

高変換効率極端紫外光源の研究開発

Development of an Efficient and Debris-Free Extreme Ultraviolet Light Source

桑 原 一 技術開発本部基盤技術研究所応用理学研究部 主幹 博士（光産業創成）

高効率かつ派生物の少ない極端紫外光源として、二つの同軸プラズマガンを対向配置した対向プラズマフォーカス光源を提案した。放電回路を分割独立化したマルチ放電と短パルスレーザを用いた初期プラズマ生成によって、対向したプラズマ源の中間部で安定にプラズマを収束させることに成功した。収束した高温高密度プラズマからは、極端紫外領域の光を1ショット当たり1 μ s以上の長時間にわたり発生させることが可能であり、リチウムをプラズマ媒体として用いることによって、リソグラフィに有効な波長域で200mJ/ショットの光を得ることができた。

A plasma focus system composed of a pair of counter-facing coaxial plasma guns is proposed as an efficient and debris-free EUV light source. A proof-of-concept experiment demonstrated that with a laser-assist for breakdown and multi-channel discharge circuits, current sheets evolved into a configuration allowing stable plasma confinement at the center of the electrodes. The current sheets were able to successively compress and confine the high energy density plasma over half period of the discharge current, enabling strong light emissions in the extreme ultraviolet region with a time duration of at least one microsecond for Li plasma. We estimated the maximum EUV energy in Li plasma operation to be 200 mJ/4 π sr per pulse.

1. 緒 言

半導体デバイスの機能は1チップ当たりの素子数に依存し、素子数が多いほど、また素子寸法が小さいほど処理速度は速くなる。したがって、電子デバイスの機能向上のためには半導体の高集積化が要求され、より微細な加工を可能にする技術が必要となる。これには露光に使用する光の波長を短くしていく必要がある。第1図に半導体業界が想定している次世代露光技術ロードマップを示す。

次世代露光用に要求されるのは13.5 nmという極端紫外(EUV)の領域にある光であるが^{(1),(2)}、このような短波長の光は、プラズマ中で生成される多価イオン化された原子(Li:リチウム, Sn:すず, Xe:キセノンなど)が励起状態から低位の状態へ遷移する際に放出される。Li原子の場合のEUV発生模式図を第2図に示す。したがって、高出力のEUV光を得るには発光原子を多価イオンの状態に維持しなければならず、その多価イオン状態を維持するためには高密度かつ高温のプラズマ(プラズマ密度: $10^{18} \sim 10^{19}$ /cm³, プラズマ温度: 10 ~ 30 eV)が必要である⁽³⁾。

これまで高密度高温プラズマを生成する方法として、① Snなどの発光物質液滴に高出力短パルスレーザを照射して高密度高温プラズマを生成する方法(LPP)^{(4),(5)} ② 短パルス放電によって発光物質を蒸発、プラズマ化し

て高密度高温プラズマを生成する方法(DPP)^{(6),(7)}、の2方式で国内外の関連機関が研究開発を進めてきた。しかし、露光光源としての要求を満たす光源ははまだ実現されていない。

従来アプローチではプラズマ保持時間が短く(LPP方式の場合は10 ns程度、DPP方式の場合は100 ns程度)、1ショットで得られるEUV出力が小さい。このため、100 kHz級の高繰り返し動作を最終目標としているが、プラズマ生成空間の初期状態回復時間の問題、高繰り返し動作によるデブリ(派生物)の大量発生の問題があり、現状の延長線上では高出力化と連続運転性の両立が困難である。動作媒体の供給方法を変更し、その利用効率を改善しない限り産業用の次世代露光光源を実現することは難しい。

このような背景のもとに、当社では2008年から東京工業大学と共同で所定のEUV出力を得るため、プラズマ源に投入する動作媒体量およびエネルギー量の総量を大幅に低減できる新しい概念のプラズマ源、すなわち対向プラズマフォーカス光源の研究開発を実施してきた。この光源装置は二つの同軸プラズマ源を対向配置した構造をもち、それぞれのプラズマ源底部で発生した初期プラズマを電磁力で装置中央部に加速、収束、保持することを特長としている。今回、① 高密度高温プラズマの長時間保持(1 μ s以上) ② 高エネルギー変換効率(11%) ③ 高EUV出力

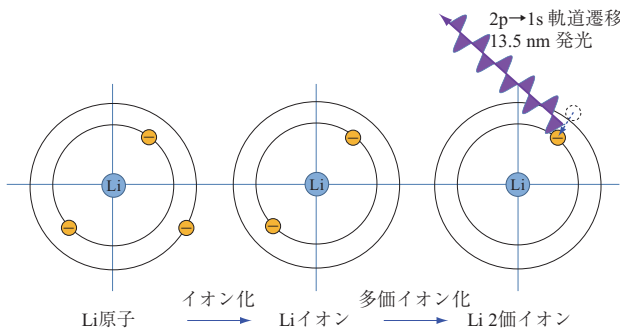
西 暦 (y)		2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024	
DRAM 1/2 ピッチ (nm)		32			22			16			11					
45 nm	193 mm 液浸	[Timeline bars]														
32 nm	193 mm 液浸ダブルパターンニング	[Timeline bars]														
22 nm	EUV 液浸多重パターンニング 直接描画 ナノインプリント	[Timeline bars]														
16 nm	EUV 液浸多重パターンニング 直接描画 ナノインプリント	[Timeline bars]														
11 nm	EUV/EUV 多重露光 EUV (6.7 nm) 直接描画 ナノインプリント 革新的新技術	[Timeline bars]														

