

日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 第10回光量子科学研究シンポジウム 論文集 2009 年10 月 21 日~22 日、木津川市

Proceedings of The 10th Symposium on Advanced Photon Research October 21 - 22, 2009, Kizugawa, Kyoto, Japan

> (編)シンポジウム事務局 (Ed.) Secretariat of Symposium on Advanced Photon Research

> > 量子ビーム応用研究部門 関西光科学研究所

Quantum Beam Science Directorate Kansai Photon Science Institute

June 2010

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

本レポートは独立行政法人日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。 本レポートの入手並びに著作権利用に関するお問い合わせは、下記あてにお問い合わせ下さい。 なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ホームページ(<u>http://www.jaea.go.jp</u>) より発信されています。

独立行政法人日本原子力研究開発機構 研究技術情報部 研究技術情報課
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2番地4
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency Inquiries about availability and/or copyright of this report should be addressed to Intellectual Resources Section, Intellectual Resources Department, Japan Atomic Energy Agency 2-4 Shirakata Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

© Japan Atomic Energy Agency, 2010

日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 第10回光量子科学研究シンポジウム 論文集 2009年10月21日~22日、木津川市

> 日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 関西光科学研究所 (編)シンポジウム事務局

(2010年3月2日受理)

平成 21 年 10 月 21 日~22 日の 2 日間にわたり、「第 10 回 光量子科学研究シンポ ジウム」を関西光科学研究所木津地区において開催した。本論文集にはそこで行われ た講演およびポスター発表のうちから、論文として投稿されたものを収録している。 Proceeding of The 10th Symposium on Advanced Photon Research October 21- 22, 2009, Kizugawa, Kyoto, Japan

(Ed.)Secretariat of Symposium on Advanced Photon Research

Quantum Beam Science Directorate Kansai Photon Science Institute Japan Atomic Energy Agency Kizugawa- shi, Kyoto

(Received March 2, 2010)

The 10th Symposium on Advanced Photon Research was held at Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency (JAEA-KPSI) in Kizugawa, Kyoto on October 21 - 22, 2009.

This report consists of invited and contributed papers presented at the oral and poster sessions in the Symposium.

Keywords: C-phost, Simulation, Laser Chemistry, Nuclear Physics, High Field, Laser Acceleration, Laser Processing, Light Source, Laser Device

目 次

| 2. | 概要. | | |
|----|-----|---------------------|-----------|
| | 2.1 | 第 10 回光量子科学研究シンポジウム | プログラム3 |
| | 2.2 | 第 10 回光量子科学研究シンポジウム | ポスター発表一覧9 |

3. 講演

| 3.1 | 次世代レーザー開発研究グループの総括及び次期中期計画の方針15 |
|-----|--|
| | 杉山 僚(原子力機構)他 |
| 3.2 | High-Contrast (1010), High-Intensity (500TW) J-KAREN Laser System |
| | |
| | 桐山 博光(原子力機構)他 |
| 3.3 | 粒子発生・利用を中心とした高強度場科学研究の現状と展望 |
| | 大道 博行(原子力機構) |
| 3.4 | Super-intense Electromagnetic Radiation and Fast Particles from Relativistic Laser Produced Plasma: Recent Results and Perspectives |
| | Sergei V. BULANOV(原子力機構)他 |
| 3.5 | 極端紫外自由電子レーザー(EUVFE L)を用いた物質のイメージング |
| | |
| | 福田 祐仁(原子力機構)他 |
| 3.6 | レーザー粒子加速の PIC シミュレーション41 |
| | 守田利昌(原子力機構)他 |
| 3.7 | ERL 光源のための光陰極 DC 電子銃の開発44 |
| | 永井 良治(原子力機構)他 |
| 3.8 | レーザーによる化学反応制御の研究48 |
| | 横山 淳(原子力機構)他 |
| 3.9 | Development of Focused Laser Plasma X-ray Beam for Radiobiological |

| | | Applications |
|----|------|---|
| | | 錦野 将元(原子力機構)他 |
| | 3.10 | XFEL 照射による生体分子の放射損傷の評価56 |
| | | 甲斐(原子力機構) |
| 4. | ポスタ | 7一発表 |
| | 4.1 | 金の薄膜ターゲットを用いたレーザープラズマ X 線源の開発63 |
| | | 石野 雅彦(原子力機構)他 |
| | 4.2 | 軟X線光学素子評価システムにおける偏光測定67 |
| | | 今園 孝志(原子力機構)他 |
| | 4.3 | ナノスケール軟 X 線発光分光装置の角度分解 SXES 計測への適用71 |
| | | 寺内 正己(東北大学 多元物質科学研究所 先端計測開発センター)他 |
| | 4.4 | keV 領域用広帯域多層膜回折格子の設計75 |
| | | 小池 雅人(原子力機構)他 |
| | 4.5 | 軟 X 線 CCD による 2 次元 X 線スペックル計測手法を用いた X 線強度相関計測シ ステムの開発 |
| | | 岸本牧(原子力機構)他 |
| | 4.6 | 軟X線領域における磁気円偏光二色性計測システムの開発 |
| | | 長谷川登(原子力機構)他 |
| | 4.7 | 高耐久性レーザー素子用光学薄膜における損傷メカニズム |
| | | 立野 亮(原子力機構)他 |
| | 4.8 | 建物一体型ビームダンプターゲットの開発 |
| | | 赤津 朋宏(原子力機構)他 |
| | 4.9 | Improvement of SBS Laser Pulse Compression System for the Compton |
| | | Backscattered X-ray Source95 |
| | | 川瀬 啓悟(原子力機構)他 |
| | 4.10 | Control of the Laser Accelerated Electron Beam99 |
| | | 小瀧 秀行(原子力機構)他 |
| | 4.11 | 光核共鳴散乱による核構造研究103 |
| | | 静間 俊行(原子力機構)他 |
| | 4.12 | Nuclear Photon Science with "Coherent" Inverse-Compton Scattering |

| | 藤原 守(大阪大学 核物理研究センター) |
|------|--|
| 4.13 | Energy Increase in Multi-MeV Ion Acceleration in the Interaction of a Short Pulse Laser with a Cluster-gas Target |
| | 福田祐仁(原子力機構)他 |
| 4.14 | The X-ray Source: Double-Sided Relativistic Mirror116 |
| | Timur Zh. ESIRKEPOV(原子力機構)他 |
| 4.15 | X 線自由電子レーザー(XFEL)の生体分子照射による X 線フラックスの測定 120 |
| | 森林 健悟(原子力機構) |
| 4.16 | Efficient Second-Harmonic Generation of Nd:YAG Laser in CsB ₃ O ₅ Crystal |
| | |
| | 鈴木 将之(原子力機構)他 |
| 4.17 | 回転コヒーレンス同位体分離128 |
| | 赤木 浩(原子力機構)他 |
| 4.18 | 同位体選択的振動励起における多準位効果:最適制御理論による研究132 |
| | 黒崎 譲(原子力機構) |
| 4.19 | Transition into ICP Connected with Internal RF Antenna134 |
| | 山内 俊彦(原子力機構)他 |
| 4.20 | ダブルパルスレーザー堆積による h-BN 薄膜の作製138 |
| | 大場 弘則(原子力機構)他 |
| 4.21 | レーザー光還元による微粒子生成過程を利用した白金族元素分離・回収法の開発 |
| | 佐伯 盛久(原子力機構)他 |
| 4.22 | 原子炉熱交換器伝熱管内壁検査技術の高度化-蛍光磁粉 MC の効果的利用に関す |
| | る技術開発-145 |
| | 伊東 富由美(原子力機構)他 |
| 4.23 | 耐熱 FBG を用いた高速炉プラント状態監視システムの開発 —耐熱 FBG のひ ずみ計測性能評価実験—149 |
| | 猿田 晃一(原子力機構)他 |
| 4.24 | High-power Laser Contrast Diagnostics Using Target Reflectivity |

| | Measurement153 |
|------|---|
| | Pirozhkov ALEXANDER(原子力機構)他 |
| 4.25 | フェムト秒レーザー照射による表面改質の探索157 |
| | 神谷 信雄((株)豊田中央研究所)他 |
| 4.26 | 超短パルス高強度レーザーによる高強度テラヘルツ波発生3161 |
| | 菜嶋 茂喜(大阪市立大学)他 |
| 4.27 | Hybrid ターゲットを用いたダブルライン超短パルスビート波レーザーによる電 |
| | 子加速165 |
| | 森 芳孝(光産業創成大学院大学)他 |
| 4.28 | 短パルス, 短波長レーザによる微細加工168 |
| | 出来恭一(有明高専)他 |

Contents

| 1. | Intro | Introduction1 | | | |
|----|-------|--|--|--|--|
| 2. | Outli | ne2 | | | |
| | 2.1 | Program | | | |
| | 2.2 | Poster list9 | | | |
| 3. | Oral | presentations | | | |
| | 3.1 | Annual Progress and Future Plans of Laser R & D Group15 | | | |
| | | Akira SUGIYAMA (JAEA) et al. | | | |
| | 3.2 | High-Contrast (10 ¹⁰), High-Intensity (500TW) J-KAREN Laser System | | | |
| | | | | | |
| | | Hiromitsu KIRIAYMA (JAEA) et al. | | | |
| | 3.3 | Present Status and Future Prospect of Applied High Field Science : Particle Generation and Its Applications | | | |
| | | Hiroyuki DAIDO (JAEA) | | | |
| | 3.4 | Super-intense Electromagnetic Radiation and Fast Particles from Relativistic Laser Produced Plasma: Recent Results and Perspectives | | | |
| | | Sergei V. BULANOV (JAEA) et al. | | | |
| | 3.5 | Imaging Studies Using EUVFEL | | | |
| | | Yuji FUKUDA (JAEA) et al. | | | |
| | 3.6 | PIC Simulation of Laser-driven Particle Acceleration41 | | | |
| | | Toshimasa MORITA (JAEA) et al. | | | |
| | 3.7 | Development of a Photocathode Electron Gun for an ERL Light-Source | | | |
| | | | | | |
| | | Ryoji NAGAI (JAEA) et al. | | | |
| | 3.8 | Chemical Reaction Control by Laser | | | |
| | | Atsushi YOKOYAMA (JAEA) et al. | | | |
| | 3.9 | Development of Focused Laser Plasma X-ray Beam for Radiobiological Applications | | | |

Masaharu NISHIKINO (JAEA) et al.

3.10 Evaluation for Radiation Damage of Bio-molecules Irradiated by XFEL

Takeshi KAI (JAEA)

4. Posters

| 4.1 | Development of a Laser Produced Plasma X-ray Source by Use of Au Thin Film |
|-----|--|
| | Targets |
| | Masahiko ISHINO (JAEA) et al. |

Maki KISHIMOTO (JAEA) et al.

- 4.8 Development of a Beam-dump-target Combined with Building......91 Tomohiro AKATSU (JAEA) et al.

Keigo KAWASE (JAEA) et al.

| 4.10 | Control of the Laser Accelerated Electron Beam |
|------|--|
| | Hideyuki KOTAKI (JAEA) et al. |
| 4.11 | Nuclear Structure Investigation by Nuclear Photon Scattering103 |
| | Toshiyuki SHIZUMA (JAEA) et al. |
| 4.12 | Nuclear Photon Science with "Coherent" Inverse-Compton Scattering |
| | |
| | Mamoru FUJIWARA (Research Center for Nuclear Physics, Osaka University) |
| 4.13 | Energy Increase in Multi-MeV Ion Acceleration in the Interaction of a Short Pulse Laser with a Cluster-gas Target |
| | Yuji FUKUDA (JAEA) et al. |
| 4.14 | The X-ray Source: Double-Sided Relativistic Mirror116 |
| | Timur Zh. ESIRKEPOV (JAEA) et al. |
| 4.15 | The Measurement of X-ray Flux of X-ray Free Electron Lasers (XFEL) Irradiating Bio-molecules |
| | Kengo MORIBAYASHI (JAEA) |
| 4.16 | Efficient Second-Harmonic Generation of Nd:YAG Laser in CsB ₃ O ₅ Crystal |
| | Masayuki SUZUKI (JAEA) et al. |
| 4.17 | Rotational-coherence Molecular Laser Isotope Separation128 |
| | Hiroshi AKAGI (JAEA) et al. |
| 4.18 | Multilevel Effect on Ultrafast Isotope-selective Vibrational Excitations: |
| | Quantum Optimal Control Study132 |
| | Yuzuru KUROSAKI (JAEA) |
| 4.19 | Transition into ICP Connected with Internal RF Antenna134 |
| | Toshihiko YAMAUCHI (JAEA) et al. |
| 4.20 | Formation of h-BN Thin Film Using Double-Pulsed Laser Deposition |
| | |
| | Hironori OHBA (JAEA) et al. |
| | |

4.21 Development of Novel Separation and Recovery Technique for Platinum-group Metals Based on Particle-formation Process Induced by Laser Reduction

| | Morihisa SAEKI (JAEA) et al. |
|------|--|
| 4.22 | Development of Inspection Technology for the Inside Wall Nuclear Reactor Heat Exchanger Pipes -Development for Effective Utilization of a Fluorescent Magnet Powder Microcapsule |
| | Fuyumi ITO (JAEA) et al. |
| 4.23 | Development of a Health Monitoring System Using Thermally Stable Fiber Bragg Gratings for Fast Reactor Power Plants: Experimental Demonstration of Strain Measurement |
| | Koichi SARUTA (JAEA) et al. |
| 4.24 | High-power Laser Contrast Diagnostics Using Target Reflectivity Measurement |
| | Pirozhkov ALEXANDER (JAEA) et al. |
| 4.25 | Surface Modification by Highly Intensive Fs-pulse Laser Irradiation |
| | |
| | Nobuo KAMIYA (TOYOTA Central R&D Labs. Inc.) et al. |
| 4.26 | Generation of Intense Terahertz Radiation by Ultrashort High Power Lasers 3 |
| | Shigeki NASHIMA (Osaka City University) et al. |
| 4.27 | Electron Acceleration from a Solid-gas Hybrid Target with Double-line Ti-sapphire Laser Beating |
| | Yoshitaka MORI (The Graduate School for the Creation of New Photonics Industries) et al. |
| 4.28 | Laser Processing by Short Pulse, Short Wavelength Lasers168 |
| | Kyoichi DEKI (Ariake National College of Technology) et al. |

1. はじめに Introduction

平成 21 年 10 月 21 日~22 日の 2 日間にわたり、「第 10 回光量子科学研究シンポジ ウム」(The 10th Symposium on Advanced Photon Research)」を関西光科学研究所木 津地区において開催した。

光量子科学研究シンポジウムは、光量子科学研究ユニットにおける最新の研究成果 及び計画を報告するとともに、光量子科学分野の国内外第一線の研究者による講演、 情報交換、討論を通じて光量子科学研究の一層の推進、および研究ネットワークの拡 大と強化に資することを目的として、平成11年度から開催している。

第 10 回目である今回は、今年度が現中期計画の最終年度にあたることから、今中 期における研究成果の概要を紹介するとともに、原子力機構(幹事機関)、大阪大学、 京都大学、分子科学研究所の4機関で進めている融合光新創生ネットワークに関する 招待講演を行った。

また関西光科学研究所木津地区の施設共用の成果、平成20年度の共同研究及び、 光量子科学研究ユニットの最近の成果についての発表を行い、全体を通じて活発な議 論が行われた。プログラムを3~8ページに示す。

2日間で機構外からの参加者 24 名を含む 110 名の参加があった。

ご多忙中にも関わらず、招待講演者をはじめこの光量子科学研究シンポジウムにご 参加、ご協力くださった方々に、本場を借りて厚く御礼申し上げます。

記

会期:平成21年10月21日(水) ~ 22日(木)

会場:日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所 多目的ホール

主催:日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門/関西光科学研究所

2. 概要 Outline

本シンポジウムでは、今年度が現中期計画の最終年にあたることから今中期における研究成果の概要及び、平成20年度から開始された「融合光新創生ネットワーク」(文部科学省の光・量子科学研究拠点形成に向けた基盤技術開発(最先端の光の創成を目指したネットワーク研究拠点プログラム))の活動内容と今後の展開について招待講演および光量子科学研究ユニットからの成果発表を行った。

また光量子科学における最新の成果、関西光科学研究所木津地区の施設共用制度の 成果及び、平成20年度の共同研究の成果についても報告を行った。

特に招待講演では、兒玉了祐教授(大阪大学/原子力機構 光科学推進センター) から光拠点事業と融合光新創生ネットワークについての報告、野田進教授(京都大学) からフォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発についての報告、また宮永憲明教 授(大阪大学レーザーエネルギー学研究センター)から QUADRA 光源開発 -光ネット における阪大サイトの取り組み-についての報告があった。

ポスターセッションでは、他の研究機関や企業との共同研究、関西光科学研究所(木 津地区)の施設共用制度を利用した研究成果を含めて、機構内外からの計53件の発 表が行われた。これらの発表・討論、情報交換を通じて、国内外大学、研究機関、産 業界との連携の拡大を含め、光量子科学研究の今後の課題や進め方について有益な意 見・情報が得られた。 2. 1 第10回光量子科学研究シンポジウム プログラム

第1日目 10月21日(水) 13:10~

| 水木 純一郎(量子ビーム応用研究部門 副部門長) 座長:近藤 公伯 13:20-14:00 (40) 招待講演1「光拠点事業と融合光新創生ネットワーク」 月五子花(大阪大学/原子力機構 光科学推進センター) 14:00-14:20 (20) 次世代レーザー光源開発グルーブの総括及び次期中期計画の方針 70 第コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーシステム 14:20-14:35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーシステム 14:35-14:45 (10) 休憩 座長:見玉 了枯 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 15:40-16:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) 懇親会(交流棟食堂) | 13:10-13:20 | (10) | 開会挨拶 |
|---|--|-------------------------------|--|
| 座長:近藤 公伯 13.20-14.00 (40) 招待講演1「光拠点事楽と融合光新創生ネットワーク」 <i>足互 T祐(太阪大学(原子力機構 光科学推進センター)</i> <i>見互 T祐(太阪大学(原子力機構 光科学推進センター)</i> 14.00-14.20 (20) 次世代レーザー光源開発グルーブの総括及び次期中期計画の方針 <i>ド山 僚(次世代レーザー開発研究グループ</i>) 14.20-14.35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)」-KAREN レーザージステム <i>相山博光(次世代レーザー開発研究グループ</i>) 14.35-14.45 (10) 本息 14.35-15.25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 <i>SPD進(京都大学</i>) 15.25-15.40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ</i>) 15.40-15.55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>四内満美子(高強度場利用研究グループ</i>) 15.55-17.35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18.00- 懇親会(交流棟食堂) 懇親会(交流棟食堂) | | | 水木 純一郎(量子ビーム応用研究部門 副部門長) |
| 座長:近藤 公伯 13:20-14:00 (40) 招待講演1「光拠点事業と融合光新創生ネットワーク」 <i>見玉下祐(大阪大学/原子力機構 光科学推進センター)</i> 14:00-14:20 (20) 次世代レーザー光源開発グループの総括及び次期中期計画の方針 <i>杉山 僚(次世代レーザー開発研究グループ)</i> 14:20-14:35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーデシステム <i>桐山博光(次世代レーザー開発研究グループ)</i> 14:35-14:45 (10) 休憩 正子完主兄五 了枯 (11) 14:45-15:25 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 <i>野田進(京都大学)</i> 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ)</i> 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | | | |
| 13:20-14:00 (40) 招待講演1「光拠点事業と融合光新創生ネットワーク」 <i>見玉 了祐(大阪大学/原子力機構 光科学推進センター)</i> 14:00-14:20 (20) 次世代レーザー光源開発グルーブの総括及び次期中期計画の方針 <i>ド山 僚(次世代レーザー開発研究グループ)</i> 14:20-14:35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーシステム <i>桐山博光(次世代レーザー開発研究グループ)</i> 14:35-14:45 (10) 休憩 座長: 児玉 了祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 <i>野田進(京都大学)</i> 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ)</i> 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>西内満美子(高強度場利用研究グループ)</i> 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) 懇親会(交流棟食堂) | | | <u>座長:近藤 公伯</u> |
| 見玉了祐(大阪大学/原子力機構 光科学推進センター) 14:00-14:20 (20) 次世代レーザー光源開発グループの総括及び次期中期計画の方針 <i>杉山 僚(次世代レーザー開発研究グループ)</i> 14:20-14:35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーシステム <i>桐山博光(次世代レーザー開発研究グループ)</i> 14:35-14:45 (10) 上4:35-14:45 (10) 水道 座長:見玉 了祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 懇親会(交流棟食堂) | 13:20-14:00 | (40) | 招待講演1 「光拠点事業と融合光新創生ネットワーク」 |
| 14:00-14:20 (20) 次世代レーザー光源開発グルーブの総括及び次期中期計画の方針 | | | 兒玉了祐(大阪大学/原子力機構 光科学推進センター) |
| 杉山 僚(次世代レーザー開発研究グループ) 14:20-14:35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーシステム 相川博光(次世代レーザー開発研究グループ) 14:35-14:45 (10) 休憩 座長:見玉 T祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) 懇親会(交流棟食堂) | 14:00-14:20 | (20) | 次世代レーザー光源開発グループの総括及び次期中期計画の方針 |
| 14:20-14:35 (15) 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザー閉発研究グループ) 14:35-14:45 (10) 休憩 14:35-14:45 (10) 休憩 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 | | | 杉山 僚(次世代レーザー開発研究グループ) |
| 相山博光(次世代レーザー開発研究グループ) 14:35-14:45 (10) 休憩 連長:見玉 了祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:20-14:35 | (15) | 高コントラスト(10 ¹⁰)、高強度(500TW)J-KAREN レーザーシステム |
| 14:35-14:45 (10) 休憩 座長:見玉 了祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 | | | 桐山博光(次世代レーザー開発研究グループ) |
| 座長:兒玉 了祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:35-14:45 | (10) | 休憩 |
| 座長:兒玉 了祐 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 <i>野田進(京都大学)</i> 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ)</i> 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>西内満美子(高強度場利用研究グループ)</i> 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | | | |
| 14:45-15:25 (40) 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 の満美子(高強度場利用研究グループ) 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | | | |
| 野田進(京都大学) 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ)</i> 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>西内満美子(高強度場利用研究グループ)</i> 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | | | <u>座長:兒玉 了祐</u> |
| 15:25-15:40 (15) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45-15:25 | (40) | <u>座長:兒玉 了祐</u> 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 |
| 大道博行(高強度場利用研究グループ) 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 | 14:45–15:25 | (40) | <u>座長:兒玉 了祐</u> 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) |
| 15:40-15:55 (15) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>西内満美子(高強度場利用研究グループ)</i> 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45–15:25 15:25–15:40 | (40) (15) | <u>座長: 兒玉 了祐</u> 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 |
| 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45–15:25 15:25–15:40 | (40) (15) | 座長:兒玉 了祐 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) |
| 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45–15:25 15:25–15:40 | (40) (15) | 座長:兒玉 了祐 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 |
| 15:55-17:35 (100) ポスター発表(中小ホール) 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45–15:25 15:25–15:40 15:40–15:55 | (40) (15) (15) | 座長:兒玉 了祐 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) |
| 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45–15:25 15:25–15:40 15:40–15:55 | (40) (15) (15) | 座長:兒玉 了祐 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 野田進(京都大学) 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 大道博行(高強度場利用研究グループ) レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 西内満美子(高強度場利用研究グループ) |
| 18:00- 懇親会(交流棟食堂) | 14:45–15:25 15:25–15:40 15:40–15:55 15:55–17:35 | (40) (15) (15) (100) | 座長: 兒玉 了祐 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 <i>野田進(京都大学)</i> 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ)</i> レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>西内満美子(高強度場利用研究グループ)</i> ポスター発表(中小ホール) |
| | 14:45–15:25 15:25–15:40 15:40–15:55 15:55–17:35 | (40) (15) (15) (100) | 座長: 見玉 了祐 招待講演2「フォトニック結晶と光ネットでのデバイス開発について」 <i>野田進(京都大学)</i> 粒子発生・利用を中心とした高強度場利用研究の現状と展望 <i>大道博行(高強度場利用研究グループ)</i> レーザー駆動高エネルギーイオンビームの医学応用に向けた展開 <i>西内満美子(高強度場利用研究グループ)</i> ポスター発表(中小ホール) |

第2日目 10月22日(木) 9:30~

| | | _ 座長:大道 博行 |
|-------------|------|--|
| 9:30–9:45 | (15) | Super-intense electromagnetic radiation and fast particles from relativistic laser produced plasma. Recent results and perspectives. (相対論強度レーザーが作るプラズマからの超高強度電磁放射と高速粒子) <i>S.V. Bulanov(レーザー電子加速研究グループ)</i> |
| 9:45–10:00 | (15) | クラスターターゲットを用いたレーザー駆動イオン加速の高エネルギー化 福田祐仁(レーザー電子加速研究グループ) |
| 10:00-10:15 | (15) | レーザー粒子加速の PIC シミュレーション 守田利昌(光量子シミュレーション研究グループ) |
| 10:15-10:55 | (40) | 招待講演3「QUADRA 光源開発 -光ネットにおける阪大サイトの取り組み-」 宮永憲明(大阪大学レーザーエネルギー学研究センター) |
| 10:55-11:10 | (15) | 休憩 |
| | | <u> 座長:横山 淳</u> |
| 11:10-11:25 | (15) | ERL 光源の開発、現状と将来 羽島良一(ERL 光量子源開発研究グループ) |
| 11:25-11:40 | (15) | ERL 光源のための光陰極 DC 電子銃の開発 <i>永井良治(ERL 光量子源開発研究グループ)</i> |
| 11:40-11:55 | (15) | レーザー•光学技術の原子炉保全と医療応用の展開 <i>西村昭彦(光量子融合研究グループ)</i> |
| 11:55–12:10 | (15) | 高出力極短パルスレーザーの進展と今後の動向 <i>山川考一(光量子融合研究グループ)</i> |
| 12:10-13:30 | (80) | 屋食 |
| | | |
| 13:30-13:45 | (15) | レーサーによる化字反応制御の研究 |

| 13:45-14:00 | (15) | インパルシブラマン遷移による分子の振動回転分布制御の研究 松岡雷士(レーザー物質制御研究グループ) |
|-------------|------|---|
| 14:00-14:15 | (15) | 高繰返し軟X線レーザーの開発と利用研究への展開 <i>河内哲哉(X 線利用研究グループ)</i> |
| 14:15-14:30 | (15) | 放射線生物応用研究にむけたレーザープラズマX線ビームの開発 <i>錦野将元(X 線利用研究グループ)</i> |
| 14:30-14:45 | (15) | XFEL 照射による生体分子の放射損傷の評価 甲斐健師(光量子シミュレーション研究グループ) |
| 14:45-15:00 | (15) | 今後の研究展開 <i>横山 淳(光量子科学研究ユニット長)</i> |
| 15:00-15:10 | (10) | 閉会挨拶 <i>河西 俊一(関西光科学研究所長)</i> |

| 180 000 | | |
|--|-------------------------------|---|
| 13:10-13:20 | (10) | Opening Junichiro MIZUKI (JAEA) |
| | | |
| | | <u>Chair : Kiminori KONDO</u> |
| 13:20-14:00 | (40) | invited"Consortium for Photon Science and Technology |
| | | in Photon Science Network Program" |
| | | Ryosuke KODAMA(Osaka Univ.) |
| 14:00-14:20 | (20) | Annual progress and future plans of laser R&D group |
| | | Akira SUGIYAMA (JAEA) |
| 14:20-14:35 | (15) | High-contrast (10 ¹⁰), high-intensity (500TW) J-KAREN laser system |
| | | Hiromitsu KIRIYAMA (JAEA) |
| 14:35-14:45 | (10) | Cofee Break |
| | | |
| | | Chair :Ryosuke KODAMA |
| 14:45-15:25 | (40) | <u>Chair :Ryosuke KODAMA</u> invited [″] Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project [″] |
| 14:45–15:25 | (40) | <u>Chair :Ryosuke KODAMA</u> invited ["] Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project ["] <i>Susumu NODA (Kyoto Univ.)</i> |
| 14:45–15:25 15:25–15:40 | (40) (15) | Chair :Ryosuke KODAMA invited"Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project" <i>Susumu NODA (Kyoto Univ.)</i> Present status and future prospect of applied high field science : particle |
| 14:45–15:25 15:25–15:40 | (40) (15) | Chair :Ryosuke KODAMA invited"Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project" <i>Susumu NODA (Kyoto Univ.)</i> Present status and future prospect of applied high field science : particle generation and its applications <i>Hiroyuki DAIDO (JAEA)</i> |
| 14:45–15:25 15:25–15:40 | (40) (15) | Chair :Ryosuke KODAMA invited"Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project" <i>Susumu NODA (Kyoto Univ.)</i> Present status and future prospect of applied high field science : particle generation and its applications <i>Hiroyuki DAIDO (JAEA)</i> |
| 14:45–15:25 15:25–15:40 15:40–15:55 | (40) (15) (15) | Chair :Ryosuke KODAMA invited"Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project" Susumu NODA (Kyoto Univ.) Present status and future prospect of applied high field science : particle generation and its applications Hiroyuki DAIDO (JAEA) Medical application for the laser-driven ion beam |
| 14:45–15:25 15:25–15:40 15:40–15:55 | (40) (15) (15) | Chair :Ryosuke KODAMA invited"Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project" Susumu NODA (Kyoto Univ.) Present status and future prospect of applied high field science : particle generation and its applications Hiroyuki DAIDO (JAEA) Medical application for the laser-driven ion beam Mamiko NISHIUCHI (JAEA) |
| 14:45-15:25 15:25-15:40 15:40-15:55 15:55-17:35 | (40) (15) (15) (100) | Chair :Ryosuke KODAMA invited"Photonic Crystals and Device Technology in Optical Network Project" Susumu NODA (Kyoto Univ.) Present status and future prospect of applied high field science : particle generation and its applications Hiroyuki DAIDO (JAEA) Medical application for the laser-driven ion beam Mamiko NISHIUCHI (JAEA) POSTERS |

The 10th Symposium on Advanced Photon Research Program

2nd day October/22nd 9:30-

| | | Chair : Hiroyuki DAIDO |
|---|--|--|
| 9:30–9:45 | (15) | Super-intense electromagnetic radiation and fast particles from relativistic laser produced plasma. Recent results and perspectives. <i>S.V. Bulanov(JAEA)</i> |
| 9:45-10:00 | (15) | Energy increase in multi-MeV ion accelerationin the interaction of a short pulse laser with a cluster-gas target Yuji FUKUDA(JAEA) |
| 10:00-10:15 | (15) | PIC simulation of laser-driven particle acceleration <i>Toshimasa MORITA (JAEA)</i> |
| 10:15–10:55 | (40) | invited″Development of QUADRA Laser System <i>-</i> Current activities at Osaka University Site-″ <i>Noriaki MIYANAGA (ILE)</i> |
| | | |
| 10:55–11:10 | (15) | 休憩 |
| | | |
| | | Chair : Atsushi YOKOYAMA |
| 11:10-11:25 | (15) | <u>Chair : Atsushi YOKOYAMA</u> Development of energy-recovery linac and its future perspectives <i>Ryoichi HAJIMA (JAEA)</i> |
| 11:10-11:25 11:25-11:40 | (15) (15) | <u>Chair : Atsushi YOKOYAMA</u> Development of energy-recovery linac and its future perspectives <i>Ryoichi HAJIMA (JAEA)</i> Development of a Photo-Cathode Electron Gun for an ERL Light-Source <i>Ryoji NAGAI (JAEA)</i> |
| 11:10-11:25 11:25-11:40 11:40-11:55 | (15) (15) (15) | <u>Chair : Atsushi YOKOYAMA</u> Development of energy-recovery linac and its future perspectives <i>Ryoichi HAJIMA (JAEA)</i> Development of a Photo-Cathode Electron Gun for an ERL Light-Source <i>Ryoji NAGAI (JAEA)</i> Cutting Edge Technologies on Maintenance for FBRs and Development of Medical Appliances |
| 11:10–11:25 11:25–11:40 11:40–11:55 | (15) (15) (15) | Chair : Atsushi YOKOYAMA Development of energy-recovery linac and its future perspectives Ryoichi HAJIMA (JAEA) Development of a Photo-Cathode Electron Gun for an ERL Light-Source Ryoji NAGAI (JAEA) Cutting Edge Technologies on Maintenance for FBRs and Development of Medical Appliances Akihiko NISHIMURA(JAEA) |
| 11:10–11:25 11:25–11:40 11:40–11:55 11:55–12:10 | (15) (15) (15) | <u>Chair : Atsushi YOKOYAMA</u> Development of energy-recovery linac and its future perspectives <i>Ryoichi HAJIMA (JAEA)</i> Development of a Photo-Cathode Electron Gun for an ERL Light-Source <i>Ryoji NAGAI (JAEA)</i> Cutting Edge Technologies on Maintenance for FBRs and Development of Medical Appliances <i>Akihiko NISHIMURA(JAEA)</i> Progress and New Trends in Ultrafast, High Power Lasers <i>Koichi YAMAKAWA (JAEA)</i> |
| 11:10-11:25 11:25-11:40 11:40-11:55 11:55-12:10 12:10-13:30 | (15) (15) (15) (15) | Chair : Atsushi YOKOYAMA Development of energy=recovery linac and its future perspectives Ryoichi HAJIMA (JAEA) Development of a Photo=Cathode Electron Gun for an ERL Light=Source Ryoji NAGAI (JAEA) Cutting Edge Technologies on Maintenance for FBRs and Development of Medical Appliances Akihiko NISHIMURA(JAEA) Progress and New Trends in Ultrafast, High Power Lasers Koichi YAMAKAWA (JAEA) Lunch Time |

| | | Chair : Keisuke NAGASHIMA |
|-------------|------|--|
| 13:30-13:45 | (15) | Chemical Reaction Control by Laser |
| | | Atsushi YOKOYAMA(JAEA) |
| 13:45-14:00 | (15) | Study on molecular ro-vibration control via impulsive Raman transition |
| | | Leo MATSUOKA(JAEA) |
| 14:00-14:15 | (15) | Development high-repetition rate soft x-ray lasers and the prospects of the application research |
| | | Tetsuya KAWACHI(JAEA) |
| 14:15-14:30 | (15) | Development of Focused Laser Plasma X-ray Beam for Radiobiological Applications |
| | | Masaharu NISHIKINO(JAEA) |
| 14:30-14:45 | (15) | Evaluation for radiation damage of bio-molecules irradiated by XFEL <i>Takeshi KAI(JAEA)</i> |
| 14:45-15:00 | (15) | Research Development into the Future Atsushi YOKOYAMA(JAFA) |
| 15:00–15:10 | (10) | Closing |
| | | Snunichi KAWANISHI |

2.2 第10回 光量子科学研究シンポジウム ポスター発表一覧

| ポスター 番号 | 題目 | 氏名 | 所属 |
|------------|---|-------|--|
| P-01 | 金の薄膜ターゲットを用いたレーザー プラズマ X 線源の開発 | 石野 雅彦 | □ 原子力機構 X線利用研究グル ─プ |
| P-02 | 軟X線顕微鏡による細胞小器官及び 生理現象の可視化技術の開発 | 加道雅孝 | □ 原子力機構 X線利用研究グル ─プ |
| P-03 | 軟X線光学素子評価システムにおけ る偏光測定 | 今園 孝志 | □ 原子力機構 X線利用研究グル ─プ |
| P-04 | ナノスケール軟 X 線発光分光装置の 角度分解 SXES 計測への適用 | 寺内 正己 | 東北大学 多元物質科学研究所 |
| P-05 | keV 領域用広帯域多層膜回折格子の 設計 | 小池 雅人 | 原子力機構 量子ビーム応用研 究部門 |
| P-06 | 高繰り返し軟X線レーザーの開発と物 性研究への応用 | 越智 義浩 | 原子力機構 次世代レーザー開 発研究グループ |
| P-07 | 軟 X 線 CCD による 2 次元 X 線スペッ クル計測手法を用いた X 線強度相関 計測システムの開発 | 岸本 牧 | 原子力機構 X線利用研究グル 一プ |
| P-08 | 軟X線領域における磁気円偏光二色 性計測システムの開発 | 長谷川 登 | 原子力機構 X線利用研究グル 一プ |
| P-09 | 高強度 X 線レーザー照射によるキセノ ンクラスターの内殻電離ダイナミクス | 難波 愼一 | 広島大学大学院工学研究科 |
| P-10 | 高平均出力・短パルス LD 励起 Nd:YAG レーザーシステムの開発 | 岡田 大 | 原子力機構 次世代レーザー開 発研究グループ |
| P-11 | Optical Thin Film with High Damage Resistance For Laser Device | 立野 亮 | 原子力機構 次世代レーザー開 発研究グループ |
| P-12 | 広帯域 Nd 添加複合型セラミックスレ ーザー媒質の開発 | 田中 桃子 | 原子力機構 次世代レーザー開 発研究グループ |
| P-13 | Double pulse generation and detection in THz region: Simplest case of arbitrary pulse shaping | 坪内 雅明 | 原子力機構 次世代レーザー開 発研究グループ |
| P-14 | 建物一体型ビームダンプターゲットの 開発 | 赤津 朋宏 | 原子力機構 敦賀本部 レーザ ー共同研究所 レーザー応用技 術開発室 |
| P-15 | Improvement of SBS laser pulse compression system for the Compton backscattered x-ray source | 川瀬 啓悟 | ー 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-16 | Enhancement of reflected photons in the head-on collision flying mirror | 神門 正城 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-17 | Control of the laser accelerated electron beam | 小瀧秀行 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |

| ポスター 番号 | 題目 | 氏名 | 所属 |
|------------|--|--------------------|--------------------------|
| P-18 | 光核共鳴散乱による核構造研究 | 静間 俊行 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-19 | クーロン爆縮による高エネルギー負イ オン発生 | 中村 龍史 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-20 | XFEL光照射によるクラスターターゲ ットの損傷 | 中村 龍史 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-21 | 港湾や空港における爆発物の非破壊 検査法の研究開発 | 早川 岳人 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-22 | ガンマ線による宇宙核物理研究 | 早川 岳人 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-23 | Nuclear Photon Science with "Coherent" Inverse-Compton Scattering | 藤原守 | 大阪大学 核物理研究センター |
| P-24 | 電子加速器によるエネルギー可変単 色 X 線生成 | 林由紀雄 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-25 | Low-threshold ablation of dielectrics irradiated by picosecond soft X-ray laser pulses. Observation and modeling. | Pikuz Tatiana | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-26 | Neutrons imaging of micron-size structures by color center formation in LiF crystals | Faenov Anatoly | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-27 | 極端紫外自由電子レーザー (EUVFEL)による物質のイメージング | 福田祐仁 | 原子力機構 レーザー電子加速 研究グループ |
| P-28 | The X–ray source: relativistic double-sided mirror | Timur Esirkepo∨ | 原子力機構 光量子シミュレーション研究グループ |
| P-29 | 生体分子に照射された短パルス短波 長 X 線源の X 線フラックスの測定法 | 森林 健悟 | 原子力機構 光量子シミュレーション研究グループ |
| P-30 | CsB₃O₅結晶を用いた Nd:YAG レーザ 一の高効率第二高調波生成 | 鈴木 将之 | 原子力機構 光医療研究連携セ ンター |
| P-31 | LLFPs 分離を目指したレーザー共振 器の特性評価 | 田村浩司 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-32 | 回転コヒーレンス同位体分離 | 赤木浩 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-33 | 線形チャープ白色光パルスを用いた 振動選択励起 | 笠嶋 辰也 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-34 | □□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□□ | 黒崎 譲 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |

| ポスター 番号 | 題目 | 氏名 | 所属 |
|------------|--|------------------------|--|
| P-35 | 2,3-ジヒドロピランの二波長赤外多光 子解離による酸素同位体分離 | 橋本 雅史 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-36 | A new idea for isotope-selective excitation | 横山 啓一 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-37 | 内部RFアンテナとICP遷移 | 山内 俊彦 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-38 | ダブルパルスレーザー堆積による h-BN 薄膜の作製 | 大場 弘則 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-39 | 光電子・イオン3次元運動量同時計測 法による強レーザー場中エタノールの 解離性イオン化 | 穂坂 綱一 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-40 | 逆ミセルに入れた蛋白質中色素分子 の電子エネルギー緩和:水和効果 | 小野 正人 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-41 | レーザー光還元による微粒子生成過 程を利用した白金族元素分離・回収 法の開発 | 佐伯 盛久 | 原子力機構 レーザー物質制御 研究グループ |
| P-42 | 原子炉熱交換器伝熱管内壁検査技 術の高度化 ー蛍光磁粉マイクロカプセルの効果 的利用に関する技術開発ー | 伊東 富由 美 | 原子力機構 光量子融合研究グ ループ |
| P-43 | 耐熱 FBG を使用する高温配管の振動 観測システム | 島田 幸洋 | 原子力機構 光量子融合研究グ ループ |
| P-44 | 耐熱 FBG を用いた高速炉プラント状 態監視システムの開発 ー耐熱 FBG のひずみ計測性能評価 実験ー | 猿田 晃一 | 原子力機構 FBR プラント工学研 究センター 保全技術グループ |
| P-45 | 水素吸蔵材料の吸蔵能に及ぼすプロ トン照射効果 | 阿部 浩之 | 原子力機構 環境・産業応用研 究開発ユニット 半導体・高分子 材料耐放射線性評価研究グルー プ |
| P-46 | コンパクトな高コントラスト高強度レー ザーを用いた核反応 | 小倉 浩一 | 原子力機構 高強度場利用研究 グループ |
| P-47 | High-power laser contrast diagnostics using target reflectivity measurement | Pirozhkov Alexander | 原子力機構 高強度場利用研究 グループ |
| P-48 | Characterization of preformed plasmas for high-energy proton generation | 匂坂 明人 | 原子力機構 高強度場利用研究 グループ |
| P-49 | フェムト秒レーザー照射による表面改 質の探索 | 神谷 信雄 | (株)豊田中央研究所 |
| P-50 | 超短パルス高強度レーザーによる高 強度テラヘルツ波発生 3 | 菜嶋 茂喜 | 大阪市立大学•大学院工学研究 科 電子情報系専攻 応用物理 学講座 |

| ポスター 番号 | 題目 | 氏名 | 所属 |
|------------|---|-------|------------|
| P-51 | Hybridターゲットを用いたダブルライン 超短パルスビート波レーザーによる電 子加速 | 森 芳孝 | 光産業創成大学院大学 |
| P-52 | レーザー駆動 2MeV 陽子の高周波電 場によるエネルギー幅圧縮 | 想田 光 | 京都大学 化学研究所 |
| P-53 | 短パルス,短波長レーザによる微細 加工 ーフェムト秒レーザ加工との 比較研究ー | 出来 恭一 | 有明高専 電気工学科 |

発表時間:奇数番号 15:55~16:45 偶数番号 16:45~17:35

3. 第10回光量子科学研究シンポジウム 講演

The 10th Symposium on Advanced Photon Research

- Oral Presentations

This is a blank page.

3.1 次世代レーザー開発研究グループの総括及び次期中期計画の方針 Annual Progress and Future Plans of Laser R & D Group

杉山 僚*、桐山 博光、越智 義浩、田中 桃子、中井 善基、

笹尾 一、立野 亮、岡田 大、小菅 淳、坪内 雅明

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子科学研究ユニット

Akira SUGIYAMA*, Hiromitsu KIRIYAMA, Yoshihiro OCHI, Momoko TANAKA, Yoshiki NAKAI, Hajime SASAO, Ryo TATENO, Hajime OKADA, Atsushi KOSUGE, Masaaki TSUBOUCHI

Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Main subjects of our group in this middle term program are upgrade of J-KAREN and TOPAZ laser systems. The J-KAREN achieves the potential for generating a peak power of 500 TW, and exceeds a contrast ratio of 10E10. The TOPAZ achieves pulse power of 15 J at a repetition rate of 0.1 Hz. We also started a development of laser system named QUADRA (Quality Ultra ADvanced RAdiation Source) in C-Phost program. The QUADRA system aims a high averaged short pulse laser pumped by high power LD at kHz-class repetition rate. This development is essential for the elemental technology for the other new laser systems in the next 5-year program of JAEA.

Keywords: J-KAREN, TOPAZ, OPCPA, X-ray Laser, C-Phost, QUADRA

1. はじめに

我々、次世代レーザー開発 研究グループは、光量子科学 研究におけるレーザー粒子 加速や強光子場科学及び高 輝度X線発生とその利用研 究を広く推進することを目 的として、J-KAREN(高強 度場生成T³レーザー装置) 及びX線レーザー実験装置 の高度化に関する研究開発 を行っている。また、これら 既存の光源開発と共に、昨年 度から新規光源として、



図1. 当グループでの既存・新規光源開発の案

QUADRA 用レーザーの開発に着手した。次期中期計画では、この QUADRA 開発を軸に分子

制御用のテラヘルツ光源ドライバーレーザー及び、核分析用励起レーザーの技術開発を行 う計画である。これらの光源開発には、図 1 に示すように、いくつかの異なる要素技術が 必要となる。これらの要素技術の相互活用による効率的な光源開発を目指して、研究開発 を行っている。

2. 既存光源の成果

昨年度からの成果として、J-KAREN では、レーザー出力の1桁アップ(最大エネルギー31 J)を達成した。さらにパワーアンプ後出力にて、10の10乗を超す高いコントラスト比が 得られた。従来に比べて OPCPA のシーデイング出力を1桁アップしたことによるノイズ低 減が、高コントラスト化を可能にした。サブ ns 領域のコントラスト比は 10の11 乗台に、 また ns 領域では 12 乗台が得られている。(詳細については、桐山博光ほか「高コントラ スト・高強度 J-KAREN レーザーシステム」を参照)今回の高性能化により、今後の利用研 究にてどのような効果が現れるのか期待される。

X線励起用レーザーの TOPAZ については、0.1Hz の高繰返し動作において、1 ビームラ イン当たりのピコ秒パルスレーザー出力をこれまでの 10 J から 15J に増強することに成功 した。(詳細については、越智 義浩ほか「高繰り返し軟 X 線レーザーの開発と物性研究へ の応用」を参照)

また、これらの光源の利用研究への供給実績は、J-KAREN では、8-10 月の高度化を除き 月平均 10 日、TOPAZ では、4 及び 8 月を除き月平均 14 日であった。

3. QUADRA 用高平均出力極短パルスレーザーシステム

昨年8月、文部科学省の「最先端の光の創成を目指したネットワーク研究拠点プログラム」 が新たに立上がった。このプログラムの主たる目的は、3つの研究機関(大阪大学、京都 大学、分子科学研究所)と協力してネットワークを形成し、以下の内容を10年間にわたり 展開することである。

① 光源開発を通じて、学術創成から新産業基盤創出までを目指した世界拠点の形成

② 学術から産業界までの光社会の将来を担う若手リーダーの人材育成

③ 4機関の最新鋭レーザー装置等の施設供用の促進

我々は、幹事機関として、上記の活動を支援すると共に、①の光源開発において、 QUADRA用高平均出力極短パルスレーザーシステムに必要な要素技術開発を開始した。 ネルギーをkHz級の高繰返しで発生させる「高効率・高平均出力ピコ秒レーザー」である。

このレーザーシ ステムは、図2のよ うに2つのレーザ ーから構成されて いる。上部は、高出 力半導体レーザー 直接励起による水 冷型のNd系セラミ クスレーザーで、最 終的にはJ級のエ



図 2. JAEA での QUADRA 用レーザーシステム

下部は、このピコ秒レーザーでOPCPAを励起し、10 f s以下の極短パルス光等を発生させる「高精度・高安定・コンパクトフェムト秒レーザー」である。H22年度までの第1期において要素技術開発を進め、H27年度までにレーザーをシステム化することを計画している。 一方、阪大・レーザー研では、クライオ冷却型のアクテイブミラー方式を用いてYb:YAG レーザーをベースとした光源開発を実施している。 このように、Nd系、Yb系の異なるレ ーザー媒質を使った光源開発を行うことで、広範な光源利用の展開を目指すことを考えている。我々は、阪大・レーザー研と光源システムについてワーキンググループを結成し、 連携取組を行っている。

図3は、ピコ秒ポンプレーザー主増幅器の写真である。TOPAZ 同様、ジグザクスラブ型を 採用している。レーザー素子は、現在 Nd: YAG セラミクスを用いている。このスラブ増幅器 を励起するための高出力 LD アレーのエネルギーは、最大 2.5J/P である。これまでの試験 から、ダブルパルス主増幅試験において、25m J が得られている。今後は、さらに高出力 化に向けて、マルチパス増幅の開発を進める。(詳細については、岡田大ほか「高平均出力・ 短パルス LD 励起 Nd:YAG レーザーシステムの開発」を参照)



図 3. ピコ秒 Nd セラミクスレーザー増幅器

また、より短パルス化を目 指した、広帯域スペクトル 発生用の Nd 系新型セラミ クス材料についても開発 に着手した。複数のディス オーダーセラミクスを混 合することにより、YAG ホ ストの1.5nmに比べて、約 4 倍広い蛍光スペクトル幅 5.4nm がこれまでの分光計 測から得られている。今後



は、レーザー発振特性の評価を行う予定である。(詳細については、田中桃子ほか「広帯域 Nd 添加複合型セラミックスレーザー媒質の開発」を参照)

3.2 High-Contrast (10¹⁰), High-Intensity (500TW) J-KAREN Laser System

Hiromitsu KIRIAYMA, Michiaki MORI, Yoshiki NAKAI, Takuya SHIMOMURA, Hajime SASAO, Momoko TANAKA, Yoshihiro OCHI, Manabu TANOUE, Hajime OKADA, Shuji KONDO, Shuhei KANAZAWA, Akito SAGISAKA, Izuru DAITO, Daisuke WAKAI, Fumitaka SASAO, Masayuki
SUZUKI, Hideyuki KOTAKI, Kiminori KONDO, Akira SUGIYAMA, Sergei BULANOV, Paul BOLTON, Hiroyuki DAIDO, Atsushi YOKOYAMA, Shunichi KAWANISHI
Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

We have developed a femtosecond high intensity laser system, which combines both Ti:sapphire chirped-pulse amplification (CPA) and optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA) techniques, that produces more than 30 J broadband output energy, indicating the potential for achieving peak powers in excess of 500 TW. With a cleaned high-energy seeded OPCPA preamplifier as a front-end in the system, for the final compressed pulse (without pumping the booster amplifier) we found that the temporal contrast in this system exceeds 10¹⁰ on the sub-nanosecond timescale, and is near 10¹² on the nanosecond timescale before the main femtosecond pulse. Using diffractive optical elements for beam homogenization of 100-J level high-energy Nd:glass green pump laser in a Ti:sapphire final amplifier, we have successfully generated broadband high-energy output with near-perfect top-hat intensity distributions. The performance of this system makes it suitable for light-matter interaction studies such as laser-acceleration of particles.

Keywords: Femtosecond high intensity laser, Chirped-pulse amplification (CPA), Optical parametric Chirped-pulse amplification (OPCPA), Ti:sapphire laser, Nd:glass laser

1. Introduction

The development of high-intensity femtosecond Ti:sapphire lasers based on chirped-pulse amplification (CPA) schemes has opened a way to investigate and exploit a wide range of experimental high field interaction studies at high focused intensities of order 10^{20} W/cm² by using small-scale laboratory systems. For many experiments increased peak intensities require a commensurate improvement in temporal contrast. For example, with the intensities greater than 10^{20} W/cm² and contrast in the range $10^6 - 10^8$ the prepulse intensity level (and duration) is above threshold for pre-plasma formation on a solid target. Therefore the ASE modifies the experimental condition for the main intense pulse. In order to avoid the preplasma formation before the main femtosecond pulse arrives, it is essential to increase the contrast level to 10^{10} or more.

The frequency-doubled large-aperture high-energy Nd:glass green lasers are widely used as the pump lasers for PW-class power laser systems. The flat-top beam profile is required from the pump lasers to maintain good beam quality, maintain reliable, damage-free operation, and to increase amplification efficiency. The direct output beam of the Nd:glass laser system typically exhibits, however, poor spatial beam profile which can lead to local hot spots that are responsible for strong intensity modulations that can also enhance parasitic transverse lasing. It is necessary to carefully

control the green pump profile where the flat-top is mandatory.

Here, we describe a temporally and spatially high quality petawatt-class laser system (named J-KAREN). We report the demonstration of over 30 J of uncompressed broadband output energy from this system, indicating potential for reaching peak power above 500 TW with a pulse energy of 20 J and compressed duration of less than 40 fs and high temporal contrast exceeding 10¹⁰. We also demonstrate beam homogenization of a 100-J class high-energy green pump laser for achieving a highly spatially flat-toped amplified beam.

2. Optical Architecture

The simplified schematic of our laser system (J-KAREN) is shown in Fig. 1 [1]. The system consists of two successive CPA stages linked by a saturable absorber, which acts as a nonlinear temporal filter. The first CPA stage consists of an oscillator, a stretcher, a nine-pass amplifier, and a compressor. The second CPA stage consists of a stretcher using 1480-gr/mm grating, a two-stage OPCPA preamplifier, a four pass Ti:sapphire preamplifier, a four pass cryogenically-cooled Ti:sapphire power amplifier, a three pass Ti:sapphire booster amplifier a and a compressor using four 1480-gr/mm gratings. The final booster amplifier is pumped by a single-shot Nd:glass green laser. The other amplifiers are pumped with Q-switched, 10 Hz Nd:YAG green lasers.



Fig.1 Schematic layout of the J-KAREN laser

3. Results and Discussion

The cleaned microjoule seed pulses from the first CPA stage are restretched to the ~1 ns duration before amplification. Stretched seed pulses are amplified in the OPCPA preamplifier consisting of two type I BBO crystals. The size of each BBO crystal is 7 mm x 7 mm x 19.5 mm. The pump pulses for the OPCPA are generated by a commercial Q-switched Nd:YAG laser with 170 mJ (532-nm) of energy at 10 Hz. The 4 mm diameter seed pulses are amplified in the OPCPA to several millijoules. Output pulses from the OPCPA are up-collimated to a 6 mm diameter and then introduced into the Ti:sapphire preamplifier for further amplification. A preamplifier using a 20-mm diameter Ti:sapphire crystal pumped with 720 mJ from a commercial Q-switched Nd:YAG laser amplifies the pulses to the 280 mJ energy level at 10Hz. The pulses are further amplified in the cryogenically cooled Ti:sapphire

power amplifier, which uses a 40 mm diameter Ti:sapphire crystal. The power amplifier stage is pumped at 10 Hz by using 6.5 J of second-harmonic energy delivered by six commercial Q-switched Nd:YAG lasers (Spectra-Physics, Quanta-Ray Pro-350). By cooling the Ti:sapphire crystal to 100 K in a cryogenic chamber to minimize the thermal distortion, a thermal focal length of about 4,000 m is obtained at the maximum pumping condition. Hence, there is no need to consider the thermal lensing effect which is minimized. The 18 mm diameter pulses are amplified to over 3.2 J at 10 Hz in the power amplifier. In order to reach the petawatt peak power level, we have added a large-aperture Ti:sapphire booster amplifier downstream of the power amplifier chain. The stretched pulses of energy near 3 J from the power amplifier are up-collimated to a 50 mm diameter and then introduced into the booster amplifier. The booster amplifier consists of a 80 mm diameter Ti:sapphire crystal pumped by a Nd:glass green laser with pulse energy near 60 J. Diffractive optical elements are used for pump beam homogenization to maintain a uniform spatial profile. The system produces an uncompressed output energy exceeding 30 J with a near homogeneous flat-top spatial distribution (as seen in Fig.2), indicating the potential for peak power at the 500 TW level. We also measure the contrast without pumping the booster amplifier. Figure 3 shows the temporal pulse trace with delays from 500 ps prior to the main femtosecond pulse to 150 ps past the main pulse. The background level observed is less than 10^{-10} relative to the main pulse.



Fig.2 Spatial intensity distribution of the final amplifier



4. Conclusion

We have successfully combined multiple techniques for realizing the a high-spatiotemporal quality petawatt-class Ti:sapphire laser system with the use of the OPCPA preamplifier in the double CPA and the beam homogenization. Ultra-high intensity, high contrast, high beam quality optical pulses generated in our J-KAREN laser represent a superior source for studying relativistic laser-matter interactions.

The authors would like to acknowledge contributions by the Kansai Photon Science Institute staff at Japan Atomic Energy Agency and Central Laser Facility staff at Rutherford Appleton Laboratory for their support of this work. One of the authors, H. Kiriyama especially wants to thank N. Miyanaga, K. Sueda, T. Berthou, F. Reversat, S. Tisserand, and T. Müller-Wirts for stimulating discussions and

encouragements. This work was supported by Special Coordination Funds for Promoting Science and Technology (SCF) commissioned by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT) of Japan. This work was partly performed under the joint project between ILE, Osaka Univ. and APRC, JAEA on "Mono-energetic quantum beam science with PW lasers" commissioned by MEXT (Japan Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology). This research was partially supported by the Ministry of Education, Science, Sports and Culture, Grant-in-Aid for Scientific Research (A), 20244065, 2008. This work was partially supported by "Consortium for Photon Science and Technology" program funded by the Special Coordination Funds for Promoting Science and Technology commissioned by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science Sports, Science and Technology (MEXT) of Japan.

References

[1] H. Kiriyama H *et al.*, "Generation of high-contrast and high-intensity laser pulses using an OPCPA preamplifier in a double CPA, Ti:sapphire laser system," *Opt. Commun.* **148** pp.625-628 (2009).

