小特集

リソグラフィ用 EUV (極端紫外) 光源研究の現状と将来展望

3 . EUV リソグラフィ光源としてのプラズマ その理論的な考察について

米 田 仁 紀

(電気通信大学レーザー新世代研究センター)

Plasmas as EUV Radiation Emitters
- For Understanding EUV Emission from Hot Dense Plasma -

YONEDA Hitoki

Institute for Laser Science, University of Electro-communications, Chofu 182-8585, Japan

(Received 13 December 2003)

Abstract

An extreme ultraviolet (EUV) radiation source is a critical factor for the success of EUV lithography. Although there are many methods and operating parameters for the generation of EUV light, none of the currently known sources meets the requirements of EUV lithography systems. In addition, the EUV source must be an integral part of a total lithography system, and must satisfy several criteria imposed by other parts of the entire system. For the purpose of examining the prospects for such sources, the emissivity from hot dense plasmas has been estimated with a model including opacity, ion abundance, hydrodynamics, and radiation transport. For quantitative estimation, the similarity of energy structure of Xe^{9+} and Xe^{10+} is considered. Only a small amount of data exists regarding Xe^{10+} ionization and energies of excited states. Various ideas for improvements are presented.

Keywords:

EUV lithography, laser produced plasma, opacity, ablation, radiation transport, plasma emissivity, atomic data-base

3.1 はじめに

EUV(extreme ultraviolet)リソグラフィはいよいよ本格的な半導体産業として立ち上げられるかどうか、ということ問われる段階まで来た。これからは、システムとしての総合評価がなされ、光源には、様々な制約により、これまでの研究条件での最適値や光源独立で評価した場合の動作条件とは違ったパラメータが求められるようになる。現在考えられている光源としてのパラメータ、他との関係や制限要素を書き出してみると Fig. 1 の

author's e-mail: yoneda@ils.uec.ac.jp

ように多種多様になっていることがわかる。EUV照射光学系やレジスト、廃熱、排気システムに至るまで、個々の部分でシステムでは高い要求値をクリアする必要があり、光源側においてもそれらへのカップリングによる変更、対応を余儀されなくなる。このような状況の中で、光源プラズマを理解するためには、1つの形状、方法、動作パラメータに対する詳細な理解よりも、パラメータスケーリングのような大まかな方向性を示すモデルや考え方が必要になってくる。ここでは、特に、レーザーで

Fig. 1 Relation of hot dense plasma and other system parameters. EUV sources have to be one of the integral parts of the total lithography system, it is necessary to include many criteria from other parts of the system for designing of the EUV sources.

生成したプラズマからの発光を単純なモデルで解析し、さらに今後精度を上げるために必要なデータベースとは何か、また、現在わかっている改善の手段などをまとめてみたい。

3.2 輻射プラズマ

レーザー光を物質に照射すると、誘電体ではバンド間遷移などにより、金属では自由電子によるジュール加熱により吸収が起き、さらにプラズマ化すると自由電子密度が増大し、逆制動輻射過程による効率のよいエネルギー吸収が起きる。一方、レーザーで加熱された高温部から固体に向かっては大きな熱勾配が生じるために、主に電子による熱伝導が起きる。この運ばれた熱により固体からはアブレーションによる噴出が起きる。同時に高温化されたプラズマからは輻射によるエネルギー輸送が始まり、それらはプラズマ中を輸送されながら再吸収、放出過程を経て、真空側に抜けたものは損失となる。これに加え、このように密度、温度分布のついたプラズマ内をレーザーが伝播し吸収を起こしていく。

このように、元来レーザープラズマ中の過程は複雑で、そのため、個々の過程をモデル化し、その複合された状態を解く計算機シミュレーション手法が多く用いられる。しかし、この手法ではケースごとの答えが見つかるだけで、このように制御パラメータが多い現象の方向性を決定するには困難な面もある。そこで、ここでは、まず要求されている EUV 発光の強度を見積もる手法を考え、現存するデータベースから予測されるスケールングを明らかにし、さらに時間要素を決定する要因として