(注) 期待される露光技術と導入見通し (DRAM, MPU) International Technology Roadmap for Semiconductors 2011 から引用。

■ : 基礎研究, ■ : 開発研究, ■ : 試験生産, ■ : 本格生産

第 1 図 半導体業界の次世代露光技術ロードマップ

Fig. 1 International technology roadmap for next generation lithography technologies



第 2 図 EUV 発生 の 模 式 図

Fig. 2 Schematic diagram of EUV light emissions using lithium

(200 mJ / ショット), を達成した。これらの性能は高出力 EUV 発生と長時間連続運転性が両立可能であることを示している。

本稿では、対向プラズマフォーカス光源開発における最新成果を報告する。

2. プラズマ源構造概要

対向プラズマフォーカス光源の基本構造は同軸電極をもつ Mather-type^{(8),(9)} のプラズマガンを対向させた構造である。Mather-type のプラズマガンは核融合研究の分野で 50 年以上研究されてきたプラズマ源であるが、その多くは極めて大きな投入エネルギー (1 ショット当たりの投入エネルギーが kJ ~ MJ オーダ) の装置であり、プラズマ源サイズも今回の EUV 光源用装置より一桁以上大きな

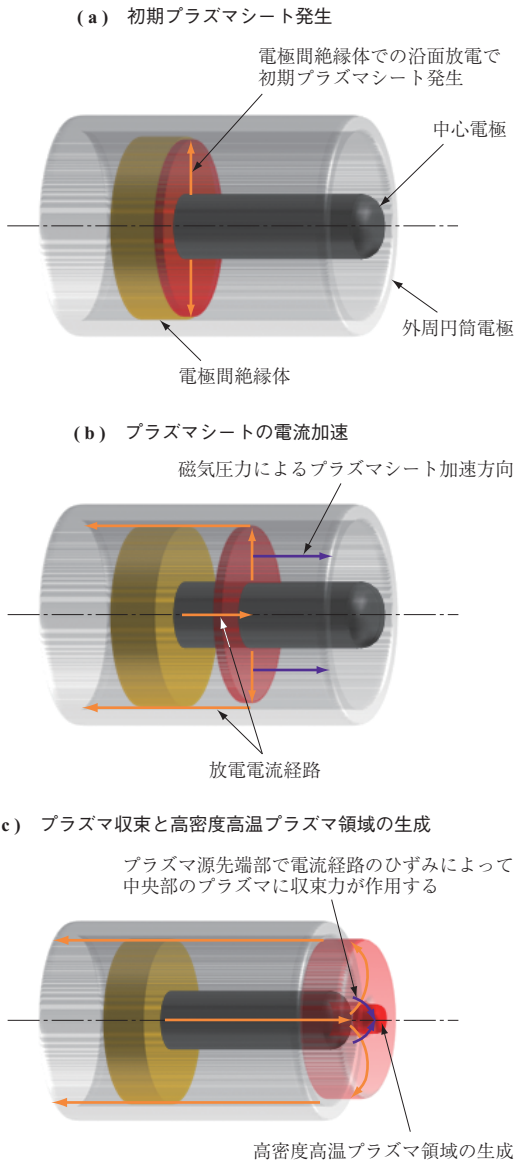
ものである。軸方向のプラズマ電磁加速、径方向の収束過程の動作原理は同じであるが、EUV 光源向けの小型装置として大型装置と同様のプラズマ先端収束を実現させるため、今回の開発装置では電極構造や初期プラズマ駆動方式において、一般的な Mather-type のプラズマガンとは異なる部分がある。まず、一般的な Mather-type プラズマガンの動作原理を簡単に説明した後、開発装置の特長的な構造に関して述べる。

第 3 図に一般的な Mather-type のプラズマガン動作原理を模式的に示す。電極構造は一般的に同軸円筒状であり、中心電極と外周円筒電極の間に高電圧パルスを印加することによって電極間絶縁体沿面で自己絶縁破壊を生じさせ、絶縁体表面部に初期プラズマシートを生成する。このプラズマシートに電流が流れることによってドーナツ状のプラズマシートが磁気圧力で電極先端部に加速される。軸方向加速時の運動方程式は次のようになる。

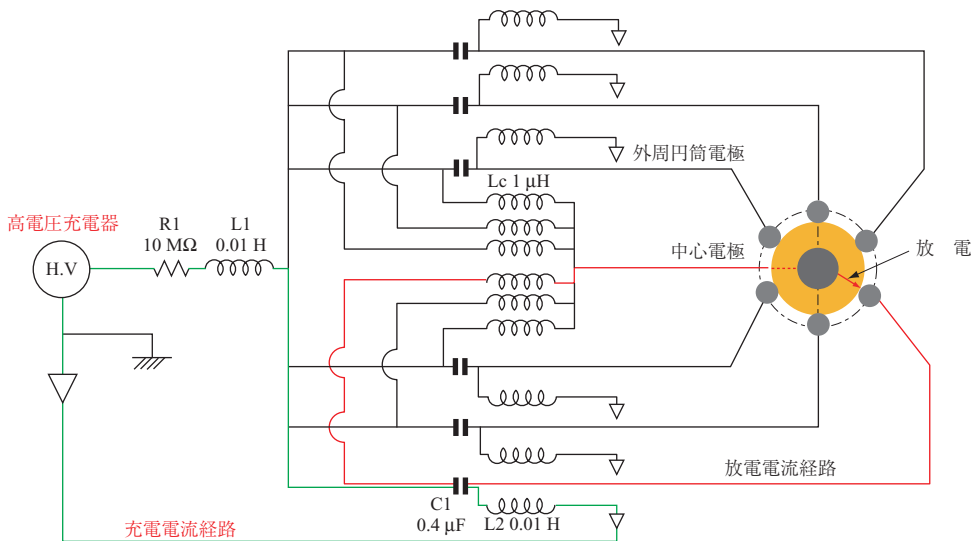
$$m \frac{d^2x}{dt^2} = \int_a^b \frac{B^2}{2\mu_0} dS$$