3.3 粒子発生・利用を中心とした高強度場科学研究の現状と展望

Present Status and Future Prospect of Applied High Field Science : Particle Generation and Its Applications

大道 博行

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門、敦賀本部レーザー共同研究所 Hiroyuki DAIDO

Quantum Beam Science Directorate, and Applied Laser Technology Institute at Tsuruga Head Office Japan Atomic Energy Agency

We are studying interaction mechanisms between an ultra short and high peak power laser pulse and a matter for the useful applications. From an interaction region, an intense short burst of proton, ions, electrons, x-ray as well as electro-magnetic waves can be found. Among these, an intense proton beam is a promising candidate for applications such as scientific, industrial and particle therapy applications.

Keywords: Ultra-high peak power laser, laser driven ion acceleration, high intensity physics

1. Introduction

The research and development using an ultra-high peak laser include the studies on the relativistic interaction between a laser and a matter including its applications such as particle sources and/or radiation sources and multi beam sources such as electrons, ions, x-ray and THz radiation [1-3]. The most significant features are small source size, ultra-short pulse and high peak intensity which no other techniques can produce [4-6]. We review the research activities on high intensity laser matter interaction especially the laser driven proton beam and some of the examples of its applications.

2. Proton generation from a laser irradiated target

The Ti::sapphire laser J-KAREN [7] and JLITE-X [8] which are composed of a chirped pulse amplification system are used for the experiments. The central laser wavelength is at 800 nm. The pulse duration can be chosen from 30fs to 1ps (FWHM) with a pulse energy of up to 2J. The prepulse is suppressed by an optical chirped pulse amplification system [9] and by a fast optical switch [10]. The ASE contrast ratio is up to 10^{10} [7]. The p-polarized laser pulse [11] incident at 45-degree is focused with an off-axis parabolic mirror onto a target as shown schematically in Fig. 1. The target system supplies a fresh surface to the focal spot for every shot. When we use tape target [12], we can operate continuously at 1 Hz repetition rate which is limited by a feeding speed of the tape target and a data acquisition time[13, 14]. For example, a well collimated proton beam in the sub-MeV energy range (from 0.5 to 1 MeV) driven by a compact few TWt femto-second laser pulse with an energy of ~100mJ has been characterized employing the projection imaging technique [15]. The laminar protons are emitted from a virtual source with a radius of 15 µm that is localized 2.7 mm upstream the front side of the target . The estimated transverse emittance is less than ~0.1 πmm mrad. As a result, the proton projection technique as used in our experiments provides a clear image

of an object placed about 10 mm away from the source. Such a proton beam driven by a compact high-repetition rate laser will further contribute to a wide range of fruitful applications such as material science, surface modification and so on without a sophisticated magnetic beam guiding system. When we use a 100 TW class laser with an ultra-high contrast ratio of $> 10^{10}$, the proton energy increases such as 4MeV at 1J laser energy [16], 7MeV at 2J laser energy [17]. The proton beam with an energy of >5 MeV can contribute to the production of radio-active materials [18].

Figure 1 shows the schematic view of the proton bunch length as a function of its propagation distance. At the same time, the temporal width of the bunch is a few ps [19], then it elongates due to the velocity dispersion of the beam. If we see more precisely, the elongated bunch is chirped [20], which means that the fastest protons are placed at the front and then slower one is placed backside. The beam still has a regular structure which may be an attractive nature of laser technique [21]. Another important issue to be addressed is the main mechanisms of the proton acceleration which include "target normal sheathe acceleration [22-24], the Coulomb explosion [25], the laser piston regime [26], the breakout afterburner [27], the near critical density plasma [28-30] and so on details of which are described precisely in the forthcoming review article [31].



Fig. 1: Schematic view of the source and proton bunches at various distances from the source using the parameters obtained in the experiment reported in this paper.

3. Guiding a proton beam and its applications

For unique applications which utilize the unique feature of the source, an experiment on the focusing and spectral enhancement of a multi-MeV proton beam using permanent quadrupole magnets has been performed successfully. The experiment has been carried out at the J-KAREN laser. The pulse energy on the target and the pulse width are ~700 mJ and 30 fs (FWHM), respectively. The ratio of an amplified spontaneous emission (ASE) to that of the main pulse is set to be 1×10^{-7} at 100 ps before the main pulse arrives, in order to control and fix the proton emission property. The ASE duration is also controlled for obtaining the optimum shape of the proton spectrum by the Pockel's cell switch. A p-polarized laser pulse with 50 mm diameter is irradiated onto a 12.5-µm-thick, 20-mm-wide Polyimide tape target at an incidence angle of 45 degrees. The focal length of an off axis parabolic mirror is 152 mm. The measured focal spot size is 5x3 µm² in horizontal and vertical directions (FWHM), respectively giving an intensity of 1×10^{20} Wcm⁻². The proton beam with a maximum energy of ~3 MeV and half divergence angle of 10 degrees at the energy band of > 0.8 MeV is stably produced at the target normal direction. A 2.4 MeV proton beam

is stably focused at 1 Hz repetition rate by using a pair of permanent quadrupole magnets (PMQs) with large apertures whose diameters and field strengths are 3.5 cm and 55T/m for the first and 2.3 cm and 60T/m for the second magnets, respectively as shown in Fig.3. The proton beam has been focused to a focal spot of 3x8 mm² in horizontal and vertical direction (FWHM) at 650~mm from the source, which is well reproduced by the simulation [32]. With this technique, we can investigate the physics appeared in the short time scale as well as that in a high energy density matter and so on.

We have performed the laser driven proton-induced nuclear reactions as a radiation safety experiment and future industrial applications. A multi-MeV proton beam is used to induce the nuclear reaction ${}^{11}B(p,n){}^{11}C$. The total activity of ${}^{11}C$ produced after 60 shots of laser irradiation is found to be 11 Bq. which we can show the requirement of constructing a thin layer activation systems [33]. With this beam, the radiation damage of human cancer cells was also demonstrated [34]. This beam opens unique applications including ndustrial and medical applications [35].



Fig.3: Schematic view of the experimental setup. The intensity profile of the focused proton beam is measured by the CR-39 nuclear track detector covered with the Al range filter. The proton spectrum is measured by the TOF spectrometer.

Since 2001, a five year project 'Research and Development of Elements of Advanced Compact Accelerators has been performed. The team has completed multi-MeV ion beam generation as well as the improved ion beam energy spread by the phase rotation technique [36,37]. Based on these [35], we have started the Photo-Medical Valley Project in which we plan to develop laser driven treatment machine with a monitoring technique in collaboration with medical and industrial people.

4. Conclusion

We describe an intense proton beam driven by an intense short pulse laser. The beam is promising candidate for the unique source of scientific, industrial and future particle therapy applications.

Acknowledgment

The author appreciates all the members of the Advanced Photon Research Center and the Photo-Medical Research Center working at the Kansai Photon Research Institute, JAEA.
References

- [1] H. Daido et al. X-ray lasers 2006, (Springer), vol. 115, 2007, p. 595.
- [2] A. Sagisaka et al. Appl. Phys. B 90, 373 (2008).
- [3] S. Orimo, M. Nishiuchi et al. Jpn. J. Appl. Phys. 46, 5853(2007).
- [4] M. Nishiuchi et al. Phys. Plasmas 15, 053104(2008).
- [5] M. Borghesi et al. Phys. Rev. Lett. 92, 055003(2004).
- [6] T. Cowan et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 204801(2004).
- [7] H. Kiriyama et al. Opt. Comm., 282, 625(2009).
- [8] M. Mori et al. Laser Phys. 16, 1092(2006).
- [9] H. Kiriyama et al. Opt. Lett. 33, 645(2008).
- [10] M. Mori et al. IEEE Trans. Plasma Sci., 36, 1872(2008).
- [11] A. Fukumi et al. Phys. Plasmas 12, 100701 (2005).
- [12] T. Nayuki et al. Rev. Sci. Instrum. 74, 3293 (2003).
- [13] K.Ogura et al. J. Vacuum Soc.Jpn, 52, No.10 (2009); A.Sagisaka et al. Appl. Phys. B84, 415(2006).
- [14] S. Nakamura et al. Jpn. J. Appl. Phys. 45, L913(2006); A. Yogo et al. Phys. Plasmas 14, 43104 (2007).
- [15] M. Nishiuchi et al. Appl. Phys. B 87,615(2007).
- [16] A. Pirozhkov et al. Appl. Phys. Lett., 94,241102(2009).
- [17] M. Mori et al. IEEE Trans. Plasma Science (to be published).
- [18] K. W. D. Ledingham, P. McKenna and R. P. Singhal, Science 300, 1107(2003).
- [19] L. Ragmagnani et al. Phys. Rev. Lett.95, 195001(2005).
- [20] S. Ter-Avetisyan et al. *Phys. Plasmas* 16, 043108(2009).
- [21] M. Ikegami et al. Phys. Rev. STAB, 12, 063501(2009).
- [22] S. P. Hatchett et al. Phys. Plasmas vol. 7, 2076(2000).
- [23] P. Mora, Phys. Rev. Lett., 90, 185002(2003).
- [24] M. Nishiuchi et al Phys. Lett. A 357, 339(2006).
- [25] T. Esirkepov et al. Phys. Rev. Lett. 96, 105001(2006).
- [26] T. Esirkepov et al. Phys. Rev. Lett. 92, 175003(2004).
- [27] L. Yin et al. Phys. Plqasmas 14, 056706(2007).
- [28] A. V. Kuznetsov et al. Plas. Phys. Rep., 27, 211(2001).
- [29] K. Matsukado et al. Phys. Rev. Lett. 91, 215001(2003).
- [30] A. Yogo et al. Phys. Rev. E 77, 016401(2008).
- [31] H. Daido, A. Pirozhkov and M. Nishiuchi, Prepared for submission in Rep. Prog. Phys.
- [32] M. Nishiuchi et al. Appl. Phys. Lett. 94, 061107(2009).
- [33] K. Ogura et al. Appl. Phys. Express 2, 066001(2009).
- [34] A. Yogo et al. Appl. Phys. Lett. 94, 181502(2009).
- [35] M. Murakami et al. AIP Proceedings vol. 1024, 2008, S. V. Bulanov and H. Daido edi. p. 275.
- [36] S. Nakamura et al. Jpn. J. Appl. Phys.vol. 46, 2007, p. L717.
- [37] A. Wakita et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A599, 115(2009).

3.4 Super-intense Electromagnetic Radiation and Fast Particles from Relativistic Laser Produced Plasma: Recent Results and Perspectives

Sergei V. BULANOV, Timur Zh. ESIRKEPOV, Anatoly Ya. FAENOV, Yuji FUKUDA, Yukio HAYASHI, Takashi KAMESHIMA, Masaki KANDO, Keigo KAWASE, Hiromitsu KIRIYAMA, James KOGA, Hideyuki KOTAKI, Michiaki MORI, Tatsufumi NAKAMURA, Tatiana A. PIKUZ, Alexander S. PIROZHKOV

Advanced Photon Research Centre, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

a) The upper limit on relativistic electron energy in the LWFA regime for one-stage and multi-stage accelerator schemes is given.

b) It is shown that the energy of the ions accelerated by intense electromagnetic wave in the radiation pressure dominated regime can be substantially enhanced, when transverse expansion of the irradiated thin target decreases a number of accelerated ions resulting in the ion trapping by the electromagnetic wave.c) The intensity scaling of radiation reflected at relativistic mirrors in various regimes is discussed.

Keywords: Laser-plasma interaction, Charged particle acceleration, Relativistic mirror

1. Introduction

The present paper reviews a part of the recent results obtained by the Laser Accelerator Group in collaboration with other groups at APRC-JAEA [1]. The group research objective is to explore a broad range of fields connected with the laser-matter interaction. Its scientific work covers relativistic laser plasma physics, collective acceleration of charged particles (electrons and ions), coherent and incoherent electromagnetic radiation sources in the range from XUV to X ray, nuclear physics, nuclear and relativistic astrophysics, nonlinear wave theory and computer simulations.

In the laser electron acceleration studies for generating a stable high-quality electron beam, optical injection by collision of two laser pulses has been previously proposed [2]. Ref. [3] presents results of the experiments when it was observed a monoenergetic ultrarelativistic electron beam with high charge by the optical injection in head-on injection scheme. The injection in the counter-crossing configulation, which has an advantage of the safer operation in the laser, has also been realized. In Ref. [4] the results of experiments are presented for the laser electron acceleration in the ablative capillary discharge plasma. The plasma channel is formed by the discharge inside the ablative capillary. The intense short laser pulse is guided over a 4 cm length. The generated relativistic electrons show both the quasi-mono-energetic and quasi-Maxwellian energy spectra, depending on laser and plasma parameters. The analysis of the inner walls of the capillaries that underwent several tens of shots shows that the wall deformation and blistering resulted from the discharge and laser pulse effects.

Ref. [5] reports tenfold energy increase in laser-driven multi MeV ion generation using cluster-gas target. In this paper an approach for accelerating ions, with the use of a replenishable cluster-gas target and an ultrashort pulse laser of relatively low energy, is proposed. Positive electric charge ions with energy 10–20 MeV per nucleon having a small divergence are generated in the forward direction, corresponding to approximately tenfold increase in the ion energies compared to previous experiments using solid targets. It is inferred from a particle-in-cell simulation that the high energy ions are generated at the rear side of the target due to the formation of a strong dipole vortex structure in subcritical density plasmas [6]. The demonstrated approach has the potential for constructing compact, high repetition rate laser-driven ion sources for hadron therapy and other applications. In these experiments the evidence of the negative ion acceleration in the experiments on the high intensity laser pulse interaction with the cluster targets has also been obtained [7]. Coulomb implosion mechanism of the negatively charged ion acceleration in laser plasmas is proposed in Ref. [7]. When a cluster target is irradiated by an intense laser pulse and the Coulomb explosion of positively charged ions occurs, the negative ions are accelerated inward. The maximum energy of negative ions is several times lower than that of positive ions.

Fundamental for modern physics concepts of Relativistic Mirrors stems from Einstein's paper on special relativity [8]. This concept plays important role in studying the problems ranging from quantum field theory to engineering of laser resonators. Our scientific team has brought the relativistic mirror paradigm to the physics of super-intense laser interaction with matter. Within the framework of this paradigm we formulated three main directions connected with the high efficiency laser ion acceleration [9],

the relativistic high order harmonics generation [10], and the light frequency upshifting accompanied by the laser pulse intensification [11]. These three directions, based on the nonlinear wave theory, multidimensional computer simulations and experiments with relativistic laser plasmas, have attracted a great deal of attention of scientific groups leading in the high field science [12]. In a perspective, Relativistic Mirror Concept will result in the development of laser ion accelerators for high energy physics and for hadron therapy, in production of ultra-short electromagnetic pulses in XUV and X-ray ranges, with the parameters required for imaging in material sciences and biology, in development of the sources of attosecond electromagnetic pulses with unprecedentedly high brightness and so high intensity and power that nonlinear QED processes will be experimentally investigated [12].

For the ion acceleration we proposed the receding relativistic mirrors, when a thin plasma slab is pushed forward by the laser pulse radiation pressure [9] with resulting energy per ion proportional to the laser energy. First experimental indications on the radiation pressure acceleration mechanism have been obtained in Ref. [13].

High intensity laser pulse interacting with solid targets causes collective motion of relativistic electrons which forms the relativistic oscillating [10] and sliding [14] mirrors, resulting in the high order harmonic enriched spectrum of reflected radiation, observed in a number of experiments [12]. High order harmonics (HOH) can be used in a broad range of applications.

Coherent high frequency and high intensity electromagnetic pulses can be obtained by employing the laser light reflection from Relativistic Mirrors formed by thin electron shells moving with the relativistic velocity. In Ref. [11] we proposed to use the breaking wake waves generated by high power laser pulses in underdense plasma (a recently formulated novel scheme uses advantages of the mirror made by the foil accelerated by the laser radiation pressure [15] and by ionization fronts [16]). This breaking wake wave regime of the laser light frequency upshifting has been intensively studied theoretically, with computer simulations, and has been realized in the experiments conducted by our scientific team [17, 18].

Here we discuss several aspects concerning relativistic electron acceleration in the laser wake field acceleration (LWFA) regime, the intensity scaling of radiation reflected at relativistic mirrors, and ion acceleration by electromagnetic wave in the radiation pressure dominated (RPDA).

2. Acceleration of charged particles in the electromagnetic wave interaction with plasmas Particle-in-Cell simulation

General requirements for the laser accelerator parameters are principally the same as for standard accelerators of charged particles [19], i. e. they should have a reasonable acceleration scale length, a high enough efficiency and the required maximal energy, a high quality, emittance and luminosity of charged particle beams. In the 1940-s Enrico Fermi paid attention to the high energy limit of $1 \text{ PeV}=10^{15} \text{eV}$ for accelerated particles, which could be reached under terrestrial conditions, when the accelerator size is limited by the Earth's equator circumference. These limitations resulted in the 1950-ties in the proposal to use collective electric fields excited in a plasma (collective methods of acceleration) in order to accelerate charged particles [20].

2.1 On the maximal energy of electrons acceleration in the LWFA regime

Wakefield electron acceleration has been proposed in Ref. [21]. Under the condition of minimum laser energy the one stage LWFA accelerator scaling is described as it follows. The electric field in a plasma has the form of a wave propagating with a phase velocity, $v_{ph,W}$. A gamma factor corresponding to the wave phase velocity is given by the expression $\gamma_{ph,W} = 1/(1 - v_{ph,W}^2/c^2)^{1/2}$. A condition of the wake wave synchronization with the driver laser pulse yields $v_{ph,W} = v_{g,las}$, where $v_{g,las} \approx c(1 - \omega_{pe}^2/2\omega_0^2)$ is the laser pulse group velocity. The wavelength of the weakly nonlinear wake wave is $\lambda_p = \lambda_0 \gamma_{ph,W}$. Assuming the electrostatic potential in the wake is equal to $m_e c^2/e$, we obtain for the fast electron gamma factor $\gamma_e = \gamma_{ph,W}^2$. The acceleration length is given by $l_{acc} = \lambda_p \gamma_{ph,W}^2$, i.e. $l_{acc} = \lambda_0 \gamma_{ph,W}^3$. This gives a relationship between the acceleration length and the fast electron energy: $l_{acc} = \lambda_0 \gamma_{e^2}^{3/2}$. For $\lambda_0 = 1\mu$ m and $\gamma_e = 10^6$ we obtain $l_{acc} \approx 1 \text{ km}$ [22].

For the acceleration length equal to the circumference of the equator, $l_{acc} \approx 10^9$ cm, and the laser pulse wavelength, $\lambda_0 = 10^{-4}$ cm, we find $\gamma_e = 10^9$, i.e. the maximal electron energy is equal to 5×10^{15} eV [23].

The required laser power and energy should be 10^{18} W and 30 MJ. We note that the multi-stage LWFA accelerator utilization [24] can substantially increase the upper limit for the fast electron energy resulting in the scaling $\gamma_{e,\text{max}} = N_s^{1/3} 10^9$, where N_s is the number of the stages [23].

In the opposite limit, when the laser transverse width $r_{las} \leq \lambda_p$, we need to take into account the formation of an electron density cavity moving with the group velocity of the laser. The cavity's transverse size is determined by the laser pulse width and its length is of the order of the Langmuir wave wavelength. In this limit, the wavelength depends on the amplitude of the Langmuir wave, which in turn depends on the laser pulse intensity [25]. For a given laser pulse width the electrostatic potential in the cavity is of the order of $\phi \approx \pi n_0 e r_{las}^2$, and the group velocity of a narrow laser pulse is determined by its width, i.e. $\gamma_{ph.W} \approx r_{las} / \lambda_0$. As a result we find the electron energy: $\gamma_e \approx r_{las}^4 / \lambda_0^2 \lambda_p^2$. It does not depend on the laser pulse amplitude provided $a_0 > e\phi/m_e c^2$. The laser energy depletion length in this limit is given by $l_{dep} = a_0 l_{las} (\lambda_p / \lambda_0)^2$, i.e. it is by a factor a_0 greater than in the 1D case.

Considering the laser electron accelerator for the applications in the high energy physics, we find that its parameters should satisfy several conditions in addition to the requirement on the maximum particle energy. Parameters of fundamental importance such as the luminosity characterize the number of reactions produced by the particles in colliding beams of a collider. The luminosity is given by the expression $\mathcal{L} = fN_1N_2/4\pi\sigma_y\sigma_z$, where N_1 and N_2 are the numbers of particles in each of the beams, σ_y and σ_z are the transverse size of the beam in the y and z directions, and f is the frequency of the beam generation. A product of the luminosity and the reaction cross section gives the reaction rate. We see that the luminosity can be increased by increasing the particle number in a bunch, N_j , and/or by increasing the repetition rate, f, or by decreasing the transverse size of the bunch, σ_i by focusing the particle beam into the minimum size focal spot. We notice that utilization of flat bunches with $\sigma_y \gg \sigma_z$ allows us to achieve larger luminosity [26].

Using the above given relationships and estimating a maximum number of particles in a bunch as $N \approx \kappa^2 n_e \lambda_p^3$ with $\kappa \ll 1$, we obtain the luminosity to be equal to $\mathcal{L} = 10^{30} f (\kappa \lambda_0 / r_{inj})^2 (\gamma_e / 10^6)^{3/2} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Here we assume a round transverse shape of the electron bunch with $r \approx r_{inj} (\gamma_{inj} / \gamma_e)^{1/4}$, where r_{inj} and $m_e c^2 \gamma_{inj}$ are the radius and energy on injected bunch, respectively.

2.2 Ion acceleration in the light interaction with receding relativistic mirror

The radiation pressure of a super-intense electromagnetic pulse on a thin quasi-neutral plasma slab has been proposed in Ref. [9] as an acceleration mechanism able to provide ultrarelativistic ion beams. In this radiation pressure dominant acceleration (RPDA) regime (also called the "Laser Piston" or the "Light Sail" regime), the ions move forward with almost the same velocity as the electrons and thus have a kinetic energy well above that of the electrons. This acceleration process is highly efficient, with the ion energy per nucleon being proportional in the ultrarelativistic limit to the electromagnetic pulse energy. The idea of transferring momentum from light to macroscopic objects goes back to [27]. In the mid '50s of the last century ion acceleration by a high intensity electromagnetic wave incident on an electron cloud carrying a small portion of ions was considered by V. I. Veksler [20] for conditions when the ion acceleration occurs in the collective electric field which is produced due to the radiation pressure acting on the electron component. An analytical description of a charged particle dynamics under the radiation pressure can be found in Ref. [28] (chapter 9, problem 6), where a solution is obtained for the motion of a charge under the action of the average force exerted upon it by the wave scattered by it. There is an analogy between the RPDA mechanism and the "Light Sail" scheme for spacecraft propulsion. This scheme, which uses the photon momentum transfer to the light-sail, has been proposed by F. A. Zander in 1924 [29]. The use of lasers for propelling the light-sail over interstellar distances has been proposed in Ref. [30] (for details and further discussions see Ref. [31]).

Recently the RPDA regime of laser ion acceleration has attracted great attention (e.g. see review article [32]). In Refs. [33] the stability of the accelerated foil has been analyzed. Refs. [34, 35] are devoted to extending its range of operation towards lower electromagnetic wave intensities. An indication of the effect of the radiation pressure on bulk target ions is obtained in experimental studies of plasma jets ejected from the rear side of thin solid targets irradiated by ultraintense laser pulses [13].

While above mentioned publications develop regimes of energy enhancement of the accelerated ions by exploiting the dependence on the pulse polarization of the laser interaction with matter and target structuring, in [36] we propose to use targets expanding transversally in order to increase the energy of accelerated ions. The transverse expansion of the accelerated shell can be provided by the action of the ponderomotive force of a laser pulse with a finite waist. It can also occur as a result of the instability described in Ref. [33].

The nonlinear dynamics of a laser accelerated foil is described within the framework of the thin shell. In the electromagnetic wave interaction with a thin foil, the latter is modeled as an ideally reflecting mirror. The equations of motion of the surface element of an ideally reflecting mirror in the laboratory frame of reference can be written in the form $d\mathbf{p}/dt = \mathcal{P}\mathbf{v}/\sigma$, where $\mathbf{p}, \mathcal{P}, \mathbf{v}$, and σ are the momentum, light pressure, unit vector normal to the shell surface element, and surface density, $\sigma = nl$, respectively. Here n and l are the plasma density and shell thickness. We determine the surface element Δs as being carrying $\Delta N = \sigma \Delta s$ particles, which is constant in time.

We take the shell initially to be at rest, at t = 0, in the plane x = 0. In order to describe how its shape and position change with time it is convenient to introduce the Lagrange coordinates η and ζ playing the role of the markers of the shell surface element. The shell shape and position are given by the equation $M = M(\eta, \zeta, t) \equiv \{x(\eta, \zeta, t), y(\eta, \zeta, t), z(\eta, \zeta, t)\}$. At a regular point, the surface area of a shell element and the unit vector normal to the shell are equal to $v\Delta s = \partial_{\eta}M \times \partial_{\zeta}M d\eta d\zeta$ and $v = (\partial_{\eta}M \times \partial_{\zeta}M) / |\partial_{\eta}M \times \partial_{\zeta}M|$, respectively. The particle number conservation implies $\sigma\Delta s = \sigma_0\Delta s_0$, where $\sigma_0 = n_0 l_0$. This yields $\sigma = \sigma_0 / |\partial_{\eta}M \times \partial_{\zeta}M|$. Using these relationships we obtain the equations of motion:

$$\sigma_0 \partial_t p_i = \mathcal{P} \varepsilon_{ijk} \partial_\eta x_j \partial_\zeta x_k, \text{ and } \partial_t x_i = c \frac{p_i}{(m_\alpha^2 c^2 + p_k p_k)^{1/2}}$$
(1)

Here m_{α} is the ion mass, ε_{ijk} is the unit antisymmetric tensor, i = 1, 2, 3, and summation over repeated indices is assumed. The radiation pressure on the shell exerted by electromagnetic wave propagating along the x-axis with amplitude E = E(t - x/c) is $\mathcal{P} = (E^2/2\pi)(1-\beta)/(1+\beta)$. Here $\beta = p_x(m_{\alpha}^2c^2 + p_x^2)^{-1/2}$ is the shell normalized velocity.

When a planar foil is irradiated by a normally incident EM pulse, the ions achieve the energy $\gamma_{\alpha} = 1 + 2w^2/(1+2w)$, where w is the normalized fluence, $w = \int^{t-x/c} E_0^2(\psi) d\psi/2\pi n_0 l_0 m_{\alpha}c$. In the limit $w \gg 1$ the resulting ion energy is equal to the ratio of the laser pulse energy, \mathcal{E}_{las} , to the total number of accelerated ions, N_{tot} , i.e. $\gamma_{\alpha} \approx \mathcal{E}_{las}/m_{\alpha}c^2N_{tot}$. The ion acceleration length in the limit $\gamma_{\alpha} \gg 1$ is of the order of $l_{acc} = l_{las}c/(c - v_{\alpha}) \approx 2\gamma_{\alpha}^2 l_{las}$. As an example, we consider a solid density foil, $n_0 = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, of 1μ m thickness irradiated by a laser pulse with a transverse size of 100μ m. For the laser pulse energy of the order of 200 kJ we find that the accelerated ion energy is equal to 1 TeV with a total ion number of 10^{12} . The ion acceleration length in this case is approximately equal to $l_{acc} \approx 0.5$ km. We can estimate the RPDA accelerated ion bunch luminosity as $\mathcal{L} = 10^{30} f(N_{tot}/10^{12})^2 (10^{-4} cm/r_{\alpha,\perp})^2 \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, with $r_{\alpha,\perp}$ being the ion bunch radius.

Now we consider the case when the accelerated shell moves in the longitudinal direction with an ultrarelativistic velocity, i. e. $p_x/m_\alpha c >> 1$ and the shell expands or contracts in the transverse directions with momentum components satisfying the conditions $p_y/p_x << 1$ and $p_z/p_x << 1$, i. e. the transverse momentum is relatively small compared to the longitudinal momentum. Using this condition, we look for solutions of Eqs. (1) assuming a local dependence of the transverse components of the coordinates and of the momentum in the form $y = \Lambda_y(t)\eta$ and $z = \Lambda_z(t)\zeta$. The shell expands (contracts) ballistically

with $p_y = \pi_y^0 \eta$, $p_z = \pi_z^0 \zeta$, $\Lambda_y(t) = 1 + (\pi_y^0 / m_\alpha) \int^t dt' / \gamma(t')$, and

 $\Lambda_z(t) = 1 + (\pi_z^0/m_\alpha) \int^t dt'/\gamma(t')$. Here π_y^0 and π_z^0 are constant and $\gamma(t)$ is the relativistic gamma-factor of the shell. Within the framework of our approximation it is given by $\gamma = (1 + (p_x/m_\alpha c)^2)^{1/2}$. Inserting these expressions into the longitudinal component of Eq. (1), we obtain the equation for p_x :

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{m_{\alpha} v_E^2}{l_0} \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \Lambda_y \Lambda_z , \qquad (2)$$

where $v_{E}^{2} = E^{2} / 2\pi n_{0} m_{\alpha}$.

In the case of no expansion of the shell we have $\pi_y^0 = 0$, $\pi_z^0 = 0$, and $\Lambda_y = \Lambda_z = 1$, and Eq. (2) gives (for a constant amplitude pulse) the following asymptotic time dependence of the particle momentum [9] for $t \to \infty$: $p_x(t) = m_\alpha c \left(t / \tau_{1/3} \right)^{1/3}$, where $\tau_{1/3} = 4l_0 c / 3v_E^2$.

In the case of transverse expansion ($\pi_y^0, \pi_z^0 > 0$), in the limit $t \to \infty$, Eq. (2) yields $p_x(t) = m_\alpha c (t/\tau_{3/5})^{3/5}$, where $\tau_{3/5} = (48l_0m_\alpha^2c/125v_E^2\pi_y^0\pi_z^0)^{1/3}$. The shell areal density decreases as $nl \propto t^{-4/5}$. We see that the momentum, $p_x \propto t^{3/5}$, grows faster than in the previous cases of a non-expanding shell.

Now we consider a laser pulse of finite length and assume its amplitude to be constant $E = E_0$ in the interval $0 < t - x/c < t_{las}$ and be equal to zero for t - x/c < 0 and for $t - x/c > t_{las}$. Introducing the wave phase as a new independent variable

$$\psi = \omega_0 \left(t - \frac{x}{c} \right) = \omega_0 \int_0^t \left(1 - \beta(t') \right) dt'.$$
(3)

we find that in the limit $p_x \to \infty$ Eq. (3) yields $\psi \approx \text{const} + (m_\alpha^2 c^2 \omega_0 / 2) \int_0^t dt' / p_x^2(t')$.

We can see that in the case of a non-expanding shell, when the momentum dependence on time is given by $p_x \propto t^{1/3}$, the integral in the right hand side of expression (3) diverges, while for an expanding shell with $p_x \propto t^{3/5}$, it follows that the phase shift between the laser pulse and the accelerated ions remains finite. For a long enough laser pulse the ions at the pulse axis become trapped inside the pulse with their energy formally growing unlimitedly at the expense of the particle number decrease. We notice here that the unlimited electron acceleration regimes are well known for the electrons accelerated by the electromagnetic wave in the cyclotron autoresonance regime [37], when electrons are trapped by electrostatic wave propagating perpendicularly to the magnetic field [38] and in inhomogeneous plasmas with a downgrading density [39].

Substituting the dependence of the ion momentum on time in the form $p_x(t) = m_{\alpha}c(t/\tau_k)^k$ into the integral in r.h.s. of Eq. (3), we obtain

$$\psi = \omega_0 t - \omega_0 \tau_k \frac{(t/\tau_k)^{1+k}}{1+k} {}_2F_1\left(\frac{1+k}{2k}, \frac{1}{2}, \frac{1+3k}{2k}; -\left(\frac{t}{\tau_k}\right)^{2k}\right), \tag{4}$$

where $_{2}F_{1}(\alpha,\beta,\gamma;z)$ is the Gauss hypergeometric function. Asymptotically expression (4) yields for $t \to \infty$

$$\psi \to \omega_0 \tau_k \frac{(t/\tau_k)^{1-2k}}{2-4k} + \frac{\omega_0 \tau_k}{\pi^{1/2}} \Gamma\left(\frac{2k-1}{2k}\right) \Gamma\left(\frac{k+1}{2k}\right), \tag{5}$$

where $\Gamma(z)$ is the gamma function. If the power index k is larger than 1/2, the first term in the r.h.s. of Eq. (5) tends to zero for $t \to \infty$ and the phase ψ remains finite being equal to the second term. When k = 1/2, Eq. (4) yields

$$\psi = \omega_0 \left[t - \sqrt{t(t + \tau_{1/2})} \right] + \omega_0 \tau_{1/2} \ln \left(\frac{\sqrt{t} + \sqrt{t} + \tau_{1/2}}{\sqrt{\tau_{1/2}}} \right), \tag{6}$$

i. e. the phase ψ diverges logarithmically with time.

For the ion momentum dependence on time given by $p_x(t) = m_{\alpha} c (t/\tau_{3/5})^{3/5}$, we have $\psi \to 2.804 \times \omega_0 \tau_{3/5}$.

3. Frequency up-shifting and light intensification with relativistic flying mirrors

In the theory of special relativity, the problem of the reflection of light from a mirror moving with constant velocity, v_M , close to the speed of light presents an example of the use of Lorentz transformations (see A. Einstein paper [8]). In the case of normal incidence the incident and the reflected wave frequencies, ω_0 and ω_r , are related to each other as $\omega_r = \omega_0(1+\beta_M)/(1-\beta_M)$, where $\beta_M = v_M/c$. The wave amplitude transforms according to $E_r/\omega_r = E_0/\omega_0$. A solution of the problem of reflection from a uniformly accelerated relativistic mirror can be obtained with the help of the Rindler transformation technique and by integrating an inhomogeneous wave equation along the characteristics [15]. When a high intensity electromagnetic (EM) wave interacts with plasmas it produces electron density modulations that move with relativistic velocity and act as relativistically moving mirrors [10]. The relativistic mirrors provide a mechanism for generating high order harmonics (HOH) in the concept of the Oscillating Relativistic Mirror [10], producing attosecond pulses [14], upshifting the pulse frequency and increasing the light intensity [11], and providing an approach for high efficiency ion acceleration [9].

3.1 Relativistic high-order harmonic and attosecond pulse generation

High order harmonics (HOH) provide a way for generating attosecond EM-pulses [40]. HOH generation during the interaction of high-intensity laser pulses with underdense and overdense plasmas presents a manifestation of one of the most basic nonlinear processes in physics. In addition to the key role they play in the theory of nonlinear waves, this radiation presents unique properties of coherence and pulse duration shortness, which are desired for a number of present and potential applications.

In underdense plasmas the high harmonics are produced by the mechanism of the parametric excitation by the laser light of the electromagnetic and electrostatic waves with different frequencies. The relativistically intense linearly polarized EM wave in the underdense plasma [41] has the transverse component whose spectrum contains odd harmonics

$$E_{y} = -E_{0}\cos(\omega t - kx) - \frac{eE_{0}^{3}}{m_{e}^{2}c^{2}} \frac{3(8\omega^{2} + 3\omega_{pe}^{2})}{8(4\omega^{2} - \omega_{pe}^{2})}\cos(3\omega t - 3kx) + \dots,$$
(7)

and the longitudinal component with even harmonics

$$E_{x} = -\frac{k}{4\omega^{2} - \omega_{pe}^{2}} \frac{e^{2}E_{0}^{2}}{m_{e}} \sin(2\omega t - 2kx) + \dots$$
(8)

Here the wave frequency depends on the wave number as $\omega = \sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pc}^2}$.

A finite duration laser pulse generates in plasma a wake wave, which for a finite waist pulse has the form of a cavity moving with the velocity close to the speed of light in vacuum [42]. Interaction of the laser light with the thin high density walls of the cavity results in the HOH generation [43].

When the high intensity laser pulse interacts with overdense plasmas it induces nonlinear electron motion at the plasma-vacuum interface, which, in its turn, results in the formation of oscillating layers of electron density.

Depending on the laser pulse amplitude, the plasma density and the scale of the plasma inhomogeneity, we can see three main mechanisms of the HOH generation explained with: a) the oscillating mirror model [10]; b) coherent wake emission [44]; c) sliding mirror mechanism [14].

The oscillating mirror model [10] describes the case when the laser pulse interacts with the electron layer oscillating with the amplitude comparable to the light wavelength. As a result the reflected wave frequency spectrum is enriched with HOH: $\omega_0 / 4\gamma_e^2 < \omega < 4\gamma_e^2 \omega_0$.

In the coordinate space the reflected wave packet is comprised of extremely short (attosecond) pulses [45]. The EM pulse width for optimal conditions scales as $\delta t_{ap} = 1/\omega a_0 = 500/a_0$ attoseconds.

HOH focusing by the reflection of a few-femtosecond laser pulse from a concave plasma surface was proposed in Ref. [46] as a mechanism of light intensification and as a way for achieving the Schwinger intensity.

As an example we consider this mechanism using the scaling obtained within the framework of the sliding mirror model [14], when the laser pulse interacts with a thin foil target. The frequency spectrum scales with the harmonic number, n, as $S_n \approx 0.4(4\varepsilon_p/n)^2$, where the dimensionless parameter characterizing the foil target is $\varepsilon_p = 2\pi e^2 n_0 l_0 / m_e \omega_0 c \equiv \pi n_0 l_0 / n_{cr} \lambda_0$. Here n_0 , l_0 and $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ are the electron density in the foil, the foil thickness and critical density. It is assumed that the EM pulse is strong enough for the condition $a_0 \ge \varepsilon_p$ to be fulfilled. The cut-off frequency of HOH produced by the sliding mirror is equal to $\omega_{cr} = \omega_0 a_0$. If the harmonics with the number up to $n_{\text{max}} = \omega_{cr} / \omega_0$ are focused to the spot with the size $2\pi c / \omega_{cr} = \lambda_0 / a_0$, the intensity becomes of the order of

$$I_{HOH} \approx 10^{18} \frac{a_0^3}{(2\pi)^2} \left(\frac{D_0}{\lambda_0}\right)^2 \frac{W}{cm^2},$$
 (9)

with D_0 being the laser beam diameter. It reaches the Schwinger limit at $a_0 \approx 600$, i.e. at the laser pulse intensity of $\approx 5 \times 10^{24}$ W/cm². Here we have taken into account the fact that according to Ref. [47] for focused light the electron-positron pair creation starts at the intensity of the order of 10^{27} W/cm².

3.2 Compact, brilliant X-ray source based on the flying mirror mechanism

The relativistic electron mirrors are made by utilizing the nonlinear interaction of multiple high power laser pulses in plasmas, as proposed in Ref. [11]. In this Flying Mirror scheme in the wake behind the first laser pulse the plasma electrons form thin shells moving with the speed close to the speed of light in vacuum. The second, counter-propagating laser pulse is reflected coherently by the high density relativistic electron shells. This process results in the EM wave frequency multiplication and in the wave intensification. The proof of principle of the Flying Mirror concept has been demonstrated in the experiments reported in Refs. [17], where two counter-crossing laser pulses interact with underdense plasmas has been studied. Narrow band soft-x ray generation was observed.

Further development of the theory and results of the experiments with a higher energy laser [18] show the way towards high efficiency and high frequency (in the hard X-ray photon energy range) regimes of the Flying Mirror source operation. In the flying mirror experiments [18] with a head-on collision setup, a 42 mJ, 34 fs laser pulse was focused onto the flying mirror formed by the driver pulse (400 mJ, 27 fs). Detected by XUV normal incidence spectrograph the number of photons is equal to 1.4×10^{12} in the range of 12.5 - 22 nm.

The relativistic mirror with a high enough reflection coefficient for the counter-propagating laser pulse can be formed during the breaking of the wake wave, which propagates in the plasma with phase velocity v_{ph} close to the speed of light in vacuum, which is equivalent to relationship between the electron energy and phase velocity of the wave: $\gamma_e = \gamma_{ph} \equiv (1 - v_{ph}^2 / c^2)^{-1/2}$. At the break a singularity is formed in the electron density distribution, which breaks the geometrical optics approximation and leads to the reflection of a portion of the laser pulse in the backward direction and to the upshifting of the frequency of the reflected pulse [11, 48]. The reflection coefficient in terms of the reflected photon number scales as $\sim \gamma_{ph}^{-3}$. Taking into account the volume change where the reflected laser pulse is localized we find that the intensity of the reflected EM wave is given by

$$I_r \approx 32 I_0 \left(\frac{D_0}{\lambda_0}\right)^2 \gamma_{ph}^3 \tag{10}$$

with the reflected energy $\mathcal{E}_r \approx 2\mathcal{E}_0/\gamma_{ph}$ and the power $\mathcal{P}_r \approx 8\mathcal{P}_0\gamma_{ph}$. As an example of laser pulse parameters required for approaching the Schwinger limit with the reflected wave, we consider the wakefield excitation in a gas with 10^{18} cm⁻³ density, by an EM wave of the amplitude $a_0 = 15$. The Lorentz factor associated with the phase velocity of the wakefield is of the order of 125. The counter-propagating one-micron laser pulse with intensity 2×10^{19} W/cm² is partially reflected and focused by the wakefield cusp. For the reflected beam diameter of $D_0 = 40\mu m$, the intensity in the focal spot is 5×10^{28} W/cm². The driver pulse intensity and its waist is assumed to be 4×10^{20} W/cm² and $40\mu m$. The driver and source have the energy 10 kJ and 30 J, respectively.

We note that the laser pulse transverse inhomogeneity and multi-frequency spectrum can enhance dramatically the rate of the pair creation from vacuum [47]. The Kerr constant of the QED vacuum given by [12]

$$K_{QED} = \frac{7\alpha \lambda_C^3}{90\pi m_e c^2 \lambda_0} \tag{11}$$

where $\alpha = e^2/\hbar c$ is the fine-structure constant. For $\lambda_0 = 1 \,\mu m$ it is of the order of $10^{-27} \,\mathrm{cm}^2/\mathrm{erg}$. In the QED nonlinear vacuum two couter-propagating electromagnetic waves mutually focus each other [49]. The critical power $\mathcal{P}_c = c E^2 D_0^2 / 4\pi$, where D_0 is the laser beam waist, for the mutual focusing is equal to $\mathcal{P}_c = (90/28)c E_{QED}^2 \lambda_0^2 / \alpha$. For $\lambda \approx 1 \mu m$ it yields $\mathcal{P}_c \approx 2.5 \times 10^{24} \,\mathrm{W}$. Taking into account that the wavelength of the laser pulse reflected and focused at the wake plasma wave becomes by the factor $4\gamma_{ph}^2$ shorter and its power increases by the factor $8\gamma_{ph}$ we find that the nonlinear QED vacuum polarization effects are expected to be possible to observe for 50 PW one micron lasers.

There are several other schemes for developing compact, intense, brilliant, tunable X-ray sources by using the relativistic mirrors formed in nonlinear interactions in laser plasmas, whose realization will open new ways in the nonlinear electrodynamics of continuous media in the relativistic regime.

The interaction of regular nonlinear structures (such as subcycle solitons, electron vortices, and wake Langmuir waves) with a strong wake wave in a collisionless plasma has been proposed for producing ultrashort electromagnetic pulses [50]. The electromagnetic field of the nonlinear structure is partially reflected by the electron density modulations of the incident wake wave and a single-cycle high-intensity electromagnetic pulse is formed. Due to the Doppler effect the length of this pulse is much shorter than that of the nonlinear structure.

Dense laser-driven electron sheets accelerated by the laser pulse interacting with a thin plasma slab are considered as relativistic mirrors for coherent production of brilliant X-ray and gamma-ray beams [51]. The refraction index modulations induced by strong EM wave in nonlinear-media [52] and ionization fronts [16, 53] have also been considered as relativistic mirrors.

4. Conclusion

In conclusion, the transverse expansion of a thin shell accelerated in the RPDA regime results in the increase of the ion energy and the acceleration efficiency at the expense of decreasing number of particles. In the relativistic limit, the ions become phase-locked with respect to the electromagnetic wave, which is the indication of an unlimited acceleration. This effect and the use of optimal laser pulse shape provide a new approach for great enhancing the energy of laser accelerated ions. Carried out [13] and forthcoming laboratory experiments on the laser plasma interaction in the RPDA regime will contribute to the development of the laser ion accelerators for hadron therapy [54] and controlled laser fusion [55], laboratory astrophysics discipline [56, 57] and to studying of the "Light Sail" mechanism for spacecraft propulsion.

Compact, intense, brilliant, tunable X-ray sources can be developed by using the relativistic mirror scheme. X-ray sources have a broad range of applications from single-molecule imaging to medicine and

they are required in material science and for the investigation of fundamental science problems such as in nonlinear quantum electrodynamics (QED) and relativistic astrophysics [12, 57].

Acknowledgments

We acknowledge a partial support of this work from the MEXT of Japan, Grant-in-Aid for Scientific Research, projects 20244065 & 19740252.

References

- [1] Annual Report QuBS 2009, Japan Atomic Energy Agency, Quantum Beam Directorate, p. 46.
- [2] H. Kotaki, et al., Phys. Plasmas 11, 3296 (2004).
- [3] H. Kotaki, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 194803 (2009).
- [4] T. Kameshima, et al., Phys. Plasmas 16, 093101 (2009).
- [5] Y. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 165002 (2009).
- [6] S.V. Bulanov, et al., Plasma Phys. Reports 31, 369 (2005);
 S.V. Bulanov and T. Zh. Esirkepov, Phys. Rev. Lett. 98, 049503 (2007).
- [7] T. Nakamura, et al., Phys. Lett. A 373, 2584 (2009);
- T. Nakamura, et al., Phys. Plasmas 16, 113106 (2009).
- [8] A. Einstein, Ann. Phys. (Leipzig) 17, 891 (1905).
- [9] T. Z. Esirkepov, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 175003 (2004).
- [10] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, Phys. Plasmas 1, 745 (1994).
- [11] S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 91, 085001 (2003).
- [12] G. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. 78, 309 (2006);
 M. Marklund and P. Shukla, Rev. Mod. Phys. 78, 591 (2006);
 Y. I. Salamin, S. X. Hu, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, Phys. Reports 427, 41 (2006);
 U. Teubner and P. Gibbon, Rev. Mod. Phys. 81, 445 (2009).
- [13] S. Kar, et al., Phys. Rev. Lett. 100, 225004 (2008).
- [14] V. A. Vshivkov, et al., Phys. Plasmas 5, 2727 (1998);
 - A. S. Pirozhkov, et al., Phys. Lett. A **349**, 256 (2006);
 - A. S. Pirozhkov, et al., Phys. Plasmas **13**, 013107 (2006).
- [15] T. Z. Esirkepov, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 025002 (2009);
 T. Z. Esirkepov, et al., The European Physical Journal D, 55, 457 (2009).
- [16] A. G. Zhidkov, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 215003 (2009).
- [17] M. Kando, et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 135001 (2007);
- A. S. Pirozhkov et al., Phys. Plasmas 14, 123106 (2007).
- [18] M. Kando, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 235003 (2009);
 M. Kando, et al., The European Physical Journal D, 55, 465 (2009).
- [19] S. Humphries, Jr., Charged Particle Beams (Wiley, New York, 1990).
- [20] V. I. Veksler, Atomic Energy 2, 427 (1957).
- [21] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
- [22] M. Kando, et al., in 1st International Symposium: Laser-Driven Relativistic Plasmas Applied for Science, Industry, and Medicine // edited by S. V. Bulanov and H. Daido, AIP Conf. Proc. 1024, 197 (2008).
- [23] S. V. Bulanov, The European Physical Journal Special Topics 175, 165 (2009).
- [24] M. Xie, et al., in Advanced Accelerator Concepts, AIP Conf. Proc. 398 (AIP, NY, 1997), p. 233;
 W. Leemans and E. Esarey, Phys. Today 62, No. 3 (2008).
- [25] S. V. Bulanov, Plasma Phys. Contr. Fusion 48, B29 (2006);
- T. Z. Esirkepov, Y. Kato, S. V. Bulanov, Phys. Rev. Lett. 101, 265001 (2008).
- [26] M. Kando, et al., JETP 105, 916 (2007).
- [27] P. N. Lebedev, Ann. Phys. (Leipzig) 6, 433 (1901);
- A. S. Eddington, Mon. Not. R. Astron. Soc. 85, 408 (1925).
- [28] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, The Classical Theory of Field. (Addison-Wesley Press, U. of Michigan, 2nd ed., 1951), p.236.
- [29] F. A. Zander, Technika i Zhizn, No. 13, 15 (1924) [in Russian].

- [30] R. L. Forward, Missiles and Rockets, 10, 26 (1962);G. Marx, Nature, 211, 22 (1966);
 - J. L. Redding, Nature, 213, 588 (1967).
- [31] C. R. McInnes, Solar Sailing: Technology, Dynamics and Mission Applications. (Springer-Verlag, Berlin, 2004).
- [32] M. Borghesi, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48, B29 (2006).
- [33] F. Pegoraro and S. V. Bulanov, Phys. Rev. Lett. 99, 065002 (2007);
- S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, F. Pegoraro, M. Borghesi, Comptes Rendus Physique 10, 216 (2009).
- [34] T. Esirkepov, et al., Phys. Rev. Lett. 96, 105001 (2006);
 - S. S. Bulanov, et al., Med. Phys. 35, 1770 (2008);
 - V. K. Tripathi, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 51, 024014 (2009);
 - J. Davis and G. M. Petrov, Phys. Plasmas 16, 044503 (2009);
 - B. Eliasson, et al., New J. Phys. 11, 073006 (2009).
- [35] W. Yu, et al., Phys. Rev. E 72, 046401 (2005);
 - X. Zhang, et al., Phys. Plasmas 14, 073101 (2007);
 - T. V. Liseykina, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 50, 124033 (2008);
 - O. Klimo, et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 11, 031301 (2008);
 - S. S. Bulanov, et al., Phys. Rev. E 78, 026412 (2008);
 - M. Chen, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 024801 (2009);
 - X. Q. Yan, et al., Phys. Plasmas 16, 044501 (2009);
 - B. Qiao, et al., Phys. Rev. Lett. 102, 145002 (2009);
 - X. Q. Yan, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 135001 (2009);
 - A. Macchi, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 085003 (2009).
- [36] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, F. Pegoraro, G. Korn, Phys. Rev. Lett. submitted for publication.
- [37] V. Ya. Davydovskii, Sov. Phys. JETP 16, 629 (1963);
 - A. A. Kolomenskii and A. N. Lebedev, Sov. Phys. JETP 17, 179 (1963);
 - C. S. Roberts and S. J. Buchsbaum, Phys. Rev. 135, 381 (1964).
- [38] T. Katsouleas and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 51, 392 (1983).
- [39] S. V. Bulanov, et al., in: Reviews of Plasma Physics. Volume: 22, edited by V. D. Shafranov, (Kluwer Academic / Plenum Publishers, New York, 2001), p. 227.
- [40] F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. 81, 163 (2009).
- [41] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, Sov. Phys. JETP **30**, 915 (1956).
- [42] S. V. Bulanov, et al., Phys. Rev. Lett. 74, 710 (1995);
 - S. V. Bulanov, et al., Phys. Rev. Lett. 78, 4205 (1997);
 - T. V. Liseikina, et al., Phys. Rev. E 60, 5991 (1999);
 - A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Appl. Phys. B 74, 355 (2002).
- [43] D. F. Gordon, et al., Phys. Rev. Lett. 101, 045004 (2008).
- [44] F. Quere, et al., Phys. Rev. Lett. 96, 125004 (2006);
- C. Thaury, et al., Nature Phys. **3**, 424 (2007).
- [45] N. M. Naumova, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 063902 (2004).
- [46] S. Gordienko, et al., Phys. Rev. Lett. 94, 103903 (2005).
- [47] N. B. Narozhny, et al., Phys. Lett. A 330, 1 (2004);
- S. S. Bulanov, et al., JETP 102, 9 (2006);
 R. Schutzhold, et al., Phys. Rev. Lett. 101, 130404 (2008).
- [48] A. V. Panchenko, et al., Phys. Rev. E 78, 056402 (2008).
- [49] N. N. Rosanov, JETP **86**, 284 (1998).
- [50] S. S. Bulanov et al., Phys. Rev. E 73, 036408 (2006).
- [51] V. V. Kulagin et al., Phys. Plasmas 14, 113101 (2007);
 - D. Habs, et al., Appl Phys B 93, 349354 (2008);
 - J. Meyer-ter-Vehn and H.-C.Wu, Eur. Phys. J. D 55, 433 (2009);
 - S. S. Bulanov, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, K. I. Popov, V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, Phys. Lett. A **374**, 476 (2009).
- [52] N. N. Rosanov, JETP Lett. 88, 577 (2008);
 - N. N. Rosanov, JETP 108, 140 (2009).

- [53] V. I. Semenova, Sov. Radiophys. 10, 599 (1967); 15 1375 (1972);
 M. Lampe, E. Ott, and J. H. Walker, Phys. Fluids 21, 42 (1978).
- [54] S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, Plasma Phys. Rep. 28, 453 (2002);
 - S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, V. S. Khoroshkov, A. V. Kuznetsov, F. Pegoraro, Physics Letters A **299**, 240 (2002);
 - T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, H. Daido, Y. Kato, V. S. Khoroshkov, Y. Kitagawa, K. Mima, K. Nagai, K. Nishihara, S. Sakabe, F. Pegoraro, T. Tajima, Phys. Rev. Letts. **89**, 175003 (2002);
 - S. V. Bulanov, H. Daido, T. Zh. Esirkepov, V. S. Khoroshkov, J. Koga, K. Nishihara, F. Pegoraro, T.
 - Tajima, M. Yamagiwa, in: THE PHYSICS OF IONIZED GASES: 22nd Summer School and
 - International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Invited Lectures, Topical Invited Lectures
 - and Progress Reports. AIP Conference Proceedings, Volume 740, pp. 414-429 (2004);
 - H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jackel, K. U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham, T. Zh. Esirkepov, Nature **439**, 445 (2006);
 - M. Murakami, S. Miyajima, K. Sutherland, S. V. Bulanov, T. Esirkepov, J. Koga, K. Yamaji, M.
 - Yamagiwa, Y. Hishikawa, T. Tajima, European Journal of Cancer Supplements 3 (2): 410 (2007);
 - E. Fourkal, I. Velchev, J. Fan, W. Luo, C.-M. Ma, Med. Phys. 34, 577 (2007);
 - U. Linz and J. Alonso, Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 094801 (2007);
 - M. Murakami, Y. Hishikawa, S. Miyajima, Y. Okazaki, K. L. Sutherland, M. Abe, S. V. Bulanov, H.
 - Daido, T. Zh. Esirkepov, J. Koga, M. Yamagiwa, and T. Tajima, 1st International Symposium
 - Laser-Driven Relativistic Plasmas Applied for Science, Industry, and Medicine // eds. S. V. Bulanov and H. Daido. AIP Conf. Proc. 1024, 275 (2008) ;
 - S. S. Bulanov, A. Brantov, V. Yu. Bychenkov, V. Chvykov, G. Kalinchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, S. Reed, V. Yanovsky, K. Krushelnick, D. W. Litzenberg, A. Maksimchuk, Med. Phys. **35**, 1770 (2008); J. Weichsel, T. Fuchs, E. Lefebvre, E. d'Humieres, U. Oelfke, Phys. Med. Biol. **53**, 4383 (2008);
 - G. Kraft and S. D. Kraft, New J. Phys. 11, 025001 (2009);
 - S. Schell and J. J. Wilkens, Phys. Med. Biol. 54, N459 (2009).
- [55] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yatsuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, H. Powell, Phys. Rev. Lett. 86, 436 (2001);
 S. Atzeni, M. Temporal, and J. J. Honrubia, Nucl. Fusion 42, L1 (2002);
 J. J. Honrubia, J. C. Fernandez, M. Temporal, B. M. Hegelich, J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas 16, 102701 (2009).
- [56] B. Remington, D. Arnett, P. Drake, H. Takabe, Science **248**, 1488 (1999);
 - P. Chen, AAPPS Bull. 13, 3 (2003);
 - N. C. Woolsey, C. Courtois, R. O. Dendy, Plasma Phys. Contr. Fusion 46, B397 (2004);
 - B. Remington, R. Drake, D. Ryutov, Rev. Mod. Phys. 78, 755 (2006).
- [57] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, D. Habs, F. Pegoraro and T. Tajima, Eur. Phys. J. D 55, 483 (2009).

3.5 極端紫外自由電子レーザー(EUVFEL)を用いた物質のイメージング

Imaging Studies using EUVFEL

福田祐仁^{A,C}、A.Ya. Faenov^{A,B,C}、T.A. Pikuz^{B,C}、永園 充^C、東谷 篤^C、富樫 格^{C,D}、

矢橋牧名^c、木村洋昭^{C,D}、大橋治彦^{C,D}、石川哲也^c

^日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門

^Bロシア科学アカデミー 高温科学研究所

^C理化学研究所 X線自由電子レーザー計画推進本部

□高輝度光科学研究センター

Y. Fukuda^{A,C}, A.Ya. Faenov^{A,B,C}, T. A. Pikuz^{B,C}, M. Nagasono^C, A, Azumaya^C, I. Tomigashi^{C,D},

M. Yabashi^C, H. Kimura^{C,D}, H. Ohashi^{C,D}, T. Ishikawa^C

^AKansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

^BJoint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences

^CXFEL, RIKEN

^DJapan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI)

Using extreme ultraviolet free electron laser (EUVFEL), images of metal mesh (space: 344 μ m, wire: 18.5 μ m), metal thin foil (800-nm thick Al foils), and biological objects (spider silk, mosquito, dragonfly wing) in a wide field of view (cm² scale with high spatial resolution (700 nm) are obtained with high dynamic range LiF crystal radiation detectors. The single shot image of the metal mesh shows a full spatial coherence of EUVFEL light, and a beam diameter of 9.0×8.4 mm (fwhm). The dynamic range of the LiF detector of at least 10⁵ is demonstrated from the image of five layers of 800-nm thick Al foils. The detailed structure of spider silk is also obtained.