流体力学的な計算例をあげ、イオン化速度などとともに現状の実験や方向性が理解できるようにしている。

3.2.1 原子物理学的な見積もり

元素の中で比較的低い原子番号（低 Z ）のもの、電子数の少ないイオン（水素様、ヘリウム様など）に関しては多くの研究がなされ、実験的にも評価済みデータが多くのあるところで見られるようになっている[1]。また、低次のイオン化に関してはほとんどの原子のイオン化エネルギーが明らかになり、実験的に観測された線スペクトルなどもデータベース化され、簡単に参照できるようになっている。しかし、このような中で Xe は高い Z を持ち、さらに、今回の EUV 光発生で興味のある 10 価程度のイオンとなるとほとんどデータが存在しない。NIST (National Institute of Standards and Technology; <http://physics.nist.gov>) のデータベースを見てもイオン化エネルギーですらこの辺りでは記述されていない。また、これまでに準位計算と実験データが照合され、イオンの電子状態の明らかになっている遷移としては XeVII ~ XeX [2], Xe XI 3 などがあがるが、それ以上の多価に関してはデータがないのが実情である。このような状況でプラズマ内の ion abundance (イオン存在率) などを見積もるには計算による手法が唯一有効になる。それほど精度を必要としなければ、簡単な Hartree Fock による準位エネルギーは今では小型のコンピュータで可能であり、ターゲットとなる遷移のエネルギーを知ることができる。Fig. 2 は 6 ~ 11 価までの Xe イオンの 4d, 5p, 6p, 4f, 5f 準位を計算し、その遷移波長をプロットしたものである。もちろん現実には、一つのイオンの 4d - 5p 遷移といっても LS 結合などで多くのエネルギー準位に分かれたものが関与するために、ある程度の幅を持つ。一例として Xe X イオンの 4d⁹ 4d⁸5p 遷移では 134 ~ 160 nm までの 60 本近くに分離していることが観測、計算などから明らかになっている[3]。しかし、Fig. 2 のような計算でも遷移の持つ代表的な波長を表していると考えerことは十分可能で、現在、Mo/Si の多層膜条件から決まる 13.5 nm 近傍の発光としては Xe XI の 4d⁸ 4d⁷5p のみが有効であることがわかる。

一方、この計算で求まる各イオンのポテンシャルエネルギーから、簡単なサハの式を用い、LTE (局所熱平衡状態) での ion abundance を計算することができる。Fig. 3 は電子密度 $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ での各イオンの割合であるが、対象となる Xe XI は電子温度 20 ~ 30 eV の付近でその存在確率が大きいこと、同時にその状態では隣の XeX や Xe XII の存在確率も大きく、100% そのイオンで占有

Fig. 2 Calculated value of emission region of spectra from various Xe ions. Only emission of 4d-5p of Xe^{10+} ion can contribute to 13.5 nm wavelength. Each state spreads more widely due to L-S coupling. The a) and b) denoted the range of observed spectrum for Xe^{7+} and Xe^{9+} from references [2, 3].

Fig. 3 Ion abundance of Xe ion as a function of electron temperature. For this estimation, Saha equilibrium was used. This figure shows ion abundance for electron density $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Because Saha equilibrium denoted steady-states condition, the actual abundance will be shifted toward lower ionization states. Xe IX ion has close shell configuration so that ion abundance is larger, while Xe XI ion has smaller abundance due to the existence of neighboring ion state.

