

JAERI-Conf
2005-004



JP0550308



第6回光量子科学研究シンポジウム論文集

2004年11月4日-5日、木津

2005年6月

関西研究所

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課(〒319-1195 茨城県那珂郡東海村)あて、お申し越し下さい。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター(〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内)で複写による実費頒布を行っております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2005

編集兼発行 日本原子力研究所

第6回光量子科学研究シンポジウム論文集

2004年11月4日-5日、木津

日本原子力研究所

関西研究所

(2005年3月7日 受理)

第6回光量子科学研究シンポジウムが、平成16年11月4日、5日の両日、日本原子力研究所関西研究所(木津地区)において開催された。本シンポジウムは、光量子科学研究センター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、討論を行って、光量子科学研究の一層の推進に資することを目的として、平成11年度から毎年開催している。

本論文集は、同シンポジウムにおいて行われた招待講演5件を含む講演16件、平成15年度実施した光量子科学に関する協力研究・共同研究課題発表を含むポスター発表56件のうち、論文として投稿された58件を収録している。

Proceedings of the 6th Symposium on Advanced Photon Research
November 4th-5th, 2004, Kizu, Japan

Kansai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute
Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto

(Received March 7, 2005)

The 6th Symposium on Advanced Photon Research was held at JAERI-Kansai in Kyoto on November 4-5, 2004. The symposium has been held once a year since 1999, to promote the advanced photon research thorough speeches, information exchanges, discussion by researchers on the front line of advanced photon research in Japan and abroad, not only reports of latest research results and plans at Advanced Photon Research Center.

The numbers of speeches were 16, including 5 invited speeches, and the numbers of poster presentations were 56, including the report of presentations and cooperative research and joint research performed in FY2003. This report consists of 58 contributed papers.

Keywords: Laser, X-ray, Free Electron Laser, Laser Acceleration, Simulation,
Photon, JAERI, Advanced Photon

目 次

1. はじめに	1
木村 豊秋 (日本原子力研究所)	
2. シンポジウムの概要	2
3. 講演、口頭発表	
3.1 光量子科学研究の現状と今後	11
木村 豊秋 (日本原子力研究所)	
3.2 Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy of Laser-excited Materials	15
P. Heimann (Lawrence Berkeley National Laboratory, USA) 他	
3.3 フルコヒーレント X 線レーザーの開発とその応用	19
田中 桃子 (日本原子力研究所) 他	
3.4 天然及び合成雲母結晶を用いた 1 keV 領域反射型偏光子の開発と評価測定 — ナノ磁性構造解析素子の開発に向けて —	23
今園 孝志 (日本原子力研究所) 他	
3.5 The European XFEL Project	27
K. Flöttmann (Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, Germany)	
3.6 超高強度場における放射の反作用	31
甲賀 ジェームス (日本原子力研究所) 他	
3.7 高エネルギー密度科学のためのプラズマフォトリックデバイス	35
兒玉 了祐 (大阪大学)	
3.8 原子核宇宙時計	39
早川 岳人 (日本原子力研究所)	
3.9 パルスレーザーによる材料加工と新規材料開発	42
東 博純 ((株) 豊田中央研究所)	
3.10 JAERI FEL Applications in Nuclear Energy Industries	48
E. J. Minehara (JAERI)	
3.11 応力腐食割れ予防技術としてのフェムト秒レーザー蒸発と放射光 X 線の利 用	53
西村 昭彦 (日本原子力研究所) 他	
3.12 Current Status of the Study on Coherent Quantum Control in APRC	58
K. Yokoyama (JAERI)	
4. ポスター発表「協力研究・共同研究課題発表」	
4.1 半導体レーザー励起超高ピークレーザーの研究開発 [15-協03]	65
河仲 準二 (大阪大学) 他	
4.2 R&D of the Particle Detector for a Laser-induced Acceleration Study II [15-協05]	68
S. Kobayashi (Saga Univ.) 他	
4.3 高エネルギー分解能ナノスケール軟 X 線分光系の開発と応用 [15-協06]	74
寺内 正己 (東北大学) 他	

4.4	T キューブレーザー発生プラズマによる高強度テラヘルツ電磁波発生の基礎検討 [15-協07]	78
	菜嶋 茂喜 (大阪市立大学) 他	
4.5	超短パルスレーザーを用いた高輝度短パルス X 線発生と固体高調波発生の分光学的研究 [15-協10]	82
	鈴木 将之 (東京大学) 他	
4.6	X 線レーザーにおけるプラズマ媒質の数値シミュレーションによる研究 [15-協11]	86
	大西 直文 (東北大学) 他	
4.7	超短パルスレーザー・クラスター相互作用による非平衡プラズマ中での荷電交換再結合反応 [15-協12]	90
	難波 慎一 (広島大学) 他	
4.8	超短パルスレーザーによる高機能材料のナノ/マイクロファブリケーション [15-協14]	94
	堀澤 秀之 (東海大学) 他	
4.9	超高ピーク出力レーザーによる固体表面からのイオンビーム生成に関する定量的研究 [15-協15]	98
	中村 衆 (京都大学) 他	
4.10	パルスレーザーによるコロイド分散系の動的構造の解析 [15-協16]	102
	愿山 毅 (京都産業大学) 他	
4.11	プラズマチャネル中でのコンプトン逆散乱: 3次元シミュレーションによるビーム、プラズマ、レーザー相互作用の解明 [15-協18]	106
	広瀬 立成 (早稲田大学) 他	
4.12	偏光プラズマ分光 [15-協20]	110
	岩前 敦 (京都大学) 他	
4.13	ウェーブレット解析を用いた流体シミュレーション画像の解析 [15-協21]	114
	前原 隆 (東京農工大学) 他	
4.14	光量子物質相互作用シミュレーションとそれを支援する機能分散サーバ制御システム [15-協23]	118
	上島 豊 (日本原子力研究所) 他	
4.15	ガスパフレーザープラズマからの低エネルギーイオン解析 (フェムト秒レーザー照射シリコンターゲットからのアブレータ解析) [15-共02]	122
	東 博純 (株) 豊田中央研究所) 他	
4.16	表面活性化手法による光学素子接合技術の開発 [15-共03]	126
	杉山 僚 (日本原子力研究所) 他	
4.17	極短パルス発生用フッ化物レーザー結晶の育成技術開発 [15-共05]	129
	杉山 僚 (日本原子力研究所) 他	
4.18	小型高繰り返し・極短パルスフェムト秒増幅システム [15-共06]	133
	高砂 一弥 (サイバーレーザー (株)) 他	
4.19	軟 X 線光学素子の分光学的評価研究—Cr/Sc 多層膜の生成と評価— [15-共07]	137
	石野 雅彦 (日本原子力研究所) 他	
4.20	小型陽子・重イオンシンクロトロン用レーザーイオン源の開発 [15-共08]	141

	福見 敦 (日本原子力研究所) 他	
4.21	高輝度 X 線の発生と医療応用 (その 5) [15—共09]	144
	柳瀬 悦也 (川崎重工業 (株)) 他	
4.22	レーザープラズマ EUV 光の特性評価 [15—共10]	148
	溝口 計 (ギガフォトン (株)) 他	
4.23	ガスパフターゲットによる高輝度 X 線源の開発—レーザープラズマ支援成 膜法 (LPAD) に向けて— [15—共11]	152
	村井 健介 (産業技術総合研究所)	
4.24	T キューブレーザーにより生成したプロトンソースのサイズ評価 [15—共12]	155
	大石 祐嗣 ((財) 電力中央研究所) 他	
5. ポスター発表「一般発表」		
5.1	原研 ERL-FEL 用超伝導リニアック RF 電場の高安定化	161
	永井 良治 (日本原子力研究所) 他	
5.2	Optimum Target Position of Ion Production in Ultrashort-pulse Laser Interaction with Foil Targets under the Existence of Prepulses	165
	Y. Wada (Hiroshima Univ.) 他	
5.3	Recent Study of the Discharge Oxygen-Iodine Laser	169
	H. Fujii (Anan National College of Technology) 他	
5.4	Development of Laser Plasma X-ray Microscope for Living Hydrated Biological Specimens	173
	M. Kado (JAERI) 他	
5.5	Characterization of an Emission from Rear-side of a Thin-foil Irradiated by a Ultra-short Laser Pulse	177
	T. Kawachi (JAERI) 他	
5.6	過渡衝突励起 X 線レーザーの時間的特性	181
	越智 義浩 (日本原子力研究所) 他	
5.7	原研 ERL-FEL の長パルス運転のための熱対策	184
	沢村 勝 (日本原子力研究所) 他	
5.8	Bragg Peak 付近の重粒子線の振舞いの研究のための原子分子データ	187
	森林 健悟 (日本原子力研究所)	
5.9	加工硬化層を有する低炭素ステンレス鋼の応力腐食割れ試験	191
	中野 純一 (日本原子力研究所) 他	
5.10	ダブルターゲット X 線レーザー用高安定ターゲット装置の開発	194
	助川 鋼太 (日本原子力研究所) 他	
5.11	フレネルゾーンプレートを用いた X 線ナノビームの生成	197
	川染 勇人 (日本原子力研究所) 他	
5.12	時間コヒーレント X 線レーザーの開発	200
	長谷川 登 (日本原子力研究所) 他	
5.13	Monte Carlo 法による IMRT のための線量 QA システムの構築	204
	武川 英樹 (大阪大学) 他	
5.14	原研 ERL-FEL 制御系の Web データベースの開発	208
	菊澤 信宏 (日本原子力研究所)	
5.15	JAERI-FEL 用 NEA-GaAs 型光陰極電子銃の開発	212
	西谷 智博 (日本原子力研究所) 他	

5.16	技術資料・論文からデータベースを構築するための言語情報技術を活用したソフトウェア開発	216
	上島 豊 (日本原子力研究所) 他	
5.17	Photo-nuclear Reactions on Nuclei in the W-Re-Os Region	220
	T. Shizuma (JAERI) 他	
5.18	パルス誘導ブリルアン散乱法による金属表面での音速測定	224
	島田 幸洋 (日本原子力研究所) 他	
5.19	Towards Attosecond XUV Pulses	227
	A. Sagisaka (JAERI) 他	
5.20	Gaussian 03 による赤外吸収ダイオキシンの化学計算 II	231
	山内 俊彦 (日本原子力研究所) 他	
5.21	透過型電子顕微鏡用軟 X 線広波長領域平面結像型分光器の光学設計	235
	小池 雅人 (日本原子力研究所) 他	
5.22	材料表面音診機による測定	239
	川端 克之 ((株) ジーネス)	
付録	第 6 回光量子科学研究シンポジウム実行委員会名簿	240
	第 6 回光量子科学研究シンポジウム参加者名簿	241

Contents

1. Introduction	1
T. Kimura (JAERI)	
2. Outline of the Symposium	2
3. Speeches	
3.1 Present Status and Future Prospects of Advanced Photon Research	11
T. Kimura (JAERI)	
3.2 Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy of Laser-excited Materials	15
P. Heimann (Lawrence Berkeley National Laboratory, USA) et al.	
3.3 Development and Application of Fully Coherent X-ray Lasers	19
M. Tanaka (JAERI) et al.	
3.4 Evaluation of Reflection-type Polarizers with Natural and Synthetic Mica Crystals in the Soft X-ray Region of 1 keV —Aiming to Development of Polarizing Elements for Analyzing Magnetic Properties of Nanostructure.....	23
T. Imazono (JAERI) et al.	
3.5 The European XFEL Project	27
K. Flöttmann (Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, Germany)	
3.6 Radiation Reaction Occurring in Ultra-high Intensity Fields	31
J. Koga (JAERI) et al.	
3.7 Plasma Photonic Devices for High Energy Density Science	35
R. Kodama (Osaka Univ.)	
3.8 Nucleo-cosmochronometer	39
T. Hayakawa (JAERI)	
3.9 Material Processing and New Material Creation by Pulse Laser Irradiation	42
H. Azuma (TOYOTA Central R&D Labs. Inc.)	
3.10 JAERI FEL Applications in Nuclear Energy Industries	48
E. J. Minehara (JAERI)	
3.11 Application of Femtosecond Laser Ablation and Synchrotron Radiated X-ray for Stress Corrosion Cracking Mitigation	53
A. Nishimura (JAERI) et al.	
3.12 Current Status of the Study on Coherent Quantum Control in APRC	58
K. Yokoyama (JAERI)	
4. Poster Presentations “Cooperative Research and Joint Research”	
4.1 Diode-pumped Ultrahigh-peak-power Laser [15-C03]	65
J. Kawanaka (Osaka Univ.) et al.	
4.2 R&D of the Particle Detector for a Laser-induced Acceleration Study II [15-C05]	68
S. Kobayashi (Saga Univ.) et al.	

4.3	Development and Application of a High Energy-resolution Soft-X-ray Spectrometer for a Transmission Electron Microscope [15-C06]	74
	M. Terauchi (Tohoku Univ.) et al.	
4.4	Investigation on Generation of Intense Terahertz Radiation from Plasma Excited by T-cube Laser [15-C07]	78
	S. Nashima (Osaka City Univ.) et al.	
4.5	Spectroscopic Study on High Brightness Ultra-short Pulse X-ray and High Order Harmonic Generations [15-C10]	82
	M. Suzuki (Univ. of Tokyo) et al.	
4.6	Computational Study on Plasma Medium of X-ray Laser [15-C11]	86
	N. Ohnishi (Tohoku Univ.) et al.	
4.7	Charge Exchange Recombination in a Non-equilibrium Plasma Due to an Interaction of Ultra-short Pulse Laser and Cluster [15-C12]	90
	S. Namba (Hiroshima Univ.) et al.	
4.8	Nano-/ Micro- fabrication of Sapphire Wafer with Ultrashort Laser Pulses [15-C14]	94
	H. Horisawa (Tokai Univ.) et al.	
4.9	Quantitative Study of Ion Beam Production from Solid Surface Irradiated with Ultra-high Peak Power Laser [15-C15]	98
	S. Nakamura (Kyoto Univ.) et al.	
4.10	The Analysis of Dynamical Structures on Colloidal Dispersive Systems by Means of Pulse Laser [15-C16]	102
	T. Yoshiyama (Kyoto Sangyo Univ.) et al.	
4.11	Inverse Compton Scattering in a Plasma Channel : Study of Interactions among Beam, Plasma, and Laser Utilizing a 3-dimensional Simulation [15-C18]	106
	T. Hirose (Waseda Univ.) et al.	
4.12	Plasma Polarization Spectroscopy [15-C20]	110
	A. Iwamae (Kyoto Univ.) et al.	
4.13	Data Analysis of Fluid Simulation by Using Wavelet Transform [15-C21]	114
	T. Maehara (Tokyo Univ. of Agriculture and Technology) et al.	
4.14	Advanced Photon-matters Interaction Simulation and Functional Distributed Server System [15-C23]	118
	Y. Ueshima (JAERI) et al.	
4.15	The Analysis of Low-energy Ion from a Gas-puff Laser Plasma (The Observation of Ablated Particles from the Silicon Irradiated with a F _s Laser) [15-J02]	122
	H. Azuma (TOYOTA Central R&D Labs. Inc.) et al.	
4.16	Developments of a Bonding Technique for Optical Materials by a Surface Activation Method [15-J03]	126
	A. Sugiyama (JAERI) et al.	
4.17	Developments of Fluoride Crystals Doped with Yb Ions for Ultra Short Pulse Lasers [15-J05]	129
	A. Sugiyama (JAERI) et al.	

4.18	Compact Ultra-short Pulse Femtosecond Amplified System at High Repetition Rate [1 5 – J 0 6]	133
	K. Takasago (Cyber-Laser Inc.) et al.	
4.19	Spectroscopic Evaluation Researches on Soft X-ray Optical Elements —Fabrication and Evaluation of Cr/Sc Multilayers for Soft X-ray Mirrors — [1 5 – J 0 7]	137
	M. Ishino (JAERI) et al.	
4.20	Development of the Laser-plasma Ion Source for Compact Cancer Therapy Accelerator [1 5 – J 0 8]	141
	A. Fukumi (JAERI) et al.	
4.21	Generation of High Brightness X-ray and Its Medical Applications (5th Report) [1 5 – J 0 9]	144
	E. Yanase (Kawasaki Heavy Industries, Ltd.) et al.	
4.22	Characterization of Laser-produced Plasma EUV Light [1 5 – J 1 0]	148
	H. Mizoguchi (Gigaphoton Inc.) et al.	
4.23	Development of Intense X-ray Source Using Gas-puff Target for Laser Plasma Assisted —Deposition toward the Laser Plasma Assisted Deposition (LPAD)— [1 5 – J 1 1]	152
	K. Murai (AIST)	
4.24	Estimation of Source Size of Proton Beams Generated by T-cubed Laser [1 5 – J 1 2]	155
	Y. Oishi (Central Research Inst. of Electric Power Industry) et al.	
5.	Poster Presentations in General	
5.1	Stabilization of RF Field for JAERI ERL-FEL Superconducting Linac	161
	R Nagai (JAERI) et al.	
5.2	Optimum Target Position of Ion Production in Ultrashort-pulse Laser Interaction with Foil Targets under the Existence of Prepulses	165
	Y. Wada (Hiroshima Univ.) et al.	
5.3	Recent Study of the Discharge Oxygen-Iodine Laser	169
	H. Fujii (Anan National College of Technology) et al.	
5.4	Development of Laser Plasma X-ray Microscope for Living Hydrated Biological Specimens	173
	M. Kado (JAERI) et al.	
5.5	Characterization of an Emission from Rear-side of a Thin-foil Irradiated by a Ultra-short Laser Pulse	177
	T. Kawachi (JAERI) et al.	
5.6	Temporal Characteristics of the TCE X-ray Lasers	181
	Y. Ochi (JAERI) et al.	
5.7	Heat Treatment of Long Pulse Operation for the JAERI ERL-FEL	184
	M. Sawamura (JAERI) et al.	
5.8	Atomic and Molecular Data Required for the Behavior of Heavy Particles Near the Bragg Peak	187
	K. Moribayashi (JAERI)	
5.9	Stress Corrosion Cracking Tests for Low Carbon Stainless Steels with Work Hardened Layer	191

	J. Nakano (JAERI) et al.	
5.10	Development of the High Stability Target System for Double-target X-ray Laser	194
	K. Sukegawa (JAERI) et al.	
5.11	Generation of X-ray Nano Beam with a Fresnel Zoneplate	197
	H. Kawazome (JAERI) et al.	
5.12	Temporally Coherent X-ray Laser with the High Order Harmonic Light	200
	N. Hasegawa (JAERI) et al.	
5.13	A Monte Carlo Dosimetric Quality Assurance System for Dynamic Intensity-modulated Radiotherapy	204
	H. Takegawa (Osaka Univ.) et al.	
5.14	Development of Web Database System for JAERI ERL-FEL	208
	N. Kikuzawa (JAERI)	
5.15	Development of NEA-GaAs Photocathode Gun Used for JAERI-FEL	212
	T. Nishitani et al.	
5.16	Development of Software Utilizing the Language Information Technology to Built a Database from Technical References and Papers	216
	Y. Ueshima (JAERI) et al.	
5.17	Photo-nuclear Reactions on Nuclei in the W-Re-Os Region	220
	T. Shizuma (JAERI) et al.	
5.18	Measurement of Sound Velocity on Metal Surfaces by Impulsive Simulated Brillouin Scattering	224
	Y. Shimada (JAERI) et al.	
5.19	Towards Attosecond XUV Pulses	227
	A. Sagisaka (JAERI) et al.	
5.20	Chemical Calculation II of IR Absorbed Dioxin Analogues by Gaussian03	231
	T. Yamanouchi (JAERI) et al.	
5.21	Optical Design of Soft X-ray Flat-field Spectrograph Having a Wide Spectral Range Coverage for Electron Transmission Microscopes	235
	M. Koike (JAERI) et al.	
5.22	Measurement by the Materials Surface Ultrasonic Diagnosis Instrument	239
	K. Kawabata (GNES Corp.)	
Appendices	Organizing Committee	240
	Participants List	241

1. はじめに

関西研究所 光量子科学研究センター長
木村 豊秋

平成16年11月4日、5日の2日間にわたり、関西研究所光量子科学研究センター（京都府相楽郡木津町）において、第6回光量子科学研究シンポジウム（日本原子力研究所主催、（社）レーザー学会・（社）日本原子力学会関西支部協賛）を開催した。本シンポジウムは、光量子科学研究センター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、討論を行って、光量子科学研究の一層の推進に資することを目的として、平成11年度から毎年開催している。

会議の構成は講演と口頭発表、ポスターセッションとした。講演は、基調講演「光量子科学研究の現状と今後」に続き、招待講演5件、センターからの発表10件を「先進的X線源とその応用」、「超高強度場科学」、「フェムト秒レーザー応用の新たな展開」の3つのセッションに分けて行った。ポスターセッションでは、光量子科学研究センターが実施した共同研究・協力研究の発表およびセンターの成果発表と一般公募による研究発表を行った。発表件数は協力・共同研究課題33件を含む56件であった。本シンポジウムのプログラムを3～4ページに示す。

本シンポジウムには、所外からの参加者61名を含む合計153名の参加があった。参加者名簿を巻末に示す。

光量子科学研究センターで取り組んでいる研究を中心に最新の研究課題が議論され、大変実り多いシンポジウムとなった。また、口頭発表等の場において、センターの主に若手研究者による発表がなされ、外部の多くの研究者と議論することができ、今後の研究協力に向けて貴重な情報交換の場になった。

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、この場を借りて厚く御礼申し上げます。

2. シンポジウムの概要

冒頭の基調講演では、光量子科学研究センター長木村 豊秋から「光量子科学研究の現状と今後」と題し、光量子科学研究の位置付けと目標、利用研究の成果、そのための光源の高度化開発の成果、所内外との連携協力、技術移転への取り組み、今後の研究展開などが述べられた。

「先進的X線源とその応用」、「超高強度場科学」、「フェムト秒レーザー応用の新たな展開」の3セッションにおいて、4件の招待講演、10件の一般発表が行われた。

「先進的X線源とその応用」のセッションでは、Klaus Flöttmann 博士（独国電子シンクロトロン研究所 (DESY)）からヨーロッパX線自由電子レーザープロジェクトについて、オングストローム級コヒーレントX線源の利用施設の開発が2012年運転開始を目指し、独、英、仏などEU9ヶ国が協力して進められている現状の紹介があった。総費用6億8千万ユーロであり、設計内容、各要素技術の研究開発の状況が紹介された。時間幅50~100フェムト秒でパルス当たり 10^{13} 個のX線を発生できるこの光源の特徴を活かすには新たな実験技術と高速検出系の開発が不可欠であることが示された。

「超高強度場科学」のセッションでは、Victor Malka 博士（仏国、応用光学研究所 (LOA)）の超高強度場科学の最新の話題であるレーザー加速研究についての講演があり、最近 Nature 誌を飾った単色エネルギー電子発生などの成果が述べられ、コンパクトで高性能な（エミッタンスが小さな）高エネルギー（1 GeV）電子ビームやX線ビームの実現に向けた展望が示された。