Keywords: EUVFEL, LiF crystal, Imaging

1. はじめに

X 線自由電子レーザー(XFEL)のプロトタイプ機として整備が進められている極端紫外自由電子レー ザー(EUVFEL)[1]の波長領域(50-60 nm)では、物質との相互作用において、(1) レーザー電場による 原子・分子の直接イオン化(トンネルイオン化)とともに、光吸収による多光子イオン化が混在して起こる、 (2) カットオフ密度の低下により、物質内部に電場が侵入し始める、(3) ポンデラモーティブエネルギ ーが小さい、などのため、可視光領域やX線領域とは異なる独特なプラズマ状態(低温高密度プラズマ) を形成すると考えられ、強い光と物質の相互作用の基礎過程を探る上で興味深い[2]。

このような研究の第一段階として、本研究では、EUVFEL とフッ化リチウム(LiF)製の放射線画像検 出器とを用い、EUVFEL の空間コヒーレンス分布の計測、及び、LiF 画像検出器の EUV 領域でのダイナ ミックレンジの評価、を行うためのイメージング実験を行った。

LiF による画像検出の原理は以下のとおりである。すなわち、LiF に放射線を照射すると、格子欠陥に 束縛された局在電子状態(カラーセンター:CC)が生成される。LiFのCCは470nm付近の青色光照射に よりF₂中心による670 nmとF₃⁺中心による540 nmの蛍光を放出する。蛍光顕微鏡を用いたのCCの空 間分布測定より、放射線画像が再生される。CC の大きさは 1 nm 以下であるが、現在までに得られた画像の空間分解能は、共焦点レーザー蛍光顕微鏡で 250 nm、近接場顕微鏡で 50 nmと、使用された顕微鏡の分解能で制限されている。我々が過去に得た 700 nm の分解能[3]は、撮影時の光源-被写体-計測器の配置による"ぼけ"に支配されている。

2. 実験

今回の実験では、共用の EUVFEL 集光システムが準備されていなかったため、集光していない状態の EUVFEL とLiF 製放射線画像検出器とを用いて、メッシュ、金属薄膜(800 nm 厚アルミニウム)、生体物質 (蜘蛛の糸、蚊、バッタの羽)のイメージング実験を行った。

今回の実験の目的は、以下の通りである。

- ・ EUVFEL光の空間コヒーレンス分布の計測
- ・ LiF画像検出器のEUV領域でのダイナミックレンジの計測
- ・ EUVFEL光による生体物質のイメージング像の取得
- ・ LiF結晶とLiF蒸着膜とでのイメージング効率の相違の評価
- ・ EUVFEL光の波長の相違がイメージングに与える影響の評価

実験の概略図は、以下の通りである。



図1. 実験の概略図

3. 結果と考察

3-1. 空間コヒーレンス分布計測

EUVFEL 光の空間コヒーレンス分布の計測のため、金属製メッシュのシングルショットイメージングを行った。

図2は、LiF 結晶検出器を用いて取得したメッシュ(間隔 344 mm、ワイヤ径 18.5 mm)のシングルショット イメージである(波長 62 nm)。このイメージの解析から、以下のことが言える。

- ・ LiF 検出器は、EUVFEL 光のシングルショットでも十分な感度を有する。
- ・ EUVFEL 光の空間コヒーレンスは、極めてよい。ビーム全体(ø 20 mm 程度)に渡って、メッシュ

のフリンジパターンが観測されている。

・ この観測を行った位置での EUVFEL のビーム径は、9.0×8.4 mm (fwhm)である。

同様の画像を波長 52 nm と高調波(波長 52 nm と62 nm に Al フィルター挿入)の場合にも取得した。また、LiF 蒸着膜検出器でも取得した。これらの比較についての詳細は、今後報告する。



 図2. LiF 結晶検出器(φ20 mm)で捕らえたメッシュ(間隔 344 mm、ワイ ヤ径 18.5 mm)のシングルショットイメージ。
 左側:ビーム中心、及び、周辺付近のイメージの拡大図。
 右側・下側:イメージ中心の縦方向、及び、横方向のラインプロ ファイル。

3-2. ダイナミックレンジ計測:

LiF画像検出器のEUV領域でのダイナミックレンジの計測のため、800 nm厚のアルミフィルターをずらし ながら5枚重ねたターゲットを透過してきたEUVFEL光を検出した。



図3. LiF 結晶検出器で捕らえたアルミフィルター(ずらしな がら5 枚重ね)のイメージ(12000 ショット積算)。

図3は、波長 62 nm の時に LiF 結晶検出器を用いて取得したイメージ(12000 ショット積算)である。800 nm 厚のアルミフィルター5 枚の重なりを区別できていることから、LiF 結晶検出器のダイナミックレンジは、

<u>最低でも105</u>であることが分かる。

同様の画像を波長 52 nm と高調波(波長 52 nm と62 nm に Al フィルター挿入)の場合にも取得した。また、LiF 蒸着膜検出器でも取得した。これらの比較についての詳細は、今後報告する。

3-3. 生体物質のイメージング像取得:

EUVFEL光による生体物質のイメージング像の取得を行った。図4に示すように、蜘蛛の糸(φ2-3 mm) に関しては、内部構造が透けて観察出来た(蜘蛛の糸上の斑点は、獲物を捕らえるための"ノリ"であると 考えられる。)。しかし、蚊、及び、バッタの羽に関しては、サンプルが厚すぎたため、内部構造の観測は 出来なかった。



図 4. LiF 結晶検出器で捕らえた(a) 蜘蛛の糸(シングルショット)、 (b)蚊(シングルショット)、及び、(c)バッタの羽(3000 ショッ ト積算)のイメージ。

4. まとめ

以上の通り、極端紫外自由電子レーザー(EUVFEL)とLiF 放射線検出器とを用いた物質のイメージング 実験を行った。集光しない状態でも、LiF 放射線検出器によるシングルショットイメージングが可能である ことが明らかとなった。このことから、共用のEUVFEL集光システムが準備された後は、LiF 放射線検出器 用いて、シングルショットで集光スポット形状の精密測定(空間分解能 700 nm)をおこなうことが可能であ る。

5. 参考文献

- [1] T. Shintake et al., "A compact free-electron laser for generating coherent radiation in the extreme ultraviolet region", Nature Photonics **2**, 555 (2008).
- [2] 中村彰浩、廣池承一郎、森林健悟、中村龍史、福田祐仁、岸本泰明、「光電離過程を取り入れた短 波長レーザーとクラスターとの相互作用」、日本物理学会2008秋季大会、22pZH-5。
- [3] Y. Fukuda et al., App. Phys. Lett. 92, 121110 (2008).

3.6 レーザー粒子加速の PIC シミュレーション

PIC simulation of laser-driven particle acceleration

守田利昌、S.V. BULANOV、T.Zh. ESIRKEPOV、J. KOGA、山極満
 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子科学研究ユニット
 T. MORITA, S.V. BULANOV, T.Zh. ESIRKEPOV, J. KOGA, M. YAMAGIWA
 Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate,
 Japan Atomic Energy Agency

It is shown by PIC simulations that the highest proton energy gain is achieved at a certain incidence angle. In addition, the proton beam energy spread can be reduced by adjusting the laser pulse irradiating position on the target. This is shown for proton acceleration by a laser pulse obliquely incident on a double layer target. The proton beam propagates at some angle with respect to the target surface normal as determined by the proton energy and the incidence angle. The high energy protons are found to come from an area shifted from the initial target center towards the propagation direction of the laser pulse.

Keywords: Ion acceleration, monoenergetic ion beams, laser plasma interaction, Particle-in-Cell simulation

1. はじめに

レーザーを用いたプロトンビーム生成において、ターゲットの材質・形状、レーザー特性等の 違いにより得られるプロトンのエネルギーと品質は異なってくる。高エネルギーかつ高品質なプ ロトンビームを生成する最適な条件を求めることは、生成プロトンの実応用を考えた場合重要な ことである。本研究では、高エネルギーかつ高品質なプロトンビームを生成する方法の検討をコ ンピュータシミュレーションにより行なった。ターゲットには、重い原子の表面に水素を配置し たダブルレイヤーターゲット(Fig. 1)を用いた。ダブルレイヤーターゲットを用いることにより高 品質なプロトンビームの生成が可能であることが報告されている[1,2]。本研究では、ターゲット に対してレーザーを斜めに入射した場合の検討を行なった。シミュレーションは、PIC 手法によ る3次元粒子シミュレーションコードを用い3次元解析を実施した。

2. レーザー入射角度 θ に対するプロトンのエネルギーと生成方向

ここでの目的は、ターゲットへのレーザー入射角度 θ と生成 プロトンのエネルギー *E*_p との関係を示すことである。ターゲッ トへのレーザー入射角度 θ を変えたケース (Fig. 1, 2) のシミュ レーションを行なった結果、ターゲットに対してレーザーの入 射角度を変えることにより生成プロトンのエネルギーが変化し、 ある入射角度において最大のプロトンエネルギーが得られるこ とが分かった (Fig. 3)。本研究での解析モデルにおいては、30 度入射ケースは垂直入射ケースの約2倍のエネルギーのプロト



Fig.1 The configuration of a laser pulse incident on a double layer target







Fig.3 Proton energy vs laser incidence angle

ンが生成されている。

レーザーをターゲットに対し垂直に入射したケースでは、プロトンビームはターゲットに垂直 方向に生成されることとなる。傾斜入射ケースにおいてもプロトンは、ターゲットに対してほぼ 垂直方向に生成されるが、ターゲットの垂直方向に対し小さな角度 (Fig. 4) を有することがシ ミュレーション結果として得られた。この角度 (の理論式は次式で与えられる。 の理論式:



Fig.4 Deflection angle ϕ

る (Fig.5)。

本研究では、レーザー加速を用いたプロトンビーム生 成において、ターゲットに対しある入射角度でレーザー を照射することにより高エネルギーのプロトンが得られ ること、そして、レーザーのターゲットへの入射角度を 変えることで生成プロトンのエネルギーを変化させるこ とが可能であることを示した[3,4]。また、これは生成プ ロトンのエネルギーを調整する有効な方法となる。さら にこの時、プロトンビームの生成方向も高い精度で計算 が可能である。



3. レーザー照射位置と生成プロトンのエネルギー広がりの関係

レーザー入射角度 θ =30 度付近において最大エネルギーのプロトンが生成されることを2.にお いて示した。この時、レーザーを傾斜入射したケースの生成プロトンのエネルギー広がりは、垂 直入射に比べて大きくなる。しかしプロトンビームの品質という観点において、エネルギー幅の 広がりは好ましくない点である。そこで、レーザーを斜め入射させた場合における生成プロトン ビームのエネルギー広がりを低減させる方法の研究を PIC シミュレーションにより実施した。

レーザーを斜め入射した場合、生成プロトンの高エネ ルギー部分は、生成プロトンバンチの中心からずれた位 置に生じていることが分かった (Fig.6)。レーザーを斜め 入射した場合にエネルギー幅が広がる理由は、この高エ ネルギープロトン部分の中心からのずれが原因である (Fig.7)。よって、レーザー照射位置とプロトン層の位置 を適切に配置することで、エネルギー幅が低減されるこ とを示した(Fig.8)。Fig.7 に示した基本ケース(Case-A)に 対し、プロトン層を -y 方向へ移動させたケース(Case-B) では生成プロトンのエネルギー幅は Case-A の半分に、 より小さなプロトン層をレーザー照射位置からずれた 位置に配置したケース(Case-C)では、エネルギー幅がさ らに低減され、Case-A の 1/3 以下になることを示した (Fig.8)[5]。



Fig.7 The spatial distribution of the proton energy in generated bunch



Fig.6 The spatial distribution of gold ions, electrons and protons



4. まとめ

レーザーを用いたプロトンビーム生成において、レーザー入射角度を変化させることで、生成プロトンの エネルギーが変化することを示した。本研究で用いたターゲットでは、30 度入射では垂直入射の約2倍 のエネルギーのプロトンが生成された。また、プロトンビームの生成方向を与える理論式を導いた。そして、 斜め入射ケースにおいて、レーザー照射位置を調整することで生成プロトンのエネルギー広がりが低減 されることを示した。

参考文献

[1] S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, Plasma Phys. Rep. 28, 453 (2002).

- [2] T. Zh. Esirkepov, et al., Phys. Rev. Lett. 89, 175003 (2002)
- [3] T.Morita, T.Zh.Esirkepov, S.V.Bulanov, J.Koga, M.Yamagiwa, Phys. Rev. Lett. 100, 145001 (2008)
- [4] T.Morita, T.Zh.Esirkepov, J.Koga, M.Yamagiwa, S.V.Bulanov, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, (2009)

[5] T.Morita, S.V.Bulanov, T.Zh.Esirkepov, J.Koga, M.Yamagiwa, Phys. Plasmas 16, 033111 (2009)

3.7 ERL 光源のための光陰極 DC 電子銃の開発

Development of a Photocathode Electron Gun for an ERL Light-Source

永井 良治、羽島 良一、西森 信行

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子科学研究ユニット

Ryoji NAGAI, Ryoichi HAJIMA, Nobuyuki NISHIMORI

Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate,

Japan Atomic Energy Agency

We have developed NEA-GaAs photocathode DC electron guns for energy-recovery linace (ERL) based next generation light source. One is a prototype which is operated at up to 250 kV and designed to deliver up to 50 mA beam current. A diagnostic beam line of the 250 kV gun has been constructed for evaluation of the NEA-GaAs photocathode. Another is a practical use machine which is operated at up to 500 kV and designed to deliver up to 10 mA beam current with emittance lower than 1 mm-mrad. The 500 kV gun has satisfyed performance required as an injector for the compact ERL, which is under construction at KEK (Tsukuba site) as a prototype of the ERL light source.

Initial emittance of the NEA-GaAs has been measured using the 250 kV gun. The measurements have been performed by a single-slit-scan method with combination of a 50- μ m slit and a YAG:Ce screen. The minimum emittance is measured to be 0.054 mm-mrad for the laser wavelength of 633 nm and spot size of 160 μ m. Consequently, the effective thermal energy of 54 meV for the wavelength of 633 nm is obtained.

In the development of the 500 kV gun, a ceramic insulator is the most challenging part. The ceramic insulator should have good insulation and appropriate resistivity to avoid local concentration of electron charge, which causes fatal damage on the ceramic due to cracking or punch-through. So far, ceramic insulators with surface resistivity by special coating and ceramic with bulk resistivity have been used for photocathode DC guns. Stable operation at a voltage of 500 kV, however, has never been achieved in such guns, yet. We adopted a segmented insulator for the 500 kV gun, where multiple ceramics are stacked in series. This design is similar to the JAEA thermionic cathode gun (250 kV) for a high-power FEL and the polarized electron gun (200 kV) at Nagoya University, both of which have been operated with a good robustness. The high-voltage test has been conditioned up to 500kV. The conditioning up to 550kV and the demonstration of 500 kV operation will be done soon.

Keywords: Photocathode, Electron Gun, Low Emittance, High-Voltage

1. はじめに

エネルギー回収型線型加速器(ERL)による次世代放射光源は、これまでにない大電流かつ低エ ミッタンス電子ビームを必要とする。典型的な ERL による次世代放射光源では平均電流 100mA で 規格化エミッタンス 1mm-mrad、または 10mA で 0.1mm-mrad の電子ビームを目標としている[1]。こう した高品質の電子ビームを実現するには電子銃の性能によるところが大きく、目標とする低エミッタ ンスを実現するためには、電子銃に用いられるカソードからの初期エミッタンスがこれを下回り、さら に空間電荷力の影響を最小限に抑え加速器まで輸送しなければならない。 負の電子親和力(NEA)表面を持つ GaAs は初期エミッタンスを小さくできることから、電子銃用の フォトカソードとして研究されてきた[2-4]。我々、日本原子力研究開発機構(JAEA)も、NEA-GaAs カソードの性能評価を行える 250kV-50mA DC 電子銃の開発を進めてきた[5]。ここでは、250kV 電 子銃を用いて行った NEA-GaAs 光陰極の初期エミッタンスの計測結果について報告する。

一方、電子源で発生した電子ビームを空間電荷力の影響を最小限に抑え加速するには、電子銃の加速電圧は少なくとも 500kV 以上が必要とされる[6,7]。この様な高電圧光陰極電子銃開発の際の最大の課題は高電圧を如何に安定に印加するかにある。これまでの光陰極電子銃[8,9]では高電圧端から放出した電子によってセラミック管を損傷してしまうなどの問題があり、500kV 以上での運転は達成されていない。そこで、我々はセラミック管を多段型とし、ガードリング電極によって高電圧端から放出される電子からセラミック管を保護するという方法を採用し、500kV 電子銃の設計・製作を進めてきた。ここでは、この電子銃での高電圧印加試験の経過について報告する。

2. 初期エミッタンス計測

250kV 電子銃の評価用ビームラインは全長約 5m で、主にエミッタンスを測定するためのスリットス キャンチェンバーが 2 台、ビームプロファイルを計測するための YAG:Ce 結晶によるスクリーンが 2 ヶ 所に設置されている。また、ビームラインの下流には 90 度偏向電磁石、終端には水冷型の大電流 用ビームダンプが設置されている。今回は上流側のスリットとスクリーンを用いてエミッタンスを測定し た。

測定に用いたスリットの幅は 50µm でスキャンのステップ幅は 50−70µm とした。スリットとスクリーン の距離は 1.37m である。スクリーンは厚さ 100µmの YAG:Ce で、表面にはチャージアップを防ぐた めにアルミニウムを薄く蒸着している。スクリーンの像は 512×480 pixelの CCD カメラによって撮影し た。スクリーンと CCD カメラの位置関係で決まる像の分解能は 85µm/pixel である。測定時の電子ビ ームの引出しには、He-Ne レーザー(波長 633nm)を用いている。また、カソード上でのレーザープロ ファイルはガウス分布に従う。エミッタンス測定時の電流値は空間電荷効果を無視できるように、1µA 程度に抑えた。電子ビームの加速エネルギーは 150keV とした。

陰極から放出した電子ビームの初期エミッタンス としては電子の熱エネルギーによって決まるエミッ タンスと陰極表面の磁場によって決まるエミッタンス がある。それぞれ、次(1)式、(2)式のように表わされ る。

$$\varepsilon_{th} = \sigma \sqrt{k_B T / m_0 c^2} \qquad (1)$$

$$\varepsilon_{mag} = \sigma^2 q \left| B_z \right| / 2m_0 c \tag{2}$$

ただし、 σ は陰極上でのレーザーの rms サイズ、 k_BT は電子の実効的熱エネルギー(励起レーザー の余剰エネルギーもここに含む)、 m_0 は電子の静 止質量、c は光速、q は電気素量、 B_z は陰極上の磁 束密度である。これらの式から熱エミッタンスは レーザー径に対して比例し、磁気エミッタンスは



レーザー径の二乗に比例することが分かる。従って、レーザー径を変えてエミッタンスを計測し、 その結果を $\varepsilon_{ms}^2 = \varepsilon_{th}^2 + \varepsilon_{mag}^2$ としてフィッティグすることでそれぞれのエミッタンスが求められる。

各レーザー径に対する、エミッタンスの値をFig.1に示す。この結果から次世代放射光源の実機で 要求されるエミッタンスの値を満たしていることが確認された。図中の破線は測定した値をフィッティ ングした結果を示しており、カソードの実効的な温度 k_BT は 54±5meV であった。この値は室温 (T=300K)を仮定したときのエネルギー26meV よりも大きいが、GaAs のバンドギャップ ϕ とレーザー 波長 hvの差によるエネルギー($hv - \phi$)/3=176meVよりは低く、レーザーにより伝導帯に上げられた電 子が放出されるまでに熱化されたことがうかがえる。レーザーの余剰エネルギーが熱化されているこ とからレーザーの波長に対する設計の自由度が増すことが分かった。

3. 高電圧印加試験

ERL 放射光源用の高電圧光陰極 DC 電子銃の開発において高電圧を安定に 印加するという課題は最も重要な課題の 一つである。これまでの光陰極 DC 電子 銃では、セラミック表面での局所的な帯電 を抑えるために表面にわずかな導電性を 持たせたコーティングを施したものやバル ク導電性のあるセラミックを用いてきた。し かしながら、これらのセラミック管を用いた 光電陰極 DC 電子銃[8,9]では 500kV の 電圧での安定稼働はまだ一度も達成され ていない。そこで、我々は Fig. 2 に示すよ うに、500kV 光陰極 DC 電子銃に分割型 セラミック管を採用し、セラミック管の電圧 を外部の分割抵抗で分割し、セラミック管 を高電圧端から放出される電子から保護 するためにガードリング電極を設けた。こ の型のセラミック管はJAEAの高出力FEL 用熱電子銃[9]と名古屋大学の 200kV 光 陰極電子銃[10]に採用され十分な実績 のあるものである。



Fig. 2. Cut-view of the 500-kV electron gun

セラミック管の分割数、ガードリングの形状の最適化設計を行った結果、分割数を 10 段としガード リングの形状を決定した。セラミック管の各段の長さは 65mm であり直径は 400mm である。サポート ロッドの直径は 101.6mm でありガードリングの内直径はサポートロッドのほぼ 2.7 倍とした。POISSON による電場分布の結果、ガードリングを順方向とした場合のガードリング表面とサポートロッド表面で のそれぞれの最大電場は 6.83MV/m と 8.34MV/m であり、逆方向とした場合は 13.9MV/m と 8.67MV/m である。各段の分割抵抗は 500MΩ とした。ガードリングの方向については順方向の場合 は各部分での電場を小さくでき、逆方向の場合の電場はやや大きくなるが X 線等により放出される2 次電子をガードリングで抑えることができる。セラミック管およびガードリングは両方向の設置が可能 な形状で製作されている。ガードリ ング、サポートロッド、真空チャン バの材質はガス放出速度、2 次電 子放出係数スパッタリン係数に配 慮しすべてチタン製とした。

高電圧電源、セラミック管は +0.2MPaのSF₆ガス中で使用されることを前提に製作されており、高 電圧印加試験はそのSF₆ガス中で 行った。排気速度 $1m^3$ /sの磁気軸 受け型ターボ分子ポンプによりセ



Fig. 3. Pressure and radiation versus applied voltage.

ラミック管内部と真空チャンバ内の排気を行い、約8時間、最高温度190℃のベーキングを行い 3×10-8Pa以下の真空度に到達した後に高電圧の印加を開始した。250kV程度から真空中での小さ な放電が現れその後約50時間程度コンディショニングで500kVまで到達した。Fig.3に示すように コンディショニング後の印加電圧に対する放射線、真空度の様子から暗電流などが発生せず、安定 に電圧が印加されていることが分かる。高電圧コンディショニングは現在進行中であり、500kVまで 順調にコンディショニングが進んでいることから、まもなく550kVに達し、500kVでの安定な運転が可 能であると考えられる。

4. まとめ

これまで行ってきた ERL 放射光源用光陰極 DC 電子銃の開発の結果、NEA-GaAs の初期エミッ タンスが ERL 放射光源の要求を満たすことを確認し、多段型セラミック管とガードリング電極を採用 することで、これまで達成されてなかった超高電圧光陰極電子銃の完成の目途を立てた。

本研究の一部は JAEA、KEK、広島大学、名古屋大学の協力体制(高輝度電子源開発グルー プ)のもとで行われたものであり、同グループのすべての方々に感謝の意を表する。本研究の一部 は、科研費基盤 (B) 20360424、文部科学省受託研究:量子ビーム基盤技術開発プログラム、KEK 大学連携支援事業の成果である。

参考文献

- [1] R. Hajima et al. (ed.), KEK/Report 2007-7, JAEA/Research 2008-032.
- [2] B. M. Dunham, L. C. Cardman, and C. K. Simclair, Proc. of PAC '95, 1995, p.1030.
- [3] N. Yamamoto, et al., J. Appl. Phys., 102, 024904 (2007).
- [4] I. V. Bazarov, et al., J. Appl. Phys., 103, 054901 (2008).
- [5] H. Iijima, et al., Proc. of the 4th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, p.670 (2007).
- [6] R. Hajima and R. Nagai, Nucl. Instr. and Meth. A 557 (2006) 103-105.
- [7] I. V. Bazarov, et al., PTST AB 8 (2005) 034202.
- [8] K. Smolenski, et al., Proc. of 18th International Spin Physics Symposium (2009) 1077-1083.
- [9] C. Hernandez-Garcia, et al., Proc. of 18th International Spin Physics Symposium (2009) 1071-1076.

3.8 レーザーによる化学反応制御の研究

Chemical Reaction Control by Laser

横山淳、横山啓一、大場弘則、田村浩司、佐伯盛久、黒崎譲、橋本雅史、 村上洋、赤木浩、板倉隆二、笠嶋辰也、松岡雷士、穂坂綱一、坪内雅明 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子科学研究ユニット Atsushi YOKOYAMA, Keiichi YOKOYAMA, Hironori OHBA, Koji TAMURA, Morihisa SAEKI, Yuzuru KUROSAKI, Masashi HASHIMOTO, Hiroshi MURAKAMI, Hiroshi AKAGI, Ryuji ITAKURA, Tatsuya KASAJIMA, Leo MATSUOKA, Koichi HOSAKA, Masaaki TSUBOUCHI Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Studies on laser isotope separation, laser element separation, chemical reaction control by laser and ultrafast spectroscopy of biopolymers have been conducted in Laser Chemistry Group. Recent progress on these researches is outlined.

Keywords: Laser, Isotope Separation, Reaction Control, High Intensity, Ultrafast Spectroscopy

1. はじめに

レーザー物質制御研究グループでは、原子カエネルギー分野、および医療、半導体等一般産業分野におけるレーザー利用を目指したレーザー同位体分離や元素分離、その基礎となるレーザーによる化学反応制御の研究、並びに生体物質の超高速分光の研究を進め、高効率酸素同位体分離法の開発 [1]、テラヘルツ波コムを用いた同位体分離法の考案[2]、I2分子の共鳴インパルシブラマン散乱[3]、 CsI分子の同位体選択的振動励起を可能とするパルス波形の最適制御理論による予測[4]、強レーザー場におけるエタノールの解離性イオン化ダイナミックス[5]、光還元によるEuの逆溶媒抽出[6]、³⁰Si濃縮SiF4ガスのプラズマ CVD による³⁰Si 濃縮シリコン薄膜創製[7]、シングルショット高速 THz分光システム開発[8]、レーザー同位体分離への適用を目指した波長可変侠帯域レーザー開発[9]などの成果を挙げてきた。本シンポジウムでは、当グループ発足以来得られた成果の中から特に、同位体選択的赤外多光子解離を用いた酸素同位体分離、Csの同位体分離を目指したテラヘルツ波コムを用いた同位体選択的回転励起、および強レーザー場におけるエタノールの解離性イオン化ダイナミックスについて説明する。

2. 酸素同位体分離

酸素 18(¹⁸O、天然存在割合 0.204%)は、陽 電子断層撮影用試薬に用いられる陽電子放 出核種 ¹⁸F の原料として、またエネルギー消費 量測定用の原料として需要が伸びている同位 体である。現在、酸素同位体は水あるいは酸 素の蒸留により濃縮されているが、分離係数



Fig.1 Dissociation pathway of vibrationally excited C5H8O

(それぞれ 1.005 および 1.006)が非常に小さいため、高濃縮するのに多段のカスケードを必要とし、設備が巨大になる。一方、レーザー同位体分離は、原理的に分離係数が大きいため小さな設備で高濃縮が期待される。最近、我々は、2,3-ジヒドロピラン(C₅H₈O)の赤外多光子解離による酸素同位体分離法を開発した。[1]

図1にab initio 分子軌道法計算(B3LYP/6-31G**)で推定された高振動励起分子の分解反応経路を 示す。2,3-ジヒドロピランは、逆ディールス・アルダー反応により 2-プロペナール(C₃H₄O)とエチレン (C₂H₄)に分解する。このような結合の生成と切断が同時に起こる協奏反応では、分解の活性化エネルギ ーが小さいため、低レーザーフルエンスで分解することが期待できる。また、分解生成物が安定化合物で あることから、分解生成物が周囲の分子と反応して同位体選択性を低下させる2次反応が起こらない。ま た、炭酸ガスレーザー発振領域に吸収のある C-O 伸縮振動における同位体シフトは、ab initio 分子軌 道法計算より 15.1cm⁻¹ と予想され、同位体選択的な励起が期待できる。そのため、C₅H₈¹⁸O を選択的に 分解させて酸素 18 を 2-プロペナールに濃縮することを意図して、2,3-ジヒドロピランの赤外多光子解離 実験を行った。

表 1 に、本研究以前に行われていた赤外多光子解離を利用した酸素同位体分離の結果とともに、 2,3-ジヒドロピランを用いた同位体分離実験結果を示す。本研究以前に行われた研究で最も高い分離係 数が得られたのはジイソプロピルアルコール(C₃H₇)₂O であるが、2,3-ジヒドロピランでは試料の圧力が高 いにもかかわらず 2 倍もの高い分離係数が得られ、天然で 0.204%の¹⁸O が最大 60%まで濃縮した。この 1 波長光照射による同位体分離では、試料を封入するセルの窓材がレーザーにより損傷しないようにし、 かつ試料を分解に必要なレーザーフルエンスで照射できるように、セルの中央にレーザー光を弱く集光 している。しかし、平行なレーザー光でセル内全体を照射しても赤外多光子解離が起こるように低いレー ザーフルエンスで解離が起こるようにすることが、大量濃縮するために必要である。そこで、シリコン同位 体分離[12]で有効であった 2 波長光照射によるレーザーフルエンス低減化についても検討し、この方法 が有効であることも実証した。

| Molecule | Fluence | Pressure | D(¹⁸ O)* (%) | Enrichment | ¹⁸ O Fraction in | Reference |
|----------------------------------|------------|----------|--------------------------|------------|-----------------------------|-----------|
| | (J/cm^2) | (kPa) | | Factor | products (%) | |
| C ₅ H ₈ O | 2.1 | 0.53 | 0.043 | 751 | 60 | [1] |
| | 2.6 | 0.27 | 1.4 | 169 | 26 | |
| $(C_{3}H_{7})_{2}O$ | 1.9 | 0.016 | < 0.03 [3] | 350 | 41 | [10] |
| | 4.6 | 0.016 | 12 | 26 | 5.0 | [11] |
| $(CF_3)_2O$ | 4 | 0.067 | 3 | 95 | 16 | [11] |
| C ₅ H ₁₀ O | 1.6 | 0.13 | | 74 | 13 | [10] |

Table I. Typical Results for ¹⁸O Enrichment

*) Dissociation probability of C₅H₈¹⁸O, which is defined as dissociated fraction per pulse of C₅H₈¹⁸O in the laser irradiated area.

3. テラヘルツ波コムを用いた同位体選択的回転励起

放射性廃棄物中に含まれるCs-135 は、半減期が2.3×10⁶年と非常に長い上に、水溶性であるために 地層処分に際して地下水への浸出が懸念され、長期にわたる放射性廃棄物の環境負荷低減の観点か ら¹³⁵Csの中性子照射による核変換が望まれている。しかし、放射性廃棄物には¹³⁵Csのほかに安定同位 体である¹³³Csも共存し、¹³³Csは中性子照射により¹³⁵Csを生成するために、核変換の前に同位体分離を 行う必要がある。分子法レーザー同位体分離法は、分離係数が大きく、稼動部分も少ないため、メイン テナンスが容易でコンパク トな放射性同位体の分離 に適していると考えられる。 しかし、セシウムのように重 い元素の同位体シフトは 小さく、多くの振動回転状 態に分布しているような温 度では、ブロードな吸収ス ペクトルに同位体シフトが 隠れてしまい、高い同位 体選択性が期待できない。 高い選択性を得るために、 セシウム同様に重い元素 であるウラン濃縮の場合に はノズルから気体を真空



中に噴出させて振動回転温度を低くした分子



線にレーザーを照射する方法がとられたが、この方法では分子線中での気体密度が低いためコンパクト な設備で高い処理速度は望めない。そこで、気体を流しながら連続的に同位体分離が行えるように、高 い振動回転温度でも、同位体選択的に分布のすべてを高励起状態に移動できる同位体選択励起法を 考案した。[2]

図2に原理図を示す。2原子分子 ABとBの同位体 B'とA が結合した AB'分子を考える。AB分子の 回転定数を B₀とすると回転状態間のエネルギー差は、回転量子数がひとつ増加するごとに2B₀ずつ増 加するので、スペクトルが2B₀間隔の櫛の歯になっているパルスを作ると、任意の回転状態に分布してい る分子をひとつだけ励起あるいは誘導放出による脱励起を起こさせることが可能になる。そして、ある回 転状態より上に励起した分子をさらに光吸収により分解あるいはイオン化させて取り除くようにすると、繰り 返しこのようなパルスを当てることですべての分子を取り除くことが可能となる。一方 AB'分子の回転定数 は、AB'と AB の質量比を y とすると y B₀となるので、ある回転状態間の遷移に会わない櫛の波スペクト ルが現れる。その結果、そこより上に励起することが出来ず、分解あるいはイオン化はできないので、生 成物中に B 同位体を濃縮することが可能となる。シミュレーションの結果によると、回転温度1000K の ¹³³CsI と ¹³⁵CsI の混合系に ¹³³CsI に合う櫛の歯スペクトルを 3200 パルス照射すると、¹³³CsI は 99.3%分 解するのに対して、¹³⁵CsI は 1.9%しか分解しないため、CsI 中に ¹³⁵CsI が高濃縮される。

4. 強レーザー場におけるエタノールの解離性イオン化ダイナミックス

レーザーにより化学反応を制御する手法の開発は、同位体分離、元素分離、物質合成などの手法開 発の基礎として重要であり、我々は、今まで電子励起状態を選択したり、振動励起して分子構造を変形 することで励起状態ポテンシャル上の励起位置を変えたりして特定の化学結合を選択的に切断すること に成功してきた。最近、我々は強光子場における化学反応を理解し、その知見を下に電子を直接制御 することで化学反応を制御する方法を探る研究を進めており、その一環として、エタノールの強光子場中 に生成するイオン別に光電子スペクトルをとることで、イオン生成 に関与する初期イオン化過程を明らかにした。[5]

図3に生成イオン別の光電子スペクトルを示す。生成するイオン が $C_2H_5OH^+$ ($C_2H_5OH \rightarrow C_2H_5OH^+$ + e⁻)と $C_2H_4OH^+$ ($C_2H_5OH \rightarrow C_2H_4OH^+$ + H + e⁻)の場合には、すべてのレーザ 一強度においてイオン化閾値より上何光子吸ったかの違いによ るピーク構造が現れている。一方、CH₂OH⁺ ($C_2H_5OH \rightarrow$ CH₂OH⁺ + CH₃ + e⁻)および $C_2H_5^+$ ($C_2H_5OH \rightarrow C_2H_5^+$ + OH + e⁻)は、低レーザー強度ではそのような構造がないのに対して、 高強度になるに従って、またパルス幅が長くなるに従って構造が 現れる。この CH₃ や OH が脱離する反応は、イオンの励起状態 から起きることが知られているが、その励起過程がレーザー強度 は、励起状態イオンが直接出来る過程が優先していたのが、レ ーザー強度が上がると基底状態イオンが出来た後、さらに光を



吸収して励起状態が出来る過程が優先することが、この結果か Fig. 3 Photoelectron Spectra for different dissociative ionization channels. ら明らかになった。

参考文献

- [1] A. Yokoyama, K. Katsumata, H. Ohba, H. Akagi, M. Saeki, and K. Yokoyama, J. Phys. Chem. A **112**, 6571 (2008).
- [2] 横山啓一、松岡雷士、赤木浩、笠嶋辰也、坪内雅明、横山淳, 特願 2009-220818 (2009).
- [3] L. Matsuoka, K. Yokoyama, and A. Yokoyama, Phys. Rev. A 79, 061404(R) (2009).
- [4] Y. Kurosaki, K. Yokoyama, and A. Yokoyama, J. Chem. Phys. 131, 144305 (2009).
- [5] K. Hosaka, R. Itakura, K. Yokoyama, K. Yamanouchi, and A. Yokoyama, Chem. Phys. Lett. 475, 19 (2009).
- [6] M. Saeki, Y. Sasaki, and A. Yokoyama, Chem. Lett. 38, 398 (2009).
- [7] H. Ohba, H. Suzuki, F. Esaka, T. Taguchi, Y. Yamada, H. Yamamoto, M. Sasase and A. Yokoyama, J. Vac. Soc. Jpn. **52**, 292 (2009) (in Japanese)
- [8] H. Murakami, K. Shimizu, M. Katsurada, and S. Nashima, J. Appl. Phys. 104, 103111 (2008).
- [9] K. Tamura, Appl. Opt. 46, 5924 (2007).
- [10] T. Majima, K. Sugita and S. Arai, Chem. Phys. Lett. 163, 29 (1989).
- [11] V. B. Laptev, E. A. Ryabov and L. M. Tumanova, Quantum Electronics 22, 607 (1995).
- [12] A. Yokoyama, H. Ohba, M. Hashimoto, K. Katsumata, H. Akagi, T. Ishii, A. Ohya and S. Ara, Appl. Phys. B 79, 883 (2004).

3.9 Development of Focused Laser Plasma X-ray Beam for Radiobiological Applications

Masaharu NISHIKINO, Noboru HASEGAWA, Masahiko ISHINO, Tetsuya KAWACHI Japan Atomic Energy Agency Quantum Beam Science Institute Katsutoshi SATO, Hodaka NUMASAKI, Teruki TESHIMA Osaka University Graduate School of Medicine, Division of Health Sciences Shinsuke OHSHIMA, Hiroaki Nishimura Institute of Laser Engineering, Osaka University

We have started to develop a laser plasma x-ray microbeam irradiation system, and demonstrated a preliminary study of the cell survival and gamma-H2AX focus formation in the culture cells irradiated with laser-produced plasma x-ray.

Keywords: ultrashort Ka x-rays, soft x-ray laser, radiobiological effect

1. Introduction

Recently, high energy, monochromatic x rays emanating from laser-produced plasma (LPP) are attracting much attention as a new radiation source indispensable for high energy density physics, bioscience, and material sciences. Aiming at these applications, we have been improving performances of K α lines emitted from LPP[1] and soft x-ray lasers (SXRLs). The monochromaticity is particularly important when x rays are handled with a narrow-band optics or used to selectively excite a specific material involved in matters. In addition, time-duration of such sources is typically an order of pico-second, and it could be comparable or even shorter than recovery time of biologically damaged cell by irradiation, so that the LPP source can be a new source compared with conventional x-ray sources for investigating the mechanisms of irradiation survival and death of biological cells. Then, we propose to develop an ultrashort, intense x-ray microbeam system to study the radiobiological effect and the bystander effect[2]. We report a preliminary study of the cell survival and gamma-H2AX focus formation in the culture cells irradiated with K α x-rays generated by a femtosecond (fs) laser driven plasma.

2. Experiment

2.1 Laser produced plasma x-ray source

Two types of LPP x-ray source have been developed as for the x-ray microbeam system. One is K α x rays generated with an ultrashort high intensity laser pulse at intensities of 10^{17} - 10^{18} W/cm² and duration of 50-100 fs. Energetic electrons generated via laser-plasma interaction propagate deeply into a solid material. As a result, bremsstrahlung and characteristic x-ray radiation are produced. A tabletop Ti:sapphire laser system, that produces 70 fs, 150 mJ pulses at 10 Hz repetition rate was used to generate K α x-ray pulse from a copper (Cu) target. The conversion efficiency is about 10^{-5} of incidence, corresponding to the

number of Cu- K α photons (8 keV) of about 3 x 10¹⁰ photons/4 π sr/pulse. The pulse width of K α emission, that is comparable to the life-time of hot electrons in the plasma, is estimated to be about 1 ps. The other source is a SXRL light extracted from LPP. The soft XRL (90 eV) is generated by amplification of spontaneous emission (ASE) in plasmas with the population inversion. The output energy is about 1 μ J, corresponding to a flux of about 10¹¹ photns/pulse[3]. The pulse width of the x-ray laser is about 7 ps[4].

2.2 Development of microbeam system

An x-ray micro-beam, focused down to a micrometer scale is expected to be a new tool for the study of radiobiological effects by irradiating a single biological cell. Many types of x-ray focusing device have been developed to generate the x-ray microbeams. The sub-micron spot size has already been achieved in the hard x-ray region with a synchrotron x-ray source and soft x-ray region with LPP x-ray source. In these cases, Fresnel zone plates (FZPs) are mostly used but monochromatic radiation source is primally needed. In the case of LPP K α x rays, we adopt a polycapillary x-ray lens in order to collect diverging x rays from LPP to a spot of about 300 µm in diameter, and simultaneously a pinhole of 10-40 mm diam. to limit irradiation area. In the case of the SXRL, the beam is focused to about 10-20 µm with a spherical multilayer mirror or to about 0.5 µm with a FZP[5]. The microbeam system[6] is consisting of automatic micro-stages and an optical microscope and these x-ray beams. Figure 1 shows the schematic view of x-ray microbeam system.



Fig.1 Schematic view of X-ray microbeam system using K α x-ray

3. Results

We have started preliminary experiments of the cell survival and gamma-H2AX focus formation in the culture cells with the K α x-rays. The gamma-H2AX focus formation can be used for the criterion of the double-strand break of DNA. To realize the exposure in a general culture condition, x-rays vertically exposed a culture dish. We have used the Cell line of A549 (human lung adenocarcinoma cell line). A silicon nitride (SiN) membrane coated with collagen was adopted as a cell adhesion substrate. A day before the x-ray irradiation, adequate number of cells were seeded on the SiN membrane. Immediately before the irradiation, cells cultured on the SiN membrane were attached to culture dishes with a 1mm diameter hole.

The dose rate was 0.1 Gy/min estimated from the photon counting method with an x-ray CCD camera. Survival fraction was evaluated with colony formation assay, and gamma-H2AX focus formation was detected with anti-phospho-H2AX antibody (#9719, Cell Signaling Technology) and fluorescence microscope. The distribution of culture cells with γ -H2AX foci clearly depended on the irradiated beam size of K α x-ray with about 2 Gy as shown in Fig. 2(a). The size of γ -H2AX foci region was about 900 μ m in horizontal and vertical directions, consistent with the x-ray spot size of 950 μ m. Figures 2(b) shows the γ -H2AX foci in the nucleus irradiated with the irradiation dose of about 2 Gy.





Fig.2(a) γ -H2AX focus formations by the x-ray irradiation. (b) γ -H2AX (green) focus formation and in nucleus (blue) at 2 Gy dose

4. Conclusion

We have started the development of x-ray microbeam system for radiobiological applications, and preliminary experiments on the radiation-induced effect using LPP x rays. In near future, we apply apply the system for the study of "Bystander effect" to provide the basic data of the radiotherapy including the relation between the irradiation area and the ranges of cancer invasion.

Acknowledgements

This work was in part performed by auspices of "Mono-eneregetic quantum beam science with petawatt lasers" from the MEXT and by a grant-in-aid for young scientists (B) 20710046 and "Influence of cancer invasion, metastasis and angiogenesis by radiation therapy (No. 08041858)" from the Japan Society for the Promotion of Science. The authors are grateful to Prof. N. Matsuuraof Osaka university, Dr. Y. Kobayashi and Dr. T. Funayama of JAEA for their fruitful comments and technical supports.

References

- [1] T. Guo et al., Rev. Sci. Inst. 72, 41-47, 2001.
- [2] M.V. Sokolov. et al., Oncogene 24, 7257-7265, 2005.
- [3] M. Nishikino et al., Appl. Opt. 47, 1129-1134, 2008.
- [4] Y. Ochi et al., Appl. Phys. B 78, 961-963, 2003.
- [5] M. Nishikino et al., Jpn. J. Appl. Phys. 47; 983-985, 2008.
- [6] T. Funayama et al., J Radiat Res 49; 71-82, 2008.

3.10 XFEL 照射による生体分子の放射損傷の評価 Evaluation for Radiation Damage of Bio-molecules Irradiated by XFEL

甲斐健師 日本原子力研究開発機構

Takeshi Kai Japan Atomic Energy Agency

Abstract. Atomic model considering photoionization, Compton scattering, Auger decay, electron-impact ionization and field ionization for the inner electric field was developed to investigate the damage of biomolecule irradiated with the X-ray free electron lasers (XFEL) to guide the XFEL experiments for the three-dimensional structure analysis. We made the radiation-damage maps, which indicate relationship between XFEL parameters and target radius for the damage of carbon clusters, to obtain optimal incident X-ray flux. We found that the damage of carbon cluster changes from the increasing tendency to the decreasing tendency as the target radius increases.

Keywords: X-ray free electron laser, Radiation damage, Biomolecule

1. はじめに

近年、日本、アメリカ、ヨーロッパの各拠点で、X線自由電子レーザー(XFEL)の開発が進 んでいる[1-3]。XFELはコヒーレント性が非常に高く、高強度(~1×10²² photons/pulse/mm²) であるため、XFELにより生体分子の単分子状態での立体構造決定が可能となることが期待 されている。多くの医薬品の標的蛋白質分子は生体膜に埋め込まれて働く膜蛋白質分子で、 その測定は蛋白質の結晶化が極めて困難であることから、この全く新しい方法での立体構 造決定への期待は大きい。高強度X線を生体分子に照射すると、弾性散乱光の強度が増加す るため高分解能の回折像が得られる。しかしながら、高強度X線を生体分子に照射すると放 射X線損傷も伴う。そのため生体分子の立体構造決定には放射X線損傷の評価が必要不可欠 となる [4-12]。XFELによる生体分子の立体構造決定には放射X線損傷が抑制され、且つ十分 な弾性散乱光を測定できる最適解を求めなければならない。

生体分子の放射X線損傷はX線のエネルギー、パルス幅及び強度、さらに標的サイズ等の 様々なパラメータによって異なる。近年、粒子コードを用いた詳細シミュレーションの結 果が報告され、生体分子の放射X線損傷メカニズムが詳細に解明され始めた[11]。しかしな

がら様々なパラメータ条件による生体分子損傷の報告はなされておらず、立体構造決定の 最適解を求めるまでには至ってない。本研究では放射X線損傷を評価するために、生体分子 の損傷解析に必要不可欠な原子過程として、光吸収電離過程、コンプトン散乱、電子衝突 電離過程、オージェ過程、電場電離過程を考慮し、生体分子の電荷密度は空間に対して一 様であると仮定した簡易原子モデルの開発を行った。この簡易原子モデルを用い、生体分 子の立体構造決定のための最適解を求めるために、放射X線損傷の研究を行った。

2. 計算手法

生体分子は主に水素、酸素、窒素、酸素原子から生成されている。本研究では生体分子 を半径 R の炭素クラスターと見なし、放射 X 線損傷の評価を行う。炭素クラスターの原子 密度は比重が 1 g/cm³となるように原子密度を 5×10²² 1/cm³ とした。生体分子に高強度 X 線を照射すると内部原子は光吸収電離及びコンプトン散乱を起し、生成された光電子・コ ンプトン反跳電子等による電子衝突電離やオージェ過程により電離が進行していく。さら に、高エネルギーを持つ光電子が生体分子内部から飛び出すことにより生体分子は正に帯 電し、内部電場により電場電離を引き起こすことが報告されている[10,11]。本研究では光 電子がクラスター外部に飛び出し、時々刻々と変化するクラスターの電荷密度 q(t)は空間 一様であると仮定した。クラスター内部に生成された自由電子は静電ポテンシャルを越え なければ外部に飛び出すことはできない。X 線エネルギーが 12keV でクラスター半径が 100Å であるとクラスター表面から光電子が飛び出せなくなるときのクラスター表面の電場は 1.2 [TV/m]となる。

XFEL 照射による炭素クラスターの電離メカニズムを解明するために時間及び空間に依存 したレート方程式を構築する。入射 X 線はガウス分布であると仮定した。光吸収電離過程、 コンプトン散乱、オージェ過程、電子衝突電離過程については空間一様に起こると仮定し た[12]。これらの原子過程の反応確率[1/s]は *R*(*t*)で表される。電場電離に関しては、(1) 式より空間に強く依存しているため電場電離の反応確率を *R*(*r*, *t*)と表し、空間依存性を考 慮した。これらの各原子過程の反応確率を用いたレート方程式を時間・空間について解く ことにより、原子及びイオンの各電子状態の位置及び時間に関する原子密度 *N_i*(*r*, *t*)が求ま る。最終的に時間・空間平均をとったクラスター内部の平均束縛電子数を用いて放射 X 線 損傷の評価を行う。

3. 結果と考察

本研究による原子モデルの精度を確認するために Nakamura ら[11]による先行研究の結果との比較を行った。計算条件は X 線エネルギー12keV、パルス幅 10fs、炭素クラスター半

径 100 Å である。さらに各原子素過程のう ち、どの原子過程が電離に大きく寄与して いるかを調べるために、①光吸収電離過程 のみ、②光吸収電離過程+コンプトン散乱、 ③すべての原子素過程を考慮した3種類の 計算も行った。Nakamura らの報告[11]では 電場電離の効果がクラスターの電離に大 きく寄与し、電子衝突電離過程とオージェ 過程は電離に殆ど寄与していないことが 報告されている。図1の②と③の計算結果 より、電場電離の効果が電離にかなり寄与 していることが分かる。電子衝突電離過程 とオージェ過程に関しては本研究におい



ラスター半径 100Åのときの平均束縛電子数.

ても殆ど寄与していないことが確認された。本研究の計算結果は粒子コードを用いた Nakamura らの粒子コードの結果とほぼ一致した結果が得られた。

XFEL 実験の最適解を求めるために、パルス幅、X 線エネルギー、標的の半径依存性について調べた。入射 X 線の条件として、エネルギー12keV、パルス幅 1fs とした。それらの結果(放射損傷マップ)を図 2 に記す。これら

の計算結果から標的の半径依存性が見られ る。等高線で表した平均束縛電子数に注目す ると、標的の半径が増加するに従い、放射 X 線損傷は増加していき、さらに標的が大きく なると放射 X 線損傷は減少していくことが 分かる。標的が大きくなると標的の電荷数が 増加するためにクラスター内部に生成され る電場が強くなる。しかしながら、さらに標 的の半径が増加すると光電子トラップが顕 著になり、クラスター表面に誘起される電場 が減少する。そのため、ある程度標的が大き くなると電場電離の寄与が抑制され、標的の



ときの放射損傷マップ.

電場電離による損傷が抑制されることがわかる。本研究により開発された簡易原子モデル を用いることで、様々な条件による生体分子の放射 X 線損傷が評価できることが期待され る。さらに弾性散乱光強度の評価を行うことにより回折像の分解能を評価することができ るため、放射 X 線損傷を伴う弾性散乱光強度の評価を行うことで生体分子の立体構造決定 のための最適解が求められることが期待できる。

4. まとめ

XFEL 照射による生体分子の損傷を研究するために原子素過程として光吸収電離過程、コ ンプトン散乱、オージェ過程、電子衝突電離過程及び電場電離を考慮した簡易原子モデル の開発を行った。本研究の結果より、放射 X 線損傷の標的半径依存性が具体的に評価され た。今後の展開として、生体分子の立体構造決定に適した条件を求めるために様々なパラ メータによる放射損傷マップを作成することや、電子及びイオンダイナミクスを考慮した 詳細シミュレーションコードの開発等が挙げられ、さらに放射 X 線損傷を伴う弾性散乱光 強度の評価を行うことで生体分子の立体構造決定のための最適解が求められることが期待 できる。

謝辞

本研究を遂行するに当たって、ご助言いただいた郷信広教授、河野秀俊博士、徳久淳師 博士、高潤一郎博士、乙部智仁博士、福田佑仁博士、山極満博士に感謝致します。また、 本研究は、「X線自由電子レーザー利用推進課題研究」(文部科学省)のサポートの基に遂 行しております。

参考文献

- [1] http://xfel.desy.de/ for The European x-ray laser project XFEL
- [2] http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/ for LCLS project.
- [3] http://www.riken.jp/XFEL/eng/index.html for Japanese XFEL project
- [4] R. Neutze, R. Wouts, D. Spoel, E. Weckert E, and J. Hajdu, Nature 406 752 (2000).
- [5] S.P. Hau-Riege, R. London, and A. Szoke, Phys. Rev. E 69 051906 (2004).
- [7] K. Moribayashi, J. Phys. B 41 085602 (2008).
- [8] K. Moribayashi and T. Kai, J. Phys: Conference series, 163, 012097 (2009).
- [9] T. Kai and K. Moribayashi, J. Phys: Conference series, 163, 012035 (2009).
- [10] C. Gnodtke, U. Saalmann, and J. M. Rost, Phys. Rev. A 79 041201 (2009).
- [11] T. Nakamura, Y. Fukuda, and Y. Kishimoto, Phys. Rev. A 80 053202 (2009).
- [12] T. Kai, Phys. Rev. A, vol.81, pp.023201 (2010).

This is a blank page.
4. 第10回光量子科学研究シンポジウム ポスター発表

The 10th Symposium on Advanced Photon Research

– Posters

This is a blank page.

4.1 金の薄膜ターゲットを用いたレーザープラズマX線源の開発

Development of a Laser Produced Plasma X-ray Source by Use of Au Thin Film Targets

<u>石野雅彦</u>¹,加道雅孝¹,岸本 牧¹,錦野将元¹,長谷川登¹,大場俊幸¹,河内哲哉¹,保智己², 安田恵子²,山本容正³,平井到³,篠原邦夫⁴

1) 日本原子力研究開発機構, 2) 奈良女子大学, 3) 大阪大学, 4) 早稲田大学.

<u>Masahiko ISHINO</u>¹⁾, Masataka KADO¹⁾, Maki KISHIMOTO¹⁾, Masaharu NISHIKINO¹⁾, Noboru HASEGAWA¹⁾, Toshiyuki OHBA¹⁾, Tetsuya KAWACHI¹⁾, Satoshi TAMOTSU²⁾, Keiko YASUDA²⁾, Yoshimasa YAMAMOTO³⁾, Itaru HIRAI³⁾, Kunio SHINOHARA⁴⁾

¹⁾ Japan Atomic Energy Agency, ²⁾ Nara Women's University, ³⁾ Osaka University, ⁴⁾ Waseda University.

Laser produced plasmas are attractive soft x-ray sources for a soft x-ray microscopy, because of their short duration time enough to stop the movement of living nature and the Brownian motion, and to capture images before the structural changes by radiation damages. To develop an intense soft x-ray source, soft x-ray emissions from laser produced plasmas using Au thin film targets were observed with respect to the film thickness. Au thin films having nano-meter order thicknesses evaporated on silicon nitride membranes were irradiated by a high contrast Nd:glass laser pulses with OPCPA system. The spectra of emitted soft x-rays were monitored by an x-ray spectrograph from the rear side to the surface of laser irradiation. The observed emission intensities showed a clear dependence on the film thickness. The results suggest that most of the irradiated laser energy is absorbed by the film, and is efficiently converted from laser to x-rays.

Keywords: Laser produced plasma, Soft x-rays, Thin film target

1. はじめに

酸素と炭素の K 殻吸収端に挟まれた「水の窓」と呼ばれる波長領域の軟 X 線を利用する軟 X 線 顕微鏡は、水溶液中の生きた細胞を高い空間分解能で観察する技術であり、細胞構造や構造変化 に伴う機能発現の解明に役立つ手段として期待されている。水溶液中の生きた細胞を観察する場 合、ブラウン運動や細胞自身の活動による構造の揺らぎに起因する空間分解能の低下、および放 射線損傷による細胞の構造変化が問題となる。軟 X 線顕微鏡の光源にレーザープラズマ X 線を利 用した短パルス X 線源を用いることにより、水溶液中の細胞を瞬時に撮像することが可能となる。 これにより、空間分解能の低下を回避することや、放射線損傷が発現する前に細胞構造の観察お よび記録が可能となる。

軟 X 線顕微鏡では集光や結像のための光学系だけでなく、試料を保持する窓材などによる光量の損失が顕著であることから、短パルス X 線光源には非常に高強度のレーザープラズマ X 線源が求められる。そこで、軟 X 線顕微鏡の高強度短パルス X 線光源の開発を目的として、「水の窓」 領域の軟 X 線を高効率で発生する金の薄膜ターゲットを用いたレーザープラズマ X 線源の特性評 価を行った。金薄膜の裏面から発生するプラズマX線の発光スペクトルを測定した結果、発光強度とスペクトル分布に明瞭な膜厚依存性が存在することを確認した[1]。

2. 実験

金の薄膜ターゲットは、電子ビーム蒸着法により厚さ 100 nm の Si₃N₄窓(2 mm x 2 mm)の表面に成膜することにより製作した。蒸着中の膜厚は、蒸着装置に設置の水晶振動子によりモニタした。蒸着時には膜厚評価のためにモニタ用の Si 基板を Si₃N₄窓と共に設置した。正確な膜厚は、蒸着後に Si 基板または Si₃N₄窓(フレーム部分)に対して X 線回折装置による X 線反射率測定または触針式段差計による段差測定を行うことにより評価した。今回の実験では、16 nm から 689 nm までの膜厚をもつ金の薄膜ターゲットを用意した。

Figure 1 にレーザープラズマ X 線発生部周辺の実験配置を示す。プラズマ X 線は金の薄膜ター ゲット表面に Nd:glass レーザーシステム[2]から供給されるレーザーパルスを集光照射することに より発生させた。Nd:glass レーザーシステムには光パラメトリック増幅が採用されており、プリ パルスの無い高いコントラストを有するレーザーパルスを得ることができる。ターゲットに照射 するレーザーパルスの波長は 1053 nm、パルス幅は 600 ps であり、1 パルスあたり 10 J の平均エ ネルギーをもっている。

薄膜ターゲットの裏面から発生するプラズマX線の発光スペクトルは斜入射型平面結像X線分 光計[3]により測定した。また、X線の発光形状は軟X線プラズマカメラ[4]にて計測した。



Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup around the vacuum chamber.