するのは困難なこともわかる．波長を規定しなければ Xe IX などの閉核構造をもつイオンの応用の方が優れていると考えるのは当然であるが，ここではすでに路線もある程度決まっているのでその方向の議論はしない．ま

Fig. 4 Ionization rate for $\text{Xe}^{8+} \rightarrow \text{Xe}^{9+} + 2e$. Due to the lack of data for $\text{Xe}^{9+} \rightarrow \text{Xe}^{10+}$, the rate of this ionization was shown in this figure. Because ionization energy is similar to Xe^{9+} and Xe^{8+} is closed shell configuration, the ionization time for Xe^{9+} will be the same order of this result.

た，この計算では十分時間のたった定常状態（すなわち LTE）を仮定しているために，実際の時間発展しているプラズマでは，これとはずれた状態が考えられる．傾向としてはプラズマが保持された時間がイオン化時間より短ければ，同一のイオンを得るためにはより高温が必要になる．これら動的な効果を含めたイオン状態を知るためには，少なくとも電子の衝突イオン化速度，主な励起過程への励起速度係数などが必要になる．残念ながら，このような素過程のデータも一部しか存在しないが，比較的近い $\text{Xe}^{8+} \rightarrow \text{Xe}^{9+}$ の電子衝突イオン化断面積 4 からの計算される速度を Fig. 4 に示している．他の多くの原子でも 10 個程度の衝突励起断面積は同様の $\sim 10^{-18} \text{ cm}^2$ である．[5] には基底状態のみからのイオン化速度なのでプラズマ中では励起状態からの遷移により短縮されるため詳細には細かなデータが必要である．しかし，およそその見積もりとしては，電子密度 $n_e = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で電子温度 $T_e = 30 \text{ eV}$ 程度で 1 ns と考えてもよいであろう．この時間は現在考えられているレーザーのパルス幅では無視できない場合もある．特に短パルスのレーザーを用いる場合には CR モデルなどの構築が望まれるが，そのためには多価イオンの詳細な原子データベースが必要になってくる．一方，数 ns 以上の比較的長いパルスの場合（放電も含んで）では Fig. 3 はある程度の予測のつけられる図とみなすことができるであろう．

3.2.2 オパシティ

プラズマからの輻射強度を最も左右するオパシティに関しては，さらに詳細なイオン密度，励起準位密度，各

遷移の振動子強度が必要である．現実問題としてAI程度の低 Z 物質であれば，ほとんどの遷移を入れたモデルを作ることできるが，Xeのような高 Z になると準位の数だけで膨大となり，原子データの欠如もさることながら輻射輸送などをまともに解くことはほとんどできない．この問題はレーザー核融合におけるAuを使ったターゲットでのオパシティの問題とも共通であり，考え方として，そこで行われたいくつかのモデル手法を利用できる．まず，エネルギーの見積りに利用されるプランク分布で平均化された Rosseland opacity では Bernstein らが理論的に見つけた最大値 $\mu_{\max}$ が存在することがわかっていて[6]．

$$\mu_R \leq \mu_{\max} = \frac{Z}{A} \left(\frac{R_y}{kT} \right) 4.57 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{g}$$

この値は密度依存性がなく，実際のプラズマではこの値よりも小さなオパシティが観測される．多くの解析によりAuでは数十eVから10keVの範囲にわたってこの値の1/7程度になることが知られている[7]．また，オパシティには自由-自由遷移，自由-束縛遷移，束縛-束縛遷移などの寄与が考えられるが，このような高 Z 物質にあっても線スペクトル(束縛-束縛遷移)は重要であり，それらのスペクトル密度の高い高 Z 番号の物質がもっともレーザーから輻射への変換効率が高いものとして間接型照射核融合では用いられている．

