

論文 / 著書情報
Article / Book Information

論題(和文)	EUV領域の放電光源開発
Title(English)	Development of EUV Discharge Light Source
著者(和文)	堀田栄喜
Authors(English)	Eiki Hotta
出典(和文)	第120回ラドテック研究会講演会, , , pp. 15-24
Citation(English)	, , , pp. 15-24
発行日 / Pub. date	2010, 11

EUV 領域の放電光源開発

東京工業大学大学院総合理工学研究科

堀田栄喜

1. はじめに

波長が数 nm から数 10 nm の領域にある極端紫外光 (EUV: Extreme Ultraviolet) は数 10 から 100 eV 前後の光子エネルギーを持ち、物質との相互作用が大きい。このため微細加工用の光源として期待されている。特に、半導体製造プロセスにおける集積回路パターンのさらなる微細化のためには、リソグラフィ用光源の短波長化が必要不可欠とされ、波長 13.5 nm の光源開発が精力的に行われている⁽¹⁾。また、パルスパワー技術の進展により、コヒーレンスのある EUV 領域の光源である軟 X 線レーザーも開発され、Ne 様 Ar 衝突励起キヤピラリー放電では波長 46.9 nm のレーザーが安定して発振しており、さらなる短波長化の研究開発が行われている。

本解説では、最初に次世代リソグラフィ用光源として数年後の実用化を目指して行われている放電型 EUV 光源について、ついでコヒーレンスのある放電型軟 X 線レーザーの開発状況について紹介する。

2. 次世代リソグラフィ用 EUV 光源

高密度集積回路は、高速化、省エネを目的に、よく知られた Moore の法則にしたがって微細化が進んできた。現在はリソグラフィ用光源として ArF レーザー (波長 193 nm) が用いられ、液浸露光技術やダブルパターンニング技術によりハーフピッチ 32 nm の線幅が得られるまでになっている⁽²⁾。しかし、数年後に迫った次世代リソグラフィで要求されている線幅 22 nm に対応するためには、照明光学系の技術改良だけでは限界を迎えている。光学系の分解能 R は次式の Rayleigh の式にしたがうため、光源波長そのものを短くする必要があり、10 nm 領域の EUV 光源開発が開始された。

$$R = k_1 \frac{\lambda}{NA}$$

ここで k_1 は Rayleigh の定数、 λ は光源波長、 NA は開口数である。

ところで、EUV 光に対しては透過率の高い硝材が存在しないため、EUV リソグラフィでは真空中に組んだ反射光学系が使われる。当初、多価電離したキセノン (Xe^{10+}) から得られる 11 nm 領域の EUV 光に対して 70 % 程度の反射率を持つ Mo/Be 多層膜反射ミラーを用いて光源開発が行われた。しかし、Be が毒性を有し、Mo/Be は多層膜としての安定性にも欠けることから、中心波長 13.5 nm に対して 70 % 程度の高い反射率が得られる Mo/Si 多層膜反射ミラーを使用することになり、 Xe^{10+} の 4d-5p 遷移による発光⁽³⁾ を利用することになった。さらに最近では、入力電気エネルギーから光エネルギーへの変換効率が高いスズ (Sn) が発光媒体として利用されている。

商業的に用いられる光源に対しては、12 インチウェハを 100 枚/時で露光できることとされている。このために、レジストの感度 5 mJ/cm^2 を前提として、中間集光点でのインバンド (中心波長 13.5 nm でスペクトル幅 2 %) 出力 115 W、繰り返し周波数 7 kHz 以上、光源の大きさとして $3.3 \text{ mm}^2\text{sr}$ が要求仕様とされている。しかしながら最近では、レジスト感

度は 10 mJ/cm^2 が現実的とされ、インバンド出力として 180 W が要求されるようになった。また、露光装置の寿命は、発光点から飛来するデブリが照明光学系の多層膜反射ミラーへの付着等を起こし、反射率の低下を招くことによることから、デブリの少ない光源が要求されている。すなわち、高出力でクリーンかつ安定な光源が求められている。

2-1 放電光源の方式

上述したように、EUV 光源は高温・高密度プラズマ中の多価イオンの線スペクトルを利用する光源である。この高温・高密度プラズマの発生方法により、放電生成プラズマ (DPP: Discharge Produced Plasma) を用いる方式とレーザー生成プラズマ (LPP: Laser Produced Plasma) を用いる方式とに大別され、それぞれが実用機への搭載を目指して開発が進められている。実用化を目前に控えた現在も、両方式の開発競争はなお決着がつかないが、現段階で出力に勝る DPP が最初に採用されるものと期待されている。

DPP-EUV 光源の研究は、その開発初期には図 1 に示す様な種々の方式が検討された。ドイツ・Xtreme 社等の Z ピンチ方式、米国・Sandia 研究所等のキャピラリー放電方式、米国・Cymer 社等のプラズマフォーカス方式、オランダ・Philips 社等のホローカソード放電方式などについて、出力やサイズなどの光源としての特性やコストなど、様々な点で比較検討された⁽¹⁾。これら