3.X線発光強度の膜厚依存性

Figure 2 に Au 薄膜ターゲットの膜厚に対する「水の窓」X 線領域近傍の裏面発光の強度変化を示す。「水の窓」領域内の波長 3.5 nm および 4.0 nm の発光強度は、波長 4.5 nm に比して弱くなっているが、これは X 線分光器の光学系(集光鏡、回折格子、検出器)表面に存在する吸着層に含



Fig. 2. Detected soft x-ray intensities emitting from Au thin film target.

まれる炭素による X 線吸収が原因である。Figure 2 から、各波長の発光強度には明瞭な膜厚依存 性が存在することがわかる。Au 薄膜ターゲットの膜厚が大きい場合、Au ターゲットで発生した プラズマ X 線は、Au 薄膜(または Au プラズマ)自身による大きな X 線吸収のために裏面まで到 達せず、結果として検出される強度が弱くなる。反対に Au ターゲットの膜厚が小さくなるに従 い、Au による X 線吸収も小さくなることから、裏面発光からの強度が増大する。Figure 2 からは Au ターゲットの膜厚が t \leq 200 nm において、発光強度が急激に増大していることが確認できる。 そして、Au 薄膜ターゲットの膜厚が 28 nm のときに発光強度が極大となっている。Au 薄膜ター ゲットの膜厚が 16 nm まで薄くなると、裏面発光強度は小さくなった。これは、金ターゲットに 吸収されるレーザーエネルギーが減少したためと考えられるが、ターゲット膜厚が 28 nm と 16 nm の場合であっても基板となる Si₃N₄窓に由来する発光強度は認められなかった。このことから、入 射レーザーのエネルギーのほとんどが Au 薄膜により吸収されていると考えられる。

軟 X 線プラズマカメラにより計測した X 線源の直径は 20-30 µm 程度であった[1]。

4. 生きた細胞の軟 X 線顕微鏡像の取得

Au 薄膜ターゲットを光源とした密着型軟 X 線顕微鏡により、水溶液中の生きた細胞の X 線像 の取得を試みた。細胞試料はポリメタクリル酸メチル樹脂 (PMMA) と Si₃N₄ 窓に挟み込み、Si₃N₄ 窓から約 5mm の位置に Au 薄膜ターゲットを設置した。Au 薄膜ターゲットの裏面から発生する レーザープラズマ X 線により、PMMA 上に細胞の吸収コントラスト像を焼き付ける。そして、X 線の照射後、PMMA に現像処理を施すことにより、吸収した X 線量に応じた凹凸が PMMA の表 面に生じる。密着法は PMMA の表面に現れた凹凸を読み取ることにより X 線像を得る手法であ り、我々は読み取りに原子間力顕微鏡を用いている。

Figure 3 に本実験で取得した生きたマクロファージのX線像を示す。この時、X線の発生に用

JAEA-Conf 2010-002



Fig. 3. Soft x-ray microscopic image of living microphage.

いた Au 薄膜ターゲットの膜厚は、最も強度の高い X 線が得られた 28 nm である。Figure 3 は、 Au 薄膜ターゲットから発生するレーザープラズマ X 線により水溶液中の生きた細胞の X 線像を 取得できることを証明している。

5. まとめ

本研究では、軟 X 線顕微鏡に用いる高強度短パルス X 線光源の開発を目的として、金の薄膜タ ーゲットを用いたレーザープラズマ X 線源の特性評価を行った。その結果、金薄膜の裏面から発 生するプラズマ X 線の発光スペクトルには、顕著な膜厚依存性が存在することがわかった。そし て、膜厚が 28 nm の薄膜ターゲットを用いたときに、最も高い強度の発光が計測された。金の薄 膜ターゲットと高いコントラストを有するレーザーパルスとを組み合わせることにより、軟 X 線 顕微鏡に適した高強度短パルス X 線源の開発が可能となることを示している。また、本研究では 28 nm の膜厚をもつ金の薄膜ターゲットを X 線源に適用した軟 X 線顕微鏡により、水溶液中の生 きたマクロファージの観察にも成功した。

今後は他の生体試料の X線像の取得を試みる予定である。

参考文献

- M. Ishino, M. Kado, M. Nishikino, K. Shinohara, S. Tamotsu, K. Yasuda, N. Hasegawa, M. Kishimoto, T. Ohba, and T. Kawachi, Proc. SPIE **7589** (to be published).
- [2] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Nagashima, K. Sukegawa, P. Lu, K. Takahashi, S. Namba, M. Koike, A. Nagashima, and Y. Kato, Applied Optics 42, 2198–2205 (2003).
- [3] T. Kita, T. Harada, N. Nakano, and H. Kuroda, Appl. Opt. 22, 512–513 (1983).
- [4] M. Kado, M. Mori, M. Nishiuchi, M. Ishino, and T. Kawachi, J. Phys.: Conference Series 186, 012031 (2009).

JAEA-Conf 2010-002

4.2 軟X線光学素子評価システムにおける偏光測定 Polarization Measurements in the Evaluation System for Soft X-Ray Optical Elements

 今園孝志 1)、笹井浩行 2)、原田善寿 2)、岩井信之 2)、森谷直司 2)、

 佐野一雄 3)、鈴木庸氏 1)、加道雅孝 1)、河内哲哉 1)、小池雅人 1)

 1)日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門

 2)島津製作所

 3)島津エミット

 Takashi IMAZONO,1) Hiroyuki SASAI,2) Yoshihisa HARADA,2

 Nobuyuki IWAI,2) Naoji MORIYA,2) Kazuo SANO,3 Yoji SUZUKI,1) Tetsuya KAWACHI,1) and

 Masato KOIKE1)

 1)Quantum Beam Science Directorate, JAEA

 2)Shimadzu Corp.

 3) Shimadzu Emit Co. Ltd.

Evaluation System for Soft X-Ray Optical Elements at the soft x-ray (SX) beamline (BL-11) at the SR Center, Ritsumeikan University has been upgraded by installing a novel apparatus for polarimetric and ellipsometric measurements in the SX region, in which it has been developed to perform complete polarization analysis. This apparatus can realize the optical configurations required for polarization measurements by using six independently movable drive shafts in high vacuum. As a demonstration of the capabilities of this apparatus, linear polarization measurement in a wavelength range of 12.4-14.8 nm has been carried out using Mo/Si multilayer polarizers (period: 10.36 nm, ratio of Mo layer to period: 0.64, and 23 bilayers with topmost Si layer) deposited on the surface of commercial Si(111) substrates by an ion beam sputtering method. When the incident wavelength is scanned from 12.4 nm to 14.8 nm by a Monk-Gillieson type varied-line-spacing grating monochromator of BL-11, the angles of incidence of both the Mo/Si multilayer polarizers are also varied from 37.5° to 52.3°. The polarizances depended strongly on the wavelength, and the best performance of over 99% has been obtained in the vicinity of 13.9 nm in which the reflectance is evaluated to be 62%. Using these polarizers, the linear polarization degree has been determined for the first time since the construction of BL-11 to be 85-88% in the measured wavelength range. The test result shows that polarization measurements in the SX region can be performed at BL-11, as well as the fabricated multilayers are usable as polarizers for soft x-ray laser application.

Keywords: Polarizer, Soft x-ray, Polarimetry, Ellipsometry, Rotating-analyzer, Polarization analysis

1. はじめに

レーザープラズマ励起軟X線源や可変偏光型挿入光源の開発とその利用研究の増加に伴い、偏光 計測により軟X線(SX)光源の偏光状態を定量的に評価することへの関心が高まっている。SX 領域の偏 光計測は多層膜生成技術の進展に伴い発展した。波長 13 nm 近傍では高い偏光特性を示す Mo/Si 多 層膜が開発され、放射光 SX ビームラインの偏光計測に利用された¹⁾。Cr/Sc 多層膜は生体物質研究に 有用な「水の窓」領域(O-K~C-K 吸収端の間の波長域(2.4~4.4 nm)で波長板として機能し、円偏光度 の評価に用いられた²⁾。しかし、高い偏光特性を得られるのは特定の波長域に限られ、短波長になるほ ど偏光素子が乏しくなる。特に、磁性材料研究に有用な波長域である Fe、Co、Ni 等のL吸収端近傍(1.7 ~1.3 nm)からMg、Al、SiのK端近傍(1~0.6 nm)にかけて機能する偏光素子の開発は遅れ、当該波長 域の偏光計測実現の隘路となっている。その主な要因は利用できる物質が限られる上、ブラッグ条件を 満足する多層膜の周期長が波長程度と小さいために、多層膜を構成する物質間(界面)での粗さの影響 が顕著となり、その結果高い偏光特性を得ることができなくなるためである。

我々は、立命館大学 SR センターの小型放射光リング AURORA³⁾のビームライン BL-11 に SX 用光学 素子の性能を評価するための常設の装置(軟X線光学素子評価システム)を設置している⁴⁾。本システム は、2 種類の Monk-Gillieson 型不等間隔溝ラミナー回折格子分光器により0.7~25 nm の幅広い波長領 域の SX 光源を利用でき、これまでに多層膜反射鏡や単結晶の他、KeV 領域蛍光X線分析用 Mo/SiO₂ 多層膜回折格子や近接場光リソグラフィー生成高刻線密度(7600 本/mm)多層膜回折格子等の性能評 価の実績を有する⁵⁾。このように、0.7~25 nm の幅広い波長域をカバーする常設の光学素子評価装置は 国内において殆どなく、極めてユニークな装置である。しかし、本システムは p 偏光の効率を計測するた めの駆動機構を有しないため現状では先述の偏光計測による光源の偏光状態の情報取得というニーズ に十分に対応することが出来ない。そこで、BL-11 において偏光計測の実現を目指し、6軸2段ゴニオメ ータを搭載した偏光解析装置を新たに開発し、システムの高度化を図った⁶⁾。

本論文では、X 線レーザーの発振波長の 13.9 nm で偏光子として特性を持つように設計・作製した Mo/Si 多層膜鏡を偏光子として用いた本装置の性能試験の結果について述べる。そして、波長 12.4~ 14.8 nm 域の偏光測定から BL-11 の直線偏光度をそれの建設以来、初めて明らかにしたので報告する。

2. 軟X線偏光解析装置(SXPE)

Figure 1 は、(a)回転検光子法に基づく偏光測定の2回反射型光学配置の模式図と、(b)それを実現 する軟X線偏光解析装置(SXPE)の内部構造の概略図である⁶⁾。偏光測定には偏光子(または移相子)P 及び検光子Aの入射角や方位角等、計6軸(Pの入射角 ϕ 、方位角 χ 、アーム ϕ 、Aの入射角 ω 、方 位角 η 、検出角 θ)が必要である(Fig. 1(a))。これを実現するため、SXPE は6つの自動回転ステージ により2組のゴニオメータステージ GS_PとGS_Aを構成している(Fig. 1(b))。各ステージにはそれぞれ1個 ずつ偏光素子(PとA)を搭載できる。検出器Dにはマイクロチャンネルプレートを採用した。また、3つの 一軸直動ステージにより、Pの高さH、Aの高さX、GS_P水平位置Tを調整できるようにした。全駆動軸は



Figure 1 Schematic of a double-reflection geometry based on the rotating-analyzer method with a phase shifter (or polarizer) (a) and photograph of the internal mechanism of the soft x-ray polarimeter and ellipsometer (SXPE) (b). SXPE accommodates two goniometric stages indicated by GS_P and GS_A. P, A, and D show a polarizer, analyzer, and detector, respectively. All angles shown in Fig. 1 (a) can be changed by six motorized rotary stages (χ , ψ , φ , η , ω , and θ). The heights (or horizontal position) of P and A (or GS_P) are adjusted by three linear stages (H, X, or T). The linear stage assigned as T is located just below the base of GS_P (not shown in the photograph).

JAEA-Conf 2010-002

| Stage | Symbol of axis | Annotation of axis | Operation range | Resolution per pulse |
|--------|-------------------|--|------------------------|-------------------------|
| GSA | η | Azimuth angle of A | $-5 \sim 370^{\circ}$ | 0.00125° |
| | ω | Incident angle of A | $-5 \sim 180^{\circ}$ | 0.001° |
| | θ | Angle of detector arm | $-5 \sim 120^{\circ}$ | 0.001° |
| | Х | Height position of A | $-5 \sim 5 \text{ mm}$ | 0.5 µm |
| GS_P | χ | Azimuth angle of P | $-5 \sim 370^\circ$ | 0.001° |
| | φ | Incident angle of P | $-5 \sim 180^{\circ}$ | 0.001° |
| | Ψ | Angle of arm | $-5 \sim 120^{\circ}$ | 0.001° |
| | Н | Height position of P | $-5 \sim 5 \text{ mm}$ | 0.5 μm |
| | Т | Horizontal position of GS _P | - 15 ~ 15 mm | 1 µm |

TABLE 1 Details of the motorized stages assigned to the drive shafts of the goniometric stages GS_A and GS_P . The resolution per pulse of each axis is a nominal value under atmospheric conditions.

NI社 LabVIEW[®]ベースの独自開発した制御プログラムにて大気側からリモート制御できる。Table 1 に GS_P とGS_Aに搭載された各ステージの詳細を示す。なお、分解能は大気中におけるカタログ値である。

3. Mo/Si 多層膜鏡

SXPE の性能試験では、市販の Si(111)基板 ($\phi 2^n \times 1 \text{ mm}$)上にイオンビームスパッタリング法にて作製 した Mo/Si 多層膜鏡を偏光子 P 及び検光子 A として用いた。成膜前に基板の表面処理は特に行わなか った。X線回折 (XRD) 測定の結果、多層膜周期長及び Mo 層厚に対する周期長の比はそれぞれ 10.36 nm、0.64 であった。周期数 (Mo と Si の物質対の繰り返し数)は 23 で、最上層は Si である。XRD の結果 から作製した多層膜は波長 13.9 nm で偏光特性を持つように設計した通りにほぼ成膜できていることが分 かった。性能試験では、この多層膜鏡は二等分され、一つは既存の反射率計によるs偏光反射率の比較 実験に、もう一つは更に三等分 (15 × 15 mm²)され、その内 2 つが P 及び A として用いられた。

4. SXPE による偏光測定

SXPE の性能試験は、立命館大学 SR センターBL-11 にて行った。BL-11 は四象限アパーチャ及び 2 枚の集光鏡からなる前置鏡部、2 種類 Monk-Gillieson 型回折格子分光器及び入出射スリット等からなる

分光光学系部、焦点距離の異なる 2 枚のトロイダ ル鏡からなる後置鏡部、及び精密ゴニオメータが 搭載された反射率計部(以下、RD)によって主に 構成される⁴⁾。入射光の取り込み角は前置鏡部の アパーチャ決まり、測定時は 3 mrad (H) x 1 mrad (V)とした。分光器は、通常の Monk-Gillieson 型の 内、13 nm 近傍の光が最も強い回折格子 G1(格子 溝間隔:300 mm⁻¹)と球面鏡 M5(入射角:86°)の組 み合わせを選択した。

 Figure 2 は、SXPE と RD で得られた入射波長

 13.5 nm における偏光子 P の s 偏光反射率の入射

 角度依存である。SXPE の反射率プロファイルは

 RD の結果と良く一致しており、SXPE は反射率計



Figure 2 Reflectances for s-polarization of Mo/Si multilayer mirrors measured by SXPE and RD at a wavelength of 13.5 nm. For reference, calculated curve is also shown by solid line.

と比して遜色ない性能を有することが分かった⁷⁾。

Figure 3 は、SXPE によって測定された入射波長 13.5 nm における偏光子 (P) 及び検光子 (A) の s、p 両偏光成分の反射率プロファイルである。P と A か ら得られた各 s、p 偏光反射率は良く一致している のが分かる。この結果から、SXPE は偏光別反射率 計測が可能であることが示された⁸。

Figure 4 は、直線偏光度 P_{I} 、偏光楕円の長軸の 傾きδ(光に正対した時、水平から時計回りを正とす る)と、A(P)の偏光能 Z₁(Z₂)の入射波長依存性で ある⁷⁾。AとPの入射角は波長毎に37.5°から52.3° に変化させている。PL は測定波長域(12.4~14.8 nm)において85~88%で、波長に依存せずほぼ一 定であることが分かった。同様に、δも反時計回りに 約 0.5~1.5°だけ傾いているが、ほぼ一定である。 計算によるとビームラインの出射ポートにおける PL は 90%9であり、測定結果とよく一致している。本測 定によりBL-11の建設以来初めてその偏光状態を 明らかにすることに成功した。一方、 Z_i (i = 1, 2)は 波長に強く依存し、14 nm 近傍にピークを持つ。図 示していないが s 偏光反射率は 62%であるため、 作製した Mo/Si 多層膜は 13.9 nm 近傍で高反射 率・高偏光能な偏光子として機能していることを示 している。当該波長は X 線レーザー(XRL)の発振 波長であり、XRL に対して良い偏光子として利用 できる。

今回、SXPE が偏光解析装置としての性能を有 することを明らかにした。このことは今後軟 X 線光 学素子評価システムにおいて偏光計測が可能とな ったことを示唆している。

参考文献

- 1. J. B. Kortright et al., Appl. Phys. Lett. 60, 2963-2965 (1992).
- 2. S. D. Fonzo et al., Appl. Opt., 33, 2624-2632 (1994).
- 3. H. Iwasaki et al., J. Synchr. Rad. 5, 1162-1165 (1998).
- 4. M. Koike et al., Proc. SPIE, Vol. 4782, 300-307 (2002).
- 5. T. Imazono et al., Appl. Opt. 46, 7054-7060 (2007).
- 6. T. Imazono et al., Spectrochimica Acta B65 147-151 (2010).
- 7. T. Imazono et al., Rev. Sci. Instrum. 80, 085109 (2009).
- 8. T. Imazono et al., AIP CP (SRI09) (in press).
- 9. T. Ohta (private communication).



Figure 3 Reflection profiles for s- and p-polarization (R_s and R_p) of the Mo/Si multilayer polarizer (P) and analyzer (A) measured by SXPE at a wavelength of 13.5 nm. The vertical axis is in logarithmic scale.



Figure 4 Result of linear polarization measurement with Mo/Si multilayer polarizers. P_L and δ mean the linear polarization degree and the azimuth angle of the main axis of the polarization ellipse of the incident light, where δ is measured clockwise to an observer from the horizontal plane. Z_1 (or Z_2) shows the polarizance of A (or P).

ナノスケール軟 X 線発光分光装置の角度分解 SXES 計測への適用

Angle-resolved soft-X-ray emission spectroscopy of anisotropic structured material based on transmission electron microscopy

寺内正己¹、小池雅人² ¹東北大学 多元物質科学研究所 先端計測開発センター ²独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門

Masami TERAUCHI¹, Masato KOIKE²

¹Institute for Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University ²Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Soft-X-ray emission spectroscopy (SXES) instruments attached to a conventional transmission electron microscope (TEM) has been applied to detect an anisotropic carbon K-emission intensity from graphite. Merit of TEM-SXES experiment is that the spectra of single crystalline specimen areas are easily obtained under a well-controlled orientation setting. Carbon K-emission spectra obtained at 60 deg. and 15 deg. take-off angles, which are angles between the emission (detection) direction and (0001) plane of graphite, shows an apparent change in intensity distribution. From the two spectra, π -bonding and σ -bonding density of states of valence bans were derived and compared with a theoretical calculation.

Keywords: Anisotropic soft-X-ay emission, graphite, π -bonding states, σ -bonding states, transmission electron microscopy

1. はじめに

近年、微細化するデバイス評価やナノスケール機能材料解析では、各種分析法と顕微鏡法の融 合技術の必要性が高まっている。その中で、電子顕微鏡は、光学顕微鏡程度の倍率から原子直視 分解能までの広い倍率可変範囲もち、構造解析・電子分光・X線分光を融合させるためのプラッ トフォームとしての期待が高い。電子顕微鏡と軟X線発光分光、とりわけ、価電子が内殻ホール に遷移する時の軟X線発光を組み合わせることで、微小な単結晶領域から価電子帯の状態密度分 布に関する情報を得ることができる。そこで、デバイスや新機能材料の微少領域から、価電子の エネルギー状態計測を可能とするため、電子顕微鏡に搭載可能な軟X線発光分光装置の高度化研 究を東北大と原子力機構との共同研究として行ってきている。[1-4]

透過型電子顕微鏡を用いると、大きな単結晶がなくとも、また、粉末や複数の結晶が混在している場合でも、電子回折図形から物質の単結晶領域およびその結晶方位を同定できるので、軟 X線の発光異方性の計測が精度良く行える点に特徴がある。この発光強度の異方性は、価電子の空間分布の異方性を反映している。これまでも、グラファイトの発光異方性計測の報告はなされている[5,6]が、電子顕微鏡を用い、結晶性を確認した一つの単結晶片からの測定およびその解析か

ら価電子帯の状態密度を報告した例はない。

2. 実験装置

図1に、実験に用いた TEM-SXES 装置の概観写真を示す。この装置 は、東北大と原子力機構との共同 研究をベースに、文部科学省のリ ーディングプロジェクト「ナノス ケール電子状態分析技術の実用 化開発(平成16~18年度)」の 支援を受けて製作したものである。 試料位置(X線発生源)から回折 格子および回折格子から CCD 検 出器までの距離は、それぞれ約 240mm、約500mm となっている。 測定エネルギー範囲は、回折格子 4 枚を用い、60eV から 2300eV 程度 までをカバーしている。

今回のグラファイトからの炭素 K 発光計測 では、Ni コートラミナー回折格子(刻線密度 1600l/mm)を用いた。この回折格子は、通 常の Au コートに比べ、炭素 K 発光領域で約 3 倍の回折効率を有することがわかっている [7]。検出器には、液体窒素冷却の背面照射型 CCD(画素サイズ 13.5 ミクロン)を用いてい る。この分光器の炭素 K 発光領域でのエネル ギー分散は、0.13eV/CCD チャンネルとなって いる。

3.実験結果と解析

図2に、単結晶グラファイト片から測定し た、異なるX線放出角度(C軸に垂直な面と 成す角度 θ で表示)での炭素K発光スペクト ルを示す。 θ が 60度と15度では明らかに強 度プロファイルが異なっている。これは、 σ 結合軌道と π 結合軌道からの発光強度が異方 的であると同時に、それぞれの軌道のエネル ギー分布が異なることに起因する。 σ 結合軌 道と π 結合軌道の発光強度の角度 θ 依存性は、 それぞれ、(1+sin² θ)/2、cos² θ となっている[5,6]。



Figure 1. TEM-SXES instrument used for the present measurements of anisotropic C-K emission of graphite.



Figure 2. Upper panel shows C-K emission spectra of single crystalline graphite taken at two different take-off angles. Lower panel shows the derived σ - and π -bonding density of states of valence bands.

したがって、観測された各スペクトル強度分布 *Iobs* は、 σ 、 π バンドからの発光プロファイル *I* σ と *I* π に、角度 θ に依存した係数をかけて足したもの *Iobs* = (1+sin² θ)/2・*I* σ +(cos² θ)・*I* π が観測さ れていることになる。また、各スペクトルの積分強度が同じになることを考慮してスペクトル強 度を規格化すると、この2つの実験スペクトルの代数計算から、図2下部に示す σ 結合軌道と π 結 合軌道の状態密度分布を求めることができる(但し、スペクトル強度のエネルギー依存性 E^3 は、 狭いエネルギー範囲では重要ではないとして無視した)。 π バンドが価電子帯上部(右側)に位置 し、価電子帯上端付近では σ バンド成分ないこと、反対に、価電子帯下部では σ バンド成分のみが 分布していることが見て取れる。また、中間の領域では σ バンドと π バンドがエネルギー的に重な っていることがわかる。

図3に、実験的に求めた σ バンド、 π バ ンドプロファイルとバンド計算結果[8] を比較するため、実験で求めた π バンド 上端(右端)と、計算のフェルミエネル ギー位置が一致するように示した。価電 子帯全体の幅および σ バンド、 π バンド幅 が良く一致していることがわかる。但し、 価電子帯底に対応する σ バンドの強度が、 計算よりも低エネルギー側まで伸びてい るように見る。これは、多電子効果によ る shake-up 構造(low-energy tail)と して議論されている[9]。

また、πバンド発光スペクトルのピー クとその左側にある肩状の構造が、それ ぞれ、ブリルアンゾーン境界のQ点およ びゾーンセンターのΓ点に対応している ことがわかる。σバンド強度のピークは、 ブリルアンゾーン境界のQ点に対応して おり、同じQ点の異なるバンドに対応し た構造も観測できている。さらには、σ バンド、πバンド状態密度が重なってい



Figure 3. Comparison of experimentally derived σ - & π -bonding density of states and a theoretical band calculation [8] of graphite. Peak structures of σ - & π -bonding states are assigned to different bands at Q-point on Brillouin zone boundary.

る領域がゾーンセンターのΓ点付近に対応することがわかる。このσバンド、πバンドの重なりは、 グラフェンシートが球状となった物質である C₆₀では無くなり、発光スペクトルに明瞭なディップ 構造が報告されている[10]。

4.まとめ

これまで開発してきた電子顕微鏡用軟 X 線発光分光装置を、異方的構造をもつグラファイトに 適応した。電子顕微鏡の局所構造評価の特長を生かし、良質な単結晶片から、異方的な炭素 K 発 光スペクトルの測定に成功した。このスペクトルから σ バンドと π バンドの状態密度分布を分離 してバンド計算と比較した結果、スペクトルのピーク構造が、ブリルアンゾーン内の特殊点 Q に 対応していることを同定できた。今後、この手法を軌道整列による新規物性発現が議論されてい る物質の軌道整列状態(価電子分布の秩序化)の解析などへの適用が考えられる。

謝辞

本研究で用いた TEM-SXES 装置は、文部科学省のリーディングプロジェクト「ナノスケール電子状態分析技術の実用化開発一軟 X 線発光分光器の実用化開発一(平成 16~18 年度)」のもとで製作したものである。また、角度分解測定への応用に関しては、科学研究費補助金「特定領域研究 電子プローブによる構造と電子状態(平成 19~23 年度)」より一部支援を受けて行った。

参考文献

- [1] M.Terauchi and M.Koike: Microscopy & Microanalysis, vol.9 suppl.2, 894 (2003).
- [2] M.Terauchi, M.Koike, K.Fukushima and J.Kimura: Microscopy & Microanalysis, vol.12 suppl.2, 866 (2006).
- [3] M.Terauchi, M.Koike, K.Fukushima and J.Kimura: 16th International Conference on Microscopy (Sapporo, 9/3-8), 892 (2006).
- [4] M.Terauchi, Y.Yoneda and M.Koike: Microscopy & Microanalysis, vol.13 supple.2, 166 (2007).
- [5] J.Kieser: Z. Physik B, vol.26, 1 (1977).
- [6] E.Tegeler, N.Kosuch, G.Wiech and A.Faessler: phys. Stat. Sol. (b), vol.84, 561 (1977).
- [7] M.Terauchi, M.Koike, M.Ishino and T.Imazono: JAEA-Conf 2007-001, 167 (2007) .
- [8] G. S. Painter and D. E. Ellis: Phys. Rev. B1, 4747 (1970).
- [9] P.Livince and S.E.Schnatterly: Phys. Rev. B, vol.37, 6732 (1988).
- [10] Y.Muramatsu, S.Hirono, S.Umemura, Y.Ueno, T.Hayashi, M.M.Grush, E.M.Gullikson and R.C.C.Perera: Carbon, vol.39, 1403 (2001).

keV 領域用広帯域多層膜回折格子の設計 Design of wide band multilayer grating used in the keV region

小池雅人、¹ 今園孝志、¹ 河内哲哉、¹ ¹独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 Masato KOIKE¹, Takashi IMAZONO¹, Tetsuya KAWACHI¹ ¹Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

A multilayer laminar-type holographic grating having an average groove density of 2400 lines/mm was designed for use with a soft X-ray flat field spectrograph covering the 2.0-3.8keV(0.33-0.62nm) region. The varied-line-spaced grooves pattern was assumed to be generated by use of an aspheric wavefront recording system. We present a new scheme to widen the available wavelength range in the condition of a fixed incidence angle by use of multilayers having 5 period lengths, and discuss about the calculated diffraction efficiency and spectral resolution.

Keywords: Diffraction grating, Multilayer, Diffraction Efficiency, Soft x-ray spectrograph

1. はじめに

汎用平面結像型回折格子分光器[1-3]はプラズマ診断、軟X線レーザー研究などで広く利用されている。この分光器には格子溝間隔が±20%程度変化した不等間隔溝球面回折格子が必要であるが、従来の機械刻線法[1]によるブレーズド型回折格子だけでなく、最近非球面波露光法[4]を用いて、ホログラフィック法[2-3]による迷光、高次光の発生が小さいラミナー型回折格子も実用になっている。しかしながらこれらの回折格子は在来技術である金等の単層膜を蒸着したものであり約1keVより高エネルギー側では利用できなかった。

そこで、我々は87°という小さい入射角で受光立体角が大きい汎用平面結像型回折格子分光器 (中心刻線密度:1200本/mm)[1-2]に搭載可能で、1.7keV付近の光子エネルギーを対象とした平 面結像型ラミナー型ホログラフィック回折格子(中心刻線密度:2400本/mm)の回折効率そのも のの向上を図るため軟X線多層膜をコーテングした回折格子の製作及び評価を行った。[4,5]

矩形状の格子溝形状をもつラミナー型回折格子に多層膜蒸着を施した多層膜回折格子において は、多層膜の干渉条件として Bragg 条件を拡張した拡張 Bragg 条件[6]が見出されている。しかし ながら、単一の膜周期長の多層膜を蒸着した多層膜回折格子の場合、回折格子の条件と拡張 Bragg 条件を同時に満たす入射角、回折角は波長ごとに異なる。このため平面結像型分光器のように入 射角一定の条件で広い波長領域にわたって多層膜による回折効率の向上を得ようとする場合、工 夫が必要である。例えば前述の汎用平面結像型回折格子の場合回折格子面を3区画に区分し、所 望の波長、入射角に対応した膜周期の多層膜を蒸着する方法[4,5]をとったが、それぞれの区画ご とに多層膜蒸着を繰り返し行う必要があることから製作技術的にも対応できる波長数に限界があ る。別の方法としては"スーパーミラー"[7,8]の考え方を利用し、矩形状の格子溝形状をもつラミ ナー型回折格子に、回折格子基板面から表面にかけて、透過率の高い短波長から透過率の低い長 波長の順に当該波長において上述の2つの条件を同時に満足するような膜周期をもつ複数の多層 膜を積層し、入射角一定の条件下において回折効率分布の広帯域化を図る方法がある。

本報告では最近半導体デバイス、ストレージ材料等への産業応用の観点から注目されている 2-3.8keV(0.33-0.62nm)を測定領域とした場合の、平面結像型不等間隔溝球面回折格子の設計について述べる。また、複数の周期の多層膜を積層した場合の回折効率の計算結果について述べる。

2 平面結像型回折格子の設計

平面結像型回折格子分光器用平面結像型回折格子分光器の設計指針は以下のとおりである。(1) 測定波長: 0.33 nm (Te-L)~0.62 nm,(2)光源サイズ: 2 µm × 2µm, (3)光源から回折格子までの距離: 236.756 mm, (4) 入射角: 88.65 度, (5) 刻線密度(1/σ,回折格子中心): 2400 本/mm, (6)回折格 子寸法: 50mm(W) × 30mm (H)、(7)像面:回折格子の法線と平行、間隔: 233.5 mm, (7)目標分 解能:100。この設計指針に沿った分光器の構成を Fig.1 に示す。



Fig 1. Schematic diagram of flat-field spectrograph.

1

この条件で収差が極小になるように最適化した回折格子の曲率半径 *R* は 11200mm となった。 また、不等間隔溝格子パターンを *y*-*z* 平面に投影した *y* 軸上の点 *w* での回折格子の溝番号 *n* を *y* 軸上での座標値 *w* の級数展開で表した場合の展開式

$$n\sigma = w + n_2 w^2 + n_3 w^3 + n_4 w^4 + \cdots,$$
(1)

の係数 n_2,n_3,n_4 [9,10] はそれぞれ n_2 =-3.33305×10-3 mm⁻¹, n_3 =1.33429×10⁻⁵ mm⁻², n_4 = -4.79057×10⁻⁸ mm⁻³ となった。この結果、w = +25 (-25) mm での刻線密度は 1998.864 (2943.237) 本/ mm となる。

Fig.2 にこの条件で 光線追跡計算を行って 得られたスポットダイア グラム(上図)と線プロフ アイル(下図)を示す。光 線追跡は 0.30, 0.38, 0.45, 0.53, 0.60nm の5 つの中心波長, λ , およ びその近傍で分解能 200 に相当する± $\lambda/200$ nm だけ波長が



Fig.2. Spot diagrams (top) and line profiles (bottom) by tracing rays.

シフトした光線の合計 15 波長について行った。仮定した光源サイズは 2 × 2 μm²、回折格子の有 効面積は 50 (W)× 30(H) mm² であり、各波長につき 500 本の光線を追跡した。このグラフから 0.53 nm より短波長で 1000 以上、0.6nm 域で 400 程度の分解能が得られていることがわかる。

3 多層膜回折格子の設計

Fig.3 のように、矩形状の格子溝形状をもつラミナー型回折格子上に複数の多層膜周期長を持つ多層 膜回折格子を考える。多層膜は重物質層、軽物質層の2種の物質から構成されるとする。エネルギー領 域(ここでは2.0-3.8keV)の内、透過率の高い短波長側の光は回折格子基板に近い多層膜で、透過率の 低い長波長側の光は多層膜表面に近い多層膜で回折されるとして回折効率の広帯域化を図る。ここで、 各領域の多層膜の周期長は回折格子の条件と多層膜の拡張 Bragg 条件[6]を同時に満足するように決 定する。ラミナー型の回折格子に複数の波長λ_i(Fig.3 の場合 5 種類)に対応する膜周期長をもつ 多層膜を領域 *i*に蒸着した場合、領域 *i* で回折される光は領域 1 から領域 *i*-1 までを入射時および 回折後通過するのでこの間の層における吸収による減衰を考慮する必要がある。このため、入射 角αが一定の場合、各領域からの回折効率がほぼ等しくなるための条件は

$$R_{i} \exp\left\{\frac{-4\pi\eta_{i}\sum_{j=1}^{i-1}D_{j}}{\lambda_{i}}\left(\frac{1}{\cos\alpha}+\frac{1}{\cos\beta_{i}}\right)\right\} \Box R_{i-1} \exp\left\{\frac{-4\pi\eta_{i-1}\sum_{j=1}^{i-2}D_{j}}{\lambda_{i-1}}\left(\frac{1}{\cos\alpha}+\frac{1}{\cos\beta_{i-1}}\right)\right\} (2)$$

と表わされる。ここで、 β_i は波長 λ_i の光に対す る回折角、 R_i は領域iの多層膜回折格子が単独で 存在した場合の回折効率、 η_i は波長 λ_i に対する 多層膜を構成する2種類の物質の消衰係数の加 重平均値である。また、 D_j は領域jの多層膜の 厚さ(=周期数×膜周期長)である。ただし、 簡単のため、入射光、回折光の領域j(j<i)での 波長 λ_i の反射、回折、屈折は無視した。Table 1 にCo/SiO₂多層膜のパラメータとそれぞれの領 域での式(2)の値を示す。但し、膜周期長に対す るCoの厚さの比は0.4とした。回折効率の計算に は微分法による計算コード[11]を用い、溝の深 さは3nm、Duty比(山部と格子定数の比)は0.5 とした。表内の回折効率は波長 λ_i における値を 示している。設定波長、周期数は式(2)の相対的



Fig.3. Schematic diagram of multilayer laminar-type grating.

な効率の条件を出来るだけ保つように設計したが、短波長に対応する領域4,5で上層における吸収のため、式(2)の値が他の領域に比較して小さくなっている。

| Region (i) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|--------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Wavelength λ_i (nm) | 0.490 | 0.445 | 0.395 | 0.355 | 0.326 |
| Period length (nm) | 7.30 | 6.64 | 5.94 | 5.39 | 5.00 |
| Number of periods | 2 | 4 | 9 | 15 | 24 |
| Diffraction efficiency (R_i) | 0.038 | 0.083 | 0.211 | 0.313 | 0.415 |
| Transmittance of upper layers | 1.000 | 0.531 | 0.183 | 0.070 | 0.026 |
| Value of Eq. (2) | 0.038 | 0.044 | 0.039 | 0.021 | 0.011 |

Table 1. Designed parameters of multilayer.



Fig. 4. Calculated reflectivity of Co/SiO_2 multilayer mirror vs. incidence angle.

Fig.4にTable 1 で示した構成の多層膜反射鏡の 反射率を計算したグラフを示す。基板材質はSiO₂, 形状は平面とした。入射角は回折格子の回折効率 と相関があるとされている、回折格子としての入射 角とそれぞれの領域の設定波長の回折角との平 均の値 $K(=(\alpha-\beta)/2)$ を用いた。図からわかるように 入射角が長波長に対応して減少するにつれて効 率曲線が約 0.05nm 長波長側にシフトしており、回 折格子の場合、このシフト量に対応する帯域幅の 拡大が期待できることを示している。



Fig. 5. Calculated diffraction efficiency of the Co/SiO₂ multilayer grating consisting of five multilayer regions at the grating center (y = z = 0, dashed curve) and that of averaged at the points shown in Table 2 (full curve).

| y(mm) | Incident angle(°) | Grating const. (mm) | |
|-------|-------------------|---------------------|--|
| -25 | 88.62625 | 1/1998.864 | |
| -20 | 88.63262 | 1/2070.713 | |
| -15 | 88.63812 | 1/2146.252 | |
| -10 | 88.64282 | 1/2225.981 | |
| -5 | 88.64676 | 1/2310.398 | |
| 0 | 88.65000 | 1/2400.000 | |
| 5 | 88.65258 | 1/2495.286 | |
| 10 | 88.65453 | 1/2596.755 | |
| 15 | 88.6559 | 1/2704.904 | |
| 20 | 88.65672 | 1/2820.232 | |
| 25 | 88.65702 | 1/2943.237 | |

Table 2. Local incident angle and grating constant in the meridional plane (z=0).

Fig.5 は第2節で設計された回折格子に Table 1 に示した多層膜が付加した場合の回折効率を示 す。破線は回折格子中心における回折効率を示す。また、実線は回折格子の子午面(光軸を含む 面, z=0)における、各点において入射角、格子定数の変化(Table 2 参照)を考慮し、回折効率をy= 0, \pm 5, \pm 10, \pm 15, \pm 20, \pm 25mm の 11 点に渡り計算した場合の平均を示し、これが現実の回折格子の 回折効率に近い分布を表すと考えられる。回折効率は測定領域とした 0.33 nm~0.62 nm の両端に おいては約 2%、最大値をとる 0.45nm 付近で約 12%の山形のカーブとなる。また、回折効率曲線 は Fig.4 の反射率曲線の放絡線とよく似た形状になっていることがわかる。

本研究の一部は科学技術振興機構産学共同シーズイノベーション化事業「ナノスケール軟X線 発光分析システムの開発」(平成20年12月~平成24年3月)として行われた。

4 参考文献

- [1] N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita, and T. Harada, Appl. Opt. 23, 2386-2392 (1984).
- [2] M. Koike, T. Namioka, E. Gullikson, Y. Harada, S. Ishikawa, T. Imazono, S. Mrowka, N. Miyata, M. Yanagihara, J. H. Underwood, K. Sano, N. Ogiwara, O. Yoda, S. Nagai., Proc. SPIE, 4146,163-170 (2000).
- [3] M. Koike, K. Sano, E. Gullikson, Y. Harada, H. Kumata, Rev. Sci. Instrum., 74,1156-1158 (2003).
- [4] T. Imazono, M. Ishino, M. Koike, H. Sasai, and K. Sano, Appl. Opt., 46, 7054-7060 (2007).
- [5] M. Koike, M. Ishino, T. Imazono, K. Sano, H. Sasai, M. Hatayama, H. Takenaka, P. A. Heimann, E. M. Gullikson, Spectrochimica Acta Part B, 64, 756-760 (2009).
- [6] W. K. Warburton, Nucl. Instr. Meth., A291, 278-285 (1990).
- [7] A.Erko, M. Veldkamp, W. Gudat, N.V. Abrosimov, S.N. Rosslenko, V. Shekhtman, S. Khasanov, V. Alex, S. Groth, W. Schroder, B. Vidal, and A. Yakshin, J. Synchrotron Rad., 5, 239-245 (1998).
- [8] M. Yanagihara and K. Yamashita, Chap.3, "X-Ray Optics," in X-Ray Recent Technological Advances, eds. K. Tsuji, J. Injuk and R. Van. Greiken (John Wiley & Sons, Chichester, 2004), pp.63-78.
- [9] T. Namioka and M. Koike, Nucl. Instr. Methods, A319, 219-227 (1992)
- [10] M. Koike and T. Namioka, Appl. Opt., 33, 2048-2056 (1994).
- [11] GSOLVER V4.2c, Grating Solver Development Co., Allen, Texas, U.S.A.

4.5 軟 X 線 CCD による 2 次元 X 線スペックル計測手法を用いた

X線強度相関計測システムの開発

Development of x-ray intensity correlation measurement system by means of two dimensional x-ray speckle measurement technique using soft x-ray CCD

岸本 牧¹⁾³⁾, 並河一道²⁾³⁾

¹⁾ 日本原子力研究開発機構, ²⁾ 東京学芸大学, ³⁾ 科学技術振興機構 (JST) CREST.

Maki KISHIMOTO^{1) 3)} and Kazumichi NAMIKAWA^{2) 3)}

¹⁾ Japan Atomic Energy Agency, ²⁾ Tokyo Gakugei University, ³⁾Japan Science and Technology Agency CREST.

We developed a new soft x-ray speckle intensity correlation spectroscopy system by use of a single shot high brilliant plasma soft x-ray laser The plasma soft x-ray laser is characterized by several picoseconds in pulse width, more than 90% special coherence, and 10^{11} soft x-ray photons within a single pulse. We developed an off-axis Michelson type delay pulse generator using a soft x-ray beam splitter to measure the two-dimensional intensity distributions of x-ray speckles from materials at the same time and succeeded in generating off-axis double coherent x-ray pulses with picosecond delay times. We performed the x-ray speckle intensity correlation measurements for probing the relaxation phenomena of polarizations in polarization clusters in the paraelectric phase of the ferroelectric material BaTiO₃ near its Curie temperature and verified its performance by comparing the results obtained by the present system with the results obtained by the x-ray streak camera.

Keywords: X-ray laser, X-ray speckle, Soft x-ray CCD, Intensity correlation

1. はじめに

我々は今までに高空間コヒーレンスを有するシングルショットプラズマ軟X線レーザーと軟X 線ビームスプリッターを用いたマイケルソン型遅延パルス生成器を用いたX線スペックル強度相 関計測手法を開発し、誘電体物質であるチタン酸バリウムにおいてキュリー温度近傍で数十ピコ 秒オーダーで生じる分極クラスターの緩和過程の直接観察に成功している[1]。今回はX線スペッ クル信号の時間分解計測のために、軟X線 CCD と軸外し型遅延パルス生成光学素子配置を用い た全く新しい強度相関計測システムを構築した。この新システムでは、2つのコヒーレント軟X 線パルスをサンプル上の同一点上軸外しで照射し、発生した2つのX線スペックル信号を軟X線 CCD 上の別々の部分で分離計測する事により、それらの2次元強度分布を詳細に観測することが 出来るようになっている。こうして得られた軟 X 線スペックル信号の垂直方向強度分布データを 解析する事により、分極緩和時間の散乱ベクトル依存性が分かる。この新しく開発した時間相関 計測システムをチタン酸バリウムの緩和測定に応用し、その有効性の検証を行ったので報告する。

2. 実験装置

Figure1 に開発した X 線スペックル強度相関計測実験システムの概略図を、Figure2 に軸外し遅 延パルス生成器の写真を示す。まずX線レーザービームは集光用軟X線球面ミラーに向かい、そ こから絞られながらビームスプリッター(BS)に向かう。X線レーザービームはBSによって 二つに分けられ、反射したX線は直入射方軟X線平面ミラー(M1)で反射されBSを透過して サンプルに集光される。またBS透過したX線はやはり直入射方軟X線平面ミラー(M1)で反 射され、BSの脇を通って平面ミラーM3で反射されてサンプルに集光される。二つのビームの 入射角度差は1度である。サンプルは2つのビームの集光点に置かれ、サンプル表面で反射して 生じた軟X線スペックル信号の二次元分布を真空対応軟X線CCDによって計測する。2つのX 線ビームは軸外しでサンプルに入射するため、それらのスペックル信号はCCD上で分離して計 測することが可能である。



Fig. 1 Soft x-ray speckle intensity correlation spectroscopy system using off-axis Michelson type delay



ensity correlation spectroscopy system using on-

Fig.2 A photograph of the off-axis Michelson type delay pulse generator

3. 2次元スペックル信号とその解析結果

Figure 3 に誘電体物質であるチタン酸バリウム BaTiO₃ と本実験システムを用いて実際に得られ た二次元スペックル信号の例を示す。第1パルス、第2パルス共に分離されて観測されているこ とが分かる。これらの信号から求めた相関値 g(2)の値のサンプル温度依存性の解析結果を Figure4 に示す。以前ストリークカメラを用いて計測したスペックル信号を使って解析した g(2)値の温度 依存結果と同様に、キュリー温度 T_cのほぼ 5℃上近傍で g(2)値の増大を得ることが出来た[1,2]。



Fig.3 Soft x-ray speckle image of BaTiO₃ using off-axis x-ray illumination technique.



Fig.4 Sample temperature dependence of the intensity correlation g(2)

5. まとめ

本研究では、軸外しマイケルソン型遅延パルス生成器を製作し、2つのX線スペックル信号の 二次元強度分布を詳細に測定することが出来た。またそのデータを用いて相関値 g(2)のサンプル 温度依存性を解析し、以前X線ストリークカメラで得られた相関値の g(2)依存性特性を再現する ことが出来た。これにより、将来物質のナノ構造の揺らぎに関して、その時定数ばかりではなく その空間依存性をも計ることが可能となることを示すことが出来た。

参考文献

- [1] K. Namikawa, M. Kishimoto, K. Nasu, E. Matsushita, R. Z. Tai, K. Sukegawa, H. Yamatani, N. Hasegawa, M. Nishikino, M. Tanaka, and K. Nagashima, Phys. Rev. Lett. 103, 197401 (2009)
- [2] R. Z. Tai, K. Namikawa, A. Sawada, M. Kishimoto, M. Tanaka, P. Lu, K. Nagashima, H. Maruyama, and M. Ando, Phys. Rev. Lett. 93, 087601 (2004)

4.6 軟X線領域における磁気円偏光二色性計測システムの開発

Development of the Circular Dichroism Measurement System in the Soft X-ray Region

<u>長谷川登</u>、河内哲哉、佐々木明、岸本牧、大場俊幸、海掘岳史、田中桃子、越智義浩、 錦野将元、加道雅孝、石野雅彦、今園孝志、米田仁紀^(*) 日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 ^(*)電気通信大学レーザー新世代研究センター

<u>Noboru Hasegawa</u>, Tetsuya Kawachi, Akira Sasaki, Maki Kishimoto, Masayuki Ohba, Takashi Kaihori, Momoko Tanaka, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Yuichi Kunieda, Masataka Kado, Masahiko Ishino, Takashi Imazono, and Hitoki Yoneda^(*).

Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Research Agency (JAEA). (*)Institute for Laser Science, University of Electro-Communications.

We proposed the method of generation of the circularly polarized x-ray laser using the Zeeman splitting for using the circular dicroism measurement. External magnetic field of 17 T was applied to the gain medium plasma to separate the degenerated lines of nickel-like molybdenum x-ray laser. The splitting of the x-ray laser line was clearly obtained, and the strength of the magnetic field estimated from the quantity of the x-ray laser line splitting was quite higher compared with that of the external magnetic field. It implies that there might be alternative mechanism for enhancement of the magnetic field in the gain medium plasma.

keywords: X-ray laser, Circular polarization, Circular dicroism, Strong magnetic field, Zeeman splitting

1.初めに

磁気円偏光二色性計測は、分子の立体構造の判定に広く用いられている。特に、真空紫外線~軟X 線領域は強い光吸収(共鳴)を持つために、その解析評価に大きな期待がある。例えば、タンパク質 を構成するアミノ酸は、この波長域において強い二色性を示すものがあり、タンパク質の構造同定へ の応用が期待されている^[1]。現在、この円偏光二色性測定は、偏光素子や光源の得やすい、可視光、 紫外光(<8 eV)及びX線(>1 keV)領域において広く行われている。真空紫外線~軟X線では、近 年、偏光アンジュレータを使用した円偏光生成とその利用が開始されたが^[2]、放射光施設等の大規模 設備を必要としていることなどから、まだ一般利用される段階まで来ていない。そこで我々は、レー ザープラズマ放射源と強磁場を組み合わることで、簡便かつ、高時間・空間分解能を有する、位相子 を必要としない、新しい円偏光二色性計測手法の開発を提唱している。

2. 軟 X 線領域における磁気円偏光二色性計測システム

図1に軟X線領域における磁気円偏光二色性計測システムの概略を示す。レーザープラズマは、そのオパシティの高さから、輝度の高い真空紫外~軟X線源として利用できる。また、適当な原子



図1)円偏光真空紫外線、軟X線を用いた磁気円偏光二色性計測システム(概略図)

とレーザー照射強度を調整する事により、多くの輝線スペクトルの集合を発生させることができ る。一方、このような線スペクトルは、外部磁場を加えれば、磁気副準位(例えば、全角運動量 J=1の場合、 $m_i=0, \pm 1$)の縮退が解消し、遷移線は分裂する(ゼーマン効果)。この中で、J=1→0(又は 0→1)となる遷移(例えば、炭素の $1s^22s^2 - 1s^22s^3p$ 、波長 97.7 nm)では、分裂した成 分は、それぞれ直線偏光 (π 光: $\Delta m_i = 0$)、左右の円偏光 (σ 光: $\Delta m_i = \pm 1$)の輻射を示す。 観測方向を選ぶ事でπ、σ光の分離は容易であり、左右円偏光の発生は原理的に可能となる(図 1 では o 光のみが観測され、分離量は磁場強度に依存する)。この方式が適応可能と考えられる 遷移線は、真空紫外~軟X線領域において、レーザー発振が可能な遷移線も含めて多数存在して いる。特にレーザー遷移線では増幅により線幅の狭窄化が発生する為、必要な磁場強度が通常の 遷移線の半分以下に低減されるという利点が有る。また、得られる波長はほぼ単色となるが、1 μJ/shot 以上の高い出力と指向性のある光が得られる^[3]。実験では小型パルス電磁石により磁場を プラズマ(レーザー媒質)に与える。ここで、ゼーマン分離量が線幅を超えるために必要な磁場強 度を見積もってみる。多くは、ランデの因子による重み付けを除けば、エネルギーシフト (Δε[eV]) は磁場強度(*B*[T])とボーア磁子(μ_B :5.8x10⁻⁵[eV/T])を用いて、 $\Delta \varepsilon = \mu_B B$ [eV]程度と表せる。左右 の円偏光を波長的に分離させるためには、24g(=1.6 x 10⁴ B)がX線レーザーの線幅を上回る必要があ るため、本方式に必要な磁場強度は、X線レーザーの波長と線幅に依存する。今回実験に用いたニッ ケル様モリブデンを用いたX線レーザー(波長 18.9nm)の場合、線幅は 18mÅと観測されており^[4]、



必要な磁場強度は約40 Tとなる。図2は、ネオン様、ニッケ ル様イオンを媒質とするレーザー線(*J* = 0→1)の波長と、 円偏光成分の分離に必要な磁場強度の関係を示している。磁 場強度40 Tが得られれば、波長20 nm 程度まで円偏光の分 離が可能となる。以上に述べたように、左右の円偏光成分を ゼーマン分離して計測することができれば、観測光軸は各円 偏光で共通で視野差も生じない、円偏光二色性を多くの波長 で同時に評価できるシステムを構築できる。更には、レーザ ープラズマ放射源の持つ短パルス性、点光源性により、高い 時間・空間分解能を持たせることが可能なシステムとなる。

3. パルス電磁石の製作と磁場強度計測

本実験に必要な磁場を生成する為に開発したパルス電磁石の概略を図3に示す。本装置は、①磁場 発生部分である空心コイル、②真空チャンバーへの導入部分である伝送ライン、③スイッチング素子



である LTSG (Laser Trigger Spark Gap)、④コンデンサバンク、⑤充電用 の高圧直流電源から構成される。コイ ル、伝送ライン、コンデンサーは、そ れぞれ特性インピーダンスを1Ωとし、 充電電圧 28 kV に対して 40 T の磁場

強度が得られるように設計を行ない、コイルの内径 4 mm ϕ 、長さ 5 mm、コイルの巻数 10、コンデン サーの静電容量 330nF とした。磁場強度の計測は、ファラデー効果によるパルス YAG レーザー(波長 532nm)の偏光面の回転角を計測することで行なった。コイル内部に設置した長さ 5 mm の溶融石英ロ ッド(ヴェルデ定数:V=2.175 x 10⁻²[min./A])を通過した直径 3 mm の YAG レーザーをウォラストンプ リズムにより偏光分離し、CCD カメラで各偏光成分を同時計測する事により、偏光面の回転角の 2 次 元分布を得た。充電電圧 20 kV の条件下で計測された磁場強度は、磁場強度がピークとなる時間にお いて 17 T であり、コイルの径方向に対してほぼ均等(±1 T 以内)であるという結果が得られた。設 計値(40 T @ 28 kV -> 28 T @ 20 kV)と比較して、観測された磁場強度が減少しているのは、コイ ルの絶縁耐力不足により、絶縁に必要なカプトンシートが設計値よりも厚くなった(25μ m -> 75 μ m に変更)事によるコイルの外径の増大(インピーダンスの増加)が原因であると考えられる。コイル の絶縁部分の改良は今後の検討課題である。



4. ニッケル様モリブデンX線レーザーを光源とした円偏光分離実験

実験配置を図4に示す。磁場コイル内にレーザー媒質を発生させる為、ターゲットとなるモリブデン(断面1mmx1mmの角棒)を空心コイルの中心に設置し、励起レーザーは斜入射励起方式^[5]によりターゲットに入射した。励起レーザーは波長1053 nmのNd:glassレーザーであり、パルス幅400psのプリパルスと7psのメインパルス(パルスの間隔は2ns)からなり、総エネルギーは12J、集光プロファイルは幅70 μ m、長さ5mmであった。高分解能分光器HIREFS^[6]は、球面鏡と楕円鏡を組み合わせる事で収差を補正し、高い分解能を得る事が可能であり、検出面における逆線分散は785 mÅ/mmである。スリットの幅は3 μ m、波長方向の拡大率は3.2、検出器として用いた背面照射型 CCD カメラの素子サイズは13 μ m であるので、波長分解能は CCD の素子サイズで制限される。光学配置から決定される最小分解能は、785 x 0.013 = 10.2 mÅであり、分解能は非常に高い($\Delta \lambda/\lambda$ = 5.4 x 10⁻⁵)。

ニッケル様モリブデンX線レーザー媒質に17Tの磁場を加えた場合の実験結果を図5に示す。左図 は磁場無し、有りの場合のニッケル様モリブデンX線レーザーのスペクトルを示す。右図は①~③の 位置におけるスペクトルの断面図を示す。磁場の有無によるスペクトル線の明確な変化が観測された。 短波長側が右回りの円偏光、長波長側が左回りの円偏光成分であると考えられる。しかし、スペクト ルの分裂量からプラズマ中の磁場強度を計算した場合、スペクトルの各位置で①41 T、②122 T、③179 T となり、これらは外部から与えた磁場(17 T)と比較して非常に大きくなる。また、スペクトルの 空間分布からターゲット表面に近づくにつれて磁場が大きくなっている事が分かった。これらの原因 としては、外部から与えられた磁場がX線利得媒質内で圧縮を受けている可能性が考えられる。一般 に固体ターゲットを用いたレーザープラズマでは、励起レーザー(メインパルス)が入射する際に、 プラズマ内のレーザー吸収領域において衝撃波が生じる。この衝撃波によりプラズマが圧縮される事 で、プラズマ中に存在している磁場も圧縮を受ける事が予想される。このような現象は、Z ピンチ現 象(衝撃波が発生する)を利用した放電励起型のX線レーザーにおいて報告されており、外部から与 えた磁場が約 10 倍に圧縮されたという結果が得られている^[7]。レーザープラズマでは報告されていな い現象であり、本研究により得られた現象を解明する事は、X線レーザーの円偏光化のみならず、磁 場圧縮機構が重要である天体プラズマ分野への貢献も期待される。



図 5) 17T 外部磁場による X 線レーザースペクトル線の変化

5. まとめと今後

レーザープラズマ放射源と強磁場を組み合わることで、簡便かつ、高時間・空間分解能を有する、 位相子を必要としない、新しい円偏光二色性計測手法の開発を提唱し、ニッケル様モリブデンX線レ ーザーを光源としてその実証実験を行なった。磁場影響下でのX線レーザースペクトルの分離量は、 外部から与えた磁場強度と比較して非常に大きく、X線利得媒質内における磁場圧縮機構の存在が予 想される。本研究により得られた現象を解明するため、今後は、磁場発生装置の改良、X線増幅媒質 の空間分解計測等を行なう事を予定している。

Reference

- [1] M. Tanaka et. al., Phys. Scr. T115, 873-876 (2005).
- [2] 中川和道, Spring-8 利用者情報/2005 年 9 月, p351.
- [3] M. Nishikino, et. al., Phys. Rev. A 68, 061802 (2003).
- [4] N. Hasegawa et. al, Journal of Optical Society of Korea, 13, No. 1, p60 (2009).
- [5] Keenan R, Dunn J, Shlyaptsev V N, Smith R F, Patel P K, and Price D F, Proc. SPIE 5197, 213, (2003).
- [6] Hettrick M C, Underwood J H, Batson P J, and Eckart M J, Appl. Opt. 27, 200, (1988).
- [7] Tomasel F G, Shlyaptsev V N, and Rocca J J, Phys. Rev. A, 54, 2474, (1996).

