

極紫外リソグラフィー用プラズマ光源

富江 敏尚

Plasma Source for Extreme Ultraviolet Lithography

Toshihisa TOMIE

Plasma source is expected to produce an extreme ultraviolet (EUV) power large enough for high throughput lithographic wafer printing. Present status of plasma source development is reviewed and theoretical consideration on the ideal source is described.

Key words: extreme ultraviolet lithography (EUVL), plasma source, conversion efficiency, debris, rare earth ions

筆者は、極紫外リソグラフィー (EUVL: extreme ultraviolet lithography) 用プラズマ光源に関して詳細な技術的考察を行い、報告書をまとめている¹⁾。本稿では、その要点を紹介する。

EUVL 用の光源には、

- 1) エタンデュが $1 \text{ mm}^2 \text{ str}$ 以下で、
- 2) 波長 $13 \sim 14 \text{ nm}$ の範囲のバンド幅 2% 以内に
- 3) 時間平均パワー 50 W 以上が得られ、
- 4) 光源からの飛散物や輻射による初段捕集多層膜反射鏡の汚染損傷の寿命 1 年以上

が必要とされている。

1) の条件は、エタンデュ (= 面積 \times 立体角) が光学像転写では小さくできないので、利用する光源のエタンデュがリングフィールド縮小転写結像光学系のそれより小さい、ということで決まる。

Mo/Si 多層膜を採用することが決定されているので、2) の条件が要求される。初段集光鏡、照明系 6 枚、マスク 1 枚、結像系 6 枚の計 14 枚の多層膜反射鏡を用いると、全体の透過率は、1 枚の反射率が 65% のとき 0.24%、67% のとき 0.364% になる。わずか 2% の違いで、透過率が 1.5 倍も変わるので、少しでも大きな反射率が必要なこと、用いる材料に毒性がないこと、多層膜が安定であることの要請か

ら、Mo/Si 多層膜が選択されている。

多層膜 14 枚のシステムで、直径 12 インチのウェハを 1 時間に 80 枚以上露光するためには、レジスト感度 4 mJ/cm^2 程度を仮定すると、照明光学系に取り込めるパワーとして 50 W 以上が必要である。感度 2.5 mJ/cm^2 のレジストの実験で、解像度 50 nm であったという報告がある²⁾。この値は、ショットノイズ限界と大きな開きはないので、解像度 30 nm 程度のためには 4 mJ/cm^2 は適当な値である。多層膜の枚数が 2 枚増えると透過率が $1/3$ も減る。照明系の光学設計が違うために、 150 W 以上というスペックを示すステッパーメーカーもある。

強力な光源として放射光が知られているが、輻射が得られる角度が mrad のオーダーで小さいために、捕集立体角の大きな集光鏡が開発されても角度積分した光量は増えず、2% バンド幅 @ 13 nm のパワーは数ワットにしかならない。一方、プラズマ光源は点光源であるので、 $\pi \text{ str}$ 程度の広い立体角の捕集が可能になれば、放射光をはるかに上回る大きなパワーが供給できる。

ただ、この初段の捕集用の多層膜反射鏡は 1 年程度はメンテナンスフリーでなければならない、とされている。おびただしい量が発生することが知られていたプラズマからの飛散粒子 (デブリ) の発生を抑制できるかどうかにか

EUVL の成否がかかっていた。

1. プラズマ光源開発の現状

1.1 経緯概略

1990年代前半に、米国ローレンスリバモア国立研究所(LLNL)では、EUVL用の最有望元素としてSnとAuに注目し、最適レーザー照射条件、変換効率などを調べている³⁾。ところが、固体ターゲットを用いる場合は、プラズマ生成時にマイクロメートル前後の微粒子(デブリ)が大量に発生することが、光源としての利用の妨げになることが1970年代から知られていた。あらためて、13 nm EUV光への変換効率を最大にする照射条件での、デブリ発生量、粒径、光学表面への堆積速度などが実験的に調べられ、速度が大きすぎて機械的シャッターでの遮断は不可能であること、筆者らが最初に示したHeガスでのデブリ遮断⁴⁾では0.5 μm以上の粒径のデブリはほとんど抑制できない⁵⁾こともわかった。

固体ターゲットの採用は諦められ、水滴、アルコールなどの気化しやすい材料の研究が始まっている^{6,7)}。Xeの氷薄膜の実験で、おびただしい量のXeガスの発生と多層膜

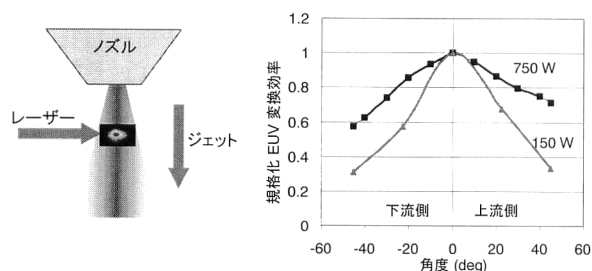


図1 SNLとTRWが開発しているXeジェットLPP。ノズルの劣化とそれによるデブリの発生を抑制するため、ノズル先端から離れた場所で十分に高い密度を得るためのノズルの冷却法と、EUV光を吸収する中性のXeガスの効率よい回収技術が開発課題である。