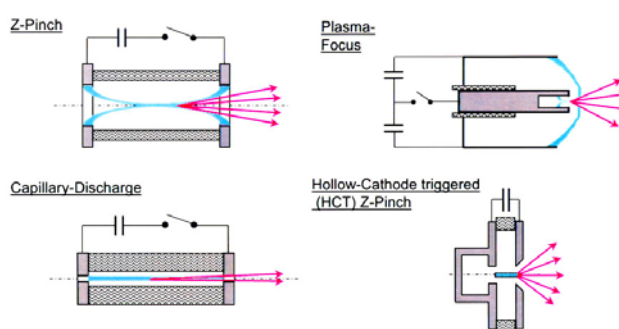


図 1 DPP 光源の放電方式

の研究成果については、2002 年から毎年開催されている EUV リソグラフィ国際会議 (EUVL Symposium) で報告されてきた。日本では、2002 年の技術研究組合極端紫外線露光システム技術開発機構 (EUVA: Extreme Ultraviolet Lithography System Development Association) の発足後、EUVA 御殿場分室が放電光源開発の中心的役割を果たしてきた⁽⁴⁾。また、EUVA からの再委託により東京工業大学および熊本大学において放電光源に関する基礎研究が実施されてきた。

以下では、東京工業大学の筆者らのグループで行われている DPP 光源の開発状況について述べる。

2-2 キャピラリー-Z ピンチ型放電光源

13.5 nm の線スペクトルは Xe^{10+} の $4d-5p$ 遷移から得られるが、線スペクトルへの高いエネルギー変換効率を得るためには、電子数密度 $10^{24} \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度 $40 \sim 50 \text{ eV}$ のプラズマを生成する必要がある⁽⁵⁾。このような高温・高密度プラズマを生成し、これを定常的に維持することは非常に難しい。このため、パルスパワー技術を利用し、プラズマに大電流を流し、このとき生成されるプラズマ

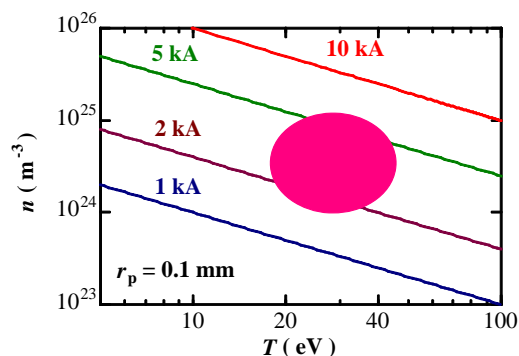


図 2 圧力平衡プラズマの温度-密度

周囲の方位角方向磁界と放電電流自身によるローレンツ力によって、動的にプラズマを圧縮加熱する高速Zピンチ放電を用いてパルスプラズマを生成する。図2はプラズマ半径を0.1 mmとしたときの圧力平衡に必要な放電電流値を示している。この図より、少なくとも数 kA の放電電流を必要とすることがわかるが、現実には 10 kA 程度以上の放電電流を流す。

筆者らのグループでは当初、プラズマの位置安定性を考慮して、キャピラリー放電型の光源について研究を行った。図3に放電部の概略を示す。内径 2 mm、長さ 10 mm のアルミナセラミックス製キャピラリーを使用し、陰極後方から Xe を供給している。

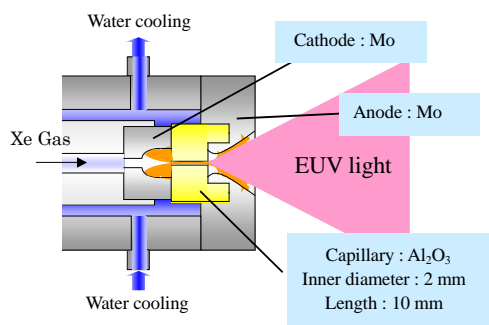


図3 キャピラリー放電部の概略

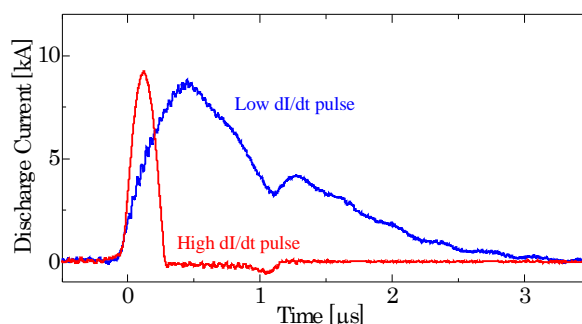


図4 放電電流波形

放電電流パルス幅の影響を調べるために、図4に示す2種類のパルス電流、すなわち電流波高値はほぼ同じ 9 kA であるが、立ち上がり時間 160 ns、パルス幅 320 ns (High dI/dt) と立ち上がり時間 500 ns、パルス幅 3 μs (Low dI/dt) のパルス電流を用いて、EUV 出力およびプラズマの位置安定性を調べた。その結果、高い dI/dt の場合の方がプラズマは強く圧縮され、高い EUV 出力 (EUV 出力波形を図5に示す) と良好な位置安定性が得られた⁽⁶⁾。

