ILT-APR Number 35
Issued:July 2024
ISSN 1340-6167

ILT2024年報

Annual Progress Report

2023-2024

公益財団法人 レーザー技術総合研究所
Institute for Laser Technology

は じ め に

公益財団法人レーザー技術総合研究所は、レーザーと光関連産業の進歩・発展に貢献することを目的として 1987 年に設立され、以来 35 年以上に亘って、レーザーおよび光科学技術に関する基礎研究ならびに応用研究を推進してまいりました。令和 5 年（2023 年）度におきましても関係各位のご支援・ご協力を得て、概ね計画通りの活動を遂行することができました。ここに、令和 5 年度成果報告書（ILT 2024 年報 35 巻）を取りまとめました。何卒ご高覧の上、ご指導、ご助言賜りますようお願い申し上げます。

令和 5 年（2023 年）度は、プロジェクト研究「産業用レーザー開発プロジェクト」とチーム研究を並行して進めました。プロジェクト研究では、レーザー光の波面乱れを補正して高品質のビームを実現するための可変形鏡の開発を継続し、新たにレーザー加工分野への導入をめざして可変形鏡の高速制御試験を開始しました。また、高出力化に有効な多ビーム結合技術の開発では、光の位相差を高感度、高精度に検出できる新手法について研究し、ビーム結合システムとの整合性を検討しています。

レーザーエネルギー分野では、原子力や素粒子研究分野で要求されているレーザー関連技術の研究開発を進め、新しい応用分野の開拓をめざしています。素粒子分野で計画されている二重ベータ崩壊実験用に開発を進めてきた Ca 同位体濃縮用青紫色半導体レーザー（LD）システムでは、波長可変狭帯域 LD をマスターレーザーとし、その出力を 23 個のファブリペロー型 LD に注入同期する増幅システムで高出力化を達成しました。同位体濃縮実験への導入が予定されています。

レーザープロセス分野では、ものづくりイノベーションを支援するため、レーザープロセスの基礎・応用技術開発を進めてきました。月面基地用建材の製造を目標に、月面模擬砂を材料とする三次元レーザー積層造形技術の開発研究を行い、月面環境に近い状態での立体構造の製作に成功しました。また、土木・建築業界でのレーザー技術の応用・普及をめざし、屋外でのレーザー利用に関する安全ガイドラインを策定すべく、委員会活動も継続しています。

レーザー計測分野では、レーザー打音法によるインフラ構造物の健全性評価技術の実用化研究を継続するとともに、工事現場や山岳トンネル切羽へのレーザー打音法の導入をめざして研究を進めています。環境計測技術に関しては、これまでのラマン分光・ラマンライダーの開発研究を発展させ、大気中や海水中への有害物質の漏洩などを可視化して検出できるフラッシュラマンライダーの開発を開始しました。また、レーザー誘起ブレークダウン分光法による表面付着物の分析研究を進めるとともに、原子炉格納容器からの気相漏洩を可視化して検出する技術の開発研究に着手しました。

レーザーバイオ化学分野では、蛋白質や酵素の生理活性構造の解明めざしてレーザー分光研究を継続するとともに、溶液中での金属イオンの光酸化・還元反応の研究を進めています。アメリシウムやテルビウムの光酸化反応試験を行い、放射性廃棄物の選択的分離やレアメタル回収に必要な基礎データを取得しました。また、液相レーザーアブレーションを利用した酸化鉄の還元反応について検証実験を行いました。

レーザー技術開発室では、長年にわたり、光学材料・素子の高耐力化研究と、産業界からのご依頼によるレーザー損傷評価試験を実施してきました。損傷評価試験の自動化をめざし、損傷発生時

のプラズマ発光を利用する手法の検討を進め、実用化に近い段階にまで技術レベルが向上しました。また、シリコン油を材料とし、三次元造形により光学素子の形成をめざす開発研究でも進展が見られています。

昨年も活発な研究活動を継続して推進することができましたのは、偏に皆様方からのご支援によるものであり、心より厚く御礼申し上げます。所員一同、これまで以上に努力を積み上げ、成果の社会還元をめざします。今後ともなお一層のご支援、ご鞭撻を賜りますようお願い申し上げます。

2024 年 6 月

公益財団法人 レーザー技術総合研究所

所長　　井　澤　靖　和

ILT2024 年報（Annual Progress Report 2023-2024）

目　次

はじめに

研究報告書

レーザープロセス研究チーム

月環境での建築資材作製に向けて …… 1

Assessment of Primary Factors Leading to Efficiency Degradation in Filled-Aperture Coherent Beam Combining …… 6

レーザー計測研究チーム

フラッシュラマンライダーを利用した水中油の遠隔計測技術の開発 …… 11

Tunable Nanosecond Ti:Sapphire Laser Pulse Compression Characteristics by the Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Technique …… 14

光干渉法を用いた気体可視化技術の開発 …… 19

レーザーバイオ化学研究チーム

光受容蛋白質の液中構造分析と電子移動メカニズムの解明 …… 23

レーザー技術開発室

青色レーザー光による光学素子の耐光性試験 …… 28

発表論文リスト …… 35

事業報告書 …… 43

組織図 …… 57

構成員一覧 …… 58

評議員 …… 63

理事・監事 …… 64

賛助会員 …… 65

研 究 報 告 書

月環境での建設資材作製に向けて

レーザープロセス研究チーム

藤田雅之、田島孝敏[1]、新村 亮[1]、新述隆太[1]、渕田安浩[1]

[1]大林組

1．はじめに

月の模擬砂を用いた建材作製の研究開発は大林組からの受託研究で2018年に始まった。まずは模擬砂にレーザーを照射して溶かし、冷えて固まった板状の凝固物を手作業で積層することから始めた[1]。2020年には、JAXA宇宙探査イノベーションハブにおいて「レーザー加熱による土質材料の有効利用に関する研究」が採択され、市販の3Dプリンターを使った自動化を試みて積層造形の大型化を進めていった[2,3]。

その後、2020年度に内閣府で創設された「宇宙開発利用加速化戦略プログラム」（スターダストプログラム）の一環として「宇宙無人建設革新技術開発推進事業」（国土交通省及び文部科学省連携）が2021年にスタートし、国交省の「月面等での建設活動に資する無人建設革新技術開発推進プロジェクト」において、大林組が提案した「月資源を用いた拠点基地建設材料の製造と施工方法の技術開発」が採択された（2021-2025予定）。ここからは、造形物の強度試験や接合実験、月面での利用を想定したロボットアームの利用や真空中での粉体搬送シミュレーション解析などに取り組んでいった[4]。

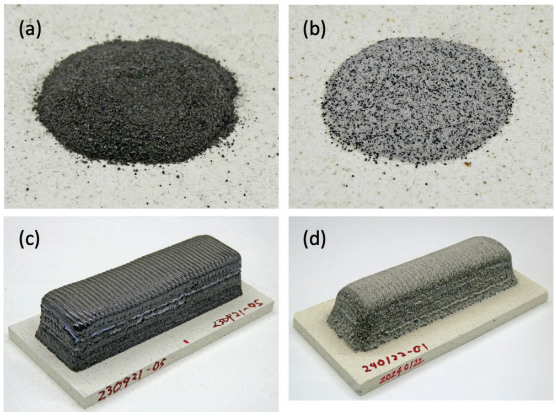


図1． 2種類の月の模擬砂とそれを用いた造形物：(a), (c) FJS-1（海）、(b), (d) LHS-1（高地）.

本稿では、2023年に国交省スターダストプログラムにおいて得られた研究成果を報告する。

2. 月の模擬砂（月レゴリスシミュラント）[5]

2.1 月面の海と高地

これまで黒い月の模擬砂（FJS-1）を使ってきたが、月表面には白っぽいところと黒っぽいところがある。黒っぽいところは濃い色の玄武岩で覆われていて、月の海と呼ばれており“餅をつくウサギ”に見えると言われているところである。一方で、白っぽいところは月の高地に対応するところで、斜長岩成分が多くLHS-1と呼ばれるシミュラントを購入することができる。人類が最初に月面基地を建設する予定の極域の土質はLHS-1に近いと言われている。図1に2種類の月の模擬砂とそれを用いた造形物（約80×20×20mm）を示す。図1 (a),(c)がFJS-1、(b), (d)がLHS-1の模擬砂と造形物である。加熱して溶ける温度がFJS-1は約1200℃、LHS-1は約1350℃であり、LHS-1の方が若干多めの入熱を要した。

2.2 CAD/CAMデータを利用した積層造形

図2に高地シミュラントLHS-1を用いて積層した際の(a) CAD/CAMデータと (b) 対応するH型造形物（高さ35mm）を示す。滋賀県工業技術総合センター設置のLAMDA200を用いて作製した。ここの装置では、CAD

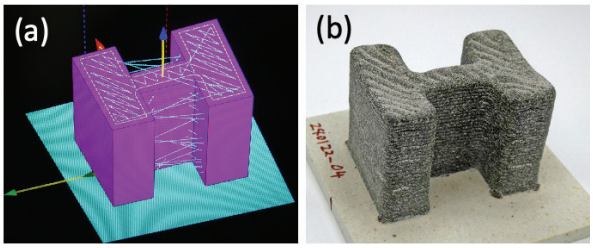


図2. 高地シミュラントLHS-1を用いて積層した際の (a) CAD/CAMデータと (b) 対応するH型造形物.

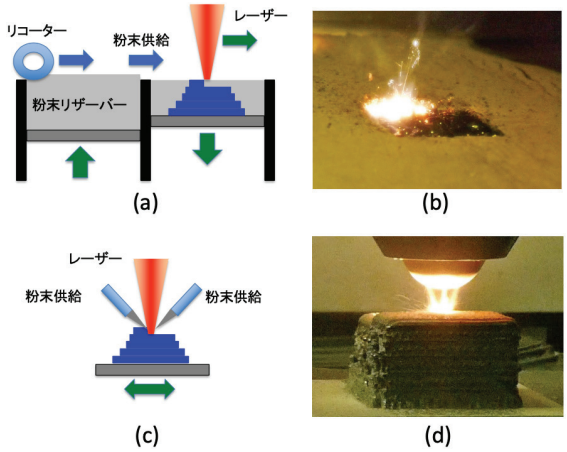


図3.　2種類のレーザー加熱による積層造形法の模式図とレーザー照射時の様子：(a), (b) 粉末床溶融結合（PBF : Powder Bed Fusion）法、(c), (d) 指向性エネルギー堆積（DED : Directed Energy Deposition）法.

（Computer-Aided Design）で形状データを入力すると複雑形状でも、図2 (a) の構造体表面に細い斜めの線で示されているように掃引の順番や方向などが自動で制御される（CAM : Computer-Aided Manufactu-ring）ようになっている。最先端の金属積層造形では当たり前の機能なのであろうが、これが砂の造形にも適用可能であることは興味深い。

3.　2種類のレーザー加熱による積層造形法

3.1　月面環境での比較

レーザーで粉体を加熱して積層造形する方法（レーザー加熱 3D プリンター）としては、PBF（Powder Bed Fusion：粉末床溶融結合）法と DED（Directed Energy Deposition : 指向性エネルギー堆積）法の2種類がある。図3に 2 種類のレーザー加熱による積層造形法の模式図とレーザー照射時の様子を示す。月の模擬砂を材料として積層造形するにはどちらが適しているのか、この6年間、両者を比較してきた。

一般的な市販装置に限って言えば、PBF 法はレーザー集光径が数 100 μm であり、精密造形や中空構造の造形に適している。一方で、DED 法はレーザー集光径が約 4 mm で大型の造形に適している。だがこれは、あくまで地上で使われている市販装置の話である。

表1.　月面環境下でのレーザー加熱積層造形法の比較

	PBF	DED	PBF + DEDヘッド
粉体供給 真空環境 1/6重力	機械的に敷き均し ○	ガスで搬送 × 機械（スクリュー）搬送 △	機械的に敷き均し ○
スポット径	0.2 mm △	4 mm ○	Defocus 18 mm ○
積層厚	0.1 mm △	2 mm ○	＞2 mm ○
エネルギー密度	0.5 J/mm²	10～15 J/mm²	18 J/mm²
斜面造形	×	ロボットアームの活用 ○	×
接合	×	○	可能
自由形状	△	○	△

月面でレーザー加熱 3D プリンターを使うとしたら、原理的にどちらの手法が適しているであろうか？

表1に月面環境下でのレーザー加熱積層造形法の比較を示す。砂の供給という点では、ノズルを通してガスで搬送する DED 法よりも機械的に敷き均す PBF 法が、搬送ガス不要で砂詰まりが起きないという点では適している。パウダーベッドは型枠さえ用意できれば月面環境でも問題無く機能すると考えられる。後は砂を敷き均す治具とパウダーベッドを上下移動させる機構が必要になるが、機械的な構造だけで設計しやすい。

一方で、DED 法には PBF 法に無い特徴がある。DED 装置の集光部と粉体吐出部は一体となってユニット化されている（以降、これを DED ヘッドと呼ぶ）。この DED ヘッドを工具の一種とみなしてロボットアームやマシニングセンタに取り付けることができる。搬送ガスを用いずに真空中で粉体を吐出させる機構さえ実現できれば、斜面への造形や接合など月面での用途が広がると期待される。

現状では市販の 3D プリンターを利用しているので、どうしてもレーザー照射条件や造形条件に制約が生じてしまっている。PBF 法と DED 法の“いいとこ取り”ができるような3Dプリンターの概念設計あるいは原理実証試験を行うことが次のステップとなる。

3.2　マシニングセンタを用いた自動化

レーザー加熱 3D プリンターの調査をしていく中で DMG 森精機（株）の猪野氏から、マシニングセンタ内

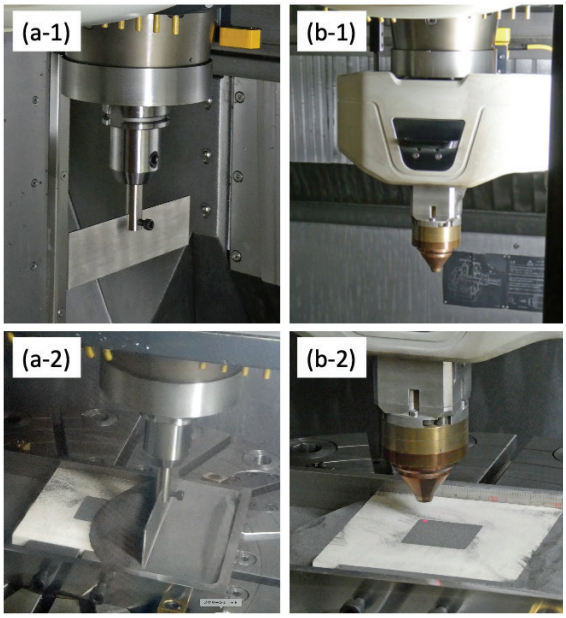


図4.　多軸マシニングセンタの主軸に装着された (a-1) 金属製ヘラと (a-2) 砂を敷く様子、(b-1) DED ヘッドと (b-2) 砂面への照射のイメージ.

にパウダーベッドを設置して、（粉体の吐出を止めた）DED ヘッドからのレーザー照射で積層造形を行ってはどうかという提案があった。砂を敷き均すヘラと DED ヘッドを工具とみなして、マシニングセンタの主軸に自動で交換・取り付けることが可能で、任意の動きをプログラム制御できるとのことであった。図4に、多軸マシニングセンタの主軸に装着された (a-1) 金属製ヘラと (a-2) 砂を敷く様子、(b-1) DED ヘッドと (b-2) 砂面への照射のイメージを示す。

手順としてまず、マシニングセンタのワーク面にステンレス製の型枠を設置し、造形物の形状に合わせた穴（図4では 50 mm×50 mm の角穴）をあけた基板をセットし、基板の片側に砂を盛る。次いで、主軸に装着した金属ヘラ（図4(a-1)）を動かして砂を敷きならす（図4(a-2)）。金属ヘラは上方に移動し、DED ヘッドと交換される。DED ヘッドはワーク面へ戻ってきてプログラムに従ってレーザーを掃引照射する。照射後、DED ヘッドは金属ヘラと交換され、基板上に盛られた砂を掻き出して砂を敷き均すといった一連の工程を繰り返す。DED ヘッドは砂を吐出しないので、単なる集光ヘッドとして用いていることになる。

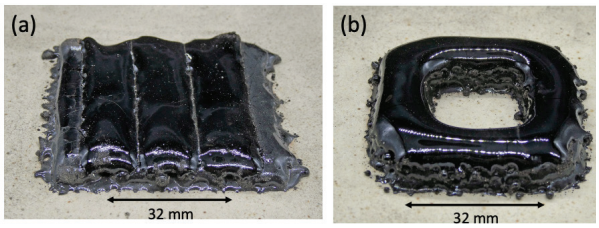


図5.　多軸マシニングセンタを用いて PBF 法で積層した (a) 積層試験体と (b) ロの字型造形物.

図 5 に上記の手順に従って積層した (a) 積層試験体（4 層）と (b) ロの字型造形物を示す。用いた DED ヘッドの集光スポット径は約4mm であるが、造形速度の向上を狙ってデフォーカスして砂面での照射径を 18 mm と設定し、レーザーパワー1000 W で試験体を作製した。掃引速度は 170 mm/min.であった。図5(a)の場合は、敷き砂の厚み2mm、集光径 18 mm に対してピッチ間隔 16 mm で4本のビードを形成したが、ビード間に隙間が生じたため敷き砂厚1mm で隙間を埋めるように3本のビードを形成した。さらに掃引方向を 90° 変えて前記とほぼ同様に敷き砂厚 2 mm で 4 本と敷き砂厚 2 mm で 3 本のビードを積層した。全体の積層厚は約 7 mm であった。

図5 (b)では、敷き砂厚2 mm で一辺 32 mm の正方形を4回積層した。積層厚として約 8.5 mm が得られた。

マシニングセンタを利用することで、市販 3D プリンターではカバーできない条件で PBF 法の積層造形を実証したと言える。

4. 真空中での積層造形

月面で使えることを実証するには、重力 1/6、真空という 2 つの条件下で造形試験を行わなければならない。地上の実験室で重力 1/6 の環境を実現するのは大変であるが、真空ならば比較的容易に準備できる。図6に示す真空容器を作製して、PBF 法での造形試験を試みた。アクリルでできた容器上部のステンレス製ポートはレーザーの導入口となっており、その上にはガルバノスキャナーが設置してある。

また、市販の PBF 法 3D プリンターではレーザー集光

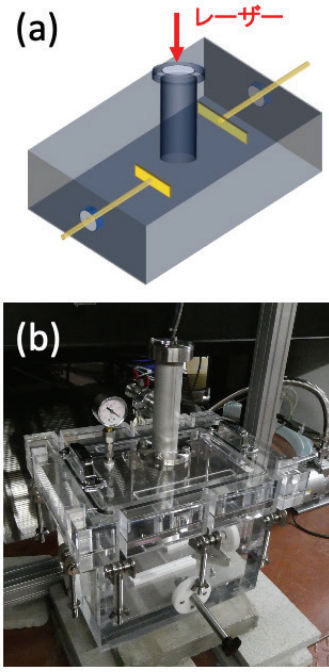


図 6.　PBF 法造形試験に用いた真空容器：
(a) 概要図、(b) 全体写真

径が数 100 μm と固定されていたが、ここでは敢えてビームを直径約 7 mm に拡大して照射することにした。それに合わせてパウダーベッドの積層厚を大きめの 2 mm に設定した。レーザーパワー（最大 300 W）に余裕があるため、造形速度の向上をねらった。パウダーベッドの昇降機構は設けておらず、積層厚は厚さ 1mm のステンレス板を階段状に重ねて調整した。このステンレス板には大きさが異なる方形の開口を設けており、その内部に積層を行った。敷き均しは真空容器の左右から O リングを介して挿入した棒 2 本にヘラを付けて行ったため、積層は最大 3 層となる。

図 7 にレーザーパワー180 W で 7 mm 間隔に 3 本のビード（長さ 20 mm）を形成し、3 層重ねたサンプルを示す。図中、手前から奥に向かって順番にビードを並べ、厚さ 2 mm の砂を敷きながら 3 回繰り返して積層を行った結果である。真空中では冷却時間が長いと予測され、表面状態は明らかに大気中のそれとは異なる。最後に引いたビードは表面が虹色に発色している。今後、供試体の温度変化や内部の状態を観測する必要があると考えている。

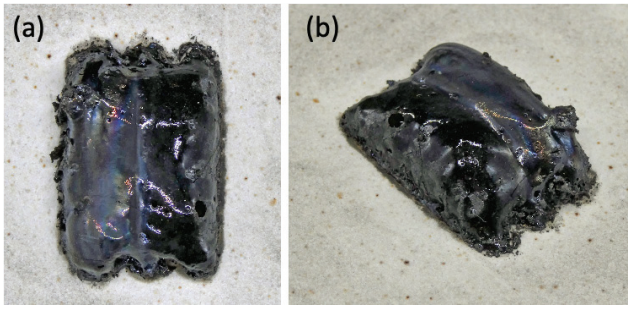


図 7.　真空中で造形したサンプル (3 ビード×3 層)：
(a) 上面からと (b) 斜めから見た写真.