$$= \int_a^b \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{I}{2\pi r} \right)^2 2\pi r dr = \frac{\mu_0}{4\pi} I^2 \ln \frac{b}{a} \dots \dots (1)$$

a : 中心電極の半径 (m)
 b : 中心軸から外周電極内面までの距離 (m)
 m : 電磁加速されるプラズマの質量 (kg)
 x : 距離



第3図 一般的な Mather-type プラズマガンの動作原理
 Fig. 3 Operating principles for the plasma dynamics in Mather-type plasma guns



第4図 放電回路構成概要
 Fig. 4 Schematic diagram of discharge circuit

t : 時間
 r : 中心軸からの距離
 $dS : 2\pi r dr$
 I : 放電電流 (A)
 B : 磁束密度 (T)
 μ_0 : 真空の透磁率 (H/m)

放電電流を正弦波電流 $I = I_0 \sin(\omega t)$ とすると,

$$x = \frac{1}{m} \frac{\mu_0}{4\pi} I_0^2 \ln\left(\frac{b}{a}\right) \left(\frac{t^2}{4} + \frac{1 - \cos 2\omega t}{8\omega^2} \right) \dots\dots (2)$$

I_0 : 正弦波電流のピーク電流値 (A)

ω : 正弦波電流の角速度 (rad/s)

x : 加速時間 t 秒間でのプラズマ移動距離 (m)

を得る。プラズマシートの質量 m は実験条件によって異なるが、直径数 mm の高密度プラズマ生成を前提とすれば加速すべきプラズマ質量のおおよその見積りができる。これを基にプラズマ源の概略サイズ (a, b, L (電極部の長さ)), 放電電流 (I, ω) をおおむね定めることができる。

開発装置で一般的な Mather-type のプラズマガンと異なる特長の構造は以下の3点である。

- (1) 外周電極とコンデンサを6分割し、マルチ放電プラズマを生成することによって、プラズマの周方向均一性を実現する。また、充電器のコンデンサ外周電極側への配線にはフェライトコアを用いて mH オーダの大きなインダクタンスを挿入し、パルス放電時に充電回路を迂回して、6分割されたコンデンサに蓄積された電荷が一つの放電パスに集中することを避けている。放電回路構成概要を第4図に示す。

- (2) 一般的な Mather-type のプラズマガンでは初期放電駆動に自己絶縁破壊を用いるが、この初期プラズマ駆動方法では、片側 6 極、対向で 12 極に分割された多極放電のタイミングを一致させることは困難である。そこで、パルスレーザー照射によって多極放電のタイミングを制御することにした。装置構造（プラズマ源および実験チャンバの構造）としては、中心電極と分割された外周電極間のそれぞれに独立してレーザー照射できる構造を準備した。
- (3) プラズマの先端収束を実現させるためには先端プラズマシート後方で新たなプラズマ生成を抑制する必要がある。特に今回のようにプラズマ源サイズが小さくパルス幅の短い装置においては、100 ns 程度の時間でプラズマ発生を停止させる必要がある。これを達成するため、初期プラズマ駆動方式として以下の 2 方式、レーザーアシスト方式とレーザーアブレーション方式を考えた。

2.1 レーザーアシスト方式

電極間絶縁体表面の沿面放電を用いるが、絶縁体表面にパルスレーザーを照射することによって放電をアシストし、自己絶縁破壊電圧に比べ大幅に低い電圧での初期プラズマ駆動を可能とする。絶縁体沿面部への放電パワー入力を抑えられるためガス発生量を抑制できる。