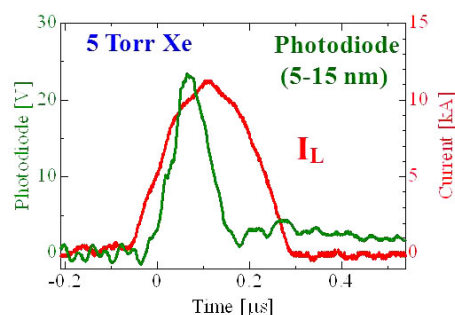


図5 放電電流と EUV 出力波形

さらに、マルチチャンネル可視分光器 (Ocean Optics 社製, HR2000) を用いて 300~700 nm の領域で分光計測を行った。結果を図6に示す。電流の立ち上がりが遅い場合 (slow pulse) にはキャピラリーや電極を構成する様々な元素のスペクトルが観測されているが、立ち上がりが速くなる (fast pulse) とごく限られた原子スペクトルのみが観測された。これより、供給電流の立ち上がりを高速化することで、デブリの低減に効果があることが分かった。しかしながら、キャピラリー放電では、キャピラリー壁面が高温のため溶出し、これがデブリとなって飛散することが重大な問題となった。デブリ低減のために、キャピラリーを冷却することも検討されたが、入力電力に対し除熱が追い

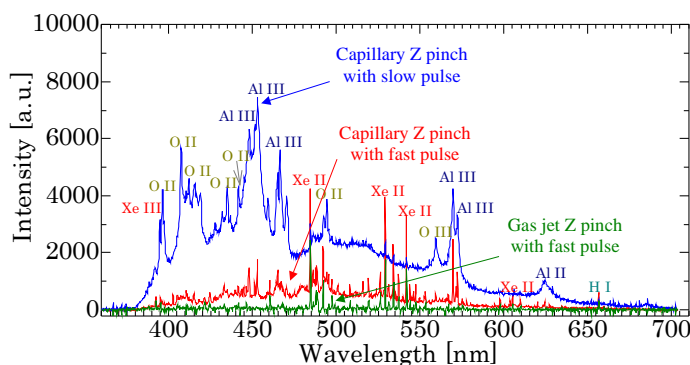


図6 可視光領域における不純物線スペクトル

つかないとの見積りもあり，次節のガスジェット放電電極の開発を行った。

2-3 ガスジェット放電光源

デブリの低減・遮蔽を行うために，放電管を持たない同軸二重円筒ノズル型放電部を開発した⁽⁷⁾、⁽⁸⁾。概略図を図7に示す。電極を兼ねる同軸二重円筒の内側からは放電ガス，外側からはデブリ遮蔽用のカーテンガスを射出し，対向して置く電極側からガスを回収する。

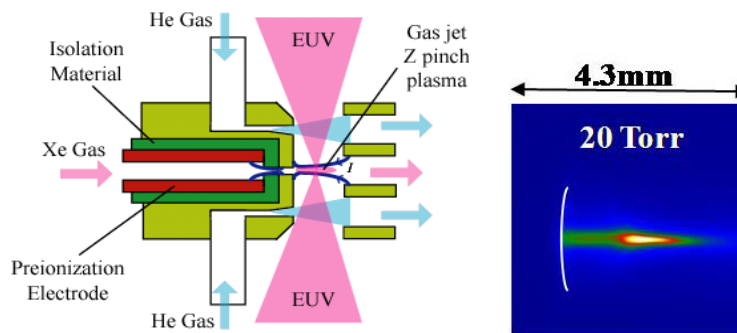


図7 同軸二重円筒ノズル型放電部 図8 EUV プラズマ

EUV 光は，射出ガスに対して垂直方向に放出される。本放電部には放電管がないため，これまでの方法に比べて熱負荷低減の点でも有利で，不純物スペクトルがキャピラリー放電の場合に比べて格段に減少する（図6の Gas jet Z pinch）。

図8は，放電ガス（Xe）の供給圧を 20 Torr としたときに，直径 50 μm のピンホール，Zr フィルタおよび X 線 CCD（Andor 社製 DO434）を用いたピンホールカメラで撮影した EUV 領域の発光像である。発光像の軸方向および半径方向の長さの半値全幅はそれぞれ 0.92 mm および 0.16 mm で，面積は 0.10 mm^2 となり，極めて小さな発光点が得られている。

Xe を放電ガスとして用いる限り，エネルギー変換効率は高々 1 % 程度で，要求仕様を満たす高出力を得ることが難しい。そこで，最近では変換効率高いスズが放電媒体として用いられるようになった。

2-4 レーザーアシスト DPP スズ光源

スズは 10 価から 13 価のイオンが 13.5 nm にスペクトルを持つため⁽⁹⁾に，3 % 程度の高い変換効率が期待され，スズを放電媒体とした光源開発が行われている。スズは常温で固体のため，放電光源とするためには，スズを蒸発させ，これに電流を流して Z ピンチを起こす必要がある。このために集光したレーザーが使用され，この方式はレーザーアシスト DPP

（LA-DPP: Laser Assisted DPP）光源と呼ばれている。変換効率が最大となるプラズマ条件は Xe の場合と大差はなく，電子密度 10^{24} m^{-3} ，電子温度 30 eV 程度である⁽⁹⁾。

LA-DPP 光源の概念図

と筆者らが使用している放電部の構造をそれぞれ図9および図10に示す。放電部はレーザートリガ真空スイッチと考えることができ，高電圧を印加するためのスイッチを特に必要としないという特徴がある。

