

小特集

EUV 露光技術の動向と 光源プラズマ研究・制御への要求

Trends of EUV Lithography Technology and Requirements for Plasma Source Research and Control

1. はじめに

1. Introduction

富田 健太郎

TOMITA Kentaro

北海道大学

(原稿受付: 2025年6月13日)

1.1 背景

多価電離プラズマからの電子遷移放射を利用する、極端紫外 (EUV: Extreme-Ultraviolet) 領域の光源応用研究は、本学会でも複数回取り上げられている[1-3]。最先端の半導体微細加工プロセスである EUV 露光では、ナノ秒パルス (10–20 ns 程度) の CO_2 レーザー (波長 10.6 μm) 照射によって得られる、イオン価数が 8–12 価のスズプラズマから放射される EUV 光が利用されている。スズデブリによる光源装置の汚染 (特に集光ミラー汚染) を抑制するため最小質量ターゲット [微小 (直径約 20 μm) 液体スズドロップレット (液滴)] や、ターゲット整形のための予備レーザー照射も行われている。

EUV 露光装置はオランダの ASML 社により商用化されている。今後は Mo/Si 多層膜ミラーで構成される集光・投影・結像系の開口数 (NA) を向上させることで、レイリーの式で示される解像限界を改善する方策が計画されている[4]。ASML 社は高 NA 化を既存の炭酸ガスレーザーで推し進める方策を示しているが、EUV 露光機の莫大な消費電力が問題視され、今後 EUV 露光が持続可能な技術であり続けるためにも、システム全体での電力消費低減が求められている。この社会的要請と、米国ローレンスリバモア研究所が提案した波長 2 μm 帯レーザーでの高効率 EUV 発生シミュレーション結果[5]が発端となり、電気・光効率で CO_2 レーザー方式を大きく上回る可能性がある、2 μm 帯の固体レーザーをプラズマ生成用レーザーに置き換える試みが検討されている。

本学会を含め、これまでの EUV 光源用プラズマ研究の

焦点は、レーザー光から (プラズマを介した) EUV 光への変換効率を如何に向上させるか (または理論的限界を示すこと) が主な議論点であったように思われる。この目的のため、多価電離スズプラズマからの EUV スペクトル特性が集中的に研究され、プラズマパラメータ (電子温度・イオン密度) と放射係数 (放射率や吸収係数) の関係が調べられてきた[6]。一方で、プラズマ生成用レーザーの電気・光変換効率も含めたシステム全体としての最適化 (電気⇒レーザー光⇒EUV 光という EUV 光のプラグイン効率) という論点は、必ずしも十分ではなかったように思われる。

EUV 露光が半導体微細化の重要技術として実用化され、社会的なインパクトが増すと同時に、プラズマ生成用レーザーの刷新など、光源生成技術は今後も進歩が求められる。EUV 光源の学理は原子物理・プラズマ物理・流体力学が相互に関連し、複雑である。レーザーをはじめとするハードウェアの進歩に合わせ、時宜を得た EUV 光源設計を実行するには、引き続き光源プラズマの学術的理解を深めていくことは重要であり、この点において本学会は先導すべき立場にあると考える。

1.2 本小特集の構成

このような背景の下、本小特集では 4 名の執筆者に EUV 露光技術の最近の動向や、最新の研究成果について紹介していただく。第 2 章では溝口計氏に、EUV 露光技術の進展の経緯と今後の課題について概説していただく。第 3 章では田中のぞみ氏から、EUV 用ミラーのスズデブ

り除去に重要な役割を果たす, EUV 光に誘起された水素プラズマに関する最近の研究成果について紹介いただく. 第4章では, 東口武史氏に, レーザー照射の工夫による EUV 発光強度の大幅な上昇に関する研究成果について紹介していただく. 第5章では, 砂原淳氏による高 EUV 変換効率の可能性を示したシミュレーション研究について紹介していただく. 第6章で本小特集をまとめる.

参考文献

- [1] 東口武史 他: プラズマ・核融合学会誌『プラズマによる短波長光源研究の進展とその物理(小特集)』 **89**, 652, (2013).
- [2] 溝口 計 他: プラズマ・核融合学会誌『リソグラフィ用極端紫外 (EUV) 光源研究の現状と将来展望 (小特集)』 **79**, 219, (2003).
- [3] 東口武史 他: プラズマ・核融合学会誌『EUV 光源開発の現状 (解説)』 **89**, 341, (2013).
- [4] L. Wischmeier, *et. al.*, Proc. SPIE 11323, Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography XI, 1132308 (23 March 2020).
- [5] S. Langer *et al.*, “Simulations of EUV Sources Driven by CO₂ and Thulium Lasers, Proc. 2019 Source workshop, <https://www.euvlitho.com/2019/S94.pdf>.
- [6] A. Sasaki *et al.*, J. Appl. Phys. **107**, 113303 (2010).

小特集 EUV 露光技術の動向と光源プラズマ研究・制御への要求

2. 半導体量産露光機用ハイパワー EUV 光源の現状と今後の展望

2. Today and Future of High Power EUV Source for Semiconductor Mass Production Lithography

溝口 計

MIZOGUCHI Hakaru

九州大学プラズマ・ナノ界面工学研究センター

(原稿受付：2025年4月16日)

EUV 光を使った日本発のリソグラフィ技術は、欧米主導で半導体量産工場への導入が進められている。日本では約10年遅れでラピダス社の工場に昨年複数台の EUV 量産露光装置が導入され、ようやく本格的 EUV リソグラフィ時代が日本にもやってきた。本章では、初めにこれまでの国内外の EUV 開発の経緯について解説する。次に、EUV 露光装置用光源装置の構造と必要性能について述べた後、今後の EUV 光源開発に求められる課題について示す。また、2024年7月 EUV を利用するため不可欠な材料開発の支援を目的とした「EUV フォトン社」を九州大学が立ち上げた。これらの活動の最新状況についても報告する。

Keywords:

EUV, plasma, lithography, semiconductor, light source

2.1 半導体製造用 EUV 露光装置

波長 13.5 nm の EUV リソグラフィは反射光学系（反射率 68% 程度）による縮小投影を用いたリソグラフィである。NA = 0.3 程度の反射光学系を使って 20 nm 以下の解像力を実現でき究極の光リソグラフィとも言われている（図 1）。

ただし 13.5 nm 光は気体によっても強く吸収され高真空または希薄な高純度ガスの封入された容器内でしか伝播しない。さらにミラー反射率が 68% しかないため、11 枚系のミラーで高 NA の縮小投影を行うと 1.4% しか露光面に

届かない。300 mm ウエハで 100 WPH（Wafer Per Hour）の生産性を実現するには、光源は 250 W 以上の出力が必要とされる。

2.2 日米欧の EUV 露光装置開発の経緯

2.2.1 黎明期：1990 年代

EUV 露光は、日本の木下らの提唱とほぼ同時期に米国の Bell 研究所でも研究が開始された。1990 年代には国立研究所を中心とした各国のコンソーシアムを中心に研究が進められた。すなわち米国で 1997 年に EUV Limited Liability Company (EUVLLC) と呼ばれる機関が組織され、本格的な露光装置開発を含む EUV リソグラフィ技術の研究が始まった[2]。この EUVLLC 設立の動きに触発され、欧州では EUCLIDES、日本では技術研究組合超先端電子技術開発機構 (ASET) EUV 研究室が発足し、日米欧三極での研究が開始された[3, 4]。

2.2.2 発展期：2000 年代

米国では SEMATEC (SEmiconductor MANufacturing TECHnology) に研究の中心が移り、Albany Nanotech とローレンス・バークレー国立研究所 (LBNL) で研究が進められた。欧州では MEDEA+, More Moore 等の研究プログラムで研究が行われ、EXEPT というプロジェクトに続いた。

日本では ASET の EUV 研究室に続き、2005 年から (株) 半導体先端テクノロジーズ (Selete) で本格的な研究が行われた。マスク技術やレジスト評価などの研究開発が進

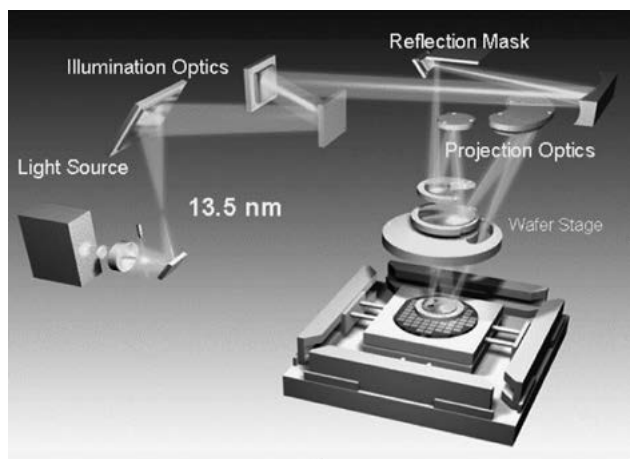


図 1 EUV 露光装置の概念図 (EUVA 提供)。

Center of Plasma Nano interface Engineering, Kyushu-Univ.

author's e-mail: mizoguchi.hakaru.010@m.kyushu-u.ac.jp

められた[5]。ASETやSeleteでは、マスク技術やレジスト技術などEUVの利用技術の開発が中心となったのに対し、光源技術や露光装置技術の開発のため、2001年に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)が設立され、光源研究と装置研究が始められた。メンバには、装置メーカー5社(ニコン、キヤノン、コマツ、ウシオ、ギガフォトン)と半導体メーカー4社(東芝、日本電気、富士通、ルネサス)が参加した。EUVAで行われた露光装置開発においては、ニコンが露光実験装置EUV-1、キヤノン社が小画角露光装置(SFET: Small Field Exposure Tool)をEUVAで開発した。またウシオ電機社のDPP光源およびコマツ社のLPP光源はこれら露光装置に接続され、本格的パターンニングの実証試験が行われた。EUVAの終了までに光源出力ではウシオ社DPP光源で数10 Wレベル、コマツ社LPP光源では高出力EUV光源の現在主流になっている炭酸ガスレーザーと錫ドロップレットの組み合わせた独自のLPP方式を創出し、50 Wレベルの光源出力を実証した(当時世界記録)[6]。この時点で確立した錫のドロップレットに固体レーザーで生成したプリパルス光を照射しプラズマを生成し、さらにそれをCO₂レーザーで加熱する方式は、現在世界の高出力EUV光源の主流の方式となっているがこれは日本初の発明であることを強調しておきたい。それからEUV光源プラズマ基礎的な面の研究は、大阪大学を中心に組織された文部科学省のリーディングプロジェクトが2002年に発足し、プラズマシミュレーション技術でも世界をリードしたことを付け加えておきたい。

2.2.3 日本の退潮期：2010年代

日本のEUVAの露光装置の研究は、2011年3月に国家予算の期限と共に終了した。この時期のASML社のDUVマーケットでの躍進と相まって、先物のEUVへの開発投資が民間企業で継続できず、終焉を迎えることとなった。残念なことに国内の露光装置の研究開発は、公的資金で10年間育んできたEUV露光機の技術を散逸することとなった。

日本のEUV光源の研究開発は、DPP光源はウシオ電機社で継続され、2013年頃応用先をマスク検査用LPP光源に変更し、日本のLaserTech社の検査装置に2016年頃採用され製品化された。またLPP光源はコマツ社から子会社のギガフォトン社に2012年に引き継がれ、経済産業省のマッチングファンドをつかって露光用光源出力330 Wの実証にまで至った[7]。しかしながら競合のCymer社が2013年にASML社に買収されたことと、日本の露光装置メーカーがEUV露光機市場から撤退したことから、商業的な出口が見出せず撤退を余儀なくされ、2022年に開発拠点であった平塚事業所を閉鎖し、光源装置のドライバーレーザー部分を九州大学に寄贈した。このドライバーレーザーシステムはNEDOの補助金を受け、コマツと三菱電機で共同開発したもので、波長10.6 μm 、10 nsのパルス幅で100 kHzの繰り返し周波数で、約30 kWの平均出力を達成した。図2は閉鎖直前のLPP光源の写真である。ち



図2 LPP型EUV光源装置(ギガフォトン社提供)。

なみに現在ギガフォトン社は、この高輝度LPP光源技術を転用した次世代検査装置用LPP光源の開発に注力し、マスク検査装置用EUV光源として製品化を進めている。

一方で国費でのマスクやレジストの研究は、ほぼ同時期に終了したSeleteの後継である株式会社EUVL基盤開発センター(EIDEC: EUVL Infrastructure Development Center)(2011年5月発足)でさらに10年近く研究開発が継続されたものの、予算の終了と共に解散となった。こうして国内のEUVの研究インフラが消滅していった。

2.2.4 EUV0.33 NA機の発展：2006年～2022年

転換期を縮小の方向で迎えた日本勢とは対照的に、世界のEUVL量産用露光装置はオランダのASML社主導のもとに進んだ。図3に開発の歴史を示した[8]。

初期には小フィールドの露光装置が試作されたが、2006年にASML社が開発したフルフィールドの α -Demo-Toolが現在に繋がる本格的露光装置であった。光源に10 W級(設計値)の放電プラズマ光源を搭載して、欧州のIMEC(IMEC: Interuniversity Micro-Electronics Center)および米国SEMATECHのAlbany研究所などに納入された[9]。2009年からはASML社は100 W光源(設計値)を搭載したEUV β 機NXE-3100を開発した[10]。この装置にはEXTREME社製のDPP光源を搭載した1台とCymer社製LPP光源を搭載した5台の計6台が出荷された。当初100 W光源の搭載をめざしたが、2012年時点で7～10 Wの出力に低迷しEUVリソグラフィ量産性検証のボトルネックとなった。このころ膨大なEUV光源開発費の負担に苦しむCymer社をASML社が買収した。2015年には

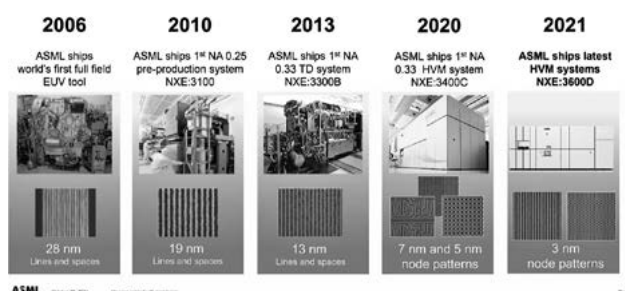


図3 ASML社露光装置開発の進歩[8]。

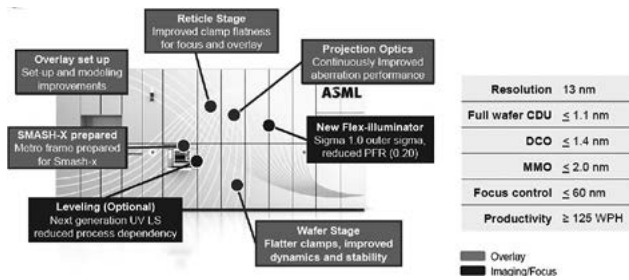


図4 NXE-3400B/Cの特徴と仕様[13].

80 W以上に光源を改良し、TSMC社[11]、Intel社[12]で40–80 Wで1週間前後の安定した運転に成功した。2016年には光源出力が100 Wを超え、NXE-3400B/Cが発表された(図4)[13]。

2018年以降は250 W出力での安定した運転が可能となり、量産ラインへのEUVリソグラフィ適用が始まった。EUV露光装置の半導体工場への設置台数は現時点で300台に迫っている。2024年12月にはNXE-3400Cの後継機のNXE-3800Eが、日本のRapidus社の工場に導入され、2025年4月には日本で最初のEUV露光に成功した。

2.2.5 High NAの工場導入：2023年～

ASML社のHigh NA露光装置EXE-5000の構造と特徴を図5に示した[14]。光源に関しては、LowNA露光装置NXEシリーズと比較し、EUVの光軸が打ち上げ方向から水平方向に変わっている。これは、ミラー枚数を1枚削減するために変更されたと思われる。NA=0.55の次世代露光装置EXE5000の初号機が、2023年末に米国Intel社のオレゴン工場に導入された。

現在は量産ラインへ組み込むため露光試験中であり、露光試験データ等もIntel社より公表された[15]。NA=0.33との差が示されている(図6)。

さらに近年、ASML社は次々世代の露光装置として“Hyper NA”と銘を打って、NA=0.75を超える露光装置の可能性を示した。同社の最新ロードマップでは2032年以降の新製品技術と位置付けている。光源出力は1000 Wを超える出力が要望されている。

2.3 EUV露光装置用光源装置の構造と性能

2.3.1 光源の全体構成

ASML社の250 W-EUV光源装置の全体構造を図7に示

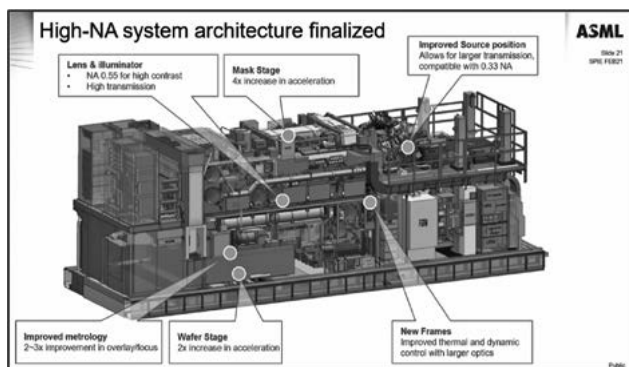


図5 EXE-5000露光装置の構造と特徴[8].