2.2 レーザーアブレーション方式（沿面放電を用いない方式）

電極間絶縁体は単純な構造支持材とし、初期プラズマ発

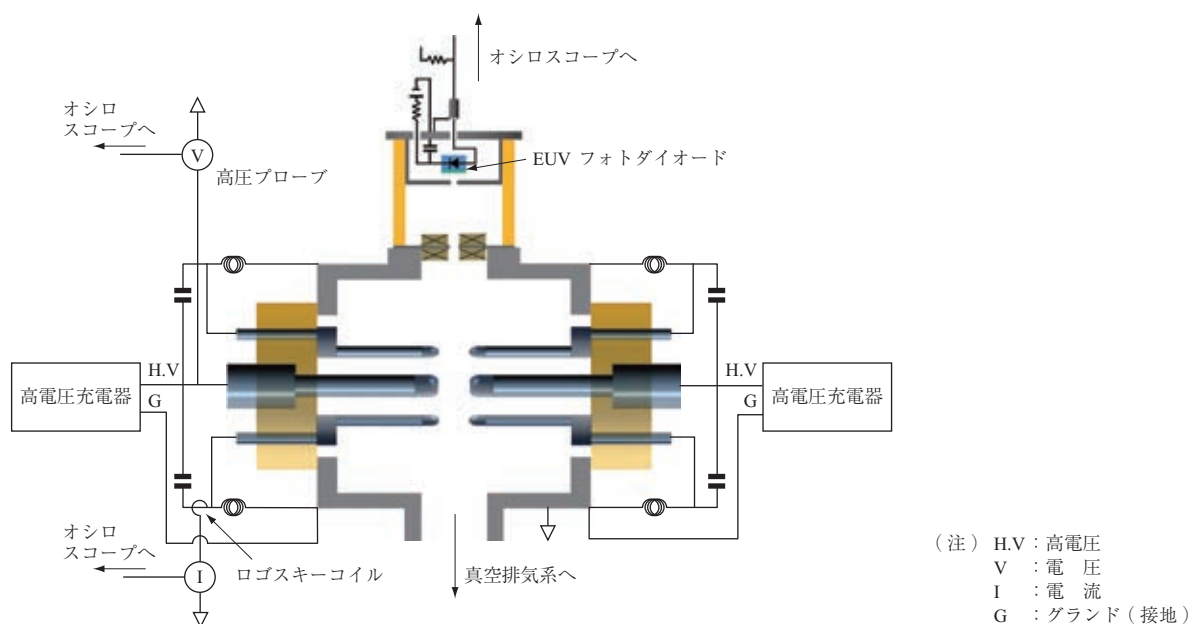
生部を絶縁体部から十分離れた場所とすることによって、沿面部の放電寄与を抑制する。中心電極側面に Li などの発光物質を埋め込み、これにパルスレーザーを照射することによって、発光物質の蒸発と初期プラズマ化を行う。これによって発生したガスやプラズマを介して電極間放電を始動させる方式である。初期プラズマが加速され発光物質埋め込み点から移動すればガス供給が止まり、加速された先端プラズマの後方には新たなプラズマは生成されない。

今回開発した小型プラズマ源は、前述の改善によりプラズマ投入エネルギーが数ジュールという低エネルギーでも電極先端部にプラズマを収束させることが可能となっている。実際、プラズマ源を対向構成としない単体動作でも一定の EUV 出力を得ることは可能である。しかし、単体のプラズマフォーカス源は基本的に電磁加速装置であるため、先端部に収束されたプラズマは定位置に留まることなく噴射される。

対向プラズマフォーカス光源は、この小型プラズマ源を対向配置し、両プラズマ源で発生、収束された高温高密度プラズマを中央部で衝突させ、これを定位置に長時間（1 μ s 以上）保持するために考案された装置である。

3. 実験装置

実験装置概略を第 5 図に示す。同軸電極部は ϕ 5 mm の中心電極と中心からの距離 6.5 mm の円周上に 60 度等配で配置された 6 本の ϕ 3 mm 電極で構成される。プラズマ発生点から同軸電極出口部までの距離（プラズマ



第 5 図 実験装置概略
Fig. 5 Schematic diagram of experimental setup

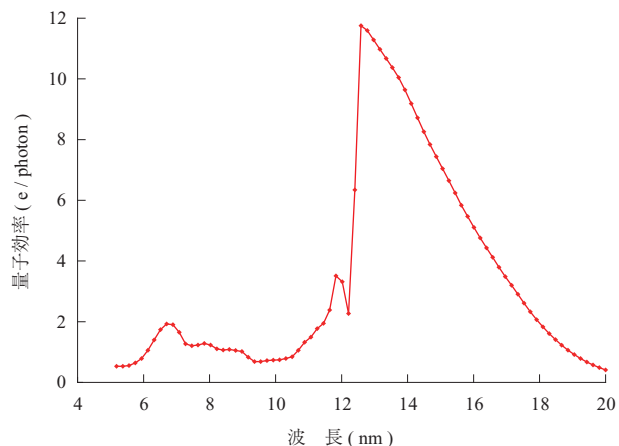
シート加速距離)は 15 mm の設定にした。対向する中心電極間隔は 3 ~ 6 mm まで変えることができる。中心電極先端部は交換可能な構造とし、複数パターンの組み合わせで実験を行った。

分割されたプラズマ源各電極は容量 0.4 μF のコンデンサと 1 μH のインダクタ(回路配線部を含む)で構成される放電電源系に接続されている。外周電極は充電時には接地電位であるが、充電器のコンデンサ外周電極側(充電器接地側)への配線にはフェライトコアを用いて mH オーダの大きなインダクタンスを挿入し、パルス放電時に浮動電位となるように構成されている。充電電圧は 3, 5, 7 kV とした。この充電条件によって放電電流はピーク電流で 10 ~ 25 kA, パルス立ち上がり時間は 1 μs の正弦波電流となる。