5. まとめ

これまで用いてきた月の模擬砂 FJS-1 に加えて、月面の高地シミュラント LHS-1 を用いた積層造形を行った。市販の金属 3D プリンター搭載の機能を利用して CAD/CAM データによる H 型造形物の作製に成功した。

2 種類のレーザー加熱 3D プリンター（PBF 法と DED 法）について月面環境で用いる際の特徴を比較したが、現状では一長一短があり、さらに研究開発を進めていく必要性がある。その一環として、マシニングセンタを利用し、PBF 法に DED ヘッドを組み合わせた自動化積層造形を試みた。砂の敷き均しとレーザー照射を交互に行い、レーザーパワー1000 W、集光径 18 mm という条件で供試体を作製した。

さらに、真空中での PBF 法積層造形試験を行った。真空中では冷却時間が長くなることが考えられ、大気中とは表面状態が異なる供試体が得られた。

今後、月面環境での建材製造プロセスの検討、要素技術開発を進めていく予定である。

謝辞

本研究は、令和 3 年度に開始した「宇宙開発利用加速化戦略プログラム・宇宙無人建設革新技術開発」の一環として、国土交通省の委託を受けて、大林組、名古屋工業大学と共同で実施した。実験の遂行に際してご協力頂いた滋賀県工業技術総合センターおよび AeroEdge（株）、DMG 森精機（株）の関係各位に感謝の意を表します。

参考文献

1) 藤田雅之 他, 「レーザー加熱による月面模擬砂を用いた建設材料の作製」、第 64 回宇宙科学技術連合講演会、オンライン、2E14 (2020).

2) 藤田雅之 他, 「レーザー加熱による月の模擬砂を用いた建設材料の作製」、第 65 回宇宙科学技術連合講演会、オンライン、2A15 (2021).

3) 藤田雅之 他, 「レーザー加熱による土質材料の有効利用」、第 66 回宇宙科学技術連合講演会、熊本城ホール、2J11 (2022).

4) 藤田雅之 他, 「レーザーを用いた月面基地建設材料の作製」、第 67 回宇宙科学技術連合講演会、富山国際会議場・ANA クラウンホテル富山、3R05 (2023).

5) 大竹真紀子, 佐伯和人, 宮本英昭 : 講座 宇宙探査と地盤工学, 第 3 章　月・惑星地盤の成り立ち, 地盤工学会誌, No.69, Vol.5, 2021.

Assessment of Primary Factors Leading to Efficiency Degradation in Filled-Aperture Coherent Beam Combining

Laser Process Research Team

Haik Chosrowjan and Seiji Taniguchi

1. Introduction

Powerful lasers with high brightness and good beam quality are increasingly required for many applications in material processing, medicine, environment monitoring, defense, etc. To reach higher intensities, one needs to increase the laser beam's power while keeping and improving the beam quality. For the final design of a desired laser system with kilowatts class average power, the beam-combining concept seems to be one of the viable choices. Several coherent, incoherent, and spectral beam-combining techniques have already been proposed [1-3]. Filled-aperture (FA) coherent beam combining (CBC) designs are often preferred when further amplification of the combined beam is required, because the FA CBC is side-lobe free.

There are two modes for FA CBC - polarization addition and diffractive optical element (DOE) based combinations. Several FA CBC implementations have already been proposed and implemented. In the polarization combination technique, for the addition of 2 beam pairs, 2 detectors, a polarizer cube, and a λ/2 waveplate are required, making the scaling of the number of beams challenging. In a single DOE-based FA CBC technique, the requirements on DOE are strict (diffraction-limited), making DOE fabrication challenging and very costly. Moreover, in a single DOE-based CBC the number of beams is fixed: to increase the number of the beams by just one beam, one needs to manufacture a new DOE suitable for that number. Finally, when multiple DOEs (50/50 beam splitters) have been used, multi-detectors have often been employed, like in the case of the polarization addition.

We have recently investigated several single-detector, FA CBC geometries based on half-mirrors designs and simple "climbing hill" or stochastic parallel gradient descent (SPGD) algorithms for phase locking. Generally, strict conditions are applied to the individual beamlets in the CBC. We have identified 11 efficiency degradation sources for the FA CBC. Those sources are the piston phase error between the individual beams, beams' power imbalance, beams' lateral shift imbalance (fractional spot displacement), beams' size mismatch, optical path length (temporal overlap) mismatch for the finite bandwidth beams, pointing mismatch, divergence mismatch, wavefront distortions (high order aberrations), polarization state mismatch, wavefront deformation error due to the optical components, and beam splitting ratio imbalance. Besides, depending on the system architecture, diameter of the beams, etc., some conditions may become looser while others may become even stricter. It is beyond this report to discuss all those degradation sources and their mitigations in detail. Briefly, nonuniformities in beam-combiner splitting fractions and input beams power balance result in relatively small impacts on combining efficiency degradation. Efficiency will degrade when variations in beam-to-beam intensity profiles exist. Only uncorrelated wavefront aberrations impact combining efficiency. Correlated aberrations have no efficiency impact and simply "go through" onto the combined output beam. Depolarization among beams is effectively a direct power loss for the CBC output. For ~1% impact on combining efficiency, beams must be mode-matched to within ~10% of the diffraction-limited beam waist, position, pointing angle, divergence, and coherence length. For achieving the highest possible CBC efficiency, even small misalignments must be minimized and controlled. Our results can be used to guide the design of coherently combined lasers emitting single, high-brightness beams.

In the present report, we will discuss the FA CBC efficiency degradation dependence on the beam diameter and

compare two cases with beams having ~ 1 mm and ~ 10 mm diameters, respectively. We will show that the pointing mismatch condition becomes looser for beams with ~ 1 mm beam diameter while the beam centering requirement becomes very strict. Contrary to that, for ~ 10 mm diameter beams, the pointing mismatch condition becomes very strict while the beam centering condition loosens.

2. CBC scheme on a 50/50 beam splitter

Let's consider the CBC on a 50/50 beam splitter as schematically illustrated for the 2-beams' case in Fig. 1. Let's also assume that except the pointing mismatch error, all CBC degradation sources including the piston phase error, do not contribute to the overall efficiency degradation i. e. the system is ideal except the pointing.

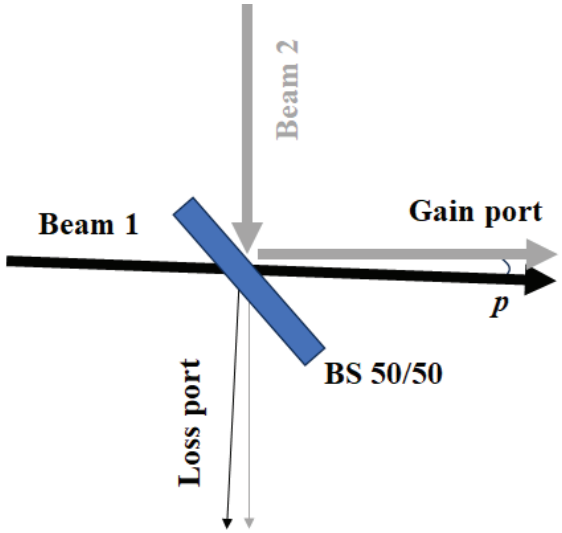


Fig. 1 Illustration of the 2-beam CBC scheme on a 50/50 beam splitter (BS) with pointing mismatch angle p.

FA CBC efficiency (η)[4] calculations for the pointing error mismatch for 2, 4, and 8 beam binary-tree geometries have been done (Eq. 1) for 50/50 beam splitters and equal power Gaussian beams for ~ 10 mm and ~ 1 mm beam diameters ($1/e^2$ definition), respectively.

$$\eta(N,\sigma) = \frac{1}{N^2}\left(N + N(N-1)\frac{1}{\sqrt{1+\frac{(k*D*\sigma)^2}{8}}}\right) \quad (1)$$

Here N, k, D, and σ are the beam number, wave vector, beam diameter ($1/e^2$), and pointing mismatch error rms deviation, respectively.

The CBC efficiency dependences on the pointing mismatch for 2 (green), 4 (blue), and 8 (red) beams are presented in Fig. 2. For comparison and discussion purposes, results for 10 mm (solid lines) and 1 mm (dotted lines) diameter beams are summarized in the same figure. The calculations were done by the PTC Mathcad Prime 3.0 software.

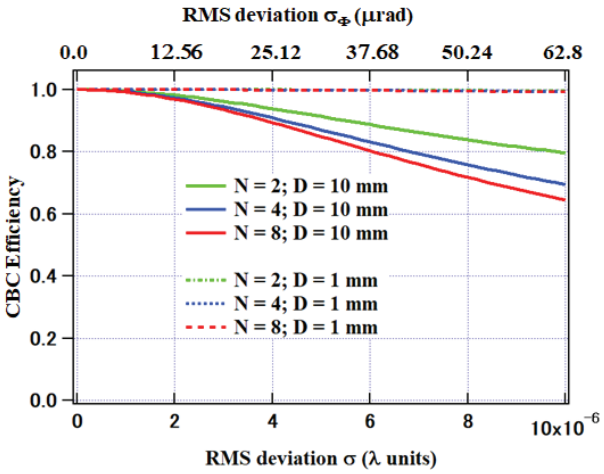


Fig. 2 CBC efficiency degradation versus the pointing mismatch error rms deviation σ for N = 2 (green), 4 (blue), and 8 (red) beams, respectively. Results for 10 mm (solid lines) and 1 mm (dotted lines) diameter beams are summarized for comparison and discussion purposes.

In Fig. 2 it is seen that the pointing error-related CBC degradation is very severe for the case of the 10 mm diameter beams compared with the case of the 1 mm diameter beams. For example, at ~ 50 μrad pointing rms error, the CBC efficiency for a system with 8 beamlets will drop by almost 30 %.

The small tolerance for the pointing error comes from the large beam size D = 10 mm. As a reference, the pointing tolerance for the D = 1 mm beam size case is also plotted (dotted lines). In high-power applications, for the CBC

beamlets with ~ 10 mm diameter, the uncorrelated pointing errors in each beam path due to the vibrations, cooling, etc., should be kept preferably within < 13 μrad (~ $\lambda/(5*10^5)$). However, minimizing the pointing error below < 13 μrad by the system alignment constitutes a challenge by itself. Firstly, the angular resolutions of the mechanical screws on mirrors and beam splitters barely reach such a resolution. For that purpose, piezo-actuator-driven mirror and beam splitter adjustments could be required. Secondly, the adjustment method, as discussed in the next section, will remain a problem even when piezo-driven mirrors are used.

3. Pointing error in CBC for the perfectly adjusted piston phase

Let's now consider a 2-beam CBC with a pointing mismatch (Fig. 1). For simplicity, only the case when the pointing deviation occurs in the x (tilt) direction (Eq. 2) is considered.

$$I(x,y,p) = 2e^{-\frac{8(x^2+y^2)}{D^2}}\left(1+cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}*p*x\right]\right) \quad (2)$$

Here, I is the resulting far-field (FF) intensity distribution, x and y are the lateral coordinates, λ is the wavelength, D is the beam diameter ($1/e^2$) and p is the pointing mismatch angle, respectively.

In Fig. 3 calculated far-field intensity distribution images of the combined beams corresponding to 200 μrad, 100 μrad, 50 μrad, 25 μrad, 10 μrad, and 0 μrad (perfect pointing case) pointing mismatch angles (p) are presented. As it can be seen, at larger pointing deviation angles (above 50 μrad), the beam shape change in the FF pattern can be recognized. However, below 50 μrad, the FF pattern is almost unchanged, and recognition of the pointing mismatch will constitute an experimental challenge. As we have already discussed above (Fig. 2), to obtain high CBC efficiency for ~ 10 mm diameter beams, one needs to keep the pointing mismatch below ~ 13 μrad. In ILT, we are working on new practical methods for accurate measurement and control of the high-power beams pointing mismatch below the ~ 13 μrad.

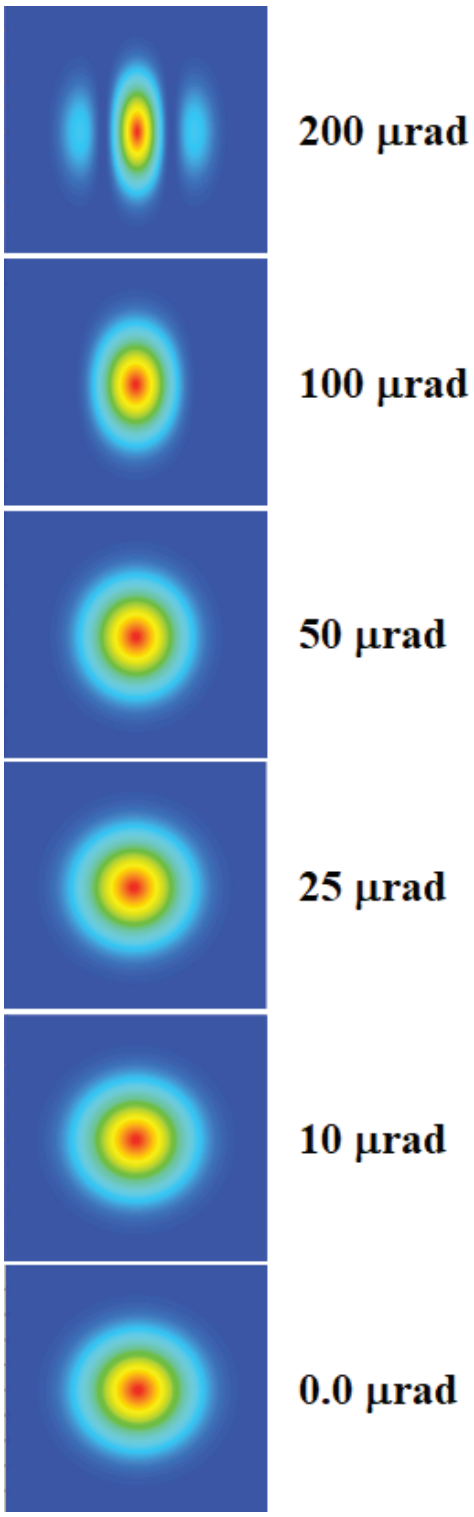


Fig. 3 Calculated far-field intensity distribution images of two coherently combined beams corresponding to 200 μrad, 100 μrad, 50 μrad, 25 μrad, 10 μrad, and 0 μrad (perfect pointing case) pointing mismatch angles (p), respectively.

Calculated far-field intensity distribution profiles corresponding to the images shown in Fig. 3 are presented in Fig. 4. It is clearly seen that below ~ 50 μrad, the differences between the intensity profiles become indistinguishable as the pointing angle p mismatch reduces. In real situations, when environmental noise, intensity fluctuations, etc. will adversely affect the CBC images and profiles, measurements and control of the pointing angles for large diameter beams will be even more challenging.

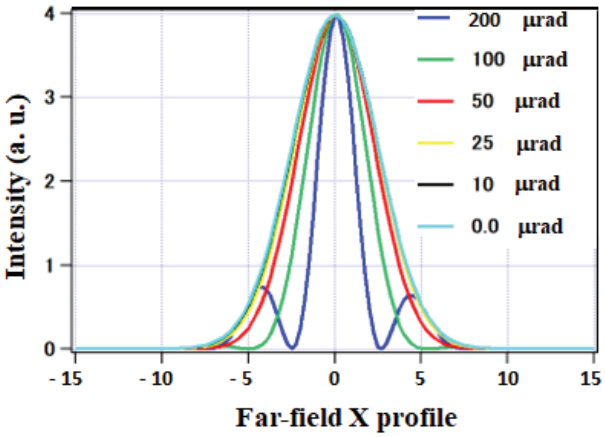


Fig. 4 Calculated far-field intensity distribution profiles in the X-direction of two coherently combined beams corresponding to 200 μrad (blue), 100 μrad (green), 50 μrad (red), 25 μrad (yellow), 10 μrad (black), and 0 μrad (sky-blue, perfect pointing case) pointing mismatch angles (p), respectively.

4. Lateral shift (centering) mismatch between the individual beams

In this section, we present the calculation results of the beam lateral shift mismatch (centering or fractional spot displacement) for 50/50 beam splitters and equal diameter eight Gaussian beams. A specific example of the lateral shift between the individual beams, as illustrated in Fig. 5, was considered, namely, symmetrical and equidistant lateral shifts of 8 individual beams from the center.

As shown in Fig. 5, each beam has been displaced from the center by r/R ratio, where r is the beam center displacement magnitude and R is the beam radius. The calculations were done by the PTC Mathcad Prime 3.0 software.

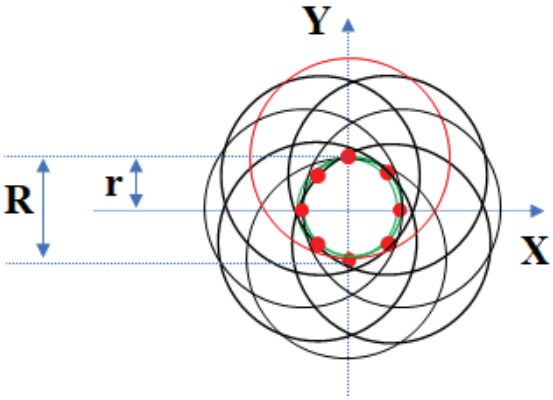


Fig. 5. Illustration of the symmetrical and equidistant lateral shifts of the 8 individual beams (shown by 7 black and 1 red circles) from the center. The illustrated case corresponds to the r/R = 0.5, where r is the lateral shift magnitude and R is the beam radius. The red dots (on the green circle) indicate the centers of each individual beam.

In Fig. 6, The CBC efficiency degradation results are shown. It is seen that the fractional spot displacement caused efficiency degradation is not severe. This is due to the nature of the filled-aperture CBC, i. e., it is based on the interference phenomenon, which is in quadratically dependent on the electric field.

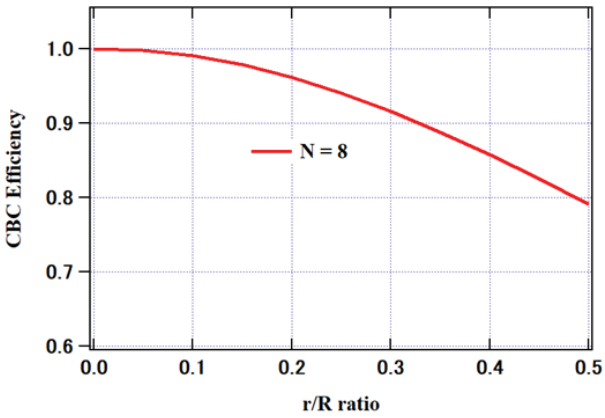


Fig. 6. CBC efficiency degradation versus the equal power beams' centering mismatch r/R ratio between the 8 beams (corresponds to the case illustrated in Fig. 5).

For example, fractional spot displacements by 10 % will induce just ~ 1% efficiency degradation in the 8-beam CBC system. For ~ 10 mm diameter beams, this means less than 1 mm displacement rms error which is not critical! However, for ~ 1 mm diameter beams, this will correspond to a 100 μm beam displacement rms error which will be challenging to realize in practice.

5. Conclusions

In conclusion, we have identified the main efficiency degradation sources in filled-aperture CBC systems. We compared two efficiency degradation factors, pointing- and centering mismatches of the beams, for ~ 1 mm and ~ 10 mm diameter beams. For large diameter beams, below ~ 50 μrad pointing error, distinguishing the pointing changes by observing the far-field images and profiles of the resulting CBC beam will be problematic due to the tiny changes in the beam images and profiles. On the contrary, for large-diameter beams, the centering mismatch condition, in absolute terms, is more relaxed compared with the small-diameter beams. These, and many other properties of real amplified beams must be considered to achieve high combining efficiency when designing and engineering high-power CBC systems.

References

1) T. Y. Fan: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **11**, 567, 2005.
2) A. Klenke, S. Breitkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann: Opt. Lett., **38**, 2283, 2013.
3) E. C. Cheung, J. G. Ho, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber, and M. Wickham: Opt. Lett., **33**, 354, 2008.
4) V. E. Leshchenko: Opt. Express, **23**, 15944, 2015.