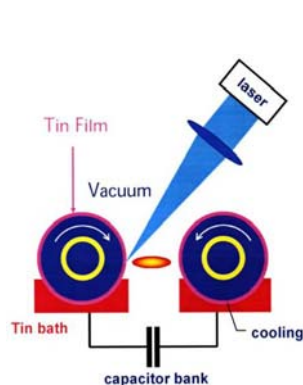


図9 LA-DPP 放電部

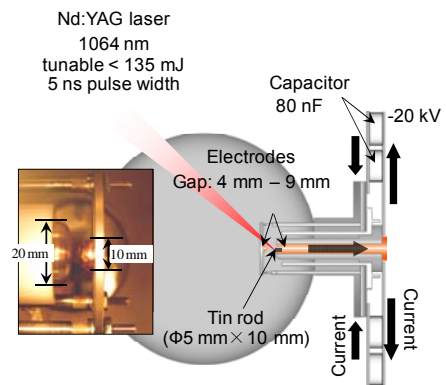


図10 放電部の構造

図 11 に LA-DPP での放電電流と EUV 出力波形の一例を示す。図 12 はレーザー照射後 118 ns に撮影した Sn⁺ からの発光像である。レーザー照射された陰極は右側にあるが、電極中間に圧縮されたピンチプラズマを観測することができる。また、図 13 は EUV 発光像であるが、図 12 の強く圧縮されたピンチ位置付近に発光点があることがわかる。また、図中には直径 1 mm の円が描かれているが、非常に小さな発光点が見られることがわかる。

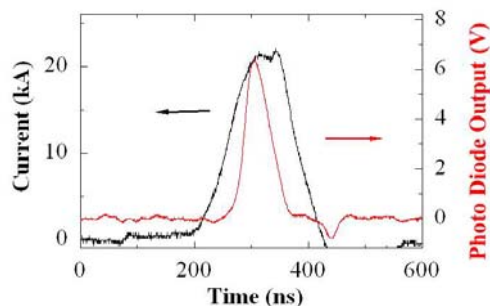


図 11 LA-DPP の放電電流と EUV 出力波形

2-5 EUV 光源のまとめ

リソグラフィ用 EUV 放電光源は、Xe の Z ピンチ方式を中心として開発が進められてきたが、電極の熱除去やエネルギー変換効率の増大のために、最近ではスズの LA-DPP 光源が精力的に開発されている。世界的には、放電光源は Xtreme/ウシオ/EUVA に一本化された。本年開催の EUVL Symposium では、発光点出力 640 W/2πsr, 変換効率 2.13% で、中間集光点出力 14.7 W が報告されている。コレクターミラーの多層化による集光効率の増大により、中間集光点で 51 W が見込まれるとしている。量産用リソグラフィ光源として放電光源が投入されることを期待したい。

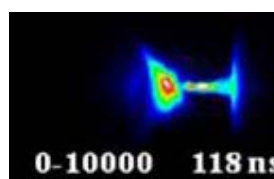


図 12 Sn⁺ の発光



図 13 EUV 発光像

3. キャピラリー放電型軟 X 線レーザー

軟 X 線領域のレーザーは、光子エネルギーが高く、物質と分子・原子レベルで強い相互作用を示すため、物質の物理化学的構造解析やナノテクノロジー、さらには生命科学あるいは高密度プラズマの計測などの分野において、その実現が強く望まれてきた。しかしながら、レーザー発振に必要な励起パワーは、電子衝突励起の場合、発振波長の 4 乗に反比例して増大するため⁽¹⁰⁾、放電プラズマによるレーザー発振の実現は非常に困難であった。このため、1994 年に J. J. Rocca らによって、高速キャピラリー放電を用いて生成されたプラズマによりレーザー発振が実現される⁽¹¹⁾までは、高エネルギーパルスレーザーの照射により生成されたプラズマを発振媒体とするものだけが報告されていた^{(12),(13)}。

しかし、放電プラズマを発振媒体として利用することにより、電氣的蓄積エネルギーからレーザーエネルギーへの変換効率を極めて高くできることが期待された。そして、近年におけるパルスパワー技術の急速な進展により、高速キャピラリー放電により生成された Z ピンチプラズマを用いて、軟 X 線レーザーの発振が実現されるようになった。J. J. Rocca らにより、最初に報告されたキャピラリー放電型軟 X 線レーザーは、ネオン様アルゴン (Ne 様 Ar) の電子衝突励起による 3p-3s 遷移を用いた波長 46.9 nm のものであった⁽¹¹⁾。その後、キャピラリー Z ピンチプラズマによる Ne 様 Ar レーザーの発振は、2001 年以後、G. Niimi ら⁽¹⁴⁾ や A. Ben-Kish ら⁽¹⁵⁾ から報告され、一様性の高い予備電離プラズマを利用することで、磁気閉じ込めプラズマに発生する磁気流体 (MHD: MagnetoHydroDynamics) 不安定性の成長を抑え、再現性の良いレーザー発振が可能になった⁽¹⁶⁾。その後、世界各地でも発振の確認

が行われ⁽¹⁷⁾⁻⁽²⁰⁾, キャピラリー放電 Z ピンチ方式による軟 X 線レーザーの研究が進められている。

最初に, 代表的な電子衝突励起型の軟 X 線レーザーである Ne 様 Ar 軟 X 線レーザーの研究について紹介した後, 発振波長の短波長化を目的として行われている再結合型水素様窒素 (H 様 N) 軟 X 線レーザーの研究について紹介する。

