

気体光学素子を用いたダメージフリーレーザープロセス用 集光光学システムの開発

電気通信大学 レーザー新世代研究センター

教授 米田 仁紀

(2022 年度 一般研究開発助成 AF-2022213-B2)

キーワード：気体光学素子，高耐力レーザー光学素子，回折光学素子

1. 研究の目的と背景

現在、レーザー光学素子、特に高精度な波面を対象とするものは、固体材料をベースに作られている。これは、光学ガラスを中心とした光学技術の精度の高さから当たり前のように使われるようになっている。ところが、固体素子ではいったん光学損傷が起きてしまうと永久ダメージとなり、もはや素子自身を交換することしか解決策がない。また、固体素子に用いられる材料は、真空または大気との屈折率差が 0.3~0.5 度あることが一般的であるが、この大きな差によりインピーダンスマッチを起こし、適当な減反射コーティングを施さなければ表面反射損失が起きてしまう。これらも、ある程度しようがないものとして光学システムを構築するための最低条件として考えられている。さらに、レーザー光の損傷強度を考えた場合、固体材料はナノ秒レーザーに対し 1~200 J/cm² のものができるようになってきているが、上記の永久損傷になる恐れから、必ず安全係数をかけた状態で使用され、高くてても 10 J/cm² 程度に使用条件は制限されている。この状況には、誰も疑問を抱かず、レーザー強度が高くなればせいぜいビーム口径を大きくし、ダメージイベントの発生確率を低減することしかしてこなかった。

一方、流体を用いた光学素子は、流体の流れによる自己修復機能をもち、一見期待されてしかるべきと思われるが、液体を用いたものでは表面の面精度が通常光学素子に比べ劣っていることなどから置き換わるまでにはなっていない。気体に関しては、気体媒質の屈折率が空気や真空との差が 10⁻⁴ 程度しかなく、通常屈折光学系を構成するのは難しく、位相差を用いた回折光学素子であっても、1m 程度の光学長が必要という考えが一般的であった。これは、気体媒質で光学素子を作れば、減反射コーティングの必要がなく、多波長にも簡単に対応できる光学素子形成ができるとか、原理的に高い光強度まで耐性があるといった特徴は使われないままであった。

この状況は、2020 年に我々が発表したオゾンを利用した気体光学素子の開発で一変する¹⁾。Fig. 1 にその概略図を示している。この素子では、通常の気体中にオゾン分子を 1% 程度混入させ、そこに空間周期構造を持った紫外光を照射することで気体中に大振幅の密度波を形成させ、それを利用した回折光学素子形成に成功した。この気体光学素子では、①ナノ秒レーザーに対する光学損傷閾値は

1.5 kJ/cm² を超え、過渡光学素子であるために、実際の最高使用強度がこの値になるものができた。②回折波の波面精度は $\lambda / 10$ を超えた。③単層の気体光学素子でも 10mm × 10mm のものが達成できた。④回折効率は使用する紫外レーザーの強度が 60 mJ/cm² 程度で 96% 以上が達成された。これらを考えると、まさに桁違いなレーザー強度で使用できる光学素子が出現したことになる。

2. オゾン気体光学素子での集光

この光学素子の基本的な原理は、大振幅の密度波によって生じた気体の疎と密の部分の光学長の差から生まれる位相差が作る位相光学素子という理解であった。実際に観測された光学長差から粗密の部分で $\lambda / 2$ の位相差が期待できる大きさであった。ただ、高い回折効率を保つ 1 つの要因は体積的なホログラムのような機能を有していることがわかっていた。高効率な回折光学素子のためには、いくつかの基本的な条件が必要になる。それらは、①0 次成