4.7 高耐久性レーザー素子用光学薄膜における損傷メカニズム

Damage Mechanism of Optical Thin Film with High Damage Resistance for

Laser Device

立野亮1)、杉山僚1)、原田善寿2)、井原正博2)、柏木邦宏3)

日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究部門¹⁾島津製作所²⁾東洋大学³⁾

Ryo TATENO¹⁾, Akira SUGIYAMA¹⁾, Yoshihisa HARADA²⁾, Masahiro IHARA²⁾, Kunihiro KASHIWAGI³⁾

- Kansai Photon Science Institute Laser R&D group, Japan Atomic Energy Agency, 8-1Umemidai, Kizugawa-shi, Kyoto 619-0215, Japan Phone: +81-774-71-3370 Fax: +81-774-71-3316, E-mail: <u>tateno.ryo@jaea.go.jp</u>
- 2) Shimadzu Corporation, 1, Nishinokyo-Kuwabaracho Nakagyo-ku, Kyoto 604-8511, Japan
- 3) Department of Electrical & Communication Engineering, Faculty of Engineering, Toyo University

次世代の極短パルス超高ピーク出力レーザー用の高耐力ミラーを実現するためには、レーザー損 傷のメカニズムの検討が不可欠である。本研究は、損傷箇所を TEM 観察により断面観察を行う ことで破壊前後の特徴的な局所変化をもとに、破壊のメカニズムについて検討を行った。その結 果、膜内部では、HfO2 層が溶解、プラズマ化し、HfO2 層が吹き飛び、SiO2 層が表層に残る結 果となっていた。また、損傷した HfO2 層には微結晶の HfO2 の粒界が確認出来た。これら結果 とミラーの耐性評価から、膜内の結晶の存在がミラーの耐性を決める大きな要因であることが明 らかになった。

Keywords:損傷メカニズム、レーザーミラー、多層膜、透過型電子顕微鏡(断面 TEM)

1. はじめに

近年、大強度超短パルスレーザーの開発及び応用研究が盛んに行われている。特にレーザー加速^[1]による粒子ビーム発生は新しいガンの粒子線治療^[2]や飛翔鏡によるアト秒領域の X 線発生^[3] 等に繋がるものとして注目されている。次世代の極短パルス超高ピーク出力レーザーシステムを 実現するには、高強度のレーザー光に対して高い耐久力を有するレーザー多層膜ミラーが不可欠 である。なぜなら、超短パルス超高ピーク出力レーザーの発振繰り返し周波数が、これまでの数 ~10Hz に対して 2 桁以上高い kHz 級であるために、高光強度による多層膜の劣化と、レーザーミ ラー多層膜での微小な光吸収による発熱の影響が大きくなるためである。そのため、現状のレー ザーミラー多層膜を用いた場合、耐久力が足りず、極短パルスの光強度が長期にわたって安定し ないことが問題になっている。高耐力の多層膜ミラーの開発にはその詳細なメカニズムの解明と 理解が必要不可欠であり70年代から研究が進められている^[4]。

多層膜ミラーはレーザーの振動数に対して透明な素材であり、その損傷過程は複雑な物理過程 を含んでいる。レーザーによるダメージ生成過程は大きく量子力学に基づく過程と熱による過程 に分けられる。レーザー照射中では最初に多光子吸収やトンネル励起により価電帯から伝導帯へ の電子励起が起こる^[5]。導電体に励起された電子はさらに光子を吸収し電子雪崩を起こす^[6]。電子 励起により吸収されたエネルギーはその後原子の運動に移る。エネルギーが急激に吸収されると アブレーション等非熱過程が起こる。一方、エネルギー吸収が穏やかまたは少ない時は膜中に欠 陥など様々な構造変化を引き起こす(incubation effect)。この構造変化がミラーの光学特性を変化さ せ、レーザー照射を繰り返すことで損傷が引き起こされる^[7]。また不純物や欠陥があることで損 傷の確率が大幅に増大することが明らかになっている^[8]。

本研究では、多層膜ミラーの損傷に至る各段階での TEM 画像を解析することで、これまでの表 面からの損傷部位の観測だけでなく深さ方向の変化を微視的に観測し、損傷の初期での結晶化か ら表面の SiO2 層の構造変化、HfO2 層の溶解・プラズマ化の詳細を、段階を追って初めて観測 した。その結果、膜内の結晶の存在と膜材料の結晶形成がバンドギャップ、不純物、欠陥に並ぶ 多層膜ミラーの耐性を決める新たな要素である事を明らかにした。

2. レーザー損傷箇所の観察

2.1 試料準備

レーザーミラーに損傷箇所があるレーザーミラー多層膜を2種類用意した。図1、図4に2種類の損傷箇所の光学顕微鏡像を示す。分析前処理として、損傷箇所をFIB(Focused Ion Beam)にて切り出し、薄片化した。

図1は、損傷箇所の中央付近に約22µm×13µmの楕円状の深い穴があった。楕円部の長辺の延長上の箇所(図1のA'-A)を断面観察箇所としてFIBにてマイクロサンプリングを行い、薄片化した。尚、FIB加工時のGa(ガリウム)イオンによる損傷を防ぐため、最表面にW(タングステン)デポジットにて保護層を設けた。

図4は、枠の箇所を断面観察箇所として、上記同様Wデポジットにて保護層を設けた。

2.2 断面 TEM(Transmission Electron Microscope)観察

レーザーミラーの損傷個所を TEM 観察により断面観察を行った。図 2、図 5 に FIB にてサン プリングした全体画像を示す。図 2 の右側(枠箇所)が楕円状の深い穴の箇所になる。最表層部に ある黒い凹凸の層は W 保護層である。図 1 で見受けられる、損傷箇所の同心円状の段差が断面 TEM 画像でも確認出来た。段差の最表層はすべて白い層であった。白い層は SiO2、黒い層は HfO2 である。図 3 に、図 2 枠の拡大画像を示す。



図1 損傷箇所の光学顕微 鏡画像観察 図2 FIB 加工部断面全体画像観察

図 3 の拡大画像より、膜内部では、
 HfO2 層が溶解、プラズマ化し、HfO2
 層が吹き飛び、SiO2 層が表層に残る結
 果となっていた。



図3 図2 枠箇所拡大画像

JAEA-Conf 2010-002

図4は、損傷初期段階と完全に膜が剥がれた損傷箇所が混在したサンプルである。図5に損傷初 期段階と考えられる枠箇所の断面 TEM 観察の全体画像を示す。図5より最表層のSiO2層にく ぼみが見受けられた。この事から、レーザーミラーの損傷は、まず最表層から入ることが判明し た。損傷の深さは、約45nmで、アブレーションにより削り取られたと考えられる。



また、最表層のSiO2層と最表層から1層目のHfO2層との界面を拡大観察した。その結果、図 7よりHfO2層の電子線回折画像、図8より格子画像が確認出来た。この事は、HfO2層が微結 晶化したと考えられる。

3. まとめ

以上の2種類のレーザー損傷箇所の透過型電子顕微鏡の観察結果より、以下の知見が得られた。

- ・膜材料の熱膨張率の差より膜剥がれが起こり、HfO2層が溶解、プラズマ化し、HfO2層が吹き 飛んだため、SiO2層が表層に残った。
- ・レーザー多層膜の損傷は、まず最表層から入る。
- ・多層膜材料は、微小吸収材料を選択して用いており、発熱量そのものは無視できたが、薄膜の 熱伝導率は固体材料の 2~4 桁低い。これは、薄膜材料の構造と密度、そして多数の境界面に 起因する。そのため、レーザーのエネルギー(熱)が膜の局所部分に蓄積され、膜に物性変化(ア モルファス→結晶)をもたらし、膜破壊に影響を及ぼした。

参考文献

- [1] T.Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. Vol 43, 267 (1978)
- [2] A. Yogo et al, Appli. Phys. Lett. Vol94 181502(2009)
- [3] M.Kando et al., Phys. Rev. Lett. Vol 103, 235003 (2009)
- T.W. Walker, A.H. Guenther, and P.E. Nielsen, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17, 2041 (1981), J. Jasapara et al., Phys.Rev. B,,Vol,63,045117(2001), Jianke Yao et al., J. Appli. Phys. Vol.103,083103(2008)
- [5] L.V. Keldysh, Zh. Éksp. Teor. Fiz. 47, 1945 (1964) [Sov. Phys. JETP 20, 1307 (1965)].
- [6] B. Rethfeld, Phys. Rev. Lett. 92, 187401 (2004); Phys. Rev. B B73, 035101 (2006)
- S.C. Jones, P. Braunlich, R.T. Casper, X.-A. Shen, and P. Kelly, *Opt. Eng. (Bellingham)* 28, 1039 (1989),
 M. Lenzner, J. Kruger, W. Kautek, and F. Krausz, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* 68, 369 (1999)
- [8] Mark R. Kozlowski et al., Proc. SPIE, Vol. 2253, 743 (1994), Yuan Zhao et al., Appli. Sur. Sci. Vol. 227, 275-281 (2004)

4.8 建物一体型ビームダンプターゲットの開発

Development of a beam-dump-target combined with building

岡潔、赤津朋宏、鈴木宏和(熊谷組)、加藤武彦(熊谷組)

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子融合研究グループ Kiyoshi OKA, Tomohiro AKATSU, Hirokazu SUZUKI, Takehiko KATO Applied Photon Technology Group, Quantum Beam Science Directorate, JAEA Keyword: Beam Dump, Accelerator, Irradiation energy, Heat transfer analysis, Radiation fin,

Cylindrical shape, Cone shape, Melting point, Cooling water

1. はじめに

ビームダンプは、大強度加速器をはじめとする各種加速器の開発や、加速器運転時の照射調整 用に用いられる装置で、加速器で加速された粒子のもつエネルギーを熱に変換し放熱することに

よって安全に除去する装置である。近年、エネルギー開発 領域、材料開発領域、生命科学領域や、民生の研究開発部 門で加速器を用いた研究開発が増えると同時に加速器の照 射エネルギーは高密度化かつ増大する傾向にあり、ビーム ダンプを大型化すると同時に構成する材料の物理的限界 (耐熱温度など)に達しようとしている。そこで、日本原 子力研究開発機構と熊谷組は共同で、サイズの大型化に歯 止めをかけるとともに、効果的な放熱機構を構築すること で強大な加速器へ対応可能な装置開発に取り組んだ。



Fig.1 Outline of IFMIF Accelerator

2. 小規模実験

本開発では、ビームダンプにおける効果的な放熱機構を確立するために、入射エネルギーを均等にビームダンプ内部に分散させる3次元構造(Fig.3(a))及び表面から放熱を促進するための冷却機構(Fig.3(b))を追加したミニチュアモデルを製作し、内部には所定の位置に熱電対(Fig.3(c))を設置して温度上昇の監視を行い、擬似加速器としレーザー照射装置(出力:30W、照射時間:4h)

を用いた小規模実験(Fig.2)を行っ た。その結果、Fig.4 に示すように内 部構造はビーム入射部を円筒形状か ら深い錐体形状にすることで、入射 エネルギーを効率良く分散し、内部 最高温度の低下と冷却機構による表 面からの除熱が極めて有効であるこ とを確認した。



JAEA-Conf 2010-002





Fig.4 Experiment Result

3. 熱伝導解析

小規模実験による基本コンセプトを検証後、コンピュータシミュレーション上において、実大 サイズの3次元モデルを構築し従来型ビームダンプと今回開発したビームダンプを同一条件(ビ ームパワー500kw)にして数値計算を行った。下記1)~3)に開発項目を示す。

項目 1)

従来のビームダンプエネルギー入射面は2次元平面(円)であったため、エネルギー密度が高 い状態のまま熱変換され、表面温度がビームダンプ材料の融点を上回る結果となる。これを改善 するために、入射面を円錐状の3次元曲面に変更しかつ、入射軸に対し広範囲に分散させ、単位 面積あたりのエネルギー密度を分散させ表面温度を下げた。また、ビームダンプの材質は、高融 点・高熱伝導が要求条件となる。従来のビームダンプは、入射面の温度に対する耐性を保障する ために、鉄を用いることが一般的であった。しかし鉄は、融点が1535℃にもかかわらず熱伝導率 が80W/mK 程度と低く、放熱性に優れる銅に比べ(銅の熱伝導率401W/mK)熱をビームダンプ 中央部から外周部に導くという観点では、必ずしも最適とは言えなかった。そこで、ビームダン プ中心部では、耐熱性の高い鉄を、周囲部は熱伝導を優先するために銅で構成した構造とするこ とで、耐熱性と放熱性の最適化を図った。

項目 2)

ビームダンプ中心部で加速器ビームエネルギーは熱に変換され、熱伝導により外表面から放熱 される。外表面の放熱面積を大きくし表面温度を下げることが中心部の温度を下げることにつな がる。そこで、ビームダンプ表面に放熱フィンを取り付け内部温度の低下につとめた。

項目3)

従来のビームダンプは、コンクリート床に設置されるために、ターゲット下部からの放熱は、 コンクリートにより阻害され高温に達する。一般的にコンクリートの連続使用時の耐熱温度の上 限は 70℃(=コンクリートの性能が劣化し始める温度)と言われているため、ビームダンプ自体 の温度が許容条件にあるのにも係わらず、設置する架台の温度条件により不具合が生じる。そこ で、これを回避するために、ビームダンプ表面からの放熱を確保するようにビームダンプと建物 躯体の一体化を図った。具体的には、(1)ビームダンプ下部の建物構造体を金属床(Cu)としビー ムダンプと一体化、(2)底面に銅製放熱フィンを設置、(3)床スラブ二重ピットを利用し水冷する等 の改良を図ることで、コンクリートに係わる温度拘束条件を回避した。



(a) Old structure



(b) New structure idea

Fig.5 Structure of BeamDump

Fig.6 に熱伝導解析の結果を示す。エネルギーが入射される中心部付近はこれまで通り、耐熱性 を優先した鉄材を使用し、周辺部囲には放熱性に優れる銅材を使用することで、内部最高温度は 鉄の融点以下、周囲最高温度も銅の融点以下になることを確認した。また、ビームダンプ下部の 建物構造体を金属床にしてビームダンプと一体化するとともに、底面に銅製放熱フィンを設置し、 床スラブ二重ピットを利用して水冷することにより、コンクリートに係る温度拘束条件を回避し た。

JAEA-Conf 2010-002



(b) New structure beam dump

Fig.6 Simulation Result

4. 建物一体型ビームダンプターゲット

本開発では、ミニチュアモデルによる小規模実験と3次元熱伝導解析より従来3×3×2.5mのサ イズで加速器ビームパワー100kW連続運転が限界とされていた入力パワーを、ほぼ同一サイズで 5倍の500kwの入力パワーまで許容できるビームダンプの開発に成功した。今後は、ビームダン

プ上部空間の構築、上部空間内部の 空調方式、下部の冷却供給方法など の検討を進め、空間・設備を統合し 一体化されたシステムの最適化に取 り組む方針であり、加速器が設置さ れる先端研究施設等に適用されるこ とを期待する。

なお、本成果は熊谷組にて新聞発 表が行われ、日経産業新聞、電気新 聞、日刊建設工業新聞、日刊建設産 業新聞、建設通信新聞、計5誌の紙 面に掲載された。



謝辞

本研究は、熊谷組との共同研究によって得られた成果である。関係者各位に謝意を表する。

4.9 Improvement of SBS Laser Pulse Compression System for the Compton

Backscattered X-ray Source

<u>Keigo KAWASE</u>, Masaki KANDO, Takehito HAYAKAWA, Izuru DAITO, Shuji KONDO, Takayuki HOMMA, Takashi KAMESHIMA^{*}, Hideyuki KOTAKI, Liming CHEN[†], Yuji FUKUDA, Anatoly FAENOV, Toshiyuki SHIZUMA, Takuya SHIMOMURA, Ryoichi HAJIMA, Sergei V. BULANOV, Toyoaki KIMURA[‡], Toshiki TAJIMA *Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency* Hidetsugu YOSHIDA *Institute of Laser Engineering, Osaka University* Mamoru FUJIWARA *Research Center for Nuclear Physics, Osaka University*

We describe the present status in developing the sub-MeV X-ray source at KPSI-JAEA, and the development of the laser pulse compression system to increase the X-ray flux. We achieve the stably compressed laser pulse with a duration of 2.1 ns and with an energy of 0.84 J. By installing this system into the Compton backscattered X-ray source, the X-ray flux will be increased by 3.2 times in case of the present system at the KPSI-JAEA.

Keywords: Nd:YAG Laser, Stimulated Brillouin Scattering, Compton Backscattering

1. Introduction

Compton backscattered photon sources recently have been developed by several groups at various energies from keV to GeV [1 - 7]. However, there is no photon source available in the region of sub-MeV although some sources approach 100 keV. The extension of the Compton backscattering technique for obtaining the sub-MeV X-ray is of great importance because a well-collimated polarized X-ray beam is used for various applications such as the study of low-lying nuclear states, detector test for the X-ray observation satellite, and so on. In order to satisfy these requirements, we develop the polarized X-ray source in the sub-MeV energy region. In this article, we describe the present status in developing the sub-MeV X-ray source at KPSI-JAEA [8, 9] and the development of the laser pulse compression system to increase the X-ray flux [10].

2. Previous Result of the generation of Compton backscattered X-ray

The X-ray generation experiment is performed by using a 150-MeV electron beam and the Nd:YAG laser pulse with a wavelength of 1064 nm. By combining the electron beam and laser pulse, the maximum energy of generated X-ray photons reaches at 400 keV. Both the electron beam and the laser are operated with a repetition rate of 10 Hz, and synchronized with each other by using the RF signal from the accelerator. A schematic diagram of the experimental setup is shown in Fig. 1.

Electrons generated by a photo-cathode RF gun are accelerated up to 150 MeV by Microtron. The charge

^{*}Present address: RIKEN, Hyogo, Japan.

^{*}Present address: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China.

[‡]Present address: Japan Synchrotron Radiation Research Institute, Hyogo, Japan.

JAEA-Conf 2010-002

of the electron beam pulse is 60 pC, and the pulse duration is 10 ps in rms. The Nd:YAG laser is a commercial one (Continuum Powerlite 9010). The pulse energy is 1.6 J, and the pulse duration is 10 ns in FWHM. The incidence angle between the laser and the electron beam is 16°. The electron beam and laser are focused at the colliding point in the vacuum chamber by using quadrupole magnets and an optical lens with a focal length of 200 mm, respectively.



Fig. 1: Experimental setup for Compton backscattered X-ray generation.

Generated X-rays are back-scattered along the electron beam direction toward downstream. In order to separate X-rays from the electron beam, the electron beam is bent by a dipole magnet and enters to a beam dump. The generated X-rays are detected by an LYSO ($Lu_{2(1-x)}Y_{2x}SO_5(Ce)$) scintillator placed after the dipole magnet (see Fig. 1). Since many X-ray photons are generated during a short collision time, it is

difficult to make a photon counting measurement. Thus, the total energy measurement for X-rays is performed.

In order to reduce systematic errors from a long term instability, the laser is alternately injected with respect to the electron beam pulses. The preliminary result from the X-ray measurement is shown in Fig. 2. We observed a clear difference between the laser injected case (Laser ON case) and not (Laser OFF case). The difference between the mean energy for the Laser ON and Laser OFF cases is 33 ± 15 MeV/pulse. By using a Monte Carlo simulation code (EGS4) for the calculation of the response function of the LYSO, the mean energy of detected X-rays is estimated to be 0.25 MeV and the detection efficiency is 0.6.



Fig. 2: Result of the x-ray generation measurement.

Here the input energy spectrum is assumed to be obtained from theoretical calculation. Therefore, the number of the generated X-rays via Compton backscattering is estimated to be $(2.2 \pm 1.0) \times 10^2$ photons/pulse. On the other hand, the generated photon number is estimated to be 5.7×10^2 photons/pulse from the beam parameters. In the detailed future analyses, we expect to find a consistent result of the x-ray flux estimation.

3. SBS pulse compression system

In case of the present setup for the x-ray beam generated via Compton backscattering, the laser pulse duration is long compared with the electron beam pulse. Thus, we propose the pulse compression of the Nd:YAG laser. The X-ray flux is, in principle, increased with proportional to the peak intensity of the laser where the pulse duration is longer than that of the electron beam pulse (10 ps). For the purpose of the compression of the laser pulse, we adopt the compression technique with the stimulated Brillouin scattering (SBS) [11 - 14]. A schematic diagram of the SBS pulse compression is shown in Fig. 3 [11].
The features of the SBS pulse compression is its high efficiency by means of the pulse energy transfer and its simplicity of the experimental setup.

3.1 Experiment setup

At present, we construct a simple pulse compression system with the SBS for the Nd:YAG laser. A schematic diagram of the SBS pulse compression system is shown in Fig. 4. As a compression media, we adopt a liquid fluorocarbon (Fluorenart FC-72). It is chemically stable, no toxicity, and its acoustic decay time is relatively short to be 1.2 ns [13]. The compression media is filled in a 1.5-m long glass cell after filtering with a 0.025 µm-hole filter membrane. This cell is sealed at both sides with optical windows, and protected with a stainless steel pipe. To prevent unfavorable reflection, optical windows are mounted with a small tilt. Since the incident laser pulse should have a single longitudinal mode for the SBS pulse compression, we use an injection-seeded Q-switch Nd:YAG laser (SpectraPhysics Quanta-Ray PRO-350). Since the generated SBS pulse returns along the same path of the incident laser, the SBS pulse is extracted by using a thin film polarizer (TFP) and a quarter wave plate (QWP). The incident laser pulse is transported with horizontal polarization before QWP, and the SBS pulse is changed to vertical polarization through the QWP twice. Thus, the SBS pulse is extracted by the TFP. In order to prevent the pulse returning to the laser system, the Faraday isolator (FI) is installed in the system. For the purpose of increasing the quality of the laser profile in the front of the SBS cell, an image-relay tube is installed in the laser path. The SBS compressed pulse energy is measured by using a Joule-meter, and the laser pulse shape is measured by Si-PIN photodiodes (PIN1, PIN2). The laser profile is measured by a CCD camera.







Fig. 4: Schematic diagram of the SBS pulse compression system

3.2 Result

The results of the SBS pulse compression are shown in Fig. 5. The pulse duration after the compression is 2.1 ns and the pulse energy is 0.84 ± 0.02 J. The achieved peak intensity of the compressed pulse is 3.2 times higher than the incident laser pulse. The timing jitter of the SBS pulse is 0.2 ns. This jitter is originated from the incident laser system itself. Because the jitter size is 10 times smaller than the compressed pulse duration, this compression system is applicable to the Compton backscattered x-ray source. As a result, by installing the SBS pulse compression system into the X-ray source, the X-ray flux will be increased by 3.2 times in the case of the present system at KPSI-JAEA.



Fig. 5: Results of the SBS pulse compression.(a) Incident laser pulse. (b) Generated SBS pulse.(c) Incident laser profile. (d) SBS pulse profile

4. Summary and future prospects

We succeed in generating sub-MeV X-ray with the flux of 2.2×10^2 photons/pulse. This value is near the estimated value from the beam parameters. In order to increase the X-ray flux, the SBS laser pulse compression system is constructed and developed. We achieve the compressed laser pulse with the duration of 2.1 ns and the energy of 0.84 J. By installing the SBS system into the present X-ray source, we will increase the X-ray flux over 10^3 photons/pulse. With the improvement of the electron beam transport and the head-on colliding arrangement, we will achieve the X-ray flux over 10^4 photons/pulse in future. Then, it becomes possible to perform the test experiment for studying the nuclear structures of low-lying states with nuclear resonance fluorescence.

References

- [1] H. Ohgaki, et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 353 (1994), 384.
- [2] V. N. Litvinenko, et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997), 4569.
- [3] T. Nakano, et al., Nucl. Phys. A 684 (2001), 71c.
- [4] R. W. Schoenlein, et al., Science 274 (1996), 236.
- [5] M. Yorozu, et al., Jpn. J. Apl. Phys., Part 1 40 (2001), 4228.
- [6] G. J. Gibson, et al., Phys. Plasmas 11 (2004), 2857.
- [7] S. Kashiwagi, et al., J. Appl. Phys. 98 (2005), 123302.
- [8] K. Kawase, et al., Rev. Sci. Instrum. 79 (2008), 053302.
- [9] K. Kawase, et al., Nucl. Phys. Rev. 26 (2009), 94.
- [10] K. Kawase, et al., AIP Conference Proceedings 1153 (2009), 230.
- [11] D. T. Hon, Opt. Lett. 5 (1980), 516.
- [12] A. Mitra, et al., Jpn. J. Appl. Phys. 45 (2006), 107.
- [13] H. Yoshida, et al., Appl. Opt. 36 (1997), 3739.
- [14] H. Yoshida, et al., Opt. Exp. 17 (2009), 13655.

Control of the Laser Accelerated Electron Beam

Hideyuki KOTAKI, Yukio HAYASHI, Keigo KAWASE,Michiaki MORI, Masaki KANDO, Takayuki HOMMA, and Sergei V. BULANOV Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Monoenergetic electron beams have been generated in the self-injection scheme of laser acceleration. In applications of these laser accelerated electron beams, stable and controllable electron beams are necessary. A stable electron beam is generated in the self-injection scheme by using a Nitrogen gas jet target. We found the profile of the electron beam was manipulated by rotating the laser polarization. When we use a S-polarized laser pulse, a 20 MeV electron beam is observed with an oscillation in the image of the energy spectrum. From the oscillation, the pulse width of the electron beam is calculated to at most a few tens femtosecond. The direction of the electron beam is controlled by the gas jet position.

Keywords: Laser acceleration, Ultrashort pulse, Electron beam

1. Introduction

Laser wakefield acceleration (LWFA) [1], based on the effect of plasma wave excitation in the wake of an intense laser pulse, is now regarded as a basis for the next-generation of charged particle accelerators, competing with conventional accelerators in the energy gain per unit length. Recently electron bunches have been accelerated up to 1 GeV by LWFA[2]. In experiments, it has been demonstrated that LWFA is capable of generating electron bunches with high quality [3,4]: quasi-monoenergetic, low in emittance, and a very short duration of the order of ten femto-seconds. Such femtosecond bunches can be used to measure ultrafast phenomena [5].

In order to generate a bunch with high quality, required for applications, the electrons should be duly injected into the wakefield and this injection should be controllable. The injection can happen spontaneously, due to a longitudinal or transverse break of the wake wave, caused by its strong nonlinearity [6] and with cluster-gas targets [7]. This regime leads to the acceleration of fast particles, although in an uncontrolled way. Several other schemes of electron injection were proposed in order to provide more controllable regimes including tailored plasma density profiles [8] and optical injection [9]. Recently we generated a stable electron beam by using an Argon gas target in the self-injection scheme [4]. When we use a Nitrogen gas target, we can also generate a stable electron beam. The electron beam can be manipulated by controlling the laser pulse and target.

In order to generate a controllable electron beam with high quality, we have three approaches. The first one is the laser control. The second one is the target control. Another is multiple laser pulse control like optical injection. In this paper we present the results of the electron beam control in the self-injection scheme. We manipulate the electron beam profile by controlling the laser polarization. The electron beam is in the laser field and is oscillated by the field. From the oscillation, we measure the electron pulse width of 4 fs. In order to control the electron beam position, we control the direction of the electron beam by the target position.

2. Experimental setup and condition

The experiments have been performed with a Ti:sapphire laser system at the Japan Atomic Energy Agency (JAEA) - Advanced Photon Research Center (APRC) named JLITE-X [10]. The laser contrast ratio within picosecond timescales is 10⁶. The contrast ratio within nanosecond timescales is significantly suppressed to the order of 10⁸. The laser pulse, which is linearly polarized, with 160 mJ energy is focused onto a 3-mm-diameter Nitrogen gas jet by an off-axis parabolic mirror (OAP) with the focal length of 646 mm (f/22). The pulse width of the laser pulse, τ , is 40 fs. The peak irradiance, I₀, is 9.0x10¹⁷ W/cm² in vacuum corresponding to a dimensionless amplitude of the driver laser field $a_0 = 8.5 \times 10^{-10} \lambda_0 [\mu m]$ (I₀ [W/cm²])^{1/2} = 0.65, where λ_0 is the laser light wavelength of 800 nm. The profile of the electron beam is measured with a scintillating screen (Kyokko, DRZ-High), and a charge-coupled device (CCD) camera. The electron energy is measured with a magnetic spectrometer composed of a dipole magnet, a scintillating screen, and a CCD camera. The CCD camera records the scintillation pattern. The charge of the electron beam is calculated from the scintillation signal. The signal was calibrated by using a conventional electron accelerator.

3. Results and discussion of the electron beam control

A quasi-monoenergetic electron beam is generated in the self-injection scheme by using a Nitrogen gas target at the plasma density, n_e , of 2.0×10^{19} cm⁻³ assuming 5 ionization of N₂. The quality of the electron beam is stable, because the laser pulse is guided a long distance in a channel produced by cascade ionization due to the low ionization threshold [4]. The ionization is caused by a 500 ps ASE pedestal. We control the stable electron beam by the control of the laser pulse and the target.

In order to manipulate the profile of the electron beam, the polarization of the laser pulse is controlled by a half wave plate. Our experimental condition is $\tau = 40$ fs and $n_e = 2.0 \times 10^{19}$ cm⁻³. From the plasma density, the period of the plasma wave is 24 fs. The profile of the electron beam in the first bucket of the wake wave can be manipulated, because the beam is in the laser pulse [11]. Profiles of the electron beams are shown in Fig.1. The profile is parallel to the electric field of the laser pulse. The electrons oscillate in the laser pulse due to the electric field. The result shows that the electron beam profile can be controlled by the laser polarization and the quasi-monoenergetic electron beam is in the first bucket of the wake wave.

The electron beam oscillates in the electric field of the laser pulse. The oscillation is on the time axis of the electron beam. The electron beam is accelerated in an acceleration phase and is decelerated in a deceleration phase. If the electron bunch is in the acceleration or deceleration phase, the electron energy

spectrum can be converted to the electron pulse width. At an optimum phase of the electron acceleration (around the crest of the electric field), it is difficult to see the electron oscillation in the energy spectrum due to dephasing. Before and after dephasing, we can observe it, and the energy spectrum can be converted to the electron pulse width. Figure 2 shows a typical image of an energy distribution at $n_e = 2.2 \times 10^{19}$ cm⁻³ when the laser pulse has S-polarization (vertical polarization). This is the



Fig.1 Typical profiles of the electron beams, the direction of the electric field in the laser pulse, and the polarization of the laser pulse. The profile can be manipulated by the laser polarization.

energy spectrum after dephasing. The direction of the electric field of the laser pulse is longitudinal in this image. The direction of the energy distribution is horizontal. The direction of the oscillation (the electric field) is perpendicular to the direction of the energy axis. When the laser pulse has P-polarization, the image of the energy distribution has no oscillation, because the direction of the oscillation is parallel to the energy axis. The oscillation depends on the laser polarization. The pulse width (FWHM) of the electron is 1.5-cycles. The pulse width is at most several tens femtosecond. A 3D-PIC simulation result of the electron beam oscillation in the laser field is already published [12]. The simulation result shows a result similar with our experiment.

For application of the laser accelerated electron beam, the electron beam position should be controlled. Figure 3 shows a top view of an experimental setup for the direction control of the electron beam. The gas jet nozzle has a circular shape of 3-mm-diameter. The "y" is the difference of the laser axis from the center of the gas jet. In order to control the electron beam direction, we control the gas jet position. The electron beam position is measured with a scintillating screen and a CCD camera. Figure 4 shows the result of the direction control. The electron beam bends to the outside. The electron beam follows the laser pulse. The laser pulse bends due to the plasma density distribution when the laser pulse is focused on the side of the gas jet. As a result, the electron beam bends to the outside of the gas jet. The fluctuation is very small. It is possible to control the direction of the electron beam by changing the gas jet position.

4. Conclusions

Laser-plasma interaction generates an electron beam in the self-injection scheme. The ellipsoidal profile of the quasi-monoenergetic electron beam is rotated in such away that the major axis of the



Fig.2 A typical image of the electron beam in the energy distribution (a) and a projection of the image onto the energy axis (b). The electron oscillation can be observed when the laser pulse has S-polarization.



Fig.3 Top view of the experimental setup for the direction control of the self-injected electron beam. The "y" is the difference of the laser axis from the center of the gas jet. y = 0 means that the laser pulse passes through the center of the gas jet.



Fig.4 Control of the direction of the self-injected electron beam. When the laser pulse is focused to the center of the gas jet, the electron beam is generated near the laser axis.

ellipsoid follows the laser polarization axis. This result also indicates that the quasi-monoenergetic electron beam is in the first bucket of the wake wave. In the image of the energy spectrum, the electron oscillation is observed. The energy spectrum can be converted to the electron pulse width. The result of the 1.5 period oscillations indicates that the pulsewidth of the electron beam is at most several tens femtosecond. As a control of the electron beam, we have succeeded in controlling the electron beam direction by changing the gas jet position.

References

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, pp.267-270 (1979); E. Esarey, *et al.*, IEEE Trans.
 Plasma. Sci. 24, pp.252-288 (1996); E. Esarey, *et al.*, Rev. Mod. Phys. 81, pp.1229-1285 (2009).
- [2] W. P. Leemans, *et al.*, Nature Phys. 2, pp.696-699 (2006); K. Nakamura, *et al.*, Phys. Plasmas 14, 056708 (2007); N. Hafz, *et al.*, Nature Photonics 2, pp.571-577 (2008).
- [3] S. P. D. Mangles, *et al.*, Nature **431**, pp.535-538 (2004); C. G. R. Geddes, *et al.*, Nature **431**, pp.538-541 (2004); J. Faure, *et al.*, Nature **431**, pp.541-544 (2004); A. Yamazaki, *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 093101 (2005); E. Miura, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 251501 (2005); M. Mori, *et al.*, Phys. Lett. A**356**, pp.146-151 (2006); B. Hidding, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 105004 (2006).
- [4] M. Mori, et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 082801 (2009).
- [5] B. Brozek-Pluska, *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **72**, pp.149-157 (2005); D. A, Oulianov, *et al.*, J. Appl. Phys. **101**, 053102 (2007); M. J. Bronskill, *et al.*, Rev. Sci. Instr. **41**, pp.333-340 (1970); Y. Muroya, *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **60**, pp.307-312 (2001); S. Fujita, *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **48**, pp.643-649 (1996).
- [6] S. V. Bulanov, *et al.*, JETP Lett. **53**, pp.565-569 (1991); S. V. Bulanov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 004205 (1997); A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Appl. Phys. B **74**, pp.355-361 (2002); A. Zhidkov, *et al.*, Phys. Plasmas **11**, pp.5379-5386 (2004).
- [7] Y. Fukuda, et al., Phys. Lett. A 363, pp.130-135 (2007).
- [8] S. V. Bulanov, *et al.*, Phys. Rev. E 58, pp.R5257-R5260 (1998); H. Suk, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, pp.1011-1014 (2001); C. G. R. Geddes, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 100, 215004 (2008).
- [9] D. Umstadter, et al., Phys. Rev. Lett. 76, pp.2073-2076 (1996); E. Dodd, et al., Phys. Rev. E 70, 056410 (2004); E. Esarey, et al., Phys. Rev. Lett. 79, pp.2682-2685 (1997); C. B. Schroeder, et al., Phys. Rev. E 59, pp.6037-6047 (1999); E. Esarey, et al., Phys. Plasmas 6, pp.2262-2268 (1999); P. Zhang, et al., Phys. Plasmas 10, pp.2093-2099 (2003); H. Kotaki, et al., Phys. Plasmas 11, pp.3296-3302 (2004); G. Fubiani, et al., Phys. Rev. E 70, 016402 (2004); X. Davoine, et al., Phys. Rev. Lett. 102, 065001 (2008); J. Faure, et al., Nature 444, pp.737-739 (2006); H. Kotaki, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 194803 (2009); C. Rechatin et al., Phys. Rev. Lett. 103, 194804 (2009).
- [10] M. Mori, et al., Laser Phys. 16, pp.1092-1096 (2006).
- [11] S. P. D. Mangles, et al., Phys. Rev. Lett. 96, 215001 (2006).
- [12] K. Nemeth, et al., Phys. Rev. Lett. 100, 095002 (2008).

4.11 光核共鳴散乱による核構造研究

Nuclear Structure Investigation by Nuclear Photon Scattering

静間 俊行

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子科学研究ユニット Toshiyuki Shizuma Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate,

Japan Atomic Energy Agency

The magnetic dipole (M1) response is one of the fundamental low-energy excitations in atomic nuclei. Since the electromagnetic field couples the spin of the nucleon via the nuclear magnetization current, the M1 response provides direct information on the spin-dependent parts of the nuclear interaction. In the present investigation, closed shell nuclei and its neighbours are excited in a process of nuclear resonacne fluorescence (NRF) or nuclear photon scattering which provides a model-independent way to extract a wealth of information on the low-energy nuclear response. Here, we report recent results of NRF measurements using laser Compton scattering γ rays.

Keywords: Nuclear Structure, Nuclear Resonance Fluorescence, Magnetic Dipole Response

1. はじめに

高エネルギー加速電子とレーザー光との相対論的コンプトン散乱によって得られるレーザー逆コンプトンガンマ線は、単色性や直線偏光性等において極めて優れた特徴を有している。原子核構造研究で用いられる MeV エネルギー領域のレーザー逆コンプトンガンマ線は、国内では、産業技術総合研究所(産総研)や兵庫県立大学・高度産業科学研究所(高度研)の放射光施設で稼動しており、このようなガンマ線ビームを用いることにより、強い相互作用(核力)によるスピン・アイソスピン依存力やテンソル力などの特異な核構造的性質を明らかにすることが可能である。特に、光核共鳴散乱では、核の励起と脱励起が電磁気的な相互作用のみで起きることから、励起準位のスピンや遷移強度を核模型に依らずに決定できる。また、レーザー逆コンプトンガンマ線のもつ高い直線偏光度を活かして、励起準位のパリティを高精度で決定することが可能である。現在、レーザー逆コンプトンガンマ線による光核共鳴散乱を用いて、閉殻核における磁気双極子遷移メカニズムの解明や鉄領域核の磁気双極子遷移強度の測定によるニュートリノ非弾性散乱反応に関する研究を進めている。ここでは、二重閉殻核である²⁰⁸Pb や ⁴⁰Ca などの最近の実験結果について紹介する。

2. 光核共鳴散乱

光核共鳴散乱は、核反応の一種で、光吸収と放出による核の励起及び脱励起の一連の過程で ある。この反応は励起、脱励起ともに電磁気的な相互作用によって引き起こされるため、測定された 散乱強度から核模型を用いることなく、核モーメント等に関係する遷移確率を求めることができる。ま た、電磁場の特徴から電気的双極子(E1)、磁気的双極子(M1)、また、微弱であるが電気的四重極 子(E2)相互作用による核励起が観測される。したがって、光核共鳴散乱を用いることにより、核の E1、M1、E2応答を調べることができる。散乱の積分断面積 I。は、

$$I_{s} = \frac{2J+1}{2J_{0}+1} \left(\frac{\pi\hbar c}{E_{\gamma}}\right)^{2} \Gamma_{0} \frac{W(\theta)}{4\pi}$$
(1)

と表すことができる。ここで、J、 J_0 は共鳴準位と基底状態のスピン、 E_r は励起エネルギー、 Γ_0 は共鳴幅(または、基底状態への崩壊幅)、 $W(\theta)$ は角度分布である。双極子遷移及び四重極子遷移に対する角度分 布 $W(\theta)$ は次のように表わされる。

$$W(\theta)_{Dipole} = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta)$$

$$W(\theta)_{Qadrupole} = \frac{5}{4} (1 - 3\cos^2 \theta + 4\cos^4 \theta)$$
(2)

このように、散乱強度($\propto I_{\sigma}$)の測定から、共鳴幅 Γ_{0} を求めることができる。一方、共鳴幅は換算遷移確率と比例関係にあり、

$$B(E1) \uparrow = 2.866 \Gamma_0 / E_{\gamma}^3 (10^{-3} e^2 fm^2) B(M1) \uparrow = 0.2598 \Gamma_0 / E_{\gamma}^3 (\mu_N^2) B(E2) \uparrow = 6201 \Gamma_0 / E_{\gamma}^5 (e^2 fm^4)$$
(3)

と書ける。核磁気モーメントなどの核構造の特徴が換算遷移確率に反映される。

3. レーザー逆コンプトンガンマ線

レーザー逆コンプトンガンマ線は、高エネルギー加速電子とレーザー光との相対論的コンプトン散乱に よって得られ、準単色、エネルギー可変、高偏光度などの特徴を有する高品質のガンマ線ビームである。 また、発散角~1/γの優れた指向性をもつ。レーザー逆コンプトンガンマ線のエネルギーは、電子ビーム とレーザー光が正面衝突する場合、

$$E_{\gamma} = \frac{4\gamma^2 E_{ph}}{1 + (\gamma \theta) + 4\gamma E_{ph} / mc^2}$$
(4)

と表わされ、最大値は、電子ビームエネルギーの2 乗とレーザー光のエネルギー*E_{ph}との*積に比例する。 ここで、*θ*は散乱角、γは電子ビームに対するローレンツファクター、*mc は*電子の静止質量(511*keV*)である。 たとえば、波長 1.064µm の Nd:YLF レーザーとエネルギー670MeV の電子ビームを用いた場合、最大エ ネルギー8MeV のレーザー逆コンプトンガンマ線を得ることができる。また、電子ビームエネルギーやレー ザー光の波長を変えることにより、レーザー逆コンプトンガンマ線のエネルギーを調整することが可能で ある。

レーザー逆コンプトンガンマ線の特徴として、高い直線偏光度があげられるが、このようなガンマ線光源 を用いた場合、(2)式で表わされる角度分布は、0-1-0(Dipole 遷移)、0-2-0(Quadrupole 遷移)のシーケン スに対して、次式のように置き換えることができる[1]。

$$W(\theta,\phi)_{Dipole}^{Pol.} = W(\theta)_{Dipole} \mp \frac{3}{4} (1 - \cos^2 \theta) \cos 2\phi$$

$$W(\theta,\phi)_{Qadrupole}^{Pol.} = W(\theta)_{Qadrupole} \mp \frac{5}{4} (1 - 5\cos^2 \theta + 4\cos^4 \theta) \cos 2\phi$$
(5)

ここで、マイナス符号は E1 遷移、M2 遷移、プラス符号は M1 遷移、E2 遷移に対応する。また、Øは入射 ガンマ線の偏光面に対する共鳴散乱ガンマ線の放出角度である。特に、散乱角 0-90 度において、角度 分布の差が顕著に現れ、非対称度 Sを

$$\Sigma = \frac{W(90^{\circ}, 0^{\circ}) - W(90^{\circ}, 90^{\circ})}{W(90^{\circ}, 0^{\circ}) + W(90^{\circ}, 90^{\circ})}$$
(6)

と定義すると、M1 及び E2 遷移に対して 2=+1、E1 遷移に対して 2=-1 となる。一方、測定から得られる非 対称度 A は、q2と書ける。ここで、q は測定感度を表わし、検出器の立体角やターゲットの空間分布に依 存し、1 よりも小さくなる。

4. 光核共鳴散乱測定実験と結果

現在、産総研(テラス)や高度研(ニュースバル)の放射光施設において、光核共鳴散乱実験による核 構造研究を進めている。図1に測定装置の概念図を示している。レーザー光と電子とのコンプトン散乱に より発生したレーザー逆コンプトンガンマ線を鉛コリメーターにを用いてエネルギー選別する。この際、ガ ンマ線のエネルギー幅はコリメーターのサイズに依存し、*ΔE/E*=5~10%程度である。このようなガンマ線を ターゲットに照射し、散乱角 90 度方向に設置した高純度ゲルマニウム検出器を用いて、散乱ガンマ線の 測定を行う。この際、最下流に設置した GSO シンチレーション検出器を用いて、入射ガンマ線の強度測 定を行う。



Fig.1 光核共鳴散乱実験のセットアップ。

図2に、カルシウムターゲットに、最大エネルギー10.7MeV のレーザー逆コンプトンガンマ線を照射した時の核共鳴散乱ガンマ線のエネルギースペクトルを示している。上(下)の図は、入射ガンマ線の偏光面と平行(垂直)な向きにゲルマニウム検出器を設置した時のものである。これらの図において、⁴⁰Ca の10.3MeV の共鳴散乱ガンマ線がはっきりと観測されていることがわかる。測定された非対称度 A は、+0.5(1)となり、10.3MeV 準位のスピン、パリティ 1⁺と一致する。また、²⁰⁸Pb に対する光核共鳴散乱実験では、図3に示すように、双極子遷移に対する非対称度の測定を行った。その結果、中性子放出のしきい値エネルギー近傍における詳細な 1⁺準位構造を同定し、乱雑位相模型を用いた理論計算からアイソスカラー1⁺準位に対するテンソル力の重要性を明らかにした[2]。



Fig.2⁴⁰Caの核共鳴散乱ガンマ線のエネルギー スペクトル。



Fig.3²⁰⁸Pbの核共鳴散乱実験より得られた入射 ガンマ線の偏光面に対する散乱ガンマ線の非 対称度。

6. まとめ

レーザー光と加速電子との相対論的コンプトン散乱により、準単色で高い直線偏光性をもつ高品質の ガンマ線ビームを生成できる。加速電子のエネルギーを変えることにより、ガンマ線のエネルギーを容易 に変更すること可能である。このような優れた特徴をもつガンマ線光源を用いて、⁴⁰Ca や ²⁰⁸Pb に対して、 核共鳴散乱ガンマ線の非対称度の測定から励起準位のパリティを高精度で決定した。今後、閉殻近傍 核や奇核(陽子数または中性子数が奇数の原子核)にも対象を広げ、その核構造的特徴を明らかにす る。

謝辞

本研究を進めるにあたり、早川岳人氏、菊澤信宏氏、川瀬啓吾氏、宇都野譲氏、藤原守氏、民井敦氏、 宮本修治氏、堀川賢氏、望月孝晏氏、大垣英明氏、豊川弘之氏、小松原哲郎氏、中田仁氏、本間道雄 氏より、多くのご協力やご助言をいただだきましたことを感謝いたします。また、本研究の一部は、文部科 学省科学研究費補助金(No.20540300)の助成を受けたものである。

参考文献

[1]L.W.Fagg and S.S Hanna, Rev. Mod. Phys. 31, 711 (1959).[2]T.Shizuma et al., Phys. Rev. C 78, 061303(R) (2008).

Nuclear Photon Science with "Coherent" Inverse-Compton Scattering 4.12

Mamoru Fujiwara

Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Mihogaoka 10-1 Ibaraki, Osaka 567-0047,

and

Japan Advanced Photon Source Development Unit, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Recent developments of the synchroton radiation facilities and intense lasers are now guiding us to a new research frontier with probes of a high energy GeV photon beam and an intense and short pulse MeV γ -ray beam. New directions of the science developments with photo-nuclear reactions are discussed. The inverse Compton γ -ray has two good advantages in searching for a microscopic quantum world; they are 1) good emmitance and 2) high linear and circular polarizations. With these advantages, photon beams in the energy range from MeV to GeV are used for studying hadron structure, nuclear structure, astrophysics, materials science, as well as for applying medical science. We discuss the method to obtain a high intensity photon beam from "coherent" inverse-Compton scattering

Keywords: Laser, Back Compton Scattering, Laser Research, Advanced photon, Nuclear Structure

1. Introduction

In the scientific field called "nuclear photon science", many applications from basic science research to the biotechnology are performed with photon beams. Nuclear excitation, synchrotron radiation, bremsstrahlung, and inverse Compton scattering are used to obtain these photon beams. Starting from the observation of X rays by Reontogen in 1985, the applications now reaches at the sophisticated technology developments with help of the fast computer such as PET (positron electron tomography) and the observation of chemical dynamics. These fields will be more widely extended for contributing to nuclear science and human life. For these applications, we need more high intensity photon beams. In the present report, I would like to discuss a new possibility to obtain a high intensity photon beam by using coherent inverse Compton scattering.

2. What is the future of inverse Compton beam?

Recent technologies to deliver a high intensity photon beam are enormously enhanced with an appearance of the 3rd generation synchrotron radiation facilities. Intrinsic feature of photon comes from the fact that photon is boson, which can be coherently overlapped in space and in time. Because of this reason, photon energy density increases without limitation whenever the coherence condition is satisfied. A good sample is the laser acceleration of monochromatic electron beam at E_e = 20-200 MeV with a resolution of about 5% [1,2,3,4]. One can say that the dream predicted by Tajima and Dawson [5] in 1979 really comes true. This feature is also applied for the inverse Compton scattering process.

Figure 1 shows a schematic illustration of the inverse Compton scattering. When the laser light is backscattered to the electron beam direction, the maximum photon energy becomes $E^{max}_{\gamma} = 4\nu E_e^2/((m_e c^2)^2 + 4\nu E_e),$



Figure 1: Scheme of inverse Compton process via the collision between high energy electron and laser light. When a laser light collides with a high energy electron, the photon is recoiled and is boosted up its energy by a factor of about $4x\gamma^2$ thanks to the relativistic effect, where $\gamma = E_{c}/m_{c}c^{2}$ is the Lorentz-FitzGerald contraction factor.

where v is the energy of incidence laser, E_e is the energy of the electron beam, m_e is the electron mass. It is noted that when the energy of incidence laser photons is relatively high compared with the electron beam energy, almost mono-energy beam is available [6,7,8,9,10]. Thus, using this relativistic kinematic, it is possible for us to obtain the quasi-monochromatic photon beam at high energies.

An important question to be addressed is "how can we generate a high intensity photon beam?". In fact, the intensity of photon beam is weak in the past. This is a serious disadvantage in case of the nuclear physics experiment, which requires a high-intensity photon beam to deduce small nuclear cross-sections. The hadron beam intensity is now exceed to 10^{15} /second and widely used for the studies of nuclear science whereas the photon beam intensity in the MeV - GeV energy region remains at a level of 10^{6} /second. This unfavorable situation for photon beams is now at the turning point thanks to the recent novel developments of 1) short-pulse and high-intensity electron gun, 2) acceleration of electron beam, 3) control system with high-speed personal computers, and 3)short-pulse and high-intensity laser.

At present, the modern storage ring can store the electron beam at the GeV energies with an intensity more than 100 mA ($6x10^{17}$ electron/second). The laser intensity amounts to the 10 kW range. If this laser is a far-infrared laser with a wave length of 100 µm, the laser energy is about 0.01 eV. The photon intensity is $6x10^{20}$ /second. Assuming the laser and electron beams can be focused with the same size of the order 1 mm² and the inverse Compton process is used for obtaining a MeV photon, the intensity of such photons is estimated to amount to 10^{18} /second. This intensity is extremely higher than the present level of the photon intensity. Many scientists imagine a dream that the photon beam with an intensity of 5×10^{13} becomes feasible in the near future [11]. For example, the Ruth group [12,13] at the Stanford accelerator facility now test a new machine to obtain a photon beam in the X-ray energy region from the inverse Compton scattering. Ruth's statement is somewhat shocking. The essential point of his statement is the fact that big machines like a 3rd generation synchrotron radiation (SR) facility may not be necessary for developing the science with X-rays in future, and it would be possible to obtain a compact alternative machine delivering an intensive X-ray beam compatible with those from the expensive SR machine. Remarkable developments of the free electron laser (FEL) are a remarkable mile stone in recent years. A high power FIR laser of 10 kW class is competitively developed [14.15]. As a promising extension of this rapid scientific developments, the construction of the energy recovery linear-accelerator (ERL) facility is discussed [16]. If the dream comes true, the photon intensity from the inverse Compton scattering will reach at 10^{13} /second, and new kinds of nuclear photo-science will be promised. At TUNL (Triangle University Nuclear Laboratory), a high intensity photon beam has been achieved using the inverse Compton scattering process between the stored electron beam and the FEL light [17]. Some fruitful experiments aiming at the studies of nuclear physics and nuclear astrophysics are pursued with a photon intensity of 10^7 /second. If the photon intensity of the order 10^{13} /second will be realized, the world of these studies will be completely changed.



Figure 2: Synchrotron radiation with a single electron and an electron bunch with a number of N. If the N electrons in the bunch are bent in coherent in a dipole magnet, the synchrotron radiation from the electron bunch is enhanced by a factor of N^2 compared with that from a single electron.

First, let's consider a different challenge of obtaining a high energy photon beam using the coherency in the collision process between electron and photon. Figure 2 illustrates what happens for the synchrotron

radiation if the electrons move coherently in a dipole magnet. When a single electron is bent in the dipole magnet, the basic QED process is described in terms of the coupling constant with the bare electron charge e, resulting the radiation is proportional to $e \ge e$. In this case, the intensity of synchrotron radiation is, of course, proportional to the number of electrons in the beam bunch passing through the dipole magnet. When the bunch of the electron beam is short enough to move together in the size of the wave length of radiated photons, a strong photon radiation is expected to be emitted thanks to the coherent effect. In fact, such enhanced radiations have been experimentally observed at the linear accelerator facility of Tohoku University [18].



Figure 3: Compton scattering processes of photons from (a) single electron, (b) atomic nucleus with a charge Z, and (c) a beam bunch with N electrons.

Second, we consider the case of the inverse Compton scattering. Figure 3 shows three types of the Compton scattering processes. It is well known that the cross section of the Compton scattering process from the nucleus with an atomic number Z is proportional to Z^2 . Since the individual protons in a nucleus are trapped in the nuclear potential governed by the strong force and the size of the nucleus is very small as the order of 10^{-13} cm, photon colliding with the nucleus interacts with protons coherently. The process with the electron bunch is more complex. Usually, the size of the electron beam bunch is not small, and the individual electrons in the beam bunch are not trapped in the potential, and moved randomly in the space of the beam size as a molecule of an ideal gas. If the electrons are trapped in the beam bunch and the size becomes small as the order of the wave length of incoming photons, the cross-section could be enhanced with the order proportional to $N^2 x \sigma^{e_{T}}$,

where σ_T^{e} is the Thomson cross-section for the photon-electron scattering. This situation is illustrated in Fig. 3(b). In fact, the mirror or polished mirror-like metal surfaces used in our common life reflect light with a 100% reflectivity. This is due to that many electrons in metal move coherently against a photon, and as a result the photon is completely reflected.



Figure 4: Schematic illustration of the coherent backscattered Compton process via the collision between high energy electron and laser light. When a laser light collides with a high energy electron, the photon is recoiled and is boosted up. When a bunch of the electrons are trapped in a strong laser potential, the electrons in the potential move coherently, and scatter photon with a large cross-section. In such case, the reflection rate is enhanced by a factor of N^2 , where N is the number of electrons associated with the collision process.

Now let's consider the collision between photons and the shortly bunched electron-beam under the special condition illustrated in Fig.4. What we wish is to trap the electrons in the beam bunch with a special potential. The key ingredient is the method for generating the electromagnetic field to confine electrons even for a short instance. On the basis of the idea given by Hartemann et al. [19], this trapping mechanism is given by irradiating the electron beam with a short-pulse and high-intensity laser along the same direction of the electron beam direction. Since the laser provides a very strong electromagnetic field, the electrons in the beam bunch is trapped for a short period. This kind of trapping mechanism of electrons is now a well known concept when we consider the FEL machine: the SASE (Self-Amplified Stimulated Emission) mechanism is the most important ingredient.

When the electron beam bunch is irradiated with a high intensity laser, some parts of the electron group in the beam would be confined in the laser potential for a short period. In the same instance, we shoot the electron beam from the forward direction with another laser light split from the same laser. For example, if

1000 electrons associate with the coherent scattering, the cross-section of the inverse Compton scattering is enlarged by a factor of 10^6 . This means that the reflectivity of the laser becomes large, and the laser energy is boost up by a 4 x γ^2 factor as well. The possibility of obtaining the coherent scattering with many electrons is not small: The electron beam bunch with a intensity of μ A with MHz repetition contains about 10^6 electrons. If 1000 among 10^6 electrons is confined in the laser potential in the short period of the laser irradiation, the coherent Compton scattering is expected to happen. Such trails with the N² effect in coherent inverse Compton scattering are made to generate a high flux X-rays and for the application of cancer therapy [7,8,9,10].