3-1 電子衝突励起キャピラリー放電型軟 X 線レーザーの発振条件

Ne 様 Ar の電子衝突励起によるキャピラリー放電型軟 X 線レーザーでは 3p-3s 遷移 ($J=0-1$) を用い, 発振波長は 46.9 nm である。レーザー媒質は 8 価に電離された Ar イオンで, このようなイオンはキャピラリー Z ピンチ放電の最大ピンチ付近で得られる高温・高密度プラズマ中で生成される。このため, レーザー発振に適したプラズマの維持時間は数 ns と短い。この波長領域に適したミラーがないことと, レーザー発振に適したプラズマの維持時間が短いことから, ASE (Amplified Spontaneous Emission) が使われている。

電子衝突励起による軟 X 線レーザーの発振条件について, V. N. Shlyaptsev らが, 必要とされる Z ピンチパラメーターをシミュレーションにより検討している⁽²¹⁾。それによると, Ne 様 Ar の 3p-3s 遷移の場合, プラズマ半径 150-250 μm , 電子密度 $(0.5-2) \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, 電子温度 60-90 eV が必要である。V. N. Shlyaptsev らは, さらに最小 Z ピンチ電流で利得が得られる条件を導いている。その結果, 最適値として, キャピラリー半径 $\sim 2 \text{ mm}$, 正弦波電流波高値 10-12 kA, 半周期 60-80 ns を得ている。

3-2 Ne 様 Ar 軟 X 線レーザー発振の観測

Ne 様 Ar 軟 X 線レーザー発振の実験に用いられるパルスパワー装置の例を図 14 に示す。この装置では, LC 反転回路に貯えられていた一次エネルギーを, 昇圧トランスを介して一旦, 中間コンデンサーに転送し, その後, キャピラリーを含む低インダクタンス回路に放出することにより, 短パルス大電流を得ている。

直径 3 mm のアルミナセラミックス製キャピラリーに Ar を 500 mTorr 充填し, これにパルス幅 100 ns, 電流値 30 kA の正弦波電流を流したとき, 軸方向に設置された XRD (X-ray Diode)⁽²²⁾ で観測された信号を図 15 に示す。時刻 40 ns に観測されるスパイクがレーザー発振を示している。斜入射分光器による測定から, 発振波長 46.9 nm が確認された⁽²³⁾。プラズマ長が 90 mm の場合には観測される XRD の波高値が非常に小さい。しかし, プラズマ長を長くするとともに XRD 信号は指数関数的に大きくなっていく。

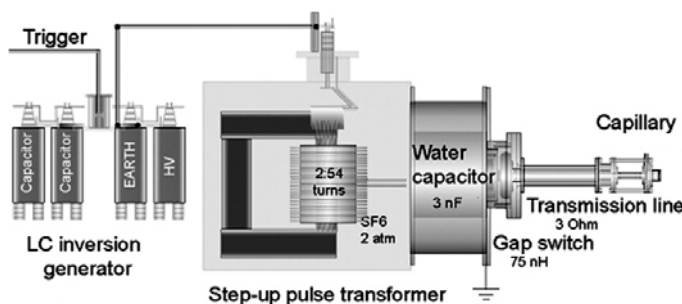


図 14 キャピラリー放電型軟 X 線レーザー装置

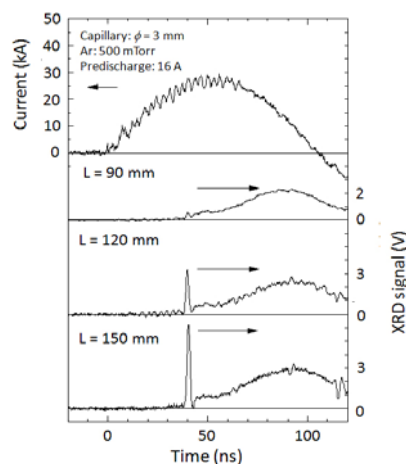


図 15 電流および XRD 出力波形

プラズマ長と XRD 信号との関係を図 16 に示す。プラズマ長を L 、利得を G としたとき、レーザー出力は Linford の式⁽²⁴⁾により

$$I \propto \frac{(e^{GL} - 1)^{3/2}}{(GL e^{GL})^{1/2}}$$

と与えられる。簡単な近似として $GL > 2$ の場合には

$$I \propto \frac{e^{GL}}{(GL)^{1/2}}$$

となる。図 16 の直線の傾きより、利得 G として 0.8 cm^{-1} が得られ、このとき得られた最大利得長積 GL は 12 であった。Ne 様 Ar 軟 X 線レーザーでは、多くの場合、プラズマ長が 150 mm を越える付近で出力が飽和を示すようになる^{(25),(26)}。

放電電流値を変化させると、レーザー発振するガス圧の領域が変化する⁽¹⁶⁾。この様子を図 17 に示す。上述したように、レーザー発振に最適なプラズマの温度・密度領域が存在する。したがって、放電電流値を増大させると最適プラズマが生成されるガス圧が高くなり、必然的にレーザー出力が最大となるガス圧が増加するとともに、レーザー準位の密度が高くなるため、レーザー出力そのものも大きくなる。この実験でレーザー発振が観測された最小電流値は 9 kA であった。この値は Shlyaptsev らがシミュレーションにより求めた値⁽²¹⁾よりも若干低い値である。