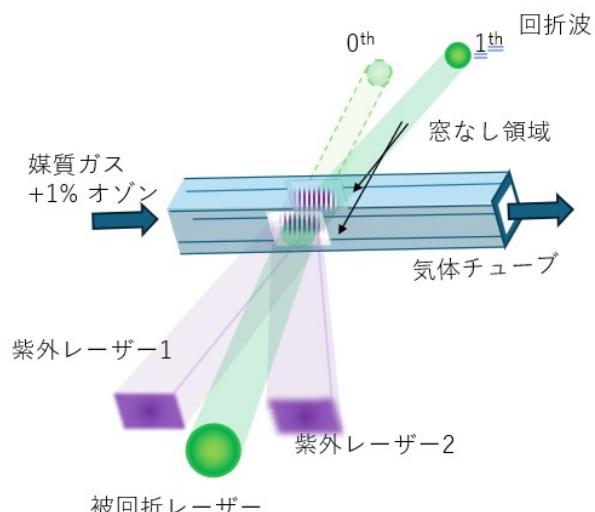


Fig. 1 オゾン混入気体を用いた新しい気体光学素子の概念図。気体チューブには、窓なしの部分があり、そこは気体のみの媒質となっている。



Fig. 2 通常の平面フレネルレンズに近い条件の粗密波を発生させた気体光学素子で回折させると、この図の黒い部分のような横方向（粗密波波数ベクトルの方向）には限定された領域でのみ回折することがわかる。この写真的オレンジの部分が被回折光となる入射波の部分で、フレネルレンズの粗密波は、ほぼこの領域全体に形成している。

分が高い精度で回折波になること、②正負の回折波成分のうち、片側によること、③ある次数の回折波に集中する機能を持つことである。実験的な結論から言えば、1次回折光に96%のエネルギー集中を成功させている。すなわち、上述の①～③の条件を満たす入射波、粗密波3次元形状の条件を決定できていることになる。その一方で、この気体光学素子の条件では、生成される粗密波の波数ベクトル方向で入射波の許容角度に高い制限を付けたことになっている。実験データからこの許容できる角度は、0.5度未満以内に限られていることがわかっている。

この制限下で通常のフレネルレンズのような集光光学素子を形成すると考えると、少なくとも片方の軸方向では、この回折条件を満足できる領域が小さくなってしまうことが、わかる。実際に、フレネルレンズ条件に近い回折光学条件で粗密波を生成させ、そこに平面波を入射させると、Fig. 2 のように片側には狭い領域でしか回折しない素子ができることがわかる。この縦横で大きなアスペクト比を持った状態でも集光すると、Fig. 3 のようにほぼ回折限界まで集光が可能なことがわかっているが、この集光光学系の応用を考えた場合、被回折レーザーに大きな制限を課すだけでなく、集光強度にも、方軸方向で集光大きさが治作ならないことから、問題となることが容易に予想されることになった。

3. 高 NA 化に向けた新しい気体光学素子形成

本研究では、前節の気体光学素子での集光光学系の問題点を解決する研究を行った。まず、単純な位相回折光学系

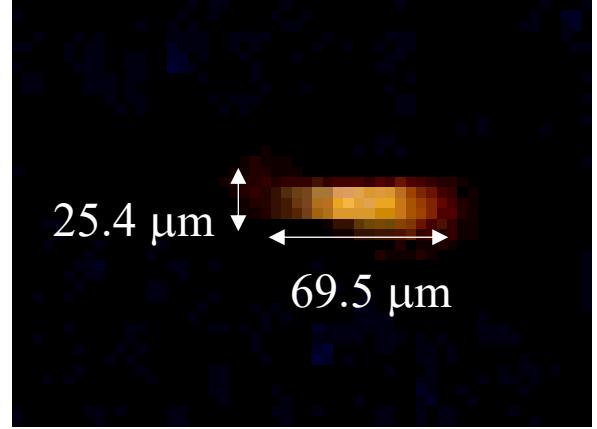


Fig. 3 Fig. 2 の状態での集光強度分布。Near field で狭い幅の方向が far field では、大きな集光幅となっていることがわかる。集光性能を示す M2 値は、両軸方向とも 1.1 以下となっており、ほぼ回折限界まで集光されていることもわかっている。