フラッシュラマンライダーを利用した水中油の遠隔計測技術の開発

レーザー計測研究チーム

染川智弘

1．はじめに

日本の領海・排他的経済水域は国土面積の 12 倍程度も大きく、海底鉱物・エネルギー資源の採掘、CO_2 の大規模削減を目指す CCS（Carbon dioxide Capture and Storage）、海底パイプラインなど、有効な海底利用が期待されている。海底開発では資源探査手法の開発だけでなく、海底インフラのメンテナンスや事故の早期発見、開発に伴う海洋生態系・環境への影響評価が重要とされている。現状の採取・採水測定による海中環境の評価は、頻度や評価可能なエリアに限度があるため、広範囲な領域を短時間でモニタリングが可能な水中ライダーを開発している[1-3]。

ライダーで水中物質・ガスの 3D イメージを取得する方式には、スキャン方式とフラッシュ方式がある。スキャン方式は、コリメート光の送出方向をガルバノミラーなどによって高速に走査し、そのライダー信号を連続で取得することによって 3D イメージを得るものである。一方、フラッシュ方式ではカメラ撮像のように、カメラの視野内にレーザーを拡散照射することによって得られる 2D イメージの取得時間を時間的に掃引することで 3D イメージを撮像する。フラッシュ方式は、レーザーの走査が不要であることから、撮像画面内の時刻ずれのないイメージが得られるというメリットはあるが、レーザー光を拡散ビームにするために、単位面積あたりのビーム強度が落ち、微弱なラマン散乱現象などへの応用は少なく、測距などにしか利用されていない。これまでに、SO_2 ガスの吸収ラインがある波長 217 nm 帯のレーザーを利用した共鳴ラマン効果を利用したフラッシュライダー技術を開発し、SO_2 ガス漏えいの 3D イメージの撮像に成功している[4]。海中での CO_2 ガスの漏洩などを想定すると、大気中の微量有害物質検知に比べて濃度が濃いことが想定されるため、通常の自発ラマンを利用したフラッシュラマンライダーによる海中モニタリング手法への適用検討を開始した。

本報告では、油が入った石英セルを長さ 6 m の水槽で水中伝搬距離 5 m の位置に設置し、フラッシュラマンライダーによって可視化した結果を報告する[5]。フラッシュラマンライダーで得られる撮像画面内の時刻ずれのない広範囲なイメージ測定は，海中の漏洩モニタリングに有効ではないかと考えらえる。

2．フラッシュラマンライダーによる油の遠隔測定技術の開発

図 1 に長水槽を用いたフラッシュラマンライダーによる水中油可視化試験の(a)配置図と(b)測定結果例を示す。レーザーは水の透過率が高い波長 532 nm のパルスレー

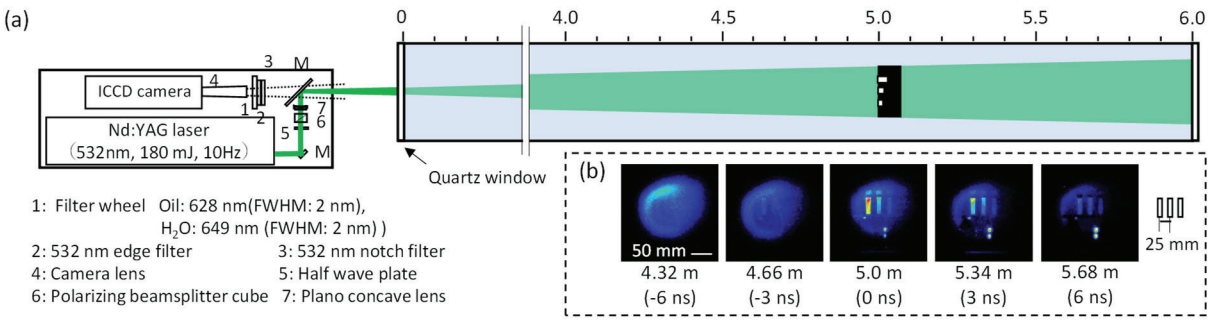


図 1　長水槽を用いたフラッシュラマンライダーによる水中油可視化試験の(a)配置図と(b)測定結果例

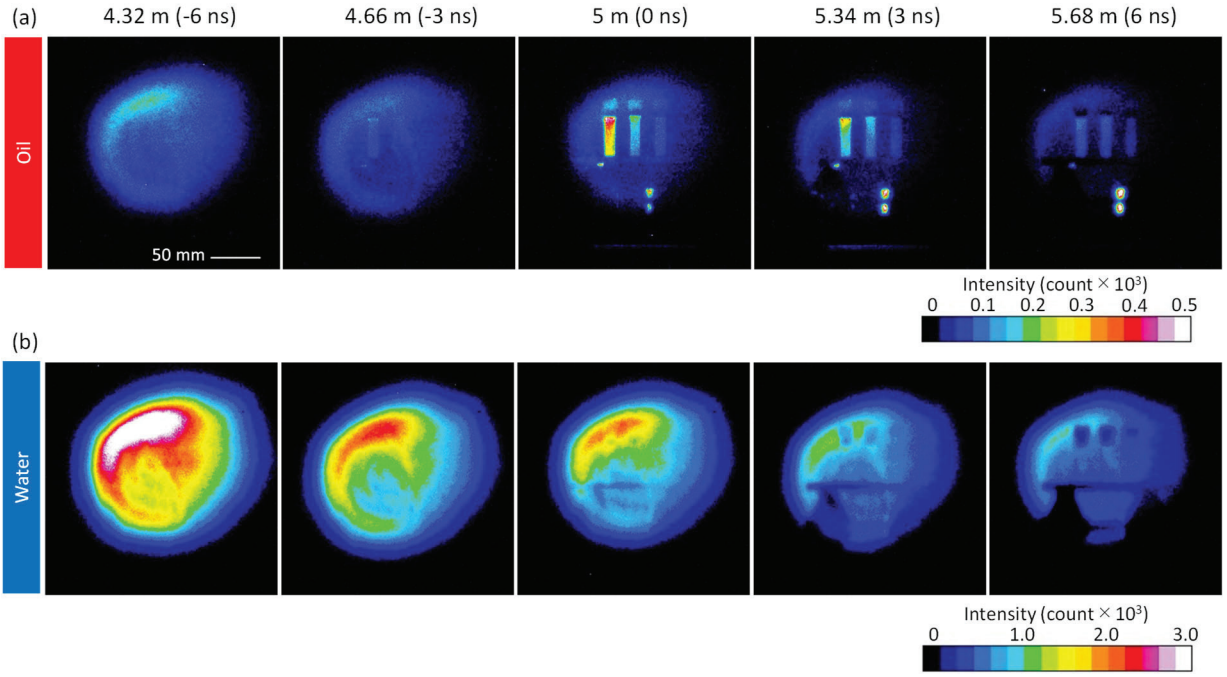


図2　フラッシュラマンライダーによる(a)油、(b)水のラマン波長でのそれぞれの遅延時間での撮影画像

ザーであり、パルスエネルギーは180 mJ、繰り返し周波数は10 Hz である。このレーザーを焦点距離200 mm の凹レンズで拡げ、長さ6 m の長水槽に入射させている。水中伝搬距離5 m の位置に、ラボジャッキを置き、その上にレーザー照射方向から見て左から光路長が20、10、5 mm の石英セルを設置した。散乱光は、波長532 nm のエッジ・ノッチフィルターでレイリー光を除去したのち、油，水のラマン波長であるそれぞれ628，649 nm（半値全幅：2 nm）の干渉フィルターで測定波長を制限し，ゲート機能付きのICCD カメラ（Princeton 社製PI-MAX4）で撮影した。測定の積算回数は2000 回であり、ICCD カメラのゲート幅は 5 ns である。油のラマン撮影画像強度が最大となる時間を原点（0 s）と決め、ICCD カメラの遅延時間を調整した。

図 2 にフラッシュラマンライダーによる(a)油、(b)水のラマン波長でのそれぞれの遅延時間での撮影画像を示す。(a)の油のラマン撮影画像では、遅延時間0 ns 以降で石英セル位置に信号が見られている。遅延時間0 ns 以上でも信号が観測されているのは、パルス幅が 5 ns と測定間隔よりも長く、ラマン信号が残っているためだと考えられる。また、油のラマン信号は水のラマン信号の裾にあるために、油がない領域でも水由来の信号が検出されている。一方で、水のラマン信号である(b)からは、油のセル位置で信号は見られず、遅延時間 0 ns 以上では、ラボジャッキなどで光が遮られるため、影絵のように抜けが観測されている。また、遅延時間 - 6 ns などでは、左上にピークを持った不均一な分布が観測されている。これは、水が不均一な濃度分布をしているわけではなく、照射レーザーの強度プロファイルの不均一性を反映している。このため、遅延時間0 ns 時などで得られている油のラマンイメージは左上に強い分布が反映され、濃度が均一なはずのセル内でも濃度勾配が見られ、正確な濃度イメージが得られていないことがわかる。そこで、本フラッシュラマンライダーでも、通常のラマン分光法と同じように、濃度が均一とみなせる水を較正信号としたラマン信号強度比の適用を検討した。

図 3 に遅延時間 0 ns での油／水のラマン画像比を示す。比を取ることで、各セル位置にて濃度がほぼ均一に表現できていることがわかる。通常のライダー測定に使用されるナノ秒のパルスレーザーでは、レーザーの共振器のアライメントの不調などによってビームが不均一な分布を示したり、共振器の設計によっては干渉縞が生

じることがあるが、較正用の水との比を同時に取ることで、これらのイメージの不均一性を補正して、定量評価が可能になると考えられる。

この各セル全域のラマン信号強度比の合計値と油の厚みの関係が図4である。得られたラマン信号強度比の合計値は、原点を通る直線でよく近似できていることがわかる。ここで、光路長10, 5 mmのセルの間の何も測定対象がない領域において、石英セルと同面積でのラマン信号強度比の合計値を背景光信号として標準偏差（σ）を計算すると、3σは0.0035である。この値と近似直線の交点から、検出限界を求めると0.27 mmであり、薄い（微量な）油の検出まで可視化が可能である。

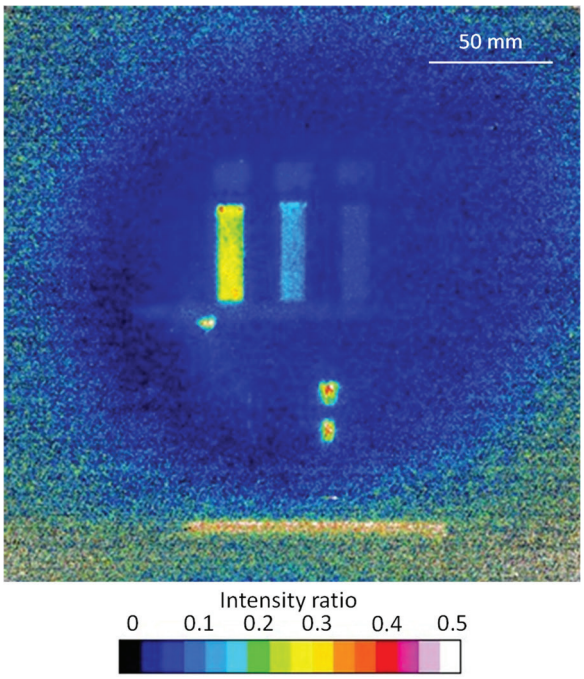


図3　遅延時間0 nsでの油／水のラマン画像比

3．まとめ

水中ライダーによる環境モニタリングを効率的に実施するため、フラッシュラマンライダーによる水中油の可視化技術を開発した。水中伝搬距離5 mの位置に設置

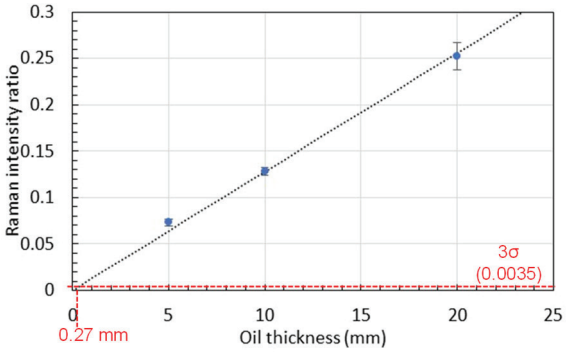


図4　各セル全域でのラマン信号強度比の合計値と油の厚みの関係

した光路長の異なる油の可視化に成功し、油／水のラマンイメージ比を取ることで定量化も可能であることを示した。

今後は実際に、海中にある油の識別観測を実施するとともに、複数のラマンイメージの取得が可能な光学系の検討も進める予定である。

謝辞

本研究はJSPS科研費JP22H03756の支援を受けたものである。関係各位に深く感謝の意を表します。

参考文献

1) T. Somekawa, A. Tani, and M. Fujita: Appl. Phys. Express, 4, 112401, 2011.

2) T. Somekawa, J. Izawa, M. Fujita, J. Kawanaka, and H. Kuze, Opt. Commun. 480, 126508 (2021).

3) T. Somekawa, J. Izawa, M. Fujita, J. Kawanaka, and H. Kuze, Appl. Opt., 60, 7772, 2021.

4) T. Somekawa, Y. Ichikawa, M. Ogita, S. Sugimoto, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, I. Asahi, Opt. Commun., 513, 128083, 2022.

5) T. Somekawa, S. Kurahashi, S. Matsuda, A. Yogo, and H. Kuze, Opt. Lett., 48, 5340, 2023.

Tunable Nanosecond Ti:Sapphire Laser Pulse Compression Characteristics by the Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Technique

Laser Process Research Team and Laser Measurement Research Team

Haik Chosrowjan, Seiji Taniguchi, and Toshihiro Somekawa

1. Introduction

There are many pulse compression techniques to increase the peak power of the laser pulses. In the ultrafast regime, techniques using prism- or grating pairs are applied to compress optical pulses [1]. However, these methods cannot be applied to nanoseconds (ns) duration pulses. Pulse compression from several ns to sub-ns can be done by utilizing only nonlinear light-matter interactions such as degenerate four-wave mixing [2], stimulated Raman scattering [3], or stimulated Brillouin scattering (SBS) [4].

The spontaneous scattering of light from an acoustic wave was first demonstrated in 1922 by the French physicist Léon Brillouin [5], however, SBS, a third-order nonlinear optical phenomenon, was shown for the first time only in 1964 by Chiao *et al.* [6] shortly after the invention of the laser. SBS is the simplest and most practical way to achieve pulse compression in the ns time domain with high efficiency and without expanding the pulse spectral bandwidth [7].

SBS pulse compression in liquids has been investigated for many years [8]. So far, different SBS liquids and compression geometries, such as single-, double-cell, counter-propagating pulses, etc., have been utilized [9]. Analysis of the available literature indicates that more than 50 times pulse compression factors and energy efficiencies as high as 95 % can be achieved. Most investigations, however, were performed at discrete wavelengths (1064 nm, 532 nm, etc.) using quite long (1 – 3 m) SBS amplifier cells [10]. The primary goal in previous investigations was compressing Joule class, 5 – 20 ns duration optical pulses as short as possible (~ 100 ps) for application in the inertial confinement fusion reactions as an ignitor-shock spike [11].

In our investigations, we have set a goal to study pulse compression characteristics of low energy (tenths of mJ), tunable, varying duration ns pulses. Such pulse compression systems could have applications, for instance, in material processing, in LIDAR (Light Detection and Ranging) for spatial (depth) resolution, in OPCPA (optical parametric chirped pulse amplification) for a pump pulse compression, or in remote resonance Raman spectroscopy (RRS) for increasing the S/N resolution. In the latter case, strict conditions are applied to the excitation light sources. Broadly tunable lasers (from NIR up to the DUV region) generating high energy, high peak power, and short but narrowband laser pulses are required. One such laser system satisfying most of the requirements is the tunable Ti:Sapphire laser operating in gain-switching mode [12]. The laser emits pulses at a 15 Hz repetition rate and several- to a tenth of mJ energy in a spectral range between 680 nm – 1000 nm. Although the second, third- and fourth harmonics can be easily generated to cover a broad spectral region down to ~ 210 nm, the shortest pulse duration obtained in such a system is about 18 ns at around 800 nm. An additional inconvenience arises from the pulse duration dependence on the emitting wavelength, e.g., ~ 18 ns at 800 nm vs. ~ 30 ns at 880 nm. To increase the peak power and brightness of the pulses, minimize the pulse duration spread versus the wavelength, and achieve a good S/N ratio, two strategies can be applied: increasing the pump power or compressing the ns pulses to sub-ns duration. Due to the limitations of power upscaling, pulse compression seems to be the most viable option.

The pulse compressor system with the new variable-length, compact (folded) SBS amplifier cell for ns pulse compression applications, where the amplifier and the generator cells are merged into one cell, was described in our previous reports [13, 14]. Briefly, an SBS pulse compressor was designed and built. Pulse

compression experiments of 18 ~ 30 ns duration, 5 ~ 13 mJ energy Ti:Sapphire laser pulses between 720 - 850 nm were performed. Although the pulses could be compressed from 18 to ~ 7 ns, the SBS energy conversion efficiency was around 0.55 (~ 0.7 if linear optical losses of the system are considered). The main problem hindering the pulse compression ratio and energy conversion efficiency was the short coherence length (broader linewidth compared with the transform-limited spectral width) of the pump pulses.

In the present report, we describe the SHG unit built for the frequency doubling of the SBS compressed pulses and present investigation results of the SHG conversion efficiency and stability of the compressed pulses in a broader spectral region. Our goal was to obtain shorter SHG pulses and higher peak powers for compressed pulses, compared with the pulses before the compression.

2. Stimulated Brillouin Scattering (SBS) phenomenon

SBS is an inelastic interaction between light and sound. It can be described by the 3rd order term of the polarization induced in the medium by the applied optical field. It is associated with the nonlinear $\chi^{(3)}$ coefficient of the electric susceptibility of the material. SBS is a fully understood and mathematically described physical phenomenon [15], so, in this article, we will not go beyond qualitative explanations. Briefly, SBS is initiated by spontaneous Brillouin scattering of light from the background phonon field of the medium created by thermal noise fluctuations. The phonon field consists of a periodic pressure variation, and thus a refractive index variation in the medium. The applied incident laser pump then interferes with the Stokes scattered light to increase the amplitude of the phonon field.

There are many applications of the SBS phenomenon, for instance, phase conjugation, optical limiting, coherent beam combination, pulse compression, etc. In the following, we will briefly describe the SBS pulse compression process.

SBS pulse compression is a Brillouin self-amplifying process converting a pump pulse to a Stokes-shifted pulse with considerably reduced pulse duration. Fig. 1 illustrates the principle of the SBS pulse compression process. A pump pulse is focused into the SBS cell producing a backward scattering Stokes pulse at the focus. The rising edge of the Stokes pulse sweeps through and depletes the counter-propagating pump pulse, converting the energy from the pump pulse into a temporally compressed Stokes pulse during the interaction.

In designing a pulse compressor, sufficient interaction length of the pump and Stokes pulses is required to ensure a high compression factor. As the SBS begins from the leading edge of the pulse, the interaction length should be no less than half the characteristic length of the pulse in the SBS cell defined as:

$$L_S = \frac{\tau * c}{2n} \quad (1)$$

Here τ is the pump pulse duration (FWHM), c is the light velocity, and n is the refractive index of the medium. For instance, to compress 20 ns pulses effectively, one would need a conventional SBS cell as long as ~ 2.4 m.

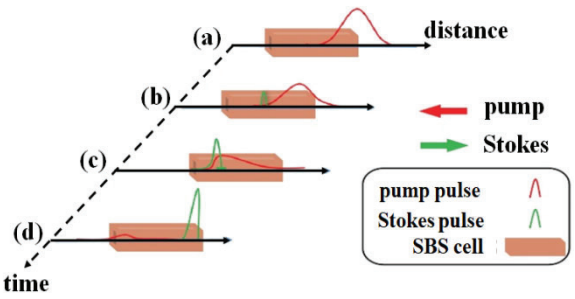


Fig. 1. Illustration of the SBS pulse compression process: (a), (b), (c), and (d) points on the time scale are representative moments for the pump pulse (red) entering the SBS cell, generating a counterpropagating Stokes wave (green), amplifying it by depleting the pump pulse, and exiting the SBS cell, respectively.

The SBS medium properties also have an impact on the pulse compression ratio. For example, the medium with a longer acoustic phonon lifetime results in a longer time for establishing the phonon field that ultimately leads to the longer

rising edge of the SBS pulse hence, to realize a higher pulse compression ratio, an SBS medium with a shorter acoustic phonon lifetime should be chosen. Fluorocarbons (FC72, FC70, FC40, etc.) are widely used SBS media due to their broad Brillouin linewidth, acceptable gain coefficients, thermal and chemical stability, transparency in the 400 – 1100 nm spectral region, fast phonon lifetimes, etc. In the present experiments, FC72 and FC40 liquids with ~ 1.2 ns and 0.2 ns phonon lifetimes, ~ 6 cm/GW and ~ 3.8 cm/GW SBS gain coefficients, and ~ 270 MHz and ~ 1292 MHz Brillouin bandwidths were used, respectively.

3. Experimental setup and results

The modified scheme of the SBS pulse compressor with the SHG unit is presented in Fig. 2.

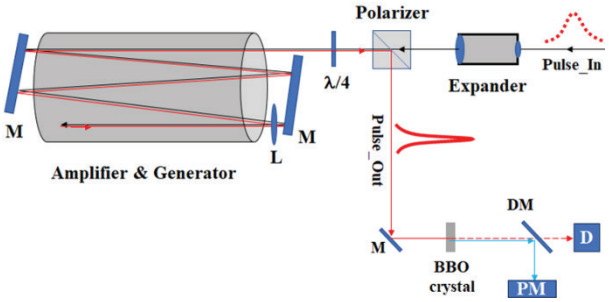


Fig. 2. Modified schematic diagram of the pulse compression system using the variable-length SBS cell for SBS interaction length optimization and the SHG unit.

Linearly polarized pump pulse (red dotted pulse) passes the beam expander, polarizer, λ/4 plate, SBS cell with 50 cm length, and is tightly focused into the SBS cell using the lens L (f = 40 cm). The generated SBS wave (red line) propagates back, is amplified in the same SBS cell, and is extracted from the polarizer. By changing the angles of two mirrors (M) relative to the amplifier cell windows, one can control the round-trip numbers of the laser pulse in the cell to optimize the interaction length (temporal overlap) between the pump and generated pulses in the amplifier. In these experiments, the number of the SBS cell passes was set to 3.

The compressed output pulses were directed to the broadband coated BBO crustal where the second harmonics (SH) was generated. Using a dichroic mirror (DM), the SH (blue line) was separated from the fundamental frequency (FF; red dotted line blocked by a dumper (D)), and measured by a power meter (PM).

