Development of Highly Damage-Resistant Cavity Mirrors For Rare Gas Excimer Lasers

K. Kurosawa, W. Sasaki, Y. Takigawa^A, K. Takeuchi^B, K. Yoshida^B, E. Fujiwara^B, Y. Kato^B
(U. of Osaka Prefecture, ^AOsaka Electro-Communication U., ^BILE of Osaka U.)

我々のグループでは、計測や光化学への応用をめざしてVUV～XUV領域における高出力コヒーレント光発生を目標に、その基幹装置となる電子ビーム励起希ガスエキシマレーザーの開発を行っている。Xeエキシマに関しては、核融合のドライバー候補と考えられたこともあって、詳細については不明であるが、10 J, 400 MWの出力が得られたとのことである。しかしながら、より短波長のKrやArの場合、我々のところでそれぞれ40 mJ, 80 mJの出力が得られおり、この値が現在のところ最も高いものである。このような短波長域でのレーザーの出力はもっぱら光学材料の開発に依存しており、出力鏡、反射鏡、さらに窓の材料によってその出力が制限されている。従って、適当な光学素子を得るため、種々の物質について、レーザー共振器としての特性を調べてきた。

現在までに、Arエキシマレーザーにおいて、

出力鏡 : MgF_2

反射鏡 : Al蒸着膜、石英ガラス、Si単結晶、Mo単結晶、SiC蒸着膜

を用いて来た。結果の一部については、前回¹⁾および秋の応物学会²⁾で発表した。今回は、分子研UV-SORを利用して測定したこれらのミラーの反射率と(MgF_2 については透過率と)レーザー特性とを、併せて報告する。Ar, Kr, Neエキシマレーザー波長における各種ミラーの反射率、 MgF_2 と組合わせてArエキシマレーザーの共振器と使用した時に得られた出力エネルギーの値、と融点を表Iにまとめてある。この中では、融点の高いSiCとMoには損傷が見られず、その結果高出力が得られている。Siは反射率が高いにもかかわらず、出力が低いのは、前二者に比べて損傷が入り易いためと考えられる。ただし、いずれの場合も MgF_2 出力鏡には損傷が見られた。損傷に関しては、別に報告する。

結論としては、Kr, Arいずれのエキシマレーザーにおいても、これらの中ではSiCが最もよさそうである。出力鏡として用いている MgF_2 の問題が残るが、SiCで不安定共振器を組めばこれも解決されと考えられる。また、SiCは100 nm以下のXUV領域においても50%以上の反射率があり、Neエキシマレーザーの共振器に用いた場合、発振の可能性が期待できる。

Table I.

ミラー 材料	反 射 率 146 nm %	射 率 126 nm %	率 75 nm %	Arエキシマ レーザー出力 mJ	融点 °C
SiC	44	52	50	80	2200
Si	52	46	20	33	1420
Mo	30	27	15	50	2620
SiO ₂	7	14	11	22	1710
MgF ₂	8 (両面)	8 (両面)	10		1260
[透過率]	70	60	—		

1)レーザー学会第7回年次大会 講演予稿集p.33 2)第48回応用物理学会予稿集III p.662.

19a I 2 Damage Characteristics of Cavity Mirrors For Rare Gas Excimer Lasers

Y. Takigawa, K. Kurosawa^A, W. Sasaki^A, K. Takeuchi^B, K. Yoshida^B, E. Fujiwara^B, Y. Kato^B
(Osaka Electro-Communication U., ^AU. of Osaka Prefecture, ^BILE of Osaka U.)

Arエキシマレーザーの高出力化を目指して、光損傷耐力の高い共振器ミラーの開発を行っているが、その過程で、ミラーの損傷の原因を探るべく、損傷を受けたミラー表面を光学顕微鏡、表面粗さ計、等の方法を用いて観察した。調べたミラーは石英ガラス、Si単結晶、MgF₂である。

石英ガラス

Arエキシマレーザーに使用した石英ガラスミラー表面には、直径5mmのレーザービームパターンが見られる。パターンはその周辺が白いリングと薄い茶褐色をした中央部とからなる。中央部はその色から判断すると、カラーセンターができているものと思われる。白いリングの部分の表面粗さ計で観測すると、図1に示すような幾重かのリング状の盛り上がりが見測された。

図1

シリコン単結晶ミラー

Siミラーの表面には極めてかすかなビームパターンが見られることがあり、その中に直径50μm位の火山の噴火口様のものが見られる。その中心部には、図2にそのプロファイルが示されるような、深さ数10nmに達する穴が掘られている。表面からかなり深い距離のところから物質が吹出したかのように思われる。

図2

MgF₂

三者のなかで最も損傷が入りやすい物質である。透過するので、明らかな損傷が両表面に見られることがある。その部分は図3のように極端に荒れていて、透過率が約半分に減衰している。

図3

○北谷文人 植田憲一 宅間宏 (電通大新形レーザー)

1. はじめに

光音響法を用いた光学薄膜の吸収の測定は、非常に敏感で数mJの入射エネルギーで 10^{-4} のオーダーの消衰定数を測定することが可能である。
また、これを用いた光損傷閾値の測定は、低エネルギーからの連続的な測定が可能でありこれにより顕微鏡観測では検出不能な膜の前駆的損傷の検出が可能である。さらに、レーザーの繰り返し照射による変化の測定も容易である。

今回我々は、これを用いて誘電体薄膜の損傷閾値と、レーザーの繰り返し照射後の吸収および損傷閾値の変化を測定したので報告する。

2. 実験装置および結果

実験装置は、放電型KrFレーザーの出力を 7×6.5 mmの矩形に切りレンズにより試料上に集光する。このときの出力レーザーのビームパターンをFig. 1に示す。照射エネルギーは、偏光子と $\lambda/2$ 板を用いて連続的に変化させ、1shot毎にエネルギーメーターでモニターする。試料に生じた超音波信号は、PZTを用いて検出しストレージスコープを通じ、計算機に取り込み信号処理を行う。

まず、測定された損傷閾値と消衰定数の関係をFig. 2に示す。この図より、わかるように、これらは、非常に良い相関を示す。また同程度の消衰定数をもつ物質でも、フッ化物の方が酸化物より60%程度高い損傷閾値をもつことがわかる。

次に、レーザーを繰り返し試料上に照射した時の変化を示す。

Fig. 3は、酸化物、Fig. 4は、フッ化物についてである。これより解るように、繰り返しレーザーを照射することにより発生する超音波信号が減少していることがわかる。これは、レーザーの繰り返し照射により膜の吸収が減少していることを示している。

また、レーザーの繰り返し照射後、損傷閾値を測定したところ20%程度上昇していることがわかった。これらは、膜に多数回レーザーを照射することにより膜の結晶化などの質的改善が行われたためと考えられる。

Fig. 1

Fig. 2

Fig. 3

Fig. 4

希ガスハライドエキシマレーザー用光学素子の損傷しきい値と吸収

*伊藤雅英 森雅弘^A 遠藤彰^B 渡部俊太郎^B 小倉肇夫

(東京大学生産技術研究所 A日本真空光学機 B東京大学物性研究所)

KrF($\lambda=248\text{nm}$)およびArF($\lambda=193\text{nm}$)エキシマレーザー用の高損傷しきい値を持つ反射防止および高反射誘電体光学多層薄膜の開発を目的に、光損傷しきい値の絶対値を再現性よく測定する装置の開発と、薄膜に残存する微小な光吸収の測定をおこなった。損傷しきい値の測定の際に重要なことは、試料表面上でのフルエンスのモニターと損傷の有無の確認である。フルエンスの調整は光軸に沿ってレンズ(L_1)を移動することによって行う(図1)。開口(Ap)と試料面は結像関係になっているため、試料面上のスポットサイズはレンズ(L_1)を移動しても変化しない。損傷の有無は、①低倍率の光学顕微鏡により照射時に試料の裏面より行う、②同軸のHe-Neレーザーの散乱光の変化を肉眼で観測する、③照射後取り外し1000倍のノマルスキー型光学顕微鏡で観察する、という方法を併用した。①②は実時間測定として損傷の判定の目安となるが試料や損傷の形状等の依存性が大きい。最終的な損傷の有無の判定は③を用い、 $1\mu\text{m}$ 程度の損傷を判定した。しきい値は損傷が生じない最大のフルエンスと損傷が生じる最小のフルエンスの中間値とした。反射防止膜の場合は Sc_2O_3 と SiO_2 の組合せが、高反射膜の場合は Al_2O_3 と SiO_2 の組合せが最も高い光耐力を示した(表1,2)。典型的な損傷の形状を図2に示す。

248nmのKrFレーザーを照射した際の損傷現象について、①形状の直接観察、②損傷部位の局在性、③膜の設計仕様のしきい値への影響、等の観点から定性的に考察した結果、光損傷の最大の要因としては、吸収による発熱・融解・蒸発であると推定された。そこでレーザー干渉カロリメトリー法を用いて薄膜の吸収を測定し、光吸収と損傷しきい値の関係を考察した結果、吸収が大きい膜ほど損傷しきい値が低いことがわかった。

図1 損傷しきい値測定光学系

図2 損傷のSEM写真

表1 反射防止膜の損傷しきい値

膜材料 (高/低屈折率材)	仕様	損傷しきい値 (J/cm^2)
[248nm]		
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	NQW, UC: MgF_2	1.41
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{MgF}_2$		1.03
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	NQW	0.92
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	CaF基板	1.65
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	NQW, 4L, 250°C	1.64
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	NQW, 4L, 200°C	1.17
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	NQW, 4L, 250°C, RF	0.99
$\text{HfO}_2/\text{MgF}_2$	NQW, UC: MgF_2	1.05
$\text{Y}_2\text{O}_3/\text{MgF}_2$	NQW, UC: MgF_2	1.10
[193nm]		
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	NQW	0.41

UC: $\lambda/2$ 厚のアンダーコートNQW: 4層の非 $\lambda/4$ 厚

表2 高反射膜の損傷しきい値

膜材料 (高/低屈折率材)	仕様	損傷しきい値 (J/cm^2)
[248nm]		
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	OC: MgF_2	6.50
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	OC: SiO_2	2.29
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$	OC: SiO_2 , NQW I	1.66
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$		1.56
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$, MgF_2	OC: SiO_2	1.65
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$, MgF_2	OC: SiO_2 , NQW I	1.37
$\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$, MgF_2	OC: SiO_2 , NQW II	1.35
$\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$		<0.6
$\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$		0.8
$\text{HfO}_2/\text{MgF}_2$	OC: MgF_2	2.31
$\text{Y}_2\text{O}_3/\text{MgF}_2$	OC: MgF_2	2.35
[193nm]		
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$		0.46

19a I 5 スパッタ膜のレーザー耐力

大谷 実, 沢村 光治, 佐藤 義幸,^A 山中 裕,^A 生西省吾,^B 吉田 英次,^B 吉田 国雄^B
 (キヤノン生技研, A; 大工試, B; 阪大レーザー研)

1. まえがき

薄膜の成膜方法として、真空蒸着、スパッタリング、CVD、その他各種あり、成膜原理が異なるため一般的に膜質が異なり、膜材料、用途により使い分けられている。我々は、これまで真空蒸着法によりレーザーに対し高耐力な光学薄膜の開発を行ってきたが、現在スパッタリング装置を用い真空蒸着膜との比較検討を行なっている。

スパッタリング装置の特徴の一つとして逆スパッタリングによる基板の洗浄、エッチング機能が挙げられる。我々は、薄膜のレーザー耐力が基板の表面状態に大きく依存することをすでに報告しているが、^{1) 2)} 今回スパッタリング装置を用い、逆スパッタリング成膜と一貫して薄膜を真空チェンバー内で作成することによりレーザー耐力を向上させることができるか検討したので報告する。

2. 実験

Nd: YAGレーザーの基本波(ω 光, 波長 $\lambda = 1064 \text{ nm}$)及び3倍高調波(3ω 光, 波長 $\lambda = 355 \text{ nm}$)用の反射防止膜をマグネトロン式スパッタリング装置を用い、 $\text{SiO}_2, \text{ZrO}_2$ 等のターゲットにより作製した。基板には $\phi 30$ の石英及びBK7を用いた。各種逆スパッタリング条件及び成膜条件を変え $\text{SiO}_2, \text{ZrO}_2$ 等単層膜でのレーザー耐力を $\omega, 3\omega$ 光で測定した。その後、各単層膜での最適条件で多層反射防止膜を作製し、同様にレーザー耐力を測定した。