さて，輻射強度の見積もりには，考えているバンド幅内でのオパシティを見積もることが重要である．線スペクトルの波長位置では比較的容易に光学的に厚い条件が達成でき，それ以外ではけた違いに小さなオパシティしか取れないと仮定すると，前述した最大値からの減少率は，そのバンド幅内での線スペクトルの本数×スペクトル幅と考えられる．まず，線スペクトルの本数であるが，Xeの場合，もっとも重要とされるXe XI 4d 5p遷移に関してはあまり詳細な分光データがない．しかし，Xe Xの4d 5p遷移に関しては文献[3]で実験と計算データがあり，この線スペクトルの密度を知ることができる(Fig. 5)．この図の中の線スペクトルがすべて4d 5pの遷移によるものであるが，LS結合，jj結合等のために多くの準位に分離し，線スペクトル也多岐になっている(具体的な電子配位については文献[3]のTable 1を参照)．その分離状態はXe XIでも同様な理由で起きるため，中心波長がずれたとしてそのまま考えることが可能である．この図より，実際にリソグラフィ応用で求められる2%バンド幅内にはその中心付近で17本程度のラインスペクト

Fig. 5 Detail structure of emission from Xe X 4d-5p. To draw this figure, the data from reference[3] was used. These line has the same 4d-5p transition but different L-S coupling. The similar line configuration will be obtained with Xe XI ion. For EUV lithography application, the spectral integrated intensity (2% band width) will be needed so that about 17 lines can contributed.

ルが含まれることがわかる．また，これらの線スペクトルの線幅はシュタルク拡がりと考えられるが，やはりこのようなイオンでの精度の高いデータは存在しない．しかし，水素様イオンではDipole的な，それ以外ではQuadrupole的な場の振る舞いと考えられるので[8]，その近似値として $\hbar \omega_s \approx (er_n)^2 F_0^2 / (2\Delta E)$ (ここで r_n は軌道電子の半径， ΔE は遷移のエネルギー差， F_0 は nearest neighborhood 近似での Holtsmark field) を採用すると， $n_i = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で 13 nm 付近の遷移では $\Delta \omega_s / \omega \approx 7 \times 10^{-5}$ と見積もられる．また密度依存性は F_0 が $n_i^{2/3}$ であるので 4/3 乗になる．以上により，線スペクトルの占有率すなわち最大オパシティからの減少率は

$$\alpha = \frac{N \Delta \omega_s / \omega_0}{\Delta \omega_{\text{optics}} / \omega_0} = 5.8 \times 10^{-5} \left(\frac{n_i}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right)^{4/3}$$

と見積もられた．この時，十分，光学的に厚いプラズマ条件(すなわち最大強度である黒体輻射に匹敵する輻射を出すための条件)を達成するためにはプラズマの大きさは $L_{\text{plasma}} \geq (\mu_{\max} \alpha)^{-1}$ である必要があり，その条件をプロットしたものが Fig. 6 となっている(この計算では平均イオン価数を10と仮定してある)．これよりレーザーの場合は臨界密度近傍で 100 μm 程度の大きさのプラズマを生成させれば，この条件を達成できることがわかる．また，密度の減少にともなって必要とされる大きさは -2乗で増加するため， $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 以下の低密度では cm サイズとなり，達成が難しくなる．

Fig. 6 Condition of optical thick plasma. The opacity of Xe XI was calculated with Rosseland mean free path and decreasing factor which was calculated from the number of lines and Stark broadening. In this calculation, ion abundance of Xe XI was assumed to be 100%.

3.2.3 プラズマからの放射率

プラズマからの放射はその内部の輻射輸送を考え、平衡状態に近い場合には $I_\nu = I_{\nu p} (1 - e^{-\tau_\nu})$ となる。ここで $I_{\nu p}$ は単位周波数あたりのプランク強度であり、