「フェムト秒レーザー応用の新たな展開」のセッションでは、東 博純博士（株式会社豊田中央研究所）から、自動車製造分野における材料評価、材料加工、表面処理、材料創生などへのパルスレーザーの利用が紹介された。

ポスターセッションでは、センターの共同研究・協力研究課題発表33件、一般発表23件の発表があった。一般発表は広島大学、大阪大学、阿南工業高等専門学校、株式会社ジーネスから1件ずつの応募による発表があり、他は原研所内からの成果発表で、多様なレーザー利用研究の成果が紹介された。今年はポスターセッションを初めて第1日目に行い、また、説明者が不在ということがないように2つにグループ分けして説明時間を割り振った。時間一杯まで熱心な議論が交わされていた。

第6回光量子科学研究シンポジウム プログラム

11月4日(木) 第1日目

開会

13:00-13:30(30分) 開会挨拶と基調講演「光量子科学研究の現状と今後」

木村 豊秋 (光量子科学研究センター長)

セッション1: 先進的X線源とその応用

座長: 並河 一道 (東京学芸大学教育学部)

13:30-14:10(40分) 招待講演「Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy of Laser-excited Materials」

Philip Alfred Heimann (Lawrence Berkeley National Laboratory, USA)

14:10-14:30(20分) 休憩

14:30-14:55(25分) 「フルコヒーレントX線レーザーの開発とその応用」

田中 桃子 (X線レーザー研究グループ)

14:55-15:20(25分) 「天然及び合成雲母結晶を用いた1 keV領域反射型偏光子の開発と評価測定

—ナノ磁性構造解析素子の開発に向けて— 今園 孝志 (光量子基盤技術研究グループ)

15:20-16:00(40分) 招待講演「The European XFEL Project」

Klaus Flöttmann (Deutsches Elektronen-Synchrotron, Germany)

16:00-16:15(15分) 休憩

ポスターセッション

16:15-17:15(60分) グループA 発表時間

17:15-18:15(60分) グループB 発表時間

18:15-18:30(15分) 自由討論

18:30- 懇親会 (交流棟食堂、参加費3千円)

11月5日(金) 第2日目

セッション2: 超高強度場科学

座長: 野田 章 (京都大学化学研究所)

9:00-9:25(25分) 「光量子科学研究センターにおける高強度場科学研究の現状」

山川 考一 (光量子源システム研究グループ)

9:25-10:05 (40分) 招待講演「Laser Plasma Accelerators Concept: Status, Perspectives and Applications」

Victor Malka (Laboratoire d'Optique Appliquee, France)

10:05-10:30(25分) 「International Experimental Task Force (IET) 実験計画」

神門 正城 (レーザー加速研究グループ)

10:30-10:50(20分) 休憩

10:50-11:15(25分) 「イオン加速プロジェクトの現状と未来」 大道 博行 (光量子利用研究グループ)

11:15-11:40(25分) 「超高強度場における放射の反作用」

甲賀 ジェームス (光量子シミュレーション研究グループ)

11:40-13:15(95分) 昼食

座長: 大道 博行 (光量子利用研究グループ)

13:15-13:55(40分) 招待講演「高エネルギー密度科学のためのプラズマフォトリックデバイス」

兒玉 了祐 (大阪大学レーザーエネルギー学研究中心)

13:55-14:20(25分) 「原子核宇宙時計」 早川 岳人 (光量子利用研究グループ)

14:20-14:40(20分) 休憩

セッション3: フェムト秒レーザー応用の新たな展開

座長: 横山 淳 (物質科学研究部)

14:40-15:20(40分) 招待講演「パルスレーザーによる材料加工と新規材料開発」

東 博純 (株式会社豊田中央研究所)

15:20-15:45(25分) 「原子力エネルギー分野のFEL利用原子力エネルギー分野のFEL利用

—フェムト秒FELを用いた冷間加工応力腐食割れ予防—

峰原 英介 (自由電子レーザー研究グループ)

15:45-16:10(25分) 「応力腐食割れ予防技術としてのフェムト秒レーザー蒸発と放射光X線の利用」

西村 昭彦 (光量子源システム研究グループ)

16:10-16:35(25分) 「光量子科学研究センターにおけるコヒーレント量子制御に関する研究の現状」

横山 啓一 (物質科学研究部兼光量子源システム研究グループ)

閉会

16:35-16:40(5分) 閉会挨拶 木村 豊秋 (光量子科学研究センター長)

17:00- 実験棟見学 (希望者)

Program of 6th Symposium on Advanced Photon Research

November 4th (Thursday)

Opening

13:00-13:30(30min.) Opening remark and keynote speech
 “Present Status and Future of Advanced Photon Research” T. Kimura (Director)

Session 1 : Advanced X-ray sources and their application

Chair : K. Namikawa (Tokyo Gakugei University)

13:30-14:10(40 min.) Invited “Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy of Laser-excited Materials”
 Philip Alfred Heimann (Lawrence Berkeley National Laboratory, USA)

14:10-14:30(20min.) Break

14:30-14:55(25 min.) “Development and Application of Fully Coherent X-ray Lasers”
 M. Tanaka (X-ray Laser Research Group)

14:55-15:20(25 min.) “Evaluation of Reflection-type Polarizers with Natural and Synthetic Mica Crystals Available for 1 keV – Development of Optical Elements for Nanostructure Analysis of Magnetic Materials –” T. Imazono (Novel Optics Research Group)

15:20-16:00(40 min.) Invited “The European XFEL Project”
 Klaus Flöttmann (Deutsches Elektronen-Synchrotron, Germany)

16:00-16:15(15 min.) Break

16:15-18:30 (135 min.) Poster Session

18:30- Banquet (3,000 yen)

November 5th (Friday)

Session 2 : High field science

Chair : A. Noda (Kyoto University)

9:00- 9:25(25min.) “High Field Laser Science & Technology Program at the Advanced Photon Research Center “ K. Yamakawa (Laser System Development Group)

9:25-10:05 (40min.) Invited
 “Laser Plasma Accelerators Concept : Status, Perspectives and Applications”
 Victor Malka (Laboratoire d’Optique Appliquee, France)

10:05-10:30(25min.) “Integrated experimental proposal of International Experimental Taskforce”
 M. Kando (Laser Acceleration Research Group)

10:30-10:50(20min.) Break

10:50-11:15(25min.) “Present Status and Future Prospect of the Laser-driven Ion Acceleration Project”
 H. Daido (Applied Photon Research Group)

11:15-11:40(25min.) “Radiation Reaction Occurring in Ultra-high Intensity Fields”
 J. Koga (Simulation Group for Advanced Photon Science)

11:40-13:15(95min.) Lunch

Chair : H. Daido (Applied Photon Research Group)

13:15-13:55(40min.) Invited “Plasma Photonic Devices for High Energy Density Science”
 Ryosuke Kodama (Institute of Laser Engineering, Osaka University)

13:55-14:20(25min.) “Nuclear Cosmochronometers” T. Hayakawa (Applied Photon Research Group)

14:20-14:40(20min.) Break

Session 3 : Femtosecond laser applications

Chair : A. Yokoyama (Department of Materials Science)

14:40-15:20(40min.) Invited “Material Processing and New Material Creation by Pulse Laser Irradiation” Hirozumi Azuma (Toyota Central R&D Laboratories, Inc.)

15:20-15:45(25min.) “FEL Applications in Nuclear Energy Field – Femtosecond FEL Prevention of Cold-worked SCC Failures of Nuclear Reactors”
 E. Minehara (Free Electron Research Group)

15:45-16:10(25min.) “Application of Femto Second Laser Ablation and Synchrotron Radiated X-ray for Stress Corrosion Cracking Mitigation”
 A. Nisimura (Laser System Development Group)

16:10-16:35(25min.) “Current Status of the study on Coherent Quantum Control in APRC “
 K. Yokoyama (Department of Materials Science & Laser System Development Group)

Closing

16:35-16:40(5min.) Closing remark T. Kimura (Director)

17:00- Laboratory tour (Optional)

第6回 光量子科学研究シンポジウム 講演者一覧

講演番号	講演内容	講演者	所属
基調講演	光量子科学研究の現状と今後	木村豊秋	光量子科学研究センター長

Session1: 先進的X線源とその応用

S1-1 招待講演	Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy of Laser-excited Materials	Philip Alfred Heimann	Lawrence Berkeley National Laboratory, U.S.A
S1-2	フルコヒーレントX線レーザーの開発とその応用	田中桃子	X線レーザー研究グループ
S1-3	天然及び合成雲母結晶を用いた1keV領域反射型偏光子の開発と評価測定 —ナノ磁性構造解析素子の開発に向けて—	今園孝志	光量子基盤技術研究グループ
S1-4 招待講演	The European XFEL Project	Klaus Flöttmann	Deutsches Elektronen-Synchrotron, Germany

Session2: 超高強度場科学

S2-1	光量子科学研究センターにおける高強度場科学研究の現状	山川考一	光量子源システム研究グループ
S2-2 招待講演	Laser Plasma Accelerators Concept: Status, Perspective and Applications	Victor Malka	Laboratoire d'Optique Appliquée, France
S2-3	International Experimental Task Force (IET)実験計画	神門正城	レーザー加速研究グループ
S2-4	イオン加速プロジェクトの現状と未来	大道博行	光量子利用研究グループ
S2-5	超高強度場における放射の反作用	甲賀ジェームス	光量子シミュレーション研究グループ
S2-6 招待講演	高エネルギー密度プラズマフォトンクス	兒玉了祐	大阪大学レーザーエネルギー学 研究センター
S2-7	原子核宇宙時計	早川岳人	光量子利用研究グループ

Session3: フェムト秒レーザー応用の新たな展開

S3-1	パルスレーザーによる材料加工と新規材料開発	東 博純	株式会社豊田中央研究所
S3-2	原子力エネルギー分野のFEL利用	峰原英介	自由電子レーザー研究グループ
S3-3	応力腐食割れ予防技術としてのフェムト秒レーザー蒸発と放射光X線の利用	西村昭彦	光量子源システム研究グループ
S3-4	光量子科学研究センターにおけるコヒーレント量子制御に関する研究の現状	横山啓一	物質科学研究部 光量子源システム研究グループ

斜体は光量子科学研究センター所属

第6回 光量子科学研究シンポジウム ポスター発表

協力研究課題

課題番号	研究課題	研究相手方	課題 責任者	原研側受 入担当者	発表者	発表 グループ
15-協01	レーザープラズマ加速の最適化	東京大学 大学院工学系研究科附属原 子力工学研究施設	上坂 充	中島一久	小瀧秀行	A
15-協03	半導体レーザー励起超高ピークレーザー の研究開発	電気通信大学 レーザー新世 代研究センター	西岡 一	河仲準二	河中華二	B
15-協04	真空紫外極短パルスレーザーの研究開発	宮崎大学 地域共同研究センター	窪寺昌一	河仲準二	河中華二	A
15-協05	レーザー加速実験のための粒子検出器の 開発	佐賀大学 理工学部	小林茂治	中島一久	小林茂治	B
15-協06	高エネルギー分解能ナノスケール軟X線 分光系の開発と応用	東北大学 多元物質科学研究所	寺内正己	小池雅人	寺内正己	A
15-協07	Tキューレーザー発生プラズマによる高 強度テラヘルツ電磁波発生基礎検討	大阪市立大学 工学部応用物理学科	細田 誠	大道博行	菜嶋茂喜	B
15-協09	高温超伝導体アンジュレーターの開発	山梨大学 大学院工学研究科 自然機能開発専攻	松沢秀典	峰原英介	岡谷 拓	B
15-協10	超短パルスレーザーを用いた高輝度短パ ルスX線発生と固体表面からの高次高調 波発生分光学的研究	東京大学 物性研究所	黒田寛人	織茂 聡	鈴木将之	A
15-協11	X線レーザーにおけるプラズマ媒質の数値 シミュレーションによる研究	東北大学 工学部機械航空工学科	錦野将元		錦野将元	A
15-協12	クラスタープラズマ中での荷電交換再結合 反応によるX線レーザーの研究	広島大学 大学院工学研究科	多幾山憲	長谷川登	難波慎一	B
15-協13	X線レーザーを用いた光誘起ナノ構造の 解明	京都大学 大学院理学研究科	田中耕一郎	永島圭介	白井正伸	A
15-協14	超短パルスレーザーによる高機能材料のナ ノ/マイクロファブリケーション	東海大学 工学部航空宇宙学科	堀澤秀之	松岡史哲	小柳津圭史	B
15-協15	超高ピーク出力レーザーによる固体表面 からのイオンビーム生成に関する定量的 研究	京都大学 化学研究所附属原 子核科学研究施設	野田 章	大道博行	野田 章	A
15-協16	パルスレーザーによるコロイド分散系の動 的構造の研究	京都産業大学 理学部物理学科	愿山 毅	村上 洋	愿山 毅	B
15-協17	レーザー場による分子の動力学過程制御 の理論的研究	岡崎国立共同研究機構 分子科学研究所	中村宏樹	森林健悟	寺内慶哲	A
15-協18	プラズマチャンネル中でのコンプトン逆散 乱:3次元シミュレーションによるビーム、 プラズマ、レーザー相互作用の解明	早稲田大学 理工学総合研究センター	広瀬立成	中島一久	広瀬立成	B
15-協19	レーザー光によって誘導されるX線パラメ トリック散乱の観察	東京学芸大学 教育学部	並河一道	田中桃子	安藤正海	A
15-協20	偏光プラズマ分光の研究	京都大学 大学院工学研究科 物理工学専攻	藤本 孝	長谷川登	岩前 敦	B
15-協21	ウェーブレット変換による大規模データ処 理手法の研究	東京農工大学 工学部電気電子工学科	関根優年	内海隆行	前原 隆	A
15-協23	遠隔大規模シミュレーションを使った光量 子物質相互作用の初期過程研究(光量子 物質相互作用シミュレーションとそれを支 援する機能分散サーバ制御システム)	奈良女子大学 理学部情報学科	上島 豊		上島 豊	B
15-協24	超短パルスレーザー誘導プラズマの特性 評価研究	京都大学大学院工学研究科 附属量子理工学研究実験セン ター	神野郁夫	林由紀雄	神野郁夫	A

斜体は光量子科学研究センター所属

発表グループA : 16:15~17:15に発表

発表グループB : 17:15~18:15に発表

**第6回 光量子科学研究シンポジウム ポスター発表
共同研究課題**

課題番号	研究課題	研究相手方	課題責任者	原研側受入担当者	発表者	発表グループ
15-共01	LD励起高效率・高繰り返し超短パルスレーザーの研究開発	レーザー技術総合研究所	藤田雅之	河仲準二	藤田雅之	B
15-共02	ガスバフレーザープラズマからの低エネルギーイオン解析	株式会社豊田中央研究所 材料2部機能高分子合成研究室	東博純	大道博行	東博純	A
15-共03	表面活性化手法による光学素子接合技術の開発	アユミ工業株式会社	杉山 僚		杉山 僚	B
15-共05	極短パルス発生用フッ化物レーザー結晶の育成技術開発	三井金属鉱業株式会社	杉山 僚		杉山 僚	A
15-共06	小型高繰り返し・極短パルスフェムト秒増幅システム	サイバーレーザー株式会社 R&Dグループ	関田仁志	山川考一	高砂一弥	B
15-共07	軟X線光学素子の分光学的評価研究 (Cr/Sc多層膜の生成と評価)	株式会社島津製作所 基盤技術研究所	吉田多見男	小池雅人	石野雅彦	A
15-共08	小型陽子・重イオンシンクロtron用レーザーイオン源の開発	放射線医学総合研究所	大道博行		福見 敦	B
15-共09	高輝度X線の発生と医療応用	川崎重工業株式会社 技術研究所物理応用研究部 プラズマグループ	藤井貞夫	大道博行	柳瀬悦也	A
15-共10	レーザープラズマX線の特性評価に関する研究	ギガフoton株式会社 研究部	溝口 計	大道博行	高林有一	B
15-共11	ガスバフターゲットによる高輝度X線源の開発	産業技術総合研究所 光技術 研究部門	村井健介	柳瀬悦也	村井健介	A
15-共12	高エネルギー粒子発生法に関する研究 (Tキューブレーザーにより生成したプロトンソースのサイズ評価)	財団法人電力中央研究所 狛 江研究所	根本孝七	大道博行	大石祐嗣	B
15-共14	広波長領域・高效率X線集光素子に関する基礎研究	堀場製作所	大堀謙一	柳瀬悦也	大堀謙一	A

斜体は光量子科学研究センター所属

発表グループA : 16:15~17:15に発表

発表グループB : 17:15~18:15に発表

第6回 光量子科学研究シンポジウム ポスター発表
一般参加

課題番号	発表題目	発表者	所属	発表グループ
G-01	原研ERL-FEL用超伝導リニアックRF電場の高安定化	永井良治	自由電子レーザー研究グループ	B
G-02	1TW、50fsレーザーの薄膜照射によるイオン生成における薄膜最適位置	和田芳夫	広島大学	A
G-03	放電励起酸素-ヨウ素レーザーの研究状況	船越良太	阿南工業高等専門学校	A
G-04	生体観察用レーザープラズマX線顕微鏡の開発	加道雅孝	光量子利用研究グループ	B
G-05	Characterization of the emission from rear side of a thin-foil irradiated by a ultra-short laser pulse	河内哲也	X線レーザー研究グループ	A
G-06	過渡衝突励起型X線レーザーの時間的特性	越智義浩	X線レーザー研究グループ	B
G-07	原研ERL-FELの長パルス運転のための熱対策	沢村 勝	自由電子レーザー研究グループ	A
G-08	Bragg Peak 付近の重粒子線の振舞いの研究のための原子分子データ	森林健吾	光量子シミュレーション研究グループ	B
G-09	加工硬化層を有する低炭素ステンレス鋼における応力腐食割れ試験	中野純一	原研東海研究所 複合環境材料研究グループ	A
G-10	ダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置の開発	助川鋼太	X線レーザー研究グループ	B
G-11	フレネルゾーンプレートをを用いたX線ナノビームの生成	川榮勇人	X線レーザー研究グループ	A
G-12	時間コヒーレントX線レーザーの開発	長谷川登	X線レーザー研究グループ	B
G-13	Monte Carlo法によるIMRTのための線量QAシステムの構築	武川英樹	大阪大学大学院医学系研究科医用物理工学講座	A
G-14	JAERI ERL-FEL制御系のWebデータベースの開発	菊澤信宏	自由電子レーザー研究グループ	B
G-15	JAERI-FEL用NEA-GaAs型光陰極電子銃の開発	西谷智博	自由電子レーザー研究グループ	A
G-16	技術資料・論文からデータベースを構築するための言語情報技術を活用したソフトウェア開発	上島 豊	光量子シミュレーション研究グループ	B
G-17	W-Re-Os領域核の光核反応実験	静間俊行	光量子利用研究グループ	A
G-18	パルス誘導ブリリアン散乱法による金属表面での音速測定	島田幸洋	光量子源システム研究グループ	B
G-19	Towards attosecond XUV pulses	Alexander PIROZHKOV	光量子利用研究グループ	B
G-20	Gaussian 03 による赤外吸収ダイオキシン類の化学計算Ⅱ	山内俊彦	自由電子レーザー研究グループ	A
G-21	透過型電子顕微鏡用軟X線広波長領域平面結像型分光器の光学設計	小池雅人	光量子基盤技術研究グループ	A
G-22	溶液中分子の電子励起状態での溶媒和成分の緩和過程の大きさの温度変化とフェムト秒時間分解蛍光スペクトルの直接測定	太田哲郎	光量子利用研究グループ	B
G-23	材料表面音診機による測定	川端克之	株式会社 ジーネス	A

斜体は光量子科学研究センター所属

発表グループA : 16:15~17:15に発表

発表グループB : 17:15~18:15に発表

3. 講演、口頭発表

This is a blank page.



3.1 光量子科学研究の現状と今後

Present Status and Future Prospects of Advanced Photon Research

木村 豊秋

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Toyoaki KIMURA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

The Advanced Photon Research Center (APRC) was established in 1996 aiming at a COE for research and development of high intensity lasers and their applications. Since 1999 the research activities have been developed at Kizu-site of Kyoto. APRC has been pursuing the research and development of advanced photon sources such as a compact, ultra-short, high intensity laser, x-ray laser, and a superconducting linac-based free electron laser (FEL) and their applications. A lot of great successes were made in the development of advanced photon sources. The research activities at APRC have been stressed on application research with these advanced lasers for about three years. Remarkable progress has been also made in the improvement of these advanced lasers. The research on advanced photon science will be implemented as application research of quantum beams in a new institute that will unify Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) and the Japan Nuclear Cycle Development Institute (JNC) in 2005.