3. 結果

表1に ω 光での $\text{SiO}_2, \text{ZrO}_2$ 単層膜(光学膜厚 $\lambda/4$)のレーザー耐力測定結果の一例を示した。A, B, 2種類の基板(石英, BK7)を用い約1000 Å逆スパッタリングによりエッチングした場合のレーザー耐力の変化を示した。 $\text{SiO}_2, \text{ZrO}_2$ 膜共に基板表面をエッチングすることによりレーザー耐力が大幅に向上することがわかった。また、反射防止膜についても同様の傾向を示した。

この原因について、ESCAにより基板表面の分析検討を行った。図1は石英基板の分析結果である。結果から、基板表面に洗浄では除けなかった残留研磨剤のピークがみられた。また、逆スパッタリングにより残留研磨剤が除去されることもわかり、残留研磨剤が薄膜のレーザー耐力に大きく影響していることを実験的に明らかにした。

1). 大谷他, 応物学会講演予稿 150(1986秋)

2). 大谷他, 応物学会講演予稿 659(1987春)

表1. 単層膜のレーザー耐力
(パルス幅1 ns)

		as polished sub.	etched sub.
SiO_2	sub.A	7.3 J/cm ²	10.1 J/cm ²
	sub.B	3.8	6.6
ZrO_2	sub.A	5.7	8.2
	sub.B	2.7	7.5

図1. 石英基板のESCA分析結果

19a I 6

テラワット級ピコ秒希ガスハライドレーザーシステム (I)

- UVサブピコ秒パルスの発生 -

東大物性研

渡辺昌良 遠藤彰 猿倉信彦 渡部俊太郎

テラワット級ピコ秒希ガスハライドレーザーシステムの発振段として、初段増幅器迄を含むUVサブピコ秒パルスソースを開発したので報告する。UVサブピコ秒パルス発生の実験配置を図1に示す。XeClレーザーシステム用に開発したものでシンクロナス励起モード同期色素レーザーで波長616nmのサブピコ秒パルスを発生した後、波長変換で308nmのパルスを発生している。cwモード同期YAGレーザー(82MHz 700mW)は、基本波長(1.06 μ m)でファイバーコンプレッサーによりパルス圧縮した後、第二高調波を発生し励起源として用いられる。励起パルスのパルス幅は、3.5psである。シンクロナス励起されるローダミン590モード同期色素レーザーは、波長616nmでスペクトル幅12.5Åでパルス幅320fsを発生する。このサブピコ秒パルスは、4段の色素レーザー増幅器で増幅されるが、色素レーザー増幅器の励起にパルス幅5.5nsのXeClレーザーを用いているためパルス間隔12nsのモード同期パルス列より、単一パルスのみを増幅することが出来る。XeClレーザーは、ジッター1ns以下でパルス列に対して同期して繰り返される。色素レーザー増幅器には、Amp. IとAmp. IIIがキトンレッド620、Amp. IIとAmp. IVが、サルフォローダミン640を用いている。この2種の色素は、キトンレッド620のゲインのピークが、ほぼサルフォローダミン640の吸収のピークに一致する関係になっており、ASEの立ち上がりを抑えている。さらに可飽和色素としてマラカイトグリーンをAmp. IIIとAmp. IIIの間に設けている。出力エネルギーは、130 μ Jとなった。第二高調波発生には β -BaB₂O₄を用いた。UVサブピコ秒パルスは、図2に示したXeClレーザー増幅器で増幅した。ゲイン長30cmと60cmの2つのレーザーヘッドは一つのサイラトロンで作動する。60cmのレーザーはダブルパスの配置となっており最終パスでは、開口1 $\times$ 2cm²迄拡大されて増幅される。出力エネルギー7mJが得られた。各増幅段間には、スペシャルフィルターを配置し各段の結合によるASEの立ち上がりを抑えている。パルス幅は、トリエチルアミン((C₂H₅)₃N)による二光子電離を用いた自己相関法により計測し結果は、図3に示した様に、sech²のパルス波形を仮定して310fsとなった。スペクトル測定した結果、XeClのB-X遷移の振動準位に対応する3本のライン(0-1, 0-2, 0-3)がスペクトル幅内に入っているのがわかる。現在、KrFレーザーシステム用のサブピコ秒ソースの開発も進めている。

図 1

サブピコ秒パルス発生の実験配置

図 2 XeClレーザー増幅器

図 3

二光子電離による自己相関波形

19a I7 UVサブピコ秒パルスのパルス幅の測定

東京大学 物性研究所

猿倉 信彦・渡辺 昌良

遠藤 彰

渡部 俊太郎

紫外領域においては非線形結晶によるSHG自己相関法が不可能なため、二光子電離⁽¹⁾あるいは二光子蛍光⁽²⁾による自己相関法を、サブピコ秒パルス幅の測定に用いる必要がある。

本実験に於ては、 $(C_2H_5)_3N$ (トリエチルアミン) を媒質とした二光子電離による自己相関法⁽³⁾を用いた。Fig. 1にイオン電流の308nmのピコ秒パルスの入力エネルギー依存性をしめす(Fig. 2の入力参照用のガスセルにて測定)。トリエチルアミンの圧力が低い領域においては、入力エネルギーの2乗にイオン電流が比例していることがわかる。しかし、高い圧力においては、イオンの再結合のため2乗特性からずれを生じる⁽¹⁾。このため2乗特性を示す領域で測定を行うように注意をはらった。

Fig. 2に装置の配置を示す。2台のガスセルを 10^{-5} torr程度に排気し、トリエチルアミンを3 torrを満たす。入力光をビームスプリッターにて入力参照用のガスセルとオートコリレーター側のガスセルに分岐する。低速モーターでドライブされた微動台によりオートコリレーターの一方のコーナーキューブの位置を十分遅く(0.1mm/min) 変化させることにより、パルスの遅延を調整する。各ガスセルにおいてビームをレンズでガスセルの18Vの電位差をもうけた電極間に集光し発生したイオン電流を検出し増幅器を経てボックスカーインテグレーターで各ガスセルからの出力を独立に積算後、オートコリレーター側のガスセルからの出力と入力参照用のガスセルからの出力の比をとることにより、入力エネルギーの変動の影響の少ない相関波形を得ることができる。

このようにして、XeCl (308nm)、繰り返し約5Hz、1パルスのエネルギー3mJ程度において、高いS/N比でパルス幅310fsの相関波形を得た。

今後の予定として、KrF (248nm) において、二光子蛍光を利用し単一パルスでパルス幅を測定⁽⁴⁾する予定である。

参考文献

- (1) N. Morita, T. Yajima: Appl. Phys. B28, 25 (1982)
- (2) E. P. Ippen, C. V. Shank, in "Ultrashort Light Pulse", S. L. Shapiro ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1977), p. 83.
- (3) S. Szatmari, F. P. Schafer: Optics Comm. 48, 279 (1983)
- (4) M. H. R. Hutchinson, I. A. McIntyre, G. N. Gibson, C. K. Rhodes: Optics Lett. 12, 102 (1987)

Fig. 1

Ion Current of
Two Photon Ionization

Fig. 2

Pulse Width
Measurement System

東大物性研

遠藤彰 渡辺昌良 猿倉信彦 渡部俊太郎

物性研究所ではXUVレーザー研究をはじめとする各種応用を想定してテラワット級ピコ秒希ガスハライドレーザーシステムの研究開発を進めてきた。現在までに中口径(7 cm x 7 cm)放電励起増幅器を2台使用した短パルスパワー増幅実験をKrF、XeClの2波長について実施した。このうちXeClレーザーではサブピコ秒パルスの増幅により1 TWの出力を得たのでこれについて報告する。図1にはサブピコ秒XeClレーザー増幅の際のシステム配置を示す。既に(I)で述べられているようにフロントエンドよりほぼ7 mJ、310 fsのXeClレーザー光が得られるが、これをスペーシャルフィルターを兼ねた光学系で拡大し中口径増幅器AMP・I、IIの利得領域が有効に増幅に寄与するように光学系を配置した。増幅システムの動作は4本のUVファイバーと1台のバイブラナーによりモニターされた。UVファイバーは、入力サブピコ秒パルス、トリガーレーザー(KrF)、およびAMP・I、IIのASEの時間的、強度的関連をオシロスコープの同一画面上でモニターするのに有効であった。システムの同期に関してはパルスパワー、及びエレクトロニクスに属する多くの技術開発を行い、CW・YAGレーザーと高繰り返しエキシマーレーザーの間ではns以下、システム全体では数nsのジッターで動作が行える様になっている。AMP・I、IIの間には $f = 1.5$ mのレンズと0.5 mmのピンホールによるスペーシャルフィルターを設けAMP・IよりのASEがAMP・IIに入り増幅されるのを防止している。このスペーシャルフィルターのサブピコ秒パルスの透過率は80%である。図2にはAMP・Iの励起強度を変化させ異なる小信号利得の条件を与えた場合に対応したサブピコ秒増幅特性を示す。 $E_s = 2 \text{ mJ/cm}^2$ としてFrantz-Nodvikの式にfittingすると3.25%/cm、5.5%/cm、6.25%/cmの小信号利得が得られたが、この場合に観測されたASEは5 mJ、11 mJ、20 mJ、であった。AMP・IIでの増幅ではビーム断面積は40 cm²であり、入力が44 mJの場合、300 mJの出力が得られた。パルス幅が310 fsであるので1 TWの出力となる。この時の小信号利得は4.8%/cmでありASEは10 mJ以下であった。また出力フルエンスは E_s の3.8倍の7.5 mJ/cm²に達している。KrFの場合には既に20 psのパルスの増幅で350 mJの出力を得ているが、現在サブピコ秒領域での増幅実験の準備をしている。

図1. サブピコ秒XeCl増幅システム

図2. 異なる小信号利得でのサブピコ秒XeCl増幅特性とASE

○酒井広文 宮崎健創 佐藤卓蔵 (電子技術総合研究所)

1. はじめに

2光子共鳴4光波混合法を利用した波長可変コヒーレントXUV光源($\lambda < 100$ nm)の開発を進めている。非線形媒質としては、Kr (またはXe) を利用し、パルス超音速ビームパルスによって供給する。図1にKrのエネルギー準位図と2光子共鳴4光波混合過程 ($\omega_{XUV} = 2\omega_1 + \omega_2$) を示す。

2. 実験系

2光子共鳴準位としてKr: $5p[2^1/2]_2$ を利用する場合、波長216.7nmの基本波 ω_1 が必要となるが、ここではXeClエキシマレーザ励起色素レーザ光 (Coumarin 440) の β -BaB₂O₄結晶による第2高調波¹⁾ (出力: 10~50 kW)

図1

を用いている。第2の基本波 ω_2 を併用し、この波長を掃引すればXUV光は波長可変となる。図2に実験系を示す。パルス超音速ビームは、直径1mmのノズルから基本波レーザと同期して供給される。発生したXUV光は、焦点距離0.2mの瀬谷・波岡型真空紫外分光器で基本波と分離され、電子増倍管で検出される。非線形媒質発生領域は、2.5インチの油拡散ポンプ (排気速度: 250 l/sec) で、分光器はターボ分子ポンプ (排気速度: 150 l/sec) で排気しており、実用上十分と考えられる最高10 Hz程度の動作が可能である。(真空度が悪くなると電子増倍管が放電してしまう)

図2

3. XUV光の出力スペクトル

図3に基本波 ω_2 としてCoumarin 503を利用し13 s近傍を波長掃引した場合のXUV光スペクトルの例を示す。共鳴中心に現われる落ち込みは残留ガスの再吸収によるものと考えられる。

図4には基本波 ω_2 としてCoumarin 480を用い、Kr II: $2P_{3/2}$ の基底状態に対応するイオン化限界の近傍で波長掃引した場合のXUV光スペクトルの例を示す。 $\lambda \approx 88$ nmに現われる出力の急激な落ち込みは、イオン殻が異なるため本来XUV光の発生に寄与しない自動イオン化準位による吸収の効果と考えられる。

図3

4. まとめ

Krを非線形媒質とした今回の実験により、第3高調波を最短波長とし $\lambda \approx 93.8 \sim 72.2$ nmの範囲で波長可変コヒーレントXUV光の発生が可能となった。又、実用上十分な繰り返し動作が得られている。