放電電流測定にはカレントモニタを用い、プラズマの振る舞いは、高速フレーミングカメラを用いて観察した。

EUV 信号の時間変化の測定は Si/Zr (ジルコニウム) フィルタ付の EUV フォトダイオードで行った。使用したフォトダイオードの感度曲線を第 6 図に示す。フォトダイオードは発光点から 240 mm の位置に設置し、発光点からの距離 220 mm に置かれた ϕ 1 mm のアパーチャーを通過した光を受光する配置となっている。また、高エネルギー荷電粒子による信号ノイズを抑制するため、発光プラズマとフォトダイオードの間にネオジウム (Nd) 磁石 (5 kGs) を設置してフォトダイオードへの高エネルギー荷電粒子の入射を抑制している。

EUV スペクトル分析に用いた分光器は、収差補正凹面回折格子 1 200 本/mm を用いた入射角 87 度の斜入射分光器であり、13.5 nm 近傍が疑似平面結像されるように構成されている。結像面に MCP (光電子増倍素子) を設



第 6 図 フォトダイオード感度曲線
Fig. 6 Quantum efficiency of EUV photo diode

置し、分光された EUV 光を増幅・可視光化 (EUV 信号を MCP で電子増幅し、MCP 背面に設置した蛍光板で可視光信号に変換) して観測した。

また、EUV 発光プラズマサイズ測定のため、EUV 狭帯域ミラーと軟 X 線 CCD カメラで構成した X 線ピンホールカメラを準備した。Zr フィルタによる可視光域の除去と、FWHM (半値全幅) = 0.27 nm (光を入射角 30 度で入射させたとき、反射率がピークとなる波長が 13.5 nm であり、反射率がピークの半分に落ちる波長幅が 0.27 nm) の狭帯域ミラーでの 2 回反射によって、軟 X 線 CCD カメラに入射する光を 13.5 nm 近傍の波長に限定して、EUV リソグラフィに有効な波長帯域内 (EUV in-band) の光が発生している領域を計測する構成となっている。

アシストおよびアブレーション用レーザとして、パルス YAG レーザを用い、ミラーやハーフビームスプリッタを用いて 4 分割光学系を構成し、1 本のレーザを 4 本に分割して照射を行った。パルス幅 10 ns, 使用波長は YAG2 倍波 532 nm である。

発光物質である Li の電極間への供給は以下の方法で行った。

(1) レーザアシストの場合

同軸電極間の絶縁体部品として水素化リチウム焼結体を用いた。レーザ照射、沿面放電によって水素化リチウム表面部のリチウムと水素がプラズマ媒体として電極間に供給される。

(2) レーザアブレーションの場合

中心電極先端からの距離 15 mm の中心電極側面に彫られた深さ 1 mm, 幅 2 mm の溝に金属リチウムを埋め込み、これにパルスレーザを照射することで行った。

Li の取扱い、Li 埋め込み後の部品組み付けは、グローブボックス内でアルゴン置換した環境で行った。

4. 実験結果

4.1 多極放電の放電開始遅延とジッタ

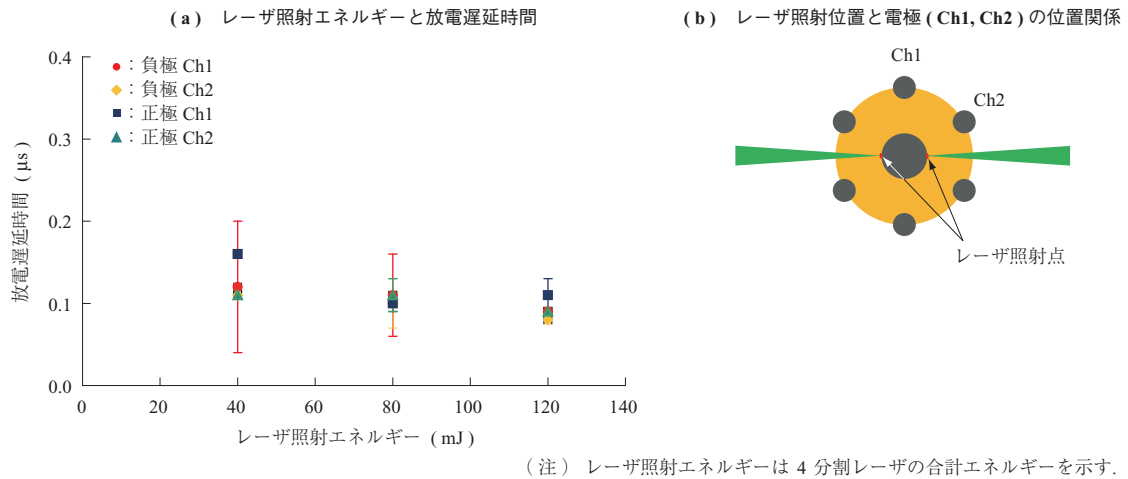
対向プラズマフォーカス源のコンセプト実現にはプラズマシートの周方向均一性、発生・進展の同時性を達成することが重要である。本装置ではレーザ照射によって多極放電の同時性を確保しようとしているが、レーザ照射時点からの放電遅延時間とジッタは電極間に印加される高電圧とレーザ照射エネルギーに依存すると考えられる。

最初に、電極間印加電圧、極性、レーザ照射エネルギー

をパラメタとして、レーザ照射時点から各電極放電開始までの放電開始時間遅延とジッタの測定を行った。第7図にレーザアブレーションタイプで測定した結果を示す。アブレーションタイプの場合、ガス発生・拡散に一定の時間を要するため、アシストタイプより若干遅延時間が長い結果となった。しかし、遅延時間は各電極ほぼ共通であり、

