Zhenzhou Zhou, Yongjian Zeng and Mingxin Qiu, Appl. Phys. Lett. 43, 347 (1983).
- 21) H. J. Eichler, J. Hamisch, B. Nagel and W. Schmid, Appl. Phys. Lett. 46, 911 (1985).
- 22) H. Furuhashi, M. Hiramatsu and T. Goto, Appl. Phys. Lett. 50, 883 (1987).

- 23) N. R. Nilsson, O. Steinvall, C. K. Subramanian and L. Hogberg, *Physica Scripta*, 1, 153 (1970).
- 24) C. Lai and S. N. Thakur, *Indian J. Phys.* 59B, 129 (1985).
- 25) L. R. Lidholt, *Rev. Sci. Instrum.* 43, 1765 (1972).
- 26) T. S. Fahlen, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-15, 311 (1979).
- 27) S. C. Lin and J. I. Levatter *Appl. Phys. Lett.* 34, 505 (1979).
- 28) V. E. Peet and A. B. Treshchalov, *Sov. J. Quantum Electron.* 15, 1613 (1985).
- 29) A. B. Treshchalov, V. E. Peet and V. T. Mihkelsoo, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-12, 51 (1986).
- 30) H. Hokazono, K. Midorikawa, M. Obara and T. Fujioka, *J. Appl. Phys.* 56, 680 (1984).
- 31) P. Burlamacchi and R. Salimbeni, *Opt. Commun.* 26, 233 (1978).
- 32) R. C. Sze and P. B. Scott, *Appl. Phys. Lett.* 33, 419 (1978).
- 33) M. Ohwa and M. Obara, *J. Appl. Phys.* 59, 32 (1986).
- 34) R. C. Sze, *J. Appl. Phys.* 50, 4596 (1979).
- 35) M. R. Osborne and M. H. Hutchinson, *J. Appl. Phys.* 59, 711 (1986).
- 36) M. R. Osborne, J. Coutts, M. H. R. Hutchinson and C. W. Webb, *Appl. Phys. Lett.* 49, 7 (1986).
- 37) M. Hiramatsu, H. Furuhashi and T. Goto, *J. Appl. Phys.* 59, 1946 (1986).
- 38) R. Tennant, *Laser Focus*, October, 65 (1981).
- 39) W. A. Fitzsimmons, L. W. Anderson, C. E. Riedhauser and J. M. Vertilek, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-12, 624 (1976).
- 40) D. C. Cartwright, *J. Appl. Phys.* 49, 3855 (1978).
- 41) W. Benesch, J. T. Vanderslice, S. G. Tilford and P. G. Wilkinson, *Astrophys. J.* 143, 236 (1966).
- 42) K. H. Wagner, *Z. Physik.* 178, 64 (1964).
- 43) P. Felsenthal and J. Proud, *Phys. Rev.* 139, A1796 (1965).
- 44) A. W. Ali, A. C. Kolb and A. D. Andersson, *Appl. Opt.* 6, 2115 (1967).
- 45) R. S. Kunabenchi, M. R. Gorbali and M. I. Savadatti, *Prog. Quant. Electr.* 9 259 (1984).
- 46) D. A. Leonard, *Appl. Phys. Lett.* 7, 4 (1965).
- 47) M. Feldman, P. Lebow, F. Raab and H. Metcalf, *Appl. Opt.* 17, 774 (1978).

- 48) A. N. Sviridov and Yu. D. Troikhin, Sov. J. Quantum Electron. 8, 1136 (1978).
- 49) A. N. Sviridov and Yu. D. Troikhin, Sov. J. Quantum Electron. 8, 1177 (1978).
- 50) J. E. Morgan and H. I. Schiff, Can. J. Chem. 41, 903 (1963).
- 51) R. Targ, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 726 (1972).
- 52) V. G. Il'yushko and V. F. Kravchenko, Sov. J. Quantum Electron. 17, 1407 (1987).
- 53) Yu. I. Bychkov, M. N. Kostin, V. F. Losev and V. F. Tarasenko, Institute of Atmospheric Optics, 1093 (1979).
- 54) R. C. Sze and E. Seegmiller, IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 81 (1981).
- 55) C. P. Christensen, Appl. Phys. Lett. 30, 483 (1977).