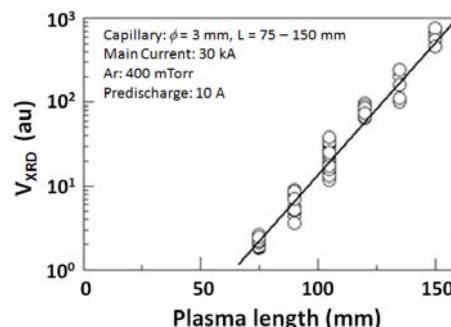


図 16 プラズマ長とレーザー出力

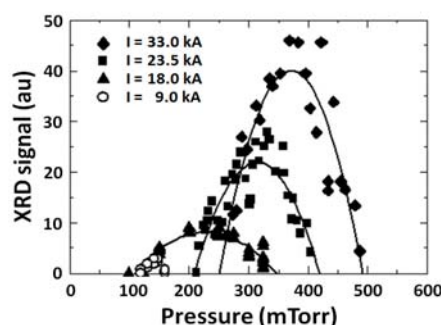


図 17 レーザー出力のガス圧依存性

3-3 電子衝突再結合キャピラリー放電型軟 X 線レーザー

前節で述べた電子衝突励起キャピラリー放電型軟 X 線レーザーの場合、レーザー準位間の主量子数が同じであるため、短波長化に当たっては、多価電離した重イオンを用いる必要がある。そのため、これに用いるパルスパワー電源にも高速大電流の放電能力が要求される。これに対し、再結合の場合には主量子数の異なるレーザー準位間の遷移を用いるため、比較的軽いイオンを使用できる。このため、同じレーザー波長で比較した場合、電子衝突励起に比べて再結合の方がパルスパワー電源への要求ははるかに軽減され、既存のパルスパワー電源を少し改良すれば、再結合キャピラリー放電型軟 X 線レーザーの発振に使用できると考えられる。

再結合キャピラリー放電型軟 X 線レーザーの検証実験には、水素様炭素 (H 様 C) が良く用いられている。キャピラリーをポリエチレンあるいはポリアセタルのような炭素を含む高分子材料で製作し、真空放電によってキャピラリー壁を蒸発させた後、Z ピンチすることによって高温・高密度プラズマを生成し、一旦、多価電離イオンを作る。最大ピンチ後の膨張過程で再結合を促し、主量子数 $n=2$ と 3 の準位間に反転分布を形成することによってレーザー発振を起こす。この場合のレーザー発振波長は 18.2 nm である。多くの実験が行われ⁽²⁷⁾⁻⁽³⁰⁾、利得の計測が行われたが、現在まで、飽和出力にまで達するレーザー発振の報告は未だない。

筆者らが行った Ne 様 Ar 軟 X 線レーザーの実験において、長さ 330 mm のキャピラリー

を用いた場合、図 18 に示すように、1 回の放電で 2 回の XRD パルス信号が観測されることがあった⁽³¹⁾。筆者らが用いた実験条件を取り入れて行った P. Vrba らのシミュレーションによれば、最初のパルスは最大ピンチ直前で観測される Ne 様 Ar のレーザー発振である。2 つ目のパルスは最大ピンチ後の膨張過程で観測され、Be 様 Ar の再結合軟 X 線レーザー(波長 42.6 nm)の可能性がある。しかし、ダブルスリットを用いた干渉計測から求めた 2 つめのレーザー波長は 44.1 ± 3.0 nm であり、再結合軟 X 線レーザーの確認までには至っていない。

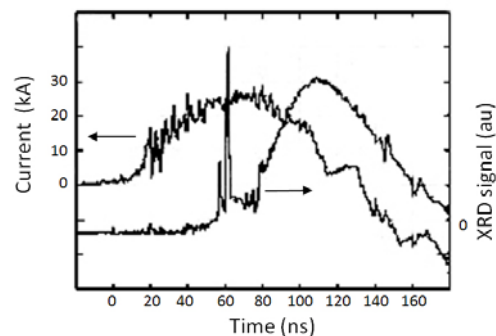


図 18 レーザー信号が 2 回観測された例

3-4 再結合水素様窒素軟 X 線レーザー

再結合キャピラリー放電型軟 X 線レーザーの短波長化を目指し、波長 13.4 nm の水素様窒素 (H 様 N) 再結合レーザーの研究が進められている。このレーザーでは、波長が EUV 領域に入るので、光学系に Mo/Si 多層膜ミラーを使用できる。このため、実現できれば応用の幅が広がり、EUV リソグラフィの光学系計測にも使用できる。

このレーザーの発振可能性は P. Vrba らのシミュレーションによって示されている⁽³²⁾。図 19 に、立ち上がり 40 ns、電流値 60 kA の正弦波電流を、圧力 0.5 kPa の窒素が充填された内径 3 mm のキャピラリーに放電した場合の窒素イオンの密度変化を示す。時刻 35 ns 付近で最大ピンチが起こり、7 価に電離した窒素イオンが生成される。その後のプラズマ膨張過程で再結合が促進され、37 ns 以後では、6 価イオンの主量子数 $n=2$ と 3 の準位間で反転分布が形成され、反転分布密度の大きな 37.5 ns 付近で 1 cm^{-1} 以上の利得が期待される。