At Kansai Photon Science Institute (KPSI), there is a betatron accelerator. The beam bunch from this betatron accelerator is rather short. A high intensity laser is also guided into the same experimental room. Thus, the KPSI is the best place to check the feasibility of the coherent inverse Compton scattering with the N^2 effect.



Figure 5: Schematic illustration of the coherent backscattered Compton process via the collision between high energy electrons from laser driven acceleration and laser light.

Another possibility of testing the N^2 effect is to use the electron beam from the laser acceleration. Recently, the laser acceleration of electron beam has been realized [20]. The beam bunch of this laser driven electron beam should be extremely small with a size much less than the laser wave length of about 0.1 μ m. It is interesting to consider what happens when the laser collide with this electron beam from the laser driven acceleration (see Fig. 5). We can expect the same coherent inverse Compton scattering from the electron beam since the electron beam bunch is expected to be very short because of the laser acceleration mechanism.

3. Summary and final remarks

Thanks to the recent laser and accelerator technologies, it is turned out that photon beams in the energy range from sub-MeV to a few GeV become usable for various scientific developments. One of the important subjects to be studied with such photon beams are the new technology development to generate the high intensity MeV photons with a full usage of the quantum effect of coherency, where we can examine the nobel posibility of testing the non-perturbative QED processes.

Recently, in Japan, South-Korea, China, Taiwan, US, and EU countries, many scientists discuss to install the beam lines for inverse Compton scattering at the SR facilities. There are great possibilities of having a high-intensity photon beam due to the boson nature of light, which is not fully used in the past.

Acknowledgements

I thank T. Hayakawa, T. Kimura, T. Tajima, A.I. Titov, K. Kawase, H. Akimune, H. Ejiri, S. Dat'e, M. Itoh, Y. Ohashi, H. Ohkuma, Y. Sakurai, S. Suzuki, K. Tamura, H. Toki, and H. Toyokawa for fruitful discussions.

References

- [1] S.P.D.Mangeles et al., Nature 431 (2004) 535.
- [2] C.G. R. Geddes et al., Nature 431 (2004) 538.
- [3] J. Faure et al., Nature 431 (2004) 541.
- [4] E. Miura et al., Appl. Phys. Lett. 86 (2005) 251501.
- [5] T. Tajima and S.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 267.
- [6] V. Nelyubin, M. Fujiwara, T. Nakano, and B. Wojtsekhowski, Nucl. Instrum. Method Phys. Res., Sec A 425 (1999) 65.
- [7] S.G. Anderson et al., Appl. Phys. B 78 (2004) 891.
- [8] W.J. Brown and F.V. Hartemann, PRST-AB 7 (2004) 060703.
- [9] D.J. Gibson et al., Phys. Plasmas. 11 (2004) 2857.
- [10] W. J. Brown et al., PRST-AB 7 (2004) 060702.
- [11] Y. Miyahara, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A 491 (2002) 366.
- [12] Z. Hung and R.D. Ruth, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 000976
- [13] J. Arthur et al., Comceptual Design Report No. SLAC-R-593, Stanford Linear Accelerator Center, 2002.
- [14] R. Hajima and R. Nagai, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 024801, and references therein.
- [15] L. Merminga, D. R. Douglas, and G. A. Krafft, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 53 (2003) 387.[16] JAEA proposal 2006.
- [17] V. N. Litvinenko et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 407 (1998) 8.
- [18] T. Nakazato et al., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1245.
- [19] F.V. Hartemann, A.L. Troha, E.C. Landahl, J.R. van Meter, and T. Tajima, preprint.
- [20] G. Mourou, T. Tajima, and S.V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. 78 (2006) 309.

4.13 Energy Increase in Multi-MeV Ion Acceleration in the Interaction of a Short Pulse Laser with a Cluster-gas Target

<u>Y. Fukuda¹</u>, A.Ya. Faenov^{1,2}, M. Tampo¹, T. A. Pikuz², T. Nakamura¹, M. Kando¹, Y. Hayashi¹,
A. Yogo¹, H. Sakaki¹, T. Kameshima¹, A.S. Pirozhkov¹, K. Ogura¹, M. Mori¹, T.Zh. Esirkepov¹, J. Koga¹,
A.S. Boldarev², V.A. Gasilov², A.I. Magunov², T. Yamauchi³, R. Kodama⁴, P. R. Bolton¹, Y. Kato¹,
T. Tajima¹, H. Daido¹, and S.V. Bulanov^{1,2}
¹Quantum Beam Science Directorate and Photo-Medical Research Center, JAEA
²Russian Academy of Sciences
³Graduate School of Maritime Sciences, Kobe University
⁴Faculty of Engineering and Institute of Laser Engineering, Osaka University

We demonstrate generation of 10-20 MeV/u ions with a compact 4 TW laser using a gas target mixed with submicron clusters, corresponding to tenfold increase in the ion energies compared to previous experiments with solid targets. It is inferred that the high energy ions are generated due to formation of a strong dipole vortex structure. The demonstrated method has a potential to construct compact and high repetition rate ion sources for hadron therapy and other applications.

Keywords: Ion acceleration, High intensity laser, Cluster, Hadron therapy

1. Introduction

Recent development of ultrashort-pulse, high peak power laser systems enables us to investigate high field science under extreme conditions (1). Ion acceleration with intense laser pulses has been one of the most active areas of research in high field science during the last several years (2, 3), because it has a broad range of applications including cancer therapy (4, 5), isotope preparation for medical applications (6), proton radiography (7), and controlled thermonuclear fusion (8).

We describe here a new approach where high energy ions are generated from the irradiation of a gas mixed with submicron-size clusters by a compact ultrashort pulse laser.

2. Experiments

The experiment has been conducted using the JLITE-X 4-TW Ti:sapphire laser at JAEA-KPSI. A schematic of the experimental set up is shown in Fig. 1A. The laser delivers 40-fs duration (FWHM) pulses of 150 mJ energy at a 1 Hz repletion rate with a temporal contrast near 10^{-6} . A pulsed solenoid valve connected to a specially designed circular nozzle having a three-stage conical structure with an orifice diameter of 2 mm was used to produce submicron-sized CO₂ clusters embedded in a He gas. With the aid of a numerical model, the gas parameters were optimized for the production of submicron-sized clusters for a 60-bar gas of 90 % He and 10 % CO₂. The laser pulse was divided into the main pulse and a lower energy probe pulse. The main laser pulse was focused to a spot of 30 mm diameter ($1/e^2$ intensity) with an off-axis parabola of effective focal length, 646 mm. This yields a peak vacuum intensity of 7×10^{17} W/cm². Soft x-ray spectra were acquired using a focusing spectrometer with two-dimensional spatial resolution equipped with a spherically bent mica crystal and a back



Fig. 1 (A) Schematic of the experimental setup. (B) Measured soft X-ray spectrum of the He_{β} and Ly_{α} lines of oxygen (solid curve), and the calculated spectrum (dotted curve) for the near-critical density plasma of order 10²⁰ cm⁻³ which is about 0.1*n*_c. (C) Typical images of the etched pits registered in the 11th layer of CR39, whose penetration depth corresponds to maximum energies of 10, 18, and 20 MeV per nucleon for helium, carbon, and oxygen ions, respectively.

illuminated CCD camera. The position and timing of the nozzle emission with respect to the laser pulse arrival were adjusted to maximize the intensities of the He_{β} (665.7 eV) and Ly_{α} (653.7 eV) lines of oxygen (see Fig. 1B). The high energy ions were generated when the laser beam was focused near the rear side of the gas jet and 1.5 mm above the nozzle orifice (see Fig. 2A). It is expected that significant enhancement of the laser intensity will occur during propagation through the gas, because the peak power of the main laser pulse is well above the critical power for relativistic self-focusing. The shadowgraph image shown in Fig. 2A reveals the formation of a channel of approximately 5 mm in length, substantially longer than the nozzle orifice diameter (2 mm) and the Rayleigh length (900 mm).



Fig. 2 (A) The shadowgraph image for a mixture of He gas and submicron CO_2 clusters, revealing formation of a channel of ~5 mm length. (B) The shadowgraph image for a target composed only of a 60-bar He gas.

3. Results and Discussions

The high energy ions were measured with a stack of solid state nuclear track detectors (SSNTD) placed on the laser propagation axis at a distance of 200 mm from the laser focal plane. The SSNTD stack consists of ten sheets of 10- μ m thick polycarbonate film and twelve sheets of 100- μ m thick CR39 with an area of 40×40 mm. A single 6- μ m Al foil was placed in front of this track detector to protect it from damage induced by the transmitted portion of main laser pulse. Ions were accumulated for about six

thousand laser shots. Fig. 1C shows a typical image of the etched pits, which was registered in the 11th layer of CR39, observed with a differential interference microscope. Observations of the pit images through the whole layers of CR39 reveal that these pits penetrate through several successive CR39 layers at exactly the same lateral position, and vanish at some layer which corresponds to the depth of Bragg peak for ions in the CR39 stack. In contrast to typical solid target experiments, as the pits are inhomogeneously distributed in CR39, it is difficult to estimate the number of ions accelerated in this method. The track images show that these high energy ions are well collimated with a divergence (full angle) of 3.4° in the forward direction.

The energy range of the ions is determined quantitatively from the extent of the tracks recorded in the CR-39 stack by calculating their stopping ranges. Since the target gas is a mixture of He and CO₂, highly charged helium, carbon, and oxygen are the possible accelerated ion candidates. We observe the ion tracks in CR39 up to the 11th layer and none in the 12th layer. This penetration depth corresponds to maximum energies of 10, 17, and 20 MeV per nucleon for helium, carbon, and oxygen ions, respectively. We note that there are at least two different sizes of tracks. It is likely that the smaller ones are from helium ions and the larger ones are from carbon and/or oxygen ions.

We note that with the cluster target, ions were accelerated up to approximately 20 MeV per nucleon with a laser pulse energy of only 150 mJ. This corresponds to approximately a tenfold improvement of accelerated ion energy compared to previous experiments, where 1.3-1.5 MeV protons were produced at laser pulse energies of 120-200 mJ in solid targets (9,10).

Two-dimensional particle-in-cell (PIC) simulations were conducted to better understand the ion acceleration process. The laser pulse irradiates the gas density plasma which is composed of the electrons and the ions with Z/A=1/2 such as He²⁺, C⁶⁺ and O⁸⁺ with the density profile shown in Fig. 3A by the red line. The laser and plasma parameters correspond to those of the present experiment. The simulation was run for a 100-µm thick plasma slab, because high energy ion generation has been observed when the laser pulse is focused near the rear side of the gas jet. The density was kept constant at $0.1n_c$ for 20 < x < 65 µm, decreasing linearly to $0.02n_c$ in the region, 65 < x < 80 µm, and kept constant at $0.02n_c$ for 80 < x < 110 µm.



Fig. 3 The results of 2D PIC simulation for a 100-mm thick plasma slab of the density ~0.1 n_c . The density profile is shown by the red line in (A). (A): the electron density normalized by n_c , (B): the magnetic field B_z normalized by the laser field, and (C): the longitudinal electric field E_x normalized by the laser field at *t*=900 fs, respectively. (D) shows the calculated spectra of the ions in unit of MeV/u and the electrons in MeV at t=6 ps.

The laser pulse undergoes the relativistic self-focusing leading to the plasma channel formation filled with the a quasi-static magnetic field of about 35 MG (Figs. 3A-C) (11,12). Fast electrons accelerated in

the channel form a dipole vortex in the slope plasma region of 70 < x < 90 (18,19), which is associated with the strong bipolar magnetic field as illustrated in Fig. 3B. The magnetic field presses out the cold plasma electrons forming the low density regions surrounded by dense thin shells. The density profile of Fig. 3A resembles the shadowgraph image observed in the experiment (Fig. 2A). As is well known, the fast electrons produce a quasi-static electric field at the plasma-vacuum interface (Fig. 3C, region x > 110), which is associated with the acceleration mechanism known as TNSA. However we find in the present case that a much stronger electric field is generated at the shells wrapping the dipole vortex (Fig. 3C, region 70 < x < 90). Since the electric field reverses sign, the ions are accelerated in the direction perpendicular to the shell surface to the maximum energy of 8.5 MeV per nucleon (Fig. 3D). The electrons have a quasi-thermal energy spectrum with an effective temperature of 1.9 MeV and a maximum energy of ~ 20 MeV. The simulation shows that the ions are accelerated along the laser propagation axis in a time dependent electric field generated during the magnetic field annihilation. This process is similar to the ion acceleration in plasma pinch discharges. In addition, accelerated ions directed perpendicular to the shell originate from the Coulomb explosion of the shells when the electrons of the shells are expelled by the inhomogeneous magnetic field pressure. Both processes give comparable ion energies. Our simulations suggest that increasing the areal density, *nl*, of the target and the energy of the laser pulse will result in the increase of the ion energies.

The contribution of the TNSA mechanism acting at the plasma-vacuum interface is estimated to be about 2 MeV/*u*. Thus the presence of the dipole vortex structure is essential for high energy ion generation under the present experimental conditions. Our computer simulations indicate that generation of such a magnetic field requires an optimal slope-step profile and optimal plasma density (~0.1*n*_c in our case). This level of plasma density cannot be created by the background He gas (~0.02*n*_c), but can be created by addition of the CO₂ clusters which are initially at solid density and then expand during laser irradiation. In fact, analysis of soft X-ray spectra (He_β and Ly_α lines of oxygen) shown in Fig. 1B determines the plasma electron density to be of order 10^{20} cm⁻³ which is about $0.1n_c$. Thus the use of a mixture of He gas and CO₂ clusters is crucial for securing the proper plasma density and the slope-step profile.

References:

- [1] G.A. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. 78, 309 (2006).
- [2] M. Borghesi et al., Fusion Sci. Technol. 49, 412 (2006).
- [3] J. Fuchs, et al., Nature Phys. 2, 48 (2006).
- [4] T. Tajima, J. Jpn. Soc. Therapy. Rad. Oncol. 9, 83 (1998).
- [5] S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, Plasma Phys. Rep. 28, 453 (2002).
- [6] I. Spencer et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B 183, 449 (2001).
- [7] M. Borghesi et al., Phys. Plasmas 9, 2214 (2002).
- [8] M. Roth et al., Phys. Rev. Lett. 86, 436 (2001).
- [9] I. Spencer et al., Phys. Rev. E 67, 046402 (2003).
- [10] Y. Oishi et al., Phys. Plasmas 12, 073102 (2005)
- [11] S. V. Bulanov et al., Plasma Phys. Rep. 31, 369 (2005).
- [12] S. V. Bulanov and T. Zh. Esirkepov, Phys. Rev. Lett. 98, 049503 (2007).

4.14 The X-ray Source: Double-Sided Relativistic Mirror

Timur Zh. ESIRKEPOV¹, Sergei V. BULANOV¹, Masaki KANDO¹, Alexander S. PIROZHKOV¹, Alexei G. ZHIDKOV² ¹Quantum Beam Science Directorate, JAEA ²Central Research Institute of Electric Power Industry

An ultra-bright high-power X-ray source is proposed. A solid-density thin plasma slab accelerating in the radiation pressure dominant regime reflects a counterpropagating electromagnetic radiation causing its frequency multiplication and intensification. Frequencies of high harmonics generated at the plasma slab undergo multiplication with the same factor as the fundamental frequency of the reflected radiation.

Keywords: X-ray generation, Laser-plasma interaction, Relativistic mirror

1. Introduction

The concept of relativistic mirror plays an important role in theoretical physics since the time when A. Einstein derived formulae for the frequency and amplitude of an electromagnetic (EM) wave reflected off a moving mirror using Lorentz transformations [1]. If the EM wave is co-propagating with respect to the mirror, its frequency and energy decreases upon reflection. If it is counter-propagating, the reflected light gains energy and becomes frequency-upshifted, making this effect an attractive basis for a source of powerful high-frequency EM radiation. Relativistic plasma whose dynamics is governed by the strong collective fields provides numerous examples of moving mirrors which can acquire energy from co-propagating EM waves or transfer energy to reflected counter-propagating EM waves [2]. This is seen in the concepts of the flying mirror [3], sliding mirror [4] and oscillating mirror [5]. In these concepts laser-driven plasma produces ultra-short pulses of XUV radiation and X-ray.

The flying mirror formed by breaking wake waves in plasma partially reflects a counter-propagating EM wave, focusing it into a spot determined by the shortened wavelength of the reflected light. The resulted intensification [3] can increase the electric field up to the Schwinger limit when electron-positron pairs are created from the vacuum and the vacuum refractive index becomes nonlinearly dependent on the EM field strength [6]. The sliding mirror is formed by a thin foil whose density is so high that the electrons are confined within the boundaries of the ion layer. Irradiated by a relativistically strong laser pulse, which is not capable to quickly break the confinement condition, these electrons perform nonlinear motion along the foil, enriching the (partially) reflected radiation (as well as transmitted radiation) with high harmonics [4]. In a less dense foil the electrons can perform collective motion in the direction perpendicular to the foil, thus forming a mirror oscillating mirror, is reflected in the form of strongly distorted wave carrying high harmonics [5].

Here we discuss the scheme of the accelerating double-sided relativistic mirror, Fig. 1, which reflects the counter-propagating relativistically strong EM wave enriching the reflected radiation with high harmonics, all frequency-upshifted with the same factor. The role of the mirror is played by a high-density plasma slab accelerated by an ultra-intense laser pulse (the driver) in the Radiation Pressure Dominant (RPD) regime (Laser Piston regime) [7].



Fig. 1 The double-sided mirror scheme.

In this acceleration the energy is transferred from the driver pulse to the co-propagating mirror (plasma slab), which acquires the fraction $\approx 1 - (2\gamma)^2$ of the driver pulse energy [7]. The plasma slab is a mirror also for a counter-propagating relativistically strong EM radiation (the source). It exhibits the properties of the sliding and oscillating mirrors, producing relativistic harmonics. The source pulse should be sufficiently weaker than the driver, nevertheless it can be relativistically strong. In the spectrum of the reflected radiation, the fundamental frequency of the incident radiation and the relativistic harmonics and other high-frequency radiation like bremsstrahlung generated at the plasma slab are multiplied by the same factor, $(2\gamma)^2$, Fig. 1. Compared with previously discussed schemes, the double-sided mirror concept benefits from a high number of reflecting electrons (since the accelerating plasma slab initially has solid density) and from the multiplication of the frequency of all the harmonics. This concept opens the way towards extremely bright sources of ultrashort energetic bursts of X- and γ -ray, which become realizable with present-day technology enabling new horizons of laboratory astrophysics, laser-driven nuclear physics, and studying the fundamental sciences, e.g. the nonlinear quantum electrodynamics effects.

2. Particle-in-Cell simulation

In order to investigate the feasibility of the accelerating double-sided mirror scheme we performed two-dimensional particle-in-cell (PIC) simulations using the Relativistic Electro-Magnetic Particle-mesh (REMP) code based on the density decomposition scheme [8]. The driver laser pulse with the wavelength $\lambda_d = \lambda$, the intensity $I_d = 1.2 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2 \times (1\mu m/\lambda)^2$, corresponding to the dimensionless amplitude $a_d = 300$, and the duration $\tau_d = 20 \pi c/\lambda$ is focused with the spot size of $D_d = 10\lambda$ onto a hydrogen plasma slab with the thickness $l = 0.25\lambda$ and the initial electron density $n_e = 480n_{cr} = 5.4 \times 10^{23} \text{ cm}^3 \times (1\mu m/\lambda)^2$ placed at $x = 10\lambda$. The plasma slab transverse size is 28λ . The driver is *p*-polarized, i. e., its electric field is directed along the *y*-axis. Its shape is Gaussian but without the leading part, starting 5λ from the pulse center along the *x*-axis. At the time when the driver pulse hits the plasma slab from the left ($x < 10\lambda$), the source pulse arrives at another side of the slab from the right ($x < 10.25\lambda$). The source pulse is *s*-polarized (its electric field is along the *z*-axis). It has the same wavelength as the driver pulse. Its intensity is $I_s = 1.2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2 \times (1\mu m/\lambda)^2$, corresponding to the dimensionless amplitude $a_s = 3$, its duration is $\tau_s = 120 \pi c/\lambda$ and its waist size is $D_s = 20\lambda$. The source pulse has rectangular profile along the *x*- and *y*-axes; such the profile is not necessary for the desired effect but helps to analyze the results. The simulation box has size of 50λ with the resolution of 128 steps per λ along

the x-axis and 30λ with the resolution 16 steps per λ along the y-axis. The number of quasi-particles is 10^6 . We note that the *p*-polarization of the driver may be not optimal for a smooth start of the slab acceleration in the radiation pressure dominant regime [9], nevertheless it was chosen in order to easily distinguish between the driver and the source pulses. In addition, our choice demonstrates the robustness of the double-surface mirror.

The results of the simulations are shown in Figs. 2,3, where the spatial coordinates and time units are in the laser wavelengths and wave periods, respectively. The driver laser accelerates a portion of the plasma slab making a cocoon where it remains confined, Fig. 2(a). At the time $t = 37 \times 2\pi/\omega$ from the beginning of the driver-slab interaction, the ions are accelerated up to 2.4 GeV while the majority of ions in the accelerated "plate" carry the energy about 1.5 GeV. The cocoon structure appears in the ion angular distribution as a "needle eye" pattern, Fig. 2(b). The source pulse is reflected from the accelerating plasma, Fig. 2(a). Its frequency increases as the mirror moves faster. A portion of the source pulse reflected from the curved edges of the expanding cocoon acquires an inhomogeneous frequency upshift determined by the angle of the reflecting



Fig.2 (a) The *z*-component of the electric field, representing the source pulse, and the ion density (black) for $t = 37 \times 2\pi/\omega$. Driver pulse goes from left to right. (b) The energy (curve) and the angular (grayscale) distributions of ions for the same moment of time. Here $\theta = \arctan(p_y/p_x)$, where p_x and p_y are the ion momentum components.



Fig. 3 (a) The electric field component E_z representing the reflected radiation for $t^* = 32 \times 2\pi/\omega$. (b) Colorscale: the modulus of the spectrum of $E_z(t-t^*)$, taken for each t with the filter of width λ . Dashed curves: the odd harmonics frequency multiplied by the factor $(1 + \beta)/(1 - \beta)$ calculated from the fast ion spectrum maximum. Modes aliasing occurs at later times due to the fixed width of the filter and a fast change of the frequency multiplication factor.

region. At the beginning the magnitude of the reflected radiation is greater than that of the incident source (3 times higher at maximum) due to the frequency upshift and due to the plasma slab compression under the radiation pressure. Later the reflected radiation magnitude drops because the accelerated plasma slab becomes more and more transparent for the incident source pulse whose frequency becomes higher with time in the instant proper frame of the accelerating slab. Eventually the source pulse is transmitted through

the plasma. This is seen in Fig. 2(a) where the transmitted radiation is focused due to the cocoon-like spatial distribution of the plasma.

The reflected radiation spectrum has a complex structure, Fig. 3. It contains not only the fundamental mode of the source pulse, but also high harmonics due to the nonlinear interaction of the source with the plasma slab. Since the mirror moves with acceleration, the reflected spectrum shifts as a whole towards higher frequencies, Fig. 3(b). The high harmonics generation efficiency is optimal for a certain areal density of the foil, according to the condition $a_s = (n_e l)\lambda'_s r_e$ [4], where λ'_s is the source wavelength in the plasma slab proper reference frame and $r_e = e^2/m_e c^2$ is the classical electron radius. Initially far from this condition, the accelerated plasma slab satisfies it at certain time.

3. Conclusions

In conclusion, a solid-density plasma slab, accelerated in the radiation pressure dominant regime, efficiently reflects a counter-propagating relativistically strong laser pulse. The reflected EM radiation consists of the fundamental mode and high harmonics, all multiplied by the factor $(2\gamma)^2$, where the Lorentz factor of the plasma slab, γ , increases with time. With a sufficiently short source pulse being sent with an appropriate delay to the accelerating mirror, one can obtain a high-intensity ultrashort x-ray pulse.

We estimate the reflected radiation brightness in two limiting cases. For $2\gamma < (n_e\lambda_s^3)^{1/6}$, the reflection is coherent and the brightness is $B_M \approx E_s(\hbar\omega)^3 \lambda_s/4\pi^5 \hbar^4 c^3$, where $\hbar\omega$ is the reflected photon energy and E_s is the source pulse energy. For larger γ , the interaction becomes incoherent. Assuming that the EM radiation is generated via the Thomson scattering, we obtain $B_T \approx a_d E_s(\hbar\omega)^2 r_e \lambda_s^2/8\pi^4 \hbar^3 c^2 \lambda_d^3$. For example, if $E_s = 10 \text{ J}$, $\lambda_s = 0.8 \mu \text{m}$, $\hbar\omega = 1 \text{ keV} (\gamma = 13)$, then $B_M = 8 \times 10^{39} \text{ photons/(mm^2 mrad^2 s)}$, which is orders of magnitude greater than any existing or proposed laboratory source [10]. For the same parameters of the source pulse and $\lambda_d = 0.8 \mu \text{m}$, $a_d = 300$, $\hbar\omega = 10 \text{ keV} (\gamma = 40)$, we have $B_T = 3 \times 10^{32} \text{ photons/(mm^2 mrad^2 s)}$. With the concept of the accelerating double-sided mirror, relatively compact and tunable extremely bright high-power sources of ultrashort pulses of X- and γ -rays become realizable [11].

References

- [1] A. Einstein, Ann. Phys. (Leipzig) 17, 891-921 (1905).
- [2] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. 78, 309-371 (2006).
- [3] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 91, 085001 (2003).
- [4] V. A. Vshivkov, et al., Phys. Plasmas 5, 2727 (1998).
- [5] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, and F. Pegoraro, Phys. Plasmas 1, 745 (1994).
- [6] V. B. Beresteskii, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, Quantum Electrodynamics, (Pergamon, 1982).
- [7] T. Esirkepov, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 175003 (2004).
- [8] T. Zh. Esirkepov, Comput. Phys. Comm. 135, 144-153 (2001).
- [9] T. V. Liseykina, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 50, 124033 (2008).
- [10] F.V. Hartemann et al., Phys. Rev. Lett. 100, 125001 (2008).
- [11] T. Zh. Esirkepov, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 025002 (2009).

4.15 X線自由電子レーザー(XFEL)の生体分子照射による X線フラックスの測定

The Measurement of X-ray Flux of X-ray Free Electron lasers (XFEL) Irradiating Bio-molecules

森林 健悟

日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門

Kengo Moribayashi

Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

This paper shows the mechanism of the production of hollow atoms and the behavior of photo-electrons produced by high intensity x-rays irradiating a bio-molecule. We have also proposed the x-ray flux using them. Furthermore, it discusses advantage and disadvantage of these two methods and shows the suitable x-ray flux and sizes of targets for them.

Key words: X線自由電子レーザー、中空原子、光電子、X線フラックス測定、生体分子

1. はじめに

X線自由電子レーザー (XFEL) の注目される応用研究の1つにタンパク質のような生体分子の立体構造解析がある [1-5]。この解析には、 XFELを単分子に照射して、得られる回折像を多くの必要とする。現在までの理論研究では、生体分子に照射されるX線フラックは一定としてきた [1-3]。しかしながら、各パルスで高いフラックを得ることが要求され、XFELは生体分子と同程度のサイズに照射する必要がある。それゆえに各パルスのX線フラックスを測定しながら、回折像を構築することが望ましい。我々は、中空原子(内殻電子が存在しない状態、図1参照)からの蛍光X線 [4] 及び光電子のエネルギー損失 [5] のシミュレーションを行っているが、これらを測定値からX線フラックが測定できることを提案する。さらにこれら2つの方法の長所、短所を議論し、2つの方法の棲み分けを検討する。

2. 計算手法

標的は半径 r₀の球形、構成原子は炭素原子、密度は固体密度(約3×10²²/cm³)とし、様々 な原子過程による生体分子中の原子の電子状態の時間発展を計算した。原子過程としては、 X線吸収電離、電子衝突電離、オージェー、放射遷移過程を考慮した。オージェー及び放射 遷移のレートは参考論文 [4] に記載されたデータを用いる。X線吸収電離断面積は Cowan コード[6]による計算値を電子衝突電離断面積と二次電子のエネルギー分布は参考論文[7]に 記載しているデータ及び BED 理論による計算値[8,9]をそれぞれ用いた。これらのデータか らレート係数を求め、それを基に電子状態の時間発展はレート方程式[4]を用いて計算した。

3. 中空原子

Moribayashi らは高輝度 X 線に対して中空原子が生成することをシミュレーションで示し [10]、その中空原子から発生する蛍光 X 線の量により X 線のフラックスが測定できる可能 性があることを提案した [11]。これは、内殻励起状態からの内殻電離のレートは X 線フラ ックスとともに増加する一方、オージェーなど他の原子過程が X 線フラックスの変化とは 関係なくほぼ一定であるいう性質を利用したものである。さらに、これを生体分子に応用 した [4]。

図1に炭素原子の中空原子 (2s²2p²)が生成する原子過程を示した。X線が中性原子 (1s²2s²

2p²)に照射されると X 線吸収電離が起き、内殻励 起状態 (1s 2s² 2p²) が生成する。通常の X 線では、 この状態は、オージェー過程で安定な内殻に空穴 がない状態へと遷移する(10 fs 程度)。しかしな がら、X 線フラックが大きくなると、内殻電離過 程の方がオージェー過程よりも速く起こり、その 結果、内殻に電子がない中空原子が生成する可能 性があることがわかった。中空原子は内殻励起状 態と同様に蛍光 X 線を発生する。図 2 に中空原子 及び内殻励起状態からの蛍光 X 線の発生量の比と



中空原子生成の原子過程

X 線フラックとの関係を示した。図2(a)、(b)はそれぞれ、X 線のエネルギーが 12 keV、20 keV の場合である。両者とも 12keV の 10²³/pulse/cm²以上を除いてその比が X 線フラックと共に 比例していることがわかる (12keV の 10²³/pulse/cm²以上では、ほぼ、すべてが中空原子なり、 飽和した結果であることが予測できる)。すなわち、この比を観測することにより X 線フラ ックスを見積もれる可能性があることを見いだした。



図2 炭素原子の中空原子から発生する蛍光 X 線と内殻励起状態から発生する蛍光 X 線の量の比と X 線フラックスとの関係。X 線のエネルギーは(a) 12keV、(b) 20keV。

4. 光電子のエネルギー損失

XFEL が生体分子に照射されると X 線を吸収して電子が発生する。この電子のことを「光電子」と呼ぶ。標的が炭素で X 線のエネルギーが 10keV のオーダの場合、光電子のエネルギーは X 線とほぼ同じであり、初期の状態においては、生体分子の外に飛び出す。 1 つの 光電子が生体分子の外に飛び出すと生体分子内の電荷が 1 つ増える。この生体分子の電荷 は光電子のエネルギーを減少させるが、このエネルギー損失は、生体分子の電荷数を決め る光電子の数、すなわち、生体分子が X 線を吸収した量に依存する。我々は、光電子のエ ネルギー損失(*AE_{ne}*)と光電子の発生した密度(*D_{oc}*)との関係式

$$\Delta E_{pe} = \frac{2}{5\varepsilon_0} r_0^2 D_{pe} e^2. \tag{1}$$

を導きだし、それが半径数 nm 程度の小さな生体分子に対して *D_{pe}をレート*方程式で計算し て(1)式を用いた場合とモンテカルロ法ですべての電子の運動を正確に計算したエネルギ ー損失とが一致していることを確認した[5]。ここで、*e*₀、*r*₀、*e*はそれぞれ、真空中の誘電 率、標的の半径、1つの電子の電荷である。さらに、X 線吸収のみが起きると仮定した場合、 以下の簡単な近似式を導きだした。

$$\Delta E_{pe,\max} \sim \frac{2}{5\varepsilon_0} r_0^2 e^2 N_{00} (1 - \exp(-F_X \sigma_{p0})).$$
(2)

ここで、 N_{00} 、 F_x , σ_{p0} はそれぞれ、標的の原子密度、X線フラックス、X線吸収断面積である。 図3に様々な生体分子のサイズ(図中の数字は半径を記載)に対する光電子のエネルギー 損失とX線フラックスの関係を示す。実線は様々な原子過程を考慮し、 D_{pe} を求め、(1)式か ら算出した値を破線は(2)式から算出した値を示した。X線のエネルギーはそれぞれ、 (a)12keV, (b)20keV である。



図3 光電子のエネルギー損失と X 線フラックスとの関係。図中の数字は標的の半径、実線 はレート方程式による計算値、破線は(2)式による算出値、X 線のエネルギーは(a)12keV, (b)20keV。

5. 考察: 2 つの測定法の検討

ここでは、中空原子の蛍光 X 線及び光電子のエネルギー損失を用いた測定法を図2、図 3からそれぞれの長所、短所を議論し、その棲み分けを検討する。図2から中空原子の蛍 光 X 線を使用する場合、12keV の 10²³/pulse/cm²以上を除いて X 線フラックス、生体分子の サイズに制限はない。しかしながら、中空原子からの蛍光 X 線発生量は少ないことが予測 でき、できるだけ大きな X 線フラックスで大きなサイズの生体分子が望ましい。一方、光 電子のエネルギー損失の場合、他の原子過程による光は光電子のエネルギーよりも十分に 小さいと見なすことができ、無視するが、エネルギー損失が大きくなりすぎると無視でき なくなる。さらに、図3より生体分子のサイズが大きくなると小さな X 線フラックスの値 で損失が大きくなることがわかる。すなわち、光電子では、小さな X 線フラックス、小さ なサイズの標的が適していることがわかる。

6. まとめ

この論文では XFEL 照射による中空原子の生成及びその状態からの蛍光 X 線量、光電子の エネルギー損失のメカニズム及びそれらの過程が XFEL の X 線フラックスの測定に使用でき る可能性があることを示した。さらに、中空原子の蛍光 X 線を用いた方法では X 線フラッ クスが大きく、標的のサイズが大きい場合に、光電子のエネルギー損失は X 線フラックス が小さく、標的のサイズも小さい場合に、有効になることがわかった。

謝辞

本研究は、「X線自由電子レーザー利用推進課題研究」(文部科学省)のサポートの基に 遂行しております。

参考文献

- [1] R. Neutze, R. Wouts, D. Spoel, E. Weckert E, and J. Hajdu, Nature 406 752 (2000)
- [2] S.P. Hau-Riege, R. London, and A. Szoke, *Phys.Rev.E* 69 051906 (2004)
- [3] K, Moribayashi and T.Kai, J. Phys: Conference series, 163, 012097 (2009).
- [4] K. Moribayashi, J. Phys. B 41 085602 (2008).
- [5] K. Moribayashi, Phys. Rev.A, 80 025403 (2009).
- [6] RD. Cowan, J. Opt. Soc. Am. 58 808 (1968).
- [7] K.L. Bell, et al., J. Phys. Chem. Ref. Data, 12, 891 (1983).
- [8] Y.K. Kim, J.P. Santos, and F. Parente F, Phys. Rev. A 62 052710 (2000)
- [9] T. Kai and K. Moribayashi J.Phys: Conference series submitted (2008)
- [10] K. Moribayashi, A. Sasaki, and T. Tajima, Phys. Rev. A 58 2007 (1998)
- [11] K. Moribayashi, T. Kagawa, and D.E. Kim, J. Phys. B 37 4119 (2004).

4.16 Efficient Second-Harmonic Generation of Nd:YAG Laser in CsB₃O₅ Crystal

<u>Masayuki SUZUKI</u>¹⁾, Hiromitsu KIRIYAMA¹⁾, Yoshiki NAKAI¹⁾, Hajime OKADA¹⁾, Izuru DAITO¹⁾, Yoshio KAGEBAYASHI²⁾, Toshio YOKOTA³⁾, Paul R. BOLTON¹⁾, Hiroyuki DAIDO¹⁾, and Shunichi KAWANISHI¹⁾
1) Photo-Medical Research Center, Japan Atomic Energy Agency (8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215 Japan)
2) Lamp Company Technology & Engineering Division, R&D Center, Ushio Inc. (1194 Sazuchi Bessho Himeji, Hyogo 671-0224 Japan)
3) Lamp Company Technology & Engineering Division, R&D Center, Ushio Inc. (1-90 Komakado, Gotenba, Shizuoka 412-0038, Japan)

We have demonstrated efficient second-harmonic generation (SHG) of high energy fundamental Nd:YAG laser pulse energy of the multi-joule (J) level at a high repetition rate using high optical quality top-seeded solution growth CsB₃O₅(TSSG-CBO) crystal. SHG (532 nm) output energy of 1.2 J at 10 Hz is obtained with a conversion efficiency of 60 %. This result has been obtained at the multi-J level by the growth of high optical quality TSSG-CBO crystal with the large effective nonlinear coefficient and high damage threshold. These results indicate that TSSG-CBO is a good candidate material for high energy SHG of Nd-doped lasers at the several J level or more with high repetition rate.

Keywords: Frequency conversion, Nonlinear optics, High energy green laser pulse

1. Introduction

Nonlinear optical behaviour in crystals has extended available laser source frequency conversion from the near infrared (IR) to deep ultraviolet (DUV) regions [1, 2]. In particular second-harmonic generation (SHG) of fundamental Nd-doped (Nd:YAG or Nd:glass) laser pulse is useful for pumping the Ti:sapphire chirped-pulse amplification (CPA) laser systems that now can routinely provide high energy, high intensity pulses of ultrashort duration. The SHG of Nd:YAG or Nd:glass laser has been generated widely by KTiOPO₄ (KTP), LiB₃O₅ (LBO), β -BaB₂O₄ (BBO), and KH₂PO₄ (KDP). Although KTP, LBO, and BBO have a large effective nonlinear coefficient [1, 2], the input laser pulse energy is limited by crystal size (~1 cm3), and therefore SHG energies have been typically no more than several hundred milli-Joule (mJ). To obtain the several ten J level of SHG, KDP has mainly been used, because KDP crystals can be grown to adequately large sizes with high optical quality [2]. However the efficiency of SHG for KDP is not so as high due to its lower nonlinear coefficient ($d_{eff KDP}$:0.37) [2]. As a novel nonlinear crystal for frequency doubling of high energy laser pulses, CsLiB₆O₁₀ (CLBO) and Y_{1-x}Ca₄O(BO)₃ (YCOB) crystals have been stably grown to large sizes recently [3, 4]. SHG pulse energy of 25 J with a conversion efficiency of 74 % from CLBO of 11 mm length has been demonstrated by using Nd:glass laser [5]. For YCOB, 31.7 J of SHG with efficiency of 52.8 % have been achieved in Mercury laser system [6].

The CsB₃O₅ (CBO) [7] crystal also has potential for high energy SHG because of the large size of crystal growing, the large effective nonlinear coefficient at the wavelength of 532 nm and the high damage threshold (26 GW/cm²) [2]. In particular, the effective nonlinear coefficient of CBO ($d_{eff CBO}$: 1.00) is higher than that of CLBO ($d_{eff CLBO}$:0.95) and YCOB ($d_{eff YCOB}$:0.98) [1, 8]. However, the most promising advantages of CBO are the large effective nonlinear optical coefficient at the wavelength of 193 nm (d_{eff} _{CBO}:1.05) by comparison with CLBO($d_{eff CLBO}$:0.91). Lithography for semiconductor devices is of interest at this wavelength. Consequently there has mainly been interested in third and fourth harmonic generation of a fundamental Nd:YAG laser pulse via the sum-frequency generation (SFG).

In the past there were scattering centres in the CBO crystal grown by the stoichiometric melt technique [9]. Therefore it was difficult to stably grow high optical-quality CBO crystals of large size without scattering centres. Consequently the maximum SHG efficiency with CBO was approximately 45 % although the input fundamental laser intensity was 8 GW/cm² [9]. High quality CBO crystals without scattering centres can now be grown to larger sizes using a top-seeded solution growth (TSSG) with a slightly Cs₂O-enriched melt [10]. This novel technique affords opportunities for THG and SHG at high energy. In this proceeding, we report the first demonstration of SHG of Nd:YAG laser pulse with energy of 2.0 J at 10 Hz repetition rate with pulse duration of 10 ns in a TSSG-CBO crystal. A maximum SHG energy of 1.2 J has been obtained with a 60 % efficiency using an input Nd:YAG laser pulse energy of 2.0 J. This study indicates that efficient SHG in CBO crystals can reach the multi-J output levels.

2. Experiments

Experiments are performed at 10 Hz repetition rate with a commercial Nd:YAG laser (Spectra Physics, Quanta-Ray PRO-IS350) at 1064 nm that delivered 10 ns (FWHM) pulses with an energy up to 2.0 J. The detail of diagram on experiment was described in Ref. 11. To preserve the almost flat-topped transverse intensity profile of Nd:YAG laser, an image relay telescope with convex lens used. The output energy of Nd:YAG laser is controlled by using first half wave plate (HWP₁) and a thin film polarizer (TFP). The optimum polarization of Nd:YAG is set with a second half wave plate (HWP₂) and the beam diameter is down-collimated from 12.5 mm to 7.5 mm with a convex-concave lens pair. The beam divergence is <0.5mrad. The SHG is converted by type I TSSG-CBO crystal with size of 10×10 mm and length of 10 mm. The cutting angle of this crystal is θ =55.8°, φ =0°, and both surfaces are optically polished without anti-reflection (AR) coating. To avoid degradation from stress of crystal hydration, cutting, polishing and thermal shock in high power laser absorption, the crystal is heated in an argon gas purged cell at a temperature of 160 °C with an accuracy of 0.1 °C by oven (SDR-S30-P TC, Sakaguchi E. H. Voc Corp.). The oven windows were AR coated. The SHG and fundamental laser pulses from TSSG-CBO crystal are separated with the dichroic mirror (DM) and the energy of SHG is measured with a power meter (PM;OPHIR, FL-250A-EX-SH, LASER STAR, LS-R,). To monitor the output beam profile as a reference, the spatial profile of the SHG beam at the crystal surface is measured with a CCD camera (WAT-902H2, Watec) and an imaging lens.

3. Results and discussion

Figure 1 shows the SHG output energy at 532 nm as a function of the input fundamental Nd:YAG laser energy at 1064 nm. The input fundamental energies were measured without the TSSG-CBO crystal. By changing angle of HWP₁, the fundamental laser pulse energy can be varied from 0.25 to 2.0 J. At the 2.0 J fundamental input levels we obtained the highest SHG energy of 1.2 J. At an incident laser intensity of 450 MW/cm² which is calculated from measured values of energy, pulse width, and diameter both surfaces and the bulk material of the TSSG-CBO crystal remained damage-free. The damage threshold of the TSSG-CBO is 26 GW/cm² but that of the AR-coated window in front of the TSSG-CBO is only about 800 M/cm² which limited the laser intensity for our investigation.

Figure 2 illustrates the experimental result and the numerical calculation [12] of the SHG efficiency as a function of the fundamental input pulse intensity. A maximum conversion efficiency of 60 % has been achieved with the 2.0 J input. This conversion efficiency of this study is 1.3 times higher than that of previous work (input intensity: 8 GW/cm²) performed at much lower intensity. This is because we produced higher optical-quality crystal with the TSSG method compared with the early stage of CBO crystal growth process. As a method for assessing crystal quality, optical scattering could be inferred by the optical transmittance of a crystal at short wavelengths. For example, the transmittance of our crystal at the wavelength of 200 nm is about 85 % [13]. By contrast that of the previous one was about 52 % [7]. This result indicates that our crystal is of higher optical quality than the previous one. As another improvement, the phase matching angle (θ =55.8°) with TSSG-CBO is slightly smaller than that of previous CBO type (θ =58.2°), and therefore the effective nonlinear coefficient of TSSG-CBO (1.00 pm/V) is larger than that of previous one (0.96 pm/V).





Fig. 1. Output energy at the wavelength of 532 nm from TSSG-CBO crystal as a function of input laser energy at the wavelength of 1064 nm.

Fig. 2. A conversion efficiency of second-harmonic as a function of the input laser intensity. The solid square is experimental result. The gray solid line is the numerical calculation.

4. Conclusion

In conclusion, we have demonstrated highly efficient SHG of the high energy Nd:YAG laser pulse at 1064 nm using a TSSG-CBO crystal of 10 mm length that has been grown using the TSSG technique. The output pulse energy of 1.2 J at 10 Hz corresponds to a 12 W average power at the input energy and average power of 2.0 J and 20 W respectively. The high conversion efficiency of 60 % has been achieved without any optical damage to the crystal. Because the intensity damage threshold for CBO is estimated to be about 26 GW/cm², efficient SHG further is expected with even higher energy 1064 nm input. These results show TSSG-CBO is a good material for high average power SHG of Nd-doped lasers at the several J level or more.

Acknowledgements

This work was supported by the Special Coordination Fund (SCF) for Promoting Science and Technology commissioned by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT) of Japan. Thanks are due to Mrs. Y. Okada, and M. Tanaka of Kogakugiken Corp. for their technical support.

References

- [1] W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, 6th ed. (Springer-Verlag, Berlin, 2005), Chap. 10.
- [2] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, Handbook of Nonlinear Optical Crystals, 3rd ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
- [3] Y. Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, and S. Nakai, Appl. Phys. Lett. 67, pp. 1818-1820 (1995).
- [4] M. Iwai, T. Kobayashi, H. Furuya, Y. Mori and T. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys. 36, pp. L276-L279 (1997).
- [5] H. Kiriyama, N. Inoue, and K. Yamakawa, Opt. Express 10, pp. 1028-1032 (2002).
- [6] A. Bayramian, J. Armstrong, G. Beer, R. Campbell, B. Chai, R. Cross, A. Erlandson, Y. Fei, B. Freitas,
 R. Kent, J. Menapace, W. Molander, K. Schaffers, C. Siders, S. Sutton, J. Tassano, S. Telford, Ch. Ebbers, J. Caird, and C. P. J. Barty, J. Opt. Soc. Am. B 25, pp. B57-B61 (2008).
- [7] Y. C. Wu, T. Sasaki, S. Nakai, A. Yokotani, H. G. Tang, C. T. Chen, Appl. Phys. Lett. 62, pp. 2614 -2616 (1993).
- [8] Z. M. Liao, I. Jovanovic, C. A. Ebbers, Y. Fei, and B. Chai, Opt. Lett. 31, pp. 1277-1279 (2006).
- [9] Y. Wu, P. Fu, J. Wang, Z. Xu, L. Zhang, Y. Kong, and C. Chen, Opt. Lett. 22, pp. 1840-1842 (1997).
- [10] Y. Kagebayashi, Y. Mori, and T. Sasaki, Bull. Mater. Sci. 22, pp. 971-973 (1999).
- [11] M. Suzuki, H. Kiriyama, Y. Nakai, H. Okada, I. Daito, Y. Kagebayashi, T. Yokota, P. R. Bolton, H. Daido, and S. Kawanishi, Opt. Commun. 283, pp. 451-453 (2010).
- [12] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, Phys. Rev. 127, pp. 1918-1939 (1962).
- [13] Y. Kagebayashi, Y. Morimoto, S. Miyazawa, and T. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys. 39, pp. L1164-L1166 (2000).

4.17 回転コヒーレンス同位体分離

Rotational-coherence Molecular Laser Isotope Separation

<u>赤木 浩¹</u>、大場弘則¹、横山啓一¹、横山 淳¹、江頭和宏²、藤村 陽³

1独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門

² (株)コンポン研究所

3 神奈川工科大学

<u>Hiroshi AKAGI</u>¹, Hironori OHBA¹, Keiichi YOKOYAMA¹, Atsushi YOKOYAMA¹, Kazuhiro EGASHIRA², and Yo FUJIMURA³

¹ Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

² Genesis Research Institute, Inc.

³ Kanagawa Institute of Technology

We have proposed new laser isotope separation method, utilizing rotational coherence of a simple molecule. In the present method, photoexcited molecules are isotopically separated by difference of rotational period between them. To demonstrate efficiency of this method, two-pulse photodissociation of mixed $^{79}\text{Br}_2/^{81}\text{Br}_2$ isotopes has been investigated theoretically. The photodissociation probabilities of $^{79}\text{Br}_2$ and $^{81}\text{Br}_2$ have been calculated as functions of time delay between the photoexcitation and dissociation laser pulses. We have demonstrated that isotope enrichment factor of ^{79}Br to ^{81}Br can be changed from 0.34 to 1.8, by just changing the time delay only by 0.2 ns. Additionally, we have shown that this method is effective for heavy isotopes, based on mass dependence of the isotope enrichment factor.

Keywords: Molecular laser isotope separation, Rotational coherence, Bromine molecule, Mass dependence of isotope enrichment factor

1. はじめに

分子法レーザー同位体分離は、ガス遠心分離や化学交換などの伝統的同位体分離法に比べて、 一段当たりの同位体分離係数が大きく、30年以上に渡って研究されてきた[1]。一般的な分子法レ ーザー同位体分離では、分子振動数の同位体における差、いわゆる同位体シフトを利用して、同 位体選択的な振動励起・光分解を起こす。しかし、分子振動数は含まれる原子の質量が大きくな ると低下する。例えば等核2原子分子の場合の分子振動数は、次式(1)のように、原子質量 *m*i の平 方根の逆数に比例する。

$$\nu_i^{\text{vib}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{k}{2m_i}} \tag{1}$$

ここで、i は同位体の種類を示す。従って、重元素を含む分子では、分子振動数そのものが低下 するため、同位体シフトも小さくなり、結果として分離係数が低下するという欠点があった。

そこで、分子の回転周期差を利用した回転コヒーレンス同位体分離法を提案する[2] (Fig. 1)。 この方法は、分子の回転周期差を利用して同位体を分離する。まず、直線偏光した短パルスレー ザーを照射することで分子配列の揃った状態を作り出す[3,4]。この分子配列状態は分子が回転するとともに崩れていくが、回転周期後に再び分子配列が揃った状態が形成される。このとき回転 周期は、分子が含む原子質量が大きくなれば長くなる。例えば等核2原子分子の場合、回転周期 は原子質量*m*iに比例する。

$$T_{\rm i}^{\rm rot} = \frac{2\pi^2 m_{\rm i} r^2}{h}$$

ここで、r は原子核間距離、h はプラン ク定数である。従って、異なる同位体を 含む分子間では再度配列する時間が異 なることになる。目的の同位体分子が再 度配列する時刻にもう 1 パルスの短パ ルスレーザーを照射して光反応を起こ すことで、同位体選択が可能である。

このとき、回転周期差は原子質量にあ まり依存しない。例えば等核2原子分子 の場合、次式に示すとおり、回転周期差 は原子質量には依存せず、質量差Δmだ けに依存する。

$$\Delta T^{\rm rot} = \frac{2\pi^2 r^2}{h} \Delta m$$



Fig. 1 Sketch of the rotational-coherence molecular laser isotope separation method.

(3)

このため、重元素同位体に対しても分離係数が低下しないと期待できる。

本手法で同位体分離が実現可能なことを明らかに するために、臭素 Br_2 同位体混合物($^{79}Br_2/^{81}Br_2$)の532 nmの2パルス照射を例にとる。この場合、基底状態 の Br_2 分子は $B^{-3}\Pi(O_u^+)$ の高振動励起状態へ励起され

た後、(2) ${}^{1}\Sigma_{s}^{+}(0_{s}^{+})$ 状態へ励起され、Br 原子の励起状

態(²*P*_{1/2})が生成する(Fig. 2)。このとき、光分解確率の 2 つのレーザーパルス間の遅延時間に対する依存性 を、それぞれの同位体分子に対して計算を行った。

さらに、この手法が重元素同位体に対して有用であることを示すため、仮想的に質量だけを小さく、あるいは大きくした Br₂ 同位体混合物(²⁸X₂/³⁰X₂ と



Fig. 2 Excitation scheme of the two-photon photodissociation process of Br_2 caused by the two-pulse irradiation at 532 nm.

²³⁵X₂/²³⁸X₂)を対象とした理論計算を行い、分離係数の原子質量依存性を求めた。

2. 計算方法

実際の系での有用性を明らかにするため、高次の非調和定数を含む Br₂分子の振動・回転定数 を用いた。半値全幅で 30 cm⁻¹のガウス型線形を持つレーザーパルス(フーリエ限界パルスでパル ス幅が 500 fs)を 5 K の低温試料に対して 2 パルス照射することを仮定し、パルス間の遅延時間を 変数として、2 つの同位体分子の光分解確率を算出した。この計算には、Felker and Zewail によっ て報告されている純回転コヒーレンスの数式[3]を利用した。質量を変化させた仮想的同位体分子 $^{i}X_2$ の振動・回転定数は、 79 Brに対する質量係数 $\rho_i = \sqrt{m_{79}/m_i}$ のべき乗を掛けたものを使用した。

3. 結果と考察

Fig. 3(a)に、遅延時間 t<0.9 ns までの、⁷⁹Br₂(実線)および⁸¹Br₂(破線)の光分解確率(⁷⁹P および⁸¹P) の遅延時間依存性を、Fig. 3(b)に t=11.5 ns 付近の依存性を示す。 ${}^{1}\Sigma_{g}^{+}(0_{g}^{+}) \leftarrow B$ 遷移および $B \leftarrow X$

遷移はいずれも平行遷移であるため、遅延時間0で分解確率が最大となる[Fig.3(a)]。また、式(3)で示されている回転周期ごとに強いピークが現れ、一方、ピークとピークの間の時間に鋭いディップが現れている。従って、片方の同位体分子のピークが、もう片方のディップに丁度合うとき、言い換えると、同位体分子間で分離確率の位相が半周期ずれたときに、同位体分離係数が最

大になると予想できる。その時間領域は、Fig. 3(b)に示されるように、*t*=11.5 ns 付近に相当する。

Fig. 3(c)および(d)に、遅延時間 t<0.9 ns および t=11 ns 付近での、⁷⁹Br₂ と ⁸¹Br₂の分解確率比(= ⁷⁹ $P/^{81}P$)を示す。予想通り、光分解確率の比の 変動が最大となった [Fig. 3(d)]。また、わずか 0.2 nsの遅延時間変化で 0.34 から 1.8 に、それら のコントラスト比(最大値と最小値の比)で 5.3 だけ変化させられることがわかった。

 $^{28}X_2/^{30}X_2$ と $^{235}X_2/^{238}X_2$ 混合物に対しても、同様の計算を行った。 $^{28}X_2/^{30}X_2$ 混合物については、 $^{79}Br_2/^{81}Br_2$ 混合物と同様の結果が得られた。 $^{235}X_2/^{238}X_2$ 混合物に対する結果を Fig. 4 に示す。 一方、 $^{235}X_2/^{238}X_2$ 混合物では、Fig. 4(b)に示され るように、同位体分子間の位相が半周期ずれた 時間領域(遅延時間 *t=*43 ns 付近)では、鋭いピ ークやディップが現れていない。これは、遅延 時間が非常に長くなるため、振動回転の非調和 性の寄与が大きくなり、回転状態間の位相の崩 れが支配的になっていることが原因である。Fig. 4(d)に、同時間領域での $^{235}X_2$ と $^{238}X_2$ の分解確率 比が示されているが、コントラスト比は 2.7 と、 他の同位体混合物に比べて小さい。

その一方で、短い遅延時間領域では、回転状 態間の位相が良く保たれている[Fig. 4(a)]。この 時間領域で分解確率比を計算すると、t=1.4 ns 当たりで変動が最大となった[Fig. 4(c)]。この領 域ではコントラスト比は 4.6 となり、逆位相と なる遅延時間 t=43 ns 付近のコントラスト比に 比べて 2 倍近く大きい。これは、他の 2 つの同



Fig. 3 (a) and (b) Photodissociation probabilities for $^{79}Br_2$ (solid) and $^{81}Br_2$ (broken), as functions of time delay between the excitation and dissociation laser lights. (c) and (d) Enrichment factor of $^{79}Br_2$ relative to $^{81}Br_2$.



Fig. 4 (a) and (b) Photodissociation probabilities for virtual isotopomers $^{235}X_2$ (solid) and $^{238}X_2$ (broken), as functions of time delay between the excitation and dissociation laser lights. (c) and (d) Enrichment factor of $^{235}X_2$ relative to $^{238}X_2$.

位体混合物の場合と大きく異なっている。

3 つの同位体混合物の最大のコントラスト比は、²⁸X₂/³⁰X₂、⁷⁹Br₂/⁸¹Br₂、²³⁵X₂/²³⁸X₂に対してそれ ぞれ 3.6、5.3、4.6 であった。この結果は、質量の違いによって多少の違いはあるものの、本手法 の同位体分離係数が質量にあまり依存しないことを示している。本手法の重元素に対する有用性 を確認することができた。

参考文献

- [1] V.S. Letokhov, Nature 277, 605-610 (1977).
- [2] H. Akagi, H. Ohba, K. Yokoyama, A. Yokoyama, K. Egashira, Y. Fujimura, Appl. Phys. B, 95, 17-21 (2009) (*rapid communication*).
- [3] P.M. Felker, A.H. Zewail, J. Chem. Phys. 86, 2460-2482 (1987)
- P.M. Felker, A.H. Zewail, in *Jet Spectroscopy and Molecular Dynamics*, ed. J.M. Hollas, D. Phillips (Blackie A&P, Glasgow 1995) Chap. 6

4.18 同位体選択的振動励起における多準位効果:最適制御理論による研究

Multilevel Effect on Ultrafast Isotope-selective Vibrational Excitations: Quantum Optimal Control Study

黒崎 譲 日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門

Yuzuru KUROSAKI

Laser Chemistry Group, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

We demonstrate, using optimal control theory, that perfect isotope-selective molecular vibrational excitations in multilevel systems can be completed in much shorter time scales than those in two-level systems. Considering the mixture of cesium iodide isotopomers (¹³³CsI and ¹³⁵CsI), we try to obtain electric fields that drive different isotopomers into different vibrational levels. As a result, we find that in multilevel systems the vibrational excitations can be controlled much faster. It is likely that this multilevel effect makes use of the large isotope shifts of higher vibrational levels than the lowest two.