Keywords: Advanced photon science, Compact, ultra-short pulse, high intensity laser, CPA, Titanium- sapphire Laser, X-ray laser, Free electron laser (FEL), Radiation application, Laser-driven ion source, Laser acceleration, Coherent x-ray optics, Photo-nuclear reaction, Quantum control of chemical reaction, Quantum beam

1. はじめに

光量子科学研究センター(Advanced Photon Research Center: APRC)は、1996年に我が国のレーザー開発、応用のCOEを目指して設立され、1999年から関西文化学術研究都市、京都府木津町の地で研究を展開、2004年6月に5周年を迎えた。この間、平成14年度には固体結晶(チタンサファイア)を用いた極短パルス高ピーク出力レーザー(Table-Top Terawatt Laser: T³-Laser, Tキューブ・レーザー)の開発において、小型装置では世界最高のピーク出力850TW(パルス幅30fs)を達成した[1]。また、銀のダブルターゲット方式により、空間的に完全コヒーレントで、極めて指向性の良い(従来より1桁以上小さな発散角0.2mrad)X線レーザー(波長13.9nm)を世界で初めて実現した[2]。さらに、超伝導リニアック駆動自由電子レーザー(FEL)の開発では、平成12年に、世界最高平均出力2.34kWを達成し、14年度には、光変換後も電子ビームが有するエネルギーを超伝導リニアック部でほぼ完全に回収(Energy Recover Linac: ERL)でき、後続の電子ビームの加速に再利用可能な完全エネルギー回収を実証した[3]。

また、15年度には、自由電子レーザーの周波数に自発的な変調が現れることを見だし、その仕組みを解明するとともに、この原理を用いて、14.3%の周波数変調を持った 319 fsの超短パルスレーザーの発生に成功した[4]。

平成14年度からはこれら高強度レーザーの応用研究に重点を移して研究を展開している。

2. 研究開発の現状

当センターで開発した高強度レーザーは、極短パルス(発光時間が極めて短い)、高コヒーレント(波の位相がよく揃っている)などの優れた性能を有する。この高強度レーザーを用いて、高エネルギー電子、イオンやX線の発生、非熱加工・切断による応力腐食割れ防止や2次汚染の少ない炉解体、コヒーレント量子制御による高効率の同位体分離といった原子力への応用をはじめ、産業・医療など広い分野での利用技術開発や応用研究を展開している。併せて、これら利用研究に必要となる光量子源の高度化開発を進めている。

Tキューブ・レーザーの利用研究では、100TWのチタンサファイアレーザーを用いた高強度場科学として、加速器の小型化や高品質電子ビームの生成を目指したレーザー航跡場による電子の加速技術の研究開発を進めている。これまで、レーザープラズマ中で20 GeV/mという航跡場の生成を周波数干渉計による直接観測[5]など、加速機構解明につながる基礎研究において成果を得た。電力中央研究所との共同研究では、5TWのチタンサファイアレーザーを用いて20MeV程度の準単色電子の生成に成功した[6]。また、平成13年度からは粒子線癌治療用加速器の小型化、普及を目指した開発の一環として、放射線医学総合研究所、東京大学、京都大学などと協力してレーザー駆動イオン源開発の研究を進めている。これまでに、数TWレーザー照射で最大1MeVの陽子線の発生を確認し、低密度プラズマモデルに基づくシミュレーションの予測に従うことを示した[7]。

Tキューブ・レーザーの短パルス性を活用する研究では、冷間加工したステンレス板の表面硬化層を非熱蒸発させ、表面の残留応力を除去できることを、放射光を用いた応力測定と塩化マグネシウムによる腐食試験により実証し、本非熱処理が応力腐食割れ防止技術の有効な手段になり得ることを示した[8]。今後、FELを用いて大面積での実証を行う予定である。また、コヒーレント量子制御に関する研究を開始した。これは、極短パルス光の周波数や位相、すなわち、波形を制御することにより、物質中の原子のエネルギー状態を選択的に変化させ、化学反応を制御しようというもので、セシウム原子の近接した2つのエネルギー準位へ選択的に励起できることを実証した[9]。

X線レーザーの利用研究では、強誘電体であるチタン酸バリウム表面の微小分極構造の研究を進め、その動的挙動をピコ秒の時間分解で観察することに成功した[10]。この成果は、平成16年度の科学技術振興機構(JST)の戦略的創造研究推進事業(CRESTタイプ)「高いコヒーレンスをもつ軟X線レーザーを利用した新固体分光法の構築」の採択に繋がった。本事業では、誘電体中にナノスケールで不規則に生じる時間的空間的構造揺らぎの起源の解明、およびX線レーザーの持つ高い輝度と単色性を利用した軟X線共鳴二光子分光法の確立を目指す。これらの研究により、誘電体を用いた動的ナノデバイス等への応用や、高温超伝導現象の起源の解明など、極めて広範な分野での発展が期待出来る。

利用研究のための光源の高度化や利用技術開発では、100TW Tキューブ・レーザーにおいて、シャック-ハートマン波面センサーとフォーマブルミラーによるレーザー波面のフィードバック制御補正により、同一のレーザー出力で集光性能を4倍以上向上させることに成功した[11]。

阪大レーザー研、浜松ホトニクスとの共同研究において、繰り返し動作1kHzで平均出力360Wの半導体レーザー励起のネオジウムレーザーの開発に成功した[12]。また、Vb:YLF結晶を用いたCPAレーザー開発では、液体窒素で冷却することにより、繰り返し動作20Hzでパルス当たりの出力30mJを得た[13]。また、X線レーザーの幅広い利用研究を展開するため、光パラメトリック・チャープパルス増幅法(OPCPA)を用いたX線レーザーの高効率化や新型スラブアンプを用いたX線レーザー発振の高繰り返し化といった、X線レーザー本体の高度化開発とともに[14]、X線レーザービームのナノビーム化[15]やX線干渉場の生成、干渉計測系の構築といった利用技術の開発を精力的に進めている。さらに、エネルギー回収型超伝導リニアック自由電子レーザー(ERL-FEL)の高度化研究では、高密度電流加速による10kW級への高出力化、高効率化を目指した研究開発を行っている[16]。これらの成果は、非熱微細加工技術やレーザー波形制御による化学反応制御(量子制御)技術など、産業利用に大きく貢献する技術の進展をもたらすことが期待できる。また、大電流で高品質(低エミッタンス、短バンチ)の電子ビームを実現するERL技術は、高輝度、短パルス(フェムト秒)、高い干渉性、汎用性、高効率といった特徴を備えた次世代の放射光源の実現に大きく寄与できるものである[17]。

これら光量子利用研究とそのため光源の高度化を支える基盤研究として、レーザー結晶の育成・接合技術開発による高性能化研究や軟X線光学素子の開発と評価技術に関する研究を推進している。レーザー結晶接合技術開発では、従来の3倍以上高い熱除去性能を持ったYb:YLF複合結晶の開発に成功し、技術移転、製品化に結びつけた[18]。また、光量子科学の実験研究を先導し、解析支援するシミュレーション研究も積極的に推進している。高強度レーザーとプラズマの相互作用に関しては、高強度レーザーが生成する強い電磁場が高エネルギー電子に及ぼす放射減衰の効果、金属と水素の2重薄膜ターゲットにおいて、 10^{20}W/cm^2 の集光強度で100MeV程度の準単色の陽子が生成できること[7]、さらに 10^{21}W/cm^2 を超える集光強度で高効率の相対論的イオン加速が可能な領域が存在すること[19]などが示された。実験やシミュレーション結果の蓄積、データ解析支援ツールとして、大規模データ管理システム[20]を開発し、X線レーザー実験などで利用が開始されている。

3. 今後の研究展開

2000年に策定された原子力長期計画では、原子力科学技術の推進は、地球社会の持続可能な発展という21世紀文明の目指すべき方向に向けた様々な努力の一つとして有意義であるのみならず、エネルギー利用以外の分野でも、基礎から応用にわたる幅広い科学技術のフロンティア開拓や、国民生活の質の向上、産業分野への貢献の可能性を秘めた、人類にとって価値ある挑戦であるとしている。極短パルス高強度レーザーの応用はこうした点で、エネルギー開発のみならずナノ、環境、情報の技術分野に関連した材料科学や生命科学の発展に貢献し得るものである。

2005年10月に予定されている核燃料サイクル開発機構との統合後の新法人では、光量子科学研究は、放射光、中性子、イオンビーム・RIなどの量子ビーム利用研究の一環としてとして推進される。この光量子ビームの利用研究の推進にあたっては、関西地域をはじめ全国の大学・産業界や国外の先端研究機関との密接な連携・融合の下、総合的かつ効率的な推進が重要であり、光量子科学研究センターは、このための中核研究拠点(COE)としての役割を果たすことが期待されている[21]。高強度レーザーの開発や光量子ビーム利用研究を通して、21世紀の主導的キーテクノロジー「光科学技術」の育成と、原子力

をはじめとするエネルギー、ナノテクノロジー、医療・バイオテクノロジー、環境、光産業分野の幅広いニーズに応える研究を展開し、科学技術の発展と産業の振興に貢献していきたい。

参考文献

- [1] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, et al., *Optics Letters* **28** (2003) 1594-1596.
- [2] M. Nishikino, et al., *Phys. Rev. A* **68** 061802 (R) (2003).
- [3] R. Hajima, N. Nishimori, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **483**, 113-118 (2002).
- [4] R. Hajima and R. Nagai, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 2, 024801 (2003).
- [5] H. Kotaki, M. Kando, et al., *Physics of Plasmas* **9** (2002)1392-1400.
- [6] J. Yamazaki, H. Kotaki, et al., submitted to *Physics of Plasmas*.
- [7] K. Matsukado, T. Z. Esirkepov, et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 21, 215001 (2003).
- [8] A. Nishimura, et al., LPM 2004 in NARA (May 11-14, 2004), *Proc. of SPIE 2004*, in press.
- [9] K. Yokoyama, et al., *Journal of Chemical Physics* **120**, 20, (2004) 9446-9449.
- [10] R. Z. Tai, K. Namikawa, M. Kishimoto, et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 257602 (2002).
- [11] Y. Akahane, et al., *Proc. of CLEO/IQEC 2004* (San Francisco, May 2004), to be published.
- [12] H. Kiriya, et al., *Optics Letters* **28**, 18 (2003) 1671-1673.
- [13] J. Kawanaka, et al., *Optics Letters* **28**, 21 (2003) 2121-2123.
- [14] M. Kishimoto, et al., *Proc. of 9th International Conference on X-ray Lasers (ICXRL 2004)*, Beijing, May 2004, to be published.
- [15] K. Nagashima, et al., *JAERI-Research* **2003-035** (2004).
- [16] M. Sawamura, R. Hajima, et al., *Proc. of 2003 Particle Accelerator Conference* (2003) 3446-3448.
- [17] A. Sugiyama, et al., *Proc. of SPIE* **4944** (2003) 361-368.
- [18] T. Esirkepov, et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175003 (2004).
- [19] Y. Ueshima, et al., *IPSI Symposium Series* (ISSN 1334-0640) **2003**, 14 (2003) 151-158.
- [20] *Final Report from the OECD Global Science Forum Workshop on Compact High-Intensity Short-Pulse Lasers: Future Directions and Applications*, OECD (2002).



3.2 Ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy of Laser-excited Materials

Philip HEIMANN, Howard PADMORE, Robert SCHOENLEIN

Advanced Light Source and Materials Sciences Division, Lawrence Berkeley National Laboratory,
Berkeley, CA, 94720, USA

Masato KOIKE

Advance Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute,
Kizu, Kyoto, 619-0215 Japan

Advanced Light Source (ALS) Beamline 6.0 is designed for x-ray absorption spectroscopy with femtosecond x-ray pulses generated by the bunch 'slicing' technique. Soft and hard x-ray branch lines will cover a wide photon energy range from 120 eV to 10 keV. A soft x-ray spectrograph will collect absorption spectra dispersively. The application of laminar gratings to dispersive x-ray absorption spectroscopy in the photon energy range 2- 8 keV has been investigated.

Keywords: X-ray absorption spectroscopy, grating

Introduction

Ultrafast x-ray absorption spectroscopy is a powerful technique for studying transient states of matter. Picosecond (ps) synchrotron radiation pulses or specially generated femtosecond x-ray pulses are used to obtain the x-ray absorption spectrum. Fs laser pulses can heat a material to high temperature at constant density. Liquid carbon x-ray absorption spectra have been measured.¹

Fs x-ray pulses may be generated by the bunch 'slicing' technique.² The electron bunch is modulated by co-propagating a fs laser pulse with the stored electron bunch through a wiggler. The modulated electrons are spatially separated from the rest of the electron bunch in a straight section with vertical dispersion. Finally, by imaging the radiation from the displaced electrons onto slits, the fs x-rays can be separated from the ps pulse.

ALS beamline 6.0 is dedicated to time-resolved x-ray science.³ An in-vacuum undulator / wiggler radiates both soft and hard x-rays. There are two branch lines employing alternatively a grating spectrograph and a crystal monochromator. A 20 kHz fs laser system will be located at the end of the beamline. Based on the known storage ring parameters, x-ray pulses of 200 fs duration will be produced.

For hard x-rays, with photon energies above 2 keV, crystals have traditionally been used as the diffracting optical element. Plane crystal monochromators diffract a narrow bandwidth at a time although with high reflectivity. To use gratings for hard x-rays poses two challenges: the first to obtain high efficiency, ϵ , and the second to achieve sufficient wavelength resolution, $\Delta\lambda$. For the efficiency low

surface roughness is important. Shallow laminar grooves may be fabricated by the ion beam etching method.⁴

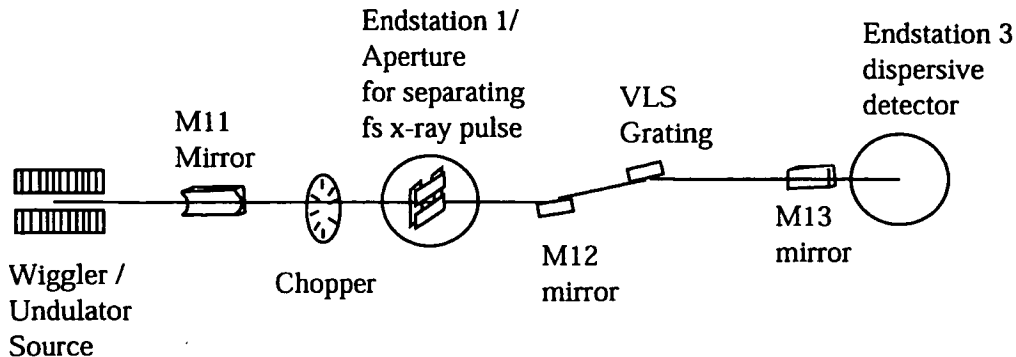


FIGURE 1. Schematic layout of the soft x-ray branch line.

ALS Beamline 6.0 for ultrafast X-ray Absorption Spectroscopy (XAS)

The first optical element of both soft and hard x-ray branch lines is a horizontally deflecting toroidal mirror, which produces an image of the insertion device source. The grazing incidence angles of 1.35 degrees and 8 mrad result in energy cut-offs of 2000 eV and 10 keV for the soft x-ray M11 and hard x-ray M21 mirrors respectively. Following the M11 and M21 mirrors are x-ray choppers, which act as power filters and have repetition rates matched to the laser system. Following the choppers, vertical and horizontal pairs of slits are used to select the fs x-ray pulses.

Figure 1 shows the schematic layout of the soft x-ray branch line. VLS grating spectrographs provide flat-field imaging at the detector, i.e. a whole spectrum is in focus in a plane perpendicular to the optical axis.⁵ Three different M12 mirrors alternatively produce a converging beam for the VLS gratings at three deviation angles. The different M12 mirror deviation angles provide optimal efficiency over different grating photon energy ranges. The 250 mm⁻¹ grating provides a wider energy window while the 1000 mm⁻¹ grating delivers higher resolution. Both gratings operate in positive order. The M13 mirror provides a horizontally demagnified (13 times) image of the intermediate focus onto the detector. In spectrograph mode the sample is located following the slits for separating the fs x-ray pulses and a multi-channel detector is located at the end of the spectrograph. The goal of energy resolution is 0.5 eV at 850 eV photon energy determined by the natural linewidth of the nickel L₃ edge. This goal is achieved. A photon energy range of 125 – 1800 eV is covered. The total efficiency of the soft x-ray branch line is, for example, 14 % at 280 eV.

We take as the standard detector for the spectrometer a streak camera with a grazing incidence photocathode. Having the x-rays hit the photocathode at grazing angle matches the x-ray penetration and electron escape depths. Near unity quantum efficiency has been demonstrated at 500 and 1000 eV.⁶

Figure 2 shows the schematic layout of the hard x-ray branch line. The design of the crystal monochromator branch line is similar to the ALS micro x-ray absorption spectroscopy beamline 10.3.2.

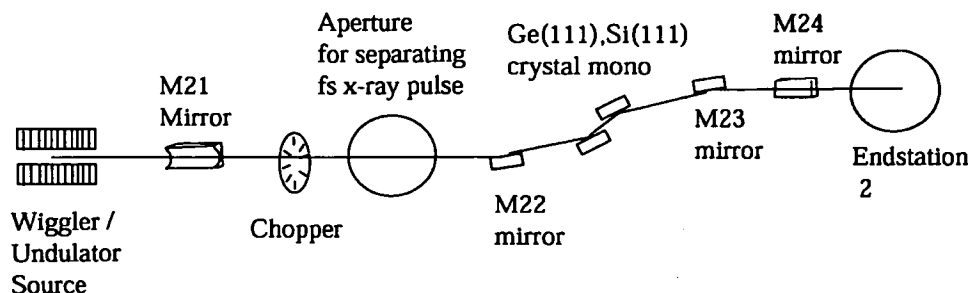


FIGURE 2. Schematic diagram of the crystal monochromator branch line.

The M22 mirror collimates the x-ray beam into the crystal monochromator. For the crystals the collimation reduces the beam divergence contribution to the energy resolution. Si(111) or Ge(111) crystals are used to monochromatize the x-rays. Ge(111) crystals have higher integrated reflectivity while Si(111) crystals have higher energy resolution. The photon energy range is 2.3 - 10 keV. The M23 and M24 mirrors refocus the x-rays into the second endstation. For the M23 and M24 mirrors, raytracing shows a focus of 110 μm horizontal x 100 μm vertical in the endstation. The efficiency of the hard x-ray branch line has been calculated. At 7 keV the branch line efficiency normalized to 0.1% bandwidth is 10 % for the Ge(111) crystals and 4.5 % for the Si(111) crystals.

Gratings for dispersive X-ray Absorption Spectroscopy (XAS) above 2 keV

To examine the performance of grating in the 2–8 keV region we procured a laminar-type holographic grating having shallow grooves. The fabrication of the grating was performed by the Shimadzu corporation. The substrate of the grating was fused quartz with a RMS roughness of 0.24 nm. The measured parameters of the laminar grating were as follows: a grating period of 1/600 mm; a groove depth of 6 nm; and a Au coating.

Efficiency measurements were performed at ALS Beamline 5.3.1. The grating incidence angle, α was set to 89.5°. Two sets of measurements were performed: with the grooves perpendicular to the meridional plane (without surface normal rotation⁷) and with the grooves aligned 30° to the meridional plane (a surface normal rotation of 60°). The effect of surface normal rotation is equivalent to changing the grating period. The measured and calculated diffraction efficiency of the grating is shown in figure 3. The diffraction efficiency was calculated by a code based on the Neviere theory.⁸ The calculated and measured efficiencies are in good qualitative agreement. Without surface normal rotation the groove part of the grating profile is not involved in diffraction due to the shadowing effect.

The performance of the grating may be compared with crystals by considering both the peak efficiency and the diffracted bandwidth. The gain may be defined as:

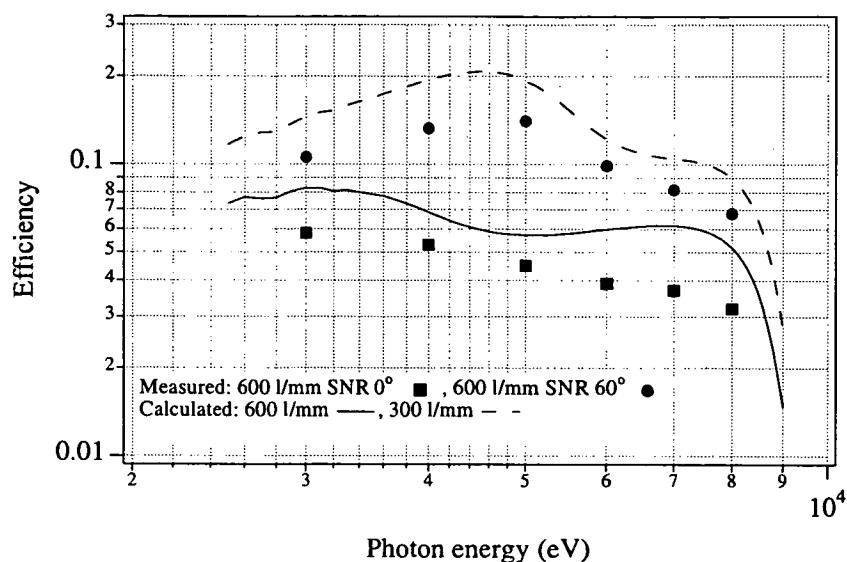


FIGURE 3. Measured and calculated efficiency curves of the 600 l/mm grating.

$$G = (\varepsilon_{\text{grating}} \cdot \Delta E_{\text{grating}}) / (\varepsilon_{\text{crystal}} \cdot \Delta E_{\text{crystal}}), \quad (1)$$

where ε is the grating efficiency or crystal peak reflectivity and ΔE is the diffracted bandwidth. The EXAFS spectrum extends over a photon energy range of about 1000 eV.⁹ This whole photon energy range can be diffracted from a grating. In contrast, a crystal has a higher peak reflectivity but diffracts a narrow bandwidth. At 5 keV photon energy a comparison of the 300 l/mm grating with a Germanium (111) crystal gives a gain of 97.¹⁰ In conclusion, it has been demonstrated that lamellar gratings are a promising approach for dispersive EXAFS at photon energies above 2 keV.

References

- ¹ S. L. Johnson, P. A. Heimann, A. G. MacPhee, et al., *Physical Review Letters*, in press.
- ² R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, et al., *Science* 287 (2000) 2237.
- ³ P. A. Heimann, H. A. Padmore, and R. W. Schoenlein, in *8th International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation*, edited by T. Warwick, J. Arthur, H. A. Padmore and J. Stohr (American Institute of Physics, San Francisco, California, 2003), Vol. 705, p. 1407.
- ⁴ M. Koike, K. Sano, E. Gullikson, et al., *Review of Scientific Instruments* 74 (2003) 1156.
- ⁵ J. H. Underwood and J. A. Koch, *Applied Optics* 36 (1997) 4913.
- ⁶ D. P. Lowney, P. A. Heimann, H. A. Padmore, et al., *Review of Scientific Instruments* 75 (2004) 3131.
- ⁷ M. C. Hettrick, *Applied Optics* 31 (1992) 7174.
- ⁸ M. Neviere and E. Popov, *Light Propagation in Periodic Media: Differential Theory and Design* (Marcel Dekker, New York, 1992).
- ⁹ B. K. Teo, *EXAFS: Basic Principles and Data Analysis* (Springer-Verlag, 1986).
- ¹⁰ B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *Atomic Data & Nuclear Data Tables* 54 (1993) 181.



3.3 フルコヒーレント X 線レーザーの開発とその応用

Development and application of fully coherent x-ray lasers

田中 桃子、錦野 将元、長谷川 登、石野 雅彦、岸本 牧、助川 鋼太、台 仁忠、
並河 一道、川染 勇人、河内 哲哉、越智 義浩、加道 雅孝、永島 圭介

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Momoko TANAKA, Masaharu NISHIKINO, Noboru HASEGAWA,
Masahiko ISHINO, Maki KISHIMOTO, Kouta SUKEGAWA, Renzhong TAI,

Kazumichi NAMIKAWA, Hayato KAWAZOME, Tetsuya KAWACHI,

Yoshihiro OCHI, Masataka KADO, Keisuke NAGASHIMA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We have succeeded in generating x-ray laser with full spatial coherence at a wavelength of 14 nm. The highly directed x-ray beam with a divergence of 0.2 mrad is generated by use of two gain media, where the seed x-ray laser from the first medium is amplified the second medium. The observed beam divergence is close to the diffraction-limited value within a factor of two. Using the coherent x-ray laser, we have demonstrated the x-ray speckles measurement and two holes excitation of inner shell electrons.