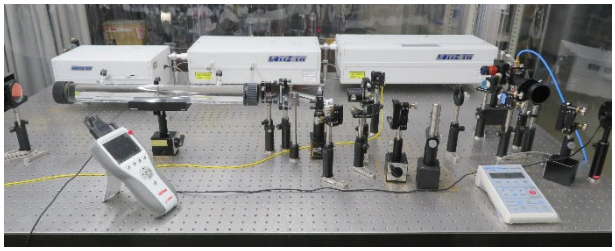


Fig. 3. Experimental setup of the SBS pulse compression system and the SHG unit.

In Fig. 3, a snapshot of the experimental setup is presented. A Ti:Sapphire laser operating in the gain-switching mode with the following parameters: repetition rate - 15 Hz, pulse energy - 10 ~ 30 mJ, pulse duration (@FWHM) - 15 ~ 30 ns, spectral tuning range - 680 – 1000 nm, bandwidth ~ 50 pm (~ 0.72 cm^{-1}), and ~ 5 pm (~ 0.072 cm^{-1}) without- and with the etalon, respectively, and the beam parameter product M^2 ~ 1.6, was used. FC72 and FC40 fluorocarbon liquids were used as SBS liquids.

Firstly, we have used a Fabry-Perrot etalon inside the laser resonator to reduce the linewidth of the optical pulses. Second, the effective SBS interaction length has been optimized. We set it at about 1.5 m (3 passes) to reduce the linear optical losses of the system. Finally, the FC40 fluorocarbon with a shorter phonon lifetime was used, to improve the SBS performance efficiency.

The pulse-to-pulse stability of the SH was good. In Fig. 4(a), the FF (red) and SH (blue) pulse widths at FWHM before- (filled circles) and after (empty circles) the compression, are plotted versus the wavelength. In Fig. 4(b), respectively, using

the same nomenclature, the FF and SH pulse energies versus the wavelength before and after the compression are plotted.

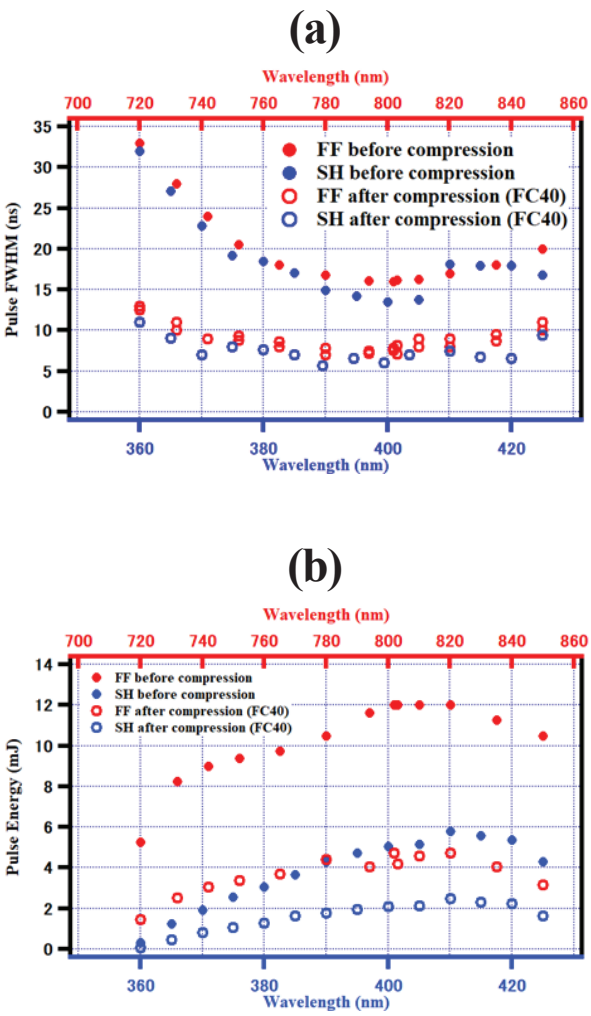


Fig. 4. **(a)** FF (empty red circles) and SH (empty blue circles) pulses FWHM dependences on the wavelength for FC40 SBS liquid (L_S ~ 1.5 m) in comparison with the FF (filled red circles) and SH (filled blue circles) pulses FWHM before the compression, **(b)** FF and SH pulse energies before and after the compression in FC40 liquid. The same nomenclature is used as in **(a)**.

As seen from Fig. 4, although the FWHM of the SH pulses reduced (Fig. 4(a)), the SH pulse energies of the compressed pulses significantly dropped (Fig. 4(b)). A simple estimation shows that the peak intensities of the resulting pulses are also reduced to the ~ 90% level of the non-compressed pulses. Our analysis shows that the main reason for the low energy conversion efficiency is still the short coherence length of the FF pump pulses (L_c ~ 13.5 cm, bandwidth ~ 2.23 GHz). The laser beam coherence length is still about 10 times smaller than the SBS interaction length. We note that for transform-limited pulses with a Gaussian profile, 18 ns pulses would have about 25MHz bandwidth or more than 3 m coherence length. Obviously, the pulses generated by the gain-switching technique have much broader (~ 100 times) spectra. To increase the efficiency of the SBS process, which is an inherently coherent process by its nature, pulses with longer coherence length (narrowband) must be used. Increasing the coherence length physically means increasing the coherent portion of the interaction length between the pump- and the Stokes waves and enhancing the energy transfer rate/efficiency from the pump- to the Stokes pulse.

Finally, if one compares the pulse bandwidth (~ 2.23 GHz) with the Brillouin bandwidths of FC72 (~ 0.27 GHz) and FC40 (~ 1.292 GHz), it becomes clear that the pulse spectrum is broader than the gain spectrum in both media hence, a conversion efficiency loss is unavoidable. To mitigate this problem, other SBS liquids such as galden perfluoropolyether (PFPE) compounds HT230 and HT270 (HT stands for Heat Transfer) which have 0.1 ns phonon lifetime, and 3.16 and 8.4 GHz Brillouin linewidths, respectively, could be used.

4. Summary and Conclusions

In this report, we have described the optical pulse compression principle based on the stimulated Brillouin scattering (SBS) phenomenon. A variable-length, folded SBS amplifier cell was employed to compress ns pulses. We have built an SHG unit and investigated the SH conversion efficiency and stability of the compressed pulses in a broader spectral region. Although shorter SH pulses could be obtained, the peak powers for compressed pulses were on the ~ 90% level compared with the pulses before the compression. The main problems hindering the improvements of the pulse compression ratio and energy conversion efficiency have been identified and

discussed.

Acknowledgment

This work is supported by the JSPS KAKENHI Grant Number 21K04934.

References

1) M. Seidel, J. Brons, G. Arisholm, J. Arisholm, K. Fritsch, V. Pervak, and O. Pronin, Scientific Reports **7** (1410), 1, 2017.
2) H. Vanherzeele, and J. L. Van Eck, Appl. Opt. **20**, 524, 1981.
3) J. R. Murray, J. Goldhar, D. Eimerl, and A. Szoke, IEEE J. Quantum Electron. **QE-15**, 342, 1979.
4) C. B. Dane, L. A. Hackel, and W. A. Neuman, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1907, 1994.
5) L. Brillouin, Ann. Physique **17**, 88, 1922.
6) R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, Phys. Rev. Lett. **12**, 592, 1964.
7) T. Omatsu *et al.*, Laser and Particle Beams **30**, 117, 2012.
8) Z. Bai, H. Yuan, Z. Liu, P. Xu, Q. Gao, R. J. Williams, O. Kitzler, R. P. Mildren, Y. Wong, and Z. Lu, Opt. materials, **75**, 626, 2018.
9) S. Schiemann, W. Ubachs, and W. Hogervorst, IEEE Journal of Quantum Electronics **33**, 358, 1997.
10) C. Feng, X. Xu, and J. C. Diels, Opt. Express, **25/11**, 12421 – 12434, 2017.
11) W. Theobald, R. Betti, *et al.*, Physics of Plasmas, **15**, 056306, 2008.
12) https://www.rp-photonics.com/gain_switching.html
13) H. Chosrowjan, S. Taniguchi, and T. Somekawa, ILT2022 Annual Progress Report, **33**, 27 – 30, 2022.
14) H. Chosrowjan, S. Taniguchi, and T. Somekawa, ILT2023 Annual Progress Report, **34**, 27 – 31, 2023.
15) M. O'Connor, Doctoral Thesis, the University of Adelaide, https://drmc.library.adelaide.edu.au/dspace/bitstream/2440/19099/4/02whole.pdf, 1, 1997.

光干渉法を用いた気体可視化技術の開発

レーザー計測研究チーム

倉橋慎理、松田晶平、染川智弘

1．はじめに

福島第一原子力発電所で発生した事故は過去に類を見ないものであり、その廃止措置については長期にわたる継続的な取組が必要とされている。通常の原子力発電所の廃炉と異なり、放射性物質により汚染された過酷環境での作業が要求されるため、廃炉の完遂には過酷環境下における廃炉作業を支える基礎・基盤的な研究開発が求められている。

具体的に求められている技術の一つに、原子炉格納容器（PCV）からの気相漏洩及び漏洩箇所、漏洩量をオンサイトで検知・測定できる技術がある。 PCV 構成部の一部は事故により閉じ込め機能を喪失していると考えられており、PCV から漏洩した気体が直接環境へ放出されている状況が想定されている。水素爆発防止のため窒素封入が行われており PCV 内は微正圧状態であるが、PCV のどこから、どの程度の漏洩があるのか現状では把握できていない。その原因として、PCV 外側近傍の空間線量率が非常に高く人が近寄れないこと、多くの狭隘部が存在し人や機器が入り込みづらいこと、PCV 外壁面が非常に複雑な形状をしており無数の配管が貫通していること、等が挙げられる。

肉眼では見ることのできない流体の流れを可視化する手法[1]には、固体壁面に塗布した油などが形成する縞模様から、物体表面に沿う境界層の時間平均流れを調べる壁面トレース法、多数の短い糸（タフト）のなびき具合から流れの状態を調べるタフト法、流れの中に注入した目印となる物質（トレーサ）の動きから流れを調べる注入トレーサ法や、流体の密度変化によって生じた屈折率変化を利用し、流れや温度の可視化を行う光学的可視化法などがある。

輝度の高いレーザー光は光学的可視化法との相性がよく、シャドウグラフ法やシュリーレン法などの光源として用いられることが多い。本研究では、レーザー光を照明に用いて、気体の屈折率変化を画像センサーにより検出することで、PCV の気相における漏洩および漏洩箇所の検知・測定が可能な技術の開発を目指している。本稿では、令和５年度に開始した基礎的な検討結果について報告する。

2．実証試験

2.1 概要

波長 532 nm の連続発振レーザーと CMOS カメラを用いて、エアダスターから噴射されるガスを漏洩気体に、実験室建屋壁面を検査面に見立て、気体を可視化する模擬試験を実施した。シャドウグラフ法を用いたガスの影絵の撮影と、将来的な定量化を見据え干渉計の一つであるシアリング干渉計[2)]を用いたガスの干渉画像の取得を行った。

2.2 方法

図１にシャドウグラフ法を用いたガスの影絵の撮影のための実験配置を示す。装置はレーザー光を拡大し検査面を照明するための照射光学系と、照明された検査面を観測する撮像光学系からなる。

照射光学系は、単一周波数連続発振レーザー（coherent 社, Verdi G5, 波長 532nm）、スペイシャルフィルタ、レンズ（f = 200 mm）、虹彩絞りとミラーで構成される。レーザー光はミラーM1、M2 によってスペイシャルフィルタへ導光されガウシアンビームへと変換される。スペイシャルフィルタを通過したレーザー光は、レンズと虹彩絞りによって検査面でのビーム径が直径 10 cm になるよう拡大され、走査ミラーM3 を介して検査面へ照射される。

撮像光学系は、検査面を観測するためのミラーM4、ミラーM5、M6、ズームレンズ、CMOS カメラから構成される。ズームレンズを用いて拡大した検査面をCMOS

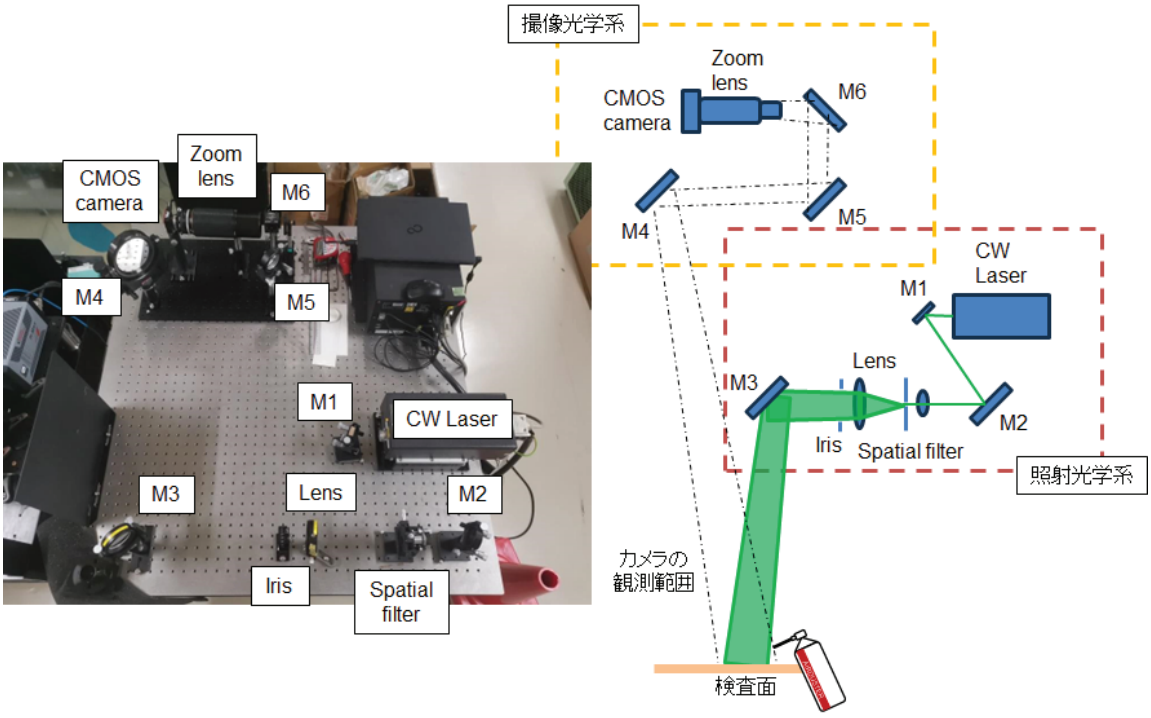


図１．ガスの影絵の撮影のための実験配置

カメラのセンサー面に結像させる。

検査面から約 20 cm 離れた位置にエアダスターを設置し、噴出したガスを照射光学系によって照明した。検査面は実験室建屋の壁で、塗装されたコンクリートである。検査面にガスの屈折率勾配を反映した輝度の明暗像である影絵（シャドウグラフ）が生じ、その影絵を撮像光学系によって撮影した。

図２にシアリング干渉計を用いたガスの干渉画像の取得のための実験配置を示す。装置はレーザー光を平行光として検査面を照明するための照射光学系と、照明された検査面を観測する干渉光学系からなる。

照射光学系は、基本的に図１のときと同様の構成をしており、照射するレーザー光が拡大されるか、平行光として照射されるかのみが異なる。レーザー光は二枚のレンズによって、直径約 2.5 cm の平行光として、走査ミラーM3 により検査面へ照射される。

干渉光学系は、検査面を観測するためのミラーM4、ビームスプリッタとミラー群からなるシアリング干渉計、ズームレンズ、CMOS カメラから構成される。ズームレンズのフォーカスを無限遠とし、CMOS カメラのセンサー面に結像させる。このとき検査面の画像はシアリング干渉計によって横ずれした干渉画像としてセンサー面で検出される。

検査面の位置にミラーMT を配置し、そこから約 20 cm 離れた位置にエアダスターを設置した。ミラーMT で反射されたレーザー光が観測ミラーM4 に直接入射するよう配置し、ガスの噴出がない場合はシアリング干渉計によって生じた干渉縞が観測される。

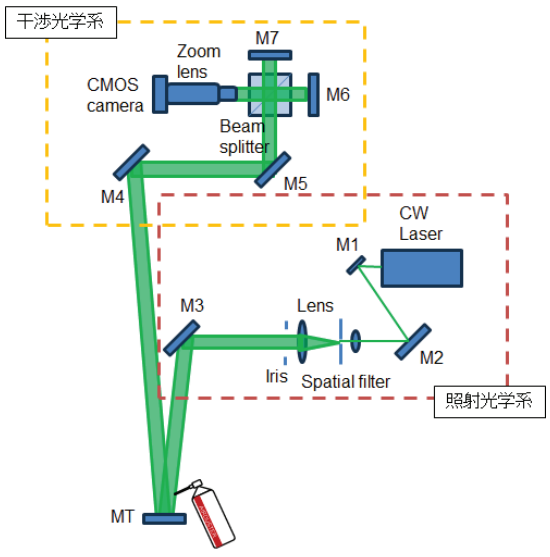


図２．ガスの干渉画像取得のための実験配置

2.3　結果と考察

図３にシャドウグラフ法を用いて撮影したガスの噴出する様子を示す。レーザー光源の出力は 0.25　W、CMOS カメラの露光時間は 10 ミリ秒とした。図には実体であるエアダスターのノズル先端部近傍と、その影絵が検査面に投影された様子が示されており、実体では視認が難しいエアダスターのノズルから噴射されるガスが、影絵では可視化されていることが分かる。

エアダスターのガスは高圧であることに加え、主成分であるジメチルエーテルの屈折率は約 1.4（20 ℃）であり空気より大きいため、ガス内を通過するレーザー光は境界層で屈折する。また、ノズル中心から外側に向かうにつれてガスの密度は薄くなっていくと想定され、これらがレンズのようにふるまい図のように中心部の輝度が高く外側に向かうにつれて輝度が低くなる影絵が撮影されたと考えられる。

図４にシアリング干渉計を用いて取得したガスの噴射の干渉画像を示す。レーザー光源の出力は 0.01　W、CMOS カメラの露光時間は 0.04 ミリ秒とした。上図がガスの噴射前、下図が噴射中であり、ガスの存在が干渉縞に影響を与える様子が確認できる。ガスが外側に拡散していると見られる挙動も観測することができ、希薄な流体であっても検知できる可能性があることが示唆された。また、位相シフト法 [3]やフーリエ変換法 [4]などを用いて位相情報を求めることで、ガスの実際の形状や変形の様子を計測できる可能性があると考えられる。

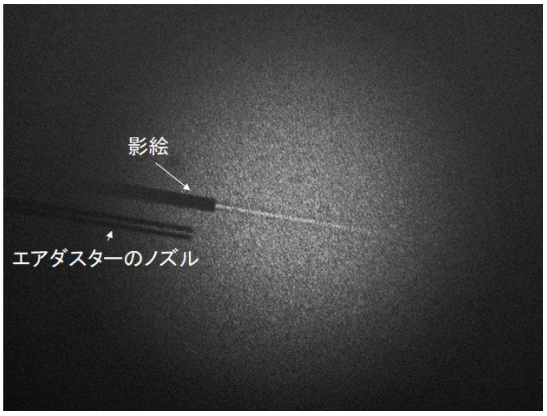


図３．シャドウグラフ法を用いて撮影したガスの噴出する様子

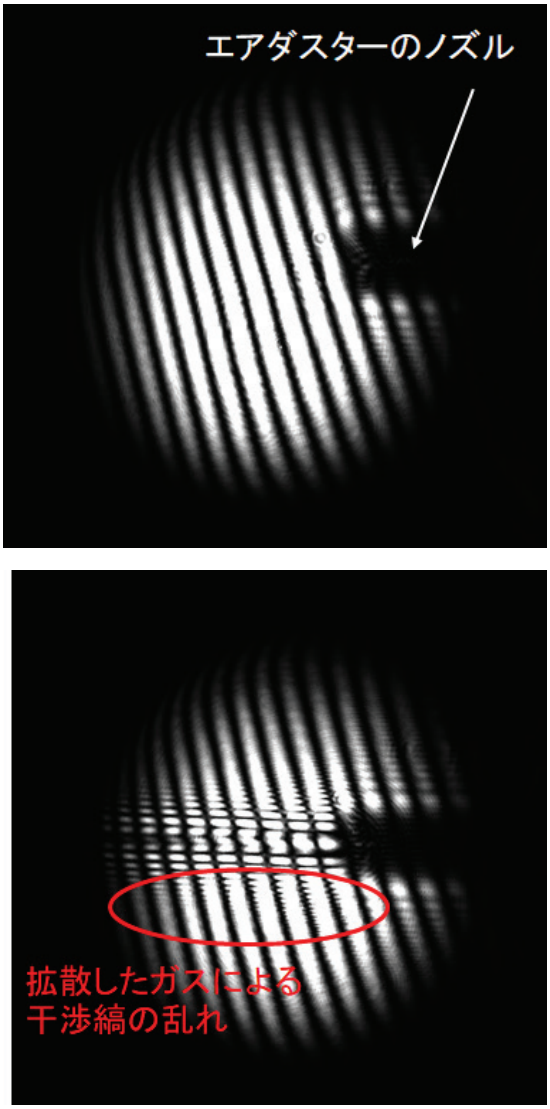


図４．シアリング干渉計を用いて取得したガスの噴射の干渉画像（上）ガスの噴射前の干渉画像（下）ガスの噴射中の干渉画像

３．まとめ

PCV の気相における漏洩および漏洩箇所の検知・測定が可能な技術の開発を目指して、光学的可視化手法の基礎検討、試験を実施した。

エアダスターから噴射されるガスを漏洩気体に見立て、シャドウグラフ法を用いたガスの影絵の撮影と、シアリング干渉計を用いたガスの干渉画像の取得を行い、それぞれの手法で可視化できることを確認した。影絵ではガスの密度分布が画像の輝度に対応する形で定性的に得ることができ、干渉画像からはガスの形状などに繋