(謝辞) 実験に協力してくれた首藤直樹君に感謝する。

(文献) 1) K. Miyazaki, H. Sakai, and T. Sato: Opt. Lett., 11, 797 (1986)

図4

放電励起 XeF レーザにおけるハロゲンドナーの2元化

清水玲子 熊谷寛 上松辰哉 欠端雅之 小原寛 (慶大理工)

< 1. はじめに >

複数の発振波長を持つXeFレーザは、放電励起においてはレーザガスが励起回路の負荷となることもあって、そのキネティクスは複雑である。レーザガスの中で、ハロゲンドナーはレーザ上準位の生成、緩和のみならず、電子エネルギーの分布にも重要な役割を果たす。XeF⁺(B)のNF₃による脱励起の反応定数は、F₂による脱励起の反応定数よりも1オーダー小さいということや¹⁾、XeF(B→X)の発振波長でF₂が吸収を持つという点から、従来は放電励起XeFレーザにはNF₃がハロゲンドナーとして用いられてきた。しかし、NF₃とF₂を混合することにより、電子の解離付着の速度定数がほぼ一定となり、F₂、NF₃をそれぞれ単独で用いるよりも、広範囲の電子エネルギー(0.1-10eV)に対して高くなるので²⁾、F⁻が生成されやすくなる。そのため、イオン-イオン再結合反応によるXeF⁺の生成が促進されることが予想される。このように、レーザキネティクスの観点から効果が期待されるF₂/NF₃混合によるハロゲンドナーの2元化を放電励起XeF(B→X)レーザの発振実験で調べた。

< 2. 実験 >

実験に用いた励起回路をFig. 1に示す。放電体積は79cm³(2.0(H), 0.5(W), 79.0(L))であり、両端には直径5cmのCaF₂窓が取り付けられている。共振器は、Al全反射鏡(平面鏡)と誘電体多層膜コーティングの出力取り出し鏡(平面鏡)で構成される。レーザエネルギーは、Gentic ED-500で測定し、レーザ波形はCaF₂のビームスプリッターで減衰させパイプライン光電管(Hamamatsu R1328U-04)で測定した。

Ne希釈ガスにおけるF₂/NF₃の混合に対するレーザ出力の依存性をFig. 2に示す。F₂/NF₃の混合によるハロゲンドナーの2元化でレーザ出力が向上している。実験結果の検討や特性に関する解析などは講演に譲る。

<参考文献> 1) J.G. Eden and R.W. Waynant, Chem. Phys., 68, 2850 (1978).

2) P.J. Chantry, "Applied Atomic Collision Physics": vol. 3 Gas Lasers (Academic, New York, 1982), Chap. 2.

Fig. 1 励起回路

Fig. 2 F₂/NF₃混合に対するレーザ出力の依存性

19a I 11

X線予備電離パルスレーザの開発 (I)

—産業用X線管の適応評価—

佐藤三郎, 角野努, 内田裕, 後藤達美
(株式会社 東芝 生産技術研究所)

1. はじめに

エキシマ, TEA・TEMACO₂ レーザなどのパルスレーザでは、放電を安定に点弧するためUV, コロナ, X線など種々の予備電離方式が提案されている。中でもX線予備電離方式は均一性, レーザガスの低汚染, 高圧力動作などにおいては他の方式に比べ優れているとされ、数々の研究機関で基礎的研究が精力的に進められている^[1]。

一般に、X線管はピーク電流(線量)の大きな冷陰極形と、高線返し動作が有望視されている熱陰極形がある。今回、我々はレーザガスの電離に有効な低エネルギーX線の多く得られるBe窓方式の熱陰極形X線管I-320を選定し、パルスレーザ用予備電離源への適応可能性について検討したので報告する。

2. 実験方法及び結果

図1にX線管評価試験装置を示す。東芝X線管I-320は、産業用機器, 航空機の非破壊試験, X線透過検査用に開発されたBe窓の工業用X線管で、1.5mmの焦点をもつ。ターゲットはタングステンで、X線の放射角は立体角0.35srである。X線管の陽極, 陰極には、正負各2段から成るマルクス電源より同時タイミングで最大±50kVを印加し、フィラメントにはAC3.8~4.4Aの電流を流した。X線量は電離箱サーベイメータで、X線出力波形はNaI(Tl)シンチレーションプローブで測定した。尚、減衰器として線量計の前にはAl板を、シンチレーターの前には1mmのPb板を置いた。線返しは1ppsである。

図2にX線管に印加された電圧波形(正負)及びX線出力波形を示す。NaIシンチレーターは20keV以上のX線, γ線の観測に用いられるが発光の減衰時定数が大きく、電圧波形に比べかなり長い波尾が見られる。図3はX線管の印加電圧, ヒーター電流をパラメータとして変化させたときのAl板の厚さ(mm)に対するX線量(R)を示す。このX線管をレーザ装置に組込む場合には、厚さ1mmのAl電極を通して電極背面45cm後方より照射し、予備電離源として用いる。この時、図3の特性曲線より換算される照射X線量は最大50mR/cm²が得られることになる。

3. まとめ

50mRのX線は大気圧空気に照射した場合、 $\sim 10^8$ cm⁻³のイオン対が得られる量で、これはエキシマ, TEA・TEMACO₂ レーザの予備電離源として使える可能性がある。

[1] 緑川他: レーザ研究12(3)(1984)3

図1 X線管評価装置概略図

図2 電圧波形及びX線波形

図3 X線量特性曲線

19aV1 コールド相対論的電子ビームによる自由電子レーザーの研究 - II

河村良行、河合正之^{*}、豊田浩一

(理化学研究所、A東海大理)

1、はじめに

自由電子レーザー (FEL) の発振には質の良い (エネルギーの揃った) 相対論的電子ビームが不可欠である。発振が生長するまでの間、電子ビームの加速エネルギーの変化が少ないことも必要な条件となる。我々は、比較的大きな電流値が得られ、かつ上記の条件を満足する電子ビーム源としてコールド相対論的電子ビーム (CREB) を開発し、これを用いミリ波域で FEL 発振実験を行っている。本研究では FEL におけるモード同期発振に関する実験について述べる。

2、実験及び結果

a) FEL 自己モード同期

これまでに導波管型共振器を持つ FEL 発振器を構成し発振実験をした結果、図 1 に示すような周期的なパルス列をしばしば観測した。これを FEL の自己モード発振と仮定して解析をおこなった結果パルス列の時間間隔は理論から計算される値と良く合った。

b) FEL 能動 (強制) モード同期発振

本 FEL 発振実験装置で能動モード同期発振の研究を行う為には高出力ミリ波の入力に耐えうるモード同期器 (変調器) の開発が不可欠である。図 2、に示すように、既存のマイクロ波用アイソレータに 50 MHz の周波数で磁界を印加出来る様に改造を加え、50 MHz の変調器として動作させる試みを行った。図 3 に示すように、変調深さは高周波入力の $1/2$ 乗に比例し、10 W の高周波入力に対して約 6 % の変調深さが得られた。この結果より 100 W 級の高周波発振器を電源として用いた場合には約 20 % (変調器を共振器中に入れて使用した場合はその 2 倍の約 40 %) の変調深さが期待出来る。

図 1、FEL の自己モード同期と考えられる出力電磁波の周期的なパルス列

図 2、試作した 34 GHz 帯ミリ波変調器 (変調周波数: 50 MHz)

図 3、高周波入力に対する変調深さ

19aV2

D F B 型 自 由 電 子 レ ー ザ

田中勝也、今崎一夫^A、宮本修治^A、秋葉龍郎^A、三間園興^A、中井貞雄^A、大東延久^B、
福田雅彦^B、沢野祐之^B、李野正明^B、吉岡秀樹^B、網脇恵章^C、車信一郎^D、山中千代衛^D
(阪大基礎工、A:阪大レーザー研、B:関西大工、C:大阪産大、D:レーザー総研)

パルスパワーFEL(自由電子レーザー)は、大電流低エネルギー電子ビームにより高出力特性を持つが、通常は共振器を用いないのでスペクトル幅は非常に広がる。そこでブラッグ反射機構をウィグラー相互作用領域全域に取り付けたDFBによるパルスパワーFELのスペクトル先鋭化を試みた。

実験装置及び実験パラメータについて述べる。パルスパワー装置には阪大レーザー研の励電IV-I A号を用いて、エネルギー1.5MeVの電子ビームを得た。ウィグラーは二重らせんコイルによるヘリカルウィグラーで、電子ビームの入口付近には磁場強度を徐々にたち上げる断熱的遷移部分を設けている。ウィグラーは、ピッチ $\lambda_w=30\text{mm}$ 、断熱的遷移部分5ピッチ、均一部分42ピッチで構成されていて、均一部分の磁場強度は500Gである。また電子ビームが低エネルギーのためビーム集束用の縦磁場9kGをソレノイドコイルによって得ている。ビーム電流は100~200A、ビーム半径は3mm、導波路半径は10mm ϕ 、導波路長は1500mmである。DFBの構造は図1に示すように周期1.25mmのものを相互作用領域1500mmにわたって取り付けた。

実験は先ず、DFBを取り付けない状態でのFEL出力光を測定した。図2は出力波形であり、図3はそのスペクトルである。全出力エネルギーは25mJであり、およそ500kWである。この場合のスペクトルは測定範囲すべてにわたるほど広いことがわかる。図4にDFBを取り付けた場合の出力波形をスペクトルを図5に示す。全出力エネルギーは6.9mJと小さいが特定の波長(二つ)に強度が集中しているのがわかる。また出力波形も時間的に二つのピークを持っている。これら出力波形とスペクトルが二つのピークをもつ原因について考えてみると、まずスペクトルについては、ブラッグ導波路がブラッグ波長近傍で強い反射特性を示すと同時に、やや離れた波長でバンドパスフィルタ的に透過特性を示すため、二つの波長で共振したと考えられる。もしブラッグ波長の単一波長で共振させるならば、 $\lambda/4$ 位相シフト型のDFB構造を考えればよい。出力波形が時間的に二つに分かれる原因は、FELの利得が非常に高いために、出力波形の中央部分ではDFBレーザとしての発振条件を満たさなかったためであると考えられる。詳細は講演時に述べる。

図1 DFB構造

図2 出力波形 0.2V/DIV 50nS/DIV

図3 スペクトル

図4 出力波形 0.1V/DIV 50nS/DIV

図5 スペクトル

19aV3

誘導加速を用いた

2段階自由電子レーザー

大東延久^A、網脇恵章^A、車信一郎^B、三間 啓興^C、秋葉龍郎^C、宮本修治^C、今崎一夫^C、
中井貞雄^C、山中千代衛^B（関西大工^A、大阪産大^B、レーザー総研^C、阪大レーザー研^C）

低エネルギー、大電流の電子ビームを用いて可視光より短い波長の放射を得る自由電子レーザーは1段階目で発生した高出力放射波を2段階目の電磁波ウイグラーとして動作させる2段階動作が必要になる。本報告は4MeV, 10MeVの電子ビームから300nm光を得るための2段階動作パラメータについて検討したものである。

【共振器系】 図1に示すように、 $D_2 = D_1/2$ となる2等辺三角形形状のリング型共振器について考察した。ビームウエスト W_{01}, W_{02} が各辺の中点に来るようにミラーの曲率半径 R_1, R_2 を選んだ。各ミラーでの光ビーム半径を W_m とする。ミラーダメージを受ける光強度のしきい値は、Ag面への $1\mu s$ 赤外光に対して $I_{0.9} = 0.9 \text{ GW/cm}^2$ になるが、2段階目の電磁波ウイグラーの強度としては 20 GW/cm^2 以上が必要になるため、光ビーム径の絞り込み比 $(W_{02}/W_m)^2$ は $1/20$ 以下が要求される。これを満たすものとして表1の共振器パラメータがABCD則を用いた計算から得られる。この共振器系のQ値は、共振器周長を $L_{OT} = 7.5 \text{ m}$ 、ミラーの反射率を $R_r = 99.5\%$ として $Q = 2\pi L_{OT}/\lambda_{s1} \ln(R_r^{-3}) = 6.3 \times 10^6$ となる。