$$I_{\nu p} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

で与えられる。前述したようにXeの13.5 nmの付近の発光では $N = 17$ 本程度の線スペクトルの部分のみがこのプランク強度に達すると仮定すれば $n_i = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の密度ではプランク輻射の5.8%程度になる。したがって、予想される輻射強度はFig. 7のような温度変化を示す。ここで、先ほどの光学的に厚い条件を満たしていれば数十 eV の輻射温度で 10^9 W/cm^2 程度の EUV 光を 2π 方向に放射することが可能である。すべての波長で積分した輻射強度は σT^4 則で増加するが、バンド幅を規定しているために、温度が上がると飽和傾向を示している。また、言い換えれば、この領域では温度による変化がゆるく、発生強度揺らぎを抑える意味では効果が期待できる。さらに、もし、光学的厚み (OD) が 0.1 しか取れなかった場合の強度はおよそ 1/10 程度に下がってしまうことも読み取れる。注意すべきこととして、実際の13.5 nmの発光にはイオン存在比がこれに加味される必要があることは注意しておかなければならない。これについては後で述べる。

Fig. 7 Emissivity of 2% bandwidth around 13.5nm from Xe plasma. For this calculation, emissivities were calculated with simple radiation transport equation ($I_\nu = I_{\nu p} (1 - e^{-\tau_\nu})$). The solid line denoted that of perfect blackbody plasma. The effective opacity will decrease due to low density of spectral lines and plasma size.

3.2.4 流体力学的運動

前述したように入射されたレーザー光のエネルギーは様々なものに分配され、その一部が輻射となって出てくる。この比率や時間的な変化を知ることは、パルス幅などを決める上でも重要となるが、アブレーションをとともなう流体運動、熱伝導、イオンのポテンシャルエネルギーなども考慮しなければならないので複雑になる。それでも Sigel らはある限られた条件であるが dimensional analysis のモデルを提案している[9]。この詳細は文献にゆだねるが、例えば、輻射への変換効率は流体力学的な運動として逃げてしまったもの以外は最終的に輻射されるとして、LTE の場合とコロナ平衡の場合について流体運動による損失比の時間、強度、波長依存性を記述するモデルを提唱している。このモデルの示している時間傾向は、初期に大きな密度、温度勾配があるために、この圧力により吸収されたレーザーのエネルギーは流体力学的なものに多く消費されるが、時間とともに勾配がならされ、それは減少し、やがて輻射強度が大きくなるとしている。もう少し具体的な描画を得るために輻射輸送を入れた1次元流体コードにより計算した結果をFig. 8に示している。ここでは入射レーザー光のエネルギーに対する流体全体の持つエネルギー、電子の熱エネルギー、運動エネルギー、イオンの熱エネルギーへの分配比を時

Fig. 8 The energy ratio of fluid and radiation in 1D plasma. HADES code calculated for plane geometry and continuous laser irradiation condition after 50 ps rise time. The energy of fluid was sum of thermal energy of electron and ion, kinetic energy and ion potential energy. Because Au has relatively good modeling data for opacity and equation of state for this code, the material for this calculation was Au instead of Xe. The contribution of radiation was 1- fluid so that after several hundreds picosecond, the conversion ratio from laser to radiation went to be almost constant value.

間の間数でプロットしたものである。物質としては Au を用い、状態方程式、オパシティはすべてHYADESコードの提供するAuのものを用いている(理想気体近似ではない)。この図で 1- (fluid) が輻射となって外部に放射されたエネルギーであり、1 ns 以前ではそれ以外の要素が大きく変化も複雑であるが、1 ns 以降ではほぼ一定の比になっていることがわかる。また、計算では 10^{11} , 10^{12} W/cm² の照射強度、初期密度を 5.3~3.5 g/cm³ に変化させた場合についても重ねて示してあるが、どれもが比という意味では同様な振る舞いをしていることがわかる。当然、この特性はターゲット形状を 3 次元的なものにした(groove もしくは cavity など)、小さい粒子(ミストやドロップレット)にして球状的に膨張させたりした場合には、その形状効果により流体損失の時間履歴、値は変わってくるが、いくつかの多次元シミュレーションを行うことで、その形状 open か flat か closed などとして分類できる)に応じた大まかな特性が得られるであろう。それによりパルス幅の最小値に対する制約の一つが明らかになると思われる。

