



解説

高密度プラズマによる X 線レーザーの屈折効果

-X 線による蜃気楼現象の観測-

Refraction Effect of X-Ray Laser Beam Caused by High-Density Plasmas
-Observation of X-Ray Mirages-FAENOV Anatoly, 石野雅彦¹⁾, 河内哲哉¹⁾FAENOV Anatoly, ISHINO Masahiko¹⁾ and KAWACHI Tetsuya¹⁾大阪大学, ¹⁾量子科学技術研究開発機構

(原稿受付: 2016年4月22日)

本稿では、軟 X 線レーザービームをプラズマに入射する実験を実施した際に発見された軟 X 線領域での蜃気楼 (S. Mangnitskiy *et al.*, Nature Communication 2013) という魅力的で興味深い現象を紹介する。この現象は、プラズマに入射した軟 X 線レーザービームがプラズマを伝搬する際に受ける屈折効果により進行方向を曲げられ、結果としてプラズマ中に仮想的な点光源を形成しているように見えることが原因であった。また、プラズマの屈折効果が引き起こす面白い現象の一例として X 線の蜃気楼現象の観察とその発生機構の詳細を紹介するとともに、その結果から期待されるプラズマの過渡的な X 線光学素子としての可能性についても述べる。

Keywords:

Soft x-ray laser, coherent beam, plasma density, refraction, interference, mirage

1. はじめに

X 線は1895年にドイツのヴィルヘルム＝レントゲンにより発見された、というのはあまりにも有名な話である。当時ヴェルツブルク大学にいたレントゲンは、クルックス管を用いて陰極線の研究をしていた最中に、黒い紙で覆ったクルックス管から1 m 近く離れた場所に置いた蛍光紙が光ることに気付いた。当時から陰極線は空気中を数 cm しか伝搬しないことは知られていたため、彼は陰極線が管壁と衝突する領域から「透過力の優れた何か=X 線」が発生しているとの結論に至った。その後、X 線は、その正体が不明のまま7年を経て、マックス＝フォン＝ラウエによる回折現象の確認により、波長の短い電磁波であることが確証されることになる。X 線の発見以降の様々な話が SLAC ホームページから紹介されている[1]。当代きっての著名な科学者達が如何に、この未知なる線源に挑み、考察し、どのように物理現象の理解に革命をもたらすに至ったかについての興味深い記事であるので一読を勧めたい。

X 線を含む電磁波の媒質における複素屈折率 n は、自由電子近似の範囲で、 $n = (1 - \delta) - i\beta$ と表され、実部が屈折率を、虚部が減衰係数を表す。ここに $\delta = N\lambda^2 r_0 (Z + f') / 2\pi A$ 、 $\beta = N\lambda^2 r_0 f'' / 2\pi A$ である。 N 、 λ 、 r_0 、 ρ 、 Z 、 A は、各々、アボガドロ数、X 線の波長、電子の古典半径、構成原子の数密度、原子番号そして原子量であり、 f' と f'' は、原子散乱因子の異常分散項である。X 線の発見者であるレントゲンは、発見当時から詳細な実験事実の結論として、未知の線源は透過力に優れていると結論づけているが、これは、波

長が短く、物質を構成する元素の共鳴周波数から外れている X 線に対しては、減衰係数 β が非常に小さくなることと合致する。このような条件下では β 同様に、 δ も非常に小さくなり、結果として通常の物質に対する X 線の屈折率は非常に1に近い値を取る。すなわち、X 線は媒質の境界面で屈折しにくいという結論に達する。実際、広く X 線の伝搬方向を曲げるために屈折を用いる X 線レンズや X 線プリズムの実現は困難であると認識されていた。

現在、X 線は、物質科学や、創薬・医療技術、そして非破壊検査などの計測技術や観察技術に広く一般に応用されており、現代の科学技術や産業において必要不可欠な存在になっている。新しい X 線の利用を開拓するうえで、より高い強度の X 線源への要望は必然であり、そのための光源開発とともに X 線を集光する試みが絶えず行われてきた。その代表的な一つは、Kirkpatrick-Baez 鏡、通常、K-B ミラーと呼ばれる斜入射による反射型光学系を用いた方法である。近年、超精密加工された K-B ミラーが、X 線自由電子レーザー SACLA に適用され、9.9 keV の X 線レーザーを用いて 30 nm × 55 nm の集光スポットを達成するなどの成果も得られている[2]。また、回折現象を利用したフレネルゾーンプレートも代表的な X 線集光素子であり、放射光の集光実験などに広く使われている。最近ではドイツのマックスプランク研究所で波長 1.2 keV の放射光 X 線を直径 21 nm に集光している例が報告されている[3]。その他の X 線集光素子としては、細管内部の全反射を用いるキャピラリーチューブや、多数のレンズを直列にして X 線を