す[17]。

EUV光は大気中で吸収されてしまうためEUV発光プラズマは真空チャンバの中で生成され、容器の中にはターゲット材を供給するドロップレット供給装置、ドロップレットにレーザービームを照射するレーザー照射ユニット、ドロップレットがレーザー照射によりプラズマ化しそこから出てくるEUV光を集光する集光鏡。そしてドロップレットに正確にレーザービームを照射するための観測モニターなどから構成される。このEUVチャンバ部はEUV露光装置“Scanner”の真空チャンバに直結している。このチャンバの中でEUV光を発生させる錫のドロップレットターゲットにドライバレーザモジュール(左)で発生させたレーザー光を照射し、約30万Kの高温プラズマを発生させて、EUVを発生させる。発生した光は全方向に放射されるため、回転楕円面のEUVミラーで集光して“Scanner”の真空チャンバに伝送する。

2.3.2 ドライバレーザ部

ドライバレーザモジュールはドイツTRUMPF社製で10 kW級の溶接用CO₂レーザー4台を1つのフレームの上に乘せた構造で、このモジュールは1階部分にある発振器部で発生させた50 kHzのCO₂レーザーパルスを、4台のレーザーで直列に増幅するMOPA (Master Oscillator Power Amplifier) 構成になっている。このCO₂レーザーはいわゆる高速軸流方式でガラス管に沿ってガスを流しその外側から高周波での容量結合による給電が行われている。

2.3.3 EUVチャンバ

ドロップレットで供給される材料としては溶融させた錫(融点240℃)が使用される。高温の溶融錫を生成する坩堝に圧力をかけて、小さなノズル穴から噴き出す溶融錫ジェットにピエゾエレクトリック素子で振動を与えること

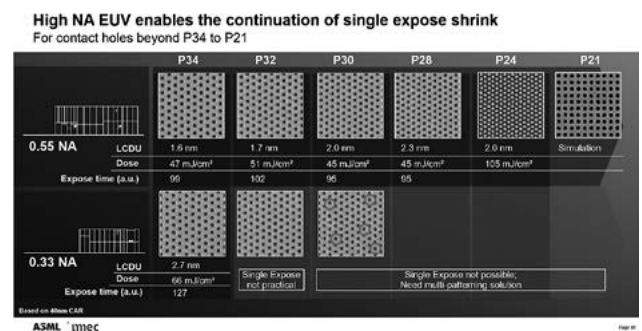


図6 EXE5000露光試験データ[16].

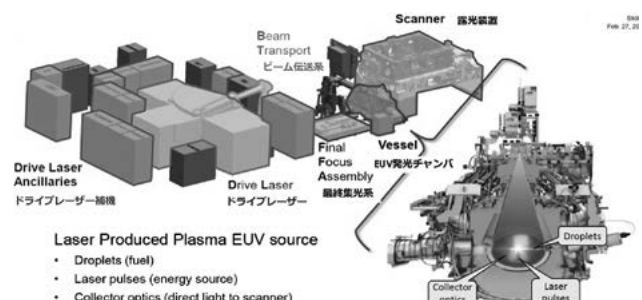


図7 ASML社EUV光源装置[17].

で、直径20 μm 程度のドロップレットを10–100 kHzで生成している。ドロップレットの飛翔速度は80–100 m/sに達する。従来はこのドロップレットの原料補給のたびに坩堝を冷却し、原料を補給する必要があったが、最新のモデルではインライン・リフィル機能が搭載され運転しながら、原料の補給ができる構成に改良された。

2.3.4 EUV集光鏡

EUV集光鏡の写真を図8に示した[18]。直径は660 mm、重量45 kgの回転楕円鏡で1つの焦点が、発光プラズマ点、もう1つの焦点が露光装置光学系の入り口：IF (Intermediate Focus) 点となっている。反射面にはMo/Siの多層構造の膜が蒸着されている。製造はドイツのZeiss社製である。

2.4 EUV光源開発の今後の課題

2.4.1 高出力化と電力の増大

この基本構成で2017年にはLPP光源は300 Wを超え、現在は700 Wを超えるデータが発表されている。2030年ごろには1000 W出力のEUV光源の実現をめざしている(図9)。この高出力化のためにはドロップレットの供給速度を速めて、ドライバーレーザの出力を現状の40–50 kWから100 kW程度まで増やすのが常道であるが、CO₂レーザの入力電力は既に1 MWを超えており、半導体工場の立地条件を大幅に制約する要因となっており実用装置としての限界に近づいていると言わざるを得ない。

2.4.2 EUV集光光学系のメンテナンスコスト

EUVプラズマから発生するEUV光をこの集光鏡で集めるが、光子のみならず発光材料の錫や、錫のエッチングガスとして流している水素プラズマもミラーに到達する。これら様々な高エネルギー粒子による多層膜のダメージを防

御するための工夫もなされている。特に水素ガスによる、高エネルギー粒子の失活過程、錫のエッチング過程は重要なプロセスであり、EUV光源装置設計の重要なポイントである。図10にASML社光源に使われた集光鏡の反射率低下速度の推移が示されている。

2015年には0.6%/Gplsだったものが、2017年0.4%/Gpls、2020年0.1%/Gplsと改善が進んできているが、依然ミラーのメンテナンスコストに占める割合は7割近くを占める。また前項の高出力化の方向と二律相反するため、今後もメンテナンスコスト低減の大きな課題である。

2.4.3 稼働率向上

半導体工場での装置稼働率は非常に重要であり、これまでの露光装置でも99.7%以上を常にめざしながら改善が進められている。EUV露光装置では真空中であるとともに、メンテナンス必要部品数も多く、非常に難しい要求である。集光鏡交換、ドロップレットジェネレータ交換、リフィルの場合の従来所用時間とその改善の結果、集光鏡交換は従来50時間かかっていたが、7時間程度と画期的に短縮され、現在の稼働率は平均値でようやく90%を超えるデータが出るようになってきている(図11)。

2.5 おわりに

2.5.1 EUVフォトン社の誕生

2024年7月に九州大学OIPの子会社としてEUVフォトン株式会社(以下EUVPと略)が発足した。これまで2章で述べてきたように、日本でのEUV研究は2010年台にことごとく終結し、途絶えたが比較的最近まで継続していたEUV材料開発の活動とDUVの実績で国内材料メーカーは健闘していて、フォトレジストの世界シェアは日本メーカーがその90%を占めている。この材料開発にはEUV光を使っ

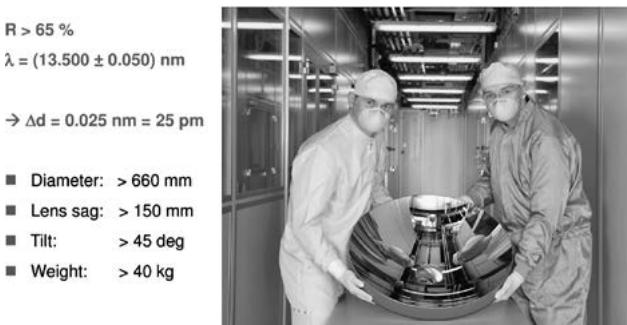


図8 ASML社のEUV光源用集光ミラー[18]。

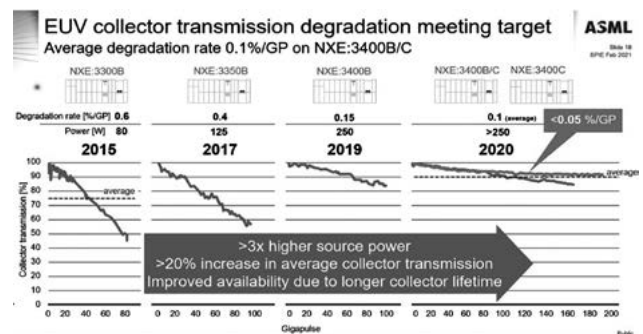


図10 EUV光源用集光ミラー寿命[19]。

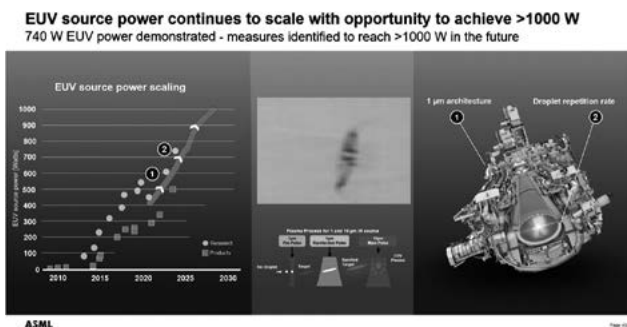


図9 EUV光源の高出力化の歩みと将来目標[16]。



図11 EUV照射試験装置(リソテック Japan 社提供)。

た研究が必要不可欠にもかかわらず、現在はiMECを初めとする欧米の研究機関に頼らざるを得ない状況にある。九州大学では、この状況を打破し国内の材料メカを支援するために、EUV光の照射サービスおよび材料開発の支援を実行する“EUV”フォトン九州大学OIPの元に2024年7月に発足させた。その業務コンセプトは、EUV光の照射+観測データの解析+材料設計までを一貫したサポートを行い材料メカを材料科学の面からサポートするというものである。

現在は佐賀シンクロトンや光源メカの協力を得ながら自前の分析機器を使ってEUV照射業務を進めているが、2025年後半からは自前の照射試験装置(図12)を使って大幅なキャパシティの拡大を計画している

2.5.2 国内のEUV技術の発展に向けて

ここまでEUV露光光源の開発について解説を加えてきた。残念ながらEUV量産用露光機、およびEUV光源の開発は2010年代に中断・撤退が相次いだ。しかしながらEUVリソグラフィを支える検査装置、およびその光源技術は日本の中に健在であり、レーザーテック社はEUVマスク検査装置では世界のリーダー的存在となっている。また、露光用光源を断念したギガフォトン社も、露光用光源開発で培った光源技術を検査装置用光源として製品化すべく活動中である。

EUV露光システムは図13に示すようにそれを支える数多くの要素技術抜きには語れない。図13に要素技術を整理した。EUVの発生用のターゲット技術、レーザー技術、プラズマ制御技術、EUV光学素子技術、真空中でのステージ技術、位置合わせ技術などが必要である。今後もこれらの技術にチャレンジすることが、日本の最先端装置技術を高めることになり、諸外国との差別化ができると考える。

本章では誌面の制約上、検査装置、および要素技術の状

況の解説には触れることができなかった。今後国産の要素技術を保有するメーカーと大学・研究機関がタイアップして微細加工の最先端であるEUV技術を継承だけではなく、世界をリードする技術として発展させていくことが強く望まれる。

謝 辞

最初に本章のきっかけとなったEUVリソグラフィ関連調査のチャンスを与えてくださった経済産業省の関係者の皆様に感謝します。さらに本プログラムを研究面から支えてくださった、九州大学の白谷正治副学長をはじめとする九州大学の関係者各位。北海道大学富田健太郎氏、Padue大学砂原淳氏、大阪大学西原功修氏に感謝します。最後に、本LPP-EUV光源研究開発において2003年のEUVA発足から出力50W達成までLPP-EUV光源の研究開発で、EUVA平塚分室長として指導的役割を果たされ、「遠藤方式」と言っても過言ではない、現在世界の半導体工場で活躍しているLPP-EUV方式の開拓[6]を行った遠藤彰氏(2022年2月死去)に改めて感謝の意を表すとともに遠藤氏の御冥福を祈り本稿の結びとしたい。

参考文献

- [1] 木下博雄 他：第47回応用物理学関係連合講演会予稿集 No.2, 322 (1986).
- [2] C. Gwyn *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. **B16**, 3142 (1998).
- [3] J.P.H. Benschop *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. **B17**, 2978 (1999).
- [4] S. Okazaki: Proc. SPIE **3676**, 238 (1999).
- [5] I. Mori *et al.*, Proc. SPIE **6921**, 692102 (2008).
- [6] A. Endo, *et al.*, Proc. SPIE **6703**, 670309 (2007).
- [7] H. Mizoguchi *et al.*, “Challenge of >300W high power LPP-EUV source with long collector mirror lifetime for semiconductor HVM”, Proc. SPIE.
- [8] Jan Van Schoot *et al.*, “High-NA EUV lithography exposure tool: advantages and program progress”, SPIE Photomask Technology + EUV Lithography, 2020.
- [9] J. Zimmerman *et al.*, “ASML EUV Alpha Demo Tool Development and Status”, SEMATECH Litho Forum (May 23, 2006).
- [10] J. Stoeldraijer *et al.*, “EUVL into production -Update on ASML's NXE platform”, 2009 EUVL Symposium, Prague (2009).
- [11] J.J.H. Chen, TSMC: “Progress on enabling EUV lithography for high volume manufacturing”, 2015 EUVL Symposium (5–7 October 2015, Maastricht, Netherlands).
- [12] M. Phillips, Intel Corporation “EUVL readiness for 7nm”, 2015 EUVL Symposium (5–7 October 2015, Maastricht, Netherlands).
- [13] M. Mastenbroek: “Progress on 0.33 NA EUV systems for High-Volume Manufacturing”, Proceedings Volume 11147, International Conference on Extreme Ultraviolet Lithography (2010).
- [14] Jan van Schoot, ASML; EUVL workshop 2023 Leuven, Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography XI (2019) [11323-28].

EUV Source by Energetic

EUV Exposure system by Litho Tech Japan



図12 EUV光源の稼働率の改善[20].

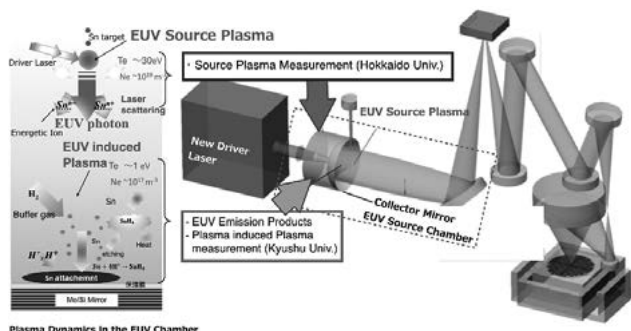


図13 EUV技術の構成とEUV露光システム(EUVフォトン).

- [15] S.L. Carson, “Early manufacturing status with high-NA EUV”, ALP-2025 [13424] (2025).
- [16] S. Nagahara *et al.*, “ASML Advanced EUV Technology in AI Era”, パターニング戦略会議 (2025.5.23-24, 箱根共創の森).
- [17] I. Fomenkov *et al.*, “Laser produced plasma light source development for HVM”, Proceedings Volume 9048, Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography V; 904835 (2014).
- [18] W. Egle *et al.*, “EUV collectors: design, development, fabrication, and testing”, Proceedings Volume 5193, Advances in Mirror Technology for X-Ray, EUV Lithography, Laser, and Other Applications; (2004).
- [19] SPIE Advanced Lithography + Patterning (2021).
- [20] 2021年 NGL 研究会第 3 回定例 (2021.11.9).



小特集 EUV 露光技術の動向と光源プラズマ研究・制御への要求

3. ミラー汚染低減に向けた EUV 光誘起水素原子密度の計測・制御

3. Diagnostics and Control of EUV-induced Hydrogen Radical Density for Mitigating the EUV Mirror Contamination

田中のぞみ

TANAKA Nozomi

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2025年5月5日)

極端紫外リソグラフィ技術は、光源由来のスズ粒子による集光鏡の表面汚染という技術課題を抱える。光源から放射される広帯域極端紫外光で誘起された水素ラジカルによる、その場汚染除去効果が期待されている。本章では水素ラジカル法を中心としたスズ汚染除去技術の解説と、光電離プラズマ実験および理論モデルによる理解、水素ラジカル絶対密度の計測と汚染除去効果の評価、汚染除去改善のための帯域外光の利用に関する研究を紹介する。

Keywords:

extreme ultraviolet lithography, photoionized plasma, photo-dissociation, contamination cleaning, laser induced fluorescence, optical emission spectroscopy, collisional radiative model

3.1 はじめに

極端紫外リソグラフィ (Extreme ultraviolet lithography, EUVL) 技術で製造される先端半導体チップは2019年に量産が開始、主にハイエンドデバイスに搭載されている。スズの液滴をターゲットとするレーザープラズマ EUV 光源からは、広帯域の極端紫外 (Extreme ultraviolet, XUV) 光に加えてスズのイオン、中性粒子、クラスターが広範囲に放出される。これらのデブリは光源内に設置された Mo/Si 多層膜第一集光鏡に到達、集光鏡表面のスパッタリングやインプラネーションによりダメージを引き起こす[1, 2]他、表面汚染となり反射率を低下させる。結果として半導体製造のスループットの低下、汚染除去のための装置停止時間が発生するといった、製造コストに関わる重要な技術ボトルネックの一つとなっている。

Shimomura, Fujioka らは高 EUV 変換効率に寄与する最小質量スズターゲットの利用が、中性粒子デブリ抑制にも大きく寄与することを明らかにした[3]。また Mizoguchi らはプラズマから飛来するスズイオンを磁場によりガイドし除去する方法で、大幅なスズデブリ抑制に成功している[4]。また、スズ中性粒子を含むデブリを集光鏡到達前に減速、除去する方法としてバッファガスによるデブリ除去技術があげられる。XUV 光吸収率の低さから水素が採用され、今日の EUV 光源で大きな効果を示している[5, 6]。

一方、水素ラジカル (水素原子) はスズ原子との化学反

応 $\text{Sn(s)} + 4\text{H}^*(\text{g}) \rightarrow \text{SnH}_4(\text{g})$ により化合物を形成し、スズ汚染を真空ポンプにより排気することができる。つまり、何かしらの方法でバッファガスの水素をラジカルに変換することで汚染除去効果が期待できる。Braginsky らは容量結合型放電プラズマ中で水素ラジカルを生成し、表面スズ汚染除去を実証した[7]。Elg, Ruzic らは、集光鏡をアンテナとする RF 放電により、水素プラズマ中で水素ラジカルを生成する手法を提案した[8]。放電プラズマを利用するとロングパルス、または連続的に水素ラジカルが生成され、大面積への曝露が行われるため効率的なスズ汚染層の除去が可能であるが、大幅な設備変更等の課題が残るため現在も採用には至っていない。

一方、光源内では XUV 光により受動的に水素プラズマが生成されている。この水素プラズマに含まれる水素ラジカルがスズ汚染と反応し、EUVL 装置稼働中に自動的に汚染除去をしていると考えられている。XUV 励起プラズマ由来のスズ汚染除去過程は、大まかに以下のように描写される (図 1)。光源から放射された高い光子エネルギーを持つ XUV 光により水素が光電離される。初期の光電子は高い運動エネルギーを持ち、周囲の水素を衝突電離しながらプラズマ状態を形成する。水素ラジカル生成に寄与する主な原子分子過程は van der Horst らによってまとめられている[9]。更に集光鏡表面への XUV 光照射由来の光電子がシース電場で加速され、衝突電離に寄与する。電離過程やイオンと電子の再結合、また放射に一部含まれる真空