がる位相情報を間接的に取得することができる。

干渉画像の取得にあたり、本試験ではミラーからの反射光を信号光として用いた。実際の検査面は、PCV や原子炉建屋等の粗面であるため、安定した干渉縞を得ることが困難であることが想定されるため、対応を検討する必要がある。

加えて、微正圧状態の PCV 内から大気側への窒素の漏洩は、屈折率差や圧力（密度）差があまり生じない可能性が懸念されるため、本手法における検出下限を評価、把握しておくことが重要である。

謝辞

本研究の一部は、日本原子力研究開発機構「英知を結集した原子力科学技術・人材育成推進事業」によって実施された、課題解決型廃炉研究プログラム「PCV 気相漏洩位置及び漏洩量推定のための遠隔光計測技術の研究開発」の助成を受けた。また、研究の遂行にあたり、議論、助言いただいた、千葉大学椎名達雄准教授、石井萌氏、久世宏明名誉教授に感謝いたします。

参考文献

1) 中川慎二：精密工学会誌, vol.70, No.11, 2004, 1343-1346

2) M.C.Roggemann et al. : Measurement, Vol. 17, No. 4, pp. 251-265, 1996

3) Mahendra P. Kothiyal et al.: Appl.Opt. 24(24), 4439-4442 (1985)

4) 山口一郎：J.SICE, Vol.32, No.11, Nov.1993

光受容蛋白質の液中構造分析と電子移動メカニズムの解明

レーザーバイオ化学研究チーム [1]、特別研究員 [2]

谷口誠治 [1]、コスロービアン ハイク [1]、田中文夫 [2]

1．はじめに

クリプトクロム（CRY）・光回復酵素（PL）ファミリー（Cryptochrome Photolyase Family、CPF）は、フラビンアデニンジヌクレオチド（FAD）を補因子に持つフラビン酵素の一種である [1]。CRY と PL は蛋白質のアミノ酸配列や立体構造が類似しているにもかかわらず、生体内で異なる機能を示す。PL は、紫外線で損傷した DNA を光反応により修復する酵素であり、バクテリアやヒトを除く多くの高等生物が有している（図 1）。一方 CRY は、概日リズム形成のほか、植物の成長と発育、光依存開花制御のシグナル伝達、昆虫の地球地場の検知など、さまざまな生体の幅広い機能に関わっている [2]（図 2）。CRY、PL に共通するのは、青色光により FAD が励起され（以下 FAD^* と記す）、蛋白質を形成する近傍の芳香族アミノ酸残基（トリプトファン（Trp））から電子を引き抜くことによる光還元反応（光誘起電子移動反応とも呼ぶ）が起こる点にある。PL では 2 電子が還元された FAD（$FADH^-$）が、CRY では 1 電子が還元された FAD（$FAD^{\bullet-}$）が生成すると考えられている。このため通常 CRY は DNA 修復機能を示さないが、近年、光合成藻類の一種であるクラミドモナス（*Chlamydo monas reinhardtii*）（図 3）が持つ動物型 CRY（以下 CraCRY と記す。）の中に、シグナル伝達機能と DNA 修復機能の両方を示すものが見出された [3]。この報告は CraCRY が、CPF が PL と CRY に分岐した要因を解明する鍵となる可能性を示しており、その光機能メカニズムに興味が注がれている。結晶構造解析の結果 [4]（図 4）、CraCRY には 15 個のトリプトファンが含まれており、光励起された FAD（FAD^*）が近傍に存在する Trp（Trp399、数字は蛋白質を構成するアミノ酸残基を識別するための番号を示す）から電子を引き抜き、その後界面にあるチロシン（Tyr373）から Trp322 → Trp376 → Trp399 の経路を通って電子がシフトする（Trp399 に電子が補充され元に戻る）と考えられている。これに関して最近、超高速過渡吸収分光法により CraCRY の光初期反応が観測され、光誘起電子移動の最初の段階（Trp399 → FAD^*）の反応速度は 0.4 ps、次段階（Trp376 → Trp399）は 4 ps、Trp322 → Trp376 は 50 ps、最後のステップ（Tyr373 → Trp322）は 0.8～5 ns で反応が進行することが報告されている [5]（図 5）。

このような酵素または蛋白質内で起こる光励起反応、とりわけ初期の段階で起こる光誘起電子移動反応は、上

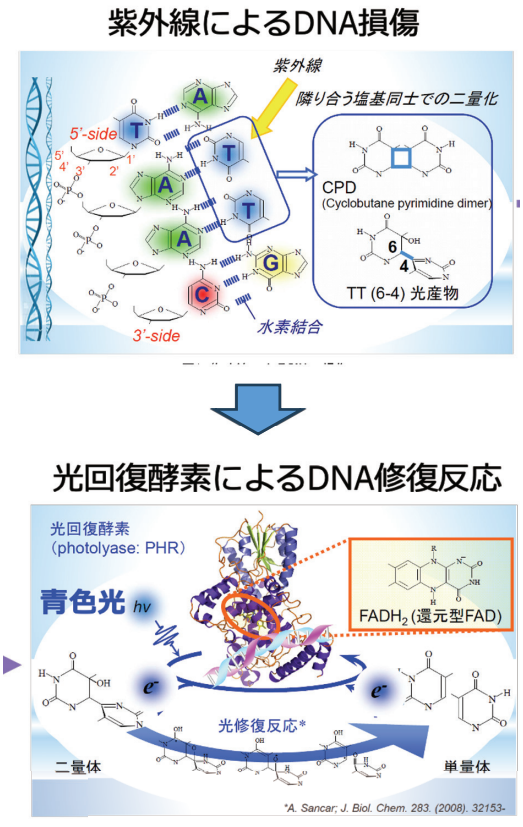


図 1　（上）紫外線による DNA 損傷、（下）光回復酵素（PL）による DNA 修復反応の模式図。DNA を構成する塩基（チミン（T））が紫外線により二量体化することで DNA 損傷が起こるが、青色光を吸収した光回復酵素が 2 電子を放出し、二量体を単量体に戻す（DNA を修復する）。

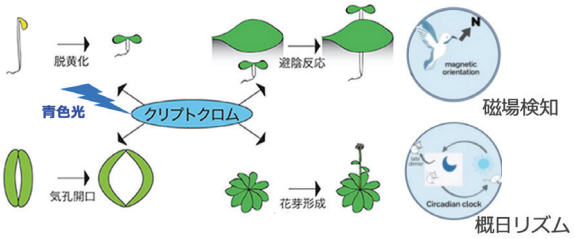


図2 光機能性酵素クリプトクロム（CRY）が関与した生体機能の例

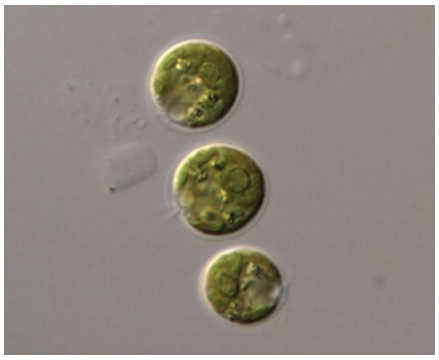


図3 光合成細菌（クラミドモナス）の顕微鏡写真

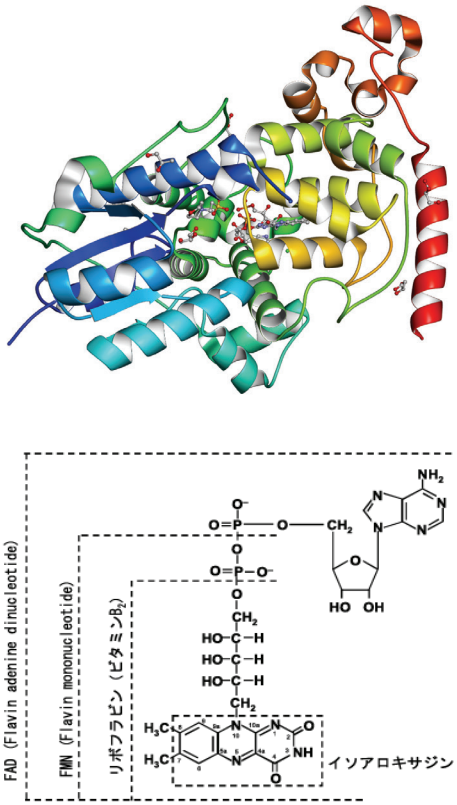


図4（上）動物型クリプトクロム（CraCRY）の結晶構造[4]、（下）青色光を受容する補因子フラビンアデニンジヌクレオチド（FAD）の分子図

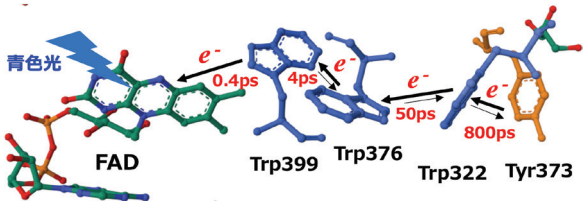


図5 動物型クリプトクロム（CraCRY）の光誘起電子移動反応経路とそれぞれの段階の反応速度[5]。FAD の近傍に存在するトリプトファン（Trp399）から光励起された FAD へと電子（e^-）が 0.4 ps で移動する。その後 Trp376→Trp399、Trp322→Trp376、Tyr373→Trp322 と連続的に電子がシフトして電子が補充され、元の状態に戻る。

記したようにフェムト～サブピコ秒という超高速で起こるため、その効率は非常に高く、その結果生体内で高い機能性を示すようになるが、その要因には周囲に存在する蛋白質の立体構造が深く関与している、つまり蛋白質が特定の反応が有利に進行するような環境場を形成していると考えられてきた。このため近年 X 線結晶構造解析法を用いて酵素の立体構造を明らかにしようとする研究が数多く行われてきた。しかしながら、この手法では酵素試料を結晶化する必要があるため、実際に酵素が機能する環境である生体膜中や液中とは構造自体が異なる可能性が指摘されている。つまり、酵素の機能メカニズムと構造の関連性を解明するためには、酵素の結晶構造ではなく液中での構造を明らかにする必要がある。

液中の蛋白構造を結晶構造解析レベルで明らかにするため、最近よく見られるのが分子動力学（Molecular Dynamics、以下 MD と記す）を用いたシミュレーションにより蛋白構造を分析する手法[6]である。この手法は、シミュレーションを行う 3 次元空間内に酵素と溶媒分子（水）を配置し、原子間力およびポテンシャル関数を定義した後、酵素、溶媒を構成する原子（H、C、O、N など）を古典力学に基づき一斉に振動させる。このステップを繰り返し行い、酵素と溶媒を含む系全体が持つエネルギーが最も低くなる原子配置を決定することで、液

中における蛋白質の安定構造が予測できる。

本報告では、MD 法により CraCRY の液中構造を計算し、得られた立体構造を用いて光誘起電子移動速度を理論的に解析することで、CraCRY で起こる超高速電子移動反応の要因について検討した結果を報告する。

2．CraCRY の液中構造計算

CraCRY の液中構造の計算には分子動力学計算ソフトウェア AMBER14 を用いた。MD 計算の初期構造として、CraCRY の X 線結晶構造（図 4 を参照）に 21000 個の水分子を配置し、共役勾配法により最適化した構造を用いた。補因子 FAD 内の電荷は MO 法（Hartree-Fock 法）により計算した。MD 計算では、初期構造を 100 K から 300 K まで数 10 ps 加熱し、蛋白構造が熱平衡状態に達する時間（計算開始から 2~10 ns 経過後）から 2 ps 間隔で 300 ns 間計算を行った。計算開始後 200~300 ns で得られた構造の平均から安定構造を決定した[6]。

図 6（左）に、MD 計算により得られた液中での CraCRY 全体の構造を示す。中央付近に補因子 FAD が位置し、周囲を蛋白質が取り囲んでいる。図 6（右）に、補因子 FAD 周辺の拡大図を示す。FAD の近傍には、FAD と電子移動反応を引き起こす Trp399 が位置しているが（図 5 を参照）、他にも少なくとも 3 つのトリプトファン（Trp354、Trp401、Trp294）が FAD 近傍に存在している。表 1 に、MD 計算により得られた FAD とそれぞれの Trp 間の分子間距離（*Rc*）の平均値と、結晶構造[4]から求めた *Rc* を比較したものを示す。FAD との距離が最も近接しているのは Trp399 であり、液中（MD 計算値）と結晶状態で分子間距離に変化は見られなかった。Trp294、Trp354 についても液中と結晶状態では分子間距離の変化は小さい。一方 Trp401 では、FAD との分子間距離は結晶状態（1.18 nm）よりも液中の方が短く（0.93 nm）、Trp399 と FAD の分子間距離（0.82 nm）と同様となった。光誘起電子移動速度は分子間距離に大きく依存することから、他の Trp、特に Trp401 が光励起された FAD と反応することで、FAD と Trp399 の電子移動反応を抑制し、その効率を低下させる可能性がある。この可能性について検討するため、CraCRY の液中構造を用い、光励起された FAD とそれぞれの Trp（Trp399、Trp354、Trp401、Trp294）間の光誘起電子移動速度を理論的に解析し、比較を行った。

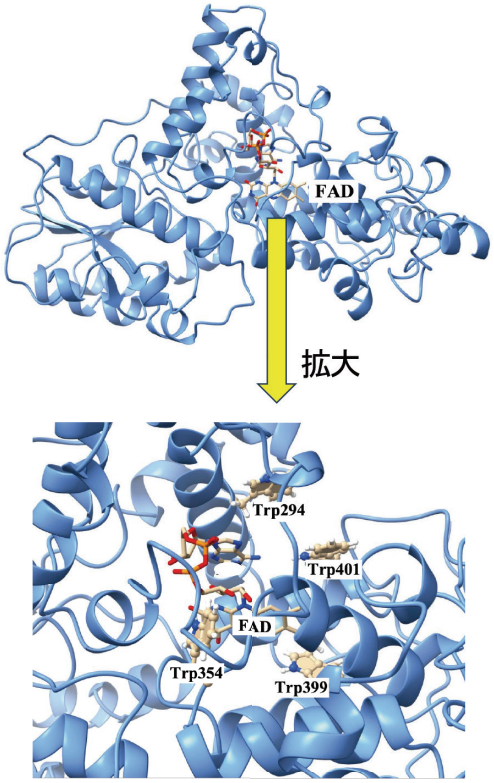


図 6　MD 計算により得られた動物型クリプトクロム（CraCRY）の液中構造。（上）全体構造、（下）FAD 近傍の構造を拡大した図（水分子の表示は省略した）。

表 1　FAD と各 Trp の分子間距離

アミノ酸残基	分子間距離 R_c (nm)	
	液中(MD 計算)	結晶構造
Trp294	1.25	1.16
Trp354	1.09	1.02
Trp399	0.82	0.82
Trp401	0.93	1.18

３． 電子移動速度の解析

FAD と Trp の光誘起電子移動反応を化学式で表すと下式のようになる。

$$FAD^{*} + Trp \quad \rightarrow \quad FAD^{\circ-} \quad + \quad Trp^{+}$$

Trp が電子ドナー、FAD が電子アクセプターとして働き、Trp から電子が光励起された FAD に移動することによりイオン対（FAD アニオンと Trp カチオン）状態となる 2 分子間反応である。溶液中における 2 分子間の光誘起電子移動反応は、Marcus により理論化された[7]が、その後様々な方法により修正が加えられている。本研究では、Kakitani, Mataga らにより構築された電子移動速度理論（KM 式）を用いた[8]（式（1））。KM 式は電子移動速度における電子ドナー － 電子アクセプター間の距離依存性を表す式であるが、断熱および非断熱の電子移動過程に適用でき、電子ドナー － 電子アクセプター間距離が変動する動的電子移動の解析にも適用可能である。

$$k_{PET}^{j} = \frac{\nu_0^q}{1+exp\{\beta^q(R_j-R_0^q)\}}\sqrt{\frac{k_BT}{4\pi\lambda_S^{qj}}}\,exp\left[-\frac{\{\Delta G_{qj}^0+\lambda_S^{qj}\}^2}{4\lambda_S^{qj}k_BT}\right] \qquad (1)$$

k_{PET}^{j}: 電子移動速度、ν_0^q: 断熱振動数、 β^q: 電子移動過程係数、R_0^q: 断熱ー非断熱の電子移動境界距離、R_j: 電子ドナー（j は反応に関わるそれぞれの Trp を示す） － 電子アクセプター（FAD）間距離（分子間距離 R_c と同義）、T: 温度、ΔG_{qj}^0: 反応生成物（FAD アニオンと Trp カチオンのイオン対状態）と反応物（FAD の光励起状態）の自由エネルギー差、λ_S^{qj}:電子ドナーの溶媒再配向エネルギー

ΔG_{qj}^0、λ_S^{qj}はそれぞれ以下の式（式(2)〜(4)）で表される。

$$\Delta G_{qj}^0 = \Delta G_{eq}^0 - \frac{e^2}{\varepsilon_0^{DA}R_j} + ES(j) \qquad (2)$$

$$\Delta G_{eq}^0 = E_{IP}^q - \Delta G_{FAD}^0 \qquad (3)$$

$$\lambda_S^{qj} = e^2\left(\frac{1}{2a_{FAD}} - \frac{1}{2a_q} - \frac{1}{R_j}\right)\left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right) \qquad (4)$$

ΔG_{FAD}^0:FAD の電子親和力と関連した標準自由エネルギー、E_{IP}^q: 電子ドナーのイオン化ポテンシャル、 a: 分子半径、ε : 比誘電率、$-e^2/\left(\varepsilon_0^{DA}R_j\right)$: イオン対間の静電エネルギー、$ES(j)$: イオン対と周囲のアミノ酸残基間の静電エネルギー

電子移動速度の計算に必要なパラメータ（ν_0^q、β^q、R_0^q、ΔG_{qj}^0、λ_S^{qj}、ΔG_{FAD}^0、$ES(j)$、E_{IP}^q ）の算出手法の詳細については、我々の他の発表論文[6,9]を参照されたい。

表 2 に、上記の理論式から得られた FAD と各 Trp との光誘起電子移動速度、および理論解析に用いた各パラメータの値を示す。FAD - Trp399 間の電子移動速度が最も大きくなる（1.51 ps^{-1}）ことがわかった。Trp294、Trp354 に関しては、FAD との電子移動速度は Trp399 の 1/5 以下と小さい（それぞれ 0.01 ps^{-1}、0.38 ps^{-1}） 。Trp294、Trp354 と FAD の分子間距離は 1 nm 以上であるため、自由エネルギー差（$-\Delta G_{qj}^0$）はより小さくなり、電子移動速度も小さくなるものと考えられる。 一方、Trp401 は 分子間距離 （0.93nm） が Trp399（0.82nm） と同様であるにもかかわらず、電子移動速度は Trp399 の 1/40 程度まで低下している。電子移動速度は、自由エネルギー差と溶媒再配向エネルギーの和が 0 のときに最も大きくなる（式(1)を参照）。Trp399 では その和はほぼ 0（-0.05）であるのに対し、Trp401 では 0.86 eV と大きな値であった（表 2）。この大きな差は、イオン対と周囲のアミノ酸残基間の静電エネルギー（$ES(j)$、式(2)を参照）に起因するものと考えられる。タンパク質を構成するアミノ酸残基の中には、正電荷を持つアスパラギン酸やリシン、グルタミン酸が含まれている。Trp の周囲にこれらのアミノ酸残基が存在すると、カチオン化した Trp（Trp^{+}）とこれらのアミノ酸残基が反発し、静電エネルギーが増大する。表 2 に示すように、理論計算により求めた静電エネルギー（$ES(j)$）は Trp399 では-0.31、Trp401 では 0.48 eV であり、Trp401 では非常に大きな値となってお

り、自由エネルギー差（$-\Delta G_{qj}^{0}$）が小さくなる（式(2)）ため、電子移動速度も小さくなる。このためCraCRYではFADと他のTrpとの電子移動反応が抑制され、FADとTrp399間の電子移動が高効率で起こるものと考えられる。この結果は、蛋白質内に存在するアミノ酸残基の持つ電荷などの効果が電子移動速度に大きく影響する、つまり蛋白質構造により形成される環境場が酵素機能の高機能化に大きく寄与していることを示しており興味深い。今後は光誘起電子移動反応だけでなく、その後に起こるCraCRYの電荷シフト反応（図5を参照）についても同様に解析を進める予定である。

表2　理論解析により得られたFADと各Trp間の電子移動速度と解析に用いたパラメータ

アミノ酸残基	$ES(j)$ (eV)	ΔG_{qj}^{0} (eV)	λ_S^{qj} (eV)	k_{PET}^{j} (ps^{-1})
Trp 294	0.32	-1.26	2.15	0.01
Trp 354	-0.15	-1.75	2.08	0.38
Trp 399	-0.31	-1.97	1.92	1.51
Trp 401	0.48	-1.14	2.00	0.04

4. まとめ

本研究では、光合成細菌クラミドモナスが持つ酵素動物型クリプトクロム（CraCRY）が示す超高速光誘起電子移動反応に関して、分子動力学（MD）計算を用いた液中構造の分析、および得られた構造を用いた電子移動速度の理論的な解析により、生体が本来機能する液中における酵素の電子移動メカニズムについて検討した。CraCRYは電子アクセプターとして機能する補因子フラビンアデニンジヌクレオチド（FAD）とその周囲に電子ドナーとして機能する複数のトリプトファン（Trp295、Trp354、Trp399、Trp401）を持つ。MD計算による液中構造予測の結果、CraCRYは結晶状態と液中では構造が異なっており、特にFADとTrp401の分子間距離は最も近傍に存在するTrp399と同様の距離まで近接することがわかった。液中の蛋白構造を用いてFADとTrp間の電子移動速度を計算した結果、Trp399が最も速度が大きいことがわかった。一方Trp401は、液中構造では分子間距離がTrp399と同様であるにもかかわらず、電子移動速度は1/40程度まで小さくなった。この要因として、Trp401カチオンと周囲の電荷を持つアミノ酸残基の作用による静電エネルギーの増大が挙げられる。これによりCraCRYではFADとTrp399間の電子移動が高効率で起こるものと考えられる。この結果は、蛋白質内に存在するアミノ酸残基の持つ電荷などの効果が電子移動速度に大きく影響しており、酵素が高い機能性示すよう、蛋白質により巧みに形成される環境場が光反応を制御していることを示しており興味深い。今後は光誘起電子移動反応だけでなく、その後に起こる電荷シフト反応についても解析を進める予定である。

参考文献

1) A. Sancar, *Chem. Rev.*, **103**, pp. 2203–2237 (2003).
2) I. Chaves, R. Pokorny, M. Byrdin *et al*., *Annu. Rev. Plant Biol.*, **62**, pp. 335–364 (2011).
3) Y. Zou, S. Wenzel, N. Mueller *et al*., *J. Plant Physiol.,* **174**, pp. 4-14 (2017）.
4) S. Flanz, E. Ignatz, S. Wenzel *et al*., Nucleric Acids Research, **46**, pp.8010-8022 (2018).
5) F. Lacombat, A. Espagne, N. Dozova *et al*., J. Am. Chem. Soc., **141**, pp. 13394-13409 (2019).
6) A. Nueangaudom *et al*., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **16**, pp.1930-1944 (2014).
7) R. A. Marcus, *Journal of Chemical Physics,* **24**, pp.966-978 (1956).
8) T. Kakitani, N. Mataga, *J. Phys. Chem.*, **89**, pp.8-10 (1985).
9) A. Nueangaudom, K. Lugsanangarm, S. Pianwanit, S. Kokpol, N. Nunthaboot, F. Tanaka, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **14,** pp.2567-2578 (2012).