corresponding author's e-mail: ishino.masahiko@qst.go.jp

光するレンズアレイがある。そして、EUV 領域（軟 X 線領域）では、Mo/Si 多層膜などの多層膜を球面基板に成膜した多層膜集光鏡が挙げられる。これらの X 線光学素子には一長一短があり、K-B 鏡に関しては非常に高価なうえに、斜入射光学系が基本となるため、X 線の集光には大きな空間を必要とすること、また、ゾンプレートは高価なことに加えて、損傷耐力が十分に高くないこと、キャピラリーチューブやレンズアレイは比較的安価だが集光能力が高くないこと、そして、Mo/Si 多層膜鏡に関しては、利用できる波長範囲が限られていることなど、サイズ、効率、損傷耐力などに依然として問題点が残っていると言える。このような背景のもと、コンパクトな光学配置で、高強度の X 線でも損傷しない耐力に優れ、高効率で安価な新しい X 線の集光光学素子が求められている。

本稿で紹介する内容は、敢えて言うならば、プラズマを用いれば X 線のレンズができるかも、という話題の提供である。本誌の読者ならご存知の通り、電子密度 n_e のプラズマを伝搬する電磁波に対して、プラズマの屈折率は、 $n = (1 - n_e/n_c)^{1/2}$ であり、電子密度に空間的な勾配があれば入射光を屈折させることができる。X 線に対するプラズマのカットオフ密度は可視光の場合のそれよりも桁違いに高いため、屈折効果を発揮させるためにはそれなりに急峻な密度勾配が必要となるが、原理的には可能であり、しかも入射 X 線と共鳴しない元素で構成されるプラズマに用いれば、吸収による損失を最小限に留めたいうえで、損傷閾値も既存の固体素子に比べて桁違いに高くすることができる。まだまだ荒削りな話ではあるが、次章以降において、プラズマの屈折効果が引き起こす面白い現象の一例として X 線領域の蜃気楼現象の初めての観測 [4, 5] と、その結果から期待されるプラズマの過渡的な光学素子としての可能性について紹介する。

2. プラズマ軟 X 線レーザーの高密度プラズマによる屈折効果

本稿で紹介する X 線の蜃気楼現象は、レーザープラズマ

を媒質とする軟 X 線レーザー（以下、軟 X 線レーザーと呼ぶ。）の強度空間分布の計測時に偶然観察されたものである。この章では、蜃気楼現象の発見につながった軟 X 線レーザー光源について解説し、その後には蜃気楼の観察について述べることとする。

2.1 プラズマ軟 X 線レーザー

実験で使用した軟 X 線レーザーは、量子科学技術研究開発機構（原子力機構の一部と放医研の統合により設立、以下、量研機構と記述）の関西光科学研究所で開発された実験室規模のコヒーレント軟 X 線源である。レーザーの発振媒質は、波長 $1 \mu\text{m}$ 程度の赤外線レーザーを固体の銀に照射することによって生じる銀プラズマであり、銀のターゲットに、時間的に間隔を開けた 2 発の高強度レーザーパルスを線状に集光することで生成される。本プラズマ軟 X 線レーザーは、発振器と増幅器と呼ばれる 2 つの増幅媒質プラズマから構成される。第 1 のプラズマ（発振器）で発生した X 線レーザーを第 2 プラズマ（増幅器）で更に増幅する「発振 - 増幅過程」によって、高い空間コヒーレンスを実現している [6]。この方法は量研機構独自の方法であり、ダブルターゲット方式と呼ばれている [7, 8]。X 線レーザー装置の概略を図 1 に示す。銀のターゲットに、1 発目の高強度レーザーパルスを長さ 6 mm の線状に集光することで、銀の多価イオンプラズマを生成する。このプラズマは予備プラズマと呼ばれ、続く 2 発目のレーザーパルスが効果的にプラズマに吸収されるようにスケール長の長いプラズマを作ることと、プラズマ中の銀イオンを、レーザー作用を持つニッケル様イオン（束縛電子を 28 個持つ閉殻構造のイオン）近くまでイオン化させるという役割がある。続く 2 発目のレーザーパルスが照射されることで、プラズマの臨界密度近傍が一気に加熱される。加熱領域の大きさは $20 \sim 30 \mu\text{m}$ 程度であり、加熱の結果、銀イオンのイオン化が進み、ニッケル様イオンが最も高い比率で存在する時間帯が実現する。これと同時に、ニッケル様イオンの基底状態 ($3d^{10}$) からの電子衝突励起過程が実効的に起こり、励起状態ポピュレーションが増加し、 $3d^9 4p$ と