【1段階目】 エネルギー $E_{b1} = 4 \text{ MeV}$ ($\gamma_1 = 8.8$)、電流 $I_{b1} = 2 \text{ kA}$ 、半径 $r_{b1} = 3 \text{ mm}$ の電子ビームを周期長 $\lambda_{w1} = 6 \text{ cm}$ 、強さ $B_{w1} = 1.4 \text{ kG}$ の平面ウイグラー中を通すことにより、 $K_1 = 0.77$ でビームは蛇行し、波長 $\lambda_{s1} = (\lambda_{w1}/2\gamma_1^2)(1 + K_1^2/2) = 500 \mu\text{m}$ の放射出力が得られる。弱ポンピングのラマン域の動作を仮定して、利得係数 $2\Gamma_1$ と効率 η は、 $2\Gamma_1 = (\omega_{01} k_{w1}/2c)^{1/2} \gamma_1^{-3/4} \cdot K_1(1 + K_1^2/2)^{-1/4} = 16 \text{ m}^{-1}$ 、 $\eta = (\omega_{01}/k_{w1}c)(1 + K_1^2/2)^{1/2} \gamma_1^{-3/2} = 9.5\%$ となる。それ故 $P_{sat} = \eta I_{b1} V_{b1} = 760 \text{ MW}$ で飽和する。出力パワーの成長 $P_1 = P_{01} \exp(2\Gamma_1 z)$ において、 $P_{01} = 81 \text{ W}$ と見積ったとき、 $P_1 = P_{sat}$ に達する相互作用長は、ピッチ数 $N_1 = 17$ となる。そこで $N_1 = 18$ 以後にテーバードウイグラーを採用し飽和後の出力を改善をしなければならないが、それにより最大出力パワー $P_{max} = 1 \text{ GW}$ が得られるとする。図1の共振器系で消費される光パワーを P_d として、光ビームの半径 W の点における光波強度は、 $I_0(W) = P_d Q \lambda_{s1}/2\pi^2 W^2 L_{OT}$ で与えられる。ビームウエストでの強度は、 $P_d = P_{max}$ のパワー供給関係を用いて $I_0(W_{02}) = 21 \text{ GW/cm}^2$ となる。

【2段階目】 エネルギー $E_{b2} = 10 \text{ MeV}$ ($\gamma_2 = 21$)、半径 $r_{b2} = 1 \text{ mm}$ 、エネルギーひろがり $\Delta\gamma_2/\gamma_2 = 0.1\%$ の電子ビームを用い、共振器長を $L_{02} = 1.5 \text{ m}$ 、電磁波ウイグラー長を $L_{u2} = Z_{R2} = 17 \text{ cm}$ とする。周期長は $\lambda_{u2} = \lambda_{s1} = 500 \mu\text{m}$ である。電子ビーム幅を t_b とすると相互作用回数は $n_2 = ct_b/2L_{02}$ で、出力の成長は $P_2 = P_{02} \exp(2\Gamma_2 L_{u2} n_2)$ で示される。ウォームコンプトン域の動作として、利得係数は $2\Gamma_2 = 1.70 \cdot 10^{-16} \lambda_{u2}^3 (r_{b2} \Delta\gamma_2/\gamma_2)^{-2} \gamma_2^{-3} \beta_z^{-1} I_{u2} I_{b2}$ で表される。これらの関係に発振条件 $P_2/P_{02} > 10^8$ を入れると電磁波ウイグラー強度 I_{u2} 、ビーム電流 I_{b2} 、ビーム幅 t_{b2} の関係が図2のように与えられる。 $I_{b2} = 3 \text{ kA}$ 、 $t_{b2} = 700 \text{ ns}$ とすると、 $I_{u2} > 21 \text{ GW/cm}^2$ の強度が要求される。これは1段階目で得られた光強度 $I_0(W_{02})$ によって達成される。これに対するK値は $K_2 = 6.05 \cdot 10^{-6} \lambda_{u2} I_{u2}^{1/2} = 0.044$ で、発振波長は $\lambda_{s2} = (\lambda_{u2}/4\gamma_2^2)(1 + K_2^2/2) = 300 \text{ nm}$ となる。ただし、ビームエミッタンスについて $\gamma_2 \varepsilon_2 < 2^{-1/2} \cdot (N_2 K_2)^{-1} (1 + K_2^2/2)^{3/2} W_{02} = 0.048 \text{ cm} \cdot \text{rad}$ の条件が必要である。

表 1

ミラー間隔	曲率半径
$D_1 = 3 \text{ m}$	$R_1 = 6 \text{ m}$
$D_2 = 1.5 \text{ m}$	$R_2 = 1.39 \text{ m}$
ビームウエスト	ビーム長
$W_{01} = 4.1 \text{ cm}$	$Z_{R1} = 2.59 \text{ m}$
$W_{02} = 1.0 \text{ cm}$	$Z_{R2} = 17 \text{ cm}$

図 1

図 2

19aV4

β -BaB₂O₄による銅レーザー光の第二高調波発生

東大生研 ° 尾松孝茂, 志村 努, 黒田和男, 千原正男, 伊藤雅英, 小倉磐夫

銅レーザーは高繰返し(～4kHz), 高出力レーザー(平均出力 ～10W)で, その第二高調波(255.3nm)は紫外域での高繰返し, 高出力光として, 産業的応用が広く期待できる。

銅レーザーは, 高ゲインであるため, 空間的コヒーレンスが低く, 指向性が悪い.(0.4 mrad)そのため, 十分にしぼりこめず, パワー密度があがらない. われわれは, 不安定共振器(Positive confocal type)を構成し, 銅レーザー光の指向性の改善を試みた。

もちいた銅レーザーは, 放電長 80cm, 管径 20mm, 平均出力 2W (Plane-parallel Resonator)である. 不安定共振器の倍率は, 60 倍(凸面鏡曲率 10cm, 凹面鏡曲率 600cm)とした. レーザー光をレンズをもちいて, しぼりこみ, そのスポットサイズから指向性をもとめた. その結果, 平均出力は低減することなく, 指向性が 0.05mrad(回折限界 0.025 mrad)まで改善された. Fig.1 は銅レーザー光平均出力に対する指向性の変化をしめす。

このように, 指向性の改善された銅レーザー光をもちいて, SHGをおこなった.(Fig. 2)使用した β -BaB₂O₄結晶の厚みは 7.7mm である. 銅レーザー光平均出力の増加にともない, 第二高調波出力が増加し, またSHG効率も線形に増加していることがわかる.(Fig. 3)しかし, SHG効率は銅レーザー光平均出力に比例しない. これは, 出力波形(Fig.4)や指向性が平均出力の増加によって, 変化するためである。

今回の実験では銅レーザー光出力 1W で 40mW の第二高調波出力(SHG 効率 4%)を得るほどだったが, 銅レーザーの大出力化をはかることにより, 高効率SHGが可能である。

Fig.1 銅レーザー光出力に対する指向性の変化

Fig.3 銅レーザー光出力に対する第二高調波出力とその変換効率

Fig.2 実験配置

Fig.4 銅レーザー光出力に対する出力波形の変化

19aV5

有機非線形光学結晶D・LAPの波長変換特性

○中村登志子 横谷篤至 佐々木孝友 山中龍彦 中井貞雄 山中千代衛[△](大阪大学 レーザー研 [△]レーザー総研)

1.はじめに 筆者等はレーザー核融合用非線形光学材料の研究を行っている。有機非線形結晶L-Arginine Phosphate Monohydrate (LAP: $(\text{H}_2\text{N})_2^+\text{CNH}(\text{CH}_2)_3\text{CH}(\text{NH}_3^+)\text{COO}^- \cdot \text{H}_2\text{PO}_4^- \cdot \text{H}_2\text{O}$) は、水溶性で大型の結晶が育成し易く、従来用いられているKDP結晶に比べ、レーザー耐損傷性が高い、非線形光学定数が大きい[★]等の特長を持ち、レーザー核融合用の波長変換素子としての開発が期待されている。しかし、LAPはYAGレーザーの基本波長である波長1.064 μm に、L-Arginine分子の-OH、-NH₃⁺、=NH、-NH₂、=NH₂⁺基による吸収が問題となる。そこでこの吸収を長波長側にシフトさせるために重水素化を行ったので報告する。

図1 L-Arginine分子

しかし、LAPはYAGレーザーの基本波長である波長1.064 μm に、L-Arginine分子の-OH、-NH₃⁺、=NH、-NH₂、=NH₂⁺基による吸収が問題となる。そこでこの吸収を長波長側にシフトさせるために重水素化を行ったので報告する。

2.合成 波長1.064 μm に吸収を与える、L-Arginine分子内の-OH、-NH₃⁺、=NH、-NH₂、=NH₂⁺基は親水基であるため、重水中で反応させることによって重水素化が可能である。99.8%D₂OとP₂O₅から合成したD₃P₂O₇とL-Arginineを1:1の割合で反応させ、D・LAP溶液を得た。D置換率を低下させない様に、N₂置換したドライボックス内で行った。

図2 D・LAP結晶

3.D置換率の測定 合成した溶液内のD置換率(溶液内の[H]⁺[D]⁺に対する[D]⁺の割合)は、-OH基の吸収を測ることによって91 $\pm$ 1%であることがわかった。この結果より、L-Arginine 1分子から10 $\pm$ 1個のH原子溶液中に遊離していることになる。即ち、親水基の7個のH原子(図1○印)以外に、疎水基である-CH基の7個のH原子(図1△印)からも2~4個が遊離していることがわかった。

4.レーザー照射による温度上昇変化の測定

この溶液を用いて育成した結晶を図2に示す。大きさは、0.4 $\times$ 2 $\times$ 2 cm^3 である。このD・LAP結晶および同じ大きさのLAP結晶に波長1.064 μm のYAGレーザー(ビーム径2.5mm)を照射し、入射表面におけるビーム中心部の温度上昇をサーモビュアを用いて測定した結果を図3に示す。LAP結晶に比べ、D・LAP結晶では殆ど温度上昇が見られないことがわかった。これより損失係数の評価を行っている。

図3 YAGレーザー照射によるD・LAPとLAPの温度上昇(厚さ4mm)

5.あとがき D・LAP結晶が波長1.064 μm において使用できる見込みがついたので、現在、大型D・LAP結晶育成を行っている。また並行して高調波実験を行っている。詳細は当日報告する。

★) S.P.Velsko and D.Eimal: IQEC '86 TUJJ5.

19aV6

高重水素置換率を有する大型D・KDPの育成

藤岡加奈 横谷篤至 佐々木孝友 山中龍彦 中井貞雄 山中千代衛^A
(阪大レーザー研 A レーザー総研)

1)はじめに

レーザー核融合用の波長変換素子としてKDP(KH_2PO_4)単結晶が用いられている。KDPは大型結晶が育成でき、優れた非線形光学特性を有するが、ガラスレーザーの基本波長 $1.05\mu\text{m}$ 辺りにOH⁻基による吸収を持つためレーザー損傷が問題となる。そこでKDP中のHをDで置換し吸収を長波長側にシフトさせたレーザー損傷に強いD・KDP(KD_2PO_4)が、レーザー核融合用(20~40cm級)や、高繰返しX線リソグラフィ光源用(5~10cm級)に望まれている。D・KDPの合成時や、育成中にDが空気中のHと置換するという問題がある。今回、我々は育成法、育成槽に改良を加え、断面 $11.2 \times 7.4\text{cm}^2$ のD・KDPの育成を行った。IR法を用い、D置換率の測定を行ったところ99.5%という高置換率を有することがわかったので報告する。

2)育成

育成溶液の合成は、99.8%D₂O、P₂O₅、K₂CO₃を用いて、D置換率を低下させない様にN₂ガス置換したドライボックス内で行った。育成は外気との接触のない完全密閉式育成槽を設計して行った。金属不純物Al³⁺、Cr³⁺を添加することにより断面 $11.2 \times 7.4\text{cm}^2$ の結晶をc軸方向に約2.5mm/dayで育成することができた(図1)。図1の結晶から厚さ12.7mmのZカットサンプルを切り出し、研磨を行った後、赤外領域の吸収スペクトルを測定しKDP結晶と比較した(図2)。波長 $1.05\mu\text{m}$ における吸収がD化することにより殆どなくなっているのがわかる。