を損傷させる氷の破片が発生し、EUVL用にはならないと判断しXeの氷の実験を続けていたサンディア国立研究所(SNL)のKubiakら⁸⁾は、ガスジェットをX線レーザー用媒質に用いるFiedorowiczら⁹⁾の報告にヒントを得て、Xeのガスジェット光源の研究を1990年代半ばに始めた¹⁰⁾。多層膜寿命が一挙に2桁以上延び、これにより、レーザー生成プラズマ光源(laser produced plasma: LPP)のデブリ問題が解決できるかもしれないという期待が高まった。EUVL実現の気運を高めたSNLの貢献は絶大である。

それ以降のSNLにおける精力的な研究により、デブリはかなり低減され、工学評価システム(ETS: engineering test stand)の光源として用いられている。平均出力500 Wのレーザー1台で励起して、捕集用多層膜に0.3 WのEUV光が到達していると報告¹¹⁾されている。

SNLで開発されているレーザープラズマ光源(LPP)と放電プラズマ光源(DPP)を例にして、光源の現状の性能を紹介する。

1.2 SNLでのLPPとDPP

図1は、XeガスジェットをターゲットとするLPPの概念図¹²⁾であり、図2は、フロリダ大学で発案・実験が行われ¹³⁾、SNLで開発が進められた中空細管DPPの概念図¹⁴⁾である。

1.2.1 XeジェットLPP

励起レーザーには、パルスは10~20 nsの、波長1 μmの半導体レーザー(laser diode: LD)励起QスイッチYAGレーザーが用いられる。平均パワー1 kW以上では、レーザーの集光特性を大きく損なうロッドの熱歪みをいかに抑制し補償できるかが重要であるが、発生熱の少ないLDで励起するYAGレーザー技術が、1990年代半ばにLLNLで開発されている。

レーザー光の高い吸収率とEUV光への高い変換効率のためには、いかに高い密度のプラズマが生成できるかが、

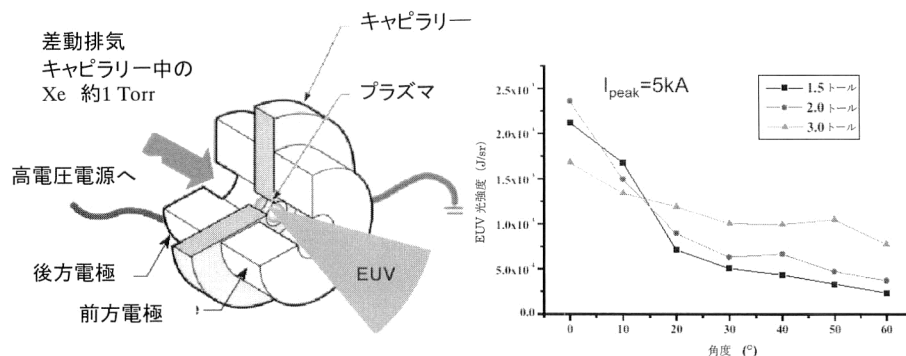


図2 SNLで開発されているキャピラリーDPP。ハイパワー化には、電極の冷却が大きな課題。電極およびキャピラリーの消耗によるデブリの抑制はきわめて困難な課題である。

表1 2000年10月時点での EUV 光源の性能.

	LPP Xe (SNL)	キャピラリー (SNL)	中空陰極管 (ブラウンホーファー研究所)
EUV エネルギー (ピーク値) (/(2.5% BW 2 str shot))	4.2 mJ	13 mJ	3 mJ
多層膜の寿命 (反射率10%低下)	2×10^6	$\ll 1 \times 10^4$	5×10^5
繰り返し (Hz)	1667	20	30
入力エネルギー (/shot)	0.75 J	6 J	2 J
取り出しエネルギー (/(2.5% BW shot))	0.96 mJ	1.7 mJ	0.67 mJ
EUV 変換効率 (/(2.5% BW))	0.13%	0.03%	0.03%

鍵である¹⁾。ノズルからガスが吹き出ると、ノズル先端から三次元的に膨張し、密度は急激に低下するので、プラズマ密度を高くしようとすると、どうしてもノズル先端近傍を照射することになる。すると、プラズマの高速イオンによるスパッターによるノズルの消耗が激しく、デブリ抑制に限界がある。

ガスではなく、液体固体が吹き出させれば拡散が抑制できるので、ノズルから離れた場所でも比較的高い密度のターゲット材料供給が可能である。リザーバー中ではガスあるいは液体でも、ノズルを出た後の断熱膨張冷却で、つまり一定量を蒸発させその気化熱で残りを冷却することで、フィラメント状の固体の供給もできている。SNLでは、ノズルの冷却法により、「クラスター」「スプレー」「フィラメント」と区別された種々の形態を試している¹⁵⁾。固体に近いほうが高い変換効率が期待できるが、プラズマの大きさ、ターゲット供給の安定度の点からは、ガスが好ましい。SNLでは、繰り返し周波数、励起パワーが異なるたびに、冷却法を変更している。