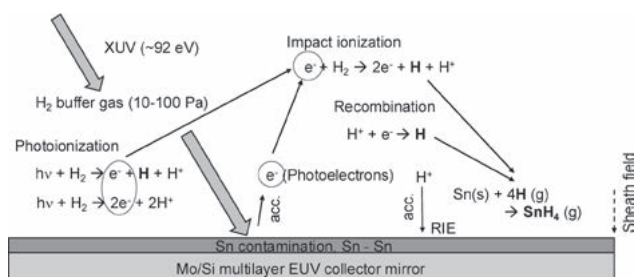


図1 XUV光電離プラズマおよび光解離による水素ラジカル生成と、スズ汚染除去の主な過程。

紫外放射による水素分子の光解離の結果、水素ラジカルが生成される。集光鏡に堆積したスズ原子は通常結合状態にあるため水素ラジカルを表面に曝露しただけでは反応効率が悪い。そこでReactive Ion Etching (RIE) と呼ばれる分子結合切断過程が重要視されている[10-12]。プラズマ中の水素イオンがシース電場により加速されスズ堆積層に衝突、スズ分子の結合を切断することで、水素ラジカルとスズの反応率が1-3桁増加する[13]。

以上の通り、さまざまなスズデブリ抑制技術と汚染除去技術が開発されているものの、スズ汚染問題は完全には解決しておらず、今日も重大なボトルネック技術として位置付けられている。これまで露光機EUV光源において、XUV誘起水素ラジカルによる汚染除去に対しては能動的な最適化が行われてこなかった。本研究では、光電離プラズマ中水素ラジカル密度の定量計測を通し、水素ラジカル汚染除去効果の評価と、水素ラジカル生成最適化に向けた帯域外光を利用した手法を提案した。

3.2 光電離水素プラズマと水素ラジカルの計測

3.2.1 極端紫外光源および水素ガスセルターゲット

実験には大阪大学レーザー科学研究所のレーザー駆動プラズマXUV光源と、水素ガスセルターゲットを用いた。XUV光は大気強く吸収されるため、光源およびターゲットは真空チャンバー内に設置されている。光源のターゲットには固体キセノンを用いた。キセノンプラズマは9価および10価イオンの4d-4f, 4d-5p, 4p-4d遷移に起因する、11 nm帯にピークを示す10-17 nmの広帯域XUVスペクトルを持つ[14, 15]。この放射スペクトルはスズのXUV放射に近いので本研究で採用した。キセノンは常温で気体であるため、スズのようなデブリの堆積が問題にならないという利点を備える。本光源では、回転する銅ドラムを内側から液体窒素で冷却し、ドラム表面にフロスト状の固体キセノン形成することで連続供給ターゲットとして使用できる。YAGレーザー(Continuum社製YG682、波長1064 nm、パルス幅10 ns、繰り返し周波数10 Hz、出力エネルギー1 J)を強度 $(4.18 \pm 0.05) \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ で集光照射することでキセノンプラズマを生成した。XUV光は中間集光点を囲んで点対称に配置された2枚の回転楕円鏡(焦点距離 $\pm 75 \text{ mm}$ 、集光立体角0.256 sr)を用いて集光した[16]。この集光光学系により、 10^9 W/cm^2 という高いXUV照射強度を達成することができる。

図2に示す水素ガスセルターゲットは内径70 mm、厚

さ14 mm、XUV入射開口径5.5 mmで構成され、XUV光焦点位置に中心を配置した。ガス圧は実験全体を通して $5.0 \pm 0.1 \text{ Pa}$ および $10.0 \pm 0.1 \text{ Pa}$ に維持した。側面には6つの計測ポートが取り付けられており、水平ポートの片側は自発光の可視分光観測窓として、もう一つの水平ポートと斜め45度上ポートはレーザー誘起蛍光法(Laser Induced Fluorescence: LIF)のプロープレーザー導入窓およびLIF発光観測窓として使用した。XUV誘起水素プラズマをガスセル中心の位置に10 Hzで発生させ、プラズマ計測を行った。

3.2.2 可視分光によるプラズマパラメータ取得

水素プラズマ自発光の可視分光(Optical emission spectrometry: OES)計測により水素プラズマの電子温度 T_e 、電子密度 n_e 、励起状態水素ラジカルの占有密度 n ($p=3-5$)を求めた[17]。水素プラズマの発光は、1対1倍率の結像光学系により分光器の入射スリットに結像し、Princeton Instruments社製2500シリーズ分光器と同社製のImage intensified charger-coupled device (ICCD)カメラ(PI-MAX4)を組み合わせた分光システムにより計測した。プラズマパラメータおよび励起状態水素ラジカル密度の測定に用いた回折格子の格子定数は、それぞれ2400本/mmおよび1200本/mmであった。ICCDカメラのゲート幅は10 ns以上に設定した。励起状態水素ラジカルの3本のバルマー線、 $H\alpha$ (656.3 nm, $p=3 \rightarrow p=2$)、 $H\beta$ (486.1 nm, $p=4 \rightarrow p=2$)、 $H\gamma$ (434.1 nm, $p=5 \rightarrow p=2$)を計測対象とした。

電子密度は $H\beta$ 発光スペクトルの広がりから求めた。スペクトルをVoigt関数によりガウス分布とローレンツ分布に逆畳み込みし、ローレンツ分布のシュタルク広がりを用いて $n_e = (2 \pm 0.4) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ と求めた。この電子密度は、Horstらが示した光電離水素プラズマの電子密度よりも6桁高い値であり、さらにガス圧力およびXUV強度に対する電子密度の式[9]で非常に良く再現された。一方電

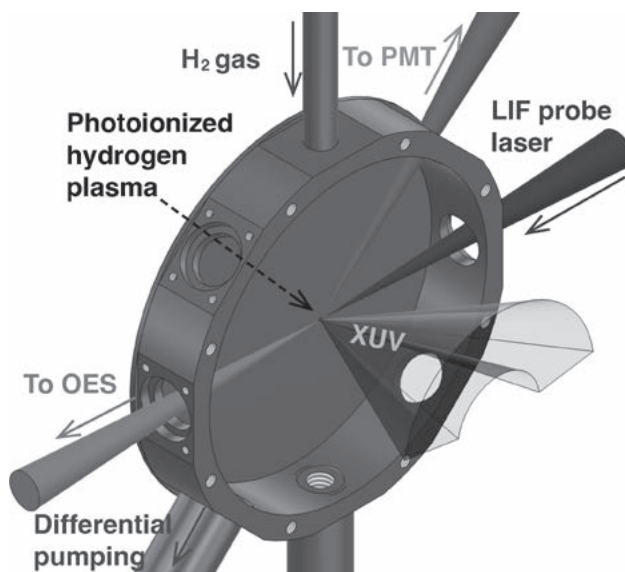


図2 光電離水素プラズマ実験に用いた水素ガスセル内部とXUV光および計測系。

子温度はプラズマの径方向膨張速度から求めた。10 ns ごとに取得した H_α および H_β 単色画像から、 $(1 \pm 0.2) \times 10^6$ cm/s であった。膨張速度すなわちイオン音速は電子温度の1/2乗に比例するため、 $T_e = 1.0 \pm 0.2$ eV と導出した。

主量子数 $p=3$ から $p=5$ の励起状態水素ラジカルの占有密度は、得られた3つのバルマー線スペクトル強度から以下の式(1)を用いて求めた。

$$N(p) = F \cdot \frac{\Omega_{\text{spec}}}{4\pi} \cdot t \cdot A_{ki} \cdot V \cdot n(p) \quad (1)$$

ここで $n(p)$ は各主量子数における占有密度、 V はプラズマの体積、 A_{ki} は上準位 k から下準位 i への遷移のインシュタイン係数 (A 係数)、 t は露光時間、 Ω_{spec} は分光器スリットがカバーする立体角、 F_{spec} は全体の校正値、 $N(p)$ は対応するスペクトルの強度である。以上より占有密度はそれぞれ $n(3) = (1.7 \pm 0.1) \times 10^8$ cm $^{-3}$ 、 $n(4) = (1.6 \pm 0.3) \times 10^7$ cm $^{-3}$ 、 $n(5) = (6.0 \pm 5.1) \times 10^6$ cm $^{-3}$ であった[17]。

3.2.3 レーザー誘起蛍光法による基底状態水素原子密度計測

基底状態水素ラジカルの占有密度 $n(1)$ は、レーザー誘起蛍光法 (Laser Induced Fluorescence, LIF) により計測した。水素原子に対しては、基底状態水素の二光子吸収 LIF (TALIF) 測定が、遷移確率および発光確率が高いためしばしば用いられる[18他]。LIFプローブレザーは波長 205.14 nm で、基底状態 ($1s^2 S$) の軌道電子を、二光子吸収により励起状態である $3s^2 S$ または $3d^2 D$ へと励起する。励起後、 $2p^2 P$ 状態への自発的脱励起による発光 (波長 656.28 nm) が LIF 発光として測定される。波長 205.14 nm の LIF プローブレザーは、Nd:YAG レーザー (Continuum, SureliteEX) の二倍波で励起された 615.44 nm の色素レーザー (Usho 製、色素: Sulforhodamine) をさらに波長変換することで生成した。色素レーザーの波長は、波長計 (High Finesse WS6 S/N 759, 分解能 0.01 nm) でモニターしながら制御した。KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) 結晶による波長変換で得られる 307.72 nm の二倍波と基本派の

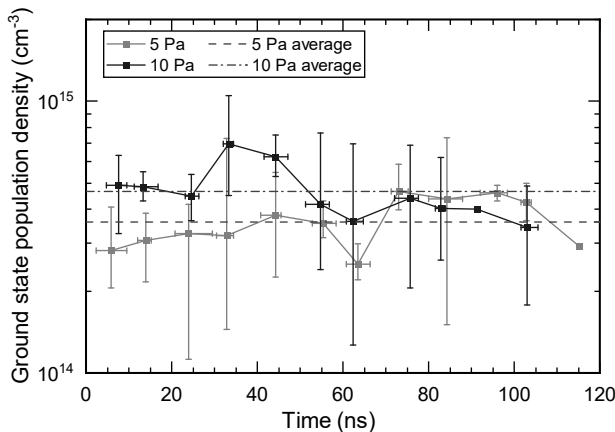


図3 LIF計測で得られた、基底状態水素ラジカル占有密度の時間発展[19] Fig.2.

615.44 nm を BBO (β -Barium Borate) 結晶内で混合することにより、205.14 nm の LIF プローブレザーを生成した。ガスセル中心における LIF プローブレザーのエネルギー、スポット径、および強度は、それぞれ 4.12 μ J、40.7 μ m、 3.17×10^7 W/cm 2 であった。LIF 信号は、倍率 12.2 のイメージリレーとバンドパスフィルターを通して、光電子増倍管 (Photo multiplier tube, ET Enterprises 社 9902B シリーズ) により測定した。PMT の信号電圧の時間波形は、1 GHz 帯域のオシロスコープ (Tektronix 製, TDS5104B) によって検出した。基底状態の初期占有密度 $n(1)$ は各準位のレート方程式を解き、基底状態占有密度と LIF 信号強度の校正曲線を求めることで導出した[19]。

図3に $n(1)$ の時間変化を示す。水素ガス圧 5.0 Pa および 10.0 Pa において、それぞれ $(3.6 \pm 3.8 / -2.5) \times 10^{14}$ cm $^{-3}$ 、 $(4.6 \pm 5.8 / -3.4) \times 10^{14}$ cm $^{-3}$ であった。XUV 光は駆動レーザー照射中 (0–10 ns) に放射されるが、水素ラジカルは 100 ns 以上の間、一定の密度を保つことが示された。

3.3 準定常状態近似衝突輻射モデルによる理解

3.2 で得られた電子密度および電子温度領域は、McWhirter 条件[20]から非局所熱平衡状態 (Non Local Thermodynamic Equilibrium, NLTE) と判断され、また Griem の境界および Byron の境界[21]よりも、衝突輻射カスケード状態 (Collisional Radiative Cascade, CRC) 側にある。従って本研究の光電離水素プラズマは衝突輻射モデルを用いて取り扱うことが適切である。衝突輻射プラズマ内では複数の過程が関与しているが、基本的には2つの主要な過程が各準位の占有密度に影響を与える。

$$n(p) = R_0(p) n_e n_i + R_1(p) n_e n(1) \quad (2)$$

右辺の第1項は再結合、第2項は基底状態の原子からのイオン化を表し、 R は行列操作を用いてモデル化されている[21–23]。図4に、 $p=1-20$ における占有密度を、Goto による計算コード[24, 25]を用いて計算した結果を示す。入力パラメータとしては OES 計測で得られた電子密度および、LIF 計測で得られた基底状態占有密度、電子温度は

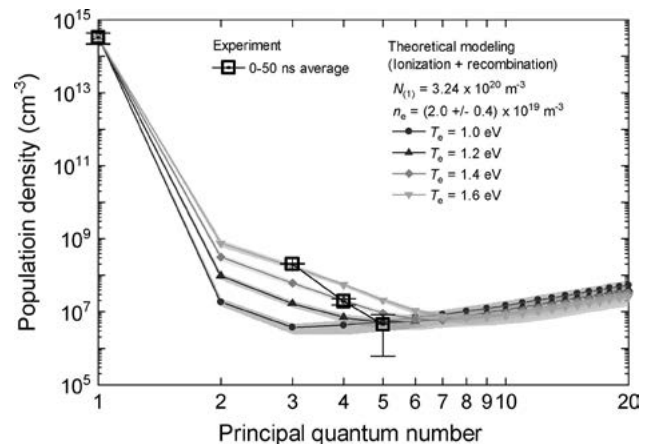


図4 主量子数 $p=1-20$ における理論モデルによる水素ラジカル占有密度および、 $p=1, 3, 4, 5$ における実験結果 (オーブンスクエアプロット) [19] Fig.3.

1.0 eVから1.6 eVの範囲とし、電子密度とイオン密度は等しいという仮定のもと計算を行った。本モデルでは準定常状態、すなわち $dn(p)/dt=0$ を仮定し、イオン化および再結合の両過程を考慮した。実験的に得られた $p=3, 4, 5$ 準位の占有密度と計算結果は良い一致を示した。

時間分解計測した発光強度は $H\alpha$ および $H\beta$ 共に約 35 ns 付近でピークを示した。 $H\alpha$ に対する $H\beta$ の強度比は、35 ns 以前に急激に減少し、その後一定値を示した。この結果は、水素ラジカル生成に関して二つの異なる領域が存在することを示す。0–10 ns の間に XUV 光子によって水素分子および原子が光解離および光電離される。この際に生成された比較的高エネルギーの電子が、電子–原子衝突を通じてプラズマの電離相を維持すると考えられる。一方、35 ns 以降は水素イオンがプラズマ中の比較的低エネルギーの電子と再結合する[21–23]。その結果として、再結合およびカスケードを経て多数の水素ラジカルが生成される。この過程は励起状態の占有密度が準定常状態にあることを示唆している。準定常状態近似の妥当性は、 $n(p) \ll n_e = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ かつ $n(p) \ll n(1)$ という条件により与えられる[26, 27]。本研究で得られた密度がこの条件を満たし、かつ $H\beta/H\alpha$ 比が 35 ns 以降に一定値を示すことから、衝突輻射モデルにおける準定常状態近似は、本研究の水素プラズマにおいて妥当であったと判断される。

3.4 EUV 光源実機におけるスズ汚染除去効果の評価

ここからは、高強度 XUV 駆動光電離水素プラズマ実験で得られた結果を EUVL の光源実機にスケールングし、実機における水素ラジカルによるスズ汚染除去効果を評価する。水素ラジカル密度 n_H を以下の式で記述する。

$$n_H = 2n_{H_2} \int_{\lambda} \int_t \phi_{XUV}(\lambda, t) (\sigma_{pi}(\lambda) + \sigma_{pd}(\lambda)) dt d\lambda \quad (3)$$

$$\phi_{XUV}(\lambda, t) = \frac{\Omega}{S} f_{XUV}(\lambda, t) \quad (4)$$

$f_{XUV}(\lambda, t)$ (photons/sr/s/nm) は光源からの放射スペクトル、 n_{H_2} は水素分子の数密度、 $\sigma_{pi}(\lambda)$ および $\sigma_{pd}(\lambda)$ はそれぞれ光電離および光解離断面積、 $\Omega(\lambda, t)$ (photons/cm²/s/nm) は水素ガス位置に照射される光子束、 Ω は対象位置における特定の面積 S が捉える放射の立体角である。この式は水素ラジカルの生成項であり、対象とする条件では分子再結合および水素ガスによる吸収による損失項は無視できる。

二次元放射流体コード STAR 2D[28, 29]を用いて、我々の実験と同条件のもとスズプラズマの放射スペクトル $f_{XUV}(\lambda, t)$ を計算し式(3)、(4)に代入、水素ラジカル密度を $1.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (5 Pa) と求めた。結果は本研究の実験値と良い一致を示した。実機における Mo/Si 多層膜集光鏡の位置を光源から 20 cm とした時の光子束を用いると、集光鏡表面近傍での水素ラジカル密度は水素ガス圧 5 Pa で $7.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ と求められる。Braginsky らの求めた汚染除去レート[7]から、除去されるスズ汚染層の厚さ F_{Sn} と水素ラジカル密度の関係は、以下の式で表すことができる。

$$\Delta D_{Sn} = \frac{dD_{Sn}}{dt} \tau \propto (n_H \sqrt{T_H})^{0.76} \tau \quad (5)$$

ここで dF/dt は汚染除去レート、 τ は 1 パルス中の水素ラジカルの寿命、 T_H は水素ラジカルの温度である。式(5)を用いると、1 パルスあたりの汚染除去は水素ガス圧 5 Pa の場合で $4 \times 10^{-11} \text{ nm/pulse}$ と予測される。この値は、例えば Mizoguchi らの発表した汚染堆積速度[30]と比較して 4 桁遅く、水素ガス圧を 100 Pa に増加しても 1 桁以上遅い。つまり、現状の EUV 光源内における XUV 誘起水素ラジカルによるスズ汚染層除去効果は限定的であり、この汚染除去方法を有効利用するにはラジカル密度をはじめとしたパラメータの最適化が必要であると言える。