図1 D・KDP結晶。断面 $11.2 \times 7.4\text{cm}^2$ (右), $8.6 \times 6.0\text{cm}^2$ (左)。

3)D置換率の測定

D置換率の測定は、結晶に対しては今までいくつかの方法が報告されているが、OH⁻基の吸収を測ることによりD置換率を得る方法で評価を行った。測定は20mmセルを用いた。Hが加わると顕著に増大する $1.67\mu\text{m}$ のピークの強度を読み取った。このピーク強度は、溶液のD・KDP濃度に無関係に、Hの量のみによって一定の割合で増加することもわかった(図3)。この方法で図1のD・KDPの置換率を測定したところ99.5%であり、高いD置換率の結晶が得られていることがわかった。

4)あとがき

育成で得られた結晶を用いレーザー照射による温度上昇、レーザー損傷等の実験を行いD置換率との関係を明らかにすると共に、断面を15cm、20cmと拡大し良質の大型結晶を育成して行く計画である。

図2 赤外域透過率 ($\ell = 1.27\text{cm}$)

図3 $\lambda = 1.67\mu\text{m}$ における吸収とH濃度の関係

19aV7

炭酸ガスレーザーを用いた XUVレーザーの研究

澤井清信、三浦永祐、大道博行、北川米喜、加藤義章、
西原功修、中井貞雄、山中千代衛^(A) (阪大レーザー研、レーザー総研^(A))

XUV-X線領域の光源としては、シンクロトロン放射光がよく用いられてきた。時間、空間コヒーレンスが高い、高輝度レーザー発振器の開発が各国で進められている。X線ホログラフィー等コヒーレントX線計測や、超微細加工の分野への幅広い応用が期待されている。

XUVレーザーの実現方法としては、電子衝突励起、再結合励起、光励起法等、様々な方法が提案されている。⁽¹⁾ 中でも炭酸ガスレーザーによって生成される低Z物質の低密度再結合プラズマ ($n_e < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) を利得媒質として用いると、プラズマ中でのレーザー光の屈折が小さく、かつ高利得が期待できる。CVI 3d-2p遷移 (182 Å) においてこれまで最大利得長積 ~ 6.5 が得られている。⁽²⁾ 再結合励起による利得媒質生成には、高温、高密度 (例えば炭素の場合、電子温度 $\sim 300 \text{ eV}$ 、密度 $\sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度⁽²⁾) の細長いプラズマ (長さ $\sim 1 \text{ cm}$) を生成し、それを数nsの短時間の間に数10 eV程度まで急冷する必要がある。

我々は、図1に示す様に、炭酸ガスレーザー烈光Ⅷ号の最終増幅器に不安定共振器を構成し、出力エネルギー300～500 J パルス幅 $\sim 50 \text{ ns}$ のレーザー光を発生させ、そのレーザー光を焦点距離3 mの球面鏡によりターゲット上に集光する。ターゲットとして炭素のシリンダー状ターゲットを用いている。XUV光のスペクトル計測は、ターゲットの軸方向に配置した、斜入射分光器 ($\lambda = 30 \text{ Å} \sim 400 \text{ Å}$) により行い、X線像はターゲットの断面方向のX線ピンホールカメラにより観測した。図2にXUVスペクトル測定結果を示す。横軸に波長、縦軸にフィルムの黒化度を示す。CVIの3d-2pの遷移 (182 Å) のラインが他のラインに比べ強い事がわかる。現在、ターゲット長を変えた利得の測定を行っている。また、利得媒質の長手方向と、その断面方向の2方向からのXUVスペクトルの計測についても報告する。

図1 実験配置

図2 XUVスペクトル

「参考文献」

- (1) 加藤義章: オプトロニクス NO. 6 P81 (1986).
- (2) S. Suckewer et al.: Phys. Rev. Lett. 55 1753 (1985).

19aV8

合成石英製楕円面レンズの設計と試作

東海大(工) 羽鳥 誠、前場 博孝、村原 正隆

<はじめに>

一般のレンズでは、レーザー光を波長程度のスポット径に集光するのは難しい、これはレンズ特有の球面収差のためである。この球面収差を少なくするために、複数レンズを使うのが常である。しかし、レンズを何枚も重なると、材料の光吸収及び反射によるパワーロスが生じてしまう。この問題を解決するには非球面レンズとりわけ楕円面、双曲面を採用することが望ましい。一般に、それらのレンズは、NC法によって作られているが、短波長域では精度に問題があって使えない。そこで我々は、アナログ的研磨によって楕円面を形成する方法、すなわち円の軌跡を利用して楕円を研磨する方法を開発した。そしてこれを用いて、合成石英製レンズを試作したので報告する。

<レンズの試作と設計>

Fig. 1に示すように楕円($x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$)の2本の接線($y = mx \pm \sqrt{a^2 m^2 + b^2}$, $y = -x/m \pm \sqrt{a^2/m^2 + b^2}$)が、直行する点Pの軌跡は $x^2 + y^2 = a^2 + b^2$ となる。一方材料の屈折率をnとすると楕円の離心率は、 $e = c/a = \sqrt{1 - b^2/a^2}$ であるから焦点距離は、 $f = a(1+e) = a(1+e)$ で与えられる。したがってFig. 1に示したように楕円と2接線が接する点をS, Tとし、交点Pを円に添って移動させると楕円に添ってS及びTが移動する。そこでこの2つの接線を、研磨板に置換え、あらかじめ整形された楕円体上をFig. 2に示したように、研磨板を往復円運動させることによって、滑らかに楕円体を研磨及び精磨することが出来る。ここでは、KrFレーザー用レンズとして屈折率 $n = 1.508$ の合成石英を用いて直径 $\Phi 50$ 、厚み20mm、焦点距離 $f = 66.508$ mmの単レンズを製作した。

Fig. 1

Fig. 2

19aV9

エキシマレーザー用スペーシャルフィルター内蔵共振器の試作

東海大学(工) 吉田宇秀 山口博 酒井淳至 大平真二 村原正隆

<はじめに>

エキシマレーザーをリソグラフィー用光源に使い、メモリー回路の集積度を上げようとする試みが盛んである。ところが肝心のエキシマレーザー光のビーム分布は、不均一で、転写用光源には不向きである。すなわち、この出力光で投影露光するとパターンが乱れ、微細パターンの形成は、難しい。そこで一般には、蝇の目レンズを使って、この弊害を取り除いている。一方、均質ビームを得るためには不安定共振器を使う方法がある。ところが、これはビームの中心部分が欠けてしまい、露光用には効率が悪い。そこで我々はレーザーキャビティ内にピンホールを置き、そこで1つのモードのみを取り出し、この光を種光として再度、増幅させる共振器を試作した。これによって質の良いビームが得られたので報告する。

<実験方法と結果>

Fig. 1に試作した共振器の概念図を示す。この装置の原理はレーザーキャビティで発生したレーザー光をレンズで集光し、この光をピンホールを通すことによってモード選択を行い、これを凹面鏡で反射させ再びピンホールを通し、再度モードの選択を行った後レンズで平行光線に直す。これをレーザーキャビティにもどして増幅し、出力する。

Fig. 2に共振器の出力ビームのプロファイルをしめす。(a)はピンホールを取り除いた時であり、(b)はピンホールを付けた時のプロファイルである。これから分るようにスペーシャルフィルターを付けると均質のビームとなることがわかる。この時の出力ビームのスペクトル分布はFig. 3に示すようにビーム上のどの点でも、中心波長247.9nmでスペクトル幅およびバンド幅の変化はない。

Fig. 1

Fig. 3

(a)

(b)

Fig. 2

19a V10

CO₂ レーザーにおける共振器内アパーチャーの回折効果○佐久間純, 西田直人, 西尾光弘, 柿崎克行, ^A森口晃 (東芝生産技術研究所, ^A東芝三重工場FA装置部)

1: はじめに 安定型共振器を有するレーザー装置において収束性の良いTEM₀₀モードを選択発振させる場合, 特にCO₂ レーザーなど高利得のレーザーでは, 共振器内部に適当な径の円形開口アパーチャーを設置するなどして共振器の実質的なフレネル数を小さくする必要がある。そのような装置では, 共振器内部のモードの光分布を表すエルミート多項式等を用いた近似解が, その解を得る際の前提条件を満足せず不正確なものとなる。今回我々は実際のレーザー装置の共振器パラメーターを用いて共振器内部の光分布を数値計算することにより, 近似解によっては把握し得ない, より厳密な結果を得た。また実験により結果の一部を検証した。

2: 計算方法 共振器内部の光分布は, Fox and Liが導いた有名な積分方程式の解として与えられる。積分方程式は繰返し積分により計算されるが, 固有値変換により収束が早められる。この方法でTEM₀₀モード及びTEM₀₁モードの出力鏡上の振幅と位相を算出した。またTEM₀₀モードを表す解を排除して計算することにより, TEM₁₀ (ラゲール) についても算出した。出力光のニアフィールドの分布については出力鏡側のアパーチャー径に対しフレネル数4, 3, 2, 1に対応する各位置におけるフレネル回折を計算した。また集光特性を把握するため, フラウンホーファー回折も計算した。計算及び実験に用いた装置は独自開発の高速軸流形CO₂ レーザーであり, その共振器構成を図1に示す。

3: 計算結果及び実験結果との比較

図2に出力鏡側にアパーチャーを設けてTEM₀₀モードを選択発振させた場合のニアフィールドの各位置における強度分布, 位相の計算結果を示す。各々の強度分布には, そのフレネル数に対応する数の極大または極小が現れている。図3は各図に対応する位置での実際のレーザー装置から出力された光の強度分布を, 回転針金式モードモニターでとらえたものであり, 図2の計算結果と良く一致した傾向を示している。図4は高反射鏡側にTEM₀₀モード選択発振のためのアパーチャーを設けた場合の出力鏡側のアパーチャー径の変化に対するフラウンホーファー回折の広がり角の計算結果と, アクリルバーンパターン照射による実験結果を示している。図から, 広がり角は近似解により求まる値(0.79mrad)より大きくなるが, 極小にするアパーチャー径が存在することが判る。

4: まとめ フレネル数の小さな安定型共振器における横モードは近似解が不正確となるので, 数値計算により低次モードの分布を求めた。TEM₀₀モードはニアフィールドでガウス型分布とならない場合があり, モードの判定には注意を要する。広がり角は近似解より大きくなり, 特に出力鏡側のアパーチャー径に依存する, などの結果を得た。TEM₀₁, TEM₁₀モードに対する結果については, 講演に譲る。

19a V11

高出力・低雑音 cw 337- μ m HCN レーザー

中部大工^A, 名大プラズマ研^B 岡島茂樹^A, 川端一男^B, 青木高え^B, 久保伸^B, 藤田順治^B

1. はじめに

名大プラズマ研計測センターでは高温・高密度プラズマの干渉, 偏光, 散乱計測のプロローブ光源用遠赤外レーザーを開発している。このような利用目的に対してはi)波長の選択が重要であり, レーザーに対してはii)高出力, iii)単一モード, iv)直線偏光, v)高安定, vi)低雑音, vii)取り扱い易さ等が要求される。現在適用対象としているJIPP T-IIUプラズマに対しては337- μ m HCNレーザーが波長, 出力の点で適している。上記ii)~vii)を満たす5m長のcw HCNレーザーを製作したので報告する。

2. レーザー装置 (Fig. 1)

レーザー管は内径59mm, 全長約5mのパイレックスガラス製の導波管型である。陽極は黄銅円筒, 陰極はLaB₆熱陰極であり, 放電長は約4.7mである。レーザー共振器はAl蒸着のガラス平面鏡(同調のため可動)と井250銅製のインダクティブメッシュ出力鏡で構成されている。共振器間隔はスーパーインバーロードで固定し, フリーランニングでの安定化をしている。レーザー光の偏光方向を決めるために出力鏡の内側に30 μ m中のW線を3本平行に張っている。放電管の外側にガラス布を巻き, 保温し, 外壁温度を約200°Cに保ち, 管壁へのポリマーの付着を防いでいる。

3. レーザーの特性

レーザー動作はHe放電による放電管の予備加熱後に混合ガス(CH₄ 42.6% + N₂ 19.6% + He 37.8%)を加える方法で行う。LaB₆熱陰極は, Ta熱陰極より長寿命であり, 高電流(0.8~1.5A)放電に有効であった。最大出力, 約250mW(出力計の補正をするとき約500mW)を得ることができた。レーザー出力は単一モード(EH₁₁)で, 95%以上直線偏光している。出力の長時間の変動は約6時間放電後の40分間で±2%(フリーランニング)であった。機械的振動に起因すると考えられる短時間(0.5s~1ms)の変動は±1.3%以下であった。30kHz~4.5MHzの周波数領域に於けるレーザー光の雑音をGaAsショットキーバリアダイオードで測定した結果, i)200~350kHzに鋭いピークを持つ雑音(Fig. 2a), ii)100~300kHzに中心を持ち広く分布する雑音, iii)600~700kHz迄に連続的に分布する1/f雑音(Fig. 2a)が観測された。これ等の雑音は放電電流, 混合ガス流量, 追加He流量を調整することにより30dB以上低減化することができた(Fig. 2b)。

Fig. 1. cw 337- μ m HCN レーザー

Fig. 2. 337- μ m HCNレーザーの雑音スペクトル
a. 雑音のある時.
b. 低雑音動作時.