Keywords : X-ray laser, Coherent x-ray, Nonlinear effect, Speckle

1. はじめに

光量子科学研究センターではレーザープラズマを利得媒質とした X 線レーザーの開発とコヒーレント X 線の利用技術開発を行っている。これまでに過渡利得方式により、波長 8.8nm~46.9nm で発振線を確認した [1, 2]。特に、多層膜ミラーの使用が可能で利用研究を行う上で重要な波長 14nm 領域では飽和増幅を達成している [1]。しかしながら、これまでの X 線レーザーはビーム発散角が数 mrad 程度と大きく、通常レーザーの最大の特徴とされる空間コヒーレンスが、ビーム径に対して数十分の一程度であった。これは、X 線レーザーの媒質プラズマが利得領域周辺で急峻な密度勾配をもっているために、X 線が媒質中を伝搬している間に屈折して広がるためであると考えられている。

我々は、2つの利得媒質を用いて X 線レーザー増幅を行うことにより、波長 13.9 nm の X 線レーザーで、空間的にフルコヒーレントでビーム発散角がほぼ回折限界の X 線レーザーを得ることに成功した [3, 4]。また、このコヒーレントな X 線を用いて、スペックル計測、X 線非線形現象の観測、X 線干渉計測、ナノビーム照射、過渡回折格子計測などの利用技術研究を実施、計画中である。本稿では、スペックル計測と、X 線非線形現象である 2 ホール生成の観測について紹介

する。

2. コヒーレントX線レーザーの発生

X線レーザーは過渡利得電子衝突励起方式により、ニッケル様銀の 3d-3p 遷移を用いて発振させている。発振波長は 13.9nm である [1]。図 1 に 2つの利得媒質を用いた高コヒーレントX線レーザー発生概念図を示す。これは、1つ目の利得媒質中で発生したX線レーザーをシード光として2つ目の利得媒質で増幅するという方法で発生させている。シード光の一部分のみを増幅することにより、X線のビーム発散角を押さえコヒーレンスを改善することができる。さらに、2つ目の媒質を励起するタイミングをずらすことにより、利得媒質中での屈折の影響をあまり与えずにX線レーザーを増幅することが可能であることが分かった[3]。図 2 に得られたX線レーザー光のビームパターンを示す。X線レーザーの強度の空間分布はガウス型で縦横ともに等法的であり、ビーム発散角は 0.2mrad であった。この値は、ガウスビームの回折限界角の2倍以内である。また、ヤングの実験によりビーム径よりも長い空間コヒーレンス長を持つ (図 3)、すなわちフルコヒーレントであることを確認した[4]。このX線レーザーのパルスあたりの総エネルギーは 25nJ であり、コヒーレント光子数は 10^8 個で単色では放射光など既存の光源と比べて数桁高い。さらに媒質の最適化により2桁以上の増力が期待される。

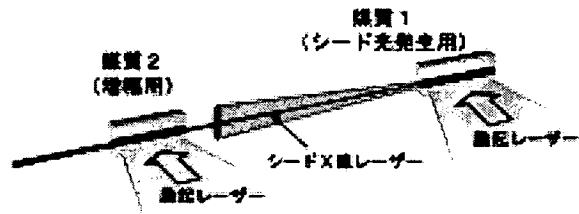


図1 コヒーレントX線レーザー発振の概念図

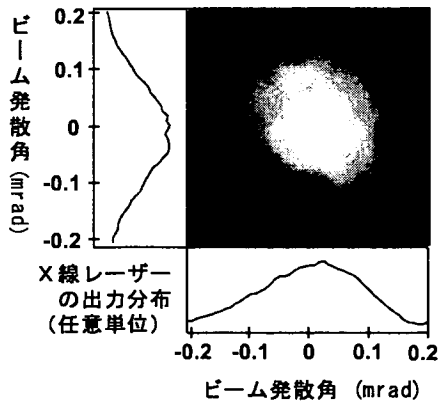


図2 X線レーザーのビームパターン
第2媒質から 2.8m の位置で撮影した遠視野パターン。ビーム発散角は縦横ともに 0.2mrad 程度であり、ゲイン領域のサイズを $50\mu\text{m}$ [1] としたときのガウスビームの回折限界角の2倍以内である。

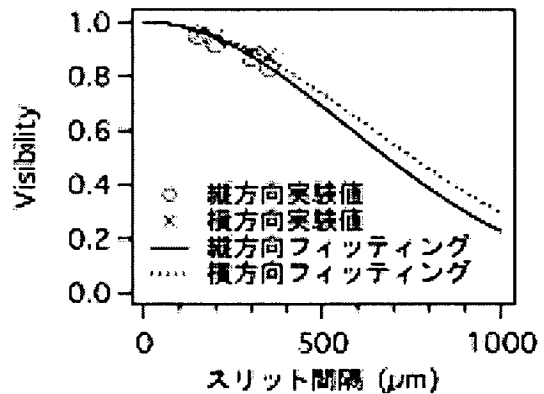


図3 ビーム径 $460\mu\text{m}$ の位置にダブルスリットを置いたときの干渉パターンのビジビリティ
Gaussian shell モデルでフィッティングを行うと、空間コヒーレント長は縦横ともに $600\mu\text{m}$ 程度である。この値はビーム径と比べて十分に大きいいため、このレーザーはビーム全体でフルコヒーレントであると言える。

3. X線スペックル計測

物質の不規則な構造によるコヒーレント光の散乱をスペックルという。スペックルの干渉パターンは散乱体の空間相関を反映しており、高強度、短パルスのX線レーザーを光源として用いることで短寿命の微小構造を検出することができる。例えば、BaTiO₃ は 122°C で強誘電体から常誘電体に相転移する物質であるが、X線レーザーのスペックルパターンから相転移点近傍の常誘電相に短寿命の分極クラスターが存在することが分かった。図4に示したのは BaTiO₃ のスペックルパターンの強度の q-空間分布である。転移点近傍では高温域と比べ鏡面反射の裾野が高くなっており、微細構造による散乱が乗っていることを示している。この散乱は、試料表面に対して垂直方向に電場をかけることにより減少することから、BaTiO₃ の常誘電相中に数 100ps の短時間だけ出現する分極クラスターによる複屈折により生ずるものと考えられる(図5)。図4のスペックル強度分布をフーリエ変換して得た相関関数から、複屈折に寄与する分極クラスターのサイズ、クラスター間距離、分極の大きさが求められた[5]。現在、X線レーザーパルスを2連続照射して時間分解することにより、分極クラスターの寿命を測定する実験を計画中である。

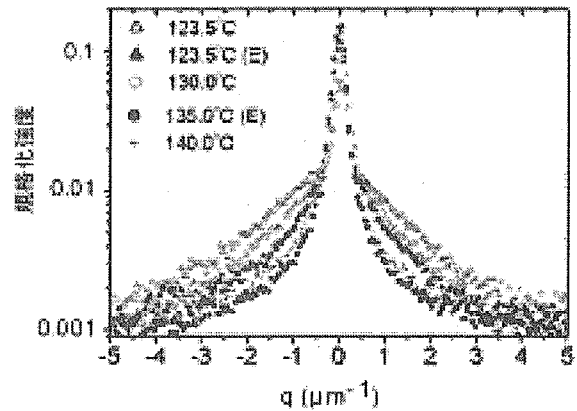


図4 BaTiO₃ の転移点より高温域でのスペックルパターン。中抜きは外部電場無し、黒色は電場有りを表している。

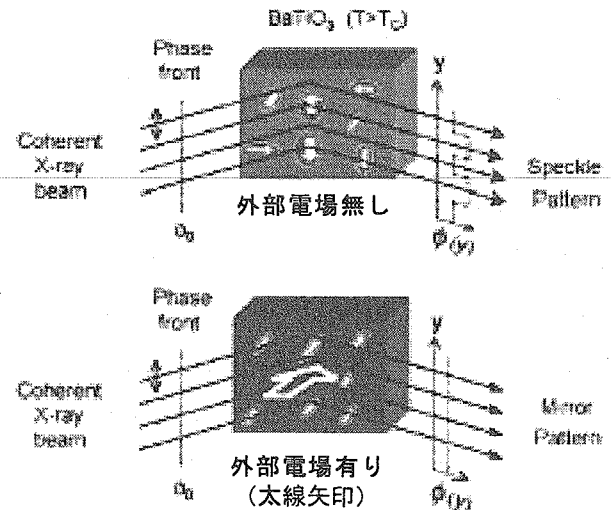


図5 電場をかけることによりクラスターの分極が反射面に垂直な方向に揃い、スペックル強度が減少すると考えられる。

4. 内殻2ホール励起

高強度短パルスのX線レーザーを集光照射することにより、X線領域での非線形現象を起こすことができる。特に、X線レーザーは現在パルスあたりのコヒーレント光子数が 10⁸ 個と放射光光源と比べて数桁高いため、2個の光子が同時に寄与する内殻2ホール励起のような現象が高い確率で生ずることが期待できる。

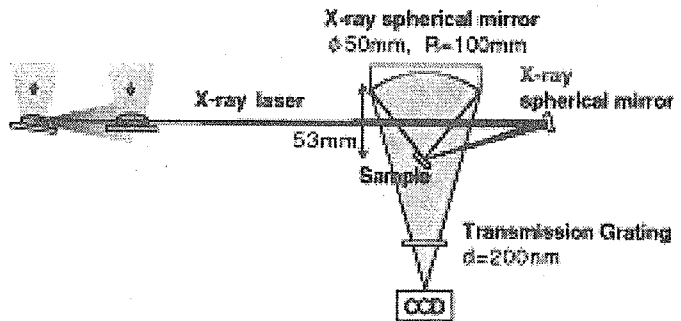


図6 微弱光測定用分光器の概念図

図6に微弱光測定用分光器の概念図を示す。X線レーザーは球面ミラーにより試料表面に集光照射している。発生した蛍光及び試料表面からの反射X線を球面多層膜ミラーでCCD上に集光している。分光は途中に挿入した透過型回折格子によって行っている。分光器の波長校正は反射X線の0次光と1次光を使って行っている。X線レーザーの反射から見積もった装置関数は、波長で0.8nmである。図7にX線レーザー励起によるNiOの発光スペクトルを示す。1ホール、2ホールのエネルギーは電子線励起による発光スペクトルの文献値[6]により帰属している。今回の実験では、2ホール蛍光の波長で信号を観測した。1ホール蛍光が観測されていないのは、蛍光集光用ミラーの反射率が1ホール蛍光の波長では低いためであると考えられる。また、1ホール及び2ホールの蛍光の発光効率(ブランチングレシオ)を比較する必要がある。2ホール蛍光については、X線レーザー媒質プラズマからの連続X線がのっている可能性があるため、今後の実験でそれを除去した計測を行う必要がある。現在、広帯域多層膜を施した楕円ミラーを用いた、より高感度で高分解能の分光器を設計制作中である。

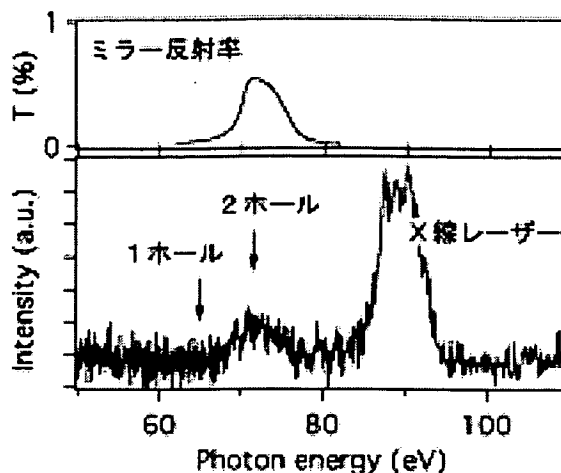


図7 蛍光集光用ミラーの反射率及びNiOのX線蛍光スペクトル。90eV付近のスペクトルは、励起用X線レーザーの試料表面での反射に由来するものである。矢印は、電子線励起による蛍光スペクトルから帰属した1ホール、2ホールの発光位置を示している。

付記

本研究のうちX線スペックル計測及び内殻2ホール蛍光の観測については、16年度後期から科学技術振興機構のCREST事業より資金援助を受けております。

参考文献

- [1] T. Kawachi et al, Phys. Rev. A 66 (2002) 33815
- [2] T. Kawachi et al, Phys. Rev. A 69 (2004) 33805
- [3] M. Tanaka et al, Opt. Lett. 28 (2003) 1680-1682
- [4] M. Nishikino et al, Phys. Rev. A 68 (2003) 61802R
- [5] R. Z. Tai et al, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 087601
- [6] V. A. Fomichev et al, "Band Structure Spectroscopy of Metals and Alloys", Academic Press (1973) 259-257



3.4 天然及び合成雲母結晶を用いた 1 keV 領域反射型偏光子の開発と評価測定 — ナノ磁性構造解析素子の開発に向けて —

Evaluation of reflection-type polarizers with natural and synthetic mica crystals in the soft x-ray region of 1 keV — Aiming to development of polarizing elements for analyzing magnetic properties of nanostructure —

今園孝志^{a)}, 広野等子^{b)}, 木村洋昭^{b)}, 佐野一雄^{c)}, 石野雅彦^{a)}, 小池雅人^{a)}

a) 日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

b) (財)高輝度光科学研究センター (JASRI) SPring-8

〒679-5198 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1

c) (株)島津エミット

〒541-0041 大阪府中央区北浜 2-5-23

**Takashi IMAZONO,^{a)} Toko HIRONO,^{b)} Hiroaki KIMURA,^{b)} Kazuo SANNO,^{c)}
Masahiko ISHINO,^{a)} and Masato KOIKE^{a)}**

a) Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

b) Japan Synchrotron Radiation Research Institute, SPring-8

1-1-1 Kouto, Mikazuki-cho, Sayo-gun, Hyogo 679-5198, Japan

c) Shimadzu Emit Corporation

2-5-23 Kitahama, Chuo-ku, Osaka 541-0041, Japan

To develop soft x-ray polarizers functioning in 1 keV region of where there is no available polarizing element so far, the performances of natural and synthetic mica single-crystals have been investigated using horizontally linearly polarized synchrotron radiation (SR). As the results of the reflection measurements, at the incident energy of 878 eV, the reflectances for s- and p-polarization components of natural mica were approximately 1.8% and 0.022%, respectively, and then the polarizance which stands for the polarizing ability has been estimated to be over 0.99 at least. This indicates that natural mica works as a practicable reflection-type polarizer at 878 eV. In addition, as a preliminary experiment, the reflectance of synthetic mica dependence of the incident energy was measured near 45° incidence using SR. As the result, we found that synthetic mica sufficiently has a potential for functioning as a polarizer.

Keywords: dynamical theory, soft x-ray polarizer, muscovite, synthetic mica, fluoro-phlogopite, single-crystal

1. はじめに

1 keV 領域の高輝度偏光軟 X 線源は、磁気二色性測定や偏光 XAFS 等の偏光依存測定に用いられている。とりわけ、磁性ナノ構造デバイスの磁性元素の電子構造や磁気機能の解明等、磁性体研究にとって極めて有用である。これらの測定において偏光軟 X 線の偏光状態は重要なパラメータであるため、予め偏光素子を使って偏光状態を決定しておくことは極めて重要である。

偏光素子は、1 keV 領域より低エネルギー側 (50-700 eV) で多層膜型が、高エネルギー側 (2.5 keV 以上) で結晶型素子がそれぞれ開発され、光源の偏光測定や物性研究に利用されている。しかし、これまで 1 keV 領域で機能する偏光素子は開発されていないために偏光状態評価は行われていない。その主な理由としては以下のことが考えられる。1 keV 領域用偏光素子として多層膜を用いた場合、その周期長は 1 nm 程度となるため多層膜の界面粗さが素子の性能に大きな影響を与える。一般に 0.3 nm 以下に抑えることは困難とされている現状の多層膜成膜技術では急峻な界面を持つ多層構造が得られにくい。一方、結晶を用いた場合、結晶格子面間隔 1 nm 程度を持つ完全結晶がほとんど存在せず、また、透過型素子の場合、吸収効果を見逃すことにならないため結晶の薄膜化技術 (数 μm) を要する。今後、1 keV 領域の偏光軟 X 線の利用研究はますます活発化することが予想され、光源の偏光測定だけでなく、磁性材料・物質研究等の偏光解析用素子として 1 keV 領域偏光素子の開発は急務である。

我々はこれまでの研究で、一般に完全結晶ではないが格子定数が 1 nm の天然雲母結晶の偏光特性について標準的な動力学回折理論¹⁾に基づいて開発した偏光特性計算プログラムを使って理論的検討と、予備実験としてシンクロトロン放射光 (SR) を用いた反射率測定を行い、同結晶が 1 keV 領域で反射型偏光子として機能する可能性を有することを示した²⁾。今回、より詳細な天然雲母結晶の性能評価測定により、同結晶が 880 eV 近傍で実用的な反射型偏光子として機能することを示す。更に、近年、大型で良質な単結晶が得られるようになった合成雲母結晶の反射率測定の結果についても述べ、同結晶の反射型偏光子としての可能性を示す。

2. 天然雲母 (白雲母) と合成雲母 (フッ素金雲母)

本研究では試料として天然雲母 (白雲母 = muscovite) と合成雲母 (フッ素金雲母 = fluoro-phlogopite) を用意した。表 1 に両結晶の化学式、結晶系、結晶構造、格子定数、及び図 1 に示す天然雲母 (上) 及び合成雲母 (下) の X 線回折パターン (光源は Cu-K α_1 (0.154 nm) を用い、 $\theta-2\theta$ スキャンを行った) から見積もった格子面間隔 d_{002} とブラッグ角 $\varphi_B = 45^\circ$ を満たす時のエネルギー ($hc/2d_{002}\cos(45^\circ)$) を示す。どちらの結晶も結晶性が極めて高く、c 軸方向に約 1 nm の長

表 1. 天然雲母 (白雲母 = muscovite) と合成雲母 (フッ素金雲母 = fluoro-phlogopite) の化学式、結晶系、結晶構造、格子定数、及び X 線回折測定から見積もった格子面間隔 d_{002} とブラッグ角 45° を満たす時のエネルギー。

	天然雲母 (白雲母)	合成雲母 (フッ素金雲母)
化学式	$\text{K Al}_2(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$	$\text{K Mg}_3(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})\text{F}_2$
結晶系	単斜晶	単斜晶
結晶構造	底面心 (C)	底面心 (C)
格子定数		
a	0.51895 nm	0.5308 nm
b	0.90077 nm	0.9183 nm
c	2.00482 nm	2.0278 nm
β	95.78°	100.07°
格子面間隔 d_{002}	0.9929 nm	0.9963 nm
$hc/2d_{002}\cos(45^\circ)$	879.06 eV	879.9 eV

周期格子面間隔（面指数(002)の場合）を有し、880 eV 近傍で偏光子としての条件である $\phi_B = 45^\circ$ を満たすのが分かる。

3. 実験

天然雲母の偏光性能評価測定は、SPring-8 BL27SU (Figure-8 アンジュレータ光源 = 水平偏光モード) で行った。入射エネルギーは 878 eV, エネルギー分解幅は約 1.3 eV (分光器の入射-出射スリット幅は 500-500 μm) であった。評価装置には 5 軸回転駆動機構を有する軟 X 線偏光解析装置「ELLI」³⁾ を用い、偏光別反射率測定 (ロッキングカーブ) と回転検光子法 (方位角走査) による強度測定を行った。また、合成雲母の反射率測定は立命館大学 SR センター BL-11 で行った。評価装置には軟 X 線光学素子評価装置⁴⁾ を用い、入射角、回折角 (検出角) を固定して s 偏光反射率のエネルギー依存測定 (879-890 eV) を行った。この時の分解幅は 900 eV で約 13 eV であった。

4. 結果と考察

まず、天然雲母の偏光性能評価測定について述べる。図 2 に、入射エネルギー 878 eV における天然雲母(002)の s(p)偏光反射率 $R_s(R_p)$ を入射角とブラッグ角の差 $\Delta\phi$ ($=\phi - \phi_B$, ϕ は直入射角) の関数として示す。黒丸は R_s , 白丸は R_p をそれぞれ表している。最大反射率はそれぞれ $R_s = 1.8\%$ ($\Delta\phi = -0.07^\circ$), $R_p = 0.022\%$ ($\Delta\phi = -0.10^\circ$) であり、 R_s は R_p に比べ極めて高いのが分かる。また、 R_s と R_p の反射ピーク位置が一致していないのは、入射光のエネルギー分解幅を考慮することにより理解できる⁵⁾。なお、 R_s は $\Delta\phi = -0.27^\circ$ 付近の肩構造のため非対称であるが、これについてはまだよく分かっていない。また、図 3 は、 R_s が最大となる入射角 ($\Delta\phi = -0.07^\circ$) で回転検光子法を行った時の方位角に対する信号強度。白丸は測定値を、実線はフィッティング結果を表している。

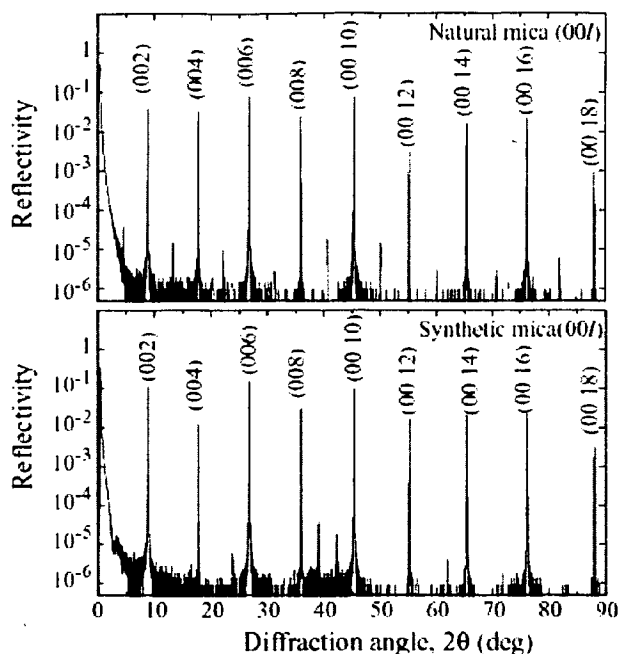


図 1. 天然及び合成雲母単結晶の X 線回折パターン。横軸は回折角 (入射角 θ は視斜角) を表している。

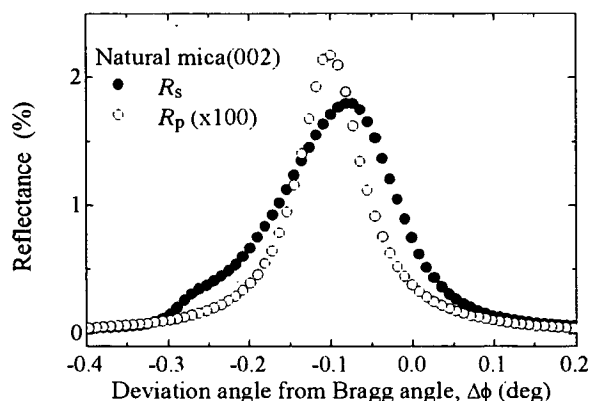


図 2. 入射角とブラッグ角の差 $\Delta\phi$ ($=\phi - \phi_B$, ϕ は直入射角) の関数として入射エネルギー 878 eV における天然雲母(002)の s 偏光反射率 R_s (黒丸) と p 偏光反射率 R_p (白丸)。