Keywords: Multilevel effect, Vibrational excitation, Isotope separation, Cesium iodide molecule (CsI), Optimal control theory (OCT)

1. はじめに

同位体分離に代表される、類似する物質の混合物を純粋な物質に分離するという問題は、基礎 から応用にわたる重要研究課題の一つである。最近、Rabitz 等[1]によって理論的に提案された Optimal Dynamic Discrimination (ODD)法は、最適レーザーパルスによって物質の性質の僅かな差 を増幅することで最終的に高効率の分離を達成するという注目すべき方法である。本研究では、 ョウ化セシウム(CsI)分子の同位体混合物(¹³³CsI と ¹³⁵CsI)を対象として、ODD の考え方に基づき同 位体選択的振動励起について理論的に考察した。

2. 理論計算

ODD 法では以下の汎関数 J:

$$J = \sum_{A} p_{A} \left| \left\langle \psi_{A}(T) \left| \Phi_{A} \right\rangle \right|^{2} - \alpha_{0} \int_{0}^{T} dt \varepsilon(t)^{2} - 2\sum_{A} p_{A} \operatorname{Re} \left[\left\langle \psi_{A}(T) \left| \Phi_{A} \right\rangle \int_{0}^{T} dt \left\langle \chi_{A}(t) \left| \frac{\partial}{\partial t} + i(H_{0}^{A} - \mu\varepsilon(t)) \right| \psi_{A}(t) \right\rangle \right]$$

$$(1)$$

を考える。*J*は三つの項からなる:(1) 波動関数 $\psi_A(t)$ のターゲット状態 Φ_A への遷移確率の同位体*A* についての和。ここで、 p_A は同位体 *A* の存在確率、*T* はパルス時間である;(2)電場 $\epsilon(t)$ のフルエンスに対するペナルティー項。 α_0 は正の数である;(3) $\psi_A(t)$ が Schröginger 方程式を満たすという拘束条件に起因する項。ここで、 $\chi_A(t)$ は Lagrange 未定乗数、 H_0^A は field-free Hamiltonian、また、
μ は双極子モーメントである。ここでの目的は、J を最大にする電場a(t)を変分法により求めることである。数値計算では、数学的に等価な Density-matrix (密度行列)法 と Wave-packet (波束)法をともに採用した。

具体的には¹³³CsI と¹³⁵CsI の 1:1 混合気体($p_{133CsI} = p_{135CsI} = 0.5$)を考え、二つの同位体分子がとも に基底状態(X0⁺)のポテンシャル曲線上の振動基底状態にある状態(¹³³CsI (v = 0); ¹³⁵CsI (v = 0)) を 時刻 t = 0 における初期状態とし、¹³⁵CsI のみが第一振動励起状態に上がった状態(¹³³CsI (v = 0); ¹³⁵CsI (v = 1)) を t = T におけるターゲット状態とした。CsI のポテンシャル曲線と遷移双極子モー メントについては、過去に我々が得たデータを用いた[2]。

3. 結果と考察

Table 1 に主な計算結果 (パルス時間 T、準位数 N_{basis}、遷移確率 yield)をまとめた[3,4]。まず密度行列法では、2 準位系 (cases A1-A3) に対し T = 3,680,000 および 1,840,000 au のとき(cases A1 and A2)100%の遷移確率を与える最適電場が得られたが、T = 920,000 au のとき(case A3)は得られなかった。ところが、準位数を 12 あるいは 20 にすると (cases A4-A6)、T がさらに短いにもかかわらずほぼ 100%の遷移確率を与える電場が得られた。この多準位効果は、高い振動準位のより大きな同位体シフトを系がうまく利用することから生まれたものと考えられる。一方、波束法では T = 920,000 および 460,000 au のとき(cases B1 and B2) ほぼ 100%の遷移確率を与える最適電場が得られ、密度行列法を用いた結果と良好な一致を示した。この方法では、空間的グリッドの数を十分大きくとれば全ての振動準位を考慮できるので、波束法の結果は密度行列法により予測された多準位効果のより強力な裏付けとなる。

| Table 1. | Sets of total time 7 | and the numbe | er of basis f | unctions | N _{basis} considered | in the present | OCT |
|------------|----------------------|------------------|----------------------|----------------|-------------------------------|--------------------|-----|
| calculatio | ons and the maximum | field amplitudes | s and the yiel | lds for the | e resultant optimal | electric fields. | |
| case | T / au | $N_{ m basis}$ | Number of time steps | of ma s / a | x. field amp. | yield ^a | |

| T / au | $N_{ m basis}$ | time steps | / au | yield ^a |
|---------------------|--|--|---|---|
| -matrix formalism | | | | |
| 3,680,000 (~ 89 ps) | 2 | 65,536 | 1.165×10^{-5} | 1.000, 1.000 |
| 1,840,000 (~ 45 ps) | 2 | 32,768 | 4.924×10^{-5} | 1.000, 1.000 |
| 920,000 (~ 22.2 ps) | 2 | 16,384 | 8.450×10^{-4} | 0.896, 0.897 |
| 460,000 (~ 11.1 ps) | 12 | 16,384 | 3.752×10^{-3} | 1.000, 1.000 |
| 230,000 (~ 5.6 ps) | 12 | 8,192 | 4.806×10^{-3} | 0.986, 0.985 |
| 460,000 (~ 11.1 ps) | 20 | 16,384 | 5.204×10^{-3} | 0.997, 0.996 |
| acket formalism | | | | |
| 920,000 (~ 22.2 ps) | | 8,192 | 1.177×10^{-3} | 0.999, 0.999 |
| 460,000 (~ 11.1 ps) | | 8,192 | 1.046×10^{-2} | 0.979, 0.976 |
| | T / au matrix formalism 3,680,000 (~ 89 ps) 1,840,000 (~ 45 ps) 920,000 (~ 22.2 ps) 460,000 (~ 11.1 ps) 230,000 (~ 5.6 ps) 460,000 (~ 11.1 ps) acket formalism 920,000 (~ 22.2 ps) 460,000 (~ 11.1 ps) | T / au N_{basis} •matrix formalism3,680,000 (~ 89 ps)21,840,000 (~ 45 ps)2920,000 (~ 22.2 ps)2460,000 (~ 11.1 ps)12230,000 (~ 5.6 ps)12460,000 (~ 11.1 ps)20acket formalism920,000 (~ 22.2 ps)460,000 (~ 11.1 ps)20 | T / au N_{basis} Number of time steps•matrix formalism $3,680,000 (\sim 89 \text{ ps})$ 2 $65,536$ $1,840,000 (\sim 45 \text{ ps})$ 2 $32,768$ $920,000 (\sim 22.2 \text{ ps})$ 2 $16,384$ $460,000 (\sim 11.1 \text{ ps})$ 12 $16,384$ $230,000 (\sim 5.6 \text{ ps})$ 12 $8,192$ $460,000 (\sim 11.1 \text{ ps})$ 20 $16,384$ acket formalism $920,000 (\sim 22.2 \text{ ps})$ $8,192$ $460,000 (\sim 11.1 \text{ ps})$ $8,192$ | T / au N_{basis} Number of time stepsIndex netd anp.•matrix formalism3,680,000 (~ 89 ps)265,536 1.165×10^{-5} 1,840,000 (~ 45 ps)232,768 4.924×10^{-5} 920,000 (~ 22.2 ps)216,384 8.450×10^{-4} 460,000 (~ 11.1 ps)1216,384 3.752×10^{-3} 230,000 (~ 5.6 ps)12 $8,192$ 4.806×10^{-3} 460,000 (~ 11.1 ps)2016,384 5.204×10^{-3} acket formalism920,000 (~ 22.2 ps) $8,192$ 1.177×10^{-3} 460,000 (~ 11.1 ps)8,192 1.046×10^{-2} |

^aThe left value is for ¹³³CsI and the right for ¹³⁵CsI.

参考文献

[1] B. Li, G. Turinici, V. Ramakrishna, and H. Rabitz, J. Phys. Chem. B 106, 8125 (2002).

[2] Y. Kurosaki, L. Matsuoka, K. Yokoyama, and A. Yokoyama, J. Chem. Phys. 128, 024301 (2008).

[3] Y. Kurosaki, K. Yokoyama, and A. Yokoyama, J. Mol. Struct. THEOCHEM 913, 38, (2009).

[4] Y. Kurosaki, K. Yokoyama, and A.Yokoyama, J. Chem. Phys. 131, 144305 (2009).

JAEA-Conf 2010-002

4.19 Transition into ICP Connected with Internal RF Antenna

<u>Toshihiko YAMAUCHI^(a)</u>, Seiji KOBAYASHI^(a), Hideyuki SUGIBAYASHI^(b), Masako KOIZUMI^(c), Yoshinori KANNO^(b)

(a) Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency,

(b) Advanced Institute of Industrial Technology, (c) Ibaraki National College of Technology

A chemical vapor deposition (CVD) system based on 27.12-MHz-RF-heated plasma discharge was developed to investigate the synthesis of diamond. A multi-turn RF antenna coil was installed inside the vacuum chamber.

Inductively coupled plasma (ICP) changed from capacitively coupled plasma (CCP) was investigated, and the three types of transitions were observed for the first time as follows: "Direct transition", "Hysteresis transition" and "Repeated self-pulse transitions". The threshold power curve into the ICP transition of Ar gas is similar to the Paschen's curve, which is in contrast to that of hydrogen gas.

Keywords: Diamond synthesis, CCP, ICP, Plasma transition,

1. Introduction

The diamond is useful for the industrial material because of the superior characteristics as the higher thermal conductivity, the stronger hardness, the higher optical transparency in the wide wavelength region, the element for a new semiconductor with the wide band gap and so on.

A laser method as well as a chemical vapor deposition (CVD) method was studied for the diamond synthesis. In our experiment, the successfully synthesized diamond was already achieved with the high power laser of 6943 A, 20 J, 20 ns, and 70 GW/cm² as shown in Tab.I. Hydrogen (H) or deuterium (D) gas was used to produce the JFT-2M tokamak plasma, and also the pyro-graphite (PG) plate was used to absorb the repeated Ruby laser beam used in the JFT-2M Thomson scattering experiment¹). It was lucky for the diamond synthesis to use the PG as the laser beam absorber. The clear diamond layer was produced on the PG plate, whose size was about 50 mm² and about 100 μ m^t. It was clear and formed a rugged surface for the shift of the laser beam.

| Remarkable results / | 1990 2000 2010 | | 2010 | Outline | | |
|---------------------------------------|----------------|-------------------------------|-------------------------------|---|--|--|
| Year | | | | | | |
| Clear diamond layer on PG by laser | • | - | | 6943A,20J,20ns,Size:~50mm ² x~100μm ^t (Through tokamak Thomson experiment) | | |
| Invention of "New laser oscillator" | | $\overrightarrow{\mathbf{x}}$ | | Plasma confined by superconducting capillary in ref.2, Prize from STA | | |
| Ball-like diamond | | | ↔ | Below 1µm [¢] ,CCP | | |
| Acceptance of thesis for doctorate. | | | $\overrightarrow{\mathbf{x}}$ | Ph.D. Nakagaki in ref.3 | | |
| Three types of transitions | | | $ \longleftrightarrow $ | Discovery of new transition mode, new plasma physics | | |

Table I Research progress of RF plasma and diamond synthesis

A diamond on the carbon tile which was used for the inner wall of JT-60 tokamak was not produced, but the tile was only evaporated to make a long hole inside.

On the other hand, a CVD technique has been applied to produce the diamond after the prize was conferred from scientific technology of agency (STA), for the invention of "a new laser oscillator"²⁾. Here, the investigation of a RF plasma has hardly been tried with the internal antenna but the external antenna. It is very interesting that the transition from the CCP-mode into the ICP-mode happens at some RF power, and the transition draws the hysteresis curve by the change of RF power. But it had been said that the transition with the internal antenna was not produced like the external antenna⁴⁾. However, the transition was observed in our experimental device composed of the internal RF antenna. This transition physics has been studied using the RF plasma. Recently three types of transitions are found as written in Table I and it is discussed in chapter 3.

While, the ball like diamond was produced in the CCP-mode using Argon (Ar) and methane (CH₄) gases in the initial experiment. The doctor of engineering was given to the student for the study of plasma and the success of diamond synthesis within two years³⁾.

These transitions were named as "Direct transition", "Hysteresis transition" and "repeated self-pulse transition".

2. Experimental arrangement

Figure 1 shows the experimental apparatus. Three types of gases were used, and each gas flowed through the mass flow controller (MFC) into the electric gate valve after being mixed. The gas flow rates were 10~30 sccm for Ar (H) gas and 0.1~0.3 sccm for CH₄ gas. The mixed gas flowed into the chamber through the fused quartz pipe (inside diameter: 7 mm, the outlet diameter of gas at the top: 1 mm). The gas flowed through the center of the antenna coil (the inside diameter of the 4-turn antenna coil was 31 mm and the coil was made of a water-cooled cupper tube of 5 mm^{ϕ}). The mixed gas reached the surface of the Si substrate on the stage. The vacuum chamber (26 cm in diameter and 40 cm in depth) was evacuated by the turbo molecular pump (TMP) and rotary pump (RP). The valve between the vacuum chamber and TMP was

almost closed to control the gas pressure in the chamber. After the chamber was evacuated down to 10^{-4} Pa, the mixed gas was usually allowed to fill the chamber till ~500 Pa.

The characteristics of the RF heating system were as follows: the maximum RF power was 1 kW and the RF frequency was 27.12 MHz. The input and reflected RF powers were stored in a personal computer through the data logger. The parameters such as electron density (n_e) and temperature (T_e) , radiation power (P_r) and holder temperature (T) were measured by using the double probe (DP), the photo diode (PD), and the thermocouple (or the thermal infrared radiometer), respectively.



3. Experimental result

3.1 Fundamental plasma characteristics

The characteristics of plasmas are represented in Fig.2 and Fig.3. Figures 2 (left) and (right) show the CCP-mode and the ICP-mode of Ar plasma, respectively. The former plasma is produced outside the antenna coil, and the latter is inside. The fast transition plasma between the outside and the inside has recently been investigated. Figures 3 (left) and (right) show the Te profile and the ne profile, respectively.

Te in the ICP-mode shows the exponential decay with the distance from the bottom of antenna $z\sim10$ mm (outward diffusion), which is in contrast to the inverse gradient temperature profile in the CCP-mode of Fig.3 (inward diffusion). On the other hand, though the ne profile in the ICP-mode is similar to the Te profile, the profile is different from the linear decay profile in the CCP-mode, which shows the poor confinement.

Though the magnetically confined plasma (ne and Te), shows the outward diffusion, it is understood from the each gradient of Fig.3 that the particle diffusion coefficient is smaller than the thermal diffusion coefficient. As the potential of the RF antenna coil is negative, it is found that the ion particle runs to hit the antenna coil surface.

3.2 Sharp transition between CCP-mode and ICP-mode

The plasma suddenly showed a unique phenomenon, when RF power reached a certain value called as the threshold power.

At first, the plasma was turned on at the first threshold power level $P_0=5\sim110$ W represented as the bottom line of Fig.4. This was the threshold power for obtaining the CCP-mode. This discharge was caused by an avalanche increase in an electric field between the antenna coil and



Fig.2 Plasma lights radiated from CCP (left) and ICP-mode (right)



Fig.3 Electron temperature (left) and density (right) profiles from bottom of antenna coil. Pin~40 W (CCP) and 80 W (ICP)



Fig.4 Direct transition through point J

the inner surface of the vacuum chamber as shown in Fig.2 (left). The threshold power P_0 obeys the Paschen's law as shown in Fig. 4. Here, the plasma absorbs the RF power based on the collision between the heated electron and the neutral gas. As shown in Fig. 4, the region between P_0 and P_1 is the CCP-mode, and the region above P_1 is the ICP-mode. (P_1 corresponds to the upper line in Fig.4, which is in contrast to that of hydrogen gas.)

When the RF power (Pin), which appears on the transverse axis in Fig.5, was increased, the reflected power (Pref) was increased together with the absorbed power (Pabs=Pin-Pref). Reaching the next threshold power P₁ (point A in Fig.5), P_{ref} suddenly dropped to less than a ninth. The plasma radiation power (P_r)

suddenly jumped to a value over ten times higher. The first "Direct transition" is represented as the "point J" in Fig.4. The values of n_e and T_e are extremely higher than that of the CCP-mode as shown in Fig.3. When the RF power was decreased till P₁ in Fig.5, the ICP-mode was kept yet. When the RF power was decreased furthermore, the ICP-mode suddenly changed to the CCP-mode at the threshold power P₂ (point C in Fig.5). P_{ref} jumped to a value over six times higher in Fig. 5. P_r dropped to less than a hundred. This is the second "hysteresis transition".



Figure 6 shows the third "repeated self-pulse transition", which may correspond to the automatical hysteresis transition. These plasma investigations are described in ref. 3.

4. Summary

The sudden ICP transition in RF plasma produced by the internal multi-turn RF antenna is presented .It is concluded as,

- 1. Three types of transitions are observed for the first time as follows: "Direct" transition", "Hysteresis transition" and "Repeated self-pulse transitions".
- The threshold power curve of Ar gas to change into ICP transition is similar to Paschen's curve, which is in contrast to H gas.



Fig.6 Repeated self-pulse transition between CCP and ICP-mode. Pg=160 Pa and Pin~60 W

We wish to express our gratitude to Dr. Dirck Dimock (PPPL) and the late prof Hideyuki Sasaki (Shimoda laboratory in Tokyo Univ.) and the late prof Takayoshi Okuda (Nagoya Univ.) for supporting the study of a few kinds of intensive laser systems.

References

- For example, from Yamauchi's 300 papers, T.Yamauchi et al. "Electron temperature, density and pressure gradients at the edge in H-mode JFT-2M plasma", Phys. Lett. A, 247 (1998) 330-338.
- [2] For example, from Yamauchi's 3 publications, T.Yamauchi et al. "High-Efficiency Plasma Confining Method, Laser Oscillating Method and Laser Oscillator", Appl. No.:08/898,318 (1997) in USA.
- [3] K.Nakagaki, "Development of CVD system composed of RF plasma assisted by laser and diamond synthesis by using this device", Doctor of Engineering, (2008) 105 pages.
- [4] For example, K.Nakamura et al. "Inductively-Coupled Plasma", J. of Pla. and Fus. Res., 74 (1998) 155-159.

4.20 ダブルパルスレーザー堆積による h-BN 薄膜の作製

Formation of h-BN Thin Film using Double-Pulsed Laser Deposition

大場弘則¹⁾, 佐伯盛久¹⁾, 江坂文孝²⁾, 横山 淳¹⁾ 原子力機構・¹⁾量子ビーム応用研究部門,²⁾原子力基礎工学研究部門 Hironori OHBA¹⁾, Morihisa SAEKI¹⁾, Fumitaka ESAKA²⁾, Atsushi YOKOYAMA¹⁾ ¹⁾Quantum Beam Science Directorate, ²⁾Nuclear Science and Engineering Directorate, JAEA

The effect of double-pulsed laser irradiation upon the composition of the plume plasma ablated by nanosecond pulsed UV and IR laser of hexagonal boron nitride (h-BN) in a vacuum has been examined. By irradiating two pulsed laser beams the charge number and number density of ionized boron and nitrogen atoms in the plume plasma changed respectively depending on the time difference of two laser pulses. A stoichiometric and crystalline h-BN thin film with no impurities was successfully formed by using an appropriate time difference of two laser pulses.

Keywords: h-BN, Pulsed laser deposition, Double pulse irradiation, Stoichiometric thin film,

1. はじめに

六方晶構造窒化ホウ素(h-BN)は大きなバンドギャップを持ち,紫外域(215nm)の発光デバ イス材料として期待されている[1].デバイス薄膜の作製にレーザーアブレーション堆積法(PLD) は有効な手段であるが,真空中アブレーションで生成した BN 薄膜の組成比はターゲット材と異 なることや,微粒子が基板に付着するために良質の薄膜を得るのは難しい[2].そのために BN に 代表される窒化物薄膜は N₂あるいは NH₃等反応性ガスを導入する PLD で作製される[3].しかし ながら,膜形成の条件探索に時間を要し,ガス導入システム等付帯設備の設置によって装置が複 雑化する.また,生成膜は供給ガスや反応室内に含まれる不純物の影響を受ける[4].

我々はこれまでに真空中 h-BN ターゲットからのレーザーアブレーション特性を調べ,エキシ マレーザーを h-BN に照射すると,アブレーション放出プルームは B⁺, B, N, N₂ および電子か ら構成されるプラズマとなるが,光子エネルギーが高いためにプラズマのイオン化率が高いこと を示した[5]. 一方,赤外波長領域レーザーを固体に照射すると,熱的過程が支配的であり,パル ス内で発生したプラズマに光子エネルギーが吸収されて,光子からプラズマ電子へのエネルギー 転換により高温プラズマ状態を形成し,その結果,高い運動エネルギーを持つ多価イオンが発生 する[6].また,赤外波長領域レーザーの光子エネルギーは専らプラズマ加熱に費やされるために, 表面からのアブレーション量は少なくプルームイオン化率が低い.我々はこれら照射レーザーの 違いによる放出プルームプラズマの特徴に基づき,時間的に近接した2つのナノ秒レーザーパル スをターゲットに続けて照射することによりプラズマの密度増加とプラズマ中の化学組成の制御 が可能ではないかと考えた.本研究では、ダブルパルスレーザー照射によるアブレーションプラ ズマの制御を試み,反応性ガスを用いることなく,良質のh-BN 薄膜を作製した結果を報告する.

2. 実験

Fig.1 に装置の概略を示す. 第1パルスとして XeCl エキシマレーザー(波長 308 nm, パルス 幅 25 ns),第2パルスとして Nd:YAG レーザー 基本波(波長 1064 nm, パルス幅 7 ns)を用い た. なお,第1パルスおよび第2パルスのレー ザーパワー密度はそれぞれ 1.64~6.57×10⁸ W/cm²,9.1×10⁸~3.8×10⁹ W/cm²の範囲で変化 させた. アブレーションプラズマは,~10⁶ Pa 以下に真空排気された容器内で,まずエキシマ レーザーを焼結 h-BN ターゲットに照射して発 生させ,続いて遅延時間を 0~500 ns の間で変



Fig.1 Schematic experimental apparatus

化させて Nd: YAG レーザー光を同軸上に入射して生成プラズマを再加熱した. ダブルパルス照射 効果によって、プルームプラズマ中の1価イオンが増大し、2価イオンが減少することを、 ターゲット直上での B の発光スペクトルを観測することで確認した. 化学組成比の制御につ いては、アブレーション放出イオンを、ターゲット面に対して垂直軸方向約 1000 mm の位置 に四重極型質量分析計(QMS)を設置して、特定質量イオンの飛行時間信号を測定して確認し た. 薄膜作製では、イオン偏向電極を設けて化学組成比の制御されたイオンをエネルギー選択軌 道偏向し、高い運動エネルギーを持つ水素イオン等や微粒子を含んだ中性粒子と区別してその後 イオンを 90 度偏向して基板に蒸着させた. 生成膜は X 線回折、FT/IR、XPS を用いて評価した.

3. 結果および考察

(1) ダブルパルス照射の効果

Fig. 2は、レーザー強度を、第1パルスでは2.2×10⁸ W/cm²,第2パルスでは3.8×10⁹ W/cm² とし、レーザーを単独で照射した場合とダブルパルス照射して2本のレーザー光照射の時間 差に相当する遅延時間を0ns、50ns あるいは30ns とした場合のBイオン発光線スペクトル



Fig.2 Diagram showing the propagation of (a) B^+ and (b) B^{2+} in the expanding boron plasma

の飛行時間波形を示した. 横軸はレーザー 発振からの経過時間である. 単独照射の発 光スペクトルは高温のプラズマ状態を形成 できる Nd:YAG レーザーを照射した場合と し, このスペクトルピークの高さを1とし て比較している. Fig.2(a)は B⁺の代表的な発 光線である $2p^2 \ ^1$ D $\rightarrow s2p \ ^1$ P 遷移(345.1 nm)に固定して観測した. レーザー単独で 照射した場合に比べて発光強度が倍増し, 遅延時間を大きくするとさらに増加してい る. Fig.2(b)は B²⁺の代表的な発光線である $5g \ ^2$ G $\rightarrow 4f \ ^2$ F 遷移(449.8 nm)に固定して 観測した. レーザー単独で照射した場合に



Fig.3 Number densities of ablated ions as a function of pulse separation for the UV laser

比べてダブルパルス照射すると発光量が減少し,2本のレーザー光照射の時間差に相当する 遅延時間を大きくするとさらに発光量が低下する.これらの図より次のことが理解できる. 第1パルスと第2パルスとを同時に照射すると,プラズマ内の高い励起状態にある中性原子 をイオン化して1価イオンを生成するだけでなく,第2パルスがターゲットに到達してプラ ズマを発生して B²⁺も生成する.第2パルスに遅延時間を与えると,プルームプラズマの成 長に伴い第2パルスのターゲットに到達する割合が低くなってアブレーションが少なくなる. その一方ではプルームプラズマ加熱の割合が高くなるので,高い励起状態にある中性原子の みをイオン化して B⁺密度増加が促進される.また,遅延時間を大きくすると,第2パルスは プラズマ加熱効果が支配的となって B²⁺が少なくなるので,B⁺が優先的に増加する.さらに, Fig.2(a)からは,遅延時間の大きさによってスペクトルピーク位置が移動していることから, 1価イオンの運動エネルギー制御も可能であることが示された.

Fig.3 には、上記と同じ照射レーザー強度の条件で、QMS を用いて測定した B, N, H生成 イオン密度に対するダブルパルス照射時の時間差に相当する遅延時間依存性を示した. Fig.3 より、¹¹B⁺、¹⁴N⁺では密度の変化が遅延時間によって異なることがわかる. すなわち、第1パ ルスと第2パルスの照射に時間遅れを与えることにより、プルームプラズマ中の B と N の組 成比を制御できることが示された. また、Fig.3 から、遅延時間を長くすると高エネルギー H⁺の減少がみられ、薄膜中への不純物の抑制が期待できる. なお、これらプルームプラズマ 中のイオン密度および化学組成比の制御は、ダブルパルス照射時の遅延時間のみならず、照 射するレーザー強度にも依存することがわかった.

(2) イオン偏向蒸着による薄膜作製

膜形成は第1パルスを 5.5×10⁸ W/cm²,第2パルスを 3.8×10⁹ W/cm² のレーザーパワー密 度とし,遅延時間を 30 ns に設定して h-BN に 3.8×10⁵回のレーザー光照射を行った.ターゲ ットから基板までのイオン到達距離は 180 mm とした.偏向電極電位を 300V に設定して,基 板上に室温で膜厚が約 150 nm の BN 薄膜が得られた.X線回折から 002 反射の結晶性 BN 薄 膜であることが確認された. Fig.4 は, XPS 分析装置に より上記条件で得た BN 薄 膜,および偏向せずに電極 を通過したプルームプラズ マにより生成した BN 薄膜 の化学組成を分析した結果 の一例である.Fig.4 (a)は B

1s ピーク, Fig.4 (b)は N 1s

ピークを示している.比較

のために, ターゲット材の

化学組成も示した. Fig.4 よ



Fig.4 XPS B 1s (a) and N 1s (b) core level spectra

り、イオン偏向 BN 薄膜ではターゲット材とほとんど変わらない XPS スペクトルが得られる ことがわかる.一方直接蒸着した BN 膜では、Fig.4 (a)からわかるように B_{1s}に起因するピー クが大きく、B 元素が主であり、N の割合が非常に少ないことが示された.なお、Fig.4 (b) の高エネルギー側に現れる H 成分は吸着によるものである.また、イオン偏向蒸着薄膜に含 有される水素の含有量を検証するために、前記イオン偏向蒸着薄膜を用いて FT/IR で調べた 結果、水素に起因する N—H 結合に基づく 3300cm⁻¹の振動スペクトルは観測されず、不純物 である水素の含有量が非常に少ないことが分かった.また、C 1s ピーク強度を参照校正に用 いて N と B の比を求めると、h-BN ターゲットの N/B=1.0 に対して直接蒸着では N/B=0.5、 イオン偏向蒸着では N/B=0.94 となり、化学量論比に近い薄膜が形成されたことを確認できた. なお、エキシマレーザー単独で照射し、アブレーションプルームを直接基板に蒸着させた場 合の生成膜の化学組成を分析すると、N/B=0.4 であった.

4. まとめ

真空中で h-BN をターゲットにしたダブルパルスレーザー照射による薄膜作製を試みた.ダブルパルス照射時の時間差の設定およびイオン偏向蒸着を組合せることによって、ターゲット材の化学量論比と同じで且つ不純物を抑えた結晶性薄膜の作製に成功した.本研究は文部科学省科学研究費補助金(課題番号 19560053)の助成により行われた.

参考文献

[1] Y.Kubota, K.Watanabe, O.Tsuda, and T.Taniguchi: Science, 317 (2007)932.

- [2] S.Weissmantel, D.Rost, G.Reisse, Appl. Surf. Sci., 197-198 (2002)494.
- [3] A.Perrone: Jpn.J. Appl.Phys. 41 (2002)2163.
- [4] S.Acquaviva, et al.: Appl. Phys. A 70 (2000)197.
- [5] H.Ohba, M.Saeki, F.Esaka, Y.Yamada, H.Yamamoto, A.Yokoyama, J. Vac. Soc. Jpn., 52 (2009)369.
- [6] S.Amoruso, Appl. Phys. A 69 (1999)323.

4.21 レーザー光還元による微粒子生成過程を利用した

白金族元素分離・回収法の開発

Development of novel separation and recovery technique for platinum-group metals based on particle-formation process induced by laser reduction

<u>佐伯盛久</u>、佐々木 祐二*、江坂 文孝*、大場 弘則 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門(*原子力基礎工学部門) Morihisa SAEKI, Yuji SASAKI,* Fumitaka ESAKA,* Hironori OHBA Quantum Beam Science Directorate (*Nuclear Science and Engineering Directorate), Japan Atomic Energy Agency

New separation and recovery technique based on particle-formation process induced by laser reduction was designed for platinum-group metals (PGMs). Ions of PGMs in mixture solution of PGMs and lanthanide elements are reduced by excitation of charge-transfer band using UV pulse laser, which is followed by formation of nano-particles. Only platinum-group metals are recovered by filtration because their efficiency of the particle formation is much higher than those of lanthanide elements. The technique was applied to extraction of PGMs from mixture solution of PdCl₂, RhCl₃, RuCl₃ and NdCl₃. Analysis using ICP-AES elucidated that the PGMs are extracted from the mixture solution with the separation efficiency of ~100% in Pd and Rh and with that of ~50% in Ru.

Keywords: Separation and recovery technique, Platinum-group metals, Laser reduction, particle-formation process

1. 序

原子力再処理プロセスにおいて発生する高レベル放射性廃液中にはマイナーアクチノイド、ラ ンタノイド元素以外に、白金族元素(パラジウム Pd、ロジウム Rh、ルテニウム Ru)が溶解して いる。このような高レベル放射性廃液から白金族元素を分離・回収する技術は、廃棄物処理・処 分プロセスにおける環境負荷を軽減し、かつ有用金属として白金族元素を再利用するために必要 とされており、今までにイオン交換分離法や電気化学分離法などが研究されてきている[1]。しか し、これらの手法ではイオン交換樹脂や電極を高レベル放射性廃液に長時間浸漬させて分離を行 うため、新たに放射性廃棄物が発生することが問題になる。そこで我々は、(a) 2 次放射性廃棄物 となる分離剤の使用を極力抑え、(b)高放射線場に対応した遠隔操作が可能な、「レーザー光還元 による微粒子生成過程を利用した白金族元素の分離・回収法」を考案し[2]、模擬溶液を用いた原 理実証実験を行ったので報告する。

2. 分離概念

Figl(a)は、白金族元素イオンと共に、マイナーアクチノイドやランタノイドイオンなど複数種 類の元素正イオンが溶液中に共存していることを示している。溶液中での正イオンは電荷移動吸 収帯と呼ばれる光吸収帯を持ち、この吸収帯を励起することにより正イオンを光酸化・還元でき ることが知られている[3]。特に、Pd、Rh、Ru イオンは紫外光領域(200-400nm)に電荷移動吸 収帯を持っており、紫外光レーザー照射により光還元すると電荷的に中性になり、溶液中では凝 集して効率的に微粒子を形成する。一方、マイナーアクチノイドやランタノイドイオンでも電荷 移動吸収帯は存在するものの、吸収帯の位置が紫外光領域から外れていたり、また光還元による 中性化が困難なため、紫外光レーザーを照射しても効率的に微粒子が形成されることはない。よ って、白金族元素、マイナーアクチノイドやランタノイドイオンの混合溶液に紫外光レーザーを 照射すると、Fig1(b)に示すように白金族元素だけを選択的に微粒子化することができる。Fig1(c) に示すように、レーザー照射後の溶液を適当な孔径を有するフィルターでろ過することにより、 微粒子化した白金族元素だけを分離・回収することができる。



Fig.1 Idea of separation and recovery technique for platinum-group metals based on particle-formation process induced by laser reduction

3. 実験方法

PdCl₂、RhCl₃、RuCl₃およびネオジム塩化物 NdCl₃を、水/エタノール1:1 混合溶液に溶解し、 ~0.5mM-(Pd, Ru, Ru, Nd)イオンの混合模擬廃液を調製した。次に、調製した模擬廃液を3mL 取り 出して石英セルに入れ、撹拌しながら Nd:YAG レーザーの4倍高調波(266nm、繰返し10Hz、強 度 16mJ/パルス)を40分間照射し、Pd、Rh、Ruのみを微粒子化させた。そして、レーザー照射 後の溶液を孔径 100nm のメンブレンフィルターを用いて吸引ろ過し、Pd、Rh、Ru を金属微粒子 として回収した。

4. 実験結果

Fig2 に紫外可視分光光度計(日本分光社製 V-660)により測定した(a)レーザー還元前、(b)レ ーザー還元後、(c)レーザー還元+ろ過後の、混合模擬廃液の吸収スペクトルを示す。なお、この 観測領域における Nd イオンの吸収強度は Pd、Rh、Ru の10分の1以下であり、吸収バンドの 成分は Pd、Rh、Ru だけに由来すると考えられる。レーザー還元前のスペクトル(Fig2(a))では 紫外光領域(<350nm)に強い吸収バンドが観測されており、これは Pd、Rh、Ru イオンの電荷移動 吸収帯が重なったものに帰属できる。この吸収バンドは、Fig2(b)に示すように 266nm レー ザーを用いて 40 分間光還元を行うことにより消失 し、その代わりに全波長領域においてベースライン が上昇する。さらに、レーザー照射後の溶液を孔径 100nmのフィルターによりろ過すると、Fig2(c)に示 すようにベースラインの吸光度はほぼ0まで減少す る。このことより、このベースラインの上昇は光還 元により生成した白金族元素微粒子の散乱に由来 するものと考えられる。以上の結果より、紫外光レ ーザー照射により Pd、Rh、Ru イオンは光還元され、 粒径 100nm 以上の微粒子まで成長することを確認 した。

次に、本手法の定量的な評価を行うため、白金族 元素回収後の模擬廃液中の金属イオン濃度を誘導 結合プラズマ発光分光分析装置(ICP-AES)で測定



Fig.2 UV-Vis spectra of mixture solution of PdCl2, RhCl3, RuCl3 and NdCl3 (a) before laser reduction (b) after laser reduction and (c) after laser reduction and filtration.

し、レーザー照射前の模擬廃液中の金属イオン濃度と比較して元素ごとに分離効率(%)を算出 した。その結果を Table1 に示す。この表より、Nd の分離効率は測定誤差範囲内(<3%)である 一方、Pd、Rh は 99%以上、Ru も 52%の効率で分離できていることがわかった。Pd、Rh と比較 して Ru の分離効率が低い理由は不明だが、溶液中でのイオン価数や溶媒和状態に起因するので はないかと考えている。

Table 1 Concentration and separation efficiency of Pd, Rh, Ru and Nd

| 元素 | イオン | 分離効率 | |
|----|---------|------------|-----|
| | レーザー照射前 | レーザー照射+ろ過後 | (%) |
| Pd | 5.719 | 0.000 | 100 |
| Rh | 8.001 | 0.076 | 99 |
| Ru | 4.413 | 2.111 | 52 |
| Nd | 13.100 | 12.748 | 3 |

in the simulated high-level liquid waste measure by ICP-AES

以上、我々はレーザー光還元による微粒子生成過程を利用した白金族元素の分離・回収法を考案し、(Pd, Ru, Ru, Nd)イオンの混合模擬廃液から Pd, Ru, Ru だけを選択的に分離・回収することに成功した。

参考文献

[1] JAEA-Review 2008-083 第2回先進オリエント研究開発セミナー講演集

- [2] 特願 2009-129298"白金族元素の回収方法"、佐伯ら
- [3] Y. Yonezawa et al., J. Chem. Soc. Faraday Trans.1., 1987, 83, 1559.

4.22 原子炉熱交換器伝熱管内壁検査技術の高度化

ー蛍光磁粉 MC の効果的利用に関する技術開発ー

Development of Inspection Technology for the Inside Wall Nuclear Reactor Heat Exchanger Pipes -Development for Effective Utilization of a Fluorescent Magnet Powder Microcapsule-<u>伊東富由美</u>、西村昭彦 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 <u>Fuyumi ITO</u>, Akihiko NISHIMURA Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Fine magnetic particles having UV fluorescence were specially developed in magnetic crack detection technique. To apply this technique for inspection on the heat exchanger tubes of aging nuclear power plants, hundreds micron sized capsules containing the fine magnetic particles were chemically synthesized. The resultant microcapsules indicated the collective sensitivity by distribution of leakage magnetic flux.

Keywords: microcapsule, magnetic particle testing, magnetic crack detection

1. はじめに

液体や固体物質を壁膜物質で被覆したマイクロカプセル(MC)は、極めて多種多様の性質を持つ。 既に、感圧複写紙・医薬品・芳香剤・接着剤など、MC を利用した製品は我々の生活を支えてい る。さらに MC 形状と材質を調整し内包する物質を組み合わせることにより、原子炉の伝熱管検 査技術にも応用する事が可能である。

原子力発電プラントの維持管理において非破壊的に蒸気発生器(SG)伝熱管の欠陥を検査する方法として、超音波探傷試験(UT)・渦電流探傷試験(ECT)・磁粉探傷試験(MT)などが用いられている。UT 試験・ECT 試験は計測結果が電気信号として得られるため高速な検査が可能という長所があるものの、材料の磁気特性や微小な形状の変化に影響を受けやすいという短所がある^[1]。この短所を補完する技術として複雑な形状および深さが数μm程度の微小欠陥も検出可能なMT 試験を組み合わせる事により、検査技術の高度化を目指す。

一般に、MT 試験では観察部に磁粉液を散布する。磁粉液とは、粒径が 0.2~60 µm と微細な磁 粉(γ一酸化第二鉄粉・四三酸化鉄粉)をオイルもしくは水溶液に分散させたものである。暗室で の観察を容易にするため、蛍光剤をコーティングした磁粉が用いられている。しかし①観察後の SG 伝熱管欠陥内部に付着した磁粉を完全に除去することは困難である、②蛍光剤と磁粉は容易 に分離する、③SG 伝熱管の材質と磁粉の材質が異なるため、補修作業を行う際に残存した磁粉 が不純物となり、補修不良の原因となる可能性があるなどの問題が生じる。本研究では、磁粉液 を MC 中に収めることにより、MT 試験後に磁粉を容易に除去することができる磁粉内包蛍光 MC (磁粉 MC)の開発を行う。これにより、①②③に示した問題の解決を試みる。

2. MT 試験の原理^[1]

MT 試験の原理を Fig.1 に示す。無欠陥の場合(Fig.1(a))、空気よりも強磁性体の透磁率が大き

いため、磁束は強磁性体内部にのみ分布し、周りの空間中には漏洩しない。一方、Fig.1(b)のように強磁性体中に欠陥が存在する場合、欠陥部分の透磁率は小さいため磁束は欠陥部を迂回して 分布し、その一部は空間に漏洩する。ここに磁粉液を塗布すると、磁粉が磁化され欠陥の形状に 沿って磁粉が付着し磁粉模様が形成される。



Fig.1 The principle and the state of the magnetic particle testing.

3. 磁粉 MC の作製

市販の蛍光磁粉を内包した磁粉MCの作 製を行った。エマルションを安定化させる ために、油相(O相)と水相(W1相、W2相) の密度を一致させ、重力の影響を緩和する 方法(密度整合エマルション法)で作製し ^[2,3]、溶媒散逸過程におけるO相の壁膜の 厚みを一様にする攪拌工程^[4]を経て磁粉 MCを作製した。磁粉MCの作製手順を Fig.2に示す。エマルションのW1相は磁 粉・界面活性剤・純水であり、W2相は5wt%



Fig.2 Procedure of the micro capsule containing the fine magnetic particles.

ポリビニルアルコール水溶液である。O相はポリスチレンをベンゼンと1,2-ジクロロエタンの混合 有機溶媒に溶解させた溶液である。磁粉MCの作製前に、これら3種類の溶液密度の調整を行う。 W1相・W2相の密度は約1.015であるため、ベンゼンと1,2-ジクロロエタンの比率を変化させるこ とによりO相の密度調整を行った。次にW1相(3mL)とO相(4.5mL)をサンプル瓶の中に入れ、攪拌 することによりW1/Oエマルションを作製した。溶媒の散逸によりW1/Oエマルションをカプセル

化するため、このエマルションをW2相 (500mL)の入った500mLビーカ中に滴下し、 70℃で2時間加熱攪拌を行うことで、O相の 混合有機溶媒を蒸発させた。その後、カプ セル化の確認を行い、W2相を取り除くた めの洗浄を行った。

4. 磁粉 MC の性能試験

MCに内包する磁粉(0.095wt%、10wt%、 および 20wt%)の割合を変化させてカプ セルの作製を試みた。その結果 20wt%磁



Fig.3 Micrograph of the micro capsule containing the fine magnetic particles.

粉を MC に内包させた場合、球形ではなく砂状に変形した磁粉 MC が得られた。O 相に含まれる ポリスチレンは、重合による MC 法に比べて、重合反応中の密度増加および単量体の影響が少な いため、歪みや気泡の欠陥が生じにくいという長所があるにもかかわらず、砂状に変形した。こ の原因として、W1 相・W2 相・O 相の密度不整合が考えられる。MC の作製過程において、重力 を緩和した状態で作製する必要があり、W1 相・W2 相・O 相の密度整合は不可欠である^[5]。しか し磁粉を内包したカプセルの場合、W1 相には沈殿する磁粉を含有させているため、W1 相・W2 相・O 相の密度整合は容易でない。20wt%磁粉を含有させた場合、加熱攪拌中にエマルション内 に磁粉が沈殿したため、形状が変形したと推察される。一方 0.095wt%磁粉 MC は、内包する磁粉 量がわずかであり、磁粉の影響が少なかったため球形が保たれたと推察した。乾燥後に撮影した 直径 100 μ m~1mm の 0.095wt%磁粉 MC を Fig.3 に示す。Fig.3 の磁粉 MC 内部にある矢印部分が 磁粉であり、一ヵ所に集合していることが確認できる。これは密度の高い磁粉が乾燥中に下部に 溜まったためであると考えられる。

さらに、O相とW1相の攪拌によりO相にW1相の微粒子が分散し、この時の微粒子の大きさ は磁粉 MC の内径となることを確認した。そこで、微粒子の大きさを制御するため、W1 相とO 相の攪拌速度を変化させた結果、磁粉 MC の直径もこれに応じて変化することを確認した。従っ て、攪拌速度をパラメータとすることで、欠陥部の大きさに適した磁粉 MC を作製することが可 能である。

次に MT 試験に適応するため、電磁石上にそれぞれの磁粉 MC を純水に浮遊させたシャーレを 置き、電磁石の強さによる磁粉 MC の移動変化についての試験を行った。0.095wt%磁粉 MC の場 合、起磁力が 100AT においてもカプセルは引き寄せられなかった。また 10wt%磁粉 MC の場合、 起磁力が 100AT で僅かに引き寄せられたものの、起磁力が 50~100AT では引き寄せられなかった。 一方、Fig.4 に示すように、20wt%磁粉 MC の場合、電磁石の起磁力が 50~100AT では僅かに引き 寄せられ、起磁力が 100AT 以上では素早く引き寄せられた。このような違いが認められた理由と

して、磁粉 MC 内に内包する磁粉量に依存す ると考えられる。Fig.3 に示すように、磁粉は 乾燥中に一か所に集合しており、磁粉量が僅 かであるほど一か所に集合する面積が小さく、 磁粉量が多いほど一か所に集合する面積が大 きくなっている。そのため 0.095wt%磁粉 MC のように磁粉量が少ない場合、起磁力 50AT~ 200AT の影響がわずかであり、磁界部分に移 動しなかったと推察した。

5. 磁粉 MC を用いた模擬試験

磁粉 MC を原子炉の伝熱管検査技術に応用 するため試験体に幅 0.6mm・深さ 50 µ m の模 擬欠陥を作製し、起磁力 1099AT の磁束を生 じさせた場合の磁粉 MC の移動変化について 試験を行った。磁化させる方向は欠陥部が磁 化器に対して、水平方向と垂直方向の 2 方向



Fig.4 Photo of the micro capsule containing the fine magnetic particles. (when an electric current flows through an electromagnet)



Fig.5 state of the MC containing the magnetic particles on the iron plate that was magnetized.

から磁化させた。上下に磁化器を設置した場合の結果を Fig.5 に示す。Fig.5(a)は磁化器と水平方 向、Fig.5(b)は磁化器と垂直方向である。磁化器に対して欠陥部が水平方向の場合、欠陥部からの 磁粉模様は認められなかった。一方、磁化器に対して欠陥部が垂直方向の場合、明確な欠陥部か らの磁粉模様は認められた。またこの磁粉模様は、時間とともに欠陥周辺部から欠陥内部に磁粉 が集合する事を確認した。欠陥部に対して磁化器が垂直な場合、透磁率が小さいため Fig.1(b)に 示すように欠陥を持つ試験体を磁化すると空間部に漏洩磁束が発生する。漏洩磁束が試験体から 空間に出る部分と空間から試験体に入る部分からは N 極と S 極が形成され、漏洩磁束部分は磁石 の性質を持つ。つまり、欠陥部に対して横方向ではなく垂直方向から磁化させた方が漏洩磁束は 多くなり、その結果、磁力が強くなり磁粉模様は明確に確認することが出来たと推察した。これ らの結果より SG 伝熱管に適応する場合、様々な角度に磁化器を設置し磁粉模様の観察を行う必 要がある。

6. まとめと今後の進め方

作製した磁粉 MC は、市販の磁粉と同等の性能を示した。市販の蛍光磁粉は粒径分布に広がり があるため、微粒子が SG 伝熱管欠陥内部に吸着した場合、これを完全に取り除くことは困難と なる。また、蛍光剤と磁粉の剥離も生じる。しかし、この磁粉 MC は大きさの制御が可能である ため、この磁粉 MC を利用することで欠陥内部に入り込むことを防ぐことが出来る。また漏洩磁 束よりも大きい磁力を逆方向から加えることにより磁粉 MC を取り除くことが容易となる。加え て、MC が磁粉と蛍光剤を内包することで両者の剥離を防止する効果をもつ。

この磁粉 MC を用いた MT 試験は、現在開発中の FBR 伝熱管保守・補修用プローブ^[6]との組み 合わせが可能である。本プローブは、ECT と複合型光ファイバスコープによる目視検査の2つの 手法で伝熱管内壁の欠陥を発見し、スコープ先端部に設けたレーザー加工ヘッドにより欠陥を溶 接補修する機能をもつ^[7]。ここで開発した磁粉 MC を用いた MT 試験は、欠陥の発見及び溶接補 修後の検査を一層確かなものとすることができる。

参考文献

- [1] 前田宣喜ら,「非破壊試験の理論」,丸善プラネット株式会社,(2007), pp.289, pp372-374.
- [2] 長井圭治ら,"レーザー核融合,「レーザープラズマ実験用ターゲットの製作技術と新材料の利用」, J. Plasma Fusion Res., Vol.80, No.7, pp 626, (2004).
- [3] F. Ito *et al.*, "Low-Density-Plastic-Foam Capsul of Resorcinol/Formalin and (Phloroglucinol carboxylic Acid)/Formalin Resins for Fast-Ignition Realization Experiment (FIREX) in Laser Fusion Research", Japanese Journal of Applied Physics, 45, pp L335, (2006).
- [4] F. Ito *et al.*, "Optimization of Gelation to Prepare Hollow Foam Shell of Resorcinol-Formalin Using a Phase-Transfer Catalyst", Fusion Science and Technology, 49, pp 663, (2006).
- [5] F. Ito *et al.*, "Resorcinol-Formalin Foam Balls Via Gelation of Emulsion Using Phase-Transfer Catalysts ",Macromolecular Chemistry and Physics, 206, pp 2171, (2005).
- [6] A. Nishimura *et al.*, "Development of Inspection and Repairing Technology for FBR Heat Exchanger Pipes", Japan Society of Maintenology No.5, Mito, Japan, July 10-11, (2008).
- [7] 岡潔、西村昭彦、関健史、赤津朋宏、山下卓哉、「複合型光ファイバを用いた1インチ伝熱管 用観察補修レーザー加工ヘッドの開発」、保全学、Vol.8, No.4, 37-42, (2010)

JAEA-Conf 2010-002

4.23 耐熱 FBG を用いた高速炉プラント状態監視システムの開発 一耐熱 FBG のひずみ計測性能評価実験—

Development of a Health Monitoring System Using Thermally Stable Fiber Bragg Gratings for Fast Reactor Power Plants: Experimental Demonstration of Strain Measurement

<u>猿田 晃一</u>^{*1}、月森 和之^{*1}、島田 幸洋^{*2}、西村 昭彦^{*2}、小林 喬郎^{*3} ¹日本原子力研究開発機構 FBR プラント工学研究センター ²日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 ³福井大学大学院工学研究科

Koichi SARUTA^{*1}, Kazuyuki TSUKIMORI^{*1}, Yukihiro SHIMADA^{*2}, Akihiko NISHIMURA^{*2}, and Takao KOBAYASHI^{*3}

¹FBR Plant Engineering Center, Japan Atomic Energy Agency, 1 Shiraki, Tsuruga, Fukui 919-1279, Japan.
²Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency, 8-1-7 Umemidai, Kizukawa, Kyoto 619-0215, Japan.

³Graduate School of Engineering, University of Fukui, 3-9-1 Bunkyo, Fukui, Fukui 910-8507, Japan.

A thermally stable fiber Bragg grating (FBG) written by a femtosecond laser is examined to evaluate the performance in strain measurement, compared with a conventional FBG. Each FBG was affixed on a metal beam with a strain gauge, and the reflection spectrum was measured when the metal beam was bent. To determine the Bragg wavelength, we used the weighted mean algorithm in which the intensity of the spectrum was employed as a weighing factor. The sensitivity of the thermally stable FBG to strain was found to be 0.34 pm/ $\mu\epsilon$. Despite this low sensitivity, by employing the Bragg wavelength determination algorithm, the thermally stable FBG can measure strain with an accuracy of ±3 $\mu\epsilon$, which is comparable to an accuracy of ±2 $\mu\epsilon$ for the conventional FBG.

Keywords: Fiber Bragg Grating, Strain Measurement, Temperature Measurement, Structural Health Monitoring, Fast Reactor

1. 緒言

現在、原子力発電においては、一定期間ごとに運転を停止し、性能・機能検査、分解点検、部 品交換などを行うことによりプラントの補修と劣化状態の把握を行う時間基準保全が、中心的な 保全方法となっている。しかしながら、近年、保全方法の高度化、経済化を図るために、プラン ト機器の状態を常時監視し、得られたデータに基づいた科学的かつ合理的な保全を実施する状態 基準保全の重要性が指摘されている。すでに軽水炉プラントにおいては、温度やひずみなどを光 ファイバセンサである fiber Bragg grating (FBG)センサを用いて監視するシステムが提案されている[1]。

FBG は、光ファイバのコア部分に、紫外線レーザを照射して光ファイバの長手方向に屈折率を 周期的に変化さることにより形成した回折格子である。コアの実効屈折率を n_{eff} 、FBG の格子間 隔を Λ とすると、FBG によって反射される光の波長 λ_B (Bragg 波長) は $\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda$ で与えられる。 熱や機械的な力が加わると、実効屈折率と格子間隔が変化し、それに応じて Bragg 波長が変わる ため、この変化量から温度やひずみを計測することができる。

FBG センサは、電磁場の影響を受けない、耐久性が高いなどの特徴から、過酷な環境での利用 に優位性があり、さらに計測点の多点化が容易であり、また原子力プラントにおいて計測対象と なる様々な物理量の計測に利用できるために、原子力プラントの状態監視システムに用いるセン サとして極めて有望であると考えられている。その一方で、現在利用させている紫外線レーザに よって形成された FBG センサは、本質的に熱安定性が低く、耐熱性の高いポリイミドで保護した 場合でも、300°C 程度までの温度でしか利用することはできない。将来的に発電炉は、軽水炉か ら高速炉への移行が考えられているが、高速炉プラントでは 500°C を超える高温環境となること から、高速炉への適用を考えた場合、FBG センサの耐熱性が問題になる。そこで筆者らは、近年 報告されたフェムト秒レーザによってガラス中に恒久的な屈折率変化を形成する手法[2]を用い て、500°C を超える高い耐熱性を有する FBG を製作し、この耐熱 FBG を用いた高速炉プランの 状態監視システムの開発を行っている[3,4]。本稿では、製作した耐熱 FBG のひずみ計測性能につ いて報告する。

2. 実験

2.1 実験方法

図 1 にひずみ計測性能評価に用いた実験装置を示す。耐熱 FBG は、ひずみゲージとともに SUS304 の金属片(500 mm x 25 mm x 2 mm)に取り付けてある。図に示すように、金属片は点 B, B' で支えられ、ねじによって点 A, A'に下向きの力が加えられる。このとき区間 BB'には一様な曲げ モーメントが生じるため、一様なひずみが発生する。光源には 1528-1564 nm の赤外光を出す広帯 域光源を用いている。耐熱 FBG からの反射スペクトラムは FBG スペクトラムアナライザで計測 する。Bragg 波長は次に示すアルゴリズムによって決定する。Bragg 波長とひずみゲージで計測し たひずみ量との関係を求め、ひずみ感度と計測精度を評価する。

2. 2 Bragg 波長決定アルゴリズム

理論上、Bragg 波長は反射スペクトラムにおいて最大強度を示す波長として特定できる。しか しながら、実際には Bragg 波長の半値幅の広がりや光検出器の標本化誤差などの影響があるため、 必ずしも最大強度のみで Bragg 波長を求めることは適当ではない。そこで、本実験では反射スペ クトラム強度を重みとして用い Bragg 波長を求める。FBG スペクトラムアナライザで計測した波 長、反射スペクトラム強度をそれぞれん、 $I(\lambda)$ とする。はじめに、あらかじめ予想される Bragg 波長のシフト範囲内の反射スペクトラムを切り出し、最大強度 I_{max} を検出する。次に閾値 γI_{max} (0 ≤ γ ≤ 1)を決め、この値以上の強度を持つ波長の集合 $S = \{\lambda | I(\lambda) \ge \gamma I_{max}\}$ を作る。この集 合に対し、強度を重みとして、次式により重み付き平均を計算することにより Bragg 波長 λ_B を決定する。

$$\lambda_{B} = \frac{1}{I_{T}} \sum_{\lambda \in S} I(\lambda) \lambda \tag{1}$$

$$I_T = \sum_{\lambda \in S} I(\lambda) \tag{2}$$

本アルゴリズムでは、平均を計算することにより FBG スペクトラムアナライザの波長分解能未満の値が補間されるため、標本化誤差の影響を低減することができる。実験では、閾値として $\gamma = 0.1$ を用いた。



Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup.

結果・考察

図2に耐熱 FBG (実線)と、比較に用いた市販の常温用 FBG (破線)の反射スペクトラムを示す。 常温用 FBG の場合、1530.4 nm に単一の鋭いピークが得られており、これが Bragg 波長のスペク トラムに対応する。半値幅は 0.23 nm である。一方、耐熱 FBG の場合、Bragg 波長の設計値であ る 1554.3 nm 以外に、複数のピークが現れている。また、1554.3 nm において半値幅を見てみると 0.8 nm であり、常温用 FBG に比べ広がっている。これらの事柄は、耐熱 FBG の格子間隔が不均 一であることを示唆しており、十分な格子加工精度が得られていないと言える。



Fig. 2. Reflection Spectra of the thermally stable FBG (solid curve) and the conventional FBG (broken curve).