3.3 統合的な放射源のパフォーマンス

3.3.1 効率について

さて、以上のような個々のモデルを統括するとある種の方向性が見えてくる。まず、よく言われる効率であるが、定義を熱エネルギーの総量 ($\sim \int n_e k T dV$) に対する、輻射のバンド幅内の積分値 $\alpha \int dA \int_{\nu-\Delta\nu}^{\nu+\Delta\nu} I_\nu d\nu \times \tau$ と仮定すると以下のような算出が可能になる。ここで dV は輻射体の体積積分すなわち dA は放射する面の面積積分で、 τ は輻射の持続時間であるが、今の場合にはプラズマパラメータと独立に決められるものとして考える。対象を均一なプラズマで大きさ L 、体積が L^3 のものだとし、前述で得られた式を入れることで効率 η は

$$\eta \equiv \frac{\text{Radiation Energy}}{\text{Thermal Energy}} = \frac{I_{\nu p}(T) L^2 (1 - e^{-n_e L / L_{OD=1}})}{n_e L^3 T} \frac{1}{\tau}$$

のようになる。これを $L=500 \mu\text{m}$ 、価数 = 10、 $\tau = 5 \text{ ns}$ として $n_e \cdot T_e$ 空間に等高線として表したものが Fig. 9 である。効率で最適値がでる理由は、プラズマのサイズ一定で見た場合に、密度が大きくなると光学厚みが増加しその分、輻射強度が上昇するが、ある程度光学厚が大きくなると、輻射は内部で再吸収されるものがほとんどになり、その分のプラズマを保持する熱エネルギーは大きさとともに大きくなるため低下する。また、温度が高くなると、輻射強度は T^4 則(総輻射量は $\sigma_{\text{st}} T^4$ 、ここで σ_{st} はステファンボルツマン係数。ただし、2 % バンド幅内の強度変化は総幅も $4kT$ で増加するのでほぼ T^3 に比例)にしたがって増加するが、温度上昇にともない黒体輻射のピークが対象となる 13.5 nm から離れていく。これにより飽和傾向(Fig. 7)となり、やはりそれを支える熱エネルギーは 1 次で増加するために効率が減少する。Fig. 9 ではさらに Fig. 3 で用いた LTE を仮定した Xe XI イオン abundance も重ねて等高線表示している。この解析では、光学的に厚いプラズマを作って輻射強度を高めることと、原子系のイオン存在確率は独立に考えているため、互いの最適値条件がずれていることがわかる。当然、その状態を時間的に保持できればその分、効率は増え(例えば、ピンチなどで磁場を使って膨張や熱伝導を阻止するなど)、また、プラズマサイズを減少させ、効率の等高線を高密度側にシフトさせて、よりマッチングをよくすることなども考えられる。しかし、この不一致を最も決めているものは、13.5 nm という波長と Xe XI のイオン化エネルギーであり、この組み合わせである限り、完全に一致した条件は作りにくい。

もちろん、上で述べてきたことは大きな仮定や原子

Fig. 9 Isocontour plots of Xe XI abundance and efficiency of EUV emission. The definition of efficiency was the product of radiation emissivity (like Fig. 7) and pulse duration (5 ns was assumed in this figure) divided by thermal energy. The peaks of each contour were separated each other. Decreasing of this separation will be one of the key points for improvement of this source.

データ不足などから定量性を議論できるものではない。しかし、今後、上で使われている詳細なデータを調べ、このモデルをブラッシュアップしていけば、プラズマとして最適な条件を決めることは可能であろう。今後、システム作りが進む一方で、このような理論に基づいたガイドラインが明らかになっていく必要があると思う。