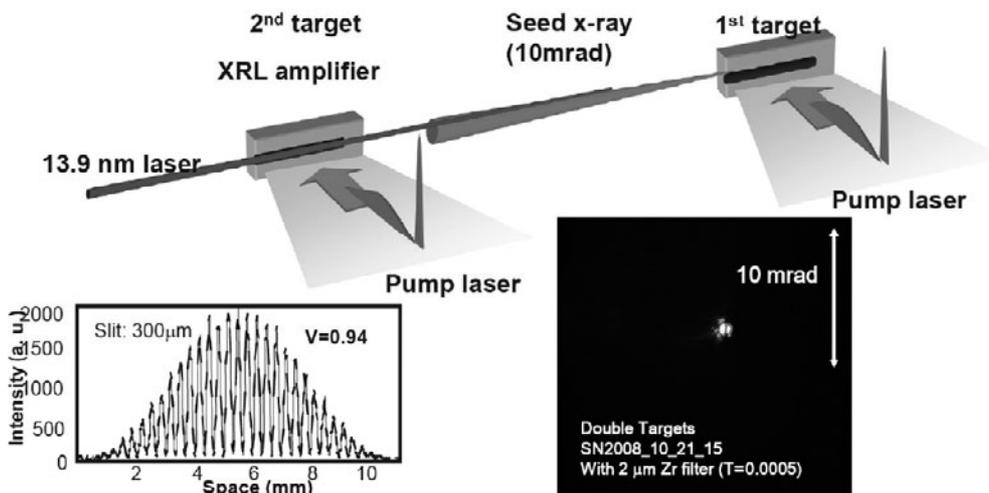


図 1 ダブルターゲット方式によるレーザー励起プラズマ軟 X 線レーザーの発振 - 増幅過程の模式図（上）。軟 X 線レーザーを $300 \mu\text{m}$ 間隔のダブルスリットに照射することで生成したヤングの干渉縞（左下）と発散角 0.5 mrad をもつ X 線レーザーの強度分布（右下）。

$3d^9 4d$ の励起状態間に反転分布が形成される。発振媒質の一端で生じた $3d^9 4p-3d^9 4d$ 間の自然放光は、この反転分布の効果により、銀プラズマ内で指数関数的に増幅される。この方法は過渡利得方式の電子衝突励起法と呼ばれている。厳密に言うと、この方法で得られる光源は、共振器によるモード選択が行われる通常のレーザー光と異なり、自然放出増幅光 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) と呼ばれる。しかし、利得係数が大きいために共振器を組むことなく高い指向性をもつ X 線ビームが得られることから、軟 X 線レーザーと呼んでいる。プラズマの高温状態が維持され続けると、ニッケル様銀イオンの電離が進行し、基底状態イオン密度が低下することで X 線の増幅が止まる。つまり出力される軟 X 線レーザーはパルス光源となる。パルス幅数ピコ秒の励起レーザーを用いた場合、反転分布の生成時間は 10~20 ps 程度となり、出力される軟 X 線レーザーの時間パルス幅 (半値幅) は、それより短い 5~7 ps になる [9]。この辺りの発振機構については、参考文献 [10] に詳しく書かれている。

ASE によるレーザー発振では、媒質中のランダムな位相の自然放光が増幅されることから、空間的には部分コヒーレントである。この場合、ASE ビームの広がり (直径) は、発振媒質の長さとの関数で表される。一方、完全な空間コヒーレンスをもつ理想ビームの広がり、ビーム波長と光源の直径との関数となる。第 1 のプラズマ (発振器) から発生する軟 X 線レーザーの空間コヒーレンスは、両関数の比から見積もることができ [11]、その空間コヒーレンスは、完全な空間コヒーレンスをもつと仮定した場合に比べて 1 桁程度低い値を示す。発振器から発生した軟 X 線レーザーは、空間的に部分コヒーレントなビームであり、その空間コヒーレント長は 200 mm 前で 50 μm 程度になる [8]。発振器と増幅器の距離は 200 mm なので、発振器から発生した軟 X 線レーザービームの増幅器入口における空間コヒーレント長は、利得領域よりも大きくなる。したがって、増幅器では、軟 X 線レーザービームの空間コヒーレンスの高い部分のみを種光として増幅することができる。結果として非常に高品質なビームを発生させることができる。上記のダブルターゲット方式で得られる、波長 13.9 nm の軟 X 線レーザーのパルス当りのフォトン数は 10^9-10^{10} (約 300 nJ) であり、空間的にほぼ完全なコヒーレンスを持つ。

なお、第 1 プラズマと第 2 プラズマは全くの平行ではなく、軟 X 線レーザーが実験ビームライン方向に伝播するようにある程度の相対角 (1 度未満) をもって設置されている。