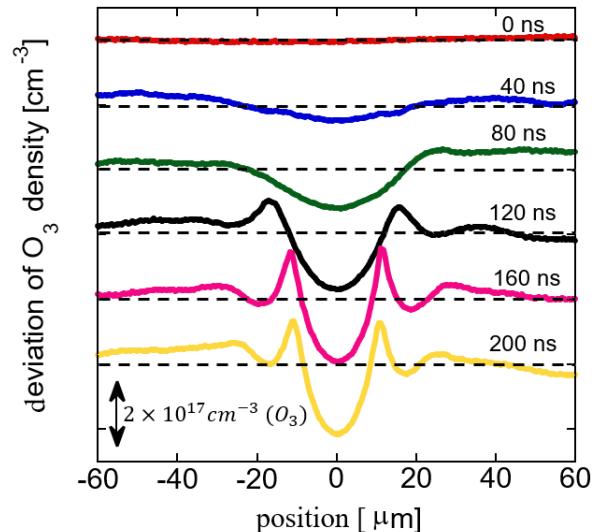


Fig. 4 高強度 UV 光で生成された気体光学素子の密度分布。初期の低振幅の場合には、波の形状がサイン曲線に近く、单一モードの波が生成されているが、時間的な後半で大振幅な波の状況では低密度領域が初期の波長の 1/6 程度で起きていることがわかる。

では、光学素子設計に制限が大きいことから、異なる動作モードでの気体光学素子の探求を行った。その一例を Fig. 4 に示している²⁾。

従来、この粗密波は音波と第2音波により形成されていると考え、粗密波形状も三角関数の単一な周波数のものが使用されていた。しかし、それよりも2倍程度の高いUV照射強度で粗密波形成を行うと、図に表れているように非常に局所的な部分で低密度部分が形成されており、密度変

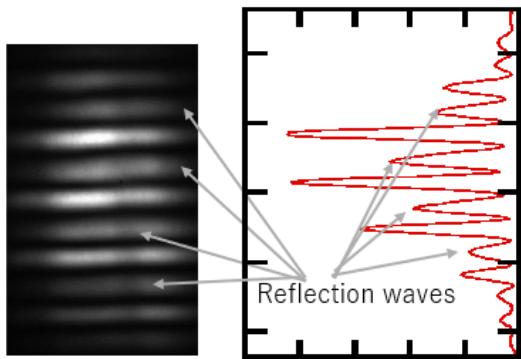


Fig. 5 Fig. 4 の大振幅粗密波が生成された時の、高い密度勾配に起因する反射が観測された様子。プローブ光は、生成された粗密波に平行の方向から平面波が入射されており、大きめのピークは密度が薄い部分の透過波であり、その横に表れているのが反射波となっている。

化のスケール長は数 μm まで鋭くなっていることが分かった。この鋭敏な密度変化は、“壁”のように光学系が働く可能性があることが分かった。これも従来の薄い気体光学では考えもしなかった部分であり、この光学素子においても全反射のような反射機構も位相差を使った機能に加えて使用できることが分かった。Fig. 5 には具体的に観測された反射波の存在となっている。

この新しく見つかった機能も利用し、オゾンを使った気体光学素子の被回折光の入射条件、粗密波を形成させる

UV レーザーの条件を含むモデルを考案した。Fig. 6 にそのモデルに想定した状況を図示している。これまでの経験で、フレネルレンズのような島を作つて平面波を入射させてても、Fig. 2 のように部分的にしか回折できないことがわかつっていたので、入射波も球面波を想定し、生成される体積的なホログラムのフリンジの奥行き方向の傾きが、Fig. 5 に表されているような全反射条件に近い条件となるように、設定ができるようにした。