EUV カメラの転写特性を評価するための ETS には、LPP 光源が組み込まれており、500 W レーザーで生成したプラズマを用いて、露光量制御、コンタミ率の評価、等々の試験が行われている。3台のレーザー(合計 1.5 kW)を用いて、EUV 光強度の安定性やノズル先端の温度上昇の評価などが行われている¹⁵⁾。

1.2.2 キャピラリー放電プラズマ光源

Xe ジェット LPP では 13 nm 光への変換効率が低く、数十 W の EUV 光を取り出すには、LD 励起レーザーのパワーが 10 kW を超えることになり、レーザーコストが莫大化すると懸念され、安価な光源が模索された。

フロリダ大学の Silfvast らは、中空細管(キャピラリー)中で Xe 放電を起こすキャピラリー DPP はきわめて安価であり、EUVL に必要なパワーも可能であると主張した¹³⁾。その実用化に向けた技術開発が、1999 年頃から SNL で行われている。ガス圧は 1~2 Torr であり、電流値は、数 kA である。

EUV 光の吸収を避けるためには、後述するように、真空チャンバーの Xe 圧力はミリトール以下が求められる。キャピラリー放電に必要な圧力との大きな差は、ピンホールを利用した差動排気で実現可能である。しかし、別途ピンホールを設けると、光源を見込む角が大きく制限されてパワーがほとんど取り出せない。この問題を解決するために、キャピラリーそのものを差動排気アパーチャーとして利用することで取り出し立体角を大きくしている。

1.2.3 Xe-ガスジェット LPP とキャピラリー DPP の性能

SNL での LPP と DPP 光源の、2000 年秋段階での性能を表 1 にまとめる。

発光強度が最大になる軸方向での EUV エネルギーに関しては、オランダ FOM 研究所が、彼らが作った計測器を各機関に持ち込んで計測している¹⁶⁾。Flying circus とよばれるその計測での値を、表 1 の最上行に示す。図 1 に示される光源強度の角度分布を用いて取り出し可能 EUV エネルギーを計算し、それを下から 2 番目の行に示す。最下行には、プラズマへの入力エネルギーとの比 (=変換効率)を示す。LPP で変換効率は 0.13% で、DPP で 0.03% であった。

1.3 他の機関での光源開発

1999 年から、多くの機関が DPP 開発に参入している。1980 年前半に、波長 1 nm の X 線を用いる等倍 X 線リソグラフィ用ピンチプラズマの開発を行った歴史をもつ機関である。LPP に関しても、2 機関が 2000 年から参入している。2001 年 10 月末に松江で開かれた第 3 回 EUVL ワークショップで、各機関から報告された光源パラメーター一覧を表 2 に示す。

DPP に関しては、この 2~3 年の間に、変換効率が倍くらいに高くなった。高繰り返し化、高出力化技術が大きく発展し、例えば XTREME は、バーストモードで 30 kW もの電気入力での運転を行っている。

表2 2001年10月時点での各種プラズマ光源の性能.

方式	レーザープラズマ		放電 (DPP)				
	Xe 液体ジェット	μ -target	キャピラリー	DPF	Z ピンチ	中空陰極管	アストロン
機関	SNL, TRW	J-MAR	SNL	Cymer	XTREME	Philipps EUV	PLEX LLC
入力パワー	3 kW	25 W@100 Hz	1 kHz burst 5 kA 数 Torr	12 J×100 Hz	1 kHz×30 J 1秒運転, 4秒停止, 6~7 Torr	3.7 kHz×3 J 数秒 burst	Xe イオン 打ち込み
光源サイズ					10 mm×1.4 mm	4 mm×2 mm	
変換効率	0.5%/2 π str	2%/2 π str		0.4%/2 π str	0.7%/2 π str	0.2%/2 π str	
EUV パワー	4 W@3.5 kHz /0.5 π str	0.5 W/2 π str	9 W/ π str		7 W/0.2 str	2 W/0.2 π str	7 W?
多層膜寿命	3×10 ⁸ pulses	2×10 ⁸ pulses	1×10 ⁶ pulses 細管 5×10 ⁶	2×10 ⁸ pulses		電極の劣化 1×10 ⁸ pulses	

1.4 現状の光源技術のまとめ

1.4.1 利用可能なパワー

各機関が主張する EUV パワーは、1~2年前は、実際に EUVL 照明光学系に導ける値と1桁以上の相違があった。最大の理由は、第1のスペックであるエタンデュの理解がなく、どんなに光源が大きくとも利用できる、と誤解したことにある。この半年ほどは、エタンデュ内のパワーを挙げる発表が増えている。表2の下から2行目のパワーには、エタンデュを無視した値も混ざっている。