青色レーザー光による光学素子の耐光性試験

レーザー技術開発室

本越伸二

1．はじめに

近年、青色半導体レーザー（LD）はレーザー加工の光源として高出力化、高輝度化が進んでいる。その大きな理由は、銅材料の加工にある。従来の加工用レーザー光の波長は近赤外域にあり、その波長域の銅材料の反射率は 90%と高く、吸収率が低いためレーザー加工が困難であった。しかし、波長 500 nm 以下になると銅材料の吸収率が増加し、波長 440 nm では 60%程になり [1]、加工が可能になった。青色 LD の単一素子出力も向上し、ビーム結合技術を用いることにより加工用光源として kW クラスが製品化されている。Baumann らはシングルエミッタ出力 5 W の LD をスタックし、更に偏波合成することで 1kW の出力を得ている [2]。また Chen らは 160 W のファイバ出力の青色レーザー光 7 台を結合することで、コア径 330 μm のファイバから出力 1 kW を達成している [3]。

レーザー装置の高出力化に伴い、装置内に使用される光学素子のレーザー損傷耐性が課題となる。CW レーザー光による光学素子の損傷については、様々なレーザーや材料に対して研究が行われている。John らは 10 種類の異なるカルコゲナイド材料に波長 1.07 μm の CW レーザー光を照射し、レーザー損傷しきい値（LIDT）の違いについて報告した [4]。Wilson らは反射防止表面構造を持つ光学素子に波長 1.08 μm の CW レーザー光を長時間照射し LIDT の評価を行った [5]。また、Kevin らは CW-LIDT を繰り返し計測し、照射部の発熱が非照射領域の劣化に影響を与えることを明らかにした [6]。しかし、これらの報告は近赤外域の研究であり、高フォトンエネルギーである青色レーザー光に対する光学素子の耐性については十分に議論されていない。

本研究の目的は、青色レーザー光に対する光学素子・材料の耐性・寿命評価を行い、高出力青色レーザー光に適した光学素子の高耐力化への指針を明らかにすることである。本報告では、透過率、材料の異なる光学素子に青色レーザー光を照射し透過率変化を評価することで、劣化メカニズムについて検討した。

2．青色レーザー照射光学系と測定試料

青色レーザー光に対する光学素子の評価には、波長 439nm、出力 4W の LD を使用した。図 1 に照射光学系配置図を示す。コリメートレンズで発散角を修正された LD 光は、1/2 波長板と偏光子により出力を調整した後、試料へ導かれる。試料には焦点距離 10mm の短焦点レンズを用いて集光照射する。試料を透過したレーザー光は、焦点距離 30mm のレンズにより、約 500mm 先で再集光し CMOS カメラを用いて、集光像の変化を観察した。試料照射前後のパワーを 2 つのパワーメータで測定し、透過率の時間変化を評価した。試料がない状態での入出力パワー比の安定性は約 0.017%（4 時間）であった。

測定試料には、異なった透過率の ND フィルターと、光学ガラスと白板ガラスを用いた。レーザー光を照射する前に分光光度計で測定した波長 439nm に対する試料の透過率を表 1 にまとめた。

3．ND フィルターの測定結果

濃度の異なる ND フィルターに対して照射パワー密度約 130 kW/cm^2 でレーザー照射を行ったときの透過率変化を図 2 に示す。レーザー照射開始から 10 分間はレ

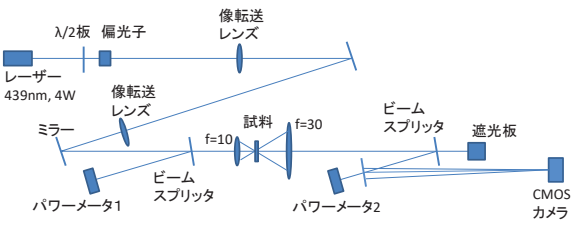


図 1　レーザー照射光学配置図

表 1　測定試料の透過率（波長 439nm）

	ND5	ND10	ND25	ND50	ND70	BK-7	白板
透過率%	3.4	7.4	21.7	44.8	66.4	91.5	91.2

ーザー光のパワー変動が大きかったため、照射開始 10 分後の透過率で規格化し変化を求めた。初期透過率の違いに関わらず、ND フィルターはレーザー照射に伴い透過率が低下することが分かった。また、その変化の割合は、透過率が低い試料ほど大きい。ND フィルターは添加する金属イオンの濃度により透過率を変えている。添加物の吸収係数の温度依存性や、イオン価数変化が透過率変化に影響を及ぼすため、高濃度（低透過率）フィルターほどレーザー照射に対して透過率変化が大きかったと考えられる。高濃度 ND5 も照射を行ったが、照射開始後すぐに損傷が発生したため評価できなかった。

図3 にND50 に対して照射パワー密度を変えて透過率変化を計測した結果を示す。照射パワー密度の増加に従い透過率低下が大きくなることが分かる。また、照射開始直後に、急激に透過率が低下し、その後、変化は飽和することが確認できる。1480 kW/cm^2 で 1 時間照射すると約 5%透過率が低下する。

照射パワー密度と透過率変化の関係を確認するために、図3 の照射開始から 1 分後までの透過率変化（傾き）を求め、図 4 に結果を示す。ND50 は、照射パワー密度約 0.6 MW/cm^2 まで透過率の大きな変化はなく、0.6 MW/cm^2 以上では照射パワー密度の増大とともに透過率変化が大きくなることがわかる。照射パワー密度に対して直線的に傾きが変わっていることから非線形現象ではないことが分かる。照射開始 1 分間の傾きなので、吸収による発熱・温度上昇は照射パワー密度に比例することから、試料の温度上昇に起因するものと考えられる。

4．ガラス材料の測定結果

白板ガラスと BK-7 ガラスに対して照射パワー密度約 230 kW/cm^2 で照射したときの透過率変化を図 5 に示す。どちらの材料においても 2 時間照射に対して約 0.3%低下することが分かった。先述した ND フィルターに比べて低下量は少ないが、レーザー加工等で長時間稼働しレーザー光に曝されることを考慮すると安心して良い変

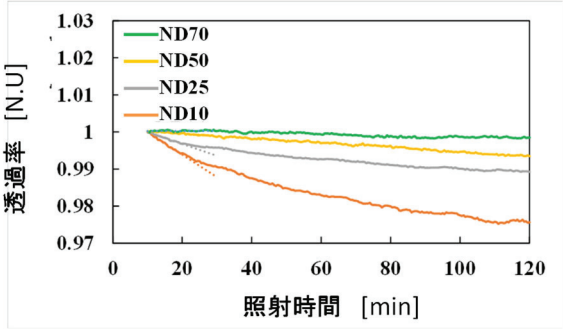


図 2　ND フィルターの透過率変化（約 130kW/cm^2）

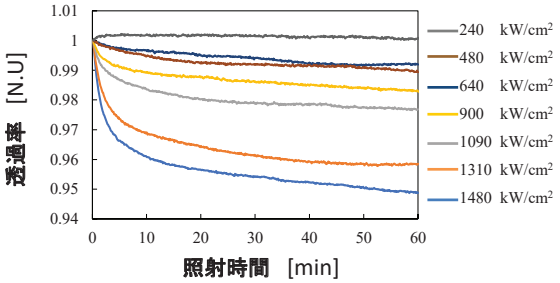


図 3　照射パワー密度に対する ND50 の透過率変化

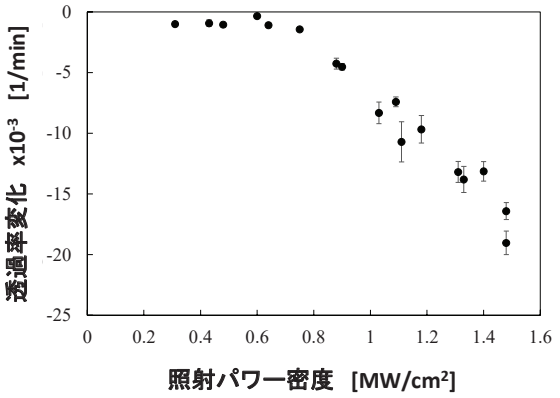


図 4　照射パワー密度に対する ND50 の透過率変化の傾き

化とは言えない。

照射パワー密度を増加したときの白板ガラスの透過率変化を図6に示す。照射パワー密度の増加に従い、透過率変化は大きくなることが分かる。最大1500kW/cm^{2}のパワー密度の場合には、1時間照射で約1.5%透過率が低下する。白板ガラスは光学ガラスに比べて不純物等が多い。そのため、不純物が原因となる特性劣化が顕著に表れたと考えられる。しかしながら、光学ガラスにおいても、照射パワー密度が更に増加すると透過率は顕著に低下すると予想される。

図6の各照射パワー密度における照射開始から1分後までの透過率変化の傾きを評価した。図7に評価結果を示す。図4に示したND50と比較すると、変化の大きさは1/5程度であるが、照射パワー密度の増加に従い変化の傾きが大きくなることが分かる。興味ある点は、ND50の場合と違い、低いパワー密度から透過率変化が起こっていることである。さらに、照射パワー密度1.2MW/cm^{2}以下のデータの近似直線を引くと、0MW/cm^{2}付近でも僅かに透過率は低下することを示唆している。つまり、白板ガラスはレーザー光ではなく太陽光やランプ光でも透過率低下が起こることを意味している。また、図7では、1.2MW/cm^{2}以上のパワー密度では透過率変化の傾きは変わらない。これは、透過率低下の要因が様々な不純物等であり、1.2MW/cm^{2}以上のパワー密度では含有する不純物が全て価数変化等を起こし変化の傾きは飽和すると考えられる。更にパワー密度を上げることにより、ガラス組成が直接変化し始めると予想される。

5．透過率低下原因の考察

NDフィルターとガラス材料について、青色レーザー照射時の透過率変化を評価し、照射時間および照射パワー密度に応じて透過率低下が大きくなることが確認された。しかし、変化の様子が異なることから、違う要因による変化であると考えられる。それを考察するために、レーザー照射による透過率低下後の変化について評価した。図8は、照射パワー密度1490kW/cm^{2}で照射した後、5～10分間照射を中断し、再度同じ位置でレーザー

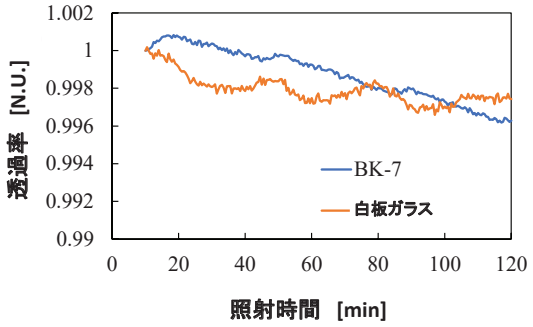


図5　ガラス材料の透過率変化（約230kW/cm^2）

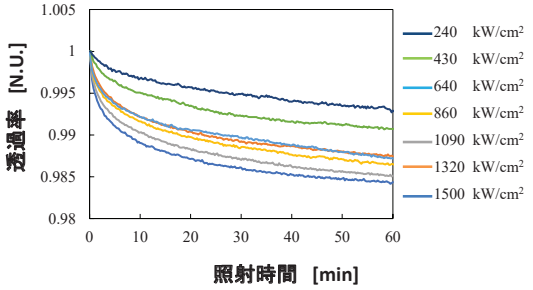


図 6　照射パワー密度に対する白板ガラスの透過率変化

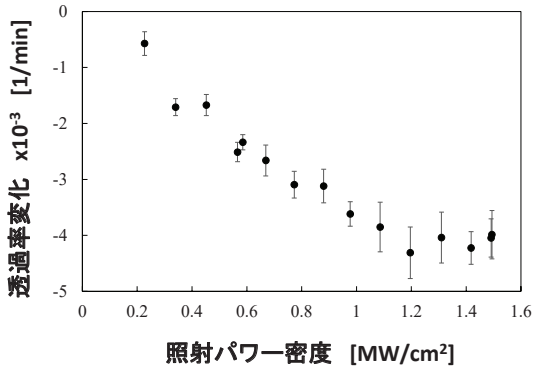
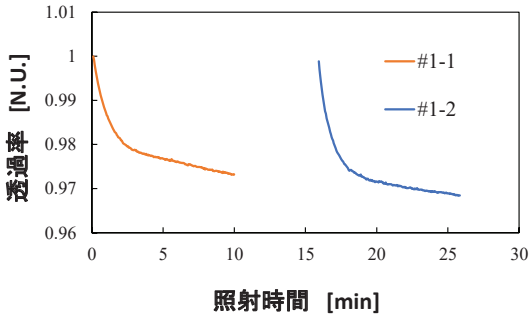


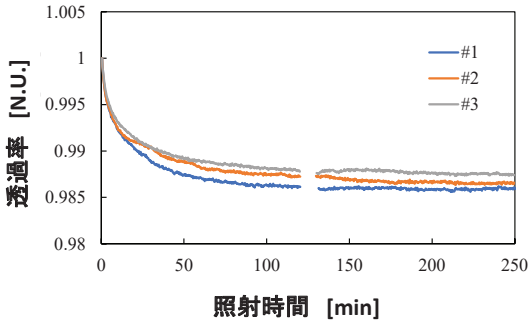
図 7　照射パワー密度に対する白板ガラスの透過率変化の傾き

照射した時の透過率を示す。図8(a)と(b)は、それぞれND50の場合と白板ガラスの場合の結果である。ND50の場合は、照射開始後約2分間で急激に透過率は低下しその後緩やかに低下を続ける。10分後には約3%の低下であった。5分間中断の後、再開した透過率はほぼ試験開始直後まで戻っている。このことから、ND50の透過率低下の要因は5分間で回復するもの（例えば、発熱に

よる吸収や屈折率の変化）であることが分かる。しかし、再開して10分後の透過率は最初の10分間よりも低下し、約3.5%になった。これは、中断の5分間で完全に元の状態に戻ったわけではないことを意味している。一方、白板ガラスの場合（図8 (b)）の場合は、照射開始後30分で急激に透過率は低下し、その後緩やかに2時間で約1.3%低下した。約10分間中断後、再開した透過率は先の2時間照射後と変わらず約1.3%の低下のままであり、更に2時間照射でも大きな変化は見られなかった。注目すべき点は、白板ガラスの低下した透過率は10分間の中断では回復しないことである。これまでの紫外線レーザー照射時の石英ガラス等の透過率低下の要因は、カラーセンターやフォトダークニングと称される価数変化であり、それが元の状態に戻るためには常温で2週間から2ヶ月かかると報告されている。このことから、白板ガラスの透過率低下の要因は、カラーセンター等の価数変化によるものと考えられる。



(a) ND50



(b) 白板ガラス

図8　照射時間に対する透過率（1490kW/cm^2）

6．まとめ

高出力化が進んでいる青色レーザー光に対する光学材料の透過率変化について評価を進めている。吸収材料であるNDフィルターでは、高パワー密度になると損傷を起こす場合もあるが、多くは照射時間、パワー密度増加に従い、透過率が低下する。しかし、この低下は、発熱による特性変化と考えられ、照射後短時間で回復する。一方、不純物の多い白板ガラスでも僅かに透過率は低下した。しかも、低下した透過率は短時間で回復しないことから、カラーセンター等の価数変化が起こったと考えられる。今後、更に、照射パワー密度を増加し、石英ガラス等の評価を進め、青色レーザー光に対する高耐力・長寿命の光学素子開発への指針を明らかにする。

謝辞

本研究の一部は、大阪大学レーザー科学研究所、ならびに近畿大学大学院総合理工学専攻との共同研究として行われた。

参考文献

1) E.W. Spisz et al., NASA Technical Note, TN D-5353 (1969).

2) M.Baumann et al., Proc. of SPIE 10900 (2019) 109005.

3) X. Chen et al., Proc. of SPIE 11668 (2021) 116680I .

4) J.E.McElhenny and N. K. Bambha, ARMY RESEARCH LAB ADELPHI MD, ARL-TR-9511 (2022).

5) C.R. Wilson et al., Proc. of SPIE 10627 (2018) 106270H (2018).

6) K.Kiedrowski et al., Opt. Mat. Express 13 (2023) 1712.