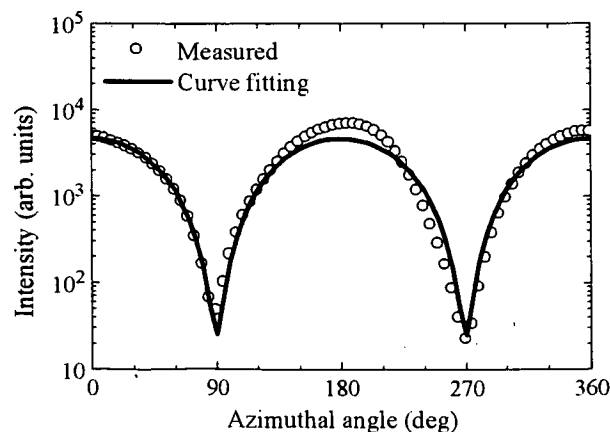


図 3. R_s が最大となる入射角 ($\Delta\phi = -0.07^\circ$) で回転検光子法を行った時の方位角に対する信号強度。白丸は測定値を、実線はフィッティング結果を表している。

なる入射角 ($\Delta\phi = -0.07^\circ$) で回転検光子法を行った時の方位角に対する信号強度である。白丸は実験値、実線はフィッティング結果を表している。フィッティングの一致度は良く、これから、天然雲母の偏光能は少なくとも 0.99 以上であることが分かった。このことは、878 eV で天然雲母が高出力、高偏光能な反射型偏光子として機能することを示している。

次に、予備測定として行った合成雲母の反射率測定の結果について述べる。図

4 に、入射角 45° 近傍 (検出角は 90° に固定) での合成雲母(002)の s 偏光反射率の入射エネルギー依存性を示す。図中に示した全ての入射角における最大反射率は 1.2% 以上であることが分かる。ここで注目すべきは、入射角 45° での反射率 (881.5 eV で最大約 1.4%) である。動力学理論¹⁾によると入射角 45° での p 偏光反射率は s 偏光反射率に比べて著しく低いことが期待できる。本測定では p 偏光反射率を計測していないが、本測定結果は、合成雲母が 880 eV 近傍で反射型偏光子として機能する可能性を十分有していることを示している。

5. まとめ

1 keV 領域軟 X 線偏光子を開発するために、我々は、シンクロトロン放射光を用いて天然雲母結晶の偏光性能評価をおこなった。その結果、同結晶は実用的 (s 偏光反射率 1.8%, 偏光能 0.99 以上) な反射型偏光子として機能すること示した。更に、合成雲母結晶の偏光特性に関する予備測定の結果、同結晶も反射型偏光子として機能する可能性があることを示した。

謝辞

村松康司主任研究員殿、斉藤祐児研究員殿 (原研関西研放射光科学研究センター) には本研究の遂行に当たり活発な討論とご協力を賜りました。厚く御礼申し上げます。副島啓義常務取締役殿 (島津総研 (株))、井上淳殿、祁答院公德殿、水内盛土殿 (日本商事 (株)) には天然雲母に関する討論と適切な助言を頂きました。深く感謝申し上げます。本研究で用いた合成雲母 (フッ素金雲母) 単結晶は、伊藤機工株式会社殿よりご提供賜りました。厚く御礼申し上げます。本実験は、財団法人高輝度光科学研究センター (JASRI) SPring-8 の実験課題 (課題番号 No.2004B0748) のもと行われた。

参考文献

- ¹⁾ W. H. Zachariasen, Theory of x-ray diffraction in crystals, John Wiley & Sons, New York (1951).
- ²⁾ T. Imazono *et al.*, JAERI-Conf, **2004-009**, 157 (2004).
- ³⁾ H. Kimura *et al.*, AIP Conf. Proc. **705**, 537 (2004).
- ⁴⁾ M. Koike *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 1541 (2002).
- ⁵⁾ T. Imazono *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **76** (2005). (in press).

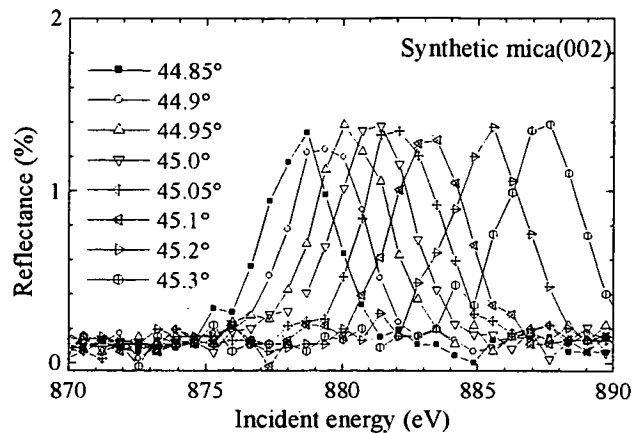


図4. 入射角 45° 近傍 (検出角は 90° に固定) での合成雲母(002)の s 偏光反射率の入射エネルギー依存性。



3.5 THE EUROPEAN XFEL PROJECT

K. Flöttmann, Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, Germany

Abstract

The European XFEL project is a 4th generation synchrotron radiation facility based on the SASE FEL concept and the superconducting TESLA technology for a linear accelerator. In February 2003 the German government decided that the XFEL should be realized as a European project and be located at DESY in Hamburg.

The paper will give an overview of the overall layout and parameters of the facility, with emphasis on the accelerator design, technology and physics.

INTRODUCTION

X-rays have played for many decades a crucial role in the study of structural and electronic properties of matter on an atomic scale. With the ultra-high brilliant and sub-100 fs pulse length coherent radiation achievable with free electron laser X-ray sources the research in this field will enter a new era [1]. It will become possible to take holographic snapshots with atomic resolution in space and time resolution on the scale of chemical bond formation and breaking. Linear accelerator driven FELs using the principle of self-amplified spontaneous emission (SASE) [2] appear to be the most promising approach to produce this radiation with unprecedented quality in the Å-wavelength regime. The first facility of this type, using part of the existing SLAC linac, was proposed at Stanford and is now under construction [3, 4]. The XFEL was originally proposed as integral part of the TESLA project together with a 500 - 800 GeV e^+e^- Linear Collider based on superconducting RF (SRF) technology [5]. In a later update [6], the proposal was modified such as to build the XFEL with its own, separate linac for the benefit of flexibility regarding construction, commissioning and operation of the facility, maintaining the SRF technology identical to the collider linac and a common experimental site 16 km northwest from the DESY site in Hamburg. The German government decision in 2003 to go ahead with the XFEL as a European project and to postpone the decision on the collider led to a revision of the site, with synergy arguments for a common site no longer in effect. The new site layout has the XFEL linac starting on the DESY site, permitting to make optimum use of existing infrastructure, and the user facility in a rural area about 3 km west-northwest from DESY. The legal procedure to obtain permission for construction is in preparation and expected to be completed by end of 2005. The project organisation at the European level is ongoing. The final decision to move into the construction phase is expected for 2006.

The construction time until beam operation will be 6 years.

The electron beam quality and stability required by the SASE process presents considerable challenges to the linear accelerator community. SASE test facilities in the visible and ultra-violet wavelength range were built and operated during the last years [7]. The results have demonstrated the viability of the challenging accelerator subsystems and the good understanding of the SASE process. In particular the successful operation of the TESLA Test Facility (TTF) linac and FEL at DESY provides a firm basis for the XFEL, regarding the SRF technology, beam dynamics and the FEL process [8] and the conduction of user experiments [9]. In its 2nd phase, just about to start, operation of the VUVFEL, designed for FEL radiation down to 6 nm wavelength, will continue to deliver a vast amount of experience as a pilot facility for the future project [10].

OVERALL LAYOUT AND PARAMETERS

The XFEL is laid out as a multi-user facility. In its 1st stage, it will have 5 undulator beam lines, 3 of which are SASE-FELs (two for the Å wavelength regime, one for softer X-rays), the other two for hard X-ray spontaneous radiation. Initially, 10 experimental stations are foreseen. The underground experimental hall has a floor space of 50×90 m² and more stations can be added later. The site allows to extend the user facility for more beam lines in a later stage (see Figure 2).

The undulator sections have a maximum total length of 250 m. Variable gap (min. 10 mm), 5 m long undulator segments are foreseen, which not only permits to independently adjust the photon energy within certain limits, but also facilitates the precise steering of the electron beam for optimum overlap with the photon beam [11].

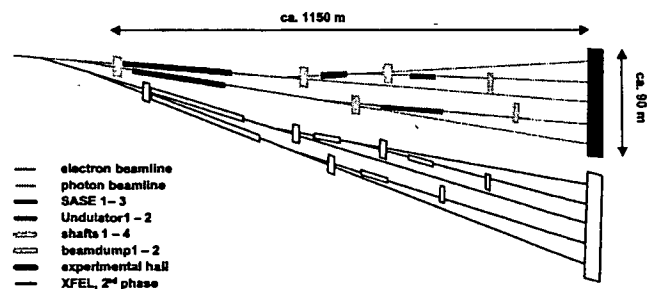


Figure 2: Layout of user beam lines (incl. extension).

An overview of the main XFEL parameters is given in Table 1.

Table 1: XFEL Design Parameters

Performance Goals for the Electron Beam	
Beam Energy	10 - 20 GeV
Emittance (norm.)	1.4 mrad · mm
Bunch Charge	1 nC
Bunch Length	80 fs
Performance Goals for SASE FEL Radiation	
photon energy	15 – 0.2 keV
wavelength	0.08 – 6.4 nm
peak power	24 – 135 GW
average power	66 – 800 W
number photon per pulse	$1.1 - 430 \cdot 10^{12}$
peak brilliance	$5.4 - 0.06 \cdot 10^{33} *$
average brilliance	$1.6 - 0.03 \cdot 10^{25} *$
* in units of photons / (s mrad ² mm ² 0.1% b.w.)	

The main linac uses 116 12 m long accelerator modules with 8 superconducting cavities each, grouped in 29 RF stations. Twelve spare modules, i.e. three RF stations, are included in the design in order to guarantee the overall availability of the accelerator in case of failures. The linac is housed in a tunnel (Figure 3) 15 – 30 m underground. The klystrons are in the tunnel and connected to the modulators in an easily accessible surface building on the DESY site by 10 kV pulse cables.

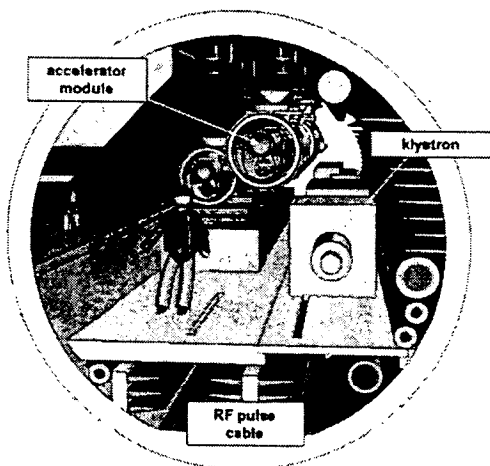


Figure 3: 3D drawing of the 5.2 m diameter main linac tunnel. The accelerator modules will be suspended from the ceiling.

The required klystron power per station is 4.8 MW, well below the maximum power of 10 MW of the

multi-beam klystrons developed in industry for the TESLA project. This will not only cover the power needs for the above mentioned operation at higher energies, but also allow to operate the linac at higher repetition rates (and duty cycles) at lower energy (the main limitation then being the average power of the RF system).

SRF LINAC TECHNOLOGY

The XFEL linac is based entirely on the technology which was over the past years developed by the TESLA collaboration as the most essential part of the R&D programme towards a superconducting linear collider. The successful completion of the 1st phase of the TESLA Test Facility (TTF) has demonstrated that superconducting 9-cell Nb cavities can be reliably produced with the XFEL design performance of 23 MV/m. Stable beam acceleration at (or near) this gradient was also demonstrated with complete 12 m long accelerator modules, containing 8 cavities each, in the TTF linac [15]. The latest generation accelerator module #5, now installed in the upgraded phase-2 TTF/VUV-FEL (Figure 4), performed in RF tests at a gradient of 25 MV/m for all cavities simultaneously (higher for 6 out of 8 in single cavity RF tests) [16]. Several 10 MW multi-beam klystrons have been built by industry in France and operated at TTF at design specs. Prototypes from additional vendors are under development [17, 18]. Industrialisation of all linac components is one of the crucial tasks on the way towards construction of the machine.

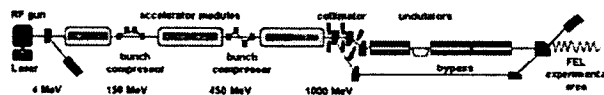


Figure 4: TTF-II and VUV-FEL layout

The continuing TESLA SRF R&D programme has by now delivered state-of-the-art cavities with a performance well exceeding the XFEL baseline requirements. With the electro-polishing (EP) method to improve the Nb surface quality, pioneered at KEK, five 9-cell cavities were tested at gradients of 35 – 40 MV/m [19].

INJECTOR & BUNCH COMPRESSOR

To optimise availability, there are two parallel injectors to produce and accelerate the electron beam before combining the beam lines at roughly 100 MeV (see Fig 5). The injector tunnels are shielded from each other, such that maintenance, repair or modifications of one of them is possible while continuing to operate the facility with the other. A short accelerator section at the 3rd harmonic RF frequency is then used for the linearization of longitudinal phase space. This section is followed by a booster linac increasing the energy to 500 MeV. At this energy the electron bunches are compressed by

about a factor of 100 down to $\sigma_z \equiv 22 \mu\text{m}$, corresponding to approx. 5 kA peak current for 1 nC charge. A detailed description of this process is given in Ref. [20]. Operation in this extremely short bunch length regime presents considerable technical and beam dynamics challenges, for a recent overview of this subject, see ref. [21].

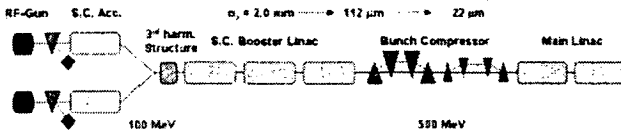


Figure 5: XFEL Injector Layout

Simulation results for the photocathode RF gun indicate that an rms normalised emittance of 0.9 mm-mrad is achievable (see ref. [22] for a recent update). The R&D for low-emittance electron beam sources has been performed within the TESLA collaboration and is supported by the EU Framework Programme 6. Beam tests of the latest version of the RF gun have been done at the PITZ test stand at DESY, Zeuthen [23], yielding a normalised emittance of 1.5 mm-mrad. Further improvements are expected by increasing the accelerating field on the cathode from 40 to 60 MV/m and optimising the homogeneity of the laser beam profile. The gun previously tested at PITZ has now been installed and successfully commissioned at the VUV-FEL [24].

The bunch compressor has in comparison to the earlier version [6] been simplified by going from a 3-stage to a single stage layout. This approach turned out to be more robust against the potential problem of the micro-bunching instability. The latter can lead to a strong amplification of initially small modulations in the longitudinal bunch charge distribution by coherent synchrotron radiation (CSR) and space charge effects, unless the uncorrelated energy spread is intentionally increased by ‘heating’ with a laser [25, 26]. The effect of CSR on the beam emittance is in the present layout strongly reduced by splitting up the magnetic chicane of the compressor into a first section with large momentum compaction (transfer matrix element R_{56}) and a second one with small R_{56} . The weak bends in the second section avoid excessive CSR at a position where the bunch becomes shortest. The residual emittance growth obtained from extensive beam dynamics simulations is of the order of 10%, well within the 50% total budget for emittance dilution from the source to the undulators. Further dilution in the downstream main linac is small as a result of very weak wakefields in the TESLA accelerating structures, so that the overall design includes a reasonable safety margin regarding the beam emittance requirements.

The large bunch compression ratio is inevitably connected with tight tolerances on timing, RF phases and amplitude of the gun and the booster section. The

effects of jitter in these and other parameters on the FEL photon beam properties have been studied in model calculations [27]. Even with tight assumptions of 0.05°, 0.02% and 0.1 ps in RF phase, amplitude and gun timing jitter (rms) respectively, the fluctuations of photon pulse length and saturation power are not negligible and efficient photon diagnostics are likely required to monitor the beam and correlate variations with experimental data. An advantage of the SRF concept is the possibility to stabilise the RF parameters within a pulse by feedback. An alternative layout with 2 compressor stages is being investigated [28] to assess whether potential advantages regarding jitter tolerances would justify such a 2nd stage.

BEAM DISTRIBUTION

The XFEL linac can accelerate more than 3,000 bunches per RF pulse, serious beam dynamics problems related to higher order modes in the cavities are not expected [29]. User requirements regarding beam time structure will vary over a large range, from single or few bunches to partial or full trains per RF pulse. Generation of such patterns is possible at the source, at the end of the linac or by a combination of both. From the point of view of maximum flexibility a system using programmable fast kickers appears to be the optimum solution. Beam loading conditions in the linac could be quasi static, i.e. the same from pulse to pulse, and bunches could be distributed to different beam lines according to the needs of the respective experiments. The required switching devices are demanding, though, regarding jitter tolerances and reliability. The developments in this direction profit from the R&D work for the linear collider damping ring kickers which have more or less similar requirements. Recently, a very stable kicker pulser was developed at BESSY [30], which appears promising and will be further investigated in the future. In addition to switching the electron beam, it is also possible to switch the FEL process on and off by phase shifters, such that different photon pulse time structures can be generated in a beam line with a sequence of several undulators [31].

The beam transport lattice from the end of the linac to the undulators includes sections for diagnostics and collimation to protect the undulators from potentially large amplitude halo or mis-steered beam. A large momentum acceptance is foreseen so that energy modulation within a bunch train by up to 3% is possible. The lattice layout and the civil construction in the beam distribution region for the 1st phase of the user facility will also already take into account the possibility of later adding more beam lines.

Among the options to add features to the range of possible photon beam properties, very short pulses in the sub-fs regime appear very attractive for certain classes of experiments and could be generated by

modulating the energy distribution in the bunch with a very fast laser just upstream from the SASE undulators [32, 33].

CONCLUSION

The 20 GeV linac based on the technology developed by the TESLA collaboration and successfully demonstrated at TTF / VUV-FEL is an ideal driver for the X-ray Free Electron Laser facility, offering a broad range of operating parameters in its baseline design and a considerable potential for future upgrades and options.

With the R&D work progressing towards industrial production of major components and the preparations for the site and the legal procedure (plan approval procedure) well under way, we should be ready to go into the construction phase in ~2 years from now.

REFERENCES

- [1] H. Dosch, "Advanced Analysis in Nanospace: Research with the XFEL", LINAC 2004, Luebeck.
- [2] Y. S. Derbenev, A. M. Kondratenko and E. L. Saldin, Nucl. Instr. Meth. 193 (1982) 415.
- [3] „LCLS Conceptual Design Report“, SLAC-R-593, April 2002;
<http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/cdr>
- [4] P. Krejcik et al., "Linac Coherent Light Source (LCLS) – Accelerator System Overview", LINAC 2004, Luebeck.
- [5] F. Richard et al. (eds.), "TESLA Technical Design Report", DESY 2001-011, March 2001;
<http://tesla.desy.de>
- [6] R. Brinkmann et al. (eds.), "Supplement to the TESLA XFEL TDR", DESY 2002-167, October 2002; <http://xfel.desy.de>
- [7] P. Castro, "Steps Towards Sources Based on Linac-Driven Free-Electron Lasers", PAC 2003, Portland, May 2003, p. 198.
- [8] M. Dohlus et al., "Start-to-End Simulations of SASE FEL at the TESLA Test Facility, Phase 1", Nucl. Instr. Meth. A530 (2004) 217.
- [9] H. Wabnitz et al., "Multiple ionization of atom clusters by intense soft X-rays from a free-electron laser", Nature Vol. 420, pp 482-485, Dec.2002.
- [10] J. Rossbach, "The VUV-FEL as a Pilot Facility for the XFEL", presented at the XFEL STI Round Table Meeting, DESY, June 22-24.
<http://xfel.desy.de/content/e761/e830/index.html>
- [11] M. Tischer et al., Nucl. Instr. Meth. A483 (2002) 418.
- [12] M. Ferrario, J. Sekutowicz and J. Rosenzweig, "An Ultra-High Brightness, High Duty Factor, Super-conducting RF Photoinjector", EPAC 2004, Lucerne.
- [13] B. Petersen, "Conceptual Layout of the European XFEL Linac Cryogenic Supply", LINAC 2004, Luebeck.
- [14] H. P. Bohlen, "IOT RF Power Sources for Pulsed and CW Linacs", LINAC 2004, Luebeck.
- [15] H. Weise, "Superconducting RF Structures – Test Facilities and Results", Proc. PAC 2003, Portland, May 2003, p. 673.
- [16] D. Kostin, "New Accelerating Modules RF Tests at TTF", LINAC 2004, Luebeck.
- [17] H. P. Bohlen et al., "Operation of a 1.3GHz 10MW Multiple Beam Klystron", LINAC 2004, Luebeck.
- [18] A. Yano et al., "The Toshiba E3736 Multi Beam Klystron", LINAC 2004, Luebeck.
- [19] L. Lilje et al., "Achievement of 35 MV/m in the TESLA Superconducting Cavities Using Electro-polishing as a Surface Treatment", EPAC 2004, Lucerne.
- [20] Y. Kim et al., "Injector And Bunch Compressor for the European XFEL", EPAC 2004, Lucerne.
- [21] P. Emma et al., "Emittance Control for Very Short Bunches", EPAC 2004, Lucerne.
- [22] Y. Kim, K. Flöttman and T. Limberg, "On Injector Optimisation for the European XFEL", LINAC 2004, Luebeck.
- [23] A. Oppelt et al., "The Photo Injector Test Facility at Zeuthen: Results of the First Phase", LINAC 2004, Luebeck.
- [24] S. Schreiber and K. Flöttmann, "Commissioning of the VUV-FEL Injector at TTF", EPAC 2004, Lucerne.
- [25] E. Saldin et al., DESY-TESLA-FEL-2003-02, May 2003.
- [26] Z. Huang et al., "Suppression of Microbunching Instability in the Linac Coherent Light Source", EPAC 2004, Lucerne.
- [27] Y. Kim et al., "Start-to-end Simulations on Jitter and Error Tolerances in the European XFEL Project", EPAC 2004, Lucerne.
- [28] Y. Kim et al., "Start-to-end Simulations with Two Bunch Compressor Stages for European XFEL Project", LINAC 2004, Luebeck.
- [29] N. Baboi, "Multi-Bunch Beam Dynamics Studies in the TESLA XFEL", LINAC 2004, Luebeck.
- [30] J. Feikes, O. Dressler and J. Kuszynski, "A Highly Stable Kicker Pulser System for the BESSY FEL Project", EPAC 2004, Lucerne.
- [31] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller and M. V. Yurkov, DESY-TESLA-FEL-2004-02, May 2004.
- [32] A. Zholents, W. Fawley, "Towards Attosecond X-ray Pulses from the FEL", EPAC 2004, Lucerne.
- [33] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller and M. V. Yurkov, DESY-04-045, March 2004.