SNL は、ETS 関連のセッションでは、Xe ジェット LPP から捕集集光鏡に達する EUV パワーは 0.3 W であると報告している¹¹⁾。500 W レーザー 1 台しか使っていないからであるが、3台 1.5 kW にしても EUV パワー 1 W である。2 π str への変換効率に関しても、ETS のセッションでは 0.2% という数字が紹介される。この値は、光源ワークショップで報告する値、つまり表2の値 4 W とは大きく異なる。Xe ジェットの場合、ノズルの冷却法で変換効率などが大きく依存するためと想像されるが、表2の値がそのまま露光実験に供せるようではなさそうである。

Xe ガスによる 13 nm 光の吸収を 10% 以下にするためには、光路長 50 cm で 2~3 mTorr 以下にしなければならない。20~30 mTorr になると透過率が 1/3 にもなるので、Xe ガスの真空チェンバーへの漏れをいかに低く抑えるか、いかに効率よく排気するかが、きわめて重要である。Xe ジェット LPP の場合、流体化固体化させるので回収は容易で、ジェット受けを工夫すれば高い回収率が可能である。それでも、ETS チェンバー内の背景圧力は 5~6 mTorr とのことである¹¹⁾。同程度の回収率が期待できない DPP の場合、露光装置に組み込んだときに、背景圧力がどれほど低く抑えられるかが懸念事項である。

1.4.2 初段集光鏡の寿命

10⁸ ショット以上の寿命であることを示すには、1 kHz

光源を 30 時間連続で運転しなければならない。この程度の連続運転が可能な光源はまだないので、多層膜と光源の距離を近づけて劣化を加速するにしても、10⁸ ショット以上の寿命を測定するのは容易ではない。長寿命化の研究開発には、超高感度の評価手法の開発が必要である。

ETS の報告によれば、Xe ジェットの場合に 10⁷ ショット程度の寿命はありそうである。反射率低下の主要因は、プラズマによるスパッタリングや、真空チェンバー中のカーボンということである。10¹¹ ショット寿命の実現には、プラズマ光源からの輻射で真空チェンバーから放出される物質の制御が必要、ということが明確になりつつある。

DPP の場合は、これよりはるかに低い寿命である。表2の最下行の寿命は、初段多層膜の反射率低下の寿命ではなく、電極などの装置の寿命である。SNL ではガスカーテンの実験が始まっており¹⁷⁾、また Cymer 社がフォイルでのトラップを提案¹⁸⁾しているが、露光実験のために高価な多層膜反射鏡を光源にさらす危険を冒せない段階である。デブリ抑制が成功したとして、その対策により、引き出せる EUV パワーがどの程度低下するか、早期の確認が必要である。

1.4.3 熱負荷

筆者は 2000 年の第 2 回 EUVL ワークショップで、熱負荷が深刻化するので、変換効率増大が光源開発の最重要課題であると主張した¹⁹⁾。その懸念通り、LPP、DPP の両方も、熱負荷の限界に近づいている。

2001 年の第 3 回ワークショップで、SNL は、Xe ジェット LPP では 500 W レーザーでの連続運転は 6 分が限界で、1.5 kW レーザーでは 1 分以下 (図 3) と報告した¹⁵⁾。ノズルの温度を測定し、温度上昇により EUV 光強度が大きく低下することを報告している。熱源であるプラズマとノズル先端の距離が近いため、熱シールド対策を施すことである程度は緩和できるとしても、500 W レーザーで得

られている EUV パワーが 0.3 W であるから、レーザーを 2 桁以上パワーアップして力づくで 50 W 以上を得ようとしても、熱負荷の制限がきつい。

DPP も電気入力限界に達している。どの機関も、キロヘルツ運転はバーストモードでしか行えていない。これは電極の冷却が追いつかないためであり、除熱の限界に近づいている。こちらあと 1 桁以上のパワーアップが必要であるが、熱負荷の限界がそれを妨げる。

2. 理論的考察

上で紹介したように、この 2~3 年の間に、LPP も DPP も顕著な進歩を遂げたが、力づくのアプローチの限界がみえてきた。現状のプレイクスルーのために、以下で、まず、要求されるパワーが原理的に実現可能であるのかを考察し、次に 50 W 以上のパワーを得るための方策を理論的に検討する¹⁾。

2.1 EUV 50 W 以上のための光源輝度とデューティー比

1) 露光に利用できる光源の面積と立体角の積が 1 mm² str 以下で、2) 2% バンド幅で、3) 50 W 以上を得るには、光源輝度 B_{source} は

$$B_{\text{source}} > 2.5 \text{ W}/(\text{mm}^2 \text{ str } 0.1\% \text{ BW}) \quad (1)$$

が必要である。

一方、物質から放射される輝度の極限である黒体放射輝度 P_{BB} は、次式で与えられる。

$$P_{\text{BB}} = 1.2 \times 10^7 / (\lambda (10 \text{ nm})^4 \times (\exp(h\nu/k_B T_R) - 1)) \quad (\text{W}/(\text{mm}^2 \text{ str } 0.1\% \text{ BW})) \quad (2)$$