発 表 論 文 リ ス ト

発表論文リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著　　者	Ogawa I., Hiraiwa T., Nakajima J., Yuhaku R., Tozawa M., Niki H., Tokita S., Miyanaga N., Uemukai M., A Rittirong., Umehara S., Matsuoka K., Yoshida S.
題　　目	Laser isotope separation to study for the neutrino-less double beta decay of 48Ca
論文誌名	al of Physics: Conference Series, 2586, 012136 (2023), doi:10.1088/1742-6596/2586/1/012136
著　　者	大道　博行
題　　目	高温にさらされた劣化コンクリートを用いた音速測定と特性評価　ーレーザー駆動超音波法による劣化コンクリート遠隔診断法開発
論文誌名	光アライアンス　解説　Vol. 34, No. 12, pp. 45-48

○レーザー計測研究チーム

著　　者	T. Somekawa, N. Manago, S. Kurahashi, T. Shiina, A. Yogo, H. Kuze
題　　目	Hard-target reflection laser spectroscopy of CO gas concentration for the early detection of spontaneous combustion of coal
論文誌名	Appl. Spectrosc.、 Vol. 78、 pp.398-402、 （2024）
著　　者	T. Somekawa, S. Kurahashi, S. Matsuda, A. Yogo, and H. Kuze
題　　目	Remote visualization of underwater oil using a flash Raman lidar system
論文誌名	Opt. Lett.、 Vol. 48、 5340-5342、 （2023）
著　　者	T. Somekawa, S. Kurahashi, A. Yogo, H. Kuze
題　　目	Development of a Flash Lidar System for Remote Detection of Oil in Water
論文誌名	Proc. SPIE、 Vol. 12728、 1272805、 （2023）
著　　者	染川智弘
題　　目	有害ガスのレーザーによる可視化　ーフラッシュ共鳴ラマンライダーによるSO2ガスの漏洩モニタリング
論文誌名	光アライアンス、34巻、12号、pp.42-44、(2023)
著　　者	染川智弘
題　　目	海洋のレーザー応用(1)
論文誌名	センサイトWebジャーナル、、、(2023)
著　　者	染川智弘
題　　目	海洋のレーザー応用(2)
論文誌名	センサイトWebジャーナル、、、(2023)
著　　者	K. Kawasaki, H.Yamada, H. Nagatomo, Y. Hironaka, K. Yamanoi, D. Tanaka, T. Idesaka , Y. Mokuno, A. Chayahara, T. Shimaoka, K. Mima, T. Somekawa, M. Tsukamoto, Y. Sato, A. Iwamoto, K. Shigemori
題　　目	Fabrication of nanocrystalline diamond capsules by hot-filament chemical vapor deposition for direct-drive inertial confinement fusion experiments
論文誌名	Diamond and Related Materials、 135, 109896、 、 （2023）
著　　者	櫻井俊光、染川智弘、平井悠司、松下拓樹
題　　目	フェムト秒パルスレーザーを利用したPDMSの超撥水性と氷柱の形成抑制について
論文誌名	雪氷、85巻、 6号、 pp.327-338、 （2023）

著　　者	D. Tanaka, Y. Maeda, Y. Hironaka, K. Kawasaki, N. Higashi, N. Iwata, Y. Sentoku, R. Kodama, N. Ozaki, T. Somekawa, S. Shinguubara, T. Shimizu, H. Sawada, K. Shigemori
題　　目	Ultrahigh-energy density state in nanowire arrays irradiated with picosecond kilojoule-class ultra-intense laser
論文誌名	AIP Adbances、Vol. 13, No. 12、125118、（2023）
著　　者	奥澤 康一、新村 亮, 谷口 信博, 倉橋 慎理, 染川 智弘, 橋間 智博
題　　目	振動特性を用いたトンネル切羽浮石検知技術
論文誌名	基礎工、52 (3)、88-91、（2024）

○レーザーバイオ化学研究チーム

著　　者	N. Nunthaboot, A. Nueangaudom, F. Tanaka, S. Taniguchi, H. Chosrowjan
題　　目	Mechanism of photoinduced electron transfer from tryptophanes to the excited isoalloxazine in animal-like cryptochrome from Chlamydomonas reinhardtii: Molecular dynamics simulation and molecular orbital studies
論文誌名	Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry、Volume 444、pp.114946-114960、（2023）
著　　者	A. Nueangaudom, N. Nunthaboot, F. Tanaka, S. Taniguchi, H. Chosrowjan
題　　目	Possible role of essential tyrosine on the protonation of isoalloxazine ring in the excited singlet state and the triplet state in photolyase from Escherichia coli. Molecular orbital study
論文誌名	Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry、Volume 446、pp.115163-115173、（2023）
著　　者	H. Chosrowjan, T. Somekawa, S. Taniguchi
題　　目	Investigations of Tunable, Nanosecond Ti:Sapphire Laser Pulse Compression Characteristics by Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Technique
論文誌名	ALPS'23, The 12th Advanced Lasers and Photon Sources、ALPSp2-06、1-2、（2023）

国際学会発表リスト

○レーザープロセス研究チーム

著　者	Y.Fuchita,　A.Shimmura, T.Tajima, K.Suzuki, Y.Ishikawa, T.Shirai, K.Kato and M.Fujita
題　目	Definition of Requirements for Pavement and Takeoff/Landing Areas on the Moon and Study of Applicability of Regolith Sintered Materials
会議名	74th International Astronautical Congress、2023年10月6日、the Baku Convention Complex

○レーザー計測研究チーム

著　者	S.Kurahashi,　T.Somekawa
題　目	Development of outdoor inspection technology using lasers in ILT
会議名	LSSE2023、2023年4月17日、パシフィコ横浜
著　者	T. Somekawa,　S. Kurahashi, A. Yogo, H. Kuze
題　目	Development of a flash lidar system for remote detection of oil in water
会議名	SPIE Remote Sensing、2023年9月4日、Amsterdam, RAI

○レーザーバイオ化学研究チーム

著　者	H.Chosrowjan, T. Somekawa, S. Taniguchi
題　目	Investigations of Tunable, Nanosecond Ti:Sapphire Laser Pulse Compression Characteristics by Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Technique
会議名	OPIC2023, ALPS2023, Advanced Lasers and Photon Sources 2023、2023年4月20日、Pacifico Yokohama

国内学会発表リスト

○レーザープロセス研究チーム

著　者	田島孝敏、新村　亮、白井 孝、加藤邦彦、藤田雅之
題　目	マイクロ波およびレーザーを用いた月面基地建設材料の製造に関する研究
会議名	令和5年度土木学会全国大会第78回年次学術講演会、2023年9月15日、広島大学東広島キャンパス
著　者	新村　亮、渕田安浩、田島孝敏、白井 孝、加藤邦彦、藤田雅之
題　目	月資源を用いた拠点基地建設材料の製造と施工法の技術開発
会議名	第67回宇宙科学技術連合講演会、2023年10月17日、富山国際会議場
著　者	藤田雅之、新村　亮、田島孝敏、新述隆太、渕田安浩
題　目	レーザーを用いた月面基地建設材料の作製
会議名	第67回宇宙科学技術連合講演会、2023年10月19日、富山国際会議場
著　者	藤田雅之、新村　亮、田島孝敏、新述隆太、渕田安浩
題　目	レーザーを用いた月面基地建設材料の作製
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月17日、日本科学未来館

○レーザー計測研究チーム

著　者	染川智弘、倉橋眞理、松田晶平、余語覚文、久世宏明
題　目	フラッシュラマンライダーを利用した油の遠隔計測技術の開発
会議名	第41回レーザセンシングシンポジウム、2023年9月8日、つくば（文部科学省研究交流センター）
著　者	倉橋慎理、染川智弘、新村 亮、鈴木健一郎、谷口信博、奥澤康一、渡辺 淳、川北章悟
題　目	レーザー技術を用いた浮石検知手法の開発
会議名	第41回レーザセンシングシンポジウム、2023年9月8日、つくば（文部科学省研究交流センター）
著　者	杉本幸代、市川祐嗣、荻田将一、山下 望、朝日一平、江藤修三、染川智弘、Haik Chosrowjan、谷口誠治
題　目	共鳴ラマン効果を用いた爆発物遠隔計測装置の開発
会議名	第41回レーザセンシングシンポジウム、2023年9月8日、つくば（文部科学省研究交流センター）
著　者	鈴木健一郎、新村亮、坪倉正和、河北章悟、倉橋慎理、染川智弘
題　目	レーザーを用いたコンクリート骨材の浮き検知実験
会議名	土木学会全国大会第78回年次学術講演会、2023年9月11日、広島大学
著　者	川北章悟、新村亮、谷口信博、奥澤康一、渡辺淳、入江貴博、鈴木健一郎、倉橋慎理、染川智弘
題　目	レーザースキャニング振動計を用いた浮石検知の高速化
会議名	土木学会全国大会第78回年次学術講演会、2023年9月11日、広島大学
著　者	染川智弘、眞子直弘、倉橋眞理、松田晶平、余語覚文、椎名達雄、久世宏明
題　目	中赤外スーパーコンティニューム光源を利用した大気中CO2の計測
会議名	第84回応用物理学会秋季学術講演会、2023年9月21日、熊本城ホール
著　者	染川智弘
題　目	レーザーを用いた水中モニタリング技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月19日、日本科学未来館および東京国際交流館プラザ平成
著　者	倉橋慎理、染川智弘、新村 亮、鈴木健一郎、谷口信博、奥澤康一、渡辺 淳、川北章悟
題　目	レーザーを用いた浮石検知技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2023年1月19日、日本科学未来館および東京国際交流館プラザ平成

著　者	朝日 一平、杉本 幸代、市川 祐嗣、荻田 将一、星野 礼香、山下 望、江藤 修三、染川 智弘、コスロービアン ハイク、谷口 誠治
題　目	共鳴ラマンLIDARによる大気中微量有害物質遠隔計測
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月19日、日本科学未来館および東京国際交流館プラザ平成
著　者	中村 浩隆、太田 裕也、竹歳 加偉、山形 直毅、中西 悠輔、Pikuz Tatiana、菖蒲 敬久、冨永 亜希、Rapp Ludovic、Rode Andrei、瀬戸 雄介、染川 智弘、兒玉 了祐、尾崎 典雅
題　目	ベッセルビーム微小爆発による透明結晶内部での高圧物質凍結に関する研究
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月19日、日本科学未来館および東京国際交流館プラザ平成
著　者	田中 大裕、澤田 寛、川﨑 昂輝、井手坂 朋幸、海老澤 栄吾、中辻 千春、松浦 壮太、佐藤 匠、染川 智弘、薮内 俊毅、宮西 宏併、末田 敬一、犬伏 雄一、千徳 靖彦、清水 智弘、新宮原 正三、山ノ井 航平、重森 啓介
題　目	X線自由電子レーザーSACLAを用いた超高エネルギー密度状態下におけるナノワイヤーアレイ内でのエネルギー輸送に関する研究
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月19日、日本科学未来館および東京国際交流館プラザ平成
著　者	染川智弘
題　目	赤外吸収分光による大気中ガスの遠隔検知
会議名	一般社団法人　レーザー学会東京支部第23回支部研究会、2024年3月12日、東海大学高輪キャンパス
著　者	染川智弘
題　目	ラマンライダーによる水中モニタリング手法の開発
会議名	第71回応用物理学会春季学術講演会、2024年3月24日

○レーザーバイオ化学研究チーム

著　者	H.Chosrowjan、T.Somekawa, S.Taniguchi
題　目	Nanosecond Ti:Sapphire pulse compression characteristics by the SBS technique
会議名	第84回応用物理学会秋季学術講演会、2023年9月21日、熊本城ホール

○レーザー技術開発チーム

著　者	中村崇作、本越伸二、藤岡加奈、吉田実
題　目	青色レーザー光による光学素子の透過率変化
会議名	電気関係学会関西連合大会、2023年11月25日、関西学院大学　西宮上ヶ原キャンパス
著　者	余語覚文、荻野純平、椿本孝治、時田茂樹、吉田英次、本越伸二、森尾登、松本景子、藤岡加奈、宮永憲明、植田憲一、兒玉了祐
題　目	100J/100Hzレーザーモジュール SENJUの開発：　伝導冷却アクティブミラーレーザー
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月17日、日本科学未来館
著　者	荻野純平、椿本孝治、吉田英次、本越伸二、森尾登、松本景子、藤岡加奈、時田茂樹、宮永憲明、植田憲一、兒玉了祐、余語覚文
題　目	革新的パワーレーザーの開発 -伝導冷却アクティブミラーレーザー
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月18日、日本科学未来館
著　者	安積怜生、本越伸二、藤岡加奈、吉田実
題　目	プラズマ発光計測による光学素子のレーザー損傷検出
会議名	レーザー学会学術講演会第44回年次大会、2024年1月19日、日本科学未来館

事 業 報 告 書

事　業　報　告　書

（令和５年度）

概　況

公益財団法人レーザー技術総合研究所は、レーザー及びその関連産業の振興を図り、我が国の学術の進展と科学技術の発展に貢献することを責務とし、レーザーとその応用に関する研究開発活動を積極的に展開し､併せてレーザー関連技術の調査、情報の収集・提供、人材育成などの普及啓発事業を推進してきた。令和５年度においても関係各位の協力を得て、概ね計画どおり活動することができた。

【令和５年度の主な活動】

産業用レーザー開発プロジェクトでは、レーザー光の波面乱れを補正して高品質のビームを実現するため可変形鏡の技術開発を継続し、レーザー加工分野への適用について検討を開始した。また、新しい位相差計測手法を利用する多ビーム結合技術の研究開発を進めた。

レーザーエネルギー分野では、原子力や素粒子研究分野で要求されているレーザー関連技術の研究開発を進め、新しい応用分野の開拓をめざした。

レーザープロセス分野では、ものづくりイノベーションを支援するため、レーザー加工等のレーザープロセス技術の基礎・応用開発研究を行った。

レーザー計測分野では､コンクリート構造物の健全性評価をめざすレーザー打音･レーザー超音波法の高度化研究と、ラマンライダーなどの多様な分光・分析技術を駆使した大気中・水中環境計測技術の研究開発を実施した。

レーザーバイオ化学分野では、蛋白質や酵素の機能解明に関するレーザー分光研究を継続するとともに、光反応を利用した金属イオンの光酸化・還元過程について研究し、放射性廃棄物分別への適用性について検討を開始した。

レーザー技術開発室では、光学部品や光学材料の高性能化研究を進めた。また、産学連携の中核的な存在として、技術、情報、人材等の連携・交流を進めた。

普及啓発活動では、研究成果報告会の開催、展示会への出展、機関誌「レーザークロス」や成果報告書の刊行、ホームページおよびメール配信などを通して積極的に成果を公開し、情報発信に努めた。

1.　役員等の異動

（理事）

年月日	就 任	退 任
R5.5.2	齊藤　知孝	川崎　　守
R5.6.21	梅林　　徹	中神　保秀

（監事）

年月日	就 任	退 任
R5.5.2	吉村　　隆	酒井　　徹

（評議員）

年月日	就 任	退 任
R5.5.2	添田純一郎	中野　智之
R5.5.2	高林　幹夫	岡　　徹
R5.5.2	田中　　淳	河内　哲哉
R5.6.21	高木　宏彰	藤井　大士
R5.6.21	冨岡　洋光	長谷川友安
R5.6.21	藤岡　直人	美濃　由明
R6.3.19		添田純一郎

2．　役員会等の開催

(1) 理事会

第 54 回理事会　(令和 5 年 4 月 14 日　みなし決議)

決議事項

・臨時の第 39 回評議員会の招集及び目的である事項

第 55 回理事会　(令和 5 年 6 月 1 日　Web 会議)

決議事項

・令和 4 年度事業報告

・令和 4 年度財務諸表

・定時の第 40 回評議員会の招集及び目的である事項

報告事項

・職務執行状況の報告

第 56 回理事会　(令和 5 年 7 月 6 日　みなし決議)

決議事項

・常務理事の選定

第 57 回理事会　(令和 5 年 12 月 26 日　みなし決議)
決議事項
・就業規則等の改定

第 58 回理事会　(令和 6 年 3 月 5 日　Web 会議)
決議事項
・令和 6 年度事業計画
・令和 6 年度収支予算書及び資金調達及び設備投資の見込み
・電子取引データの訂正及び削除の防止に関する事務処理規程の制定
・臨時の第 41 回評議員会の招集及び目的である事項等
報告事項
・職務執行状況の報告

(2) 評議員会
第 39 回評議員会　(令和 5 年 5 月 2 日　みなし決議)
決議事項
・理事の選任、監事の選任、評議員の選任

第 40 回評議員会　(令和 5 年 6 月 21 日　Web 会議)
決議事項
・令和4年度財務諸表
・理事の選任
・評議員の選任
報告事項　・令和4年度事業報告

第 41 回評議員会　(令和 6 年 3 月 19 日　みなし決議)
決議事項
・評議員の退任

3．賛助会員状況

令和 5 年度末会員数　　31 社　　70.5 口

4．学会および論文発表

学会発表	26 件	(国内：22 件、国外： 4 件)
論文発表	15 件	(国内： 6 件、国外： 9 件)

５．特許等出願件数

令和５年度出願件数　　１件

令和５年度末特許保有件数　　60 件　（登録：29 件、公開：21 件、他：10 件）

Ⅰ　研 究 開 発 お よ び 調 査 事 業

１．研究調査事業

【産業用レーザー開発プロジェクト】

レーザー加工技術の発展に資するため、kW 級産業用レーザーに必要とされる基盤技術の研究開発を進めた。

(1)波面制御技術に関する研究

大出力レーザービームの波面歪を補正し高品質ビームを実現するため、高速動作が可能な可変形鏡技術の開発を進め、試作機を製作してその性能を評価した。また、可変形鏡のレーザー加工技術への応用研究を開始した。

(2)ビーム結合に関する研究

レーザーの大出力化に有効な多ビーム結合技術に関して、レーザー光の位相差を高精度に検出する新しい手法について研究し、それを利用した位相制御法と多ビーム結合システムの検討を行った。

［関連する主な受託・共同研究］
・高出力 CW レーザーシステム設計に関する検討作業
・高出力レーザ技術開発試験

【レーザーエネルギー研究チーム】

レーザーエネルギーの新しい応用分野の開拓をめざし、原子力や素粒子研究分野で要求されているレーザー関連技術の研究開発を推進した。

(1) 原子炉廃止措置におけるレーザー応用の研究

レーザー解体は、原子炉廃止措置において実用化が期待される技術の一つである。種々の材料に対してレーザー切断実験を実施し、切断特性を分析するとともに、切断時に発生する微粒子の閉じ込め、回収に関する評価結果をまとめた。本課題を実施した英知事業の事後評価は S（最高評価）であった。

(2) 二重ベータ崩壊の研究に必要なレーザーの開発研究

素粒子分野で実施されている二重ベータ崩壊実験では、大量の ^{48}Ca 同位体が必要とされている。^{48}Ca のレーザー濃縮用に青紫色半導体レーザーを開発してきた。注入同期による狭線幅化と周波数安定化を実証し、多ビームアレイによる高出力化の研究を進めた。

［関連する主な受託・共同研究］
・^{48}Ca を用いたニュートリノマヨラナ性の研究と次世代高感度化技術開発

【レーザープロセス研究チーム】

ものづくりイノベーションを支援するレーザープロセス技術の基礎・応用開発研究を行った。

(1) 短パルスレーザー加工に関する研究

フェムト秒からナノ秒領域の短パルスレーザーを用いた金属、半導体、誘電体等、各種材料の加工特性に関する研究を行った。

(2) レーザー加工のインフラ構造物への適用性に関する研究

建設業界へのレーザー技術の普及をめざし、安全ガイドライン評価手法の具体化を進めるとともに、レーザー積層造形法による月の模擬砂を用いた月面基地建設材料の作製を進めた。また、道路標識の防雪、防氷などに関するレーザー加工技術の適用性を検討した。

(3) レーザーによるナノ構造体生成技術の研究

レーザー加熱を利用した合金ナノ粒子生成実験を実施し、ナノ粒子生成に関する基礎的データを蓄積した。

［関連する主な受託・共同研究］
・月資源を用いた拠点基地建設材料の製造と施工方法の技術開発
・レーザ瞬間加熱によるハイエントロピー合金ナノ粒子合成
・レーザー加工による難着氷雪技術の研究

【レーザー計測研究チーム】

レーザー応用計測・分析技術の高性能化に資する基盤技術開発を実施した。

(1) レーザーを用いた非破壊診断技術の開発

レーザーを用いたコンクリート構造物の健全性評価技術の実用化をめざし、検査システムの高度化と欠陥判定アルゴリズムの信頼性向上に必要な技術開発を進めた。また、新しい評価手法として赤外吸収を利用する検査法について検討した。さらに、トンネル切羽や、ダム嵩上げ工事における落石の危険度評価へのレーザー打音・超音波法の適応可能性を検討した。

(2)レーザーによる環境計測技術の研究

ラマンライダー技術を利用して、海中環境の遠隔評価、大気中の微量有害物質の分析、PCV 気相漏洩推定のための大気構成分子の広域監視などをめざす技術の開発

研究を実施した。また、レーザー誘起ブレークダウン分光法を利用したコンクリート表面付着物の分析研究を進めた。

［関連する主な受託・共同研究］
・レーザーによるコンクリート欠陥検査に関する研究
・レーザーによる浮石検知技術に関する研究
・海底開発における環境影響評価に向けた水中ライダーシステムの開発
・PCV 気相漏洩位置及び漏洩量推定のための遠隔光計測技術の研究開発
・超短パルスレーザを用いた CBRNE 検知ライダシステムの開発
・コンクリート構造物の表層近傍の化学的劣化のデジタルデータ化技術の開発

【レーザーバイオ化学研究チーム】

蛋白質や酵素の機能解明に関する研究を継続し、併せて、光反応を利用した選択的元素分離手法の研究を進め、レアメタル回収への適用性を検討した。

(1)光応答性酵素の機能研究

光合成反応に関わる酵素の光反応機構に関して、酵素内の電子移動メカニズムを理論解析により明確化した。

(2) パルスレーザーによる溶液中金属イオンの光酸化・還元の研究

溶液中金属イオンの光酸化・還元反応と選択的金属分離への応用について検討した。ランタノイド（テルビウム）イオンに対してレーザー照射条件を変えて光酸化反応実験を実施し、選択的分離のためのデータを蓄積した。また、パルスレーザー照射による酸化鉄の光還元検証試験を行った。

［関連する主な受託・共同研究］
・溶液中金属イオンの光酸化還元に関する研究
・液相レーザアブレーションによる金属還元に関する検証実験業務委託

【レーザー技術開発室】

光学部品や光学材料の高性能化研究を継続して実施し、産業界と技術・情報・人材等の連携・交流を進めた。

(1) 光学素子の高耐力化研究

光学素子・材料のレーザー損傷機構解明の研究を継続した。紫外域用高屈折率材料である酸化ハフニウムに対してレーザー損傷試験データを取得し、損傷耐力向上の方策を検討した。

(2) レーザー損傷評価

光学素子・材料のレーザー損傷評価試験の自動化をめざし、プラズマ発光を利用する手法を検討し、損傷に対する検出感度を評価した。

(3) 新材料技術の開発研究

シリコン油を材料とするレーザー三次元造形法を用いて光学素子を形成する技術開発を進めた。石英ガラス基板上に形成されたガラス堆積物の形状を精度よく計測する手法を検討した。

２．各種研究会活動

当研究所の研究開発活動を効率的・発展的に推進するため、関連各界の意見・情報収集の場として、次のような研究会を開催し、当研究所の事業の活性化を図った。

［実施した主な研究会］

・次世代レーザー技術応用研究会
・高耐力光学素子研究会

３．産学官連携の推進

ホームページ上の技術相談窓口等で受け付けた、企業の技術開発・改良に対する支援、光学部品の損傷評価、微細加工、超音波探傷など 35 件の相談・要望に対し、積極的に対応した。