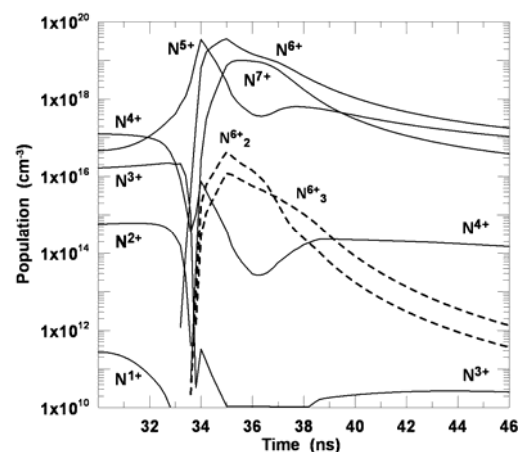


図 19 占有密度の時間変化

3-5 再結合水素様窒素軟 X 線レーザーに向けた実験

上述したように、立ち上がり 40 ns、電流値 60 kA で、H 様 N 再結合キャピラリー放電型軟 X 線レーザーの実現の可能性が示された。このため、筆者らも短パルスかつ大電流放電が可能でパルスパワー電源開発を行い、予備実験を開始した^{(33),(34)}。パルスパワー電源については、キャピラリー負荷回路を含めた放電回路の浮遊インダクタンスを低減し、従来の半分程度にできた。また、主放電スイッチとキャピラリーの間を伝送線路で結び、入射波と反射波が同位相で重畳するようにして、電流値の増大を計った。その結果、中間コンデンサーの充電電圧 250 kV にて、パルス幅 70 ns 程度、波高値 70 kA の放電電流が得られた。

図 20 に放電電流を 70 kA とした場合の電流波形と XRD 信号波形を示す。XRD には異なるフィルターを用い、透過波長領域を 20 nm 以下および 3 nm 以下としている。10 ns 付近

から 20 nm 以下の軟 X 線が観測され、5 価窒素イオンの存在が確認される。その後 40 ns 付近で 3 nm 以下の H 様 N 再結合放射が観測される。ただし、最大ピンチ時刻付近でこの放射が見られることから、急速な膨張冷却による 7 価の窒素イオンの再結合に伴って放射された軟 X 線とは断定できない。今後、放電の最適化を行うとともに、小信号利得の計測を行う予定である。

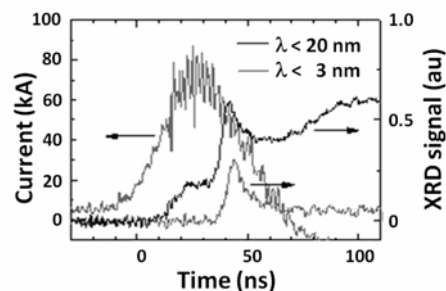


図 20 電流および XRD 信号波形

3-6 軟 X 線レーザーのまとめ

電子衝突励起キャピラリー放電型 Ne 様 Ar 軟 X 線レーザー（波長 46.9 nm）は、最初に発振が確認されてから既に 15 年ほどが経過し、長尺のキャピラリーを用いることにより、指向性が高く、コヒーレンスの良い飽和出力が得られている。コヒーレンスの良さを利用して、レーザー生成高密度プラズマの干渉計測への応用がなされた⁽³⁴⁾。また、キャピラリー放電型軟 X 線レーザーでは、光子エネルギーが高いたけではなく、レーザー出力そのものが高いため、微細加工への応用もなされた⁽³⁵⁾。Ne 様 Ar 以外の電子衝突励起では、硫黄（波長 60.8 nm）⁽³⁶⁾や塩素（波長 52.9 nm）⁽³⁷⁾の飽和出力に達するレーザー発振が確認された。また、Ni 様 Cd のレーザー発振（波長 13.2 nm）も確認されている⁽³⁸⁾。しかしながら、短波長化のためには、プラズマ生成用パルスパワー電源の急激な高出力化も要求される。このため、比較的低い出力でも発振可能と考えられる再結合型軟 X 線レーザーの開発研究が行われている。生成のための放電制御が難しい H 様 C 再結合レーザー（波長 18.2 nm）の研究に代わって、最近では、常温で気体である窒素を用いた H 様 N 再結合レーザー（波長 13.4 nm）の研究が精力的に行われている。

4. まとめ

放電プラズマを用いた EUV 光源について述べた。波長 13.5 nm のリソグラフィ用 EUV 光源は Xe を用いて開発が始まったが、近年、スズを放電媒体とすることで高出力が得られるようになり、数年内には量産用光源として現場に投入される予定である。また、コヒーレンスを有する軟 X 線領域のキャピラリー放電型レーザーも、波長 36.9 nm の電子衝突励起 Ne 様 Ar では安定した発振が確認されている。さらに、短波長の再結合型軟 X 線レーザーの飽和利得発振を目指した研究開発が精力的に行われており、近い将来、実現できるものと期待している。

謝辞

EUV 光源に関する研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）の「極端紫外線(EUV)露光システムの基盤技術開発研究」の一環として実施され、研究の一部は極端紫外線露光システム技術開発機構(EUVA)との共同研究として実施された。また、EUV 光源に関する研究および軟 X 線レーザーに関する研究は、文部科学省科学研究費補助金基盤研究 (A)、(B) および (C) の補助を受けて実施された。

軟 X 線レーザーの研究に関し、共同研究者であるチェコ共和国プラズマ物理研究所の P. Vrba 博士に感謝致します。実験全般において東京工業大学・大学院総合理工学研究科・創造