しかし、このオゾン気体光学素子には、もう 1 つ粗密波形成に時間がかかる点を考慮しなければならない。これは、Fig. 4 を見れば分かるように、レーザー照射後、ゆっくりと粗密構造が形成されていく。この速度が小さいことは、実は気体力学的には可逆過程の等エントロピー的な動きであることを示しており、したがって、高密度化が達成できる鍵ともなっている。(もし、粗密波形成が音速を超えた速い速度で起きれば、媒質の加熱が起き、その結果、圧縮を行う際に新たなエネルギーが必要になってくる。)

このことは、回折を利用した集光光学系を形成させる際に、粗密波の縞の間隔が変化するために、レーザー照射から粗密波形成の最大値に達する時間が異なることを意味している。ここでは、その許容時間を形成時間の 15% 程度以下として、それ以上に縞の間隔差が出るような設計はストップがかかるように調整を行っている。さらに、全体のフリンジ本数も回折光学素子では重要なことで、実験で得られている 1 つの目安 (100 本の粗密縞条件) を設計のガイドラインとするようにした。

設計の様子を示した一例を Fig. 7 に示している。ここでは、Fig. 6 の粗密波を形成させる紫外レーザーの球面波点光源位置をパラメータに、最適な、入射光の集光位置と、

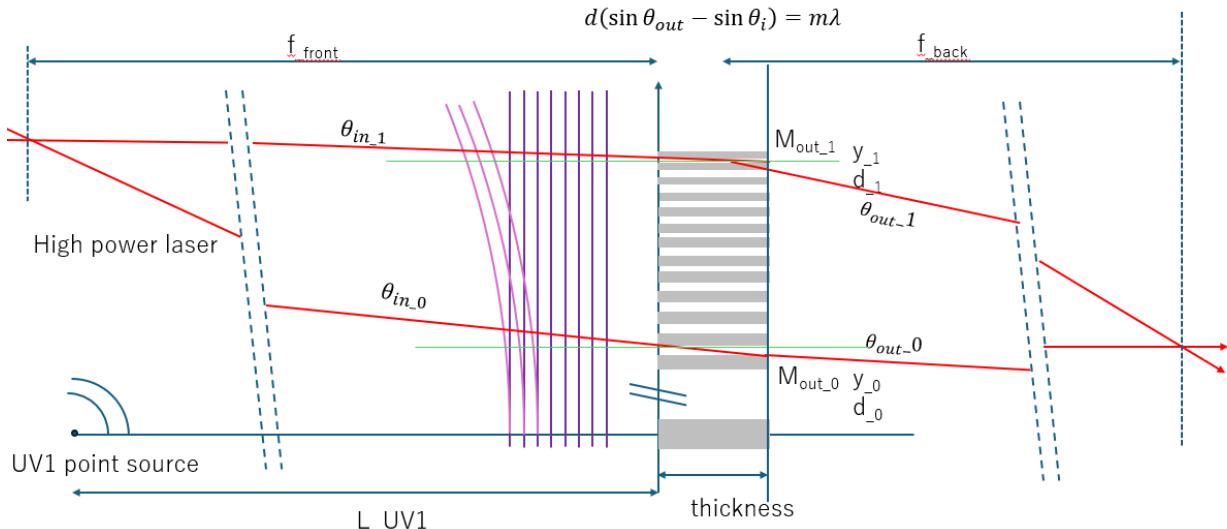


Fig. 6 オゾンレンズパラメータ設定用モデル図。粗密波を形成させるためにある点を中心とした球面波と平面波との干渉で生成することを想定し、さらに、入射される波も球面波形状を仮定している。そこにある厚みのガス層において粗密波形成がされたとして、そこに対する高い回折光を生み出す条件と、その回折による回折波の集合点をレンズの集光点として計算できるようにしている。