プラズマの周方向均一性の乱れ、発生タイミングずれの要因となるジッタは実験を行ったパラメタ範囲では、ほぼ50 ns程度に収まった。放電パルス幅はピーク電流までの立ち上がり時間が1 μsであるので、この程度の時間差であればプラズマ先端収束には影響を及ぼさない。

第8図にプラズマ電極先端収束状況極性依存性の観測



第7図 レーザ照射エネルギーと放電遅延時間の関係
Fig. 7 Relationship of laser energy and discharge delay time

中心電極		(a) 正極性	(b) 負極性
充電電圧		5 kV	5 kV
放電開始後時間	直後		
	300 ns		
	600 ns		
	900 ns		

第8図 プラズマ電極先端収束状況の極性依存性
Fig. 8 Polarity dependency of plasma focus properties

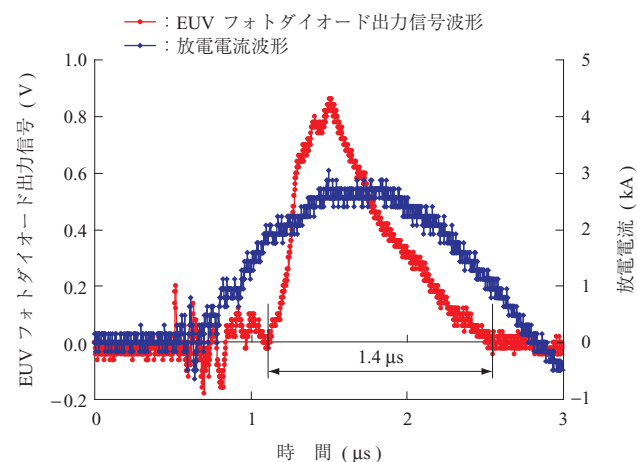
結果を示す。第 8 図 - (a) が中心電極正極性の場合、第 8 図 - (b) が中心電極負極性の場合であり、それぞれ上段から、放電開始直後、放電開始後 300 ns、放電開始後 600 ns、放電開始後 900 ns の速度フレーミングカメラによる観測画像である。このときの中心電極先端形状は SR 2.5 の半球状である。

この観測から、プラズマ先端収束への中心電極極性の影響が判明した。第 8 図から分かるように、中心電極正極性の場合、プラズマは完全に電極先端部に収束し球状（写真では円状）になっていると思われるが、中心電極負極性の場合プラズマは中心電極先端近傍の外周部にドーナツ状（写真では円環状）に留まっている。この状況は側面からの高速度カメラ画像からも確認されている。プラズマの電磁加速に関しては電極極性の依存性はないはずであるが、放電電極の特性として、単純に電子が流れ込むだけの正極性と、放電電流維持のため大量の電子を高電流密度で供給する必要がある負極性とで状況に差がでることが判明した。この後、負極性でもプラズマ先端収束を可能にするため、負極側中心電極には先端テーパ構造を適用した。これによって、正負両極性においてプラズマ先端収束、衝突が可能となっている。

4.2 プラズマ閉じ込め、長時間保持

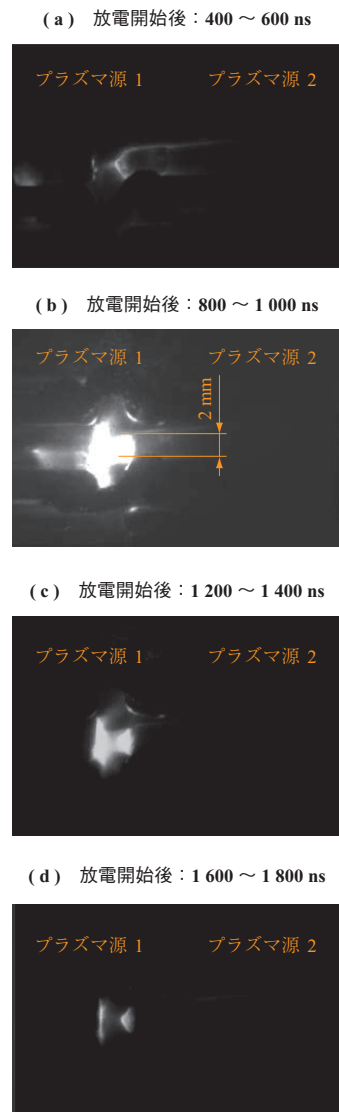
プラズマ源対向動作での典型的 EUV フォトダイオード出力波形の例を第 9 図に、高速度フレーミングカメラによるプラズマ挙動観測結果を第 10 図に示す。

高速度カメラ画像から放電周期の後半までプラズマが拡散することなく、 $\phi 2 \text{ mm}$, $L = 4 \text{ mm}$ 以下（このときの電極間隔 4 mm ）の円筒状領域以内に保持されているこ



(注) 放電電流は 6 分割された放電経路の 1 本当たりの電流量を示す。

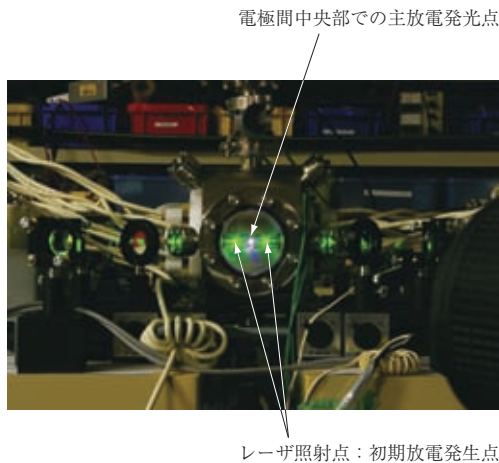
第 9 図 EUV フォトダイオード出力波形の例
Fig. 9 Typical output waveform of EUV photo diode