3.5 真空紫外光による水素ラジカル生成の最適化

水素ラジカル密度を増加し汚染除去レートを改善するため、我々はスズプラズマ放射を積極的に帯域外放射にシフトし、水素ラジカル生成効率を大幅改善する手法を発明した[31, 32]。光の波長に対する水素ラジカル生成断面積[33]は、光電離過程を主とする XUV 帯域よりも光解離過程を主とする 70–110 nm の真空紫外 (Vacuum ultraviolet, VUV) 帯域の方が 3 桁ほど高い。帯域外光とされる VUV 光を積極的に用いることで、その場かつ最小限の設備変更にて集光鏡の汚染除去を行う。放射スペクトルは駆動レーザー強度を下げることで長波長側にシフトすることができる。STAR 2D コードにより駆動レーザー強度を 10^{11} W/cm^2 から 10^8 W/cm^2 台まで下げ、放射スペクトルを求めた。強度を下げるに従い、VUV 領域のスペクトルが相対的に増加していく傾向が得られた。

実験的にも VUV 放射、水素ラジカル生成の駆動レーザー強度依存性を明らかにした。駆動レーザー強度は、レーザーエネルギーを一定に保ちながらレーザーの集光サイズを拡大することで調整した。VUV 帯域の放射スペクトルは、VUV 分光器 (Acton, VM-502-S) と X 線 CCD カメラ (Princeton Instruments, PIXIS-XO) の分光システムにより取得した。70–110 nm 帯域の VUV 放射は、レーザー強度が下がるにつれ増加し、 $2.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ をピークに再び減少した。強度減少に伴う VUV 強度の増加はシミュレーションと同じ傾向を示した。一方レーザー強度は低くなるにつれアブレーション閾値に近づくことで、プラズマそのものが加熱されなくなり VUV 放射は急激に減少する。また、3.2.1 の実験系を用いて $H\alpha$ 、 $H\beta$ のレーザー強度依存性を計測した。励起状態 ($p=3$, $p=4$) の水素ラジカル密度は図 5 に示すようにレーザー強度を下げるに従い、つまり VUV にシフトするに従い増加し、 $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ をピークに 10^{11} W/cm^2 の時の 3 倍以上の値を示した[34]。基底状態についても VUV モードでの占有密度 $n(1)$ の大幅増加が期待できる。今後の展望としては、LIF 計測をレーザー強度依存性に拡張して基底状態占有密度を計測し、我々の提案する VUV 汚染除去手法の総合的な評価を予定している。

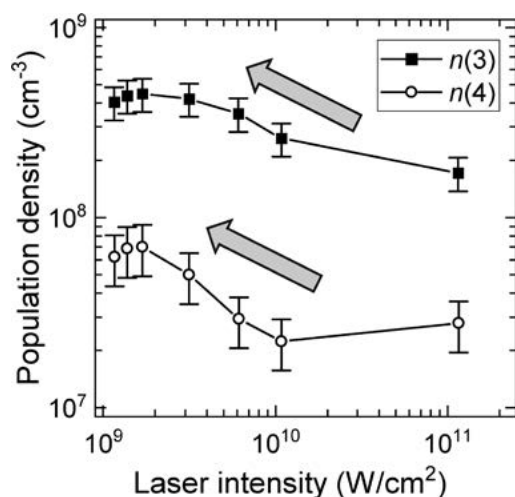


図5 レーザー強度を変化させた際の励起状態水素ラジカル占有密度. $1.6 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ でピークを持つ.

3.6 まとめ

本章の前半ではEUVリソグラフィにまつわる光源内第一集光鏡の汚染問題と汚染除去手法に関する状況をまとめ、後半では以下の4点を中心に我々の研究で得られた主な成果を紹介した。1)世界で初めてのLIF法による光電離プラズマ中水素ラジカルの絶対密度計測に成功し、2)シミュレーションで得られた放射スペクトルを取り込み今日のEUV光源における光源汚染除去効果を評価、3)分光計測と衝突輻射モデルによる光電離水素プラズマを理解、そして4)VUV光の積極利用による水素ラジカル密度の増加の傾向を掴んだ。EUVリソグラフィ技術で製造された大規模集積回路 (Large Scale Integration) 半導体チップは、今日各種端末デバイスを始め日常のさまざまな場面で利用されている。量産化を達成したとはいえ学术界の役割は終わりではなく、本章で紹介したような技術課題の解決や、更なる高性能化に向けて今後も学会と産業界の連携が重要な役割を持つと言える。

謝辞

本章で紹介した研究は、大阪大学レーザー科学研究所と Semiconductor R&D Center, Samsung Electronics Co. Ltd. および Samsung Device Solutions R&D Japan (DSRJ) との共同研究講座の枠組みのもとで実施されました。本研究の一部はJSPS科研費 (課題番号 20K03893) およびJSPS Core-to-Core プログラム (課題番号 JPSJSCA20230003) の支援を受け、文部科学省の先端研究基盤共用促進事業 (先端研究設備プラットフォーム) のもとで共用されている研究設備を使用して行われました (課題番号 JPMXS0450300021)。本研究で示した結果は、Baojun Zhu氏, Chang Liu氏, James Edward Hernandez氏, Yubo Wang氏, Zijun Zhong氏, Yulin Gong氏, 西原功修氏, 藤岡慎介氏 (以上大阪大学レーザー科学研究所), 砂原淳氏 (パデュー大学), 城崎知至氏 (広島大学), 上山真司氏 (Samsung Device Solutions R&D Japan), Kyung Sik Kang氏 (Semiconductor R&D Center, Samsung Electronics Co. Ltd.) との共同の成果

に基づいています。本研究に関して多大なご助力を賜りました藤本孝氏 (京都大学), 後藤基志氏 (核融合科学研究所), 東口武史氏 (宇都宮大学), 寺坂健一郎氏 (崇城大学) に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] R.A.J.M. van den Bos *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 265302 (2017).
- [2] M. van de Kerkhof *et al.*, Proc. SPIE **11323**, Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography XI, 113230Y (2020).
- [3] M. Shimomura *et al.*, Appl. Phys. Express **1**, 056001 (2008).
- [4] H. Mizoguchi *et al.*, Komatsu technical report **63**, 18 (2017).
- [5] I. Fomenkov *et al.*, Adv. Opt. Technol. **6**, 173 (2017).
- [6] C. Xia *et al.*, Pub. No.: US 2022/0179328 A1, (2022).
- [7] O. Braginsky *et al.*, J. Appl. Phys. **111**, 093304 (2012).
- [8] D.T. Elg *et al.*, Plasma Chem. Plasma Process **38**, 223 (2018).
- [9] R.M. van der Horst *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 145203 (2016).
- [10] G.A. Panici *et al.*, Proc. SPIE **10143**, 101432I (2017).
- [11] M. Ji *et al.*, Plasma Fusion Res. **16**, 1406003 (2021).
- [12] K. Kouge *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **61**, 056001 (2022).
- [13] D. Qerimi *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **38**, 052601 (2020).
- [14] A. Sasaki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **85**, 13 (2004).
- [15] H. Tanuma *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **58**, 231 (2007).
- [16] N. Tanaka *et al.*, High Energy Density Physics **37**, 100865 (2020).
- [17] C. Liu *et al.*, Appl. Phys. Express **15**, 036002 (2022).
- [18] J. T. Salmon and N. M. Laurendeau, Combust. Flame **74**, 221 (1988).
- [19] N. Tanaka *et al.*, Appl. Phys. Lett., **124**, 152113 (2024).
- [20] R.W.P. McWhirter, *Spectral Intensities, in Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, New York and London, 1965).
- [21] T. Fujimoto, JPSJ, **49**, 1569, (1980).
- [22] T. Fujimoto, JPSJ, **47**, 273 (1979).
- [23] T. Fujimoto, JPSJ, **54**, 2905, (1985).
- [24] M. Goto *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 4316 (2002).
- [25] M. Goto and S. Morita, Plasma Fusion Res. **3**, S1042 (2008).
- [26] K. Sawada and T. Fujimoto, Phys. Rev. E **49**, 5565 (1994).
- [27] D.R. Bates *et al.*, Proc. R. Soc. A **267**, 297 (1962).
- [28] A. Sunahara *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **112**, 042048 (2008).
- [29] A. Sunahara *et al.*, Opt. Express **31**, 31780 (2023).
- [30] H. Mizoguchi *et al.*, J. Laser Micro/Nanoeng. **11**, 276 (2016).
- [31] 田中のぞみ 他: 特開 2024-043199 (2022).
- [32] K. Nishihara *et al.*, Pub. No.: US 2024/0094646 A1, (2024).
- [33] A.N. Heays *et al.*, A&A **602**, A105 (2017).
- [34] J.E. Hernandez *et al.*, Appl. Phys. Lett. **124**, 012101 (2024).



小特集 EUV 露光技術の動向と光源プラズマ研究・制御への要求

4. 多段レーザー照射による EUV 変換効率の向上

4. Enhancement of EUV Conversion Efficiency by Simultaneous Multi-Beam Laser Irradiation

東口 武史

HIGASHIGUCHI Takeshi

宇都宮大学 工学部 基盤工学科

(原稿受付：2025年3月17日)

省エネ化を図りながら EUV 光源を高出力化するためには、駆動用レーザーの消費電力を下げつつ、高効率化する必要がある。1 ビームあたりのエネルギーを下げ、多段レーザービーム（マルチレーザービーム）を照射することで高効率化することが観測された。波長が $1\ \mu\text{m}$ の Nd:YAG レーザーでも EUV 変換効率を 4.7% - 5% にでき、多段レーザービームにより EUV 変換効率を従来よりも向上できることを明らかにした。これは駆動用レーザー（プラズマ加熱用レーザー）の消費電力を抑制できることを意味しており、EUV 光源の高効率化と省エネ化に貢献できるものである。

Keywords:

extreme ultraviolet (EUV), laser-produced plasma (LPP), multiple laser beam

4.1 はじめに

極端紫外（Extreme ultraviolet, EUV）リソグラフィーが稼働しはじめてから、CPU、GPU、DRAM などの高性能化が急速に進んでおり、省電力で高速処理できるスマートフォンや Personal Computer (PC) が使われている。最近では生成 AI 向けの GPU も活況である。“EUV”という言葉もニュースなどでよく耳にするとと思われる。EUV 露光装置も我が国に設置されることになった。EUV 露光装置はオランダの ASML 社のみが製造できる唯一の最重要装置であり、EUV 露光装置に限っては ASML 社が独占している。本章では、EUV リソグラフィーの歴史などは成書にゆずる [1-3]。なお、EUV 関連分野に関しては動向が激しいため、最新動向は今後の半導体関連ニュースなどを参照されたい。ここでは、今もなお EUV 光源の高効率化が必要な理由を説明するため、多段レーザー照射による EUV 変換効率の向上に関する部分の前が長くなることをご容赦いただきたい。

オランダの ASML 社のロードマップによると、光学系の開口数 (Numerical aperture, NA) が 0.7 の光学系の検討も進められている。先に行われた 2024 年 10 月にオランダにあるナノリソグラフィー先端研究センター (ARCNL) で行われた 2024 Source Workshop で ASML 社から基調講演があり、ロードマップが示された。これによると、2027 年から $\text{NA} = 0.55$ 、それ以降は“ $\text{NA} = 0.75?$ ”と記載されていた。また、国際光工学会 (The International Society for Optical Engineering, SPIE) の SPIE Advanced Lithography + Patterning 2025 では最新の EUV 露光装

置や EUV 光源に関する成果が報告され、“ $\text{NA} = 0.9?$ ”との記載もあった。ここで、“?” が記載されているのは、波長 $13.5\ \text{nm}$ の露光光学系として検討中ではあるものの可能性があることを示している。国際半導体ロードマップ “International Roadmap for Devices and Systems (IRDS)” (デバイスおよびシステムの国際ロードマップ) “IRDS 2022” に高 NA とは別の候補も示されている [4]。

現在の EUV 露光機の消費電力は 1.2 MW、EUV 光源の出力約 500 W である。この EUV 光源の出力は照明光学系の直前に光源と露光機をつなぐ集光点での値である [5]。これを中間集光点と呼び、EUV 光源の出力は中間集光点での値である。このため、プラズマ発光点 (スズ (Sn) プラズマ) の EUV 光源の出力はさらに大きい。なお、フィードバックを行わない制御方式 (オープンループ) で、繰り返し周波数も従来の 50 kHz の 2 倍の 100 kHz にする試行では、740 W の出力であることが報告された [6]。高出力化を図るために進められた高繰り返し化にともない Sn 液滴ターゲットの間隔を拡げる必要があり、液滴ターゲットを押し出すタンクの背圧を 700 気圧にしているとのことであった。一方、消費電力は非常に大きいままであり (1 MW 級)、省エネ化 (グリーン化) の見込みは立っていないのが現状である。エネルギー効率、つまり変換効率などを高効率化する必要がある。露光機のコスト低減の観点からみると、レーザー増幅器の台数低減や露光機の捕集鏡の長寿命化など多くの課題がある。露光機の捕集鏡の長寿命化はデブリフリーとまでいかずとも、高速イオンデブリが EUV 捕集鏡に到達するイオン量を減らさなければなら

Utsunomiya University, Utsunomiya, TOCHIGI 321-8585, Japan

author's e-mail: higashi@cc.utsunomiya-u.ac.jp

ない。EUV光源の高繰り返し動作によって高出力化することとデブリの高速イオンを減らすことはトレードオフの関係にある。高NA化にともなってEUV光源を高出力化するにはプラズマ加熱レーザーを高出力化するため、高速イオンの価数、エネルギー、粒子量を減らすことはなかなかどうして難しい。

EUV光を効率よく発生させるため、中赤外レーザーのひとつのナノ秒パルス炭酸ガス(CO₂)レーザー(波長10.6 μmなど)が駆動用レーザー(プラズマ加熱レーザー)として用いられている。CO₂レーザーは金属加工、切断や医療分野に使われているポピュラーなレーザーであり、高出力である。EUVリソグラフィーでもCO₂レーザーが使われている。EUV光源に用いられているCO₂レーザーは持続時間が数10 ns級のパルス動作である。繰り返し周波数は前述したように50 kHzから100 kHzの高繰り返しであり、高平均出力短パルスCO₂レーザーである。このため、従来の金属加工などに用いられているCO₂レーザーとは異なり、発振器と予備増幅の段階からQスイッチ法や再生増幅法が用いられる。多段増幅により平均出力を数10 kW級に高出力化している。EUV露光機の消費電力のほとんどはEUV光源によるものである。さらに、EUV光源を高出力化するため、平均出力を上げるべくCO₂レーザー増幅器を増やしており、同時に消費電力も大きくなっている。このため、EUV露光機の消費電力を下げる必要性は認識されているものの、先端半導体のさらなる性能向上への要求が強く、消費電力を下げられないのは仕方がないともとれる状況が続いている。消費電力を下げる努力は続けられているが、大幅な低消費電力化は今のところ見いだされていない。

4.2 省エネ化に向けた動き

これからのEUV露光機の光学系の高NA化(high-NAやHyper-NA)に向けて、EUV光源の高出力化が進められており、前述したように、開発段階では740 Wに達している。さらに、高出力のCO₂レーザーを開発するとなると、放電電極の摩耗や光学素子への損傷が起きやすくなるため、電力を抑えることは避けられない。現在、使われているレーザーの高出力化に向けては増幅率の問題やビーム品質の悪化、消費電力の増加などの問題を抱えている。レーザー装置のさらなる高出力化は難しい局面を迎えており、省エネ化が必要なレーザーをどうするか議論されている。そのような中、ウォールプラグ効率の悪い気体放電のCO₂レーザーをウォールプラグ効率のよい固体レーザーに置き換えることが検討されている。ここで、ウォールプラグ効率は、レーザーシステムが電力から光へのエネルギーあるいはパワーの比として定義される変換効率のことである。波長が約2 μmで動作する中赤外固体レーザーはウォールプラグ効率の問題を解決できる可能性がある。ツリウム(Tm)を添加したイットリウム・フッ化リチウム(YLF)やホルミウム(Ho)を添加したイットリウム・アルミニウム・ガーネット(YAG)は、ウォールプラグ効率が相対的に高い。低繰り返しで1 J級の高パルスエネルギーは

達成されている。波長が約2 μmの固体レーザー生成プラズマのEUV変換効率はCO₂レーザー生成プラズマのEUV変換効率と同等であると予想され、米国のローレンス・リバモア国立研究所(LLNL)によりレーザー開発が、欧州のナノリソグラフィー先端研究センター(ARCNL)により2 μmレーザーによるEUV光源原理実証実験が行われた[7-10]。変換効率は4 %台(4.6 %)であり、CO₂レーザー生成プラズマEUV光源に匹敵するレベルであることが理論的、実験的に報告された[5, 10]。したがって、波長2 μm固体レーザーは新たな駆動用レーザーとしてCO₂レーザーに替わる可能性がある。我が国でも半導体物資が経済安全保障の重要物資になっていることを踏まえ、高出力中赤外固体レーザーを開発し、高効率EUV光源を開発する経済安全保障重要技術育成プログラムが開始される。

4.3 EUV光源の中赤外レーザーと課題

波長2 μm固体レーザーではCO₂レーザーと同等のEUV変換効率を得ることができるが、CO₂レーザーに替わってEUV露光に用いるためには、レーザーの出力もCO₂レーザーと同等でなければならない。EUV露光装置では、パルス幅が数10 ns程度でパルスエネルギーが数100 mJ級のCO₂レーザーが用いられている。これに相当する2 μmレーザーのピーク出力は報告されている。一方、CO₂レーザーは繰り返し周波数が10 kHzから100 kHzで平均出力はkW級である。しかしながら、これに相当する2 μmレーザーの平均出力は報告されていない。したがって、2 μmレーザーはCO₂レーザーと同等のEUV変換効率は得られるが、同等の平均出力は得られていない。ウォールプラグ効率のよい2 μmレーザーをEUV露光装置の駆動用レーザーとして採用されるには、現行のCO₂レーザーと同等の平均出力を得るための新たなアプローチが必要である。