プラズマ光源でも、黒体放射に近い輝度を得ることも可能であるが、パルス光源であるので、発光する時間の割合、デューティー比が重要になる。パルス幅 10 ns、繰り返し周波数 10 kHz の場合に、デューティー比は 10^{-4} である。すると、黒体放射のプラズマ光源の時間平均輝度は

$$P_{\text{BB,average}} = 1.2 \times 10^3 / (\lambda (10 \text{ nm})^4 \times (\exp(h\nu/k_B T_R) - 1)) \quad (\text{W}/(\text{mm}^2 \text{ str } 0.1\% \text{ BW})) \quad (3)$$

になる。

式(3)の分母に \exp の項があるので、パワーを大きくするには温度が高いほうがよい。しかし、全波長に放射される総放射エネルギー E_{total} が温度 T_R の 4 乗に比例して増大するのに対して、 $h\nu/k_B T_R < 1$ の波長のパワーは T_R に比例してしか増加しないので、効率が急激に低下する。効率を最大にするには $h\nu/k_B T_R$ は 3 程度がよい。効率は若干犠牲になるが、パワーを上げるために $h\nu/k_B T_R$ を 2 程度と仮定する。つまり、 $T_R = 50 \text{ eV}$ のプラズマで 13.5 nm 光 (光子エネルギー 92 eV) を発生させる場合、

$$P_{\text{BB,average}} = 60 \text{ W}/(\text{mm}^2 \text{ str } 0.1\% \text{ BW}) \quad (4)$$

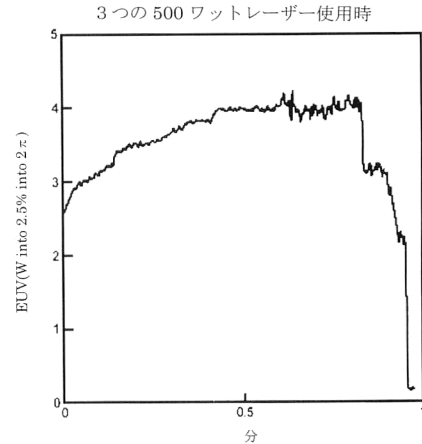


図3 Xe ジェットでは、1.5 kW レーザー励起でもノズルの温度上昇により 1 分弱の連続運転しかできていない。熱負荷の限界の解決には、変換効率の 1 桁以上の向上が必要と思われる。

が限界である。

これは式(1)で与えられる値の 25 倍であり、必要なパワーを得ることは可能である。しかし、これは極限の値であり、いろいろな要因で実際にはかなり小さな値しか得られないことも考えられ、したがって「余裕はない」といったほうが正しいだろう。

上の計算では、パルス幅 10 ns、繰り返し周波数 10 kHz、デューティー比 10^{-4} を仮定した。パルス幅を長くして繰り返し頻度が高くできれば、極限のパワーとの間に余裕ができる。一方、パルス幅がピコ秒の光源の場合には、デューティー比 10^{-4} のために繰り返し周波数 10 MHz が必要になり、プラズマ発生で深刻な問題が生ずると予想されるので、数十 W 光源にはなり得ないだろう。

2.2 黒体放射輝度に必要なプラズマ密度

黒体放射に近い輝度を得るには、内部から放射される光が光源表面から脱出するまでに何回も吸収されるほど光学的に厚い必要がある。つまり、次式で与えられるオパシティー τ_{op} が 1 より十分大きい必要がある ($\tau_{\text{op}} \gg 1$)。

$$\tau_{\text{op}} = 1 \times 10^{-16} f_{\text{osc}} \lambda (\text{nm}) N_i (/ \text{cm}^3) d (\text{cm}) \quad (A/T_e (\text{eV}))^{1/2} \quad (5)$$

ここで、 λ は考えている光の波長、 f_{osc} はその発光を生む光学遷移の振動子強度、 d はプラズマの厚み、 A はプラズマ中のイオンの質量数、 N_i はイオン密度、 T_e は電子温度である。

$\lambda = 13 \text{ nm}$ 、 $T_e = 50 \text{ eV}$ 、イオンの原子数 $A = 100$ とし、プラズマの厚み $d = 100 \mu\text{m}$ 、 $f_{\text{osc}} = 0.1$ とすると、 $\tau_{\text{op}} \gg 1$ のためには

$$N_i \gg 10^{18} / \text{cm}^3 \quad (6)$$

が必要である。EUVL 用のプラズマでは 10 個程度にイオ

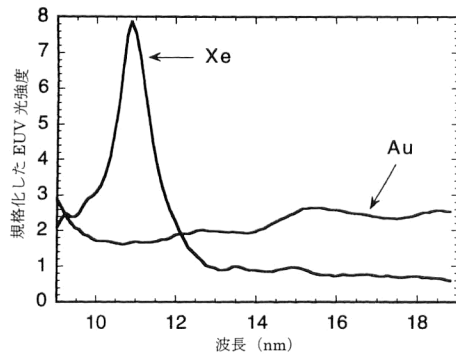


図4 Xeは11 nmでは、きわめて効率のよい光源。

ン化するので、電子密度 N_e は

$$N_e \geq 10^{19}/\text{cm}^3 \quad (7)$$

が必要である。

光源を大きめとし、周辺の輝度が若干低くなってよいとして $d=1\text{ mm}$ とおけば、少し低い密度も許容できるが、仮定した $f_{\text{osc}}=0.1$ は結構大きな値であることから、 $N_e=10^{20}/\text{cm}^3$ 程度が必要と考えてよい。