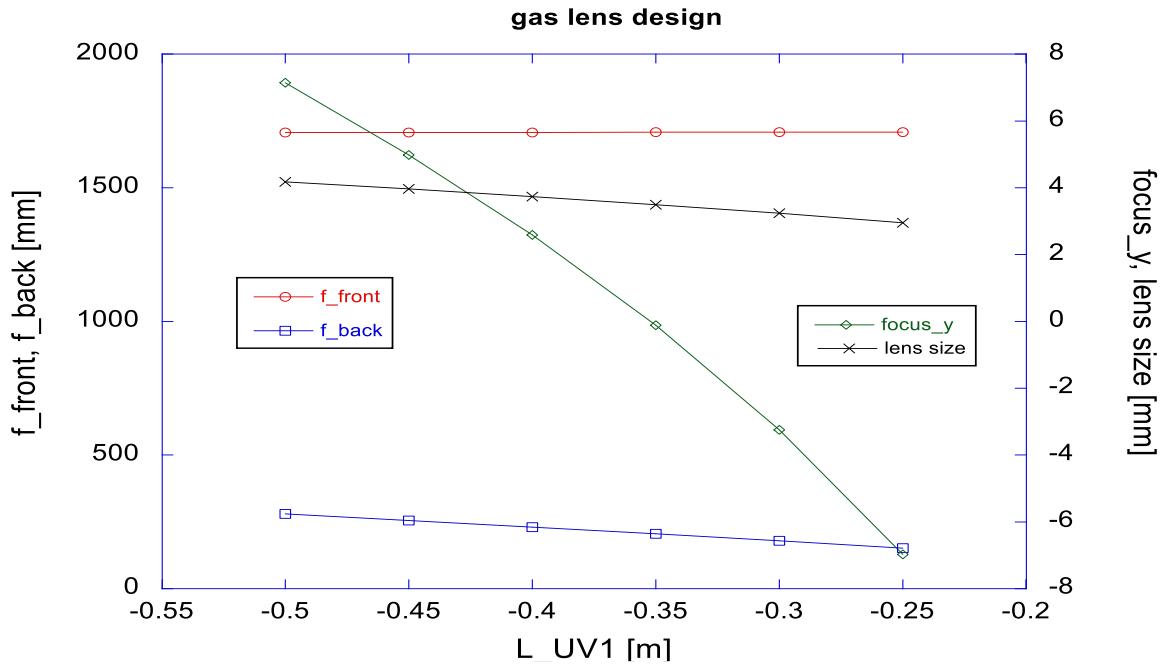


Fig. 7 開発された計算モデルで予測されるオゾン気体レンズの特性。この図は、カーブした縞をUVレーザーで生成するために、干渉させる片方のビームを平面波に、もう片方を球面波とし、その球面中心の位置を関数に、前後の焦点距離（赤、青線）と大きさ（黒線）、焦点位置のずれ（緑）を示している。

出射光の焦点位置、集光点の縦ずれの大きさとレンズの有効大きさを示している。これから、例えば、焦点距離200mmのレンズで大きさが3mm程度まで広げることができることがわかつってきた。この口径では、ナノ秒の近紫外～可視～近赤外のレーザーでは、100Jのレーザーを集光できる設計となっている。

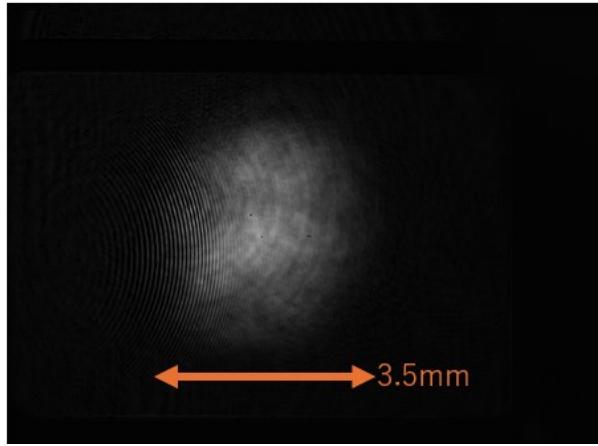


Fig. 8 開発された計算モデルの正当性を調べるために行われた実験でのレンズ形状の写真。Fig. 2 に比べ、確実に横方向に広がっていることが観測された。これにより縦横比の良好なレンズが達成できることになる。