2.2 X 線レーザーの波面計測と干渉縞の観察

ダブルターゲット方式による波長 13.9 nm の軟 X 線レーザーパルスの空間強度分布を増幅器の出口から 1,300-6,300 mm の各位置で計測した実験配置と取得画像を図 2 に示す。空間強度分布は LiF (フッ化リチウム) 結晶 (図中の上段)、または背面照射型の X 線 CCD カメラ (中段および下段) を光路中に設置し、軟 X 線レーザーを直接受けて記録した。

背面照射型 X 線 CCD カメラ (Princeton Inc. 画素数

2,048×2,048 pixels, ピクセルサイズ 13.5 μm ×13.5 μm) で取得した画像の横方向に伸びた明るい部分が軟 X 線レーザーの空間強度分布である。得られた強度分布から 3 箇所を切り取り挿入図に示している。軟 X 線レーザービームの断面のほぼ全面に渡って密集した同心円状の周期的な干渉縞が認められる。挿入図からわかるように、干渉縞の周期長は、中心部から円周部に向かうに伴って短くなり、強度も弱くなっている。また、この干渉縞は、発振器 (第 1 プラズマ) と増幅器 (第 2 プラズマ) からの X 線レーザービームが存在しているときは必ず出現する。すなわち、発振器または増幅器の片方を停止させると、干渉縞は観測されない。ビーム利用の観点から見れば、レーザーの強度分布に出現する干渉縞は、時として不要な場合があるので、どのような時に干渉縞が発生するかを明らかにしておくことは重要である。そこで、我々は、軟 X 線レーザーの発振・増幅条件を変化させながら、注意深く強度分布と干渉縞を観察した。その結果、この干渉縞は、発振器と増幅器を照射する励起用レーザーの照射時間差 (相対的な遅延時間) が 10 ps であり、かつ、第 1 プラズマと第 2 プラズマとの相対角が 0.6 度の条件がそろったときに極めて明瞭に出現することが判明した。

干渉縞出現の高い再現性を確認したことに続き、我々は、固定した検出器で干渉縞を積算取得することで、干渉縞出現位置の空間的な安定性がどの程度あるのかを評価した。仮に、軟 X 線レーザーのパルスごとに干渉縞の出現位置が異なるならば、積算の段階で検出器に記録される干渉縞は平均化され、消えてしまうはずである。この実験では、検出器として CCD ではなく、LiF (フッ化リチウム) 結晶 [12] を使い、30 発の軟 X 線レーザーの空間強度分布を積算記録した。LiF 結晶に軟 X 線レーザーが照射されると照射部分に色中心が形成される。色中心とは、結晶中 (アルカリハライド結晶が典型例) の格子欠陥に電子または正孔が捕らえられたもので、格子欠陥に捕捉された電子 (正孔) が原因となり、もともと透明なスペクトル領域で光吸収を示すようになる。この LiF 結晶中に形成された色中心を紫外光で励起させることで、波長 530 nm (F_2) と 670 nm (F_3^+) にピークを有する波長 500-800 nm の蛍光が得られる。LiF 結晶に色中心が形成されるための照射閾値は 0.1 mJ/cm² 程度と小さく、サブマイクロメートルの十分な空間分解能を有していることに加え、この色中心は非常に安定かつ蛍光発光強度が照射された軟 X 線レーザーの強度に比例する。LiF 結晶は、X 線全般に対する高感度で高空間分解能の 2 次元検出器としてたいへん都合の良い特性を備えている。図 2 中の上段に、実験配置と LiF 検出器で取得した積算強度の画像を示す。30 発にもおよぶ軟 X 線レーザーパルスの積算にも関わらず、明瞭な干渉縞が記録されている。この結果は干渉縞の出現位置が高い精度で再現することを示している。

以上に述べた実験事実から、軟 X 線レーザーの空間強度分布に現われた同心円状の干渉縞は、物理現象として基本的な特性であり、レーザー媒質となる銀プラズマの不安定性などには依存しないと結論できる。したがって、同心円