3.3.2 改善するいくつかの方法

もっとも簡単に行えるのは Mo/Si からくる 13.5 nm の制約を外すことであろう。すでに得られているスペクトル強度 [10] を見ても Be/Si のコーティングに最適な 11.5 nm 付近の発光の方が強いものが得られている。これは Fig. 2 で見られる Xe XII の 4d-5p 遷移とさらに 4d-4f 遷移（この遷移はイオン状態が変化しても遷移波長がほとんど変化せず、11.5 nm 近傍にブロードな発光をもたらす [11]）が重なっていることと、Xe XII の存在確率が高温側にあるために、Fig. 9 でのマッチングがよくなるからである。しかし、様々な要素技術が 13.5 nm 用に開発されている現在では、このような波長を代える改善は選択しにくいようだ（もちろん、Be の毒性も工業上問題となっているからである）。これ以外に、上述の方向で明らかになった改善余地は Fig. 5 に見られる占有率の低さであろう。Xe だけではこれは改善できないが、他の物

質を混入することで可能になる。幸いなことに現在では Kr 以下の原子に対する原子データベースはかなり拡充され、簡単にこの波長内に発光する原子、イオンを調べることができる。例えば、Kerry のデータ [12] によれば、13.5 nm の 2 % バンド幅内で発光が確認されている線スペクトルは 174 本も見つかっている。この中で強い発光を示すものは、F, Ne, Na, Ca, Sc, Cr, Mn, Cu などがある。特に Ne は Xe と同じく希ガスであり、光学系への付着問題からも避けられる点で魅力であろう。この原子は特に 6 価から 4 価まで強い発光を示し、本数にして 12 本のラインを含めることができる。難点は現在 Xe で行われているクライオ化による液化、初期密度の高密度化ができないことであるが、技術的な面だけでなく、初期密度の最適化も含めて今後検討すべきであろう。

3.4 まとめとして

最後に、「はじめに」で述べたように、実はすでに光源側だけの制約ではパラメータを決められない状況までできている。例えば、現在考えられている露光光学系では焦点深度、露光内での高い解像度を保つために、30 mm × 1.0 mm 程度の範囲（リングフィールド）を照射し、ウエハ上をスキャンしていくことで全体を露光することが考えられている [13]。また、感光するレジスト感度は数 mJ/cm² 以上の目標値で開発されている。このため、すでにこれだけでも 1 ショットあたりの EUV のエネルギー量は 0.6 ~ 1 mJ 程度に制限されているのである。プラズマ温度を上げ、大きなパルスレーザーで大きな黒体条件に見合うプラズマを作って、高い強度の EUV 光を発生させても、この応用には使用できないのである。また、スループットを考えると平均の強度も決まってしまう。すなわち、繰り返し周波数にも制限がある。

上述で求めたプラズマのパラメータと要求値との関係を明らかにするために、以下のような 1 つのガイドラインを考えてみる。まず、ウエハ上で平均 EUV パワーとプラズマの放射率 J_{EUV} には、繰り返し周波数、パルス幅、プラズマの大きさ、などから

$$J_{\text{EUV}} [\text{W/cm}^2] = \bar{P}_{\text{wafer}} \times \frac{1}{\eta_{\text{collect}}} \times \frac{1}{S_{\text{plasma}}} \times \frac{1}{R_{\text{rep}}} \times \frac{1}{\tau_{\text{pulse}}} \times \frac{1}{R_{\text{optics}}^N}$$

の関係がある。ここで、 $\bar{P}_{\text{wafer}}$ はウエハ上の平均パワー、 η_{collect} は光源からコリメートミラーによる集光効率、 S_{plasma} はプラズマの放射している表面積、 R_{rep} は繰り返し周波数、 τ_{pulse} はパルス幅、 R_{optics}^N は N 枚のミラーによ