Inductive Energy Storage system によるXeClレーザー励起に関する研究
慶大理工 笹川照夫 川原章裕 小原寛

1. はじめに

Inductive Energy Storage (IES) systemは Capacitive Energy Storage (CES) systemに比べ、蓄積エネルギー密度が2～3オーダー大きく装置の小型化の実現が期待でき、また目覚ましい高温超電導技術の発達に伴い益々注目を集めるようになった。

IES systemはエネルギー蓄積用コイルのインダクタンスの存在により、放電の様にインピーダンスが変化する負荷に対しても定電流源として動作する特性を備えており、長パルスレーザー励起用電源としての要求を満たすことが期待される。

そこで今回我々は、IES systemの負荷としてエキシマレーザーのうち低密度励起でも発振が可能で長パルス励起に有利なXeClレーザーを取り上げIES systemによるXeClレーザー励起に関する理論計算を行った。また長パルスレーザーの励起方式として、放電開放時における急峻な電圧の立ち上げと安定な電流の供給をそれぞれ別回路で行うspiker/sustainer回路を用いた実験が報告されており¹⁾長パルス励起領域における動作特性の点からIES systemとの比較を行った。

2. モデル

Fig.1に回路を示す。 $t < 0$ において1次側回路には電流 I_1 が流れておりエネルギー蓄積用コイル L_s には $\frac{1}{2}L_s I_1^2$ のエネルギーが蓄積されている。蓄積エネルギーは100Jとし、 L_s は $0.4 \sim 5.0 \mu\text{H}$ の間で計算した。 $t = 0$ で開放スイッチ R_s の抵抗値が一定の割合で増加し始め、同時にスイッチ S が投入される。 R_s の抵抗変化率は、現在比較的开发の進んでいる開放スイッチである電子ビーム制御拡散放電、プラズマエロージョン、ヒューズ²⁾等の平均的な値³⁾ $10^8 \Omega/s$ を用いた。

3. 結果

放電が絶縁破壊に至る迄の急峻な電圧の立ち上がりとそれに引き続く安定な電流波形を持つことが示された (Fig.2)。このことからIES systemはspiker/sustainer両回路を比較的単純な回路において兼ね備え得ることが示された。

パルス幅は L_s の値に比例し、長パルス化に際し総合効率低下の割合がspiker/sustainer回路に比べ非常に小さいため、長パルス励起においても数100mJ程度のレーザー出力が示された。計算ではパルス幅(FWHM)が1 μs 以上の動作領域で総合効率におけるIES systemの優位性が示された。

References

- 1) R.S.Taylor and K.E.Leopold, Appl. Phys. Lett. 47, 81 (1985).
- 2) 下村直行、藤田光一、前田定男、秋山秀典 電気学会研究会資料 ED-87-56, 9 (1987).
- 3) K.H.Schoenbach, M.Kristiansen, and G.Schaefer, Proc. of IEEE, 72, 1019 (1984).

Fig.1 IES systemによるレーザー励起回路

Fig.2 IES systemにおける放電電圧波形 (上)、
電流波形 (中)、XeClレーザー出力波形 (下)
 $L_s = 3.0 \mu\text{s}$

19p I 2

放電励起エキシマレーザにおける出力変動の発振繰返し依存性

中村正一郎 鈴木良和 山根毅士 鷲尾邦彦(日本電気(株)レーザ装置(株))

1. はじめに 紫外域で高出力・高効率の発振特性を有するエキシマレーザは、半導体プロセスをはじめとする種々の産業分野での応用が期待されている。特に放電励起エキシマレーザは、装置が比較的小型化でき、高繰返し動作が可能であることから産業応用への主力となっており、これに関連した高出力・高繰返し化やガスの長寿命化等の研究報告が発表になされている。前回、我々はKrFレーザの出力変動の発振繰返し依存性について報告を行ったが¹⁾、今回、XeClレーザにて同様の出力安定化の検討を進めた結果、発振繰返し100ppsで、出力安定度1.5%(σ 値)を得たので報告する。

2. 装置構成 図1に、我々が開発したエキシマレーザXL120Aのレーザチャンバ断面と励起回路を示す。励起回路はUV自動予備電圧容量移行型とし、ピーキング・キャパシタ C_2 はレーザチャンバの外に設置した。主放電電極は、有効放電長350mm、放電幅約10mmの擬似チャレン型で、電極間隔は28mmである。共振器は外部鏡型とし、出力鏡には $R \approx 30\%$ の平面鏡を用いた。出力安定度の測定では、レーザ発振光の一部をヘッド内蔵のエネルギーモニタ(光検出器: フォトダイオード)で検出し、この出力信号を積分器に直し、サイクロトリガ信号に同期させてA/D変換してパソコンにて統計処理を行った。

3. 実験結果 図2(a)~(c)に発振出力の変動分布ヒストグラムを示す。レーザガスとしてHCl:Xe:Ne=0.05%:1.03%:98.92%の混合ガスを全圧2900Torrで用い、発振繰返し100ppsで10秒間(サンプル数: 1000shot)の短時間安定度を測定したものである。図(a)は、 $C_1=C_2=13nF$ の場合で、平均出力98mJ、出力安定度2.4%(σ 値)である。図(b)は、共振器内に5x20mmの矩形アパーチャを挿入した場合で、平均出力は38mJと小さいが、出力安定度は1.5%と大きな改善が得られた。図(c)は、(a)の場合に対し $C_1=C_2=10nF$ とした場合で、平均出力71mJ、安定度1.9%を得た。

4. おわりに 共振器内にアパーチャを挿入することにより、主放電の周辺部のゆらぎがレーザ発振に密着しなくなるため安定度が良くなることが認められた。一方、キャパシタを小さくし、充電エネルギーを小さくすることでも安定度が向上したが、この理由については現在検討中である。今回の実験では、前回のKrFの結果と比べて安定度がやや悪くなっている。これは、使用したサイクロトリガが違うため単純比較は出来ないが、放電の電圧・電流波形やパルス時間波形の違いが関係していると考えられる。文献1)が48回応用物理学会学術講演会予編

18p-2A-14, pp607, Vol.3 (S62.秋)

図1 レーザチャンバ断面と励起回路

図2 発振出力の変動分布ヒストグラム

(a) $C_1=C_2=13nF$ 、アパーチャ無し
 (b) $C_1=C_2=13nF$ 、アパーチャ挿入
 (c) $C_1=C_2=10nF$ 、アパーチャ無し

エキシマレーザー高繰返し模擬実験

高木 茂行 岡本 昇 佐藤 三郎 後藤 達美

(株式会社 東芝 生産技術研究所)

1 はじめに エキシマレーザーは短波長、高出力パルスレーザーとして、半導体分野、化学分野での産業応用が期待されている。レーザー装置を実用レベルにするうえで重要な技術に、kHz 級での高繰返し化があげられる。これまで高繰返し動作で多くの研究、開発がなされてきたが、これには多くの要素が複雑に関与するほか、放電状態の解析が困難であった。そこで、現象を簡略化するため、放電を2ショット連続で点弧させて、高繰返し状態を模擬し、両放電の動作タイミングを変化させ、2ショット目の放電状態およびレーザー出力波形の測定を行った。

2 実験装置 図1に実験装置概略図を示す。レーザー管は高繰返しのため内部にファン、熱交換器が取り付けられている。また、放電体積は、横10mm、高さ20mm、長さ590mmで、主電極には幅40mmのチャン型電極を使用している。ピン電極によるUV光予備電離を行い、その間隔は20mmに設定した。主コンデンサCs1、Cs2は36nF、レーザー管内のピーキングコンデンサは30nFである。主コンデンサ、ギャップスイッチ、高電圧電源は2系統設けられ、2台のトリガーユニットで別々に制御されている。Delay Pulserの遅延時間は1ms~1sの範囲で変化させた。以下の実験結果では、この時間の逆数を取り、換算繰返し数として表示した。

3 実験結果 図2は、放電を100回点弧させたときのアーク発生回数をパーセントで表示したアーク発生率である。ここでは完全アークのみをカウントし、グロー中にストリーマが発生した状態はアーク放電とはみなさなかった。ファンを回転させない場合、10 pps付近からアークが発生しはじめ、急激に増加する。ガス流5.3 m/s、20 m/sでは、それぞれ70 pps、200 ppsからアーク放電が開始している。さらに高い繰返し数でアーク発生率は徐々に増加してゆき、1 kHz付近ではほぼ100%に達している。

図3は図2におけるガス流速5.3 m/sに対応させて測定したレーザー出力波形である。(a)に比べて(b)では、ピーク出力が低下し、パルス幅も短くなっている。繰返し数に対応させてレーザー出力を測定していくと、70 pps付近からパルス幅が短くなり、110 ppsからピーク出力が低下する。これにともない、レーザーエネルギーも70 ppsから減少する。以上のように、アーク放電開始前後の繰返し数で放電状態は大きく変化することがわかった。

本研究は、通産省工業技術院大型プロジェクト「超先端加工システム」の一環としてなされたものである。

図1 実験装置概略図

図2 換算繰返し数とアーク発生率

(a) 67 pps (b) 200 pps

図3 レーザ出力波形

kHz 級高繰返しエキシマレーザの開発 (I)

高木 茂行 岡本 昇 佐藤 三郎 後藤 達美 小杉 伸一郎^A 長谷川 勝也^A 大石 高志^A(株式会社 東芝 生産技術研究所 ^A重電技術研究所)

1 はじめに エキシマレーザ装置の開発が実用化にむけて、活発におこなわれている。レーザ装置の長時間安定動作、ビームクオリティの向上、大出力化、高繰返し化など、産業用に利用できる装置を製作するために解決すべき問題は多い。これらのなかで我々はとくに、高繰返し化技術に重点を置き、kHz 級装置の開発を進めている。今回高速ガス循環が可能な実験装置を試作し、電極間のガス流速分布を測定した。また、ガス流速と高繰返し放電との関係についても報告する。

図1 レーザ実験装置概略図

2 レーザ装置 図1にレーザ実験装置の概略図を示す。本体は横 2.0 m、幅 1.0 m、高さ 1.5 m で、運転ガス圧は 2.5 気圧である。ハロゲンガスへの耐蝕性を持たせるため、本体内部にはテフロンコーティング、ニッケルメッキを施した。ガス循環のためのファンは、電磁カップリングを介して、外部の交流モーターにより駆動される。ガス流は 300 x 35 mm² の口径にしばらくこまれ、放電部に流れ込む。

図2は、本装置内の放電部および放電回路である。放電体積は、横 10 mm、高さ 20 mm、長さ 280 mm で主電極には幅 40 mm のチャン型電極を使用し、UV 予備電離方式とした。主コンデンサ C_s 、ピーキングコンデンサ C_p はそれぞれ、20 nF、12 nF で、 C_s への充電は、共振充電回路によりおこなった。スイッチング用サイラトロンには、CX1625 (EEV 社製) を使用した。

図2 放電部および放電回路図

3 実験結果 図3はガス流速の電極 (図示) 軸上における空間分布である。装置内には熱線プローブを挿入し、1 気圧中で回転数を 4000 rpm まで変えて測定した。回転数 4000 rpm では、電極中央部にて流速 80 m/s が得られたが、端部では数 10 % の風速低下があるため、有効放電長は 280 mm とした。