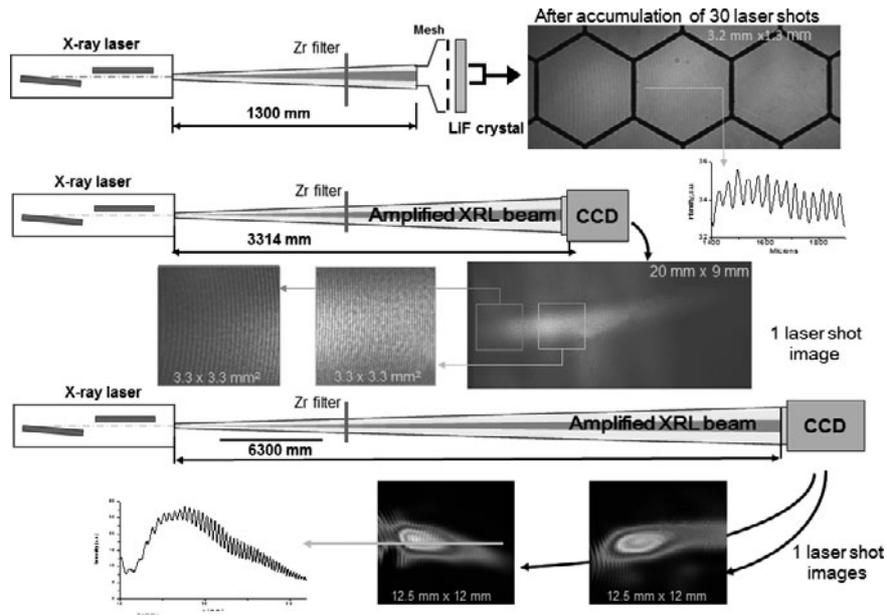


図2 様々な距離に置いた検出器で観察した軟X線レーザーの強度分布。LiF結晶中に記録された強度分布(上)と、背面照射型CCDカメラで観察した強度分布(中と下)。記録された全ての観察像には同心円状の干渉縞が確認できる。LiF結晶で記録した観察像(上)は30発のレーザーパルスを積算したものである。

状の干渉縞を出現させる物理現象が軟X線レーザー発振実験のどこに存在するかが次の問題となる。

2.3 X線の屈折

X線レーザー空間強度分布に現われる同心円状の干渉縞の出現は全く予想外の出来事であり、当初はこのような現象を導く物理的な原因がわからなかった。光学の干渉原理によると、同心円状の干渉縞が得られるためには、同心円の中心を貫く軸上に2つの点光源が必要で、しかもその2つの光源は互いにコヒーレントである必要がある(図3)。第1の光源は明らかであり、それは軟X線レーザーの発振器である。軟X線レーザーは銀プラズマ内でASEによって増幅され射出するので、第1の光源は発振器(第1プラズマ)の出口とするのが適当である。では、第2の光源位置はどこにあるのか? 普通に考えれば、第2の光源は増幅器の役割を果たす第2プラズマの出口にあるということになる。しかしながら、発振器と増幅器の各々から発生するX線レーザーの位相には相関が無いために干渉縞はできないはずである。我々は第2の光源位置を実験結果と計算結果との比較から導出することを試みた。

実験で観察した干渉縞と計算から描画した干渉縞との比較から、2つの点光源の距離は 203 ± 2 mmであると結論された[4]。発振器と増幅器の銀プラズマの長さは6 mmであること、お互いの中心距離はおおよそ206 mmであることから、第2の光源は増幅器の役割を果たす第2プラズマの中にあるということになる。この状況を説明するためには、第1プラズマで発生した軟X線レーザーが第2プラズマを透過するときに、増幅を受けるとともに屈折を受けることで進行方向が変化したと考えるのが自然である。

次章では、このプラズマ中での軟X線レーザーの屈折効果の現実性を理論的に検証した。

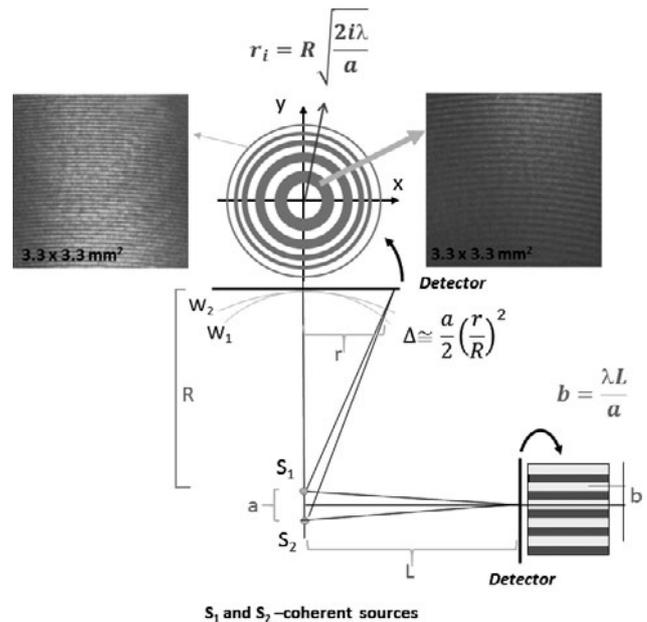


図3 同軸(光路上)に並んだ2つのコヒーレントな光源によって出現する干渉縞の模式図。

3. 高密度プラズマによるX線レーザーの屈折効果の理論的考察と蜃気楼現象

3.1 X線蜃気楼とは

参考文献[4]で示したように、レーザー生成プラズマは、高密度でかつ空間的に偏った分布をしているため、可視領域において海面近くでよく見られるような蜃気楼現象とよく似た“X線蜃気楼”を作り出す条件を満たす可能性がある。プラズマの場合、伝搬する電磁波に対して、密度が大きくなるにつれて屈折率が小さくなるという特徴を持つ。つまり、局所的に密度が高くなるプラズマ密度の不均一がある場合、その密度のピークによって生成されるレンズの