3.6 超高強度場における放射の反作用

Radiation Reaction Occurring in Ultra-high Intensity Fields

甲賀ジェームス、Timur ESIRKEPOV、Sergei V. BULANOV

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

James KOGA, Timur ESIRKEPOV, Sergei V. BULANOV

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Under most conditions the radiation reaction force on an electron undergoing acceleration is small. However, with the advent of ultrahigh intensity short pulse lasers the damping of the electron motion can become significant. In this paper we numerically examine the interaction of a 150 MeV electron with a 30fs petawatt class laser. We find that the electron motion is significantly affected by the damping. Nearly 80 percent of the electron energy is converted into radiation for $a_0=100$. The backscattered radiation is found to be significantly different from that including no damping. As the intensity of the laser increases the overall frequency spectrum of the backscattered radiation downshifts and the backscattered radiated power significantly decreases by approximately a factor of 4 for the laser intensity of 2×10^{22} W/cm².

Keywords : Radiation reaction, Numerical simulation , Ultra-short ultra-high intensity laser pulse

1. Introduction

With the advent of peta-watt level high power short pulse lasers it may become possible via strong focusing to extend the irradiance to levels close to 10^{22} W/cm²[1] or higher with counter-propagating laser pulses with plasma[2]. At such an irradiance electrons can theoretically reach high energies. Under such extreme conditions the effect of radiation damping on the electron motion in the intense wave can become large [3]. In this paper we examine the effects of radiation damping on a single electron under the influence of a strong electromagnetic wave. The equations of motion describing the damping are solved numerically and the backscattered spectra are calculated.

2. Radiation Reaction

Radiation damping or radiation reaction occurs when an electron is accelerated. When the electron is accelerated, it emits radiation. Under most circumstances the amount of radiation emitted is very small. However, radiation damping limits the maximum energy which electrons can be economically stored in a storage ring due to energy losses from the radiation emitted [4]. Non-relativistic equations describing the effects of radiation damping have been around for nearly a hundred years [5, 6]. The relativistically covariant

form of the equation of motion of a radiating electron was first derived by Dirac [7]:

$$mc \frac{du^i}{ds} = \frac{e}{c} F^{ik} u_k + g^i \quad g^i = \frac{2e^2}{3c} \left(\frac{d^2 u^i}{ds^2} - u^i u^k \frac{d^2 u_k}{ds^2} \right)$$

where u^i is the four velocity, g^i is the damping term, and F^{ik} is the electromagnetic field tensor. The damping term, g^i , is re-expressed in terms of the fields[8] and integrated numerically using an adaptive Runge-Kutta scheme[9].

3. Results

We calculated the interaction of a single electron with a linearly polarized Gaussian laser pulse of the form:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \hat{z} E_0 h(\phi) \sin(\phi) \\ \vec{B} &= -\hat{z} E_0 h(\phi) \sin(\phi) \end{aligned} \quad h(\phi) = \exp\left\{-\frac{\phi^2}{(\omega_0 \tau)^2}\right\}$$

where $\phi = \omega_0(t - x/c)$, ω_0 is the laser frequency, and τ is the laser pulse length.

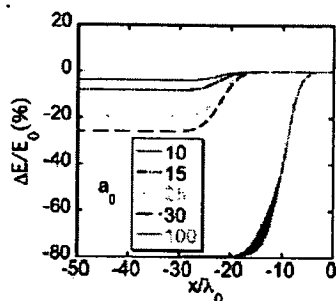


Fig. 1 The energy loss of an electron, which is propagating from the right to the left and the laser pulse is propagating from the left to the right.

All the spectra are calculated for the case of a 30fs laser pulse and a 150 MeV electron beam. The spectra are calculated for the backscattered component only. Figure 2 shows the case for $a_0 = 15$ where the damping is beginning to become large. The spectra for both the case with damping (solid line) and without damping (dotted line) are plotted. It can be seen that the amplitude of the spectra for the non-damped case is larger than in the damped case. This is reasonable since the electron is losing energy in the damping case. In the figure arrows indicate theoretical predictions for the frequency of the

Fig. 1 shows a plot of the percentage of energy loss for a 150 MeV electron for various laser amplitudes, a_0 , that the electron loses a substantial portion of its energy over shorter distances with increasing a_0 . For $a_0 = 100$ we can see that the electron has lost 80% of its energy. We have calculated the power spectra resulting from the electron-laser interaction using [10]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{n} \times [(\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{n})^2} e^{i\omega(t - \hat{n} \cdot \vec{r}(t)/c)} dt \right|^2$$

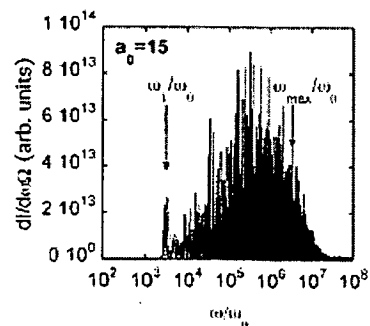


Fig. 2 Power spectrum for $a_0 = 15$. The dotted line is for electron motion without damping and the solid line is for motion with damping.

first harmonic and the peak of the spectrum assuming that the laser pulse is infinite and there is no radiation damping[11]. The frequency of the first harmonic, ω_1 , and ω_{max} for the peak power for $a_0 > 3$ are given by [11]:

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \left(\frac{2}{2+a_0^2}\right)\gamma_0^2(1-\beta_0)^2 \quad \frac{\omega_{max}}{\omega_0} \approx 0.64a_0\gamma_0^2(1-\beta_0)^2$$

where γ_0 and β_0 are the usual relativistic factors. We can see that $\omega_1/\omega_0 = 3036.7$ is in good agreement with the numerical integration. However, the peak in the spectra are lower than the predicted value of $\omega_{max}/\omega_0 = 3.3 \times 10^6$.

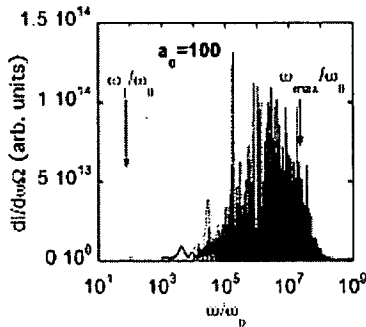


Fig. 3 Power spectrum $a_0 = 100$.

As the amplitude of the laser pulse increases the differences between the non-damping and damping cases correspondingly increases. In Figure 3 we show the case for $a_0 = 100$. The difference in the amplitudes of the peak in the spectra is clearly different between the damping (solid line) and the non-damping case (dotted line). Also the position of the peak has become clearly different. Figure 4 shows a close up around the first harmonic for damping (solid line) and no damping (dotted line). The first harmonic in the case of damping, ω_1^*/ω_0 , has almost disappeared. The first

harmonic in the case of damping is shifted about an order of magnitude down from the theoretical prediction. In addition the peak amplitude is nearly four orders of magnitude smaller than the non-damping case.

4. Conclusions

We have performed numerical calculations in the case of large damping in the motion of an electron in a very strong laser pulse. For a 30 fs laser pulse interacting with a 150 MeV electron we have found that the radiation damping can become large for laser amplitudes above $a_0 = 10$. In the case of a laser pulse with $a_0 = 100$ the electron can lose 80% of its energy during the duration of the laser pulse. The backscattered spectra show large differences from the cases with no damping. In particular, the first harmonic is downshifted and the overall amplitude of the spectra is smaller. This downshift is explained from the average energy loss of the electron as it traverses the laser pulse. The overall amplitude of the spectra being smaller is also due to the electron's energy loss. In the case with no damping the electron loses no energy and continues to radiate at the initial energy whereas with damping the electron radiates while continually losing energy. The theoretical prediction of the peak in the spectra was found to be higher

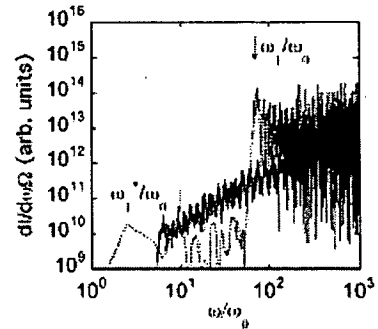


Fig. 4 Power spectrum for $a_0 = 100$ centered around the first harmonic.

than in the numerical calculations even with no damping included. This can be attributed to the fact that the average acceleration in the infinite plane wave case (theoretical calculation) is higher than in the finite wave case (numerical calculation). In future work, coherent effects (many electron interactions) and quantum effects will be examined.

参考文献

- [1] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriyama, *Opt. Lett.* 28, 1594 (2003).
- [2] S. V. Bulanov, T. Esirkepov, and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* 91, 085001 (2003).
- [3] A. Zhidkov, J. Koga, A. Sasaki, and M. Uesaka, *Phys. Rev. Lett.* 88, 185002 (2002).
- [4] H. Wiedemann, ed., *Particle Accelerator Physics II* (Springer, Berlin, 1999).
- [5] M. Abraham, *Theorie der Elektrizitat, Vol II: Elektromagnetische Theorie der Strahlung*(Teubner, Leipzig, 1905).
- [6] H. A. Lorentz, *The Theory of Electrons* (Teubner, Leipzig, 1909).
- [7] P. A. M. Dirac, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 167, 148 (1938).
- [8] L. D. Landau and E. M. Lifshits, *The Classical Theory of Fields* (Pergamon, New York, 1994).
- [9] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in FORTRAN* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- [1 0] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics* (Wiley, New York, 1999).
- [1 1] F. He, Y. Lau, D. P. Umstadter, and R. Kowalczyk, *Phys. Rev. Lett.* 90, 055002 (2003).



3.7 高エネルギー密度科学のためのプラズマフォトリックデバイス Plasma Photonic Devices for High Energy Density Science

見玉 了祐

大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター
〒565-0871 吹田市山田丘 2-6

Ryosuke KODAMA

Institute of Laser Engineering, Osaka University
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871 Japan

Ultra-intense laser technologies are now opening a variety of attractive fields of science and technology such as laboratory astrophysics, high-density nuclear science including medical applications and laser fusion. These applications are attributed to the control of intense light and the efficient generation of enormous energy-density particles such as MeV electrons with current densities as large as trillion amperes per square centimeter, which now depend only on the laser technology including conventional optics. The invention of new devices that can control such intense light and pulsed energetic beams will revolutionize their applications. Here I propose a new systematization of plasmas to develop novel devices for the high energy density science, which is "High Energy Plasma Photonics". According to this concept, presented are novel plasma photonic devices consisting of transient plasmas to control the intense light and particle beams. As an example of the device, a plasma fiber coupled with a plasma collimator has been demonstrated for high-density MeV electrons in a manner akin to a light control by an optical fibre, enhancing the energy density by more than one order of magnitude and the creation of Giga-bar pressures. Such plasma devices hold rich promise for a range of the applications using enormous energy-density particles and which can trigger a tremendous growth in high energy-density charged particle optics.

Keywords : High energy plasma photonics, plasma photonic device, High energy density science, Ultra intense laser, plasma control

1. はじめに

高出力レーザーを使用した高エネルギー密度プラズマに関する研究が急激に進展している。高出力レーザー生成プラズマはエネルギー密度が高く、レーザー粒子加速、高エネルギーイオン源、X線源、実験室宇宙物理、高圧下での物質状態方程式の研究、レーザー核融合などに利用され各分野で精力的な研究が進められている。米国では、この広範な対象を高エネルギー密度物理学として学問的に捕らえ発展させようとしている。特に高出力レーザーによる極限状態と核融合研究を対象とした高エネルギー密度物理学を研究することを目的に全米ネットワークのバーチャル研究センターが動き始めた。またヨーロッパにおいては、ハイパワーレーザー応用のネットワークが既に構築され高出力レーザープラズマ物理研究がEUとして進められている。一方、わが国では、高出力レーザーを利用した応用研究がそれぞれの

分野で精力的に進められ、それぞれの応用に特化した形で世界的な成果があげられている。これらの応用研究について、プラズマ物理学等基本学問に加え、新たに応用物理学の見地からわが国独自の横断的な学問体系化により、いっそうの発展が期待されている。

このような状況において、広範な応用の可能性をもった高出力レーザープラズマを光学とプラズマ物理学に根ざした新しい応用物理学の概念で広く捉えることができる可能性がある。高密度光をプラズマで操る技術、レーザー生成高エネルギー密度粒子を光制御するがごとくプラズマで操る技術をまとめて高エネルギープラズマフォトリクスとして体系化できる可能性がある。この見地に立ち、最近新しいプラズマ素子(プラズマフォトリクスデバイス)が発明された[1]。この素子は、僅かにパラメーターを変えることで新しいX線源・電子ビーム源・X線レーザーさらに、超高压状態方程式、核融合、実験室宇宙物理に役立つ可能性を秘めたものとして注目されている。高出力レーザープラズマ応用を高エネルギープラズマフォトリクスという学問的体系化できれば様々な応用に有益な新しい発見の可能性を秘めている。

2. 高エネルギープラズマフォトリクス

高エネルギープラズマフォトリクスは、プラズマの誘電率あるいは、等価な屈折率、電導率の制御を基本に、プラズマを利用して高密度光を制御したり、高エネルギー密度粒子ビームを生成・制御を目的とした応用物理学的概念である。プラズマ物理、原子物理、固体物性、相対論物理などを高次の付加的な効果として考慮すると同時に、さまざまなプラズマの状態にもっとも効果的な制御手法でプラズマを制御し利用することで様々な機能をもったプラズマ素子を開発するプラズマデバイス工学に通じるものである。もっとも効果的な制御手法とは、例えば、強い光圧力や物体の慣性力であり、プラズマの温度、時間などに依存する。

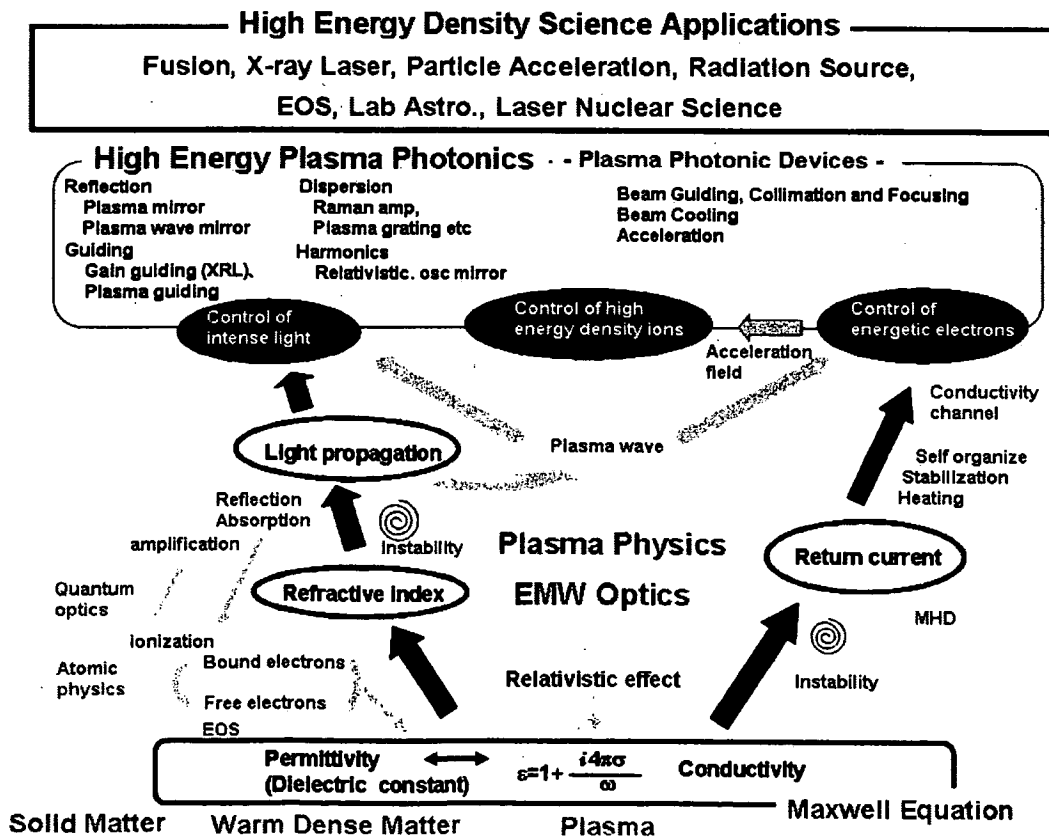


図1 高エネルギープラズマフォトリクス

プラズマフォトニックデバイスの1つの機能である高密度光制御は、プラズマによる光反射機能(プラズマミラー[2]、相対論ミラー[3])、光ガイド機能(利得ガイド[4]、プラズマガイド[5]、チャンネルガイド[6]、キャピラリーガイド[7]、コーンガイド[8])、分散機能(ラマン圧縮 [9])、波長変換機能光機能[10]などである。一方、プラズマの性質を利用することで、高エネルギー密度粒子を光のごとく制御できる可能性がある。高エネルギー粒子ビームの分野ではプラズマレンズ[11]やプラズマ偏向[12]などプラズマを利用して高エネルギー粒子ビームの方向制御や粒子ビームによるプラズマ中での航跡場を利用したプラズマ加速ブースター[13]などの研究が進められている。超高強度レーザープラズマにおいてもプラズマの伝導性や発生する電場や磁場を利用することで、発生高エネルギー密度粒子をガイドしたり集束させるなど光を制御するがごとく制御できる可能性がある。

3. 超高強度レーザー生成高密度 MeV 電子制御

プラズマフォトニックデバイスの機能の1つは、高エネルギー密度粒子の制御である。例えば超高強度レーザープラズマから発生する MeV プロトンは、その発生機構を理解することで簡単な幾何光学により用意に集束させエネルギー密度大きくあげることができるプラズマデバイスが既に実証されている。図2は、半球状のターゲットに超高強度レーザーを照射したときの X 線像でありエネルギー密度に対応した発光強度を示す。プロトンの集束によりより小さな領域でより高いエネルギー密度を得ることができ、数 100eV 以上の等体積加熱が確認された。

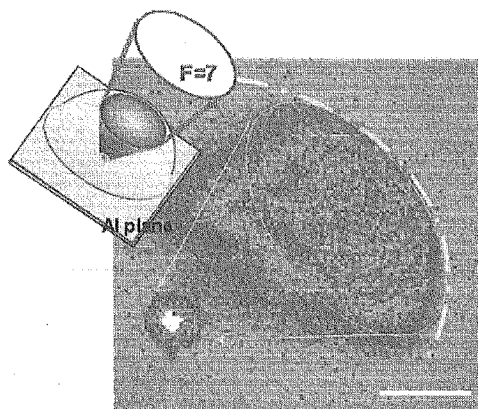


図2 レーザー生成 MeV プロトン集束

一方、超高強度レーザーで生成される高エネルギー密度電子の制御は困難と思われていた。ペタワットのような超高強度レーザーで生成される MeV 電子の密度は非常に高く、レーザーと固体との相互作用領域において単位面積当たり100テラアンペア (TA/cm²) にも達する。これはプラズマ中の逆起電流により保障され、伝播することができる。ところがこのような高い電流密度の電子も横方向の広がりにより飛程ほどの伝搬で単位面積当たり 10 ギガアンペア (GA/cm²) にエネルギー密度が落ちる。プラズマの伝導性と高密度 MeV 電子伝搬で生成される高電場、磁場を利用することで高密度の MeV 電子を制御できる。さらに過渡的なプラズマが利用できる高速現象であれば、プラズマの慣性によりターゲットの形状に対応したプラズマデバイスが可能となる。その 1 例が図3に示すデバイスである。これはプラズマコリメーターとプラズマファイバーからなる[1]

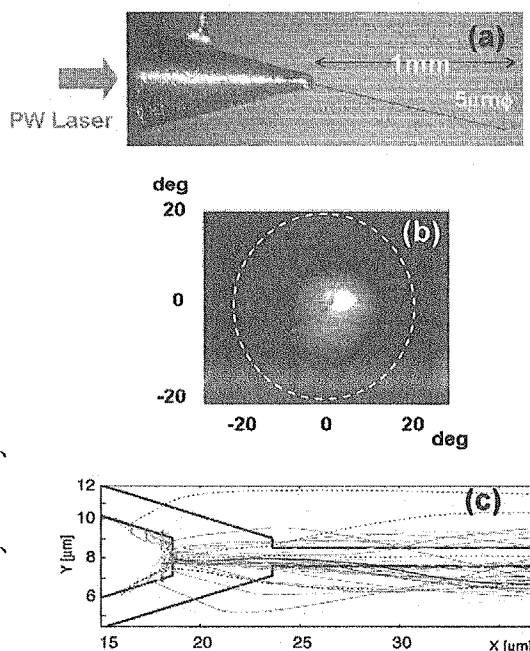


図3 高密度 MeV 電子を、冷却しながらガイドし閉じ込めるプラズマデバイス

先端 $30\ \mu\text{m}$ 、開き角 30 度の金属製のコーンに直径 $5\ \mu\text{m}$ 、長さ 1mm のカーボンワイヤーを取り付けている(図は 15 度ワイヤーを傾けている)。超高強度レーザーをコーン先端内部に集光する。レーザー光のほとんどは直接先端部に到達し MeV 電子を前方向に発生する。またレーザーのエネルギーの一部は側壁で相互作用して MeV 電子を側壁で発生しコーンの周りにできる電磁界によりコーンに沿ってガイドされ先端部に到達する。いずれにしてもコーンを使用することでレーザーのエネルギーは、コーン先端で効率よく MeV 電子に変換する。発生する高密度 MeV 電子は、逆起電流の供給が可能なワイヤーの方向にガイドされ伝搬する。図3(b)はガイドされた MeV 電子がワイヤーから放出されたときの電子の分布を示している。ワイヤーをつけることで電子の広がり極端に狭くなっていることが実験で確かめられた。ワイヤーの周囲には MeV 電子により強い静電場が発生すると同時に磁場が発生する。これらがバランスをとることで電子はワイヤーに沿ってトラップされながら伝搬することが 2 次元粒子シミュレーション(図3(c))で明らかになった。さらにこのデバイスでは、電子の横用法のエミッタンスを下げる、つまり冷却する機能があることが明らかになった。また 200J 程度のレーザーエネルギーでギガバールという高い圧力状態を瞬間的に生成できる可能性が示されており、様々な応用の可能性がある。

4. まとめ

高エネルギー密度プラズマの特性を利用して、高いエネルギー密度のレーザー光や荷電粒子の伝播・集束特性などを制御することができれば、これまでのレーザーシステム・固体光学素子の開発のみに依存した高エネルギー密度科学において大きな進展が期待できる。これを実現するために、従来の光学とプラズマ物理学を融合させた新しい概念による我が国オリジナルな学問体系化として高エネルギープラズマフォトリクスを提案している。この概念、制御手法を利用した「プラズマフォトリックデバイス」は、光だけでなく荷電粒子も光を操るよう制御できるという特長があり、高エネルギー密度プラズマ研究用のツールとして、さらに将来的には産業用や生命科学、医療などにおける新しい光・量子ビーム源放射源として大きな発展が期待できる。

参考文献

- [1] R. Kodama et al., *Nature* **432**, 1005 (2004)
- [2] A. N. Malkov et al., *JET Lett.* **33**, 615 (1981).
- [3] P. Sprangle et al., *Phys. Rev. A* **41**, 4463 (1990).
- [4] R. A. London et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 563 (1990).
- [5] R. Kodama et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3215 (1994).
- [6] D. Kaganovich et al., *Phys. Rev. E* **59**, R4769 (1999).
- [7] Y. Kitagawa, et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 20502 (2004).
- [8] R. Kodama et al., *Nature* **412**, 798 (2001) ; R. Kodama et al., *Nature* **418**, 933 (2002).
- [9] V. Malkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 448 (1999).
- [10] R. L. Carman et al, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 29 (1981).
- [11] P. Chen, *Part. Accel.* **20**, 171 (1987).
- [12] P. Muggli et al, *Nature* **411**, 43 (2001).
- [13] P. Muggli et al, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 014802 (2004).