第 10 図 高速度カメラで観測したプラズマ挙動
Fig. 10 High speed camera observation of plasma motion

とが分かる。このカメラで撮影されるのは可視光であり、EUV を発光している領域はこれよりさらに小さい高温高密度領域であると推定される。実際の EUV 発光領域サイズ測定は前述の EUV ピンホールカメラを用いて現在実施中である。

また、EUV フォトダイオード信号からもプラズマの長時間閉じ込め保持が実現されていることが分かる。測定に使用している EUV フォトダイオードは Si/Zr の薄膜フィルタがコーティングされたもので、第 6 図に示すように波長 $10 \sim 18 \text{ nm}$ 域の EUV 光にしか感度をもたない。したがって、このフォトダイオードで出力が観測される時間帯：約 $1.4 \mu\text{s}$ の間で、プラズマ温度 $15 \sim 20 \text{ eV}$ 、プラズマ密度 $10^{18} / \text{cm}^3$ 程度の高温高密度プラズマが保持されていることになる。第 11 図に放電実験時の放電発光の状況を撮影した積分写真を示す。

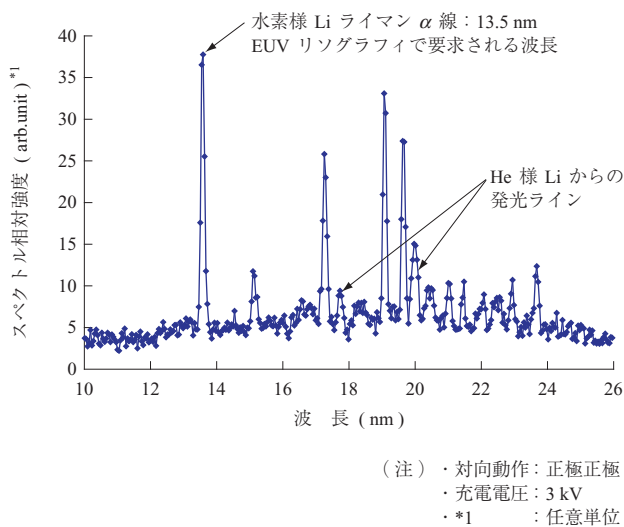


第 11 図 対向プラズマフォーカス放電実験時の放電発光の積分写真
Fig. 11 Photograph of discharge experiment

4.3 EUV 分光測定

EUV 分光による発光スペクトル測定の結果を第 12 図に示す。スペクトル構成は実験条件（中心電極極性動作、先端リチウム埋め込みの有無、充電電圧）に依存する。中心電極極性動作は、対向するプラズマ源中心電極の片側を正の高電位、反対側を負の高電位とする正負極動作と、両側の中心電極をともに正の高電位とする正極正極動作などがある。第 12 図の計測時の条件は、中心電極先端リチウム埋め込みあり、正極正極動作、充電電圧 3 kV である。

水素様 Li ライマン α 線が He 様 Li ラインに比べ強く観測されることから、プラズマ状態は水素様 Li (2 価リチウムイオン) が多数を占める状況になっていると推測され、電子温度 15 ~ 20 eV が達成されていると考えられる。



第 12 図 EUV 分光による発光スペクトル測定結果
Fig. 12 Results of EUV-spectrometer measurement

また、Li 以外に強く観測されるラインを NIST (National Institute Standards and Technology) Atomic Spectra Database と比較し、主に酸素イオン起因の光であることが分かった。

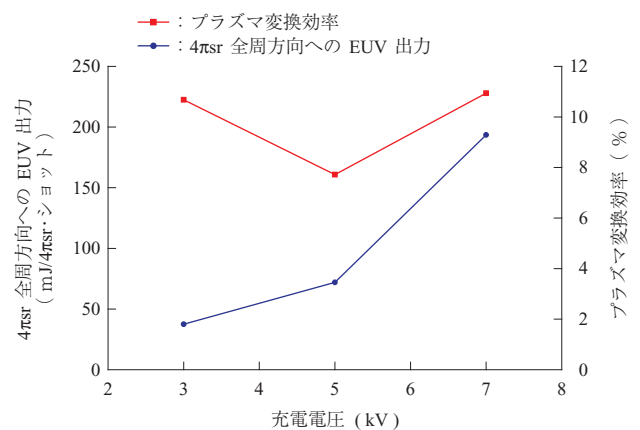
現在、Li 埋込み作業は簡易グローブボックス内で行っているが、外気との隔離やガス置換は完全でなく、作業中に Li の酸化が進む状況にある。また、装置真空度も 10^{-2} Pa 台半ばであり、残留ガスの影響も無視できない。観測される酸素起因の光はこれらが要因と考えられる。

観測されたスペクトルと EUV フォトダイオードの量子効率波長依存性データを組み合わせることによって、EUV フォトダイオードで計測した全出力のうち、水素様 Li ライマン α 線の割合 (EUV 露光に有効な in-band 出力の割合) がどの程度かを推測することができる。