表面形状は放物面と近似できるため、プラズマの中央付近は理想的な無収差凹レンズとして働く。これが、X線蜃気楼生成の原因となり得る。ここで、大きな角度拡がりを持つ軟X線レーザーが小さなプラズマ媒質に入射する状況を考える。軟X線レーザーの一部がこのような仮想的な光学系を通過すると、凹レンズ効果により屈折し、軟X線レーザーのビーム拡がり角が大きくなるように変化する。結果としてあたかも理想的な点光源が近くにあり、そこから光が拡がりながら放射されるように見える。さらに、プラズマの中心軸付近の狭い領域に増幅利得領域があるため、この領域を通過する軟X線レーザーは強く増幅される。

その結果、図4に見られるように、軟X線レーザービームは、二つのコヒーレントな成分で構成される。一つは、実在の光源から真空中を伝搬し、プラズマを通過中にその一部分が増幅される成分、そして、もう一つは、レーザーが増幅されることによってプラズマ中に現れる仮想的なビーム成分である。その仮想的なビームの存在は、X線の干渉縞によって我々に見える形となって現れる。このように、X線蜃気楼という言葉は、可視領域において一般的に理解されている言葉と同様の意味で使うことができる。なお、蜃気楼の発生には、上記、屈折率の空間分布だけではなく媒質中の増幅率の分布や、典型的なX線レーザーにおいては増幅係数が非常に大きいために生じるX線レーザーの飽和増幅効果などのいくつかの条件が影響を与えることを注意しておく必要がある。

3.2 X線蜃気楼の理論的考察

軟X線レーザーがプラズマ増幅媒質中を通過する際に起きる現象について、上記に述べた考察について、3Dシミュレーションによって検証を行った。計算では、大きな広がりを持つガウシアン軟X線レーザービームが小さなプラ

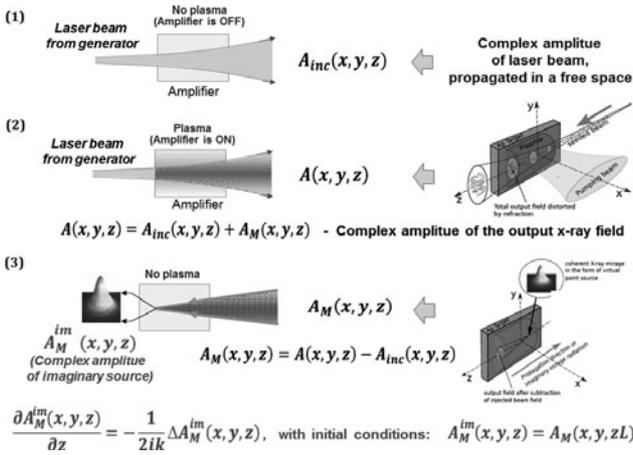


図4 軟X線レーザーがプラズマ中を伝播する様子を示す模式図。(1)第2プラズマ(増幅器)が無い時、軟X線レーザーは真空中を伝播することになる。(2)局所的な密度のピークをもつ第2プラズマが存在する時、プラズマ中を伝播する軟X線レーザーは、その一部分が増幅されると共に、プラズマ中の密度勾配により屈折する。(3)第2プラズマが存在する時の軟X線レーザーの出力(2)から第2プラズマが存在しないときの軟X線レーザーの出力(1)を差し引いたことを考える。この時、プラズマ中に仮想的な点光源が出現する。

ズマの塊に入射することを仮定した。ビームの歪は一般的な波の方程式で記述した。すなわち、振幅がゆっくりと変化するという近似において振幅 $A(\vec{r})$ は次のように書ける。

$$\frac{\partial A(\vec{r})}{\partial z} = \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} A(\vec{r}) + \frac{k}{2i} [\epsilon(\vec{r}) - 1] A(\vec{r})$$

$$\vec{r} \equiv \{x, y, z\}, \tag{1}$$

ここで、 $\epsilon(\vec{r})$ はプラズマの複素誘電率の虚数項、すなわち減衰(今の場合は増幅)を表す部分である。出力場の複素振幅 $A(\vec{r})$ は、元々の光源から自由空間を伝搬するレーザー光の複素振幅とプラズマ中に現れる仮想的な光源(蜃気楼)からのレーザー光の複素振幅を用いて $A(\vec{r}) = A_{inc}(\vec{r}) + A_M(\vec{r})$ のように二つの成分の和として表される。ここで、 $A_{inc}(\vec{r})$ は、真空中を伝搬するガウシアンビームの振幅であり、以下の式で記述される。

$$A_{inc}(\vec{r}) = \frac{A_0}{(1 + z/ik\rho_0^2)} \exp\left[\frac{x^2 + y^2}{2\rho_0^2(1 + z/ik\rho_0^2)}\right]. \tag{2}$$