エネルギー専攻の修了生および在学生の協力を得た。ここに付記し謝意を表す。

参考文献

- (1) V.Bakshi ed. : EUV Sources for Lithography, SPIE Press (2005)
- (2) http://www.itrs.net/Links/2009ITRS/2009Chapters_2009Tables/2009_Litho.pdf
- (3) M.A.Klosner and W.T.Silfvast: J.Opt.Soc.Am.B, Vol.17 (2000) p.1279
- (4) <http://www.euva.or.jp/index.html>
- (5) M.Masnavi, M.Nakajima, et al.: Jpn.J.Appl.Phys., Vol.43, No.12 (2004) p.8285
- (6) I.Song, K.Iwata, Y.Homma, et al.: Jpn.J.Appl.Phys., Vol.44, No.12 (2005) p.8640
- (7) Song I., Mohanty R.M., et al.: J.Plasma Fusion Res., Vol.81, No.9 (2005) p.647
- (8) I.Song, Y.Kobayashi, et al.: Microelectronics Eng., Vol.83, pp.710-713 (2006)
- (9) M.Masnavi, M.Nakajima, E.Hotta et al.: J.Appl.Phys., Vol.101, 033306 (2007)
- (10) R.C.Elton: *X-Ray Lasers*, Academic Press, San Diego, (1990) p.61
- (11) J.J.Rocca, V.Shlyaptsev, F.G.Tomasel, et al.: Phys.Rev.Lett., Vol.73 (1994) p.2192
- (12) D.L.Matthews, P.L.Hagelstein, et al.: Phys.Rev.Lett., Vol.55 (1985) p.1753
- (13) S.Suckewer, C.H.Skinner, H.Milchberg, et al.: Phys.Rev.Lett., Vol.55 (1985) p.1753
- (14) G.Niimi, Y.Hayashi, M.Nakajima, et al.: J.Phys.D: Appl.Phys., Vol.34 (2001) p.2123
- (15) A.Ben-Kish, M.Shuker, et al.: Phys.Rev.Lett., Vol.87 (2001) 015002-1
- (16) G.Niimi, Y.Hayashi, N.Sakamoto, et al.: IEEE Trans.Plasma Sci., Vol.30 (2002) p.616
- (17) G.Tomassetti, A.Ritucci, A.Reale, et al.: Euro.Phys.J.D, Vol.19 (2002) p.73
- (18) K.Kolacek: SPIE, Vol.5228 (2003) p.557
- (19) Y.Zhao, Y.Cheng, B.Luan, Y.Wu, et al.: J.Phys.D: Appl.Phys., Vol.39 (2006) p.342
- (20) C.A.Tan and K.H.Kwek: J.Phys.D: Appl.Phys., Vol.40 (2007) p.4787
- (21) V.N.Shlyaptsev, A.V.Gerusov, A.V.Vinogradov, et al.: SPIE, Vol.2012 (1993) p.99
- (22) Y.Hayashi, H.Ghomi, Y.Zhao, Y.Cheng, et al.: Jpn.J.Appl.Phys., Vol.47 (2008) p.977
- (23) Y.Hayashi, Y.Xiao, N.Sakamoto, et al.: Jpn.J.Appl.Phys., Vol.42 (2003) p.5285
- (24) G.J.Linford, E.R.Peressini, W.R.Sooy, et al.: Appl.Optics, Vol.13 (1974) p.379
- (25) J.J.Rocca, et al.: IEEE J.Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.1 (1995) p.945
- (26) A.Ritucci, G.Tomassetti, A.Reale, et al.: Europhys.Lett., Vol.63 (2003) p.694
- (27) J.J.Rocca, J.L.A.Chilla, S.Sakadzic, et al.: SPIE, Vol.4505 (2001) p.1
- (28) C.Steden and H.-J.Kunze: Phys.Lett. A, Vol.151 (1990) p.534
- (29) J.J.Rocca, M.C.Marconi, et al.: IEEE J.Quantum Electronics, Vol.29 (1993) p.182
- (30) H-J.Shin, D-E.Kim and T-N.Lee: Phys.Rev., Vol.E 50 (1994) p.1376
- (31) E.Hotta, Y.Sakai, G.Niimi, Y.Hayashi, M.Watanabe, et al.: 28th ICPIG (2007) WB2
- (32) P.Vrba, M.Vrbova, N.A.Bobrova, et al.: Central European J.Phys., Vol.3 (2005) p.564
- (33) Y.Sakai, T.Komatsu, Y.Xiao, I.Song, et al.: IEEE Trans.FM, Vol.127 (2007) p.675
- (34) Y.Liu, M.Seminario, F.G.Tomasel, C.Chang, et al.: Phys.Rev.A, Vol.63, 033802 (2001)
- (35) J.J.Rocca, E.C.Hammarsten, et al.: Phys.Plasmas, Vol.10 (2003) p.2031
- (36) J.J.Rocca, et al.: Nuclear Instrum. and Methods in Phys.Res. A, Vol.507 (2003) p.515
- (37) F.G.Tomasel, J.J.Rocca, V.N.Shlyaptsev, et al.: Phys.Rev.A, Vol.55 (1997) p.55
- (38) M.Frati, M.Seminario, and J.J.Rocca: Optics Lett., Vol.25 (2000) p.1022