気体放電パルスCO₂レーザーと比較して、固体レーザーは低い平均出力で損傷を受けやすく、数10 kHzの高繰り返しではパルスエネルギーは低くなると予想される。そのため、固体レーザーのパルスエネルギーは、高繰り返し動作時の気体放電CO₂レーザーよりも低くなると予想される。現在のレーザー技術を用いてレーザー出力10 kW級の固体レーザー増幅器を実現することは難しいが、冷凍機によりレーザー媒質を冷やして高出力化したり、ファイバーレーザーのファイバーを束ねコヒーレント結合したりする方法も検討されている。いずれにせよ、CO₂レーザーは放電電極の摩耗やウォールプラグ効率の問題、2 μmレーザーは平均出力が低いなど、EUV光源の高出力化を進めていくにつれて高出力増幅器の課題が顕在化している。

これらを踏まえ、高出力化が難しいとも考えられているCO₂レーザーや低平均出力の2 μmレーザーでEUV変換効率の高効率化、高出力化をさせる手法として、多段レーザー照射(マルチレーザービーム照射)について述べる。本章では、これ以降、マルチレーザービーム照射と称する。EUV露光装置では、EUV光の発生には1本のレーザーをSnターゲットに照射する。そのため、EUV光源を高出力

化させるには1式のレーザーを高出力化する必要がある。一方、本研究で提案するマルチレーザービーム照射は、複数のレーザーをターゲットに対して同時に照射する。したがって、1本あたりのレーザーが低出力であっても、複数レーザーにより合計レーザーエネルギーを増やすことができる。レーザー1台あたりの負担を軽減しながらEUV光源を高出力化できる可能性がある[11]。

具体的には、独立した同期レーザーシステムから10–100 mJ/pulse級のレーザーパルスを複数照射することで、プラズマの膨張にともなう温度冷却を抑制し、エネルギー損失を低減する。これにより、放射に利用可能なエネルギー割合を増加させる[12]。マルチレーザービーム照射における照射するビーム本数が変化したときにEUV光源の諸特性がどのように変化するかを明らかにする必要がある。EUV光源の高効率化が実証できると、単一のレーザーを高出力化させずとも、複数の低出力レーザーで光源の高出力化が可能になる。今後のCO₂レーザーや2 μm中赤外固体レーザーの高出力化に向けたレーザー開発の負担を軽減できる可能性がある。ここでは、中赤外レーザーではなく、波長が1 μmの近赤外レーザーをSn固体平板ターゲットに集光照射するマルチレーザービーム照射の原理実証実験を行った。

4.4 実験装置と予備実験

図1はマルチレーザービーム照射時の実験配置である。真空中容器内に設置したSn固体平板ターゲットにレーザーパルスを集光照射し、プラズマを生成した。波長が1064 nmのQスイッチNd:YAGレーザー装置2台をデジタル遅延パルス発生器で時間的に同期した。あらかじめ2台のレーザー装置のビーム径、ビームパターン、時間波形、パルスエネルギーが同一であることを確認した。各レーザーパルスのパルス幅は16 nsであった。本実験では、レーザーの総出力エネルギーを500 mJに設定し、レーザービームの本数を1本から5本とした。全エネルギーを500 mJにしたのは稼働している高出力EUV光源のCO₂レーザーのパルスエネルギーが500–600 mJと推定されるからである。Sn固体平板ターゲットに照射するビーム1本あたりの強度を最適レーザー強度の 2×10^{11} W/cm²に設定するた

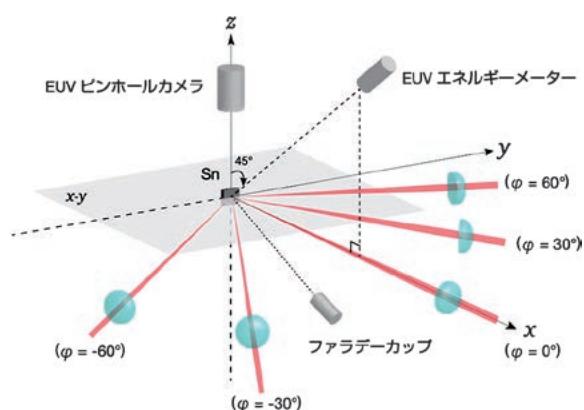


図1 実験装置[11].

め、1ビーム照射と同様にレンズを用いて集光スポット径を60–140 μm (FWHM)にした。EUVエネルギーメーターを入射レーザー軸から45°に配置し、中心波長が13.5 nmの2%帯域内EUV変換効率を評価した。EUV光源サイズをピンホールカメラで、高速イオンのエネルギーをファラデーカップで検出した。

図2は予備実験としての1ビーム照射時のEUV変換効率のレーザー強度依存性である。EUV光源の最適な電子温度20–30 eVを生成する必要がある。CO₂レーザーや中赤外固体レーザーでのレーザー強度は 10^{10} – 10^{11} W/cm²の範囲である。レーザー強度が 2×10^{11} W/cm²のとき、EUV変換効率は1.7%であった。このときのEUVスペクトルを図3に示す。図中の中心部の帯は変換効率を評価する帯域幅(中心波長: 13.5 nm, 帯域幅: $\pm 1\%$)である。この範囲のスペクトルに凹みがみられた。これはSnプラズマ中で発光したEUV光がプラズマの自己吸収の効果(輻射捕獲)であり、13.5 nm付近の発光は低下する[13]。EUV光源を高効率化するには自己吸収効果を抑えることが必要であるため、量産用EUV光源には波長が1 μmの固体レーザーは使われていないが、マスク欠陥検出などのEUV顕微鏡用光源には小型の1 μmの固体レーザーが用いられている。図中には発光に寄与するSnイオン価数も示した。13.5 nm付近の発光は8価から14価の多価イオンに起因する[14]。

4.5 実験結果・検討

EUV変換効率とEUV光源サイズのレーザー本数依存性を図4に示す。また、マルチレーザービーム照射時の

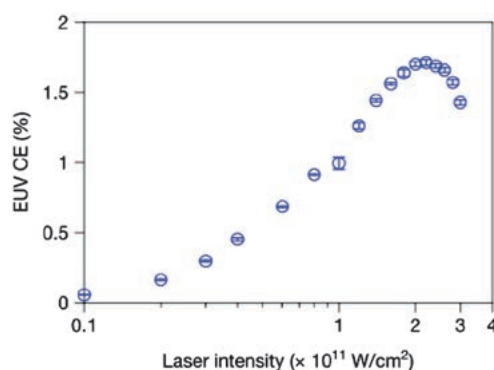


図2 EUV変換効率(EUV CE)のレーザー強度依存性。

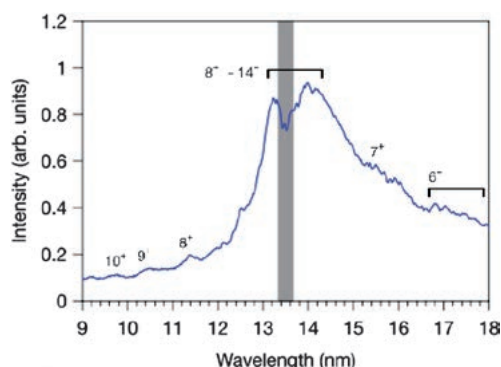


図3 レーザー生成SnプラズマからのEUVスペクトル。

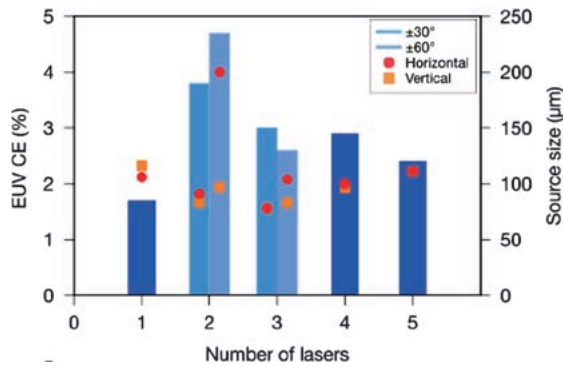


図4 EUV変換効率と光源サイズのレーザー本数依存性(棒グラフは変換効率(EUV CE), プロット点は光源サイズ) [11].

EUV光源像(レーザー本数, 入射角度依存性)を図5に示す.

ビーム本数は1本から5本照射し, Sn固体平板ターゲット上での合計のパルスエネルギーを500 mJとなるようにした. EUVピンホールカメラを用いてEUV光源像を撮影した. 図5は入射レーザー本数を変えたときのEUV光源像である. 図5(a)は1ビーム(500 mJ/pulse), 図5(b)は2ビーム(250 mJ/pulse), 入射角 $\theta = \pm 30^\circ$, 図5(c)は2ビーム(250 mJ/pulse), 入射角 $\theta = \pm 60^\circ$, 図5(d)は3ビーム(167 mJ/pulse), 入射角 $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ$, 図5(e)は3ビーム(167 mJ/pulse), 入射角 $\theta = \pm 60^\circ$, 図5(f)は4ビーム(125 mJ/pulse), 入射角 $\theta = \pm 30^\circ, \pm 60^\circ$, 図5(g)は5ビーム(100 mJ/pulse), 入射角 $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ, \pm 60^\circ$ である. 各ビームは, 集光レンズの位置を調整することにより $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ のレーザー強度で集光するとともに, 複数のレーザーパルスをSnターゲットに同時に集光した. 観測されたEUV光源像からターゲット表面から垂直方向と水平方向の光源サイズを求めた. 1ビーム(500 mJ/pulse)ときは2次元プラズマ膨張による膨脹損失が予想され, EUV変換効率は1.7%に留まる[11, 12]. このとき

の水平方向の光源サイズは $105 \mu\text{m}$ (FWHM), 垂直方向の光源サイズは $115 \mu\text{m}$ (FWHM)であった. このときのEUV変換効率は2次元輻射流体力学シミュレーション“Star-2D”でも再現された[15]. ところで, レーザーの集光径を約 $300 \mu\text{m}$ より大きくすることで膨脹損失が低減され, 準一次元膨張を実現することができるが[12], 高NA露光装置での光結合にはEUV光源サイズを $100 \mu\text{m}$ 程度にする必要(エタンドュ要件)があるため, ここではレーザーの集光径を $100 \mu\text{m}$ 前後にした. そのため, 膨脹損失の効果が残る[11].

2ビーム(250 mJ/pulse), 入射角 $\theta = \pm 30^\circ$ のときのEUV変換効率は3.8%, 入射角 $\theta = \pm 60^\circ$ のときは4.7%であった. このEUV変換効率4.7%は, 固体Snターゲットに波長 $1 \mu\text{m}$ レーザーを照射する条件下で過去報告された中でも最高値であった[11]. このとき, 水平方向の光源サイズは $200 \mu\text{m}$ (FWHM), 垂直方向の光源サイズは $100 \mu\text{m}$ (FWHM)であった. 水平方向の光源サイズが垂直方向の2倍であり, ほかの照射パターンの結果と比べても大きな違いは見られなかった. 入射角 $\theta = \pm 60^\circ$ でレーザーを照射したことにより, ターゲット表面のレーザー集光スポット径は, あらかじめ設定したレーザーの集光スポット径よりも $1/\cos 60^\circ$ による効果で集光径が広がったことによると考えている.

EUV光は主にプラズマ表面から発生する. 実効的なEUV放射率は放射率と吸収率のバランスにより決まり, 電子密度 10^{19} cm^{-3} で実効的なEUV放射率は最大になる[16]. レーザーで生成されたSnプラズマは帯域内EUV放射に対して大きな光学的厚みを持つため, プラズマ中心部(臨界密度付近)で放出された放射は表面に到達する前に再吸収される. その結果, EUV放射はプラズマ表面積とEUV光源サイズとともに増加する. 2ビーム(250 mJ/pulse), 入射角が $\theta = \pm 60^\circ$ のとき, 水平方向の光源サイズが広がったことによりEUV放射量が増加し, EUV変

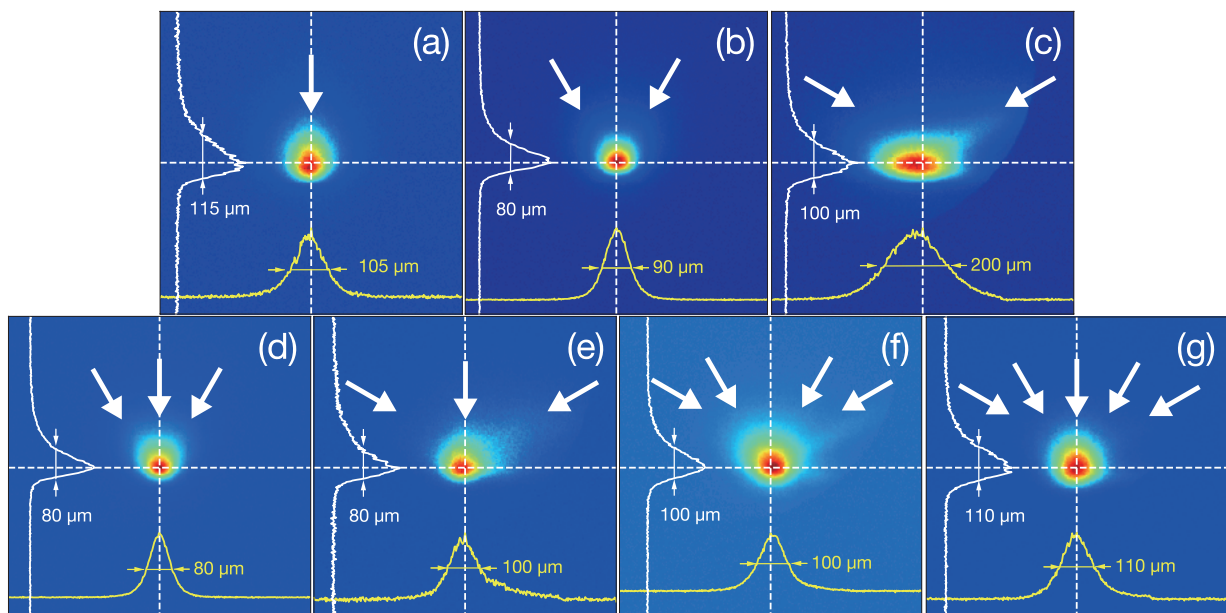


図5 マルチレーザービーム照射時のEUV光源像[11].

換効率が増加したものと考えている。一方、ビーム本数が2本から5本に増加するとともにEUV変換効率は低下した(図4)。ビーム本数が増加するとビーム1本あたりのパルスエネルギーと集光スポット径は小さくなるが、パルスエネルギーの合計はすべての照射パターンで500 mJで一定であるため、EUV変換効率の低下には集光スポット径の低下の効果が関係している[12]。

マルチレーザービーム照射によりEUV変換効率が向上したのは、実効的なプラズマ表面からの発光面積が増加したことに関因していると考えている。そこで、マルチビーム照射がEUV発光にどのような影響を及ぼすのか、各ビームにより放射されるプラズマ光源が独立として見なせるのかを調べるため、以下のような実験を行った。2本のレーザービームを照射したときの条件下で、ビーム1本のみを照射したときのEUV光源サイズとEUV変換効率を確かめるべく、レーザーパルスエネルギーを250 mJ/pulse、レーザー強度を 2×10^{11} W/cm²とし、レーザーの入射角を $\theta = \pm 30^\circ$ 、 $\pm 60^\circ$ としたときのそれぞれのEUV光源像とEUV変換効率を測定した。図6は観測したEUV光源像である。

図6(a)の入射角が $\theta = +30^\circ$ のときの変換効率は1.8%、図6(b)の入射角が $\theta = -30^\circ$ のときの変換効率は1.7%、図6(c)の入射角が $\theta = +60^\circ$ のときの変換効率は2.5%、図6(d)の入射角が $\theta = -60^\circ$ のときの変換効率は1.9%であった。この結果、2本のレーザービームを同時に入射したときのEUV変換効率(図)は、図6(a)と図6(b)および図6(c)と図6(d)のそれぞれのEUV変換効率の和にほぼ等しい。これは、それぞれのレーザーにより生成されたプラズマからの独立したEUV発光の和で決まることを示している。

これらに加えて、EUV発光のマルチビームの独立性をさらに確認するため、レーザーの照射スポットが空間的にずれたときにEUV変換効率はどのように変化するかを調べた。2ビーム(100 mJ/pulse)、入射角が $\theta = \pm 60^\circ$ の条件で、Sn固体ターゲットに照射するレーザー集光スポットを空間的にずらしたときのEUV光源像とEUV変換効率を測定した。ここでは、全レーザーエネルギー

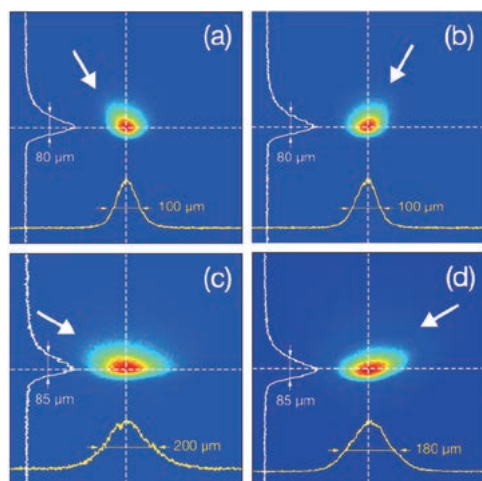


図6 EUV変換効率と光源サイズの入射角依存性[11]。

が500 mJではなく、200 mJ(各パルスエネルギーは100 mJ)にしたため、変換効率は前述までの結果とは異なりEUV変換効率は下がる。この条件下で空間的にプラズマ生成の位置をずらしてもEUVエネルギーメータで検出されるEUV変換効率がほとんど同じになるかどうかを確かめた。なぜなら、EUV変換効率がほぼ等しければ、EUV光源は独立に発光したものの和であることになり、プラズマ生成条件としては、考え方として独立な発光点を多く生成すればよいことになるからである。図7(a)はレーザー照射スポット間の距離が0 μmすなわちレーザー照射スポットが同じときのEUV光源像である。このときのEUV変換効率は0.6%であった。図7(b)はレーザー照射スポット間の距離が125 μmのときであり、EUV変換効率は0.6%、図7(c)のレーザー照射スポット間の距離が250 μmのときのEUV変換効率も0.6%であった。レーザー照射スポットが同じで、空間的にずれていても、EUV変換効率は変化しなかった。マルチレーザービーム照射には複数のプラズマが独立に生成されており、それぞれのプラズマから独立にEUV光が放射されていることがわかった。したがって、レーザーの照射スポットに依らず、レーザーで加熱されたプラズマ表面からEUV光が発生していると考えられる。