充電電圧 20 kV、Heガス圧 2.5 気圧; 回転数 4000 rpm で、500 pps 以上の高繰返し放電を行い、ガス流速に対する安定グロー放電域が明らかとなった。

図3 ガス流速の電極軸上空間分布

本研究は、通産省工業技術院大型プロジェクト「超先端加工システム」の一環としてなされたものである。

19p I 5

大出力放電励起エキシマレーザー発振器の開発

山下一郎, 瀬々新二, 桂敏明, 鶴崎一也, 加藤光雄, 高原茂,[○]水井順一, 宮崎健創^A, 佐藤卓蔵^A

(三菱重工[○], A電総研)

1. はじめに 前回報告したXeClレーザー発振器¹⁾(100pps, 100W出力)のガス循環系を改良し出力の向上を図ったところ, 充電々圧30kV, 500ppsにおいて平均出力260W(24kV, 1000ppsでは, 230W)が得られた。以下, 本発振器の構造及び出力特性について報告する。

2. 装置 発振器の構造は前回報告した装置と同じであるが(電極長1.2m, 電極間隔26mm), ガス循環系を図1のように改造した。ガス流速は, 放電々極間で約80m/sである。駆動回路は通常の容量移行型回路であるが, 図2に示すように, サイラトロン(BEV社製CX1625)を2本並列運転し, 1本当りの負荷を低減している。ストレージコンデンサCs₁, Cs₂はともに65nF, ピーキングコンデンサCpは120nFで, ジッタによる片方のサイラトロンへの電流集中を防止するためLを設置し, エネルギー移行回路を2系統に分離している。

3. 結果 図3に出力特性を示す。全ガス圧6atm, 充電々圧30kV, 繰返し周波数500ppsにおいて260W, また充電々圧24kV, 1000ppsにおいて230Wが得られた。ただし, 400pps以上では特定の周波数において, 出力の急激な減少が計測されたため, その原因と対策を検討中である。

図4は, 全ガス圧3atm, 充電々圧20kV, 繰返し周波数500ppsにおいて2時間40分の連続運転(約5×10⁶ショット)を行った出力特性を示している。出力はピーク値(約180W)に対して, 10W程度の減少にとどまっている。

1) '86レーザー学会予稿集 29a1, 3

図1 発振器構造図

図2 駆動回路

図3 出力特性

図4 連続運転出力特性

19p I 6

高速流放電励起エキシマレーザーの特性

^A武内清, ^A奥田宏史, ^B村井健介, ^B東健策, ^C滝川靖雄, ^D藤原関夫, ^D実野孝久, ^D加藤義章, ^E黒沢宏, ^E佐々木亘
^D阪大レーザ研, ^B阪大工, ^C阪電通大工, ^E阪府大工, ^A新明和工業㈱

1. はじめに

我々のグループでは高繰り返し, 高出力, 高安定な放電励起エキシマレーザーの開発を行っている。この装置の開発の主な目的は, 高出力真空紫外コヒーレント光の発生に使用することである。また工業応用にも有用な高安定高制御性紫外レーザーの開発をめざしている。今回, 高速流放電励起エキシマレーザーを試作したので, この装置の特性について報告する。

2. レーザ装置

高繰り返し, 高出力, 高安定動作を目的に設計した装置の概略を図1に示す。レーザーガスはインバータ制御のモータで駆動されたバドルファンで送り出され, 熱交換器を通過した後, 2分割され, それぞれが放電部に導かれ, 再びファンにもどる循環機構になっている。レーザーガスの長寿命化のために装置の金属部はNiコーティングを行っている。ガス流は高速流であっても層流となる様にしているので安定した放電となり高安定性レーザー発振が可能となる。放電部が2カ所あるため1つを制御した発振器, 他方を増幅器として使用するなど多様な利用方法が可能となっている。この装置における放電部でのレーザーガス流速を図2に示す。この値は空気を循環させて, それをレーザーガスの混合比での値に換算してある。放電部では35m/秒の安定したガス流速が得られている。この値は繰り返し1KHzのレーザー発振ではC.R.=1.7となっている。

レーザー発振器の初期実験としてレーザー部だけを装置より取り出し, 封じ切りでガス循環させずに, KrFエキシマレーザー発振を行った。放電電極は1つだけを用いた。電極の有効放電長は250mmである。放電電圧を35kV, レーザーガス混合比をF₂:Kr:He=0.2%:2.0%:97.8%とした時のレーザーガス圧と出力エネルギーの関係を図3に示す。レーザーガス圧3atmにおいて93mJ/パルスのエネルギーが得られた。

図1 装置概略図

図2 レーザガス流速 (放電部)

図3 レーザ出力特性

19p I 7

放電励起KrFレーザーの電圧・電流特性
の混合ガス依存性窪田 稔・内藤健太・行村 建・五井野陽一^A
(同志社大学 A日新電機㈱)

1. 緒言 : エキシマ・レーザーの高性能化の実現のためには、電気的特性やガス力学の基礎特性の把握が重要である。本報告の主な目的は電気的特性の混合ガスによる影響を明らかにすることにある。更に、得られる電圧、電流特性をもとにレーザーの出力エネルギーの予測を行った。

2. 研究方法 : レーザ装置の概要は既報[1]と同様の自動予備電離容量移行形である。レーザー・ギャップを流れる電流 I_g を実測し、カーブ・フィッティング法により、ギャップ電圧 V_g の時間変化を求める。任意の時刻の V_g をその時刻の I_g との関係として表し、破壊電圧 V_b と最大電流 I_p により規格化する。混合ガス成分の違いによる特性の差異を研究の基礎として、 V_b の理論的導出や出力の予測について検討した。

3. 研究成果 :

<3. 1> $V_g - I_g$ 特性

一次側コンデンサの充電電圧 V_0 を 24~34 kV とし、 $V_g - I_g$ 特性を求めた[1]。図1は規格化した時の平均的な特性を表す。図中、矢印は、時間の経過を表し、(0,1)なる点において放電が開始する。研究した V_0 の範囲内では、特性の差異は 7% 程度である。よって、図1の特性によって、 V_0 の変化に対応する電圧・電流特性を代表させることができる。

<3. 2> ギャップの破壊電圧 V_b と最大電流 I_p

図1のように時間項の消去により、特性は一般性を有することになる。規格化のために V_b と I_p が必要である。まず、 V_b の理論的導出について検討する。

紫外線の照射が十分に強く統計遅れが無視でき、形成遅れのみを考える。破壊時刻に実測値を採用して、

$$\int_{t_i}^{t_b} \alpha \cdot v d \cdot dt \dots \dots \dots [2] \quad (1)$$

但し、 α ; 実効電離係数, t_b ; 破壊時刻, t_i ; $\alpha \geq 0$ となる時刻, v ; 電子の駆動速度

を計算した。その結果、(1)式は、 19.6 ± 0.6 の一定値となるのがわかった。破壊までの電子の走行距離[3]や電界の緩和を表す指標となる電子雪崩の半径[3]も t_b においてそれぞれ、ほぼ一定の値となる結果が得られた。以上より、回路方程式を加味することにより、破壊電圧の理論的予測が可能であることがわかった。なお、 α や v は、所定の実験条件をボルツマン方程式に与えて、数値解析して求めた。

I_p は回路定数の影響を受ける。レーザー・ギャップの抵抗が時間と共に変化するため、理論的な導出は困難である。実験によって求めた I_p と V_b は直線関係となり、 I_p は V_b によって決められることがわかった。

<3. 3> 電圧・電流特性のガス条件依存性

計算機シミュレーション (レート方程式、ボルツマン方程式、回路方程式系) により、Kr濃度 (2~5%)、 F_2 濃度 (0.1~0.7%)、全圧力 Pa (1.5~3 気圧) を変化させて図1と同様の特性 (パルファ・ガス; He) を求めた。その結果、次の諸点が明らかになった。Kr濃度や圧力の変化に対しては、 I_p はそれほど違いはない。特に、Krの場合、規格化電圧も 7% 程度の違いで一致する。一方、圧力については、 $P_a \rightarrow$ 大で $V_g \rightarrow$ 大なる傾向となり、同一の規格化電流に対する規格化電圧も異なる。 F_2 濃度については圧力を変化させた時と同様の結果となると共に、濃度が大きくなると I_p が減少することがわかった。

<3. 4> 出力の予測

規格化した電圧・電流特性を直線近似して回路解析を行い、レーザー出力の予測[1]を行った。その結果、Kr濃度の変化については、研究条件の範囲においてレーザー・エネルギーの算定が可能であることがわかった。他のガス条件については、現在、検討中である。

4. 結び : 電流の実測値を基礎としてギャップ電圧を求めた。破壊電圧と最大電流によりギャップ電圧と放電電流を規格化し、混合ガスの影響について検討した。その結果、Kr濃度の変化については、レーザー出力の予測が可能となる結果が得られた。

文献(1)窪田他; 信学技報QOE87-60(1987)

(2) T. Sakurai et al; J. Appl. Phys. 59, 4007 (1986)

(3) 伊達他; 電気学会放研資料ED-87-46(1987)

図1 規格化した電圧、電流特性

19p I 8

銅蒸気レーザー、金蒸気レーザーの温度特性

下津利仁 藤原関夫 中島信昭 桑原宏嘉 杉浦淳 山中龍彦 中井貞雄

竹田哲也^A 尾島勇一^A 山中千代衛^A

(阪大レーザー研 Aレーザー総研)

銅蒸気レーザーは、可視域の2波長 510 nm, 578 nmで発振する高効率、高出力化可能なレーザーで、同位体分離などへの応用が期待されている。金蒸気レーザーは、紫外の312 nmと、可視の628 nmで発振するレーザーである。628 nmの光は、癌の光治療など、医用レーザーとして注目されている。この2つのレーザーは、ともに、パルス放電によって、レーザー上準位である $^2P_{1/2}$; $^2P_{3/2}$ に直接励起され、準安定のレーザー下準位の $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$ との間で反転分布を形成、発振するレーザーで、エネルギーレベル以外には、大きな違いがない。このため、銅蒸気レーザーと金蒸気レーザーとを比較する事によって、レーザーの機構の情報を得ることができると考える。 $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ の遷移により、銅は578 nm 金は628 nm、 $^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$ の遷移によって、銅は510 nm 金は312 nmで発振する。(図-1)

一般に使われている放電加熱方式では、銅の510 nmの発振は、放電管温度 1550°C程度で出力最大となり、1600°C程度で発振が止まってしまう。高温部で出力が減少する理由として、レーザー下準位への熱励起による反転分布形成の障害が、考えられている。発振波長510 nmのレーザー下準位は、1.38 eVと低く、ガス温度は、放電管温度より高いため、熱励起は充分に考えられる。下準位が、1.64 eVと高い578 nmの出力の温度特性、下準位が2.66 eVと高く熱励起がないと考えられる金の628 nmの出力の温度特性を、口径30 mmのレーザーについて測定した。金蒸気レーザーの628 nmの出力は、発振後1800°Cまで、ほぼ、金蒸気密度に比例して増大することが、明らかになった(図-2)。講演では、更に高温部の出力特性について、述べる予定である。

図-1 銅蒸気レーザー、
金蒸気レーザーのレベル

図-2 金蒸気レーザーの出力と
金蒸気密度の温度特性

銅蒸気レーザーの下準位熱励起の影響

(阪大レーザー研) 杉浦 淳、中島 信昭、山中 千博、下津 利仁、藤原 関夫、
桑原 宏嘉、井沢 靖和、山中 龍彦、中井 貞雄 (レーザー総研) 竹田 哲也、
尾島 勇一、山中 千代衛

[はじめに]

銅蒸気レーザー (CVL) は原子法レーザーウラン濃縮のための色素レーザーの励起光源として注目されている。既に数十Wクラスのは市販されているが、實際上この目的のためには単機100W以上のものが必要とされている。しかしCVLの大出力化 (大口径化) においては問題点も多い。我々はCVLの諸特性の測定を通してそのメカニズムの解明を進めている。

ところで、CVLはレーザー下準位が準安定状態であるため、これによりレーザーの特性が左右されることになる。それ故その測定は重要である。そこで今回はCVLのレーザー下準位密度の測定結果について報告する。

[実験方法]