図3、図4に常温用 FBG 及び耐熱 FBG のひずみ計測結果を示す。Bragg 波長 λ_b をひずみ量 ε の 関数としてプロットしてある。直線は、実験値を最小2乗法によりフィッティングして求めてい る。 $\Delta\lambda_{max}$ 、 $\Delta\lambda_{\sigma}$ はそれぞれ、直線に対する実験値の最大誤差と標準偏差である。常温用 FBG、 耐熱 FBG ともに、Bragg 波長とひずみの間には線形応答が得られている。直線の傾きがひずみ感 度を表しているが、常温用 FBG では 1.2 pm/ μ であるのに対し、耐熱 FBG では 0.34 pm/ μ と低感 度になっている。この原因としては、図2に示したように耐熱 FBG の反射スペクトラムには複数 のピークがあること、また Bragg 波長の半値幅が広いことが挙げられる。標準偏差をひずみ感度 で割ってひずみ計測精度を求めると、常温用 FBG では約 ±2 μ ε、耐熱 FBG では約 ±3 μ εになる。 この結果から、今回製作した耐熱 FBG は低感度ではあるが、常温用 FBG と同程度の計測精度を 有することがわかる。ひずみ感度が低い場合、Bragg 波長のシフト量が小さくなるため、FBG ス ペクトラムアナライザの標本化誤差の影響を受け易くなり、計測精度が低下する。しかしながら、 反射スペクトラム強度を重みとして重み付き平均を計算すれば、FBG スペクトラムアナライザの 波長分解能未満の値が補間されるため、標本化誤差の影響を低減することができる。その結果、 低感度の耐熱 FBG においても常温用 FBG と同程度の計測精度が得られたと言える。



Fig. 3. Bragg wavelength shift as a function of applied strain for the conventional FBG.



Fig. 4. Bragg wavelength shift as a function of applied strain for the thermally stable FBG.

4. 結言

フェムト秒レーザで製作した耐熱 FBG のひずみ計測性能を評価した。耐熱 FBG のひずみ感度 は、0.34 pm/µε と低感度であったが、反射スペクトラム強度を重みとして用いた重み付き平均に よって Bragg 波長を求めることにより、ひずみ計測精度は約 ±3 µεが得られ、常温用 FBG と同程 度の計測精度が達成可能であることが示された。今後は、耐熱 FBG の加工精度の向上を図るとと もに、実装方法など高速炉プラントへの適用に向けた研究を実施していく。

参考文献

- [1] R. Arai, A. Sumita, S. Makino, and T. Maekawa, Proc. SPIE 4920, 62-72 (2002).
- [2] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, Opt. Lett. 21, 1729-1731 (1996).
- [3] 猿田,月森,島田,西村,小林,日本保全学会第6回学術講演会要旨集,219-222 (2009).
- [4] 島田, 西村, 猿田, 月森, 小林, 日本保全学会第6回学術講演会要旨集, 257-260 (2009).

4.24 High-power Laser Contrast Diagnostics Using Target Reflectivity Measurement

<u>A. S. PIROZHKOV</u>,¹¹ I. W. CHOI,²¹ J. H. SUNG,²¹ S. K. LEE,²¹ T. J. YU,²¹ T. M. JEONG,²¹ I J. KIM,²¹ N. HAFZ,²¹ C. M. KIM,²¹ K. H. PAE,²¹ Y.-C. NOH,²¹ D.-K. KO,²¹ J. LEE,²¹ A. P. L. ROBINSON,³¹ P. FOSTER,³¹ S. HAWKES,³¹ M. STREETER,³¹ C. SPINDLOE,³¹ P. McKENNA,⁴¹ D. C. CARROLL,⁴¹ C.-G. WAHLSTRÖM,⁵¹ M. ZEPF,⁶¹ D. ADAMS,⁶¹ B. DROMEY,⁶¹ K. MARKEY,⁶¹ S. KAR,⁶¹ Y. T. LI,⁷¹ M. H. XU,⁷¹ H. NAGATOMO,⁸¹ M. MORI,¹¹ A. YOGO,¹¹ H. KIRIYAMA,¹¹ K. OGURA,¹¹ A. SAGISAKA,¹¹ S. ORIMO,¹¹ M. NISHIUCHI,¹¹ H. SUGIYAMA,¹¹ T. Zh. ESIRKEPOV,¹¹ H. OKADA,¹¹ S. KONDO,¹¹ S. KANAZAWA,¹¹ Y. NAKAI,¹¹ A. AKUTSU,¹¹ T. MOTOMURA,¹¹ M. TANOUE,¹¹ T. SHIMOMURA,¹¹ M. IKEGAMI,¹¹ I. DAITO,¹¹ M. KANDO,¹¹ T. KAMESHIMA,¹¹ P. BOLTON,¹¹ S. V. BULANOV,¹¹ H. DAIDO,¹¹ and D. NEELY³¹

Advanced Photon Research Center and Photo-Medical Research Center, JAEA
 Center for Femto-Atto Science and Technology, Advanced Photonics Research Institute, GIST
 Central Laser Facility, STFC, Rutherford Appleton Laboratory
 SUPA, Department of Physics, University of Strathclyde
 Department of Physics, Lund University
 Department of Physics and Astronomy, Queens University Belfast
 Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Beijing
 Institute of Laser Engineering, Osaka University

We present a simple and convenient on-target diagnostic of high-power laser contrast. The diagnostic is based on measurement of the reflectivity of flat solid target irradiated at full laser power. When the contrast is sufficiently high, no preplasma is generated and the reflectivity is large even at ultrarelativistic intensities. In the opposite case, when the preplasma is generated, the reflectivity drops to nearly zero. The diagnostic has been tested at three laser systems and the consistent results have been obtained.

Keywords: High-power laser, Contrast diagnostic

1. Introduction

Contrast of high-power lasers is an issue in most applications, including the laser-driven ion acceleration. [The contrast is the ratio of intensities of the main pulse to the preceding light, including the Amplified Spontaneous Emission (ASE), prepulses, and picosecond pedestal]. In order to use the highest available intensities (> 10^{20} W/cm²) and thin targets, which are required for achievement of highest ion energies, it is absolutely necessary to have a clean laser pulse without preceding light, so that the target is not damaged before the main pulse arrival. At present, many efforts are paid to improve the laser contrast, and it is indeed gradually improved. However, despite of its importance, up to now there was no

satisfactory technique of contrast diagnostic. We present a convenient and simple contrast diagnostic [[1], [2]] based on measuring the specular reflectivity from solid target. The technique is robust, works on-target and at full laser power, and requires only several shots. The diagnostic has been tested with three different laser systems at different contrast levels. The consistent results have been obtained, which proves the technique accuracy and reliability.

2. Experimental Setup

We measured the dependence of the specular reflectivity *R* of flat solid targets on the target position *T* measured along the laser beam direction; T = 0 corresponds to the focus point. The reflectivity was measured with the calibrated in-vacuum calorimeter. Simultaneously, we measured the reflected beam profile by imaging the calorimeter surface and the surrounding teflon screen on the CCD. The schematic layout of the experimental setup is shown in Fig. 1. We performed the experiments with three laser systems at different contrast conditions (Table 1). The experiment A was performed with Astra Ti:Sapphire (Ti:S) laser [[3]] with the plasma mirror (PM) using 50 nm Al targets. The experiment B was performed with the Ti:S laser at APRC, GIST [[4]] using 7.5 μ m and 12.5 μ m polyimide tape targets. The experiment C was performed with J-KAREN hybrid OPCPA/Ti:S laser [[5]] using 7.5 μ m polyimide tape targets.



Fig. 1. Experimental setup. P-polarized multi-TW femtosecond laser irradiates few- μ m or nm-thick target at oblique incidence. The calibrated calorimeter measures the target specular reflectivity *R*, the CCD measures the reflected beam profile. The spot size and corresponding intensity and fluence are varied by moving the target by distance *T* from best focus. The insets (a) and (b) show examples of the reflected beam profile for the case of target out of focus (a) and in focus (b) (the gray scales are same); the dashed ellipses show the edge of the circular calorimeter observed at an angle.

Table 1. Experimental parameters. E_0 , τ_0 , and λ_0 are the on-target laser pulse energy, duration, and wavelength, f/# is the OAP f-number, d_0 is the FWHM spot size, I_0 is the maximum intensity (average over FWHM), θ is the incidence angle, C_{ASE} , τ_{ASE} , and E_{ASE} are the ASE contrast, duration, and energy.

| - $ -$ | | | | | | | | | | |
|---------------|----------|---------------|------------------|-------------|--------------|---------------------------|------|-------------------|-------------------|--------------------|
| Experiment | E_0, J | τ_0 , fs | λ_0 , nm | <i>f</i> /# | $d_0, \mu m$ | I_0 , W/cm ² | θ, ° | $C_{\rm ASE}$ | τ_{ASE} , ns | $E_{\rm ASE}/E_0$ |
| A with PM | 0.4 | 50 | 800 | 3 | 5 | 2×10^{19} | 35 | 10^{9} | 1 | 2×10 ⁻⁵ |
| В | 0.8/1.6 | 35 | 800 | 3.4 | 4 | 4×10^{19} | 45 | 10^{6} | 0.9 | 3×10 ⁻² |
| С | 0.5 | 35 | 820 | 3 | 3.4 | 5×10^{19} | 45 | 5×10^{8} | 3 | 2×10 ⁻⁴ |

3. Results

The dependences of reflectivity *R* vs. the target position *T*, main pulse intensity *I* and fluence *F*, and ASE fluence F_{ASE} are shown in Fig. 2 (a-c). When the contrast is high, no preplasma is generated and the reflectivity is large even at highest intensity, exceeding 10^{19} W/cm². When the contrast is not sufficient, the reflectivity decreases due to the increased absorption in the preformed plasma and reflected beam break-up (Fig. 1 b). The dependence $R(F_{ASE})$ has similar trend in all three experiments; further, the preplasma appears at the same value of $F_{ASE} \sim 40$ J/cm², which roughly coincides with the nanosecond damage threshold. These indicate that the target was disturbed by the ASE rather than possible prepulses. From the dependence $R(F_{ASE})$, it is clear how many times the contrast improvement is necessary.

The maximum energy of protons emitted from the target rear side is shown in Fig. 2 d. For the high contrast cases, the highest proton energies were achieved at the highest intensities near the focus. On the contrary, in the lower contrast case, the proton acceleration was not observed at the focus due to the target rear side destruction before the main pulse arrival.



Fig. 2. (a) – (c) The specular reflectivity R vs. the target position T (a), average main pulse intensity I and fluence F (b), and average ASE fluence F_{ASE} (c). (d) Maximum proton energy vs. T. The experiments A (\circ), B (\blacktriangle), and C (\blacksquare). The numbers in the rectangles show the ASE energy fraction.

4. Conclusion

In conclusion, using three different lasers systems, we have demonstrated an efficient diagnostic of high-power laser contrast. The technique is based on measurement of the target reflectivity. It is robust, works on target and at full laser power, and requires relatively small number of shots.

JAEA-Conf 2010-002

5. Acknowledgments

We acknowledge support by the Special Coordination Funds for Promoting Science and Technology commissioned by MEXT of Japan, by Korea-China-Japan International Research Collaboration in Development and Applications of Ultrashort High Intensity Lasers, by the Ministry of Knowledge and Economy of Korea through the Ultrashort Quantum Beam Facility Program, by the Korea Foundation for International Cooperation of Science and Technology through a grant provided by the Korean Ministry of Education, Science and Technology in 2008 (No. K2072400002), and by the U.K. Engineering and Physical Sciences Research Council, Basic Technology scheme "LIBRA" grant No. EP/E035728/1.

References

- A. S. Pirozhkov, I. W. Choi, J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, I. J. Kim, N. Hafz, C. M. Kim, K. H. Pae, Y. C. Noh, D. K. Ko, J. Lee, A. P. L. Robinson, P. Foster, S. Hawkes, M. Streeter, C. Spindloe, P. McKenna, D. C. Carroll, C. G. Wahlstrom, M. Zepf, D. Adams, B. Dromey, K. Markey, S. Kar, Y. T. Li, M. H. Xu, H. Nagatomo, M. Mori, A. Yogo, H. Kiriyama, K. Ogura, A. Sagisaka, S. Orimo, M. Nishiuchi, H. Sugiyama, T. Z. Esirkepov, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, Y. Nakai, A. Akutsu, T. Motomura, M. Tanoue, T. Shimomura, M. Ikegami, I. Daito, M. Kando, T. Kameshima, P. Bolton, S. V. Bulanov, H. Daido and D. Neely, "Diagnostic of laser contrast using target reflectivity," *Appl. Phys. Lett.* 94, 241102-3 (2009).
- [2] A. S. Pirozhkov, I. W. Choi, J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, I. J. Kim, N. Hafz, C. M. Kim, K. H. Pae, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, J. Lee, A. Robinson, P. Foster, S. Hawkes, M. Streeter, C. Spindloe, P. McKenna, D. C. Carroll, C.-G. Wahlstrom, M. Zepf, B. Dromey, K. Markey, S. Kar, Y. T. Li, M. H. Xu, H. Nagatomo, M. Mori, A. Yogo, H. Kiriyama, K. Ogura, A. Sagisaka, S. Orimo, M. Nishiuchi, H. Sugiyama, T. Z. Esirkepov, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, Y. Nakai, A. Akutsu, T. Motomura, M. Tanoue, T. Shimomura, M. Ikegami, I. Daito, M. Kando, T. Kameshima, P. Bolton, S. V. Bulanov, H. Daido, and D. Neely, "On-Target Contrast Diagnostic via Specular Reflectivity Measurement," *AIP Conf. Proc.* 1153, 7-15 (2009), (Proc. 2nd Int. Symp. Laser-Driven Relativistic Plasmas Applied to Science, Industry and Medicine, Kyoto, Japan, 21 January 2009, edited by P. R. Bolton, H. Daido, and S. V. Bulanov).
- [3] P. McKenna, K. Ledingham, I. Spencer, T. McCany, R. Singhal, C. Ziener, P. Foster, E. Divall, C. Hooker, and D. Neely, "Characterization of multiterawatt laser-solid interactions for proton acceleration," *Rev. Sci. Instr.* 73, 4176 (2002).
- [4] J. H. Sung, T. J. Yu, S. K. Lee, T. M. Jeong, I. W. Choi, D.-K. Ko, and J. Lee, "Design of a Femtosecond Ti:sapphire Laser for Generation and Temporal Optimization of 0.5-PW Laser Pulses at a 0.1-Hz Repetition Rate," J. Opt. Soc. Korea 13, 53 (2009).
- [5] H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, H. Okada, T. Motomura, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagisaka, J. Ma, I. Daito, H. Kotaki, H. Daido, S. V. Bulanov, T. Kimura, and T. Tajima, "Generation of high-contrast and high-intensity laser pulses using an OPCPA preamplifier in a double CPA, Ti:sapphire laser system," *Opt. Comm.* 282, 625 (2009).

4.25 フェムト秒レーザー照射による表面改質の探索

Surface modification by highly intensive fs-pulse laser irradiation

神谷信雄 ㈱豊田中央研究所

匂坂明人、大道博行、森道昭、小倉浩一、織茂聡 日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 光量子科学研究ユニット

> Nobuo Kamiya TOYOTA Central R&D Labs. Inc.

Akito Sagisaka, Hiroyuki Daido, Michiaki Mori, Koichi Ogura, Satoshi Orimo, Advanced Photon Research Center, Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency

Surface modification of Silicon Carbide (SiC) by highly intensive femtosecond pulse laser irradiation was investigated. Ablation threshold was estimated to be approximately 2 x 10^{13} Wcm⁻² for single pulse laser irradiation. The morphology and the depth of the craters produced by laser ablation were strongly depended on irradiation intensity. The depths of the crater produced at irradiation intensity of 2 x 10^{14} Wcm⁻² slightly higher than ablation threshold and at highest one of 2 x 10^{17} Wcm⁻² were 50 and 23000 nm, respectively.

Keywords: Femtosecond laser, Surface modification, Silicon Carbide, Crater, Scanning electron microscopy

<u>1. はじめに</u>

フェムト秒レーザー (fs レーザーと略) による材料のアブレーション加工は、熱影響の 少ない精密加工〔1〕およびナノ周期構造形成〔2、3〕が可能であり、各種応用が検討さ れている。また、おたまじゃくし状の特異な形状を持った Si ナノ粒子の生成〔4〕、ダイ ヤモンド様炭素膜(DLC 膜)の形成〔5〕および DLC 膜の表面改質〔6〕など新規な利用 についても報告されている。

最近、1パルスの高輝度 fs レーザーを室温にて SiC に照射することにより、グラフ アイト層が"たまねぎ状"に積層したカーボンオニオンと Si ナノ粒子が共存する特異な組 織を有する改質部が形成できることを見出した〔7〕。今回、この改質層が形成されるフェ ムト秒レーザーの照射強度閾値を明らかにするために、照射強度と照射痕の生成について 検討した。

2. 実験

照射実験の装置概略を図1に示す。Ti:sapphire フェムト秒レーザー(JLITE-X:波長 800 nm、パルス幅~40、~70 fs、繰り返し1Hz)を真空槽内に設置した off-axis パラボラミラ ーにより集光してターゲット表面上に照射した。ターゲット表面上でのレーザー照射径は

数 10μ m、照射強度は $10^{13} \sim 2 \times 10^{17}$ W/cm² と した。ターゲットは水平方向に 0.5 mm/s の速 度で移動させて、1 パルス毎の照射痕を形成し た。照射時の真空度は 2.6×10^4 Pa とした。タ ーゲットは市販の一軸配向多結晶 SiC(多形: 3C)であり、形状は $30 \times 30 \times 0.6$ mm とした。

照射痕はSEM(Scanning Electron Microscopy) Off-axis による観察と形状測定により解析した。 Paraboli



図1 フェムト秒レーザ照射装置概略

3. 結果および考察

fs レーザー照射により照射痕が形成した照射条件(照射強度、パルス幅)を図2に示 す。同図には、代表的な照射痕の SEM 像も示す。 1 パルスの fs レーザー照射により、照 射痕が形成された最小の照射強度は 5×10^{13} Wcm⁻² (パルス幅 40 fs) であった。一方、 10^{13} Wcm⁻² (パルス幅 70 fs) では照射痕が形成されなかったことから、アブレーション閾値は これらの間の 2×10^{13} Wcm⁻² と推定された。



照射痕の状態は照射強度に強く依存しており、 $2 \times 10^{16} \ \mathrm{W cm^{-2}}$ では脆性的に剥離した面

図2 照射痕形成範囲と代表的照射痕のSEM像

JAEA-Conf 2010-002

しながら固化したと推定される。SiC は融点を持たないことから、fs レーザー照射により SiC の結合が切断され、解離した Si が溶融して上記の反応が進行した可能性もある。高 輝度の XeCl エキシマレーザを単結晶 6H-SiC に照射することにより、その表面温度は4500 K、反跳圧力は 1 GPa に達するとの計算が報告されている〔8〕。

アブレーション閾値に近い 2×10¹⁴ Wcm⁻² (パルス幅 75 nm)の照射条件で形成した照 射痕の深さ方向の寸法変化を図 3 に示す。最大深さは約 50 nm であり、また、照射痕の外 周は約 20 nm ほど盛り上がっていた。この盛り上がりは、前述したように、レーザー照射 によるターゲットの溶融物が堆積したと推定される。照射痕の深さは、照射強度に依存し て増大した(図 4)。2×10¹⁷ Wcm⁻²の照射強度では、照射痕深さは 23 μ m にも達した。



図3 代表的照射痕形状 (照射強度 5×10¹⁴ Wcm⁻²、パルス幅 75 nm)

図4 照射痕深さと照射強度

<u>4. まとめ</u>

- ① 一軸配向多結晶 SiC に 1 パルスの fs レーザーを照射することにより生成する照射痕の形態は、照射強度に強く依存し、高照射強度では脆性的な破壊を呈した。
- ② 照射痕が形成される照射強度(アブレーション閾値)は約2x10¹³ Wcm⁻²と推定された。
- ③ アブレーション閾値より僅かに強い2x10¹⁴ Wcm⁻²のfsレーザー照射により、約50 nmの凹部が形成した。照射強度の増加に従って照射痕深さは増加し、2x10¹⁷ Wcm⁻²では約23µmであった。

参考文献

[1] A. Nishimura, E.Minehara, T. Sukada, M.Kikuchi, J.Nakano., 5th International Conference of Laser Precision Micro-fabrication (LPM2004), Proceedings of SPIE(2004)

- 〔2〕橋田昌樹、藤田雅之、節原裕一、光学 31,621(2002)
- [3] J.Reif, F.Costache, M.Henyk and S.V.Pandelov: Appl. Surf. Sci. 197-198, 891(2002)

JAEA-Conf 2010-002

[4] H.Azuma, H.Daido, et. al. Jpn. J. Appl. Phys. 43, L1172 (2004)

[5] F.Qian, R.K.Singh, S.K.Dutta and P.P.Pronko, Appl. Phys. Lett. 67,3120(1995)

[6] N. Yasumaru, T. Shimizu and J. Kiuchi, Appl. Phys.A, 79,425(2004)

〔7〕神谷、東、伊藤、匂坂、大道、西村、森、小倉、織茂、第 70 回応用物理学会学術講 演会予稿集、No.3、 p.1048、8p-V-6、2009

[8] R. Reitano and P. Baeri, "Nanosecond Laser-induced Thermal Evaporation of Silicon Carbide" Int. J. Thermophysics, 17,1079-1087(1996)

4.26 超短パルス高強度レーザーによる高強度テラヘルツ波発生3

Generation of intense terahertz radiation by ultrashort high power lasers 3

○菜嶋 茂喜¹,細田 誠¹,
織茂 聡²,小倉 浩一², 匂坂 明人²,大道 博行²
¹大阪市立大学工学部応用物理学科
²日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
○Shigeki NASHIMA, Kohei Shimizu, Makoto HOSODA,
Satoru ORIMO, Koichi OGURA, Akito SAGISAKA, and Hiroyuki DAIDO
¹Department of Applied Physics, Graduate School, Osaka City University
² Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

We have investigated the polarization characteristics of terahertz radiation from Ti-plasma excited by J-LITE laser. We found that the polarization azimuth and ellipticity of the radiated terahertz wave was changed at observed vertical directions to the incident plane. These results indicate that THz radiation from Ti-plasma might originate from transition radiation at a plasma-vacuum boundary.

Keywords : Terawatt laser, terahertz (THz) radiation, laser plasma, transition radiation

1. はじめに

レーザー・プラズマ相互作用によって高強度なテラヘルツ波(以後, THz 波と記す)が発生することを Hamster らが報告したのを機に,以後,幾つかの発生機構を指摘する幾つかの報告がなされている[1-4]. これらの報告から,高強度な光ープラズマ相互作用による THz 波放射の発生機構は単純ではなく,様々 な放射機構が存在している事が予想される.この THz 波放射特性を詳細に調べていくことは,放射機構 の解明にも繋がる一方, THz 波放射の高効率化や放射強度の増大も期待でき,分光計測や生体イメー ジングの高速化やこの領域の非線形ダイナミクスの研究などへの応用が期待できる[5, 6].

これまで, 我々は J LITE-X システムを用いて Ti プラズマを励起し, そこから放射される THz 波を計測 してきた. その結果, シングルショット検出が容易に行える程の高強度な THz 波が放射されていることが 明らかになった[7-9]. レーザー入射面上で計測した THz 波の偏波特性は, レーザーの偏光には依存せ ず, 入射面上に強く偏波している事が明らかになった. これらの結果から, レーザー・プラズマ相互作用 によって入射面上に高速に分極が発生していることが予想される. 本実験では, レーザー入射面に対し て垂直方向の THz 波の放射強度および偏光特性を調べた.



Figure 1: Schematic illustration of experimental setup for the detection of terahertz radiation.

2. 実験方法

Figure 1 に実験配置図を示す. 励起レーザーに用いた J LITE-X システムの励起条件は, 是迄と同じ 条件で行った[9]. 励起レーザーの偏光方向は, 前回の実験結果を基に最も放射強度の大きく得られるP 偏光で行った. 我々は, *φ* = 135 度方向である励起光の反射方向のうち, *θ* = 105 度, 90 度, および, 75 度方向に放射された THz 波を, 樹脂製の平凸レンズ(*f*:50 mm)を用いて真空容器外に設置した検出 部へ偏光状態を保持した状態で導波した. また, 是迄と同様に, 伝搬経路上にサファイア窓や発泡スチ ロールなどの THz 波領域のバンドパスフィルターを用いて, 計測する磁波領域を THz 波領域に制限した. 偏光特性を調べる際に用いたワイヤーグリッドは, DTGS 検出器の直前に配置し, ワイヤーグリッドを回転 させて透過してきた THz 波強度を計測した.

3. 結果および考察

Figure 2 は、励起光の反射角方向における入射面方向および入射面から±15 度方向の THz 波放射 強度の励起光強度依存性の結果である. 図中の縦軸の信号強度は、伝搬経路に含まれる各種フィルタ ーの透過率を考慮に入れて元の信号強度に換算した数値である. 図より、どの仰角においても励起光強 度に対して急激に増加する傾向を示しており、その信号強度もほぼ同じである. Figure 3 は、励起光の反 射角方向における入射面方向および入射面から±15 度方向の THz 波の偏光特性の結果である. 図中 の角度 0 度および 180 度の信号強度は、レーザー入射面に平行な偏光成分の THz 波強度を意味する. 図の (a) から (c) までを比較すると、レーザー入射面内の方向での実験結果は、ワイヤーグリッドの回 転に対し、正弦関数的な変化を最も大きく示しており、是迄の実験結果と同様にほぼ直線偏光の成分で



Figure 2: レーザー反射方向の入射面垂直方向における THz 波の放射強度特性. (a) 105 degree, (b) 90 degree, (c) 75 degree



Figure 3: レーザー反射方向の入射面垂直方向における THz 波の偏光特性. (a) 105 degree, (b) 90 degree, (c) 75 degree

あることを示している.これに対し,入射面から±15度方向の結果では,正弦関数的な変化を示すものの 変化量が小さく直線偏光では無い事を示している.また,その変化の様子は反転しており,偏光軸の傾 きが対称であることがわかる.

3. まとめ

本研究では、是迄と同じ実験条件下で励起光の反射角方向における入射面垂直方向の THz 波の放 射強度特性および偏光特性を調べた.その結果、レーザー入射面内の方向での実験結果は、ワイヤー グリッドの回転に対し正弦関数的な変化を最も大きく示しており直線偏光であることを示している.これに 対し、入射面から±15 度方向の結果では、正弦関数的な変化を示すものの変化量が小さく直線偏光で は無い事を示している.また、その変化の様子は反転しており偏光軸が異なることが明らかになった.こ のような偏光特性は遷移放射などで見られる事から、本実験で計測されている THz 波の放射機構として 遷移放射が有力である事が示唆された.

参考文献

- [1]. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2725-2728.
- [2]. W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure, Cs. Tóth, J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, G.

Fubiani, D. Auerbach, B. Marcelis, M. A. Carnahan, R. A. Kaindl, J. Byrd, and M. C. Martin, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 74802-74804.

- [3]. T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 453-455.
- [4]. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, Opt. Lett. 25 (2000) 1210-1212.
- [5]. M. van Exter, Ch. Fattinger and D. Grischkowsky, Opt. Lett. 14 (1989) 1128-1130.
- [6]. B. B. Hu and M. C. Nuss, Opt. Lett. 20 (1995) 1716-1718.
- [7]. 菜嶋茂喜 et al.,:第8回光量子科学研究シンポジウム, JAEA-Conf2008-007(2008) 81-84.
- [8]. S. Nashima et al., Proc. of IRMMW-THz2006, IEEE Shanghai, China, (2006).
- [9]. S. Nashima, H. Daido, and M. Hosoda, Proc. of the Joint Meeting of Ultrafast Pulse High Intensity Laser Research Collaboration and JAEA-KPSI 7th Symposium on Advanced Photon Research, JAEA-Conf2007-001(2007) 129-132.

Hybrid ターゲットを用いたダブルライン超短パルスビート波レーザー

による電子加速

Electron acceleration from a solid-gas hybrid target with double-line Ti-sapphire laser beating

<u>森 芳孝</u>、北川米喜 光産業創成大学院大学 <u>Yoshitaka MORI</u> and Yoneyoshi KITAGAWA The Graduate School for the Creation of New Photonics Industries

We developed a double-line Titan saphire beat laser. The laser enebales external wake field excitations by a beat wave scheme. The resulting wake amplitude was 11 GV/m in the electron density of 2 x 10^{18} cm⁻³. In order to accelerates electrons, we injected external electrons from the solid target. These electrons were succesfully accelearated by the wake fields resulting in over 1MeV energy gain which beyond the detection limit.

Keywords: Laser plasma accelerator, Beat wave acceleration, Electron injection

1. はじめに

超短パルスレーザーを用いた電子加速[1]の研究は、原理実証[2]と加速電子の高エネルギー化 [3]を目指した研究段階から、生成電子のビーム品質向上[4,5]及び安定化供給へ向けた開発段階 [6,7]へと移行しつつある。最近は、電子供給器と加速空洞器(航跡場励起)に分けてレーザー電子 加速器を構築する動きもでてきた。現在、単一波長のレーザーをガスあるいはプラズマ中へ照射 し、航跡場励起と同時に電子を加速場へ供給する方式が主流であるが、2 波長レーザーを用いる と、うなり(ビート)効果によりパルスを多重にし、プラズマを複数回振動することで、強制的に 安定したプラズマ波を励起することができる[2,8]。ビート波加速という。強制振動により、安定 な加速空洞器を構築することが可能である。我々は、プラズマ波の安定化励起という点に着目し、 テーブルトップチタンサファイアレーザーによるビート波レーザー加速を推進している。ここで は、電子入射器に穴あきコーンターゲットを、航跡場励起にガスターゲットを用いた Hybrid(固体 +ガス)ターゲットによる加速実証実験について報告する。

2. 実験及び実験結果

ビート波レーザー加速を推進するため、発振器を2台有するダブルラインチタンサファイアビート波レーザーを構築した[9]。ビート波レーザーの増幅波長スペクトルとパルス波形をFig.1に示す。中心波長785nmと815nmで発振し、出力180 mJ、パルス幅200fs(FWHM)を得た。2つのレーザービームの時間及び空間同期をとることで、バンチ幅72fsのうなりをパルス内に励起する。時間同期のジッターは3ps以内であった。前段増幅器には、プリパルスの発生しない光パラメト

リックチャープパルス増幅(OPCPA[10])を採用し、プリパルスレベルを10⁻⁷以下に抑制している。



Fig.1 Beat laser specification of (a) pulse shape and (b) spectrum.

ビートレーザーによる電子加速実験のレーザー照射系と計測器配置を Fig.2 に示す。まず、ビートレーザーを、ガスジェットターゲットへ照射することにより、ガス中にプラズマを生成し、振幅 11GV/m の航跡場を強制励起した。このときのプラズマ密度 n_e は $2x10^{18}$ cm⁻³ と推定される。ガス密度に対する振幅の半値全幅 Δn_e は、 $2x10^{18}$ cm⁻³ であった。



Fig.2 Experimental Setup of beat wave electron acceleration.

航跡場励起は確認したが、ガスジェットのみでは、加速電子が観測されなかったため、電子供給器を設置した。アルミ板にレーザーによる穴加工を施したコーンターゲットである。ガスジェットの前にコーンターゲットを設置し、その結果、コーンターゲットとレーザーとの相互作用で生成した電子が、プラズマ中に励起されたプラズマ波に捕獲[11]されることを期待した。固体ターゲットとガスターゲットを組み合わせた Hybrid ターゲットである。電子エネルギースペクトルの結果を Fig.3 に示す。ガスターゲットのみでは発生電子は検出限界以下であった。固体ターゲ

JAEA-Conf 2010-002

ットでは、最大電子エネルギーが 1MeV 程度であったが、Hybrid ターゲットを用いると 1MeV を 超える電子加速を確認した。最大エネルギーは検出器のエネルギー検出限界で制限されている。 電子スペクトルの傾きより、Hybrid ターゲットのときは、電子温度も上昇していることが確認で きる。ガスターゲットのガス密度が、ビート波レーザーの強制振動条件からはずれると、このよ うな加速結果はえられなかった。本実験は、コーンターゲットが電子供給器を、ガスターゲット がプラズマ加速空洞器を実現し得ることを実証したものである。



Fig.3 Electron energy spectrums of beat wave acceleration with hybrid target.

3. まとめ

レーザープラズマ電子加速器において、強制振動による安定な加速空洞器の実現を目指し、テー ブルトップチタンサファイアレーザーによるビート波レーザー加速実験を実施した。電子入射器 に穴あきコーンターゲットを、航跡場励起にガスターゲットを用いた Hybrid(固体+ガス)ターゲッ トを考案し、入射電子を 1MeV 以上まで加速した。強制振動による航跡場電場は 11GV/m であっ た。コーンターゲットが電子供給器を、ガスターゲットがプラズマ加速空洞器を実現したもので ある。本研究は、平成 20 年度共同研究「レーザービート波加速による研究」による。

参考文献

[1]T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267(1979).

[2] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata et al., Phys. Rev. Lett. 68, 48 (1992).

[3] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves et al., Nature Phys. 2, 696 (2006).

[4]E. Miura, K. Koyama, S. Kato et al., Appl. Phys. Lett. 86, 251501 (2005).

[5] T. Hosokai, K. Kinoshita, A. Zhidkov et al., Phys. Rev. Lett. 97, 075004 (2006)

[6] H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando et al., Phys. Plasmas 11, 3296 (2004).

[7] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, et al., Nature 444, 737 (2006)

[8]11C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson et al., Phys. Rev. Lett. 70, 37 (1993).

[9] Y. Mori, S. Fukumochi, Y. Hama et al., Int. J. Mod. Phys. B 21, No. 3/4 572 (2007)

[10] H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai et al., Opt. Lett. **32**, 2315 (2007).

[11] Y. Mori, Y. Sentoku, K. Kondo et al., Phys. Plasmas 16, 123103 (2009).

JAEA-Conf 2010-002

4.28 短パルス, 短波長レーザによる微細加工

Laser Processing by Short Pulse, Short Wavelength Lasers

出来恭一,加納廣人,宮下桂太郎*,島田幸洋**,西村昭彦**

有明高専,㈱東京カソード研究所*,日本原子力研究開発機構**

Kyoichi DEKI, Hiroto KANO, Keitaro MIYASHITA*, Yukihiro SHIMADA**, Akihiko NISHIMURA**

Ariake National College of Technology, Tokyo Cathode Laboratory*, Japan Atomic Energy Agency**

Automatic feeding of the test piece around the focal point along the optic axis is added to the sample holder of the laser-drilling apparatus and has been investigated its effect on reducing the difference between the surface diameter and the back-surface diameter. The wavelength effect on long-hole drilling of soda-lime glass is also investigated with Nd:YAG THG and FHG lasers.

Keywords: double wedge, polyimide, trepanning, high aspect ratio, micro-drilling

1. はじめに

半導体デバイスの高集積化や高密度実装技術の進展により、デバイス周辺の加工技術において、 従来の機械的加工法では生産現場の要求に対応できない状況が増えつつあり、これに代わる方法 として短パルス、短波長レーザによる微細加工が注目されている.これまで筆者らは電子デバイ ス製造材料であるポリイミド、窒化アルミ、青板ガラスなどの材料に種々の波長、パルス幅のレ ーザを用いて微細穴加工、微細溝加工を試みてきた[1][2].穴加工においては、穴形状を真円にす るため集光ビームを微少径で周回させる簡易トレパニング法を用い、またアスペクト比を高める 手段としてアキシコンレンズを用いたベッセルビーム光学系、さらに Nd:YAG レーザの波長変換に よる高調波レーザを用いた実験を試みてきた.ベッセルビーム光学系においては、加工部周辺に 干渉縞による新たな加工痕の発生、簡易トレパニングを行っているにもかかわらず真円から大き く逸脱した加工痕の発生などよい成果が得られなかった.ここでは、通常の集光光学系と Nd:YAG レーザの第3、第4高調波(355nm,266nm)、ダブルウエッジや平行平板ガラスの回転による簡易ト レパニング法、さらにアスペクト比を高め、かつビーム照射面と裏面での加工穴径の差異の解消 のため光軸方向への試料の自動送り機構の追加を行った場合の実験などについて報告する.

2.実験方法および結果

2. 1 光軸方向への試料の往復運動

試料として厚さ 125 μm と 800 μm のポリイミドと Nd:YAG レーザ第 3, 第 4 高調波(355nm, 266nm)を用い, 光軸方向への試料の往復運動の効果を調べた. 図1に第4高調波を用いた場合の 実験系を示す. 第3高調波を用いた場合の実験系も波長変換部以外はほぼ同じである. 第3高調 波での照射条件を表1に, 厚さ125 μm 試料での結果を図2に示す. 実験条件より, 自動送りは

| 試料の厚さ | 1shotエネルギー [μJ/pulse] | 回転周期 [sec/rot] | 照射時間 [sec] | 送り速度 [µm/sec] | 理論周動半径 [μ m] | 全投入エネルギー [J] |
|-------|--------------------------|-------------------|---------------|------------------|-----------------|-----------------|
| 125 | 10 | | 72 | 0 | | 0.72 |
| 800 | 60 | 36 | 40 | 0 | 15 | 2.4 |
| | 70 | | 108 | 38.5 | | 7.6 |

| 表1] | Nd:YAG | 第3 | 高調波を | 用いた | 場合の | 照射条件 | ŧ |
|------|--------|----|------|-----|-----|------|---|
|------|--------|----|------|-----|-----|------|---|


Nd:YAG 第4高調波レーザを用いた場合の実験系 図 1



(a)照射面



(b)裏面

図2 厚さ125 µm 試料での結果(波長 355nm)

焦点は試料の照射面と裏面を約5往復し ていることになる.照射面,裏面とも真 円に近く、かつ加工穴径に差異はなく良 好な加工と言える.

次に,厚さ800μm 試料を用い自動送り の有無について比較した結果を図3に示 す. 試料送りをした方が裏面形状がより 一層真円に近くなることが認められるが, 照射面, 裏面間で径の差異が大きい.







照射面

裏面

(b)自動送りあり



裏面

次に第4高調波を用いた場合の照射条件を表2に、結果を図4、図5に示す.ポリイミド125μm の加工はほぼ真円となり、さらに照射面の熱影響も第3高調波の場合に比べが小さく、良好な加 工と言える.厚さ800μmの試料の場合には、同じ時間、同じエネルギーで照射したのにも関わ らず、自動送りありの加工では貫通穴が形成できたが、自動送りなしの場合には貫通穴が形成で

JAEA-Conf 2010-002

| 試料の厚さ | 1shotエネルギー [μJ/pulse] | 回転周期 [sec/rot] | 照射時間 [sec] | 送り速度 [µm/sec] | 理論周動半径 [μm] | 全投入エネルギー [J] |
|-------|--------------------------|-------------------|---------------|------------------|----------------|-----------------|
| 125 | 10 | | 72 | 0 | | 0.72 |
| 800 | 23 | 36 | 600 | 38.5 | 15 | 13.8 |

表2 Nd:YAG 第4高調波を用いた場合の照射条件







| 照射面 | 照射面 | 裏面 |
|-----------|----------|------------|
| 自動送りなし | 自動送り | あり |
| 図5厚さ800µm | n試料での結果(| (波長 266nm) |

きなかった.貫通穴形成の観点からは光軸方向への試料の自動送りが有効であることは確認できたが,真円度の観点からは良い結果とはいえない.照射条件のさらなる調整が必要である.

2.2 青板ガラスの長穴加工

Nd:YAG 第3および第4高調波を用いて厚さ1300 µmの青板ガラスでの穴加工の比較実験を行った. 照射条件を表3に示す.結果を図5,図6に示す.貫通穴形成までの全投入エネルギー

| 表3 Nd:YAG 第3および第4高調波を用いた青板ガラス照射条件 | | | | | | |
|-----------------------------------|------------|-----------|----------|--|--|--|
| 波長 | パルスエネルギー | 貫通までの照射時間 | 貫通までの全投入 | | | |
| | [mJ/pulse] | [sec] | エネルギー | | | |
| | | | [J] | | | |
| 3 ω (355nm) | 2.3 | 1800 | 41.4 | | | |
| 4ω(266nm) | 1.0 | 627 | 6.27 | | | |



照射面裏面図5 第3高調波の照射結果



照射面 図6 第4高調波の照射結果

は、Nd:YAG 第3高調波の方が第4高調波の場合に比べ非常に大きい.これは、青板ガラスの吸 収端はほぼ 300nm であり、Nd:YAG 第3高調波は部分的に透過する波長域にあるためと考えられ る.しかし、照射面、裏面とも加工部周辺の品質は、第3高調波の方が上回っているように思わ れる.今後さらに詳細に実験を進める必要がある.

3. まとめ

長穴加工の場合にレーザ照射面と裏面との穴径の差異を解消する一助として, 焦点近傍で光軸 方向に試料を往復運動させる効果を調べた. その結果, 不十分であるが穴径の差異に改善が認め られ, また, 貫通穴になるまでの時間が短縮される傾向も認められた. また, 青板ガラスの長穴 加工ではNd:YAG 第3高調波より第4高調波が, すなわち, 青板ガラスの吸収端以下となる波長で 貫通までの加工速度が速まり, 全投入エネルギーが第3高調波の場合に比べ, 1/7 程度となるこ とがわかった.しかし, 加工部周辺の品質は, 照射光が部分透過する第3高調波の方がよいこと が認められた.

参考文献

- K.Deki et al.:"Through-hole processing of aluminum nitride and silicon wafers using Short Pulse Lasers", Proceedings SPIE, vol.5662, pp.633-637 (2004)
- [2] 角田淳, 出来恭一, 田間政義, 島田幸洋, 西村昭彦; ポリイミドおよびガラス材料の微細穴 加工; 第70 回レーザ加工学会講演論文集 p.211 (2008 年 5 月)

This is a blank page.

| 表 1. SI 基本单位 | | | | | |
|--------------|---------|-----|--|--|--|
| 甘大昌 | SI 基本単位 | | | | |
| 巫平里 | 名称 | 記号 | | | |
| 長さ | メートル | m | | | |
| 質 量 | キログラム | kg | | | |
| 時 間 | 秒 | s | | | |
| 電 流 | アンペア | А | | | |
| 熱力学温度 | ケルビン | Κ | | | |
| 物質量 | モル | mol | | | |
| 光度 | カンデラ | cd | | | |

| 表2.基本単位を用いて表されるSI | 組立単位の例 |
|------------------------------|-------------------------|
| _{知力是} SI 基本 | 5単位 |
| 和立重 名称 | 記号 |
| 面 積平方メートル | m ² |
| 体 積 立法メートル | m ³ |
| 速 さ , 速 度 メートル毎秒 | m/s |
| 加速 度メートル毎秒毎秒 | m/s^2 |
| 波 数 毎メートル | m ^{·1} |
| 密度, 質量密度キログラム毎立方メ | ートル kg/m ³ |
| 面 積 密 度キログラム毎平方メ | $- \vdash \nu = kg/m^2$ |
| 比体積 立方メートル毎キロ | グラム m ³ /kg |
| 電 流 密 度 アンペア毎平方メ・ | $- h \mu A/m^2$ |
| 磁界の強さアンペア毎メート | ル A/m |
| 量濃度(a),濃度モル毎立方メート | $\nu mol/m^3$ |
| 質量濃度 キログラム毎立法メ | ートル kg/m ³ |
| 輝 度 カンデラ毎平方メ・ | ートル cd/m ² |
| 屈 折 率 ^(b) (数字の) 1 | 1 |
| 比 透 磁 率 (b) (数字の) 1 | 1 |

(a) 量濃度 (amount concentration) は臨床化学の分野では物質濃度 (substance concentration) ともよばれる。
 (b) これらは電気元量あるいは次元1ともつ量であるが、そのこと を表す単位記号である数字の1は通常は表記しない。

表3. 固有の名称と記号で表されるSI組立単位

| | | SI 組立単位 | | | |
|--------------------------|-----------------------|-------------------|----------------------|------------------------------------|--|
| 組立量 | 名称 | 記号 | 他のSI単位による 表し方 | SI基本単位による 表し方 | |
| 平 面 隹 | ラジアン ^(b) | rad | 1 ^(b) | m/m | |
| · 体 催 | ステラジア、(b) | er ^(c) | 1 (b) | m^{2/m^2} | |
| 周 波 数 | ヘルツ ^(d) | Hz | 1 | s ¹ | |
| 力 力 | ニュートン | N | | m kg s ⁻² | |
| 压力, 応力 | パスカル | Pa | N/m ² | m ⁻¹ kg s ⁻² | |
| エネルギー、仕事,熱量 | ジュール | J | N m | $m^2 kg s^2$ | |
| 仕事率,工率,放射束 | ワット | w | J/s | $m^2 kg s^{-3}$ | |
| 電荷,電気量 | クーロン | С | | s A | |
| 電位差(電圧),起電力 | ボルト | V | W/A | $m^2 kg s^{-3} A^{-1}$ | |
| 静電容量 | ファラド | F | C/V | $m^{-2} kg^{-1} s^4 A^2$ | |
| 電気抵抗 | オーム | Ω | V/A | $m^2 kg s^{-3} A^{-2}$ | |
| コンダクタンス | ジーメンス | s | A/V | $m^{-2} kg^{-1} s^3 A^2$ | |
| 磁東 | ウエーバ | Wb | Vs | $m^2 kg s^{-2} A^{-1}$ | |
| 磁束密度 | テスラ | Т | Wb/m ² | $kg s^{2} A^{1}$ | |
| インダクタンス | ヘンリー | Н | Wb/A | $m^2 kg s^2 A^2$ | |
| セルシウス温度 | セルシウス度 ^(e) | °C | | K | |
| 光東 | ルーメン | lm | cd sr ^(c) | cd | |
| 照度 | ルクス | lx | lm/m^2 | m ⁻² cd | |
| 放射性核種の放射能 ^(f) | ベクレル ^(d) | Bq | | s ⁻¹ | |
| 吸収線量,比エネルギー分与, | グレイ | Gv | J/kg | m ² s ⁻² | |
| カーマ | | , and | 0.115 | | |
| 線量当量,周辺線量当量,方向 | SUNCE (g) | Sv | J/kg | m ² a ⁻² | |
| 性線量当量, 個人線量当量 | | 50 | orkg | III 8 | |
| 酸素活性 | カタール | kat | | s ⁻¹ mol | |

(a)SI接頭語は固有の名称と記号を持つ組立単位と組み合わせても使用できる。しかし接頭語を付した単位はもはや

(a)SI接頭語は固有の名称と記号を持つ組立単位と組み合わせても使用できる。しかし接頭語を付した単位はもはや コヒーレントではない。
 (b)ラジアンとステラジアンは数字の1に対する単位の特別な名称で、量についての情報をつたえるために使われる。 実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号である数字の1は明示されない。
 (c)測光学ではステラジアンという名称と記号srを単位の表し方の中に、そのまま維持している。
 (d)ヘルツは周期現象についてのみ、ベクレルは放射性抜種の統計的過程についてのみ使用される。
 (e)セルシウス度はケルビンの特別な名称で、セルシウス温度を表すために使用される。
 (e)セルシウス度はケルビンの特別な名称で、セルシウス温度で表すために使用される。
 (f)数単位を通の大きさは同一である。したがって、温度差や温度問隔を表す数値はとちらの単位で表しても同じである。
 (f)数単性核種の放射能(activity referred to a radionuclide)は、しばしば誤った用語で"radioactivity"と記される。
 (g)単位シーベルト(PV,2002,70,205)についてはCIPM勧告2(CI-2002)を参照。

表4.単位の中に固有の名称と記号を含むSI組立単位の例

| | SI 組立単位 | | | | |
|-------------------|-------------------|--------------------|---|--|--|
| 組立量 | 名称 | 記号 | SI 基本単位による 表し方 | | |
| 粘度 | パスカル秒 | Pa s | m ⁻¹ kg s ⁻¹ | | |
| カのモーメント | ニュートンメートル | N m | m ² kg s ⁻² | | |
| 表 面 張 九 | ニュートン毎メートル | N/m | kg s ⁻² | | |
| 角 速 度 | ラジアン毎秒 | rad/s | m m ⁻¹ s ⁻¹ =s ⁻¹ | | |
| 角 加 速 度 | ラジアン毎秒毎秒 | rad/s^2 | $m m^{-1} s^{-2} = s^{-2}$ | | |
| 熱流密度,放射照度 | ワット毎平方メートル | W/m^2 | kg s ⁻³ | | |
| 熱容量、エントロピー | ジュール毎ケルビン | J/K | $m^2 kg s^2 K^1$ | | |
| 比熱容量, 比エントロピー | ジュール毎キログラム毎ケルビン | J/(kg K) | $m^2 s^{-2} K^{-1}$ | | |
| 比エネルギー | ジュール毎キログラム | J/kg | $m^{2} s^{2}$ | | |
| 熱 伝 導 率 | ワット毎メートル毎ケルビン | W/(m K) | m kg s ⁻³ K ⁻¹ | | |
| 体積エネルギー | ジュール毎立方メートル | J/m ³ | m ⁻¹ kg s ⁻² | | |
| 電界の強さ | ボルト毎メートル | V/m | m kg s ⁻³ A ⁻¹ | | |
| 電 荷 密 度 | クーロン毎立方メートル | C/m ³ | m ⁻³ sA | | |
| 表 面 電 荷 | クーロン毎平方メートル | C/m^2 | m ⁻² sA | | |
| 電 束 密 度 , 電 気 変 位 | クーロン毎平方メートル | C/m^2 | m ⁻² sA | | |
| 誘 電 率 | ファラド毎メートル | F/m | $m^{-3} kg^{-1} s^4 A^2$ | | |
| 透 磁 率 | ヘンリー毎メートル | H/m | m kg s ⁻² A ⁻² | | |
| モルエネルギー | ジュール毎モル | J/mol | m ² kg s ⁻² mol ⁻¹ | | |
| モルエントロピー, モル熱容量 | ジュール毎モル毎ケルビン | J/(mol K) | $m^{2} kg s^{2} K^{1} mol^{1}$ | | |
| 照射線量(X線及びγ線) | クーロン毎キログラム | C/kg | kg ⁻¹ sA | | |
| 吸収線量率 | グレイ毎秒 | Gy/s | $m^{2} s^{-3}$ | | |
| 放 射 強 度 | ワット毎ステラジアン | W/sr | $m^4 m^{-2} kg s^{-3} = m^2 kg s^{-3}$ | | |
| 放 射 輝 度 | ワット毎平方メートル毎ステラジアン | $W/(m^2 sr)$ | m ² m ⁻² kg s ⁻³ =kg s ⁻³ | | |
| 酵素活性濃度 | カタール毎立方メートル | kat/m ³ | m ⁻³ s ⁻¹ mol | | |

| 表 5. SI 接頭語 | | | | | |
|-------------|------------|----|------------|------|----|
| 乗数 | 接頭語 | 記号 | 乗数 | 接頭語 | 記号 |
| 10^{24} | э 9 | Y | 10^{-1} | デシ | d |
| 10^{21} | ゼタ | Z | 10^{-2} | センチ | с |
| 10^{18} | エクサ | Е | 10^{-3} | ミリ | m |
| 10^{15} | ペタ | Р | 10^{-6} | マイクロ | μ |
| 10^{12} | テラ | Т | 10^{-9} | ナノ | n |
| 10^{9} | ギガ | G | 10^{-12} | ピコ | р |
| 10^{6} | メガ | М | 10^{-15} | フェムト | f |
| 10^{3} | キロ | k | 10^{-18} | アト | а |
| 10^{2} | ヘクト | h | 10^{-21} | ゼプト | z |
| 10^{1} | デ カ | da | 10^{-24} | ヨクト | У |

| 表6.SIに属さないが、SIと併用される単位 | | | | | | |
|------------------------|------|--|--|--|--|--|
| 名称 | 記号 | SI 単位による値 | | | | |
| 分 | min | 1 min=60s | | | | |
| 時 | h | 1h =60 min=3600 s | | | | |
| 日 | d | 1 d=24 h=86 400 s | | | | |
| 度 | ۰ | 1°=(п/180) rad | | | | |
| 分 | , | 1'=(1/60)°=(п/10800) rad | | | | |
| 秒 | " | 1"=(1/60)'=(п/648000) rad | | | | |
| ヘクタール | ha | 1ha=1hm ² =10 ⁴ m ² | | | | |
| リットル | L, 1 | 1L=11=1dm ³ =10 ³ cm ³ =10 ⁻³ m ³ | | | | |
| トン | t | $1t=10^{3}$ kg | | | | |

_

| 表7. | SIに属さないが、 | SIと併用される単位で、 | SI 単位で |
|-----|-----------|--------------|-----------|
| | キャトアルは | ジャートレートレート | |

| 衣 | 衣される剱値が美駅的に待られるもの | | | | | |
|--------|-------------------|----|--|--|--|--|
| 名称 | | 記号 | SI 単位で表される数値 | | | |
| 電子ボル | / | eV | 1eV=1.602 176 53(14)×10 ⁻¹⁹ J | | | |
| ダルト | \sim | Da | 1Da=1.660 538 86(28)×10 ⁻²⁷ kg | | | |
| 統一原子質量 | 単位 | u | 1u=1 Da | | | |
| 天 文 単 | 位 | ua | 1ua=1.495 978 706 91(6)×10 ¹¹ m | | | |

| 表8.SIに属さないが、SIと併用されるその他の単位 | | | | | | |
|----------------------------|-------|--------|------|--|--|--|
| | 名称 | | 記号 | SI 単位で表される数値 | | |
| バ | - | レ | bar | 1 bar=0.1MPa=100kPa=10 ⁵ Pa | | |
| 水銀 | 柱ミリメー | トル | mmHg | 1mmHg=133.322Pa | | |
| オン | グストロー | - L | Å | 1 Å=0.1nm=100pm=10 ⁻¹⁰ m | | |
| 海 | | 里 | М | 1 M=1852m | | |
| バ | - | \sim | b | 1 b=100fm ² =(10 ⁻¹² cm)2=10 ⁻²⁸ m ² | | |
| 1 | ツ | ŀ | kn | 1 kn=(1852/3600)m/s | | |
| ネ | - | パ | Np | ar送佐1 | | |
| ~ | | ル | В | し51単位との数値的な関係は、 対数量の定義に依存。 | | |
| デ | ジベ | N | dB - | | | |

| 表9. 固有の名称をもつCGS組立単位 | | | | | | | |
|-----------------------|------------------|--|--|--|--|--|--|
| 名称 | 記号 | SI 単位で表される数値 | | | | | |
| エルグ | erg | 1 erg=10 ⁻⁷ J | | | | | |
| ダイン | dyn | 1 dyn=10 ⁻⁵ N | | | | | |
| ポアズ | Р | 1 P=1 dyn s cm ⁻² =0.1Pa s | | | | | |
| ストークス | St | $1 \text{ St} = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{\cdot 1} = 10^{\cdot 4} \text{ m}^2 \text{ s}^{\cdot 1}$ | | | | | |
| スチルブ | $^{\mathrm{sb}}$ | $1 \text{ sb} = 1 \text{ cd} \text{ cm}^{-2} = 10^4 \text{ cd} \text{ m}^{-2}$ | | | | | |
| フォト | ph | 1 ph=1cd sr cm ⁻² 10 ⁴ lx | | | | | |
| ガル | Gal | $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm s}^{-2} = 10^{-2} \text{ ms}^{-2}$ | | | | | |
| マクスウェル | Mx | $1 \text{ Mx} = 1 \text{ G cm}^2 = 10^{-8} \text{Wb}$ | | | | | |
| ガウス | G | $1 \text{ G} = 1 \text{Mx cm}^{-2} = 10^{-4} \text{T}$ | | | | | |
| エルステッド ^(c) | Oe | 1 Oe ≙ (10 ³ /4π)A m ⁻¹ | | | | | |
| | | | | | | | |

(c) 3元系のCGS単位系とSIでは直接比較できないため、等号「 ▲ 」 は対応関係を示すものである。

| 表10. SIに属さないその他の単位の例 | | | | | | |
|----------------------|-----|----------------------------|-----|--------|------|---|
| | 3 | 名利 | 尓 | | 記号 | SI 単位で表される数値 |
| キ | ユ | | IJ | ĺ | Ci | 1 Ci=3.7×10 ¹⁰ Bq |
| $\scriptstyle u$ | ン | ŀ | ゲ | \sim | R | $1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{C/kg}$ |
| ラ | | | | ド | rad | 1 rad=1cGy=10 ⁻² Gy |
| $\scriptstyle u$ | | | | ム | rem | 1 rem=1 cSv=10 ⁻² Sv |
| ガ | | $\boldsymbol{\mathcal{V}}$ | | 7 | γ | 1 γ =1 nT=10-9T |
| フ | I | | N | 11 | | 1フェルミ=1 fm=10-15m |
| メー | ートル | 系 | カラゞ | ット | | 1メートル系カラット = 200 mg = 2×10-4kg |
| ŀ | | | | ル | Torr | 1 Torr = (101 325/760) Pa |
| 標 | 準 | 大 | 気 | 圧 | atm | 1 atm = 101 325 Pa |
| 力 | | | IJ | ļ | cal | lcal=4.1858J(「15℃」カロリー), 4.1868J (「IT」カロリー)4.184J(「熱化学」カロリー) |
| Ξ | ク | | П | \sim | μ | $1 \text{ u} = 1 \text{ um} = 10^{-6} \text{ m}$ |

この印刷物は再生紙を使用しています