これらの結果を踏まえ、単一レーザーからの2ビーム照射と独立したレーザーからの2ビーム照射でEUV変換効率に違いがあるのかを調べた。これにより、EUV変換効率に差異がなければ独立したレーザーを複数台用意するだけで複数ビーム間の同期(コヒーレント結合)が不要であるかがわかる。紙面の都合からEUV光源像は示さず、単一レーザーからの2ビーム照射と独立したレーザーからの2ビーム照射でEUV変換効率に違いが出るかどうかだけを述べる。単一レーザーのビームを2つにわけ、2ビーム照射したときのEUV変換効率は5.0%であった。次に、独立したレーザーから2ビーム照射したときのEUV変換効率は図4のとおり4.7%であった。若干の値の差はあるものの、2本のビームが単一レーザーから照射された場合と独立した2台のレーザーから照射された場合とでEUV変換効率に大きな違いはなかった。したがって、複数ビーム間の同期(コヒーレント結合など)をする必要がなく、それぞれが独立していてもよいことになる。高出力な単一のレーザーを開発するのではなく、1台あたりが低出力であっても複数の独立したレーザーを用いればよいことを示しており、レーザー装置を開発する上で大きな利点となる。

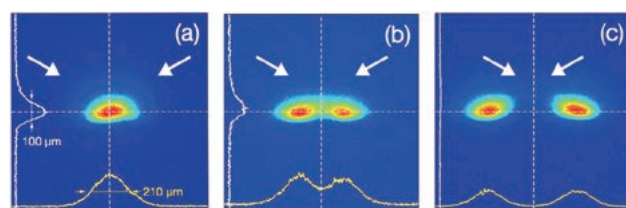


図7 レーザー照射スポットをずらしたときのEUV光源像。

4.6 まとめと今後の展望

本章ではマルチレーザービーム照射によるEUV光源の高効率化について述べた。ビーム1本あたりが低出力であっても、マルチレーザービーム照射システムを応用することによりEUV光源を高出力化できる可能性を示した。ここまでの実験結果は、細かい物理機構がまだわからないことも多いため、今後は、輻射流体シミュレーションなどによる数値解析も必要である。高出力の単一レーザーを開発するのではなく、1台あたりの出力が低くても複数の独立したレーザーを用いればよく、コヒーレント結合も不要であることを示した。この手法を活用することで、CO₂レーザーや波長2 μm 固体レーザーでのEUV光源の高効率化、高出力化が期待できる。

本章ではSn固体平板ターゲットでの実験を示したが、液体Snターゲットにナノ秒パルス幅のプリパルスレーザーを照射することで生成されるプリプラズマの形状は低密度平板ターゲット状(ディスク状あるいはパンケーキ状)になることがわかっている[10]。プリパルス照射によって平板形状のプリプラズマを生成し、メインパルスとしてマルチレーザー照射で変換効率を大幅に改善することが可能となる。したがって、本手法はSn液滴ターゲットにも適用できると考えている。

“IRDS 2022”[4]によると、短波長EUV光源としての波長が6.x nmによるbeyond EUV (B-EUV) 光源や自由電子レーザー (EUV FEL) も理論や実験の両面から研究が進んでいる。B-EUV光源に求められるレーザー条件やプラズマ条件は厳しくなり、必要なレーザー強度は波長が13.5 nmのEUV光源よりも1桁大きい[17, 18]。さらには、6.x nmよりも短波長の水の窓 (Water-window) 領域のEUV光源 (軟X線) もB-EUVも交えて“Blue-X”として検討されている[19, 20]。これらの短波長EUV光源ではさらなる高強度レーザーが必要で、レーザー開発に負荷がかかることになるが、レーザーを無理に高平均出力化させずにすむ多段レーザー照射(マルチレーザービーム照射)はB-EUV光源や水の窓域EUV光源 (軟X線) にも拡張できる有効な手法であると考えている。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、さまざまな視点から議論くださった共同研究者の難波慎一先生、Prof. G. O'Sullivan、

砂原淳先生、高橋栄治先生、中村大輔先生、坂上和之先生、森田大樹先生、おもに実験を遂行してくれた研究室の大学院生の杉浦使君、矢澤隼斗君、空本龍弥君をはじめとする多くの修了生、卒業生、現役の学生にお礼申し上げます。本研究の一部は、日本学術振興会科学研究費補助金、日本学術振興会外国人招へい研究者事業、公益財団法人住友財団、さまざまな大学、研究所、企業との共同研究による援助により実施されました。この場を借りてお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] D.T. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation* (Cambridge University Press, 2000).
- [2] V. Bakshi (ed.), *Photon Sources for Lithography and Metrology* (SPIE Press, 2023).
- [3] 岡崎信次, 鈴木章義, 上野 巧: はじめての半導体リソグラフィ技術 (現場の即戦力) (技術評論社, 2011).
- [4] IEEE, see <https://irds.ieee.org/editions/2022/executive-summary> for “Executive Summary: 2022 Edition of the Information Resource Discovery Service (IRDS)” (2022).
- [5] I. Fomenkov *et al.*, *Adv. Opt. Technol.* **6**, 173 (2017).
- [6] Jan van Schoot, *0.55 NA EUV lithography: Imaging & Overlay*, S1 (2024 Source Workshop).
- [7] L. Behnke *et al.*, *Opt. Express* **29**, 4475 (2021).
- [8] R. Schupp *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54**, 365103 (2021).
- [9] R. Schupp *et al.*, *Phys. Rev. Res.* **3**, 013294 (2021).
- [10] Y. Mostafa *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **123**, 234101 (2023); Y. Mostafa *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **126**, 049901 (2025).
- [11] T. Sugiura *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **125**, 034103 (2024).
- [12] R.C. Spitzer *et al.*, *J. Appl. Phys.* **79**, 2251 (1996).
- [13] S. Fujioka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 235004 (2005).
- [14] F. Torretti *et al.*, *Nat. Commun.* **11**, 2334 (2020).
- [15] A. Sunahara *et al.*, *Opt. Express* **31**, 31780 (2023).
- [16] K. Nishihara *et al.*, *Phys. Plasmas* **15**, 045708 (2008).
- [17] M. Kume *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **124**, 052107 (2024).
- [18] T. Niinuma *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **124**, 054104 (2024).
- [19] V. Bakshi, *EUV Roadmap Needs Extension*, *EE Times* (2018).
- [20] T. Soramoto *et al.*, *Opt. Lett.* **49**, 5791 (2024).

小特集 EUV 露光技術の動向と光源プラズマ研究・制御への要求

5. CO₂ レーザー生成スズプラズマからの極端紫外線放射の 2次元放射流体シミュレーションによる最適化

5. Optimization of Extreme Ultraviolet Emission from CO₂ Laser-Produced Tin Plasma Based on Two-Dimensional Radiation-Hydrodynamic Simulations

砂原 淳^{1, 2)}, Ahmed Hassanein¹⁾, 富田 健太郎³⁾, 難波 慎一⁴⁾, 東口 武史⁵⁾

SUNAHARA Atsushi^{1, 2)}, Ahmed Hassanein¹⁾, TOMITA Kentaro³⁾, NAMBA Shinichi⁴⁾ and HIGASHIGUCHI Takeshi⁵⁾

¹⁾Center for Materials under eXtreme Environments (CMUXE), School of Nuclear Engineering, Purdue University,

²⁾大阪大学レーザー科学研究所, ³⁾北海道大学大学院工学研究科 量子理工学専攻,

⁴⁾広島大学大学院先進理工系科学研究科, ⁵⁾宇都宮大学工学部電気電子工学科

(原稿受付: 2025年4月15日)

2次元放射流体力学シミュレーションを用いてCO₂レーザー照射されたSnプラズマからの波長13.5 nmの極端紫外線(EUV)放射特性を調べた。加熱されたプラズマが周囲のプラズマを押し広げ、アブレーションフロントの密度が急峻になり、レーザー軸近傍の密度が低下する。その結果レーザー吸収率が低下し、アブレーションフロント近傍からのEUV出力の寄与が低密度膨張プラズマからの寄与よりも支配的になる。このSnプラズマのダイナミクスの特徴を踏まえ、レーザースポットサイズ、レーザーパルス幅、プリプラズマの密度スケール長を最適化することで、より高いレーザーからEUV放射への変換効率を得ることができる。

Keywords:

radiation hydrodynamics, EUV lithography, CO₂ laser-produced plasmas, semiconductor, radiation transport, conversion efficiency (CE)

5.1 はじめに

半導体ナノリソグラフィ技術において、より微細な線幅の半導体を製造するには、効率的かつ高出力の極端紫外線(EUV)光源が不可欠である。これまで30年以上にわたり、強力なEUV光源を実現するための多くの試みが行われてきた。O'Sullivanによるレーザーを照射した様々なターゲット材料からの4d-4f発光を調査[1]と、Spitzerらによる波長1.06 μmおよび0.53 μmのレーザーからEUV光への変換効率(CE)に関する実験データベース[2]によりSnが13.5 nmのEUV光を効率的に発生し、Mo/Siを高反射ミラーとして使用できる魅力的な材料であることが認識された。島田らは波長1.053 μmのレーザーをSn固体球に均一に照射しCE = 3%を得た[3]。田中らは波長10.6 μmのCO₂レーザーと波長1.06 μmのNd:YAGレーザーのSnターゲットへの照射を比較し、CO₂レーザー照射がNd:YAGレーザーと同等のCE、より高いスペクトル純度(SP)を与えることを示した[4]。これは西原らによって理論的に解析され[5]、その後のCO₂レーザー生成スズプラズマによる高いCEの実験的実証につながった[6, 7]。SPとは、2%帯域幅の13.5 nmのEUV放射エネルギーと、波長全体にわたる積分放射エネルギーの比として定義される。その後、佐々木らはCO₂レーザー生成Snプラズマでは相対的にスペクトル純度(SP)が高くなることを詳細

原子過程計算により示した[8, 9]。

西原らはCO₂レーザーの比較的低いレーザー吸収率(f_L)を高めるため、プリパルスによるプリプラズマ生成とそのプリプラズマへのメインレーザーパルス照射から成るダブルパルス照射を提案し、CEを最大化する最適な密度・温度領域を見出した[10]。これにより現在、マルチパルス方式採用したCO₂レーザー生成SnプラズマベースのEUV光源で、入射レーザーからEUV光への変換効率CEは最大6%に達する[11]。

CEはレーザー吸収率 f_L 、吸収されたレーザーエネルギーからレーザー照射側へ 2π sr立体角に放出される輻射エネルギーへの比として定義される輻射変換率CR、および全放射エネルギーに占める13.5 nmを中心とする2%帯域幅内のEUV光の割合SP(EUVスペクトル効率)を用い、式(1)のように表すことができる。

$$CE = f_L \times CR \times SP. \quad (1)$$

このことから本論文ではCEを制御する詳細な物理メカニズムを検討するため、CEを構成する[レーザー吸収率 f_L]、[輻射変換率CR]、[EUVスペクトル効率SP]のそれぞれがスズプラズマのダイナミクスによりどのように変化するかを調べ、それぞれの要素を最大化することでCEの最大化を図る。本論文は以下のように構成される。

Center for Materials under eXtreme Environments (CMUXE), School of Nuclear Engineering, Purdue University, West Lafayette, IN 47907, USA
Corresponding author's email: asunahar@purdue.edu

第5.2節では計算条件について説明し、第5.3節では計算されたプラズマダイナミクスとEUV発光特性を示す。最後に第5.4節で結論をまとめる。

5.2 計算条件

1流体2温度モデルに基づく放射流体シミュレーションコードStar2Dを用い、円筒座標 (r, z) で予め生成されたSnプリプラズマ条件に対し円筒軸の z 方向にCO₂レーザーをスポット径、パルス幅を変化させて入射する放射流体力学シミュレーションを実施した。このコードの基本原理解は文献[12, 13]で既に説明されている。シミュレーションでは不等間隔の円筒座標系 (r, z) で 100×200 のメッシュをシミュレーション領域 $1200 \mu\text{m} \times 2700 \mu\text{m}$ に割り当てた。メインのCO₂パルス照射時の初期プリプラズマを模擬するため、レーザー軸の z 方向に $[100, 200, 300] \mu\text{m}$ の密度勾配スケール長 L_{init} を持つ初期イオン密度プロファイルをそれぞれ仮定する。また、レーザー強度分布は時間的、空間的にガウス分布を仮定し、レーザースポット径 ϕ_L を $[100, 200, 300] \mu\text{m}$ (FWHM: Full Width Half Maximum)、レーザーパルス幅 τ_L を $[5, 10, 15] \text{ns}$ (FWHM) と設定する。計算は $[L_{\text{init}}, \phi_L, \tau_L]$ を変化させた合計27通り行い、CO₂レーザーのレーザーピーク強度は $2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ に固定する。

5.3 計算結果

5.3.1 プラズマダイナミクス

図1(a)～1(i)は、レーザーパルス幅 $\tau_L = [5, 10, 15] \text{ns}$ の3通り、レーザースポット径 $\phi_L = [100, 200, 300] \mu\text{m}$ の3通り、合計9通りの異なる条件で計算されたレーザーピークタイミングでの $n_i < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 以下のイオン密度分布を示す。ここで、Snプリプラズマの初期密度勾配スケール長 L_{init} は $100 \mu\text{m}$ である。レーザー照射による $n_i(r, z)$ の時間変化は図1(a)～1(c)、1(d)～1(f)、1(g)～1

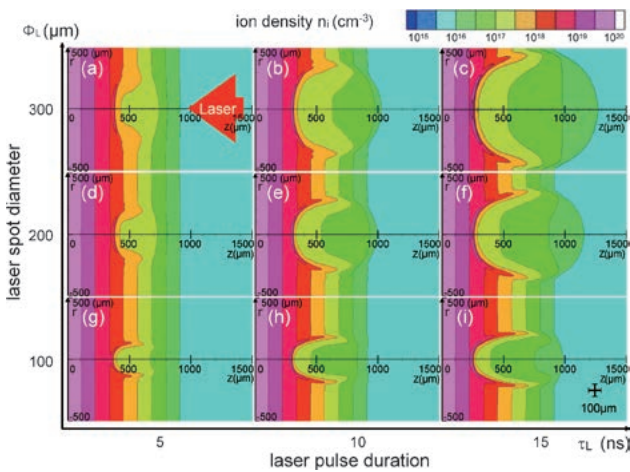


図1 (τ_L, ϕ_L) 平面におけるレーザーピークタイミングでのイオン密度分布 $n_i(r, z)$ 。初期密度スケール長 $L_{\text{init}} = 100 \mu\text{m}$ 。横軸はレーザーパルス幅 τ_L を表す。(a)(d)(g) は $\tau_L = 5 \text{ ns}$ 、(b)(e)(h) は $\tau_L = 10 \text{ ns}$ 、(c)(f)(i) は $\tau_L = 15 \text{ ns}$ にそれぞれ対応する。縦軸はレーザースポット径 ϕ_L を表す。(g)–(i) は $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ 、(d)–(f) は $\phi_L = 200 \mu\text{m}$ 、(a)–(c) は $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ にそれぞれ対応する。

(i) で ϕ_L を固定し、3つの異なる τ_L を比較することで見ることができる。例えば、図1(a)～(c)に示す $300 \mu\text{m}$ のレーザースポット径では、プラズマは $n_i = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ から $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のイオン密度領域(図1で橙色)付近で加熱される。レーザーがSnプリプラズマを照射すると、図1(a)では、加熱されたプラズマが周囲の冷たいプラズマに抗して膨張する。図1(b)では、プラズマの膨張がレーザースポットを超えて広がり、プラズマを外側に押し広げる。圧縮による密度の増加は、高密度領域のアブレーションフロント付近で特に顕著となる。図1(c)では、プラズマの膨張がさらに進み、レーザースポット内の $n_i = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 未満のプラズマ密度スケール長が初期の密度スケール長よりも長くなる。一方、 $n_i = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ を超える密度領域では密度勾配が急峻になり、初期設定 $L_{\text{init}} = 100 \mu\text{m}$ よりもはるかに小さなスケール長へと変化する。アブレーションフロント付近でのこの密度の急峻化はBaskoら[14, 15]の知見と定性的に類似している。

次に、異なるレーザースポットサイズ ϕ_L における $n_i(r, z)$ の時間変化を比較するために、 ϕ_L が $100 \mu\text{m}$ の図1(g)～1(i)に注目する。レーザースポットサイズ $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の図1(a)～1(c)と比較すると、より小さなレーザースポットサイズ $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ である図1(g)～1(i)は $n_i = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 以下のプラズマスケール長の時間的増加が緩やかであるのに対し、 $n_i = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ を超えるプラズマスケール長は圧縮の影響により図1(a)～1(c)よりも速く減少する。図1(c)と図1(i)を比較すると、異なる ϕ_L で急峻化密度構造の空間分布の違いが明らかである。密度急峻化はアブレーション前面とレーザースポットの側面に広がり、図1(i)ではレーザースポットの高密度側を囲んでいる。この比較から ϕ_L が小さいほど、レーザー軸に対し膨張プラズマが横方向(r 方向)に押し広げられる運動がSnイオン密度プロファイルの時間的変化をより強く支配していることがわかる。その結果、レーザー軸 z 方向の低密度領域におけるプラズマ密度スケール長の時間的増加はレーザースポットが大きい場合と比べて抑制される。