$A_M(\vec{r})$ は、X線蜃気楼からのレーザー光の複素振幅なので、(1)と同様に、次の式を満足することは容易にわかる。

$$\frac{\partial A_M(\vec{r})}{\partial z} = \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} A_M(\vec{r}) + \frac{k}{2i} [\epsilon(\vec{r}) - 1] (A_M(\vec{r}) + A_{inc}(\vec{r})) \tag{3}$$

参考文献[4]のモデリング計算においては、直径 $50 \mu\text{m}$ 、長さ 6mm のシリンダー状のプラズマを想定し2次元ガウシアン密度分布と最大 15cm^{-1} のトータル利得係数を仮定している。この条件のもと、式(1)を用いた数値シミュレーションの結果を図5に示す。この結果は、プラズマ増幅媒質中に仮想的なX線源が出現することを示している。計算シミュレーションが示す仮想X線源の位置とサイズ(図5a)は実験結果とよく一致している。また、密度勾配のみが存在し、増幅効果がない条件では、屈折によって拡

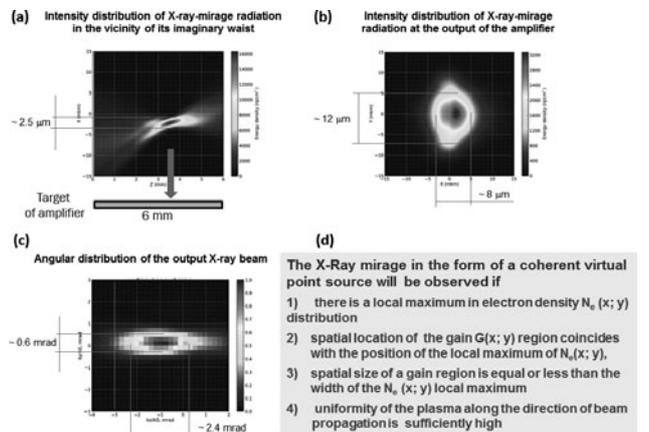


図5 計算シミュレーションが示す仮想X線源の位置とサイズ(a)。第2プラズマ(増幅器)が存在する場合のX線レーザーの出力形状(b)とその強度分布(c)。そして、X線蜃気楼が出現する条件(d)。

がるビームから仮想的な点光源が得られず、プラズマに増幅利得効果がある状態でのみ、ほぼ完ぺきなガウシアン空間プロファイルを持つ点光源が生成されることも明らかになった(図5b)。出力される軟X線レーザービームの強度分布の計算結果(図5c)も観察された結果と非常によく一致している。これらの考察から図5dに示す4つの事象がプラズマ中でX線蜃気楼が生成される条件になると思われる。すなわち、

- 1) プラズマ中に局所的な密度のピークを持つこと。
- 2) プラズマ中の増幅利得の空間分布と局所的な電子密度の空間分布が一致すること。
- 3) プラズマ中の増幅利得の領域の大きさが局所的な密度のピークの大きさと同じか、それよりも小さいこと。
- 4) 軟X線の伝搬方向のプラズマの均一性が十分に高いこと

である。

条件(1)および(2)は、一般的にプラズマ中において必ずしも存在するわけではないということを強調しておく必要がある。これらの条件は、文献[4]でデモンストレーションされたように、特殊な生成条件のもとで生成するプラズマにおいて、過渡的に実現するものである。これは、今回の実験においてプラズマ生成用とプラズマ増幅器用の二つの励起レーザー間の時間差が10 psを越えた時に蜃気楼が消滅したという結果とよく一致する。同様に、二つのプラズマの相対的な角度が、0.6度を越えると蜃気楼が消滅したという実験結果は、入射X線レーザーの光軸と、第2プラズマの軸とのずれが無視できなくなり、条件(4)が成立しなくなったものと考えられる。

4. まとめ

X線領域での蜃気楼現象の発見は、科学的な立場からはX線領域での新しい現象の発見であり、X線利用応用の立場からはプラズマ計測やX線の屈折光学素子などの新しい技術につながると期待される。レントゲンによるX線の発見以来、X線は透過力が強く通常の物質ではほとんど屈折しないことが示されてきたため、X線レンズやX線プリズムの実現は難しいと思われてきたが、レーザー生成プラズマは、非常にユニークな存在であり、その急峻な密度勾配を利用すれば、X線の屈折も不可能ではない。プラズマを光学素子として用いると、入射光の波面が崩れるのではないかといった危惧も十分に考えられるが、本記事で紹介した例では、プラズマによる屈折を受けた後も、他のビーム