2.3 変換効率と黒体輻射の関係

以上の議論で、黒体輻射にすれば 50 W 程度は可能であることが確認できた。しかし、熱負荷の低減やコスト低下のためには、変換効率が重要である。変換効率が問題になるときは、黒体輻射に近づけてはならない。

13 nm に単一の鋭い発光ピークをもつ理想的なイオンがあったとして、プラズマの大きさと密度を大きくして黒体輻射にすると、変換効率は激減する。理由は、光源の内部で発生した 13 nm 光は光源表面から脱出する前に完全に吸収され、運動エネルギーに変換されたり、他の波長の発光として失われるからである。

理想的な発光スペクトルをもつプラズマ光源が存在するならば、変換効率を落とさないためには、他の波長での輝度を黒体輻射に近づけてはならない。輝度も変換効率も欲しいとき、オパシティー 1 程度がよい。スペクトルピークのみが、黒体輻射輝度に近くなる。

しかし、用いるイオンが限られ、利用したい波長にピークをもたない場合に変換効率を大きくするためには、最強のピークのオパシティーを大きくせざるを得ない。強いピークの発光が吸収され、そのエネルギーが利用したい波長に分配されることを期待するからである。

後者の場合に、例えば 5 nm から 31 nm まで波長幅 26 nm にわたって、単位波長あたりの強度が平坦な黒体輻射様のスペクトルが得られたと仮定する。波長 13 nm のバンド幅 2% は 0.26 nm であるから、多層膜で反射される波長は発光スペクトル幅全体の 1/100 である。すると、スペク

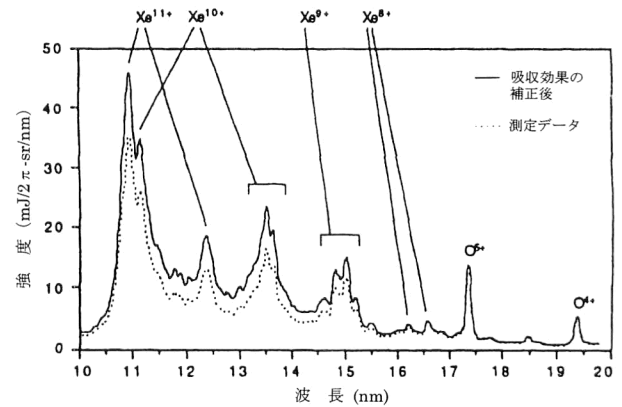


図5 キャピラリー DPP で得られた Xe プラズマの発光スペクトル。

トルが平坦であると仮定したので、輻射エネルギー中の 1% だけが利用できることになる。プラズマを生成するのに注入したエネルギーの全部は輻射エネルギーに変換されないだろうから、変換効率は 1% 以下である。

つまり、1% 以上の変換効率が必要であるならば、発光スペクトルの実効幅を 26 nm 以下にすることが必須条件である。

2.4 Xe の発光スペクトルと元素の選択

2.4.1 Xe プラズマのスペクトル

図4は、SNL が最初に報告した Xe ガスジェットと金平板ターゲットのプラズマの発光スペクトルである²⁰⁾。Xe プラズマは、11 nm に鋭いピークの発光スペクトルをもっており、11 nm での強度は、固体の Au の強度の 5 倍程度もある。しかし Mo/Si 多層膜の反射率ピークの 13 nm での強度は低く、Au の半分である。Xe の 13 nm 光強度は、 $2\pi\text{ str}$ への等方性を仮定すると変換効率 0.5% に相当するという。

ガスジェットではなく、固体の Xe の氷を照射すると、変換効率が 1.4% にまで上がると報告されている。

図5に示したキャピラリー DPP の発光スペクトルでは、11 nm の最も強いピークの他に 12.5 nm, 13.5 nm, 15 nm にもピークが現れている。図4のガスジェット LPP との相違は、温度の違いあるいはガス密度に起因すると考えられる。

DPP では、電子密度を高くすることは困難で $10^{18}/\text{cm}^3$ 程度と考えられるが、電子温度のほうは容易に高くできる。一方、LPP では、電子密度が低いとレーザーの吸収が十分でなく、温度が上がらずイオン化が進まないため、13 nm 近辺の光がほとんど出なかった可能性がある。また、中性の Xe ガスが 13 nm に強い吸収をもつことはすでに述べたが、DPP よりかなり高い密度の LPP で Xe ガスの吸収