る反射率である．ここで，一つのデザインとして F/1 程度のコレクションミラーで 65% の反射率を持つ光学系を 8 面，500 μm 直径程度のプラズマの大きさ，10 kHz 程度の繰り返し，10 ns のパルス幅を考えると 5 W のウエハ上平均パワーを達成するにはプラズマ表面で $J_{\text{EUV}} = 1.6 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ の放射率が必要になる．これを Fig. 7 の上で考えると温度を $T_e > 100 \text{ eV}$ 以上にして達成できるという解になる．しかし，照射の一様性を考えると，プラズマの放射率のばらつきを σ_{source} ，要求される照射一様性を σ_{required} とすれば，少なくとも $\sigma_{\text{source}}/\sigma_{\text{required}}$ 回以上の多重露光が必要であるから，1 パルスあたりの EUV エネルギー E_{shot} は

$$E_{\text{shot}} \leq S_{\text{wafer}} \alpha_{\text{resist}} \frac{\sigma_{\text{source}}}{\sigma_{\text{required}}}$$

でなければならない（ここで， S_{wafer} は照射面積， α_{resist} はレジストの感度）．ところが，上式からパルスあたりのエネルギーは別途 $\bar{P}_{\text{wafer}}/R_{\text{rep}}$ で表されるから，結局，同一平均パワーでも繰り返し周波数は

$$R_{\text{rep}} \geq \frac{\bar{P}_{\text{wafer}}}{S_{\text{wafer}} \alpha_{\text{resist}}} \frac{\sigma_{\text{required}}}{\sigma_{\text{source}}}$$

でなければならない．ここで，3 % の光源のばらつき，要求値 0.3% を仮定すると 160 kHz 以上の繰り返しが必要になり，その分，1 パルスあたりのエネルギーは低下させた解を選択しなければならない（このことは Fig. 7 で放射率が下がり動作領域が低温の方へ移動することになる．ちなみにイオンの abundance から見れば最適値に近づくことにもなる）．これらの例からもわかるように，この光源は様々な要素が別々に開発され，それらをもとに要求を満たしていくことになるために，プラズマ側からの制約のみで最適にすることはできないのである．

以上のことを総合的にみて，開発路線が決められていくことが，この分野で日本がイニシアティブを発揮できるかどうかであるように思われる．

謝辞

EUV 輻射プラズマの考え方に関しては，核融合科学研究所研究・企画情報センター Richard M. More 教授との議論がよいきっかけとなった．ここに感謝の辞を示したい．

参考文献

- [1] “高エネルギー密度プラズマ研究とその応用”，「3.6 原子データベース」，プラズマ・核融合学会誌 75 Suppl.-II, 53 (1999).
- [2] J. Blackburn *et al.*, J. Opt. Soc. Am. 73, 1325 (1983).
- [3] V. Kaufman *et al.*, J. Opt. Soc. Am. 73, 691 (1983).
- [4] M.E. Bannister *et al.*, Phys. Rev. A 38-1, 38 (1988).
- [5] H. Tawara and M. Kato, "Electron-Impact Ionization Data for Atoms and Ions -up-dated in 1998-", NIFS-DATA-51, p.180 (1999); H. Tawara and T. Kato, Nucl. Data Tables 36, 167 (1987).
- [6] B.H. Armstrong and R.W. Nicholls, *Emission, Absorption and Transfer of Radiation in Heated Atmospheres* (Pergamon, Oxford, 1972).
- [7] G.D. Tsakiris and K. Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 38, 353 (1987).
- [8] H.R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas* (Academic Press, New York, 1974) p.24.
- [9] R. Sigel *et al.*, Phys. Fluids B 2, 199 (1989).
- [10] M.A. Klosner *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B 17, 1279 (2000).
- [11] G. O'Sullivan and P.K. Carroll, J. Opt. Soc. Am. 71, 227 (1981).
- [12] R.L. Kelly, Atomic and Ionic Spectrum Lines below 2000 Angstroms: Hydrogen through Krypton, J. Phys. Chem. Ref. Data 16, suppl. 1 (1987).
- [13] ポスト 0.1 μm 技術と産業に関する調査報告書，「5. 縮小光学系」(日本電子工業振興協会 1998) p.33.