学界との連携では、大阪大学レーザー科学研究所等との共同研究をはじめ、国内外の大学と積極的に連携を図りながら研究を行った。

産学官の連携では、企業、大学等と連携を図りながら、国が主導する産学官連携プロジェクト研究に参画した。

４．関連団体との連携

(国)日本原子力研究開発機構(JAEA)、(国)量子科学技術研究開発機構(QST)、(国)理化学研究所(RIKEN)、(国)宇宙航空研究開発機構(JAXA)、(一財)光産業技術振興協会(OITDA)、(一財)大阪科学技術センター(OSTEC)、(一財)近畿高エネルギー加工技術研究所(AMPI)、(公財)若狭湾エネルギー研究センター(WERC)、(一社)レーザー学会(LSJ)、(一社)レーザプラットホーム協議会(LPF)、(特非)日本フォトニクス協議会関西支部(JPC 関西)、(特非)光科学アライアンスなど関連団体とも積極的に情報交流や人的交流を図り、これらの団体と連携してわが国のレーザー技術の発展と普及に寄与する活動を推進した。

５．公募研究

国等が公募を行っている各種競争的研究資金の獲得に努め、本年度は以下の採択課題に参加した。

(1) 月資源を用いた拠点基地建設材料の製造と施工方法の技術開発
（内閣府　宇宙開発利用加速化戦略プログラム「スターダストプログラム」
国土交通省　宇宙無人建設革新技術開発推進事業）
(2) PCV 気相漏洩位置及び漏洩量推定のための遠隔光計測技術の研究開発
（英知を結集した原子力科学技術・人材育成推進事業
CLADS 英知「課題解決型廃炉研究プログラム」）
(3)短パルスレーザを用いた CBRNE 検知ライダーシステムの開発
（防衛装備庁　安全保障技術研究推進制度委託事業）
(4)コンクリート構造物の表層近傍の化学的劣化のデジタルデータ化技術の開発
（内閣府　戦略的イノベーション創造プログラム（ＳＩＰ）
「スマートインフラマネジメントシステムの構築」）

６．受託研究

展示会、ホームページなどを通じて受託研究の広報を行い、技術相談窓口等で依頼を受け、レーザー損傷評価試験も含め 19 件（民間等受託 8 件＋損傷評価 11 件）の受託研究を実施した。（公募によるものを除く）

７．補助事業

文部科学省の科学研究費補助金を活用し、以下のような研究を実施した。

(1)Investigations of spectrally tunable,nanosecond laser pulse compression characteristics by SBS technique（基盤研究 C）
(2)^{48}Ca を用いたニュートリノマヨラナ性の研究と次世代高感度化技術開発
(科学研究費補助金 新学術領域研究（研究領域提案型）
(3) 海底開発での環境影響評価のための海中フラッシュライダー3D マッピング技術の開発（基礎研究Ｂ）

Ⅱ　普　及　啓　発　活　動　事　業

レーザー技術の普及啓発活動として、情報の発信・提供、人材交流などの事業を以下のとおり実施した。

１．人材の育成

大学、関連研究機関、企業などとの共同研究や技術相談を通じ、若手研究員の技術指導を行うことによりレーザー技術に関する人材育成に貢献した。

２．研究成果報告会

大阪ならびに東京にて、令和 4 年度の研究成果を報告する研究成果報告会(ILT2023)を開催した。

・7 月 20 日 マイドームおおさか
・11 月 7 日 パシフィコ横浜　アネックスホール

３．機関誌等の発行

機関誌「Laser Cross」の発行および電子メールでの情報配信により、当研究所の研究成果やレーザーに関する国内外の研究開発動向など、幅広い情報の提供を行った。

４．展示会への出展

関係団体が主催する光技術やレーザーに関する展示会へ積極的に出展し、当研究所の広報活動に努めた。

・OPIE'2023（レーザーEXPO）4 月 19 日～21 日 パシフィコ横浜
・光・レーザー関西 2023　7 月 19 日～20 日 マイドームおおさか
・光とレーザーの科学技術フェア 2023　11 月 7 日～9 日 パシフィコ横浜

５．国際交流

海外のレーザー技術の開発動向や産業応用に関連した情報を収集するとともにレーザー関連団体や関係研究機関との情報交換・人材交流を図るため、計 2 の国際会議へ参加した。

(1) OPIC 2023（4 月 17 日-21 日、パシフィコ横浜）
(2) SPIE Remote Sensing2023（9 月 3 日-6 日、オランダ・アムステルダム）

Ⅲ　その他事業

１．IFE（慣性核融合エネルギー：Inertial Fusion Energy)フォーラム活動

レーザー核融合によるエネルギー開発に向けた活動や産学共創を目指す委員会活動などを支援した。また、3 月 7 日東京商工会議所渋沢ホールにおける特別シンポジウムの開催を支援した。

２．出版物の刊行

令和 4 年度の研究成果を年報にまとめ、刊行した。
・「ILT2023 年報」(2022～2023) (2023 年 7 月発行)

３．泰山賞の贈呈

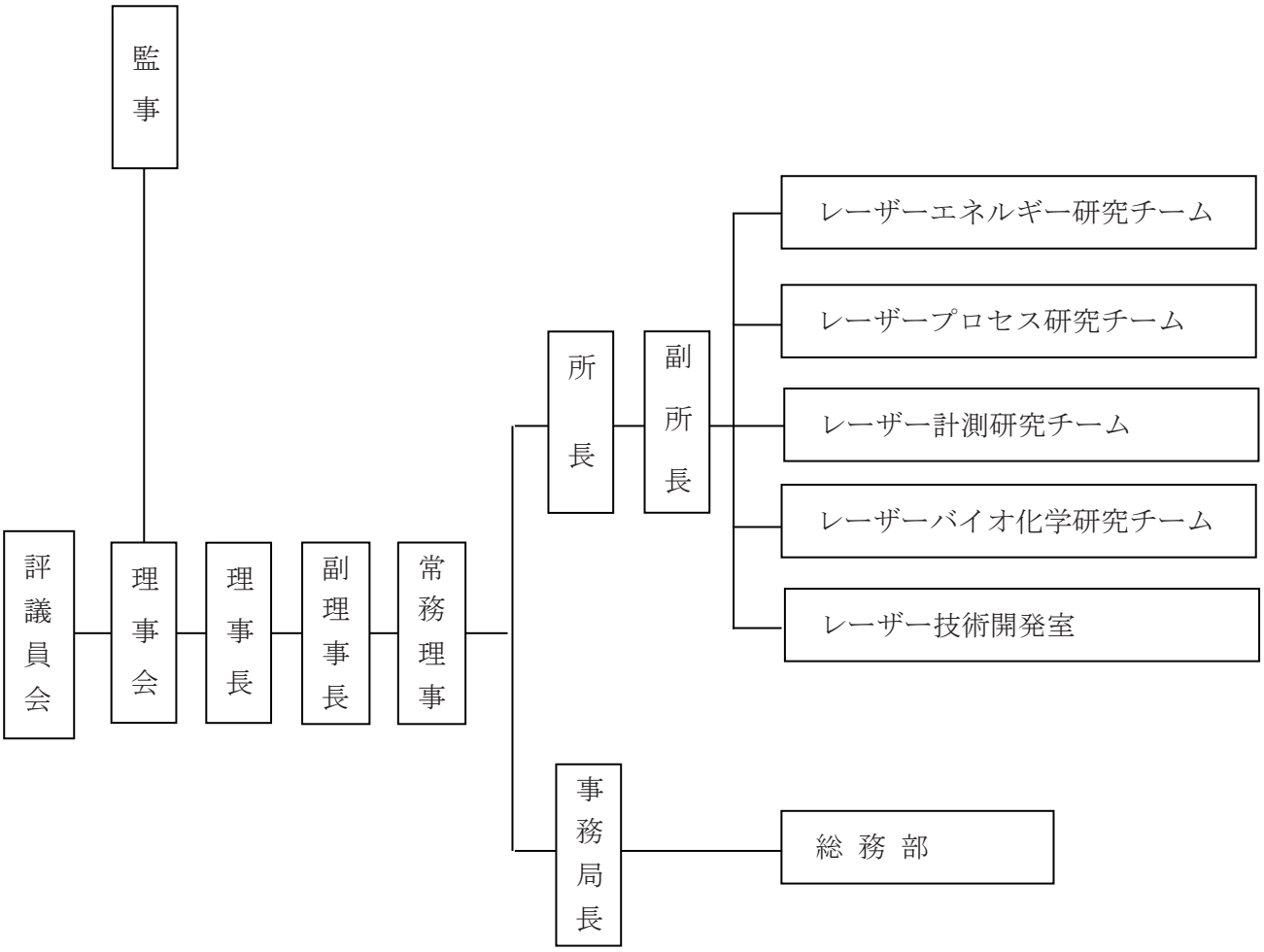
泰山賞は、レーザー科学技術分野の優れた研究開発業績を表彰する制度である。過去の受賞者を中心とする推薦委員より候補者を推薦していただき、第三者を含む選考委員会において受賞者を選考し、7 月の成果報告会(大阪)にて贈呈式を行った。令和 5 年度の第 14 回泰山賞受賞者とその業績は下記の通りである。

レーザー進歩賞
大阪大学名誉教授　田中和夫氏
「高強度レーザー科学における国際協力の推進」

（附属説明書について）
「一般社団法人及び一般財団法人に関する法律施行規則」第 34 条第 3 項に規定する附属明細書については、「事業報告の内容を補足する重要な事項」がないため、作成しない。

組　織　図
構成員一覧

組　織　図



（令和６年６月現在）

構 成 員 一 覧

理事長	髙西一光
副理事長	井澤靖和
常務理事	梅林　徹

◇研究部	所長	井澤靖和
【レーザーエネルギー研究チーム】	チームリーダー	井澤靖和（兼務）
	特別研究員	宮永憲明
	特別研究員	大道博行
【レーザープロセス研究チーム】	主席研究員	藤田雅之（チームリーダー）
	主任研究員	谷口誠治(兼務)
	主任研究員	染川智弘(兼務)
	副主任研究員	コスロービアン ハイク(兼務)
【レーザー計測研究チーム】	主任研究員	染川智弘（チームリーダー）
	主任研究員	谷口誠治(兼務)
	副主任研究員	コスロービアン ハイク(兼務)
	研究員	倉橋慎理
【レーザーバイオ化学研究チーム】	主任研究員	谷口誠治（チームリーダー）
	副主任研究員	コスロービアン ハイク
【レーザー技術開発室】	主任研究員	本越伸二（室長）
◇総務部	事務局長	梅林　徹
	総務部長	梅林　徹（兼務）
	マネージャー	小玉善文
	チーフ	藤田淑子
	事務員	林　絢子
	事務員	片岡紀子

【特別研究員】	元日新電機株式会社	鈴木泰雄
	三重県立看護大学　名誉教授	田中文夫
	元東京工業大学　准教授	糟谷紘一
	大阪公立大学大学院　客員教授	中島信昭
	大阪大学　名誉教授	中塚正大
	大阪大学　名誉教授	宮永憲明
	元日本原子力研究開発機構	大道博行
	㈱コヒーレントシステムズ	内田成明

（令和６年６月現在）

【共同研究員】

大阪大学レーザー科学研究所	所長	兒玉了祐
大阪大学レーザー科学研究所	教授	斗内政吉
大阪大学レーザー科学研究所	教授	重森啓介
大阪大学レーザー科学研究所	教授	千徳靖彦
大阪大学レーザー科学研究所	教授	藤岡慎介
大阪大学レーザー科学研究所	教授	余語覚文
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	坂和洋一
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	中嶋　誠
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	中田芳樹
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	長友英夫
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	藤岡加奈
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	椿本孝治
大阪大学レーザー科学研究所	特任教授	乗松孝好
大阪大学レーザー科学研究所	特任教授	山本和久
大阪大学エマージングサイエンスデザインR^3センター	特任教授	宮坂　博
大阪大学大学院理学研究科	准教授	山中千博
大阪大学接合科学研究所	教授	節原裕一
大阪大学接合科学研究所	教授	塚本雅裕
大阪産業大学工学部	教授	草場光博
大阪公立大学大学院理学研究科	教授	八ツ橋知幸
岡山大学大学院自然科学研究科	助教	西川　亘
核融合科学研究所	准教授	岩本晃史
核融合科学研究所	教授	安原　亮
関西学院大学理学部化学科	教授	玉井尚登
関西大学システム理工学部	教授	淺川　誠
関西大学システム理工学部	教授	佐伯　拓
京都大学化学研究所	教授	時田茂樹
京都大学大学院工学研究科	特定助教	保田尚俊
近畿大学理工学部	教授	吉田　実
近畿大学工学部電子情報工学科	教授	部谷　学
元近畿大学理 教授		橋新裕一
近畿大学理工学部	教授	中野人志
近畿大学生物理工学部	講師	三上勝大
国立研究開発法人土木研究所　寒地土木研究所	研究員	櫻井俊光
千葉大学環境リモートセンシング研究センター	協力研究員	久世宏明
千葉大学大学院工学研究院	准教授	椎名達雄
千葉工業大学	教授	藤本　靖
電気通信大学大学院情報理工学研究科	教授	西岡　一
東海大学総合科学技術研究所	教授	橋田昌樹
東北大学大学院工学研究科	教授	田中秀治
東北大学大学院理学研究科	准教授	柴田　穣
日本原子力研究開発機構	客員研究員	田口俊弘
日本大学生産工学部建築工学科	教授	永井香織
光産業創成大学院大学	教授	藤田和久
広島大学先進理工系科学研究科	教授	遠藤琢磨
広島大学先進理工系科学研究科	教授	城﨑知至
福岡工業大学情報工学部	教授	中村龍史
福井工業大学工学部電気電子情報工学科	教授	中井光男
国立研究開発法人物質・材料研究機構	主幹研究員	古瀬裕章
北海道大学大学院工学研究院	教授	足立　智
北海道大学大学院工学研究院	教授	長谷川靖哉
宮崎大学産学・地域連携センター	准教授	甲藤正人
山梨大学大学院総合研究部	教授	張本鉄雄
山梨大学大学院総合研究部	准教授	宇野和行
立命館大学情報理工学部	教授	陳　延偉

立命館大学総合科学技術研究機構	客員教授	七田芳則
量子科学技術研究開発機構量子技術基盤研究部門関西光量子科学研究所	プロジェクトリーダー	山川考一
量子科学技術研究開発機構量子技術基盤研究部門関西光量子科学研究所	専門業務員	佐々木明
量子科学技術研究開発機構量子技術基盤研究部門関西光量子科学研究所	主幹研究員	長谷川登
量子科学技術研究開発機構量子技術基盤研究部門関西光量子科学研究所	上席研究員	錦野将元
量子科学技術研究開発機構量子技術基盤研究部門関西光量子科学研究所	室長	近藤修司
量子科学技術研究開発機構量子技術基盤研究部門関西光量子科学研究所	主幹技術員	岡田　大

（令和6年6月現在）

評　議　員

理　事・監　事

賛　助　会　員

評　議　員

（敬称略）

尾﨑雅則	大阪大学大学院工学研究科　教授
川嶋利幸	浜松ホトニクス株式会社 中央研究所企画部　部長
重松昌行	住友電気工業株式会社 新規事業マーケティング部INS推進部　技師長
高木宏彰	関西電力株式会社 執行役員 原子燃料サイクル室長
高林幹夫	三菱電機株式会社　先端技術総合研究所　所長
田中　淳	量子科学技術研究開発機構　量子技術基盤研究部門 関西光量子科学研究所 所長
冨岡洋光	一般財団法人大阪科学技術センター 専務理事
東　邦夫	京都大学 名誉教授
藤岡直人	一般財団法人電力中央研究所 業務執行理事
山田裕之	富士電機株式会社 インダストリー事業本部 原子力・放射線事業部長 兼 事業戦略室長

（令和6年6月現在）

理 事・監 事

（敬称略）

理事長	髙西一光	関西電力株式会社 執行役常務
理　事	井澤靖和	公益財団法人レーザー技術総合研究所 所長・大阪大学 名誉教授
	梅林　徹	公益財団法人レーザー技術総合研究所 常務理事
	上原拓也	東芝エネルギーシステムズ株式会社 エネルギーシステム技術開発センター 原子力システム・量子応用技術開発部 シニアマネジャー
	北川敬明	三菱重工業株式会社 原子力セグメント 原子力技術部長
	串原智博	三菱電機株式会社 関西支社 発電・原子力部長
	兒玉了祐	大阪大学レーザー科学研究所 所長
	齋藤憲一	富士電機株式会社 関西支社 営業第三部長
	齊藤知孝	中部電力株式会社 技術開発本部 技術企画室長
	齋藤公秀	日本電気株式会社 文教・科学ソリューション統括部 第二営業グループ　グループ長
	山下　圭	東京電力ホールディングス株式会社 技術戦略ユニット技術統括室長
監　事	中島信昭	大阪公立大学大学院理学研究科　客員教授
	日根野健	日根野公認会計士事務所 公認会計士
	吉村　隆	株式会社三井住友銀行 大阪本店営業第二部長

（令和6年6月現在）

賛 助 会 員

（50音順）

会社・団体名	
一般財団法人大阪科学技術センター	株式会社ダイヘン
株式会社オカモトオプティクス	一般財団法人電力中央研究所
株式会社オプトサイエンス	東芝エネルギーシステムズ株式会社
株式会社片岡製作所	TOWAレーザーフロント株式会社
一般財団法人関西情報センター	日本電気株式会社
関西電力株式会社	浜松ホトニクス株式会社
株式会社KANSOテクノス	一般財団法人光産業技術振興協会
関電不動産開発株式会社	株式会社日立製作所
関電プラント株式会社	富士電機株式会社
株式会社きんでん	前田建設工業株式会社
光伸光学工業株式会社	株式会社三井住友銀行
株式会社島津製作所	三菱重工業株式会社
清水建設株式会社	三菱電機株式会社
住友電気工業株式会社	一般社団法人レーザー学会
	合計28社

（令和6年6月現在）

ＩＬＴ2024　年報

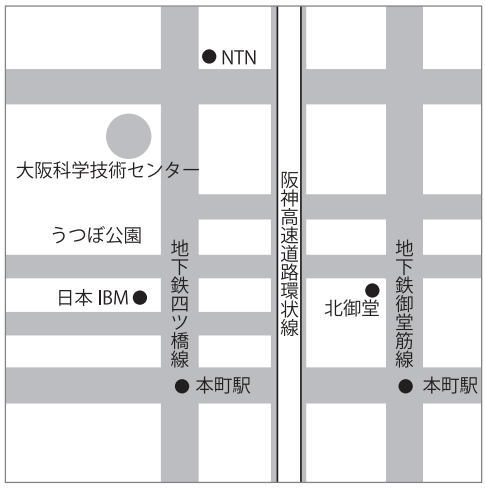
2024 年７月　発行

公益財団法人　レーザー技術総合研究所

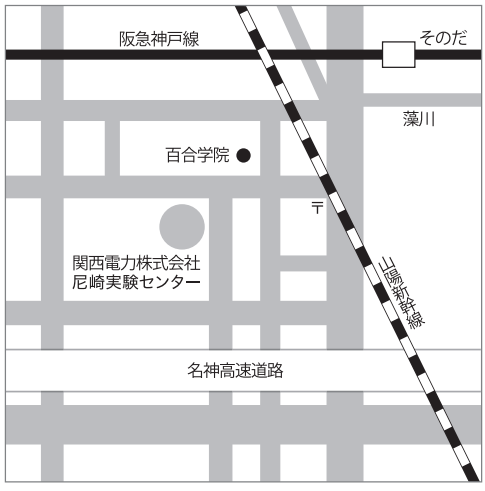
〒 550-0004 大阪市西区靱本町１丁目８番４号
大阪科学技術センタービル４Ｆ

TEL（06）6443-6311㈹

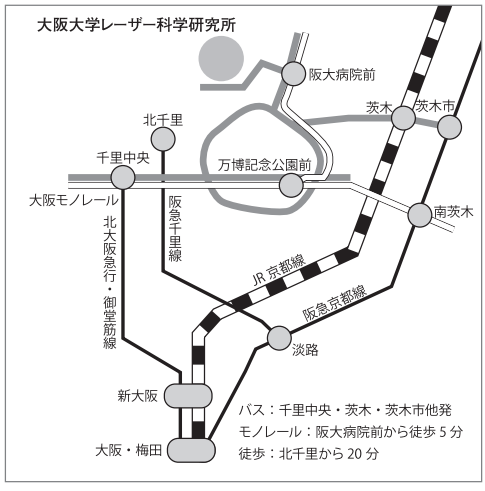
公益財団法人 **レーザー技術総合研究所**



総務部／ 大阪市西区靱本町1丁目8番4号 〒550-0004
大阪科学技術センタービル4F
TEL.06-6443-6311（代）
FAX.06-6443-6313

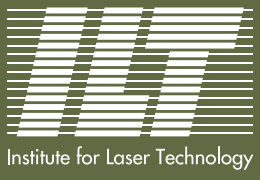


研究部／ 尼崎市若王寺3丁目11番20号 〒661-0974
関西電力（株）尼崎実験センター
TEL.06-6492-7613
FAX.06-6492-5641



共同研究先／ 吹田市山田丘2番6号〒565-0871
大阪大学レーザー科学研究所
TEL.06-6878-1264
FAX.06-6878-1568

Institute for Laser Technology



ILT2024年 報

2023〜2024

公益財団法人 レーザー技術総合研究所