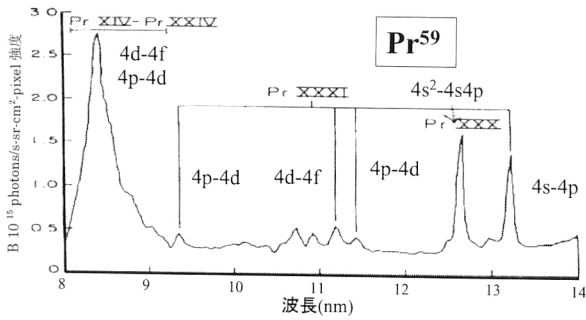


図6 原子番号50から70までの希土類元素のプラズマの発光スペクトルは、短波長側に狭帯域の強いバンドスペクトルをもつ。

の影響が大きかった、という可能性もある。

2.4.2 希土類イオンのスペクトルの特異性

図6に、原子番号59のPrプラズマの発光スペクトルを示す²¹⁾。短波長側にかなり細かいバンドスペクトルをもつという、Xeのスペクトルと類似の構造である。1980年代に、放電プラズマ、レーザープラズマ、トカマクプラズマという種々のプラズマでスペクトル観測が行われ、希土類プラズマすべてが類似の構造をもつことがわかった²²⁾。

炭素、アルミ、銅などたいていの元素の発光は、イオンの価数によって発光線の波長が大きく変化するが、希土類プラズマでは電離価数に変化しても同じ波長にピークをもち、それが短波長側の強いピークを形成している。ほとんどの場合に、プラズマ中に価数の異なるいくつかのイオン種が同時に存在するので、ピーク波長が電離価数に依存しないで元素種で決まることはバンド幅の狭いX線を得るのにきわめて有用である。実際に、1980年初頭に、強力な単色X線源として最適であると指摘されていた。

理論計算から、このバンドスペクトルの起源が4d-4f遷移によるものであると結論づけられている。4d-4f遷移のピーク波長の原子番号依存性²²⁾を図7に示す。

希ガスだからデブリ問題が解決するだろうと考えて選ばれたXeであったが、11nmであれば、狭いバンドスペクトルを得るには最適なターゲット材料であった。

熱負荷軽減の重要性からも、変換効率の増大が光源開発の最大の課題であり、4d-4f遷移が13nmになる元素を選択すべきだろう。図7から、それは原子番号が50前後、つまりスズ(Sn⁵⁰)、インジウム(In⁴⁹)、あるいはアンチモン(Sb⁵¹)である。

SNLが図4のスペクトルを発表したとき、13nmでの変換効率は0.5%程度であると報告した。11nmの強度はその10倍であるから、4d-4f遷移のピークである11nmでは5%である。したがって、スズを用いることにより、13nmで5%の変換効率が期待できる。

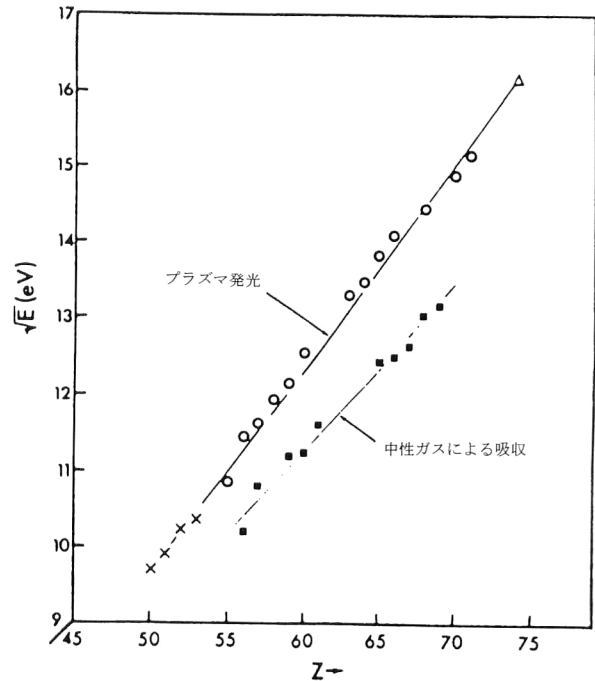


図7 希土類元素の狭帯域バンドスペクトルは、ピーク波長は原子番号で決まる。13nm近辺にピークをもつのは原子番号50のスズ。

SNLでの長年の精力的な研究に引き続き、この2~3年の欧米の複数機関の努力により、小型のプラズマ光源で、ワットレベルのEUV光が得られるまでになっている。特にDPPに関しては、デブリ対策はまだままだであるが、種々の光学評価に供せる程度には達している。

しかし、DPPのみならずLPPにおいても、プラズマを生成する小さな空間に投入できるパワーの限界に達しつつあることを示す報告が相次いでおり、これまでのスキームでのこれ以上のスケールアップはきわめて困難だろうと推測する。より高い変換効率を求めることが必須であるように思われる。

ターゲット材料には、これまでXeしか用いられていない。Xeのレベルのすべてが解明されているとはいえないが、過去にあった多くの研究を考えると、プラズマ生成条件をいじってXeでの13nm発光への変換効率が飛躍的に高められる可能性は低いだろう。

一方、Xeを含む希土類原子は、狭帯域に強いバンドスペクトルを発し、そのピーク波長は原子番号で決まっていることが知られている。そのシリーズで13nmにピークを有する原子番号の元素を用いることで、変換効率の飛躍的増大が可能だろう。