次に、図1(a)～1(i)のイオン密度に対応する電子温度プロファイル $T_e(r, z)$ を図2(a)～2(i)に示す。同じ ϕ_L において異なる τ_L を比較すると、 τ_L が増加してもレーザーピークタイミングでの T_e の最大値はほぼ同じままとなる。例えば $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の場合の図2(a)～2(c)では、 $T_e = 20 \text{ eV}$ を超えるレーザー軸 z 方向の空間分布は $\tau_L = 5 \text{ ns}$ のときの $400 \mu\text{m}$ から $\tau_L = 15 \text{ ns}$ のときの約 $1000 \mu\text{m}$ に増加する。それでも T_e の最大値はパルス幅に関わらず約 70 eV のままとなる。また $T_e = 60 \text{ eV}$ を超える高い電子温度の空間的広がりは、パルス幅を 5 ns から 15 ns に広げた場合でも、約 $300 \mu\text{m}$ の空間で一時的に一定に保たれる。これは他の ϕ_L についても同様の傾向が見られる。

一方、 T_e の最大値はレーザースポットサイズ ϕ_L に依存して大きく変化する。図2(a)～2(c)では $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の場合、 T_e は約 70 eV に達するのにに対し、図2(g)～2(i)では $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ とスポットサイズが小さくなると T_e は約

50 eVに留まる。この最大電子温度のレーザースポットサイズへの依存性はレーザースポットサイズと輻射吸収長の比によって決まる。加熱領域からの主な放射損失が波長13.5 nmのEUV光であると仮定すると、 T_e が最大となる位置におけるイオン密度 $n_i = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ に対応するEUV吸収長は、西原[5]が示しているように約100~200 μm となる。したがってスポットサイズが100 μm の場合、輻射吸収長はスポット半径($\phi_L/2$)よりも長くなり、放射は高温領域からレーザー軸に対して横方向に容易に逃げる。対照的に $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の場合、スポット半径($\phi_L/2$)と輻射吸収長は同程度であり、横方向の輻射損失が相対的に抑制される。その結果、 $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ の場合よりも比較的高い T_e の最大値を示す。

次に、図1、図2に対応する電子密度 $n_e(r, z)$ プロファイルを図3(a)~3(i)に示す。同じ ϕ_L で τ_L を変化させた図3(a)~3(c)、3(d)~3(f)、3(g)~3(i)を比較すると、すべての ϕ_L において、 $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 未満の電子密度勾配スケール長は τ_L の増加とともに増加することがわかる。その一方で、 CO_2 レーザー吸収にとって重要な臨界密度 $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の直下の $n_e(r, z)$ プロファイルに注目すると、図3(a)~3(i)で橙色の領域に対応する $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

$^{-3}$ と $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の間の密度勾配スケール長は τ_L の増加とともに減少する。例えば、図3(a)~3(c)で、 $L_{\text{init}} = 100 \mu\text{m}$ に対して $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の場合、図3(a)に示すように、 $\tau_L = 5 \text{ ns}$ のとき、その領域のレーザー軸に沿った密度勾配スケール長は約190 μm である。しかし、図3(b)では $\tau_L = 10 \text{ ns}$ で90 μm 、図3(c)では $\tau_L = 15 \text{ ns}$ で85 μm に減少する。同様に、レーザー軸から離れた($r = \phi_L/2$)レーザー入射方向に沿った密度勾配スケール長は、 τ_L が短いほど大きくなり、 τ_L が長いほど小さくなる。この減少は、レーザー軸に対する横方向のプラズマ運動によって、レーザースポットからプラズマが掃き出されるためである。同じパルス幅 τ_L で、異なるレーザースポット径 ϕ_L を比較すると、レーザースポット径が大きいほど、電子密度勾配スケール長 L は長くなる。図3(a)と図3(g)を比較すると、図3(g)のより小さいスポットサイズでは、オレンジ色で示される $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ から $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の領域における L は40 μm であり、図3(a)の $L = 190 \mu\text{m}$ よりも大幅に小さいことがわかる。ここでレーザースポット径 ϕ_L と膨張プラズマの密度勾配スケール長 L のアスペクト比(ϕ_L/L)は $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ の場合で $100 \mu\text{m}/40 \mu\text{m} = 2.5$ であり、 $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の場合は $300 \mu\text{m}/190 \mu\text{m} = 1.58$ となる。このアスペクト比が大きいほどプラズマ膨張においてレーザー軸に対するプラズマの横方向運動の影響が大きくなり、プラズマがより3次元的に膨張する。横方向への膨張が顕著であるため、時間経過とともにアブレーションフロント周辺の密度の急峻化が進み、密度スケール長が短くなる。結果としてレーザー吸収率の悪化を招く。

5.3.2 EUV発光特性

CO_2 レーザー照射SnプラズマからのEUV光のCEを、レーザーパルス幅 τ_L を[5, 10, 15] ns、形成プラズマの初期密度勾配スケール L_{init} を[100, 200, 300] μm のそれぞれ異なる条件の組み合わせを調査した。図4(a)にレーザースポット径 $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ 、図4(b)に $\phi_L = 200 \mu\text{m}$ 、図4(c)に $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ のそれぞれの場合のCEを示す。 ϕ_L に関わらず、CEは短パルス幅 τ_L が5 nsの場合には比較的高く、 τ_L が増加すると逆にCEは減少する。また L_{init} が増加すると、全ての ϕ_L のケースにおいてCEは増加する。異なるレーザースポット ϕ_L のCEを比較すると、 $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ の場合、 $\tau_L = 15 \text{ ns}$ では L_{init} に依存してCEは3.3%から4%の範囲にあり、 $\tau_L = 5 \text{ ns}$ では5%から6.7%に達する(図4(a)参照)。 $\phi_L = 300 \mu\text{m}$ の場合、 $\tau_L = 15 \text{ ns}$ では L_{init} に依存してCEは5.6%から7.1%の範囲にあり、 $\tau_L = 5 \text{ ns}$ では8.2%から10.2%に達する(図4(c)参照)。 $\phi_L = 200 \mu\text{m}$ の場合、図4(b)に示すように、CEは図4(a)と図4(c)の間の値を示す。 $\tau_L = 15 \text{ ns}$ 、 $\phi_L = 100 \mu\text{m}$ の条件は標準的なEUV光源[11]のパラメータに非常に近く、計算されたCEは実測されたCE = 5%を再現する。注目すべきは τ_L を5 nsに短縮し、 ϕ_L を300 μm に増加させ L_{init} を300 μm に設定すると、図4(c)に示すようにCEが10%を超え、これは現在の量産光源システムのCEの約2倍に相当する。この条件は、本論文で行った $[\tau_L, \phi_L, L_{\text{init}}]$ の異なるパラメータセットでのシミュレーションの中で最も高いCEを与える“最

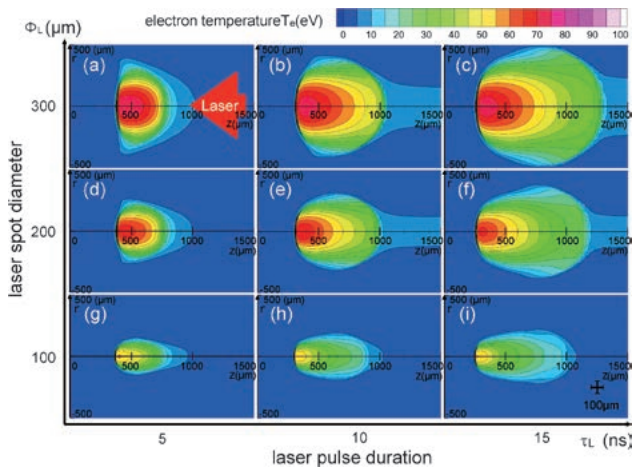


図2 (τ_L, ϕ_L) 平面におけるレーザーピークタイミングにおける電子温度プロファイル $T_e(r, z)$ 。各計算条件は図1に対応する。

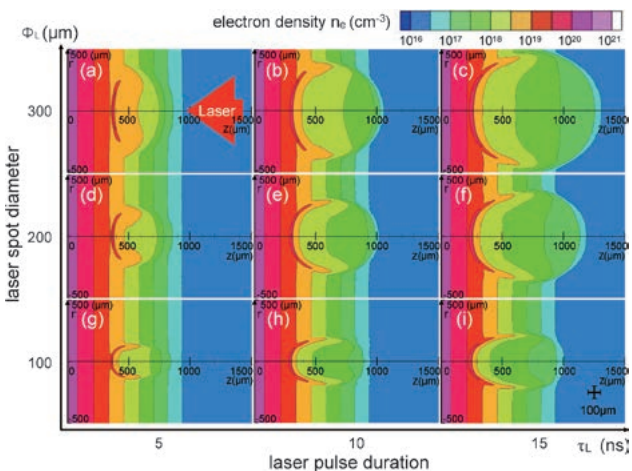


図3 (τ_L, ϕ_L) 平面におけるレーザーピークタイミングにおける電子密度プロファイル $n_e(r, z)$ 。各計算条件は図1に対応する。

適化条件”となる。図4(a)～4(c)の比較から、パルスの短縮、レーザースポットサイズの拡大、および初期密度スケール長の増大がCEの向上に重要であると結論付けられる。

図5(a)～5(c)に、図4(a)～4(c)の各データポイントに対応するレーザ吸収率 f_L を示す。各レーザースポット径 ϕ_L において τ_L が短くなると f_L が増加し、 L_{init} が長くなると f_L が増加することがわかる。さらに異なるレーザースポット径 ϕ_L を比較すると、 ϕ_L が増加するとき f_L が増加する。その結果、図5(a)に示すように $\phi_L=100\ \mu\text{m}$ 、 $\tau_L=15\ \text{ns}$ 、 $L_{init}=100\ \mu\text{m}$ の場合に f_L の値は57%となり、一方、図5(c)の $\phi_L=300\ \mu\text{m}$ 、 $\tau_L=5\ \text{ns}$ 、 $L_{init}=300\ \mu\text{m}$ の場合にはほぼ100%の吸収を示す。これらのレーザ吸収特性は前節で示したプラズマダイナミクスの解析から理解できる。予め生成されたプリプラズマにレーザが照射される時、臨界密度直下の電子密度勾配スケール長は密度の急峻化と膨張プラズマのレーザ軸に対する横方向運動により減少する。逆制動放射過程によるレーザ吸収は臨界密度直下のプラズマ密度勾配スケール長に依存するため[16]、図3(a)～3(i)に示すように、 τ_L が長くなり ϕ_L が小さくなると密度スケール長が短くなり f_L は減少する。[τ_L , ϕ_L , L_{init}]の異なるパラメータセットに対する f_L の傾向は、図4(a)～4(c)に示したCEで観測されたものと同様の傾向を示すことから、レーザ吸収率 f_L がCEを決定

する重要な因子であることがわかる。

次に、輻射変換率CRを調べる。図6(a)～6(c)に、図4(a)～4(c)の各データ点に対応するCRを示す。すべてのレーザースポット径 ϕ_L のケースにおいて同じ ϕ_L で比較すると、CRは τ_L に弱く依存し、 τ_L が増加するとわずかに減少する。これは吸収されたレーザエネルギーのうち、膨張するプラズマの運動エネルギーに変換される割合が τ_L の増加に伴って増加することを反映している。さらに図6(a)～6(c)に示すように、同じ L_{init} において異なる ϕ_L で比較すると、CRは ϕ_L の増加に伴って増加する。レーザースポット径 ϕ_L の違いによるCRの変化を理解するために、輻射放出パワーのピークタイミングにおけるレーザ軸($r=0$)に沿ったイオン密度 $n_i(z)$ 、電子密度 $n_e(z)$ 、および電子温度 $T_e(z)$ を図7(a)に示す。また図7(b)には、単位体積あたり単位時間あたりにプラズマから放射されるEUV光のエネルギー密度 $S(z)$ からプラズマによる吸収を差し引いた正味のEUV放射エネルギー密度 $S^*(z)=\frac{1}{4}S(z)\cdot T(z)$ およびEUVのプラズマ中の透過率 $T(z)$ を示す。ここで $S(z)$ は位置 z におけるEUV放射エネルギー密度、 $T(z)$ は位置 z から低密度プラズマ端 z_{max} までのEUV透過率である。 $S(z)$ および $T(z)$ は、それぞれ $S(z)=(4\pi\eta_{\text{EUV}}-c\chi_{\text{EUV}}E_{\text{EUV}})$ および $T(z)=\exp[-(\text{O.D.})_{\text{EUV}}]$ と与えられ、ここで $(\text{O.D.})_{\text{EUV}}$ はEUV光学的厚さであり、 $(\text{O.D.})_{\text{EUV}}(z)=\int_z^{z_{\text{max}}}\chi_{\text{EUV}}(z')dz'$ で

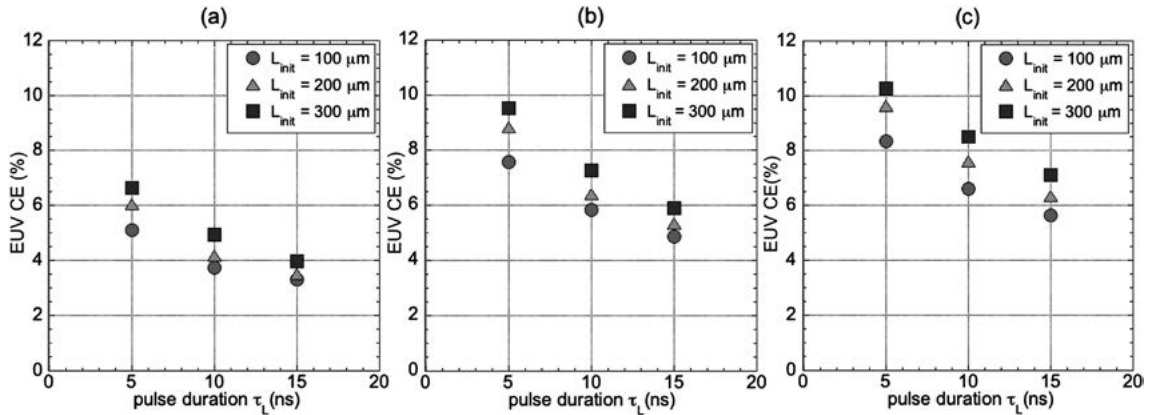


図4 異なるレーザースポット径 ϕ_L におけるEUV変換効率CEの τ_L 依存性: (a) $\phi_L=100\ \mu\text{m}$, (b) $\phi_L=200\ \mu\text{m}$, (c) $\phi_L=300\ \mu\text{m}$. 図中、丸、三角、四角は $L_{init}=100\ \mu\text{m}$, $200\ \mu\text{m}$, $300\ \mu\text{m}$ にそれぞれ対応する。

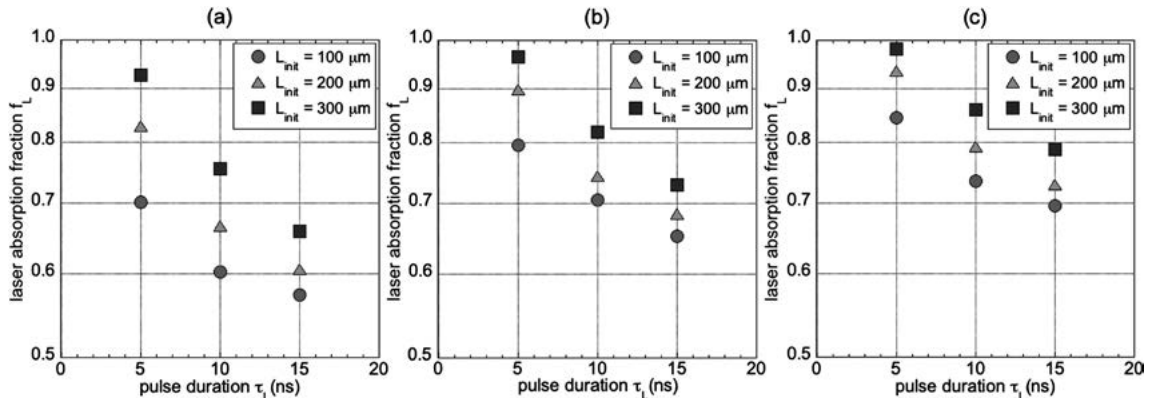


図5 異なるレーザースポット径 ϕ_L におけるレーザ吸収率 f_L の τ_L 依存性: (a) $\phi_L=100\ \mu\text{m}$, (b) $\phi_L=200\ \mu\text{m}$, (c) $\phi_L=300\ \mu\text{m}$. 図中、丸、三角、四角は $L_{init}=100\ \mu\text{m}$, $200\ \mu\text{m}$, $300\ \mu\text{m}$ にそれぞれ対応する。

与えられる。ここで η_{EUV} , χ_{EUV} , E_{EUV} , c はそれぞれEUV放射率, EUV吸収係数, EUV輻射エネルギー密度, 光速である。図7(a)はスポット径 ϕ_L が大きいほど、 $z \geq 1000 \mu\text{m}$ で低密度膨張プラズマ密度勾配スケール長が大きく、 $n_i(z)$, $n_e(z)$, $T_e(z)$ が高くなることを示している。これに対応するEUV実効発光エネルギー密度 $S^*(z)$ とEUV透過率 $T(z)$ を図7(b)に示す。ここで $S^*(z)$ は2つの成分から構成され、1つは臨界密度付近の発光ピーク、もう1つは $n_i = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ の低密度膨張プラズマ領域からの発光である。図7(b)の異なる ϕ_L と比較すると、 ϕ_L が増加するにつれて、 $S^*(z)$ は臨界密度付近の発光ピークと比較

して、低密度プラズマからのEUV出力への寄与が相対的に増加することがわかる。低密度プラズマからのEUV出力への寄与は L_{init} が増加するにつれてさらに顕著になる。図7(c)は $L_{\text{init}} = 100 \mu\text{m}$ の図7(a)と同じ $[\tau_L, \phi_L]$ パラメータセットにおける $L_{\text{init}} = 300 \mu\text{m}$ 時のプラズマプロファイルである。また、対応する $S^*(z)$ と $T(z)$ を図7(d)に示す。図7(a)と図7(c)を比較すると、 L_{init} が $100 \mu\text{m}$ から $300 \mu\text{m}$ に増加するとき、 $n_i = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 付近で低密度膨張プラズマの空間スケールは増加することがわかる。ここで図7(a)と図7(c)の水平スケールは2倍異なることに注意。これに対応して、 $T_e(z) > 30 \text{eV}$ の高温領域の空間的な広が