使用したCVLは口径30mmの発振器と口径42mmの増幅器である。プローブ光をアフターグロー中の増幅器に入射し、その吸収率を測定して下準位密度を導出した。測定は吸収の非飽和領域、すなわち線形吸収領域において、緑色 (510.6nm) の光の下準位について行なった。また、吸収断面積は誘導放出断面積にgファクターを考慮して使用した。

この方法によりレーザー下準位密度の径方向分布を、さらに増幅器へのdelayをかけてアフターグロー中における時間変化を追跡した。

[結果]

図-1にアフターグローの最終段階、すなわち放電開始直前の径方向の下準位分布を示す。図からわかるように中心部分の下準位密度が、周辺部分よりも高いことがわかる。これは増幅法により測定した増幅器内部の利得分布 (図-2) に対応している。

図-3は5kHzで動作させた場合の放電管断面全体の下準位密度の時間変化である。放電終了後約50μsで急速に減少し、その後ゆるやかに緩和が進む様子が伺える。

さらに詳細な測定を進めており、その結果についても報告する。

図-1

図-2

図-3

CVL励起色素レーザーの発振出力特性

橋新 裕一、久保 宇市 (近畿大学)

近年、CVL励起色素レーザーは同位体分離用レーザーとして注目され、その研究が活発になってきた。同位体分離用レーザーにはスเปクトル幅が狭いこと、パルス幅が短く、高出力であることが要求されている。ここでは色素レーザーの高出力化、効率向上を目的として、色素溶剤のレーザー発振への影響を調べた。溶剤の違いにより吸収スペクトルと蛍光スペクトルが異なることは知られているが、レーザー出力にも溶剤が影響される。今回はCVL励起に対して最適な溶剤を見出すため、純水、エタノール、メタノールそしてエチレングリコールを溶剤としてRh6G色素レーザー出力、発振波形を調べたので報告する。純水溶剤の場合、色素分子の会合を防ぐため、陰イオン系分散剤であるラウリル硫酸ナトリウム(S.L.S.)を2%重量添加した。色素レーザーの共振器は平面-凹面構成のファブリーペロ型で横励起方式である。波長選択素子は挿入していない。

各々の溶剤について色素濃度を変えて発振出力を比較した。CVL(波長511nm)は6kHzの繰返レパルス発振で、尖頭値18.5kW(平均出力2W)、パルス幅18ns、色素セル厚2mm、溶液は静止状態である。励起開始10秒後の色素レーザー出力を比較してFig.1に示した。図のごとく、色素濃度の最適値はどれも $3 \times 10^{-4} \text{ mol/l}$ であった。この場合の発振出力は純水溶剤の場合に最も大きく、エタノール溶剤の2倍、メタノール溶剤の5倍であることが判った。エチレングリコール溶剤では1パルス目の励起光でのみ発振し、その後パルス励起を繰返しても発振しない。これらの結果から、溶液静止状態では溶剤の熱伝導が良いもの程、発振出力は高い。次に、溶液循環状態で色素レーザー出力波形とCVL波形を各種溶剤について調べ、Fig.2にまとめて示した。図のごとく、発振効率(励起光尖頭値と発振出力尖頭値との比:%)はエチレングリコールおよび純水の場合、約30%であり、以下エタノール、メタノールの順であり、粘度の高い溶剤程発振出力は高い。詳細は大会で報告する。

Fig. 1

CVL (511nm) pump. 2W (18.5kw) 6kHz
Rh6G conc.: 10^{-4} mol/l 1mm Cell Sol. flow

Upper: CVL 50mV/div Time Scale 20ns/div
Lower: Dye 50mV/div

Fig. 2

19p I 11 15.9 μm 域同調可能 InSb SFR (Spin-Flip Raman) レーザー宮崎和彦, 笠田洋文, 吉田茂幸, 大島昇, 畠山淳
(鳥取大学 工学部)

分子法レーザーウラン濃縮の実用化のためには, $15.9\mu\text{m}$ ($628\sim 629\text{cm}^{-1}$) 赤外域の同調可能 (波長可変) レーザーの開発が不可欠である。InSb SFRレーザーは, 磁界により, その発振波長を精密に制御 (同調) でき, 充分な波長分解能を有するとともに, 発振の高出力化, 高繰り返し化が可能であるが, 従来は, $12\sim 13\mu\text{m}$ 域の赤外レーザー光で励起していたので, $15.9\mu\text{m}$ 域の発振線を得るためには, 8T (テスラ) 以上の磁界を必要とし, さらに InSb 半導体単結晶の磁気・光吸収との関連で, $15.9\mu\text{m}$ 域では大きな発振出力が得られていなかった。^(1,2)

我々は, $13\sim 14\mu\text{m}$ 域の赤外域 NH_3 レーザー発振線を高出力化し, InSb SFRレーザーを励起, 約 $5\sim 7\text{T}$ の範囲の磁界のもとで, $15.9\mu\text{m}$ 域の InSb SFRレーザー発振線が, 高出力で得られることを実証した (Fig. 1(a)).^(3,4,5)

InSb SFRレーザーの発振出力は, 励起レーザー光 ($\hbar\omega_e$), SFRレーザー発振光 ($\hbar\omega_s$) と, InSb 半導体単結晶の伝導帯内のランダウ・レベル (Fig. 2), ならびに LO フォノン ($\hbar\omega_{\text{LO}}$) との関係で, 複雑に変化するが (Fig. 3), $3.5\sim 7.5\text{T}$ の磁界のもとで, 変化が顕著なのは, $\hbar\omega_s = \hbar\omega_e$ (A点), $\hbar\omega_s = \hbar\omega_{\text{LO}}$ (D点), および $\hbar\omega_s = \hbar\omega_{\text{LO}}$ (E点) となる磁界のときである。

今後の課題は, $15.9\mu\text{m}$ 域 InSb SFRレーザーの高出力化, 高繰り返し化, 高効率化をはかることであるが, 大寸法の InSb 単結晶を使用し, Fig. 1(b) の構成により,

- (1) 発振波長: $15.9\mu\text{m}$ ($628\sim 629\text{cm}^{-1}$) 赤外域で同調可能
- (2) 発振出力: $0.1\sim 0.35\text{J/pulse}$ (InSb 寸法 $75\text{mm}\phi \times 125\text{mm}$)
- (3) 発振線の波長分解能: $0.2\sim 0.03\text{cm}^{-1}$
- (4) 発振の繰り返し: $300\sim 1000\text{pps}$ *
- (5) 発振効率: $10^{-3}\sim 10^{-2}$ $\left[\approx 0.05 \times 0.3 \times (0.07\sim 0.7) \cdots \right]$
(CO_2) (p-H_2) (SFR)

の装置の開発が可能である。

* 初期の InSb SFRレーザーの実験は Qスイッチ CO_2 レーザー ($100\sim 300\text{pps}$) 励起により行われた。

なお, 市販の高出力 TEA CO_2 レーザーの発振繰り返しは, 現在 (最大) 50pps である。

** InSb に替えて, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 等の単結晶を使用できれば, 共鳴効果が期待でき, 効率 (SFRレーザー) は, $50\sim 80\%$ となり, 1桁向上する。

文献

1. C. K. N. Patel et al.: Appl. Lett., 28 (1976) 603.
2. 宮崎他: レーザー研究, 7 (1979) 161.
3. 宮崎他: レーザー研究, 14 (1986) 516.
4. 宮崎他: レーザー学会研究会報告, RTM-87-9 (1987) 29.
5. 宮崎他: 電気学会・プラズマ研究会資料, EP-67-79 (1987) 121.
6. H. G. Häftele: Appl. Phys., 5 (1974) 103.
7. 稲場: 応用物理, 41 (1972) 38.

Fig. 2. Landau Level Diagram in Conduction Band.

Fig. 1(a). $15.9\mu\text{m}$ InSb SFR Laser Pumped with Infrared NH_3 Laser.

Fig. 1(b). $15.9\mu\text{m}$ InSb SFR Laser Pumped with p-H₂ Raman Laser.

Fig. 3. Emission Properties of InSb SFR Laser as a Function of Magnetic Field.

田中 拓、秋山 靖裕、畑中 秀和、小原 實 (慶応大学)

緑川 克美、田代 英夫、難波 進 (理研)

1. はじめに

我々は、TEA CO₂レーザーの高出力・高繰り返し化を目的として、これを励起する全固体素子電源の開発を行ってきた。この結果これまでに、レーザー出力0.3 J/パルス、繰り返し数300 ppsの高繰り返しレーザーと、レーザー出力7.9 J/パルスの大出力レーザーを開発し、全固体素子電源の高繰り返し動作とスケラビリティを実証した。

今回は、この高繰り返しレーザーのより高い繰り返し数での動作と、伝送エネルギーに対する制御性について報告する。

2. 実験

実験に用いた伝送エネルギー10 J級全固体素子電源励起TEA CO₂レーザーの回路図をFig. 1に示す。

磁気スイッチの電圧保持時間 τ は印加電圧 $V(t)$ に対して次の式で与えられる。

$$\int_0^{\tau} V(t) dt = A \cdot N \cdot \Delta B \quad (1)$$

ただし、

A: 可飽和インダクタの磁性材の断面積

N: 可飽和インダクタの導線の巻数

ΔB : 磁性材の磁束密度変化

ここで、伝送エネルギーを変化させるために充電電圧を変化させると、(1)式のバランスがくずれMPCのエネルギー伝送効率が下がってしまう。しかし、Fig. 1に示されているリセット電流の値を充電電圧に合わせて適当に変化させ ΔB の値をかえることによって伝送効率を一定にしたまま、伝送エネルギーを変えることができる。

このことを実証するために実験を行った。Fig. 2にその結果を示す。リセット電流を0.6~3.4 A (磁界にして6~34 A/m)に変化させることにより、2.5 μ Fの初段コンデンサの充電電圧2.6~3.0 kV (伝送エネルギー8.45~11.25 J)の間にわたって全固体素子電源のエネルギー伝送効率を78%で一定に保つことができた。

つづいて、充電電圧2.5 kV (伝送エネルギー7.81 J)、リセット電流0 Aの条件において高繰り返し動作を行った結果をFig. 3に示す。レーザー出力は600 ppsまで線形に増加し、180 Wの平均出力パワーが得られた。また、このときの放電部のガス流速は15 m/secであり、放電幅に対するCR値は1.8であった。

3. まとめ

本研究により、これまで伝送エネルギーを変化させることが困難であると言われていたMPCにエネルギー制御性があることが実証された。

また、600 ppsまでの高繰り返し動作も行った。

Fig. 1 Electrical circuit of all-solid-state exciter for TEA CO₂ laser.

Fig. 2 Energy transfer efficiency for charging voltage at C_s .

Fig. 3 Average laser power against its repetition rate.

○林 光 澤, 久保 宇 市 (近畿大学)

1. はじめに P V F₂, V D F - T r F E 共重合体などの高分子の焦電、圧電について多くの報告がある。焦電、圧電はC-F双極子の回転によるβ型への相転移によることが明らかになってきた。さらに高電界印加による空間電荷の影響も無視できないことがわかってきた。高電界によるポーリング後の薄膜の焦電々流は電界に大きく依存する。高電界ポーリングされた薄膜を赤外域波長の簡便な光出力検知器として応用するのは極めて重要である。薄膜試料を光検知器として利用するには、その光出力に対して広い範囲で線形性が当然要求される。パルス光に対しては、その応答性が問題になってくる。本報告は線形性、応答特性について述べる。

2. 実験方法 図1は試料にCO₂ およびYAGレーザー照射の実験系の概略図を示す。両面に厚さ500Åに金蒸着された試料に予め 5×10^{-5} mmHg 強度の真空度で電圧を印加し、ポーリングを行なう。ポーリング後、試料の片面に垂直にレーザー光を照射しそのときの誘起電流をプリアンプを通してシンクログラフ上で観測する。レーザー照射時の光電子流を防ぐために、照射側電極をアースに落した。

3. 結果および検討 図2はVDF-TrFE共重合体(VDF 77.5 mol%)のYAGレーザー照射後の誘起電流とレーザー出力の関係を示す。図に示されるように各ポーリング電界で良い線形性があることがわかる。図3は試料のベース温度を設定したときの誘起電流とベース温度との関係を示す。約60°Cより高温側で電流は極端に減少する。詳細は大会において発表の予定である。

図1 測定系の概略図

図2 誘起電流とレーザー出力の関係

図3 誘起電流と試料のベース温度との関係