成分との間に非常に高品質な干渉縞を形成できることから、プラズマがX線の波面を崩すことなく、光学素子としての可能性を拓ける結果が得られている。

今回は、局所的な密度ピークを持つプラズマが対象であったのでレンズとしての機能は凹レンズであったが、密度のディップ(窪み)を持たせたプラズマであれば、凸レンズとして作用することが期待できる。急峻なプラズマの生成法とその空間密度分布の制御法など、開発すべき技術のハードルがどれほどのものかはまだ見えない部分もあるが、最先端のX線源はより強力になり、通常物質ならば、損傷を免れないような輝度のX線源が現実となりつつある。そのような状況でプラズマを用いた光学素子の耐力の高さは、他に類を見ない大きな特徴となるかもしれない。また、そのようなプラズマの持つ可能性は、X線に限らず、可視～赤外のレーザー光の制御にも転用できる面白い技術に育つ可能性を秘めている。

謝辞

本稿をまとめるにあたり、量研機構量子ビーム科学研究部門の加道雅孝研究企画室長代理(プラズマ・核融合学会誌編集委員)、同X線レーザー研究グループの錦野将元リーダーをはじめとするグループ員の皆様から多数の助言をいただきました。この場を借りて感謝いたします。なお、本稿で紹介した研究成果の一部、及び本稿の取りまとめに必要なデータ解析等は、JSPSの科学研究費助成事業[基盤研究B(No25289244)および基盤研究C(16K05030)]により実施しました。

参考文献

- [1] A. Assmus, "Early History of X Rays", SLAC (1995), <http://www.slac.stanford.edu/pubs/beamline/25/2/25-2-assmus.pdf>
- [2] H. Mimura *et al.*, Nat. Commun. **5**, 3539 (2014).
- [3] K. Keskinbora *et al.*, Opt. Exp. **22**, 18440 (2014).
- [4] S. Mangnitskily *et al.*, Nat. Commun. **4**, 1936 (2013).
- [5] T. Pikuz *et al.*, High Power Laser Sci. Eng. **2**, e12 (2014).
- [6] M. Nishikino and T. Kawachi, Nature Photon. **8**, 352 (2014).
- [7] M. Tanaka *et al.*, Opt. Lett. **28**, 1680 (2003).
- [8] M. Nishikino *et al.*, Phys. Rev. A **68**, 061802 (R) (2003).
- [9] Y. Ochi *et al.*, Appl. Phys. B **78**, 961 (2004).
- [10] H. Daido and T. Kawachi, J. Plasma Fusion Res. **81** (suppl), 126 (2005).
- [11] 緑川克美他: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 372 (2001).
- [12] A. Ya. Faenov *et al.*, Opt. Lett. **34**, 941 (2009).



ファエノフ・アナトリー
FAENOV Anatoly

大阪大学未来戦略機構量子科学研究部門教授。ロシア科学アカデミー所属。物理・数理科学における博士号（1977年）。専門は、X線分光計測，結像光学，高密度プラズマ科学や物質と光の相互作用の研究等，多岐にわたる。現在は自由電子レーザー SACLA での実験に取り組んでいる。He is a professor of Division of Photon Science and Technology, Institute for Academic Initiatives, Osaka University. Member of the Russian Academy of Sciences. He received the Ph.D degree in 1977. His research interests x-ray spectroscopy, imaging and optics, high density plasma diagnosis, interaction with photon and matter, and so on. Now he engages with the study of the SACLA free-electron laser experiments.



いしのまさひこ
石野 雅彦

量子科学技術研究開発機構，主幹研究員。1998年東北大学大学院工学研究科（修士）。日本原子力研究所／日本原子力研究開発機構を経て現職。2010年博士（工学）。X線光学素子開発，プラズマX線源開発を経て，現在はX線レーザーを利用した研究に取り組んでいる。最近の興味は，ゼンマイやバネで動く機械。家族に猫（メス）が加わって，家庭内の女子率が更に上昇した。



かわちてつや
河内 哲哉

量子科学技術研究開発機構，経営企画部次長。1995年京都大学大学院博士後期課程修了（工博）。理研の基礎科学特別研究員を経て，1998年に日本原子力研に入所。2016年より現職。専門はプラズマ分光学とX線レーザー。趣味は登山，写真，単車だと信じてきたが，現在どれもできてないことに気付き，焦っている。最近，電車で立ったまま熟睡するコツを掴んだ。弊害はすぐに起きないこと。家族は妻一人，子一人とカメ。