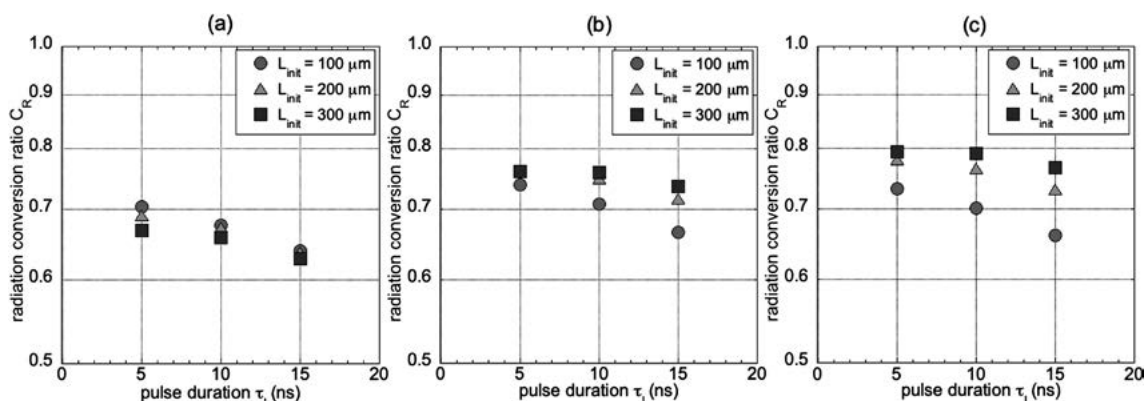


図6 異なるレーザースポット径 ϕ_L における、吸収されたレーザーエネルギーから波長積分された輻射エネルギーへの変換率 C_R の τ_L 依存性: (a) $\phi_L = 100 \mu\text{m}$, (b) $\phi_L = 200 \mu\text{m}$, (c) $\phi_L = 300 \mu\text{m}$. 図中、丸、三角、四角は $L_{\text{init}} = 100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$ にそれぞれ対応する。

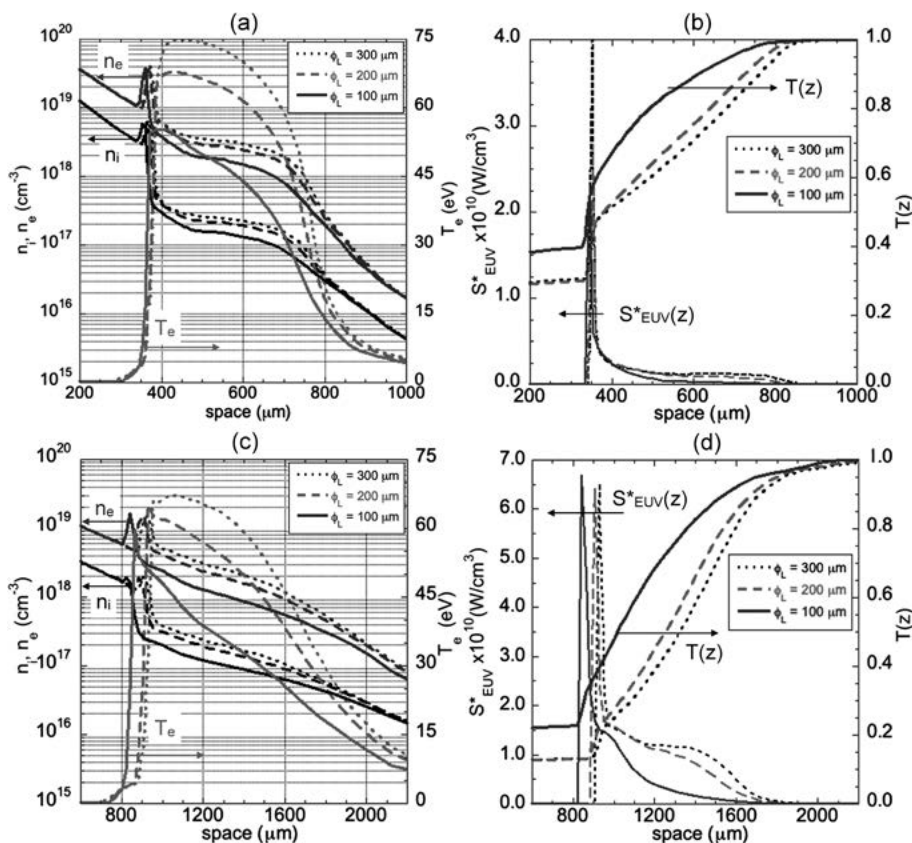


図7 (a)および(c): $\tau_L = 5 \text{ns}$, $L_{\text{init}} =$ (a) $100 \mu\text{m}$, (c) $300 \mu\text{m}$ の放射ピークタイミングにおける N_i , N_e , T_e のプラズマプロファイル。 (b)および(d): それぞれ(a)および(c)に対応する $S^*(z)$ および $T(z)$ のEUV特性。実線、破線、点線はそれぞれ $\phi_L = 100, 200, 300 \mu\text{m}$ の場合。

りは約400 μm から800 μm に増加する。その結果、図7(b)と図7(d)を比較すると、低密度の膨張プラズマ領域からのEUV放射の寄与は L_{init} の増加とともに劇的に増加することがわかる。したがって、初期プラズマ密度スケール長を増加させると低密度膨張プラズマ領域からのEUV放射の寄与が相対的に増加する。

次に、EUVスペクトル純度(SP)を調べる。SPは佐々木らによって詳しく解析され[9]、イオン密度 $n_i = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 以下、電子温度 $T_e = 45 \text{ eV}$ 以上の高温を有する比較的低密度で光学的に薄いSnプラズマを仮定すると、最大35%のSPが得られることが示されている。高効率・高パワーEUV光源を実現するには、有限の光学的厚み(O.D.)を適切に最適化する必要がある[17]。そのため、光学的に薄い状態と光学的に厚い状態間の遷移状態の間である $(\text{O.D.})_{\text{EUV}} = 1$ を効率的かつ高出力のEUV光放射に適した $(\text{O.D.})_{\text{EUV}}$ として仮定すると、 $(\text{O.D.})_{\text{EUV}} = 1$ に対応するSPの値は、最大 $\text{SP} = 0.35 \times \exp(-1) = 0.13$ と推定される。

次に図8(a)~8(c)に、 $\phi_L = 100, 200, 300 \mu\text{m}$ のそれぞれについて、 $[\tau_L, L_{\text{init}}]$ が異なるパラメータセットに対する計算されたSPを示す。レーザースポット ϕ_L の全てのケースにおいて、 τ_L が増加するにつれてSPは減少する。これは τ_L が増加するにつれ、臨界密度付近の正味EUV放射 S_{EUV}^* が低密度膨張プラズマからの S_{EUV}^* よりもEUV出力への寄与が大きくなるためである。逆に、比較的小さいパルス幅($\tau_L = 5 \text{ ns}$)の場合、SPは増加する。これは、低密度膨張プラズマからの S_{EUV}^* が大きく、EUV出力への寄与が大きくなり、EUV光を放射する実効プラズマ密度が減少するためである。図8(a)~8(c)の異なるレーザースポット ϕ_L を比較すると、 ϕ_L が増加するにつれてSPが増加することがわかる。これは、レーザースポット ϕ_L が大きいほどEUV放射の実効温度がさらに上昇するためである。

5.4 結論

次世代半導体リソグラフィー用高効率・高パワーEUV光源を実現するため、CO₂レーザー生成SnプラズマのEUV発光特性を2次元放射流体力学シミュレーションにより調査した。CO₂レーザーをSnプリプラズマに照射すると、加熱されたプラズマが周囲のプラズマを掃き出し、

アブレーション面の密度が急峻になり、プラズマの横方向運動によりレーザー軸近傍の密度が減少することがわかった。その結果レーザー吸収率が低下し、低密度プラズマに比べてアブレーション面からのEUV出力への寄与が支配的になる。これらの特性から、レーザースポット幅が長く、レーザースポットが小さいほど、CEと、CEを物理的に支配する重要なパラメータ($f_L, \text{CR}, \text{SP}$)がすべて減少することがわかった。したがって、より高いCEを達成するには、より短いパルス、より大きなレーザースポット径、そしてより長い初期密度スケール長が必要である。

謝辞

本論文で使用した図はA. Sunahara *et al.*, “Optimization of extreme ultra-violet light emitted from the CO₂ laser-irradiated tin plasmas using 2D radiation hydrodynamic simulations”, *Optics Express* **31**, 31780-31795 (2023) <https://doi.org/10.1364/OE.497282>を一部引用している(Creative Commons Attribution 4.0 License)。

輻射流体計算環境の構築に関して多大な貢献と有益な議論をいただいた西原功修博士(大阪大学レーザー科学研究所/大阪公立大学)、佐々木明博士(QST KPSI)、Dr. Richard More(LBNL)、城崎知至博士(広島大学)、Dr. Yiming Pan(九州大学)に感謝の意を表す。本研究は日本学術振興会(JP20285360)によって部分的にサポートされた。また本研究における計算は、大阪大学サイバーメディアセンターのSQUIDを用いて行った。本論文の出版は、Purdue University Libraries Open Access Publishing Fundの資金提供の一部を受けた。

参考文献

- [1] G. O'Sullivan and P.K. Carroll, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 227 (1981).
- [2] R.C. Spitzer *et al.*, *J. Appl. Phys.* **79**, 2251 (1996).
- [3] Y. Shimada *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 051501 (2005).
- [4] H. Tanaka *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 041503 (2005).
- [5] K. Nishihara *et al.*, “Conversion Efficiency of LPP Sources,” *EUV Sources for Lithography* p. 339 (2006).
- [6] Y. Ueno *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 231501 (2007).
- [7] S. Fujioka *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 241502 (2008).
- [8] A. Sasaki *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **112**, 042062

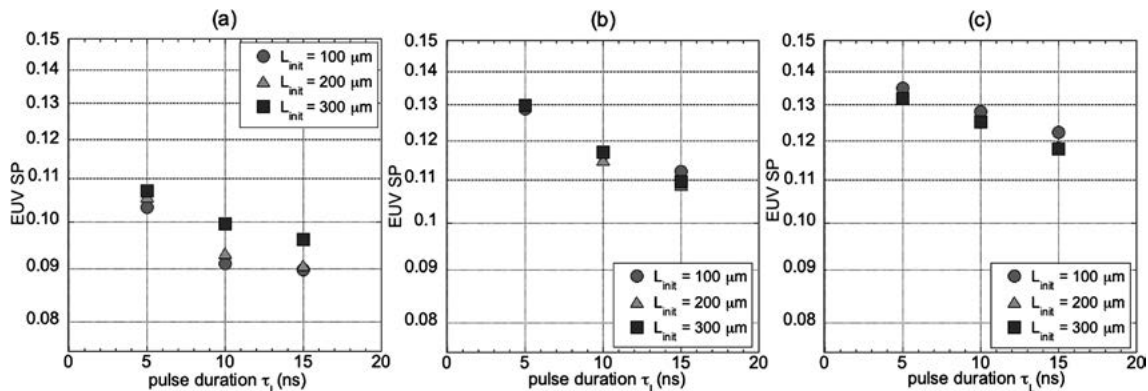


図8 異なるレーザースポット径 ϕ_L におけるEUV SPの τ_L 依存性: (a) $\phi_L = 100 \mu\text{m}$, (b) $\phi_L = 200 \mu\text{m}$, (c) $\phi_L = 300 \mu\text{m}$. 図中、丸、三角、四角は $L_{\text{init}} = 100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$ にそれぞれ対応する。

- (2008).
- [9] A. Sasaki *et al.*, J. Appl. Phys. **107**, 113303 (2010).
 - [10] K. Nishihara *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 056708 (2008).
 - [11] Y. Nishimura *et al.*, “Key technology development progress of the high power LPP-EUV light source,” Proc. SPIE 12051, 120510T (2022).
 - [12] A. Sunahara *et al.*, “Two dimensional radiation hydrodynamic simulation for extreme ultra-violet emission from laser-produced tin plasmas,” in J. Phys.: Conference Series, vol. 112 (2008).
 - [13] A. Sunahara *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 025002 (2019).
 - [14] M.M. Basko *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 053111 (2015).
 - [15] M.M. Basko, Phys. Plasmas **23**, 083114 (2016).
 - [16] W.L. Kruer, *The physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Pub., 1988).
 - [17] R. Schupp *et al.*, Phys. Rev. Appl. **12**, 014010 (2019).



小特集 EUV 露光技術の動向と光源プラズマ研究・制御への要求

6. おわりに

6. Conclusion

富田 健太郎

TOMITA Kentaro

北海道大学

(論文受付日: 2025年 6月13日)

本小特集ではEUV露光技術の最新の動向や研究成果について、4名から紹介いただいた。

2章では、溝口氏からEUV露光技術のこれまでの経緯と今後の課題について紹介いただいた。EUV技術は日本も大きく貢献しているが、量産装置の市場は欧米主導で進み、日本は10年遅れでの本格参入であることの説明があった。

第3章では、田中氏から、EUV光源から放出されるスズデブリ（粒子）による集光ミラー汚染に関する最近の研究成果について紹介いただいた。LIFを用いた水素原子の絶対密度計測により、スズデブリのその場洗浄技術の定量評価に成功している。

第4章では東口氏から、省エネと高効率化を両立させるための、多段レーザー照射（マルチビーム方式）に関する最新の研究成果を紹介いただいた。波長1 μm のNd:YAGレーザーによる照射でも変換効率が4.7–5%に達することが実証されたことで、CO₂レーザーに依存しない新たな光源アーキテクチャの可能性を示唆するものである。

第5章では砂原氏から、最適なEUV光源生成に関する最新のシミュレーション研究成果を紹介いただいた。EUV変換効率を最大化するために、レーザースポット径やパルス幅、プリプラズマの密度スケール長などのパラメータ最適化により、10%を超える変換効率も可能であるとの結論が得られている。

EUV露光技術に関する研究・開発の動きは早い。本小

特集を企画し、出版する間にも、国内でEUV光源開発に関する新たなプロジェクトが開始された（JST経済安全保障重要技術育成プログラム「K Program」の課題の一つである「次世代半導体微細加工プロセス技術」）。2025年4月に開始された本プロジェクトは、EUV露光に関連するレーザー、ミラーなどの基盤技術開発が中心に据えられている。露光光源のシステム全体は、プラズマ励起用レーザーや、ミラーの仕様に大きく左右されるが、基盤技術（レーザー・ミラー）を繋ぐ要の役割をプラズマ関連技術が担う、という捉え方もできる。開発可能なレーザー仕様（波長やパルス幅、レーザー強度等）を考慮の上、どのようなプラズマ生成がEUV発生に効果的であるかを的確に判断するには、5章で紹介したプラズマのシミュレーションが大きな役割を果たす。4章で示された多段レーザー方式の有効性を考えると、複雑なプラズマ生成を高精度に予測可能なシミュレーション技術の開発が期待される。シミュレーション結果の精度検証のためのプラズマ計測の進展も重要だと考えられる。プラズマに近接するEUVコレクトミラーは、半ば消耗品として取り扱われるが、3章で示されたデブリ除去の定量的評価は、ミラーを含むEUV光源用チャンバー設計上の大きな指標となりうるものである。このように、今後もEUV光源用プラズマに関する基礎研究の重要性は変わるものではない。本小特集が今後の関連研究の一助となれば幸いである。

小特集執筆者紹介



とみ た けん た ろう
富田 健太郎

2006年10月九州大学大学院総合理工学研究院博士後期課程単位修得後退学。2006年11月同研究科助手に着任。2007年4月同研究科助教に着任。2020年7月北海道大学大学院工学研究院准教授に着任。現在に至る。博士（工学）。応用物理学会プラズマエレクトロニクス賞、プラズマ材料科学賞（奨励部門賞）、文部科学大臣表彰（若手科学者賞）等を受賞。札幌移住を機に、スキーを始めました。準備は大変ですが、滑り出すと楽しいです。



みぞ ぐち はかる
溝口 計

現在、九州大学客員教授。SPIEフェロー。工学博士。日本レーザー学会会員。日本応用物理学会会員。1982年九州大学総合理工学研究科、村岡研究室修了。1994年工学博士（1994年九州大学工学部）。1982年小松製作所入社。1990年以来、リソグラフィ用KrF、ArF、F2レーザー、LPP-EUV光源、ハイブリッド・エキシマレーザーの研究開発に従事。中央研究所レーザー研究部長を経て、2000年ギガフォトン社創業メンバー。2002年、2016年、レーザー学会論文賞（DUVレーザー、EUV光源）受賞。2009年および2019年日本レーザー学会産業賞（装置部門）受賞（ギガフォトン社：GT62AおよびGT6XAシリーズ）。2018年光振興協会桜井賞受賞。元ギガフォトン社CTO・副社長。2023年3月ギガフォトンを定年退職。現在はEUV関連研究を九州大学で立ち上げるべく奔走中。



た なか
田中のぞみ

大阪大学レーザー科学研究所 特任講師（常勤）。2010年東北大学工学研究科博士後期過程修了。博士（工学）。EUV リソグラフィ関連技術や新しい応用に向けたレーザープラズマ極端紫外光源と光学系の開発、および高強度極端紫外光や真空紫外光による光電離、光解離プラズマの研究をしています。夢は北極圏に行き、自分の目でオーロラを見ること（宇宙でも可）。



ひがしぐち たけ し
東口 武史

宇都宮大学 工学部 基盤工学科（情報電子オプティクスコース・電気電子分野）教授。レーザー生成プラズマEUV光源、薄ディスクやロッド型の小型高繰り返しレーザー、光計測、医療応用などの研究開発に従事。出前実験講座などで高校生から元気をもらっています（終わるとヘトヘトになっています）。



すな はら あつし
砂原 淳

Blue Laser Fusion, Inc. Senior Staff Scientist. 1997年大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士後期課程修了。博士（工学）。2003年-2017年公益財団法人レーザー技術総合研究所。2017-2023 Purdue University School of Nuclear Engineering, Center for Material Under eXtreme Environment (CMUXE)を経て現職。専門はレーザーアブレーションやレーザー核融合、極端紫外光源プラズマなど、プラズマの理論・数値シミュレーション。四季のあるIndianaから四季が明確でないサンタバーバラへ移り、相変わらず遠距離別居生活円満継続中。