現状、フォトダイオード計測出力の 45 ~ 75% (動作条件に依存) が有効な出力であると推定している。

4.4 EUV 出力とプラズマ変換効率

第 13 図に EUV 出力とプラズマ変換効率の評価結果を示す。ここに示す EUV 出力は、前項で述べた補正によって水素様 Li ライマン α 線の出力に換算したものである。また、プラズマ変換効率算出に際しては、プラズマへの入力エネルギーの評価方法として、プラズマ挙動観測によって測定した発光領域： $\phi 2 \text{ mm}$, $L = 4 \text{ mm}$ のプラズマ抵抗体を放電電流が流れることによって生じるジュール熱をプラズマに供給されるエネルギーと考えた。このとき、プラズマ電気抵抗率はプラズマ状態が古典的なモデルで記述できる場合に適用されるスピッツァー抵抗⁽¹⁰⁾の(3)式を用いた (プラズマ温度として 20 eV, $A = 15$, $Z = 1.5$ を用いている)。



第 13 図 EUV 出力とプラズマ変換効率
Fig. 13 EUV output energy and plasma conversion efficiency

$$\eta^{sp} = 0.51 \frac{m_e^{1/2} Z e^2 \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 (2\pi T_e)^{3/2}}$$

$$= 1.65 \times 10^{-9} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e (\text{keV})^{3/2}} (\Omega \cdot \text{m}) \dots\dots\dots (3)$$

- η^{sp} : プラズマ電気抵抗率 (-)
- m_e : 電子の質量 (kg)
- Z : プラズマにおける平均電離度 (無次元)
- T_e : プラズマ温度 (K)
(第 3 項の数値式中では keV 単位)
- e : 電子の素電荷 (C)
- ϵ_0 : 真空の誘電率 (F/m)
- Λ : 半経験的無次元定数

これまでに、EUV in-band 最大出力約 200 mJ / ショット、最大プラズマ変換効率 11% を得ている。

5. 結 言

新型光源：対向プラズマフォーカス光源で、EUV 発光時間 1 μ s 以上、EUV 最大出力 200 mJ / ショット、最大プラズマ変換効率 11% を達成し、従来型光源を上回る性能を示すことができた。今後、高繰り返し連続運転性能の実証、リソグラフィ用光源としての実用化を目指す。

— 謝 辞 —

本研究の遂行に当たっては、東京工業大学総合理工学研究科 堀岡教授および堀岡研究室の関係各位から、また技術開発本部 上松和夫主席技監、技術開発本部プロジェクトセンター 中山隆幸部長から多くのご助言とご協力をいただきました。ここに記し、深く感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) Banqiu Wu and Ajay Kumar : Extreme ultraviolet lithography (A review) Journal of Vacuum Science & Technology B. Microelectronics and Nanometer Structures Vol. 25 No. 6 (2007) pp. 1 743 - 1 761
- (2) 西山岩男：極端紫外線リソグラフィ技術の概要 レーザー研究 第 36 巻 第 11 号 2008 年 11 月 pp. 673 - 683
- (3) Majid Masnavi, Mitsuo Nakajima, Eiki Hotta,

- Kazuhiko Horioka, Gohta Niimi and Akira Sasaki : Estimation of optimum density and temperature for maximum efficiency of tin ions in Z discharge extreme ultraviolet sources Journal of Applied Physics Vol. 101 No. 3 (2007) pp. 033 306 1 - 9
- (4) 西村博昭, 藤岡慎介, 島田義則：極端紫外光源開発の基盤研究 レーザー研究 第 36 巻 第 11 号 2008 年 11 月 pp. 700 - 707
- (5) BRANDT David C., FOMENKOV Igor V., ERSHOV Alex I., PARTLO William N., MYERS David W., SANDSTROM Richard L., BOEWERING Norbert R., VASCHENKO Georgiy O., KHODYKIN Oleh V., BYKANOV Alexander N., SRIVASTAVA Shailendra N., AHMAD Imtiaz, RAJYAGURU Chirag, GOLICH Daniel J., DE DEA Silvia, HOU Richard R., O'BRIEN Kevin M. and DUNSTAN Wayne J. : LPP Source System Development for HVM Proc. of SPIE Vol. 7 636 (2010) pp. 76 361-1 - 76 361-6
- (6) Y. Teramoto, T. Yokoyama, H. Mizokoshi, H. Sato and K. Hotta : Dependence of Laser Parameter on Conversion Efficiency in High-Repetition Laser-Ablation-Discharge EUV Source Proc. of SPIE Vol. 7 271 (2009) pp. 727 139-1 - 727 139-8
- (7) Jeroen Jonkers : High power extreme ultraviolet (EUV) light sources for future lithography Plasma Sources Science Technology Vol. 15 No. 2 (2006. 5) pp. s8 - s16
- (8) Ming Fang Lu : Plasma motion and neutron emission in an 18-kJ plasma focus Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section B. Beam Interactions with Materials and Atoms Vol. 117 No.4 (1996) pp. 452 - 456
- (9) H. Asai and I. Ueno : Neutron source based on the repetitive dense plasma focus model Fusion Engineering and Design Vol. 7 No. 3/4 (1989) pp. 335 - 343
- (10) L. Spitzer Jr : Physics of Fully Ionized Gasses (2nd edition) John Wiley & Sons (1962)