これらモデル予測の正当性を検証するために、実際に、実験により計算モデルで示された条件で集光実験を行った。Fig. 8 は、 $f_{\text{front}} = 1320\text{mm}$, $f_{\text{back}} = 930\text{mm}$ の条件で縞の生成を行い、集光できるレンズ大きさを評価したものである。結果から Fig. 2 で示されているような横方向に回折領域が制限されたものではなく、縦横比が1:1に近い形でのレンズが生成できることが明らかになった。また、この時の生成された縞位置と、回折効率を測定した結果が Fig. 9 となっている。これから、高い回折効率を実現されているのは、予想通り±10%の範囲になることが実験的にも確認された。

本研究で、Fig. 6 で示されたようなレンズ設計方針が適用可能なことが明らかになった。このことは、さらに、フリンジの奥行き方向での角度を3次元的に調整することで、さらなる高NA化を目指すことができるところになる。そのためには、粗密波を形成させる紫外レーザーの制御パラメータ（現在は、横方向位置と球面波の曲率中心位置）をさらに大きく振れるようにする必要がある。この干渉で作成する方法では、平面波と球面波の強度比もほぼ1にすることが必要で、それを含め自由に調整する機構が実験上は必要であると考えている。

4.まとめ

我々が開発している高耐力性を持ち、高い効率、信頼性を有するオゾン気体光学素子で集光光学素子を構成する

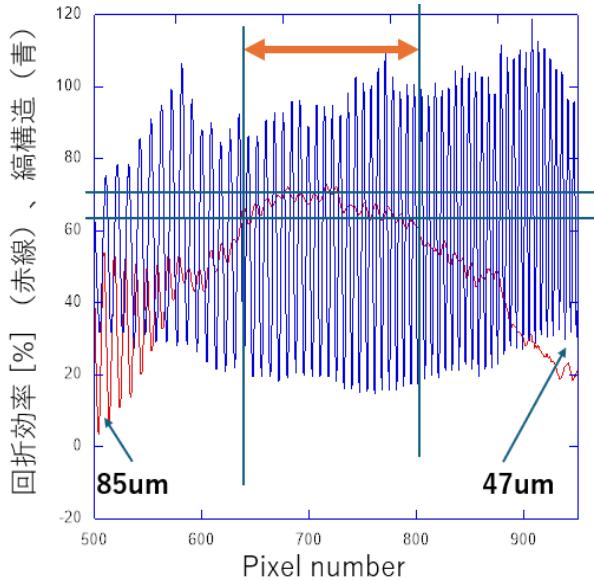


Fig. 9 Fig. 8 のレンズを達成した粗密波の様子と、各位置での回折効率を重ねた結果。回折効率は、中心部から外れるに従い低下しているのがわかる。許容できる範囲を 5%程度と仮定すると、フリンジ幅は $\pm 10\%$ 程度に抑える必要があることが分かった。

際に、位相光学素子条件だけでは縦横比のアスペクト比が良好なものが得られなかった。そこで、新たな大振幅な粗密波形成と、そこで生じる反射現象も含めたレンズ設計モデルを開発した。この背景には、実は、実験によるトライアンドエラーを使った最適条件探索は、すでに限界があり、なかなか良好な縦横アスペクト比を持ったレンズ系を構成することができなかつた経緯がある。今回、開発された計算モデルは、ガイドラインとなる条件を予測することができ、そのため、その前後でのわずかな実験での最適化のみで応用に適した集光光学系を製作することができるようになった。

今後は、さらなる高 NA 集光光学系の実現に向けて、3 次元的な縞の制御を行っていく。

参考文献

- 1) Y. Michine and H. Yoneda, Communications Physics volume 3, Article number: 24 (2020)
- 2) Y. Michine, H. Yoneda, and R. M. More, Physics of Fluids 36, 041703 (2024)