3.8 原子核宇宙時計 Nucleo-cosmochronometer

早川岳人

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Takehito HAYAKAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Nucleo-cosmochronometer is useful tools for the investigation of the Galactic chemical evolution and the early solar system formation. Here we present a proposal of a nucleo-cosmochronometer for the p-process nucleosynthesis in supernova explosions and a nuclear experiment to improve the Re-187/Os-187 chronometer for the r-process.

Keywords : nucleosynthesis, nucleo-cosmochronometer, p-process, s-process, r-process

1. はじめに

原子核宇宙時計とは、U-238 や Re-187 のような長寿命の半減期を持つ放射性同位体の親核と娘核の量を計測することで、親核が生成された年代を計測する手法である。銀河系初期に誕生した金属欠乏星のウラニウム測定による恒星の年代評価[1]、隕石中の短寿命の放射性同位元素の測定による太陽系形成の研究[2]等に、実際に宇宙物理、天文学、惑星学、地球科学等の広い分野で実際に使われている。

このような原子核宇宙時計を利用するにあたって、2つの解決しなければならない問題点がある。まず、一つ目は、どのような天体環境の元素合成過程によって生成されたか明確にすることである。二つ目は、銀河系の歴史において元素の化学組成が変化していく銀河化学進化において、どのような変性を受けたか明確にすることである。後者は、銀河化学進化モデルの問題であり、前者は元素合成の問題である。

このような原子核宇宙時計の研究に貢献するために、本発表では、理論研究による成果である新しい原子核宇宙時計の提案、原子炉を用いた原子核実験による既存の原子核宇宙時計の改良について述べる。

2. 超新星爆発の光による重元素の生成

これまでの研究により、太陽系に存在する重元素の約 99%は、s 過程と r 過程と呼ばれる中性子の捕獲反応による元素合成過程によって生成されたことが判明している。しかし、その一方で、陽子過剰領域側には、p 核と呼ばれる中性子の捕獲反応では生成できない安定同位体が存在している。これらの p 核の天体起源は長らく謎であったが、我々は、超新星爆発の膨大な光が発生する環境下において、s 核から、 (γ, n) 反応を中心とした光核反応によって p 核が生成された証拠を発見した[3]。図 1 に示すように、太陽系に存在する p 核と p 核より中性子数が 2 個多い s 核の割

合は、陽子数によらずほぼ一定である。

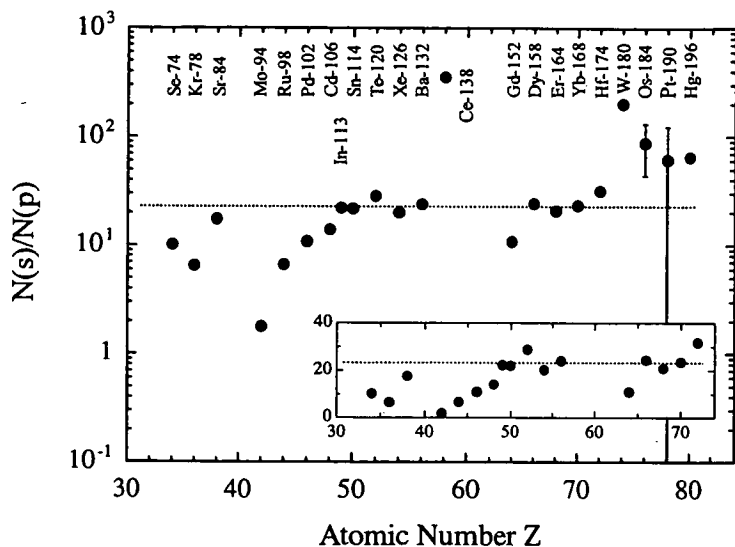


図1 太陽系に存在する p 核と、p 核より中性子が 2 個多い s 核の同位体の割合。陽子数によらず、ほぼ一定である。この事実は ref.[3]によって、初めて指摘された。

3. 新しい原子核宇宙時計の提案

この法則(Empirical law)を元に、我々は、新しい p 核を生成した天体環境の年代を計測する原子核宇宙時計を提案した。Lu-176 は約 373 億年の半減期で Hf-176 にベータ崩壊する。したがって、Hf-176 の

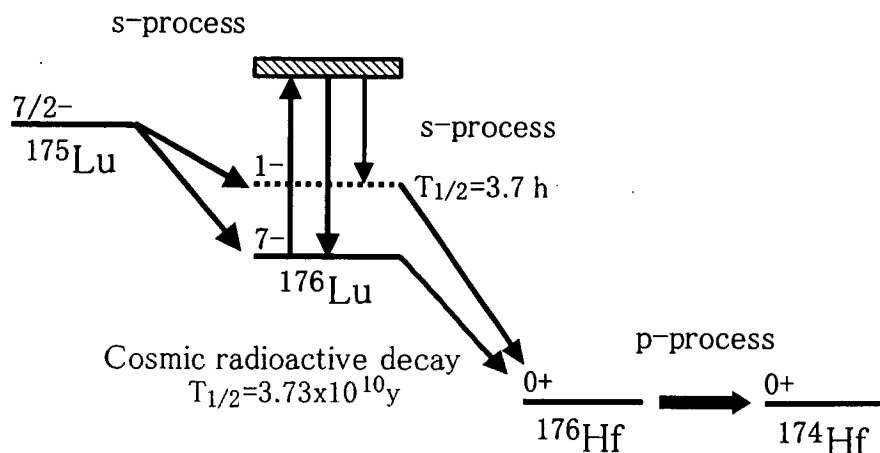


図2 Lu-176, Hf-176, Hf-174 から構成される新しい原子核宇宙時計。Hf-174 の量は、超新星爆発が発生した時点の Hf-176 の量に比例することを、法則が示唆している。

初期量を知ることが出来れば、超新星爆発の発生した後の年代を知ることができる。我々の発見した法則は、p 核である Hf-174 の同位体比が、超新星爆発が発生した時点の Hf-176 の同位体比に比例することを示唆している。したがって、Lu-176、Hf-176、Hf-174 の量を計測すれば、年代計測が可能である。しかし、これは突然モデルが適用できるケースにしか有効でないので、近年急速に発達してきたプレソラーグレーインの研究等に 응용が期待できる。

4. Re-187/Os-187 原子核宇宙時計の改良

Re-187 は、超新星爆発の急速な中性子捕獲反応であると考えられている r 過程の原子核宇宙時計として良く知られている。この Re-187/Os-187 原子核時計を精密に利用するには、s 過程の混ざりを精密に評価することが必要であり、これまで中性子捕獲反応実験により研究されてきた[4]。

我々は、これまで Re-186 の核異性体への中性子捕獲反応断面積が全く計測されていないために、Re-187 への s 過程の分岐が無視されていたことに気がついた。もし、影響が大きければ、Re-187 原子核時計を用いた年代の測定結果を修正する必要がある。そこで、Re-186m と Re-186 の基底状態への中性子捕獲反応断面積の比を計測するために、原研東海研の研究用原子炉を用いて、中性子の照射実験を行った。

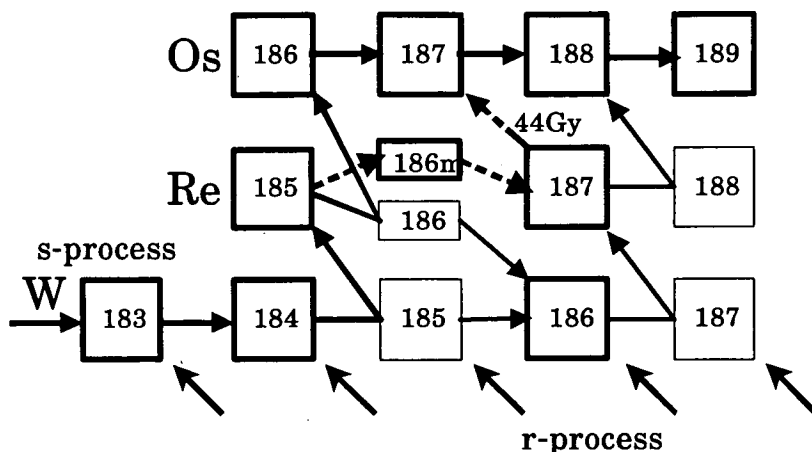


図3 Re-187 近傍の核図表と元素合成の流れ。Re-187 は主に r 過程で生成されるが、我々が指摘した Re-186m を経由して、s 過程でも生成される可能性がある。

Re-187 時計の適用する分野として、特定の超新星爆発の影響を強く受けたプレソーラーグレインの研究が考えられる。この場合、突発モデルが適用可能なので、定常流モデルで s 過程の流量を計算し、突発モデルに適用したところ、この Re-186m 核異性体の有無による評価された年代の違いは最大で 2% であるという結論を得た。

5.まとめ

原子核宇宙時計を用いた研究には、原子核物理学による研究が必要不可欠である。我々は、新しい原子核宇宙時計を提案すると同時に、既存の原子核宇宙時計の問題点を指摘しその影響の大きさを実験的に評価した。

参考文献

- [1] R.Cayrel, Nature, 409, 691 (2001).
- [2] M. Schönbachler, Science, 295, 1705 (2002).
- [3] T.Hayakawa, Phys. Rev. Lett., 93, 161102, (2004).
- [4] F.Kaeppler, Astrophys. J., 366, 605 (1991).

3.9 パルスレーザーによる材料加工と新規材料開発

Material processing and new material creation by pulse laser irradiation

東 博純
 (株)豊田中央研究所 材料物性研究室

Hirozumi AZUMA
 TOYOTA Central R&D Labs. Inc.

1. はじめに

自動車業界において、CW レーザーはボディの穴あけや切断、溶接、パルプシートのクラッキング、シート材料の切断等、多くの生産工程に使われているが、パルスレーザーは計測以外では、あまり使われていない。一方、自動車業界以外でも、パルスレーザーが生産工程で使われている例は、薄膜トランジスタのレーザーアニール等があるものの、比較的少ない状況である。

パルスレーザーを材料に照射することにより高温のプラズマが発生し、そこから軟X線、極端紫外光、真空紫外光を取り出すことができる。これらの光は輝度が高く、従来のX線管や紫外線ランプでは発生できない、輝度や波長を有しているため、これまで測定できなかったナノオーダーの周期構造や軽元素を含む組成の解析、LSIの超微細化に必要なEUVリソグラフィの光源、表面エネルギーが低い材料である樹脂材料の表面改質が可能になる。パルスレーザーを照射された材料は集光条件や照射条件により基板に熱影響を与えることなく微細加工や結晶化を可能にする。また、レーザーを照射された材料から飛び出す飛散粒子(アブレター)を基板に堆積させることにより新規機能膜を形成することができる。また、飛び出した粒子は従来の電子ビーム蒸着やスパッタ等の物理蒸着と比べると反応性が高く、高速で飛び出すため従来の手法では得られない新規な材料の創生が可能になる。

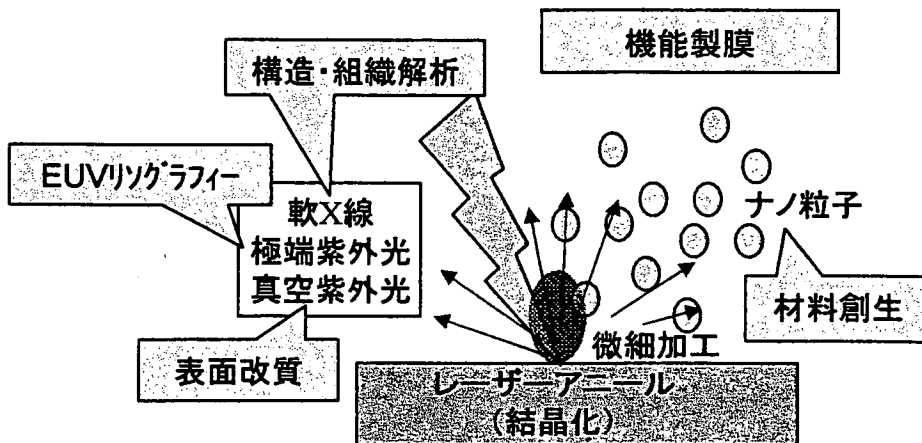


図1、パルスレーザーと材料の相互作用

豊田中研では1990年頃よりパルスレーザー照射によって発生させたレーザープラズマからの軟X線や極端紫外光を用いた材料評価、EUVリソグラフィ用光学系やレジストの評価用レーザープラズマEUV光源開発、真空紫外光とアブレータを利用した樹脂の表面改質、レーザーアニールによるシリコン膜の結晶化、レーザーアブレーションによる材料創生、等について研究開発を進めてきた。本発表では、豊田中研で実施してきた内容を中心に世の中での利用技術も含めて材料加工へのパルスレーザー利用を紹介する。

2. 微細加工

ほとんどの材料の熱伝導率は数J/(cm秒K)以下であるため、ピコ秒以下の短時間で所定領域に熱量を与えると、周囲に熱影響を与えることなく加工が可能になる。図2はパルス幅が異なるときの穴あけの加工形状を示したものである。パルス幅が短いほどバリや熱変化部が少ない[7]。

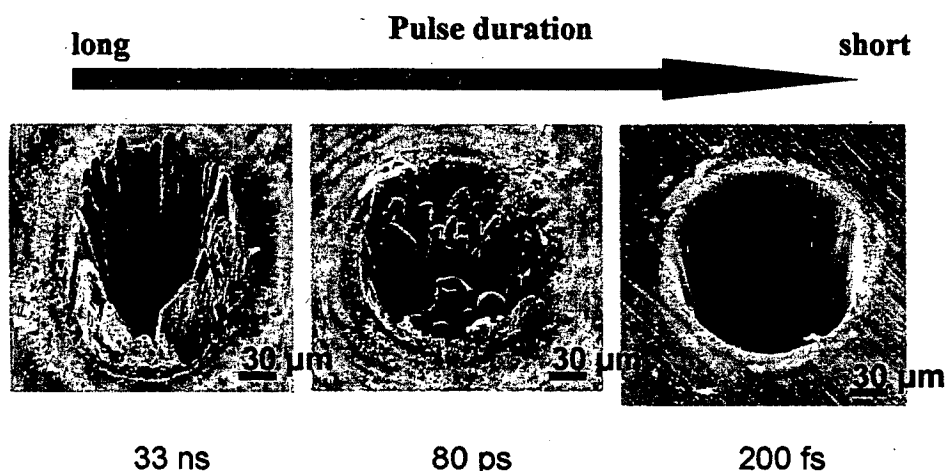


図2、パルス幅が異なるときのレーザー加工穴形状の比較（材料：鋼）

ドイツの自動車メーカーでは微小ノズルの穴あけにフェムト秒レーザーを用いることが検討されている。バリや熱変成部のほとんどない100 μm の燃料直噴用ノズル用の穴あけが実演されている。数10 μm の微細できれいな形状のノズル穴を形成することにより噴射する燃料を微細化し、エンジン内に均等に噴射することにより燃焼効率の改善や大気汚染物質の排出低減を可能にする。

半導体分野では、LSIの配線をより微細化することが強く要望されている。光を用いたリソグラフィで配線パターンを形成する場合、光の回折現象のために波長の1/2程度にまでしか微細化することができない。そのため、波長の最も短い市販レーザーであるフッ素レーザー（波長150nm）を用いても75nm程度の微細配線が限界である。電子線やX線を用いることも考えられているが、従来の光を用いたリソグラフィの延長としてより波長の短い極端紫外光(EUV)を用いることが検討されている。波長13nmのEUV光に対しては反射率の高い光学

系が存在していることより、この波長の EUV 光を発生する一つ的手段としてパルスレーザーを励起源としたレーザープラズマからの EUV 光源が検討されている [8][9]。レーザープラズマ EUV 光源用ターゲットとしては、EUV 光量が多く、デブリーと呼ばれている飛散粒子の少ないターゲットの開発が必要である。ガスターゲットは飛散粒子が少ないが光量が不十分である。固体ターゲットでは比較的多くの光量が得られるが、デブリーの低減が課題である。ガスとしてはキセノン、固体としてはスズや銅が使われている。ガスターゲットの光量を増加させる方法としてガスを凍らせたターゲットやガスに粉末を混ぜたターゲット、液体ターゲットも使用されている。固体ターゲットで飛散粒子を低減するためにキャビティターゲット、テープターゲット、クラスタターゲット等、が検討されている。それぞれ、熔融によって発生するドロップレットができるだけ少なくなるようにターゲット材料の量やレーザーの照射条件が最適化されている。

図 3 はテープターゲットを用いた EUV 光源を用いてレジストを評価する装置の外観と EUV 露光されたレジスト (図中の左下) である。レーザー照射されたテープターゲットから発生する EUV 光は 2 枚の Mo/Si 多層膜で波長 13nm の EUV 光に単色化され、アパーチャーを介してレジストに露光される。図 7 の左下の挿入図に示すようにわずか 5 分の露光でシリコン基板に塗布したレジスト (SAL601) の $\square 5\text{mm}$ の部分が十分感光しているのがわかる [10]。

レジストの評価や EUV リソグラフィ用の光学系の評価には市販の 10Hz のレーザー装置でも評価光源用励起レーザー装置としては使用できるが、現状の半導体プロセスに EUV リソグラフィを導入するには、励起用光源として 6kHz 以上の高繰り返しレーザー装置が要求される。



図 3、テープターゲットを用いた EUV 露光装置

3、表面処理

樹脂材料は軽量で成型が容易であり使いやすいということで多くの部品や製品に使用されている。しかしながら、ほとんどの樹脂材料は極性のない、長い分子で構成されているため表面が不活性で金属や無機材料、材料によっては樹脂同士の接合が困難な場合が多い。ほとんどの樹脂材料が炭素同士の結合や炭素と水素、炭素と酸素の結合から構成されており、その結合エネルギーは図 4 に示すように紫外域から真空紫外域である。このことに注目し、パ

ルスレーザー照射によって発生したレーザープラズマからの真空紫外光を樹脂表面に露光し、それと同時に蒸発によって強固な膜を形成する等が試みられている[11]。また、金属イオンを含む溶液内の樹脂表面にその波長が遠紫外域から真空紫外域のエキシマレーザーやフッ素レーザーを照射することにより樹脂表面を活性化して金属をメッキすることが試みられている。

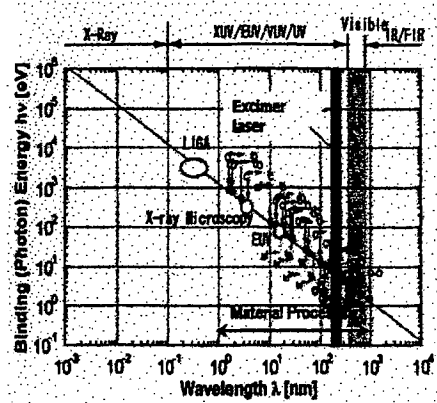


図4、樹脂材料を構成する元素の結合エネルギー

また、樹脂材料はその主要構成元素が炭素であるため炭素の原子散乱因子の虚数部 (f_2') が大きな値を示す波長 60nm 付近の真空紫外光 (VUV) を強く吸収する。そのため、この波長域の VUV 光を露光することにより、樹脂の付着性、接着性等の表面特性を向上、改質が期待できる。図5は代表的な付着性の低い樹脂材料であるシリコンゴム (Silicone)、ポリプロピレン (PP) とテフロン (PTFE) の VUV 域の透過率を示したものである。

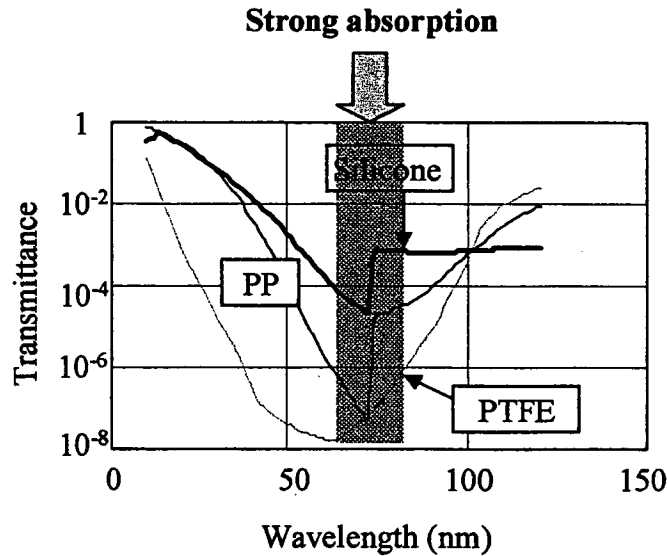


図5、代表的な樹脂の真空紫外光域での光透過特性

図中のすべての樹脂が、波長 60nm から 80nm の VUV 光に対して強い吸収を示していることがわかる。樹脂に VUV 光を多量に露光すると表面形状や形態が変化し、品質を低下させる[14]。VUV 光の露光量が少ない場合は、樹脂表面は一時的に改質されるが、すぐにもとの状態にもどり、効果が持続されない等の問題がある。しかしながら、この波長域の VUV 光とナノメートルサイズの飛散粒子を同時に露光・付着させる方法 (VALA : VUV-Assist Laser Ablation 処理法) により、表面形状や状態を大きく変化させることなく活性化表面を長時間維持すること