この最適元素は原子番号50のスズである。スズは、きわめて大量のデブリを発生することで悪名が高く、その利用

はまったく考えられていなかった。しかし、それは、スズの使用を排除する合理的理由ではない。デブリを発生しないプラズマ発生法を探る必要がある。

最終的に求められる多層膜寿命を達成しようとする、プラズマからの高速イオンおよび輻射を抑制あるいは遮蔽する必要があることを示唆する結果が ETS の実験で得られており、そのレベルのクリーン化が可能であるならば、その段階では室温で固体かガスかというのはほとんど影響がないように思われる。

数十 W の EUV パワーの光源が得られる可能性は十分に高いと期待するが、このためには、従来の思考にとらわれない大胆な発想と挑戦が必須である。

文 献

- 1) 富江敏尚：“EUV リソグラフィ用プラズマ光源に関する技術的考察”，産総研技術報告，AIST01-A00007 (2002 年 1 月)。
- 2) S. H. Lee, *et al.*: “Lithographic evaluation of the EUV engineering test stand,” *SPIE Emerging Lithographic Technologies IV* (Santa Clara, 2002) 4688-32.
- 3) R. C. Spitzer, *et al.*: “Soft x-ray production from laser plasmas for lithography applications,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, **11** (1993) 2986-2989.
- 4) T. Tomie, *et al.*: “X-ray lithography using a KrF laser-produced plasma,” *Proc. SPIE*, **831** (1987) 224-229.
- 5) H. A. Bender, *et al.*: “Velocity characterization of particulate debris from laser-produced plasmas used for extreme-ultraviolet lithography,” *Appl. Opt.*, **34** (1995) 6513-6521.
- 6) L. Rymell and H. M. Hertz: “Droplet target for low-debris laser-plasma soft X-ray generation,” *Opt. Commun.*, **103** (1993) 105-110.
- 7) L. Malmqvist, *et al.*: “High-repetition-rate droplet-target for laser-plasma EUV generation,” *Technical Digest of Extreme Ultraviolet Lithography* (Boston, 1996) pp. 104-106.
- 8) G. D. Kubiak, *et al.*: “Cryogenic Pellet Laser Plasma Source Target,” *Technical Digest of Extreme Ultraviolet Lithography* (Montrey, 1994) pp. 82-84.
- 9) H. Fiedorowicz, *et al.*: “Characterization of a plasma produced using a high power laser with a gas puff target for x-ray laser experiment,” *AIP Conf. Proc. 332, X-ray Lasers 1994*, eds. D. C. Eder, D. L. Matthews (AIP, 1994) pp. 538-542.
- 10) G. D. Kubiak, *et al.*: “Debris-free EUVL sources based on gas jets,” *Extreme Ultraviolet Lithography, OSA Trends in Optics and Photonics 4*, eds. D. Kubiak and D. R. Kania (OSA, 1996) pp. 66-71.
- 11) W. P. Ballard, *et al.*: “High-power laser-produced plasma EUV source,” *Proc. SPIE*, **4688** (2002) 4688-35.
- 12) R. H. Moyer, *et al.*: “Laser produced plasma (LPP) scale-up and Commercialization,” *Proc. SPIE*, **4343** (2001) 249-254.
- 13) M. A. Klosner and W. T. Silfvast: “Intense xenon capillary discharge extreme-ultraviolet source in the 10-16-nm-wavelength region,” *Opt. Lett.*, **23** (1998) 1609-1611.
- 14) D. Kubiak, *et al.*: “EUVL capillary discharge source,” *Workshop EUV Lithography Source* (Montrey, 2000).
- 15) W. P. Ballard, *et al.*: “High-power laser-produced-plasma source integration into the ETS,” *3rd Int. Workshop on EUV Lithography* (Matsue, October 2001) O2-1.
- 16) R. Stuik, *et al.*: “Flying circus EUV source comparison,” *2nd Int. Workshop on EUV Lithography* (San Francisco, October 2000) O2-1.
- 17) N. R. Fornaciari, *et al.*: “Power scale-up of the extreme-ultraviolet electric capillary discharge source,” *Proc. SPIE*, **4688** (2002) 4688-35.
- 18) I. Fomenkov *et al.*: “Optimization of a dense plasma focus device as a light source for EUV lithography,” *3rd Int. EUV Source Workshop* (Santa Clara, 2002).
- 19) T. Tomie, *et al.*: “Study of a cavity confined plasma as a debris-less and high conversion efficiency EUV source,” *2nd Int. Workshop on EUV Lithography* (San Francisco, October 2000).
- 20) C. Gwyn, *et al.*: *Extreme Ultraviolet Lithography, A White Paper* (EUV LLC, November 1998).
- 21) M. Finkenthal, *et al.*: “The spectrum of highly ionized praseodymium and dysprosium from the Texas tokamak plasma in the 50-250 angstrom range,” *J. Appl. Phys.*, **59** (1986) 3644-3649.
- 22) G. O’Sullivan and P. K. Carroll: “4d-4f emission resonances in laser-produced plasmas,” *J. Opt. Soc. Am.*, **71** (1981) 227-230.

(2002 年 4 月 1 日受理)