ができる[15]。

図6はポリエチレンフィルムにVUV光だけを露光した場合(VUV)、VALA処理法の場合(VUV-nm)、電子ビームにより飛散粒子を付着させた場合(EBD)と未処理のポリエチレンフィルム(Substrate)表面の炭素の1s電子の結合エネルギーをX線光電子分光法(XPS)で測定した結果である。それぞれのサンプルは処理後、10日後に測定したものである。図6よりVALA処理法の場合(VUV-nm)だけが、C1sスペクトルの高エネルギー側と低エネルギー側の両方に膨らみを生じており、樹脂の表面状態が変化していることを示している。高エネルギー側の膨らみは水酸基(-OH)等で形成されるものであり、低エネルギー側は飛散粒子と樹脂表面の炭素との結合によって形成されたものと推測される。

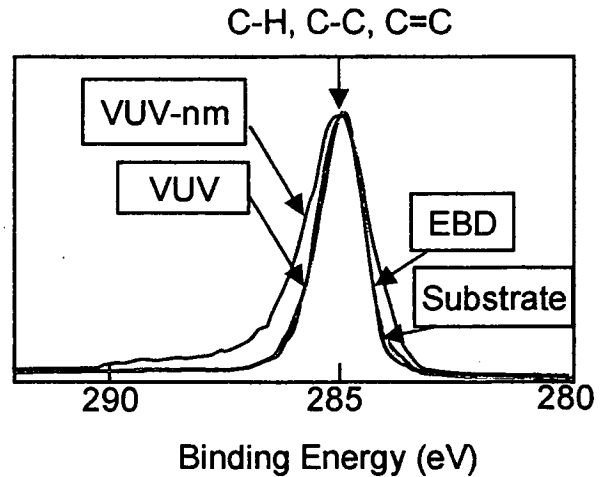


図6、各種処理した樹脂表面のXPS測定結果

図7は自動車のバンパ等に使用されているポリプロピレン板にVALA処理後、塗装したもの(左端)と処理無しで塗装したもの(真中)と現行のプライマ塗布後、塗装したものを塗装乾燥後、接着剤で固定した金属ロッドを引き剥がしたときの外観である。また、サンプル上部に記載されている値は、付着強度評価時の破断応力である。VALA処理品はプライマ塗布品と同等に母材破断しており、付着性も従来のプライマ塗布と同等以上であった。これらのことより、VALA処理の有効性が実証された。

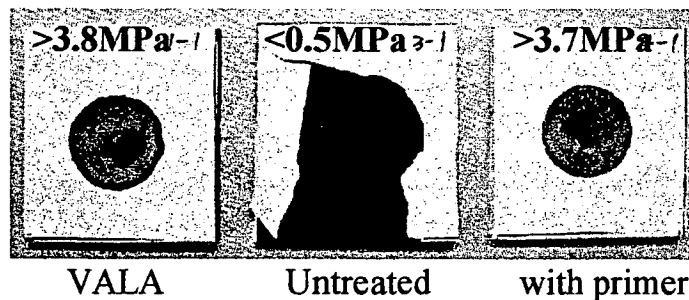


図7、付着強度試験後の各サンプルの外観

4、材料創生

ナノ秒パルスのレーザーアブレーションで鉄のナノ粒子を形成して、月の環境下での粒子生成をシミュレーションする[16]等、地球環境下では起こり難い状態をパルスレーザー照射によって実現することができる。パルスレーザー照射によって活性な粒子を飛散させ、雰囲気ガスと反応させて化合物膜を形成する等、多くの新規材料や新規膜形成がなされている。従来の方法では形成することが困難な炭化窒素の膜を窒素ガス雰囲気下での炭素のレーザー

アブレーションで容易に形成[17]できることが報告されている。

アブレーションを行うレーザーのパルス幅や照射強度が異なると飛散する粒子形態が変わる。高輝度で極端にパルス幅の短いフェムト秒パルスレーザーを用いた場合はナノ秒パルスレーザーを用いた場合とは異なる形態の飛散粒子が形成される。従来のナノ秒のパルスレーザーをシリコンターゲットに照射してアブレーションさせた場合は球形のアモルファスシリコンの飛散粒子が観察されるが、高輝度のフェムト秒レーザーでのアブレーションでは特異な形態の飛散粒子が得られる。

図8は、エネルギー10mJ、パルス幅50フェムト秒のレーザー光を照射強度 $8 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ になるように集光照射とした時にシリコンターゲットから飛散した粒子である。サブミクロンサイズのおたまじゃくし形状のシリコンの多結晶(頭の部分)とアモルファス(尻尾の部分)からなる従来のナノ秒レーザー照射とは、異なる形態の粒子が得られている[18]。

この高輝度フェムト秒レーザー照射によって得られた、結晶シリコンとアモルファスシリコンのつながった粒子は、バンドギャップが広い可能性が高く、光電材料として期待できる。

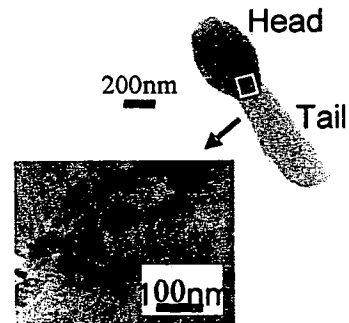


図8、飛散粒子のTEM像

6、参考文献

- [1] AZUMA H, WATANABE Y, KATO Y, et al.: Jpn. J. A. P.31 (2B): L203-L205 1992
- [2] OKADA A, KAWASUMI M, USUKI A. et al.: Mater. Res. Soc. Sympo. Proc. 171, p45 1990
- [3] AZUMA H, TAKEICHI A, NODA S: Jpn. J. A. P. 32 (12A): 5558-5563 1993
- [4] AZUMA H, TAKEICHI A, NODA S: Jpn. J. A. P. 33 (8): 4622-4627 1994
- [5] AZUMA H, TAKEICHI A, TACHI K. et al.: Electrochemical Soc. Proc. 97-41, p212 1995
- [6] TAKEICHI A, AZUMA H, NODA S: Jpn. J. A. P. 34 (9A) 5011-5015 1995
- [7] MOMMA C, CHICHKOV BN, Nolite S. et al.: Optic Commu. 129 134-142 1996
- [8] レーザー学会第24回年次大会予稿集 S1-S8 2003
- [9] レーザー学会第24回年次大会予稿集 S9-S16 2003
- [10] 西村靖彦、坂田 篤、東 博純: 日本表面科学会誌 20-3, p173 1999
- [11] 村井健介: 私信
- [12] OKOSHI M, MURAHARA M: Applied Physics. Letters 72 (20): 2616-2618 1998
- [13] MURAHARA M, OKOSHI M: J. Adhesion Sci. and Tech. 9 (12): 1593-1599 1995
- [14] NOVIS Y, PIEREAUX J, BREZINI A. et al: J. Appl. Phys. 64 p365 1988
- [15] AZUMA H, TAKEUCHI A, KAMIYA N, et al: Jpn. J. A. P.43 (10A) L1250-L1252 2004
- [16] SASAKI S, NAKAMURA K, KURAHASHI E, et al.: Nature 410(6828) 555-557 2001
- [17] AZUMA H, DAIDO H, KAMIYA N, et al: Jpn. J. A. P.43 (9A) L1172-L1174 2004



3.10 JAERI FEL Applications in Nuclear Energy Industries

Eisuke J. MINEHARA

FEL Laboratory at Tokai, Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
2-4 Shirakata-Shirane, Tokai, Naka, Ibaraki 319-1106 Japan

The JAERI FEL has first discovered the new FEL lasing of 255fs ultra fast pulse, 6-9% high-efficiency, 1GW high peak power, a few kilowatts average power, and wide tunability of medium and far infrared wavelength regions at the same time. Using the new lasing and energy-recovery linac technology, we could extend a more powerful and more efficient free-electron laser (FEL) than 10kW and 25%, respectively, for nuclear energy industries, and others. In order to realize such a tunable, highly-efficient, high average power, high peak power and ultra-short pulse FEL, we need the efficient and powerful FEL driven by the JAERI compact, stand-alone and zero boil-off super-conducting RF linac with an energy-recovery geometry. Our discussions on the FEL will cover the application of non-thermal peeling, cutting, and drilling to prevent cold-worked stress-corrosion cracking failures in nuclear energy and other heavy industries.

Keywords : FEL applications, Nuclear Energy Industries, Ultrashort laser pulse, Femtosecond free-electron laser, Stress-corrosion cracking failure, Cold-worked , Nuclear Power Reactors, Non-thermal peeling, cutting, drilling

1. Introduction

In order to realize a tunable, highly-efficient, high average power, high peak power and ultra-short pulse free-electron laser (FEL) as a versatile laser tool [1] for all, the JAERI FEL group has developed an industrial FEL driven by a compact, stand-alone and zero-boil-off superconducting rf linac [2] with an energy-recovery geometry. Our discussions on the versatile tool will cover many requirements for the industrial FELs, especially from the nuclear industries, some possible answers from the JAERI compact, stand-alone and zero-boil-off cryostat concept, non-stop cooling, and operational experience over these 10 years, our discovery of the new, highly-efficient, high-power, and ultra-short pulse lasing mode [3], and the energy-recovery linac technology. A very efficient and powerful FEL has been long required to use for almost all industrial applications, for typical examples, nuclear energy industry, defense, shipbuilding, and so on [1] instead of the conventional lasers, and other light and heat sources. As the industrial FELs would become popular in the world near future, the JAERI FEL group has tried to develop a compact, stand-alone and zero-boil off superconducting rf linac-based FEL with and without an energy-recovery geometry [2]. The JAERI cryogenics will be explained briefly, and the future directions and plans discussed.

Original strategy to develop the industrial FELs at JAERI consists simply of three steps, the first of making a highly efficient and high power FEL driver using an rf superconducting technology, the second of demonstrating a powerful FEL lasing using the driver [2], and the third of increasing an total system efficiency using a beam-energy recovering. After we found the new FEL lasing mode of high efficiency in the beginning of 2000 [3], we modified slightly the original, and added a new path to the old in the third step to develop and to realize the industrial FELs using the new lasing mode. The new path using the new efficient lasing will be

discussed in the following.

2. Industrial Free-Electron Lasers

2.1 Long Holding Requirements and Hopes

Long holding requirements and hopes for the industrial FELs from their users and designer should be discussed, and itemized for each category to check how much they can be fulfilled before the FEL businesses would become popular. We could bring out them as typical examples of costs, reliability, compactness, easiness in the production, operation and maintenance, the operational and maintenance intervals, fulfillment for radiation safety code, pressure vessel code, other official regulatory rules and so on. The capital, operational, and maintenance costs for the industrial FELs should be minimized as low as the costs for existing and future conventional laser systems. Compactness of the FEL is very important because the FELs used in the factories, schools, hospitals and other small facilities must be fitted into a tabletop sized, or a trailer sized space being available in these small buildings. Most of them have been replied positively by the JAERI cryogenics design concept and others up to now [2].

2.2 Compactness, Stand-Alone, Zero-Boil Off Cryostat and Non-Stop Cooling Operation

Once we decide to introduce the stand-alone FEL, we do not need any huge central liquefier station of He and N₂ gas compressors to cool down the FEL driver outside the accelerator room or building. As each module of the superconducting rf linac has its own shield cooler and liquid He re-condenser, it independently stands alone without any cryogenic liquid coolant outside the module. In short, the stand-alone super-conducting rf linac based FEL will be run freely and independently in contrast with a parasitic FEL with the central liquefier station.

The zero-boil off cryostat for a superconducting rf linac has been first designed and developed for the JAERI FEL since the beginning of the program in 1989[4]. The JAERI zero-boil off cryostat has duplex heat shields, and the 20K/80K shield-cooler and 4K He-recondenser refrigerators integrated into the cryostat vacuum vessel. Unlike super-conducting magnet cryostats, the super-conducting rf linac cryostat has intrinsically large heat invasion through many heat bridges, for examples, two beam pipes, main and higher order mode couplers, support rods, refrigerator or liquid N₂ and liquid He transport pipes, sensor wiring, coaxial cables and so on. Heat economics in the cryostat has been optimized to minimize the heat invasion adopting a finite-element method of temperature distribution calculation in the cryostat. Calculated and measured stand-by losses to be from 2.5W to 4.5W at the JAERI cryostats are consistent with each other, and the zero-boil off one usually cuts around 80% or more of the loss in the conventional one. A compact 4 K He⁴ GM-JT (Gifford-McMahon refrigerator with Joule-Thomson expansion valve) gas closed-loop refrigerator was introduced to realize a stand-alone and zero-boil off superconducting linac using 500MHz UHF band cavities. Cooling efficiencies of the liquefier is about 30% or more higher than the GM-JT recondenser. If the liquefier efficiency includes transferring losses, both liquefier and recondenser have nearly the same efficiencies but the slightly lower. The capital cost of the liquefier and coolant transferring system is nearly the same with or slightly cheaper than the GM-JT refrigerator as long as the system is as small as the existing JAERI system.

We have introduced an 8W 4K refrigerator being originally developed for the Japan Railways' Maglev

train, and modified it to an 11W one to cool down our 500MHz UHF cavity cryostats about 16 years ago. We could successfully keep running the whole system over these 12 years. There have been successfully no trouble and no malfunctioning in the 4 shield coolers for about 12 years up to now, and no experience to dry up liquid He inside any He vessel of the 4 modules since the beginning in 1992.

The compact, stand-alone, zero-boil-off cryostat, and non-stop cooling operation with no warm-up or very long maintenance interval except for a few hours of maintenance each year will completely solve a large number of operational and maintenance problems. Like a superconducting magnet based MRI (magnetic Resonance Imaging), we plan to perform a cold maintenance in exchanging a displacer unit of the shield coolers and to keep the whole cryostat cool without de-conditioning the superconducting rf cavities. Because the domestic pressure vessel code does not allow to perform such a cold maintenance for the liquefier, and actual mechanical design or structure of the liquefier practically makes the cold maintenance and cold disassembling impossible, the non-stop cooling operation is only available for the stand-alone, zero-boil off cryostats like the JAERI FELs, and MRIs. We have run the cold maintenance 8 times over a few months as an aging test of the cold maintenance. Once we accidentally made wet air contamination into the cold refrigerator, we found and confirmed that the contamination could be removed by replacing the displacer of the refrigerator. Because we have not found any accumulated contamination or dirt, and resultant instabilities and malfunctioning in the cooler, we thought we could keep the module and linac cold for a few tens of years or as long as we want practically. We have to perform a so-called "On-Call Maintenance" like a Xerox copier or an air-conditioner once per year for each recondenser and once per 3 or 4 years for each of the shield cooler. Since the May 2001 up to now, we have successfully kept non-stop cooling or running cool over about 4 years using cold maintenance technology.

2.3 Novel Ultrashort-Pulsed and Highly-Efficient Lasing Mode

A novel lasing mode has been discovered to realize ultra-short pulsed and highly efficient lasing in FELs at the JAERI FEL laboratory in the beginning of 2000 [3, 5]. As at that time the world-highest 2.34kW average power and about 1GW peak power were obtained at JAERI FEL, they will be replaced by their new records soon. As well known that an FEL conversion efficiency from the beam power equals with $1/2N_w$ where N_w stands for the number of wiggler periods, it is naturally understood that the FEL efficiency will become large if N_w will become small by another novel mechanism. There have been expected to be effectively small number of the period, and efficient after the FEL saturation because of some pulse-shortening and spiking mechanisms. As reported that pulse width of the new mode was measured to be a few cycle lasing of 3.4 cycle and 255 fs at 22.4 micron [3], the high efficiency of 6-9% is consistent with $1/2N_{\text{cycle}}$ where N_{cycle} stands for the number of cycle over the ultrashort pulse FEL width. If we can find some mechanism and succeed to realize the smaller cycle numbered lasing than the 3.4 cycle, the higher FEL efficiency from the beam power can be feasible to convert almost the whole beam power to the FEL power. For examples, a single cycle lasing of about 75 femtosecond would be expected to have 50% efficiency if the FEL efficiency could equal with $1/2N_{\text{cycle}}$.

2.4. Energy Recovery FELs at JAERI

The energy recovery circular loop at the JAERI FEL has been under operation and 10kW upgrading recently.

Energy recovery concept had been discussed and tried at Stanford University, Los Alamos National Laboratory and Jefferson laboratory since 1980's[6]. First demonstration of the same-cell energy recovery of the superconducting rf linac has been successfully done in 1999 at Jefferson laboratory to cut 75% of the needed rf power. Only a few % or slightly larger rf power of the non-energy recovering FEL is needed to run the energy recovering FEL, and the same wall thickness of an ordinary building is enough to shield very weak and low energy X rays level being generated. Therefore, we can easily cut most of the budgets of rf power amplifiers and heavy shielding walls of the buildings to construct the energy recovering FELs facility. The 360-degree circular energy recovery geometry is also planned to be used for academic facilities like an X-ray FEL and a light source to produce soft and hard X-rays ranging from 10 to 0.01nm.

Another energy recovery geometry and conceptual explanation have a 180-degree isochronous bending magnet to decelerate the electron beam anti-parallel with the acceleration direction. According to the original Canadian patent [7] in 1970's, the geometry and magnet were used to call a reflextron. In the 180 degree bending geometry, average or centroid velocities of the electron pulses in both the acceleration and deceleration are roughly the same along the accelerator cavity on the contrary to the circular recovering one which has a large velocity difference around the entrance and exit of the accelerator cavity. We could expect no serious head-on collisions from the 180 degree bending geometry because no collision had been found practically in the medical reflextron accelerator. The reflextron geometry has a relatively small number of beam optical components in line, and small building space required by the machine layout. The reflextron one can accept and recover the lower energy electron beam than a few MeV because nearly no velocity difference can be occurred between the deceleration and acceleration.

2.5 Industrial FELs near Future

Four nuclear industrial FEL models having the reflextron geometry are planned to apply some industrial applications..

Three of them are infrared FELs, and the forth ultraviolet or visible FEL. As planned already, the far-infrared FEL (FIR FEL) ranging from 200 to 50micron wavelengths uses the 500MHz UHF band cavity of 5-10MeV electron energy with the reflextron energy recovery geometry. The smallest model of the industrial FIR FEL will be made to perform an FEL higher power demonstration than 100kW or 1MW, to produce an intense Compton-backscattering gamma-ray flux of about 10MeVin synchrotron light sources, to image foreign materials inside foods, grain, fruits and powder as nondestructive testing and inspection, custom inspection, nuclear decommissioning and so on.

A mid-infrared FEL ranging from 50 to 8micron wavelengths will use the 500MHz UHF band cavity of 12-24MeV electron energy with the reflextron geometry. Possible and typical applications are expected to be large-scaled photochemical processing, medical, pharmacy, rare-material separation, radio isotope separation in nuclear decommissioning and so on. A near infrared FEL ranging from 12 to 2micron uses the same 500MHz cavity of 24-48MeV electron beam energy with the reflextron. A 10 or 20kW industrial FEL which can lase at around a fiber-transmittable wavelength of 1.3-1.5 micron and at around water transmittable wavelength centered around 0.5micron will be very useful to transmit their power to a pin-pointed position in a distant area

from the FEL. The FEL will be widely used in the many factories like a shipyard, automobile factory, civil engineering, nuclear power plant and so on. A few FEL application examples will cover the application of non-thermal peeling, cutting, and drilling to decommission the nuclear power plants, and to prevent stress-corrosion cracking in the nuclear decommissioning industry. As a very thin cutting width has been thought to realize a so-called RI contamination-free decommissioning, we plan to use a water-jet guiding of FEL light for non-thermal peeling, cutting, and drilling in decommissioning the nuclear power plants. And we also have demonstrated to prevent cold worked stress-corrosion cracking of the vital components like pressure vessel shroud and recirculating pump piping in the nuclear power plant. The cold worked stress-corrosion cracking sample like BWR shroud has been found very frequently in the nuclear power plants. The FEL will be applied to lithography, photochemical processing, polymer surface modification, nuclear decommissioning, and so on.

3. Summary

The FELs driven by the superconducting rf linac have intrinsically very high average power capability because the linac driver is highly efficient and powerful. Relatively low efficiency converted from the electron beam to FEL power can be overcome, and increased to recover the remained beam power after the lasing by the ERL. As discovered the new lasing mode, we could make the FEL pulse ultra-short and very efficient without the ERL. Both paths of the energy recovery and the new lasing can be usable to make the FEL efficient drastically, and to realize the industrial FELs for the nuclear decommissioning soon. The reflextron geometry can be applied to make the industrial FELs compact, powerful, and efficient because an absolute value of the velocity difference is very small between the acceleration and deceleration along the accelerator cavity, and we can recover very efficiently the beam power at a few MeV or less electron energy.

References

- [1] J. Hecht and D. Teresi, "Laser, Supertool of the 1980s" 1982, Ticker & Fields, 383 Orange Street, New Heaven, Connecticut 06511, U.S.A.
- [2] E.J.Minehara et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect.A445, 183 (2000).
- [3] N.Nishimori et al., Phys.Rev. Lett. 86, 5707 (2001).
- [4] E.J.Minehara et al., pp159-161, in the proceedings of Particle Accelerator Conference, 1995, Dallas. E.J.Minehara et al., Free Electron Laser Challenge 2(SPIE) Vol.3614, pp.62-71, 1999.
- [5] R.Hajima et al., to be published in the FEL Conference proceedings, August, 2001, Darmstadt.
- [6] G. R. Neil et al., Phys. Rev. Lett. 84, 662 (2000).
- [7] E.A.Heighway, "Magnetic Beam Deflection System".Canadian Patent993124, issued 1976.
- [8] J. Nagamatsu et al., Nature 410, pp63 - 64 (2001).
- [9] R. F. Service, Science, 2001 August 31, vol. 293, p157



3.11 応力腐食割れ予防技術としてのフェムト秒レーザー蒸発と

放射光 X 線の利用

Application of femto second laser ablation and synchrotron radiated X-ray
for Stress Corrosion Cracking mitigation

○西村昭彦、菖蒲敬久、島田幸洋、峰原英介、アレクサンダー・ピロゾフ

村上洋、中野純一、菊地正彦、塚田隆、河裾厚男

A. NISHIMURA, T. SHOBU¹, Y. SHIMADA, E. MINEHARA, A. Pirozhkov
H. MURAKAMI, J. NAKANO², M. KIKUCHI², T. TSUKADA², A. KAWASUSO³

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI

1) 日本原子力研究所 関西研究所 放射光科学研究センター

Synchrotron Radiation Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI

2) 日本原子力研究所 東海研究所 エネルギーシステム部

Dept. of Nuclear Energy System, Tokai Research Establishment, JAERI

3) 日本原子力研究所 先端基礎研究センター

Advanced Science Research Center, JAERI

Stress corrosion cracking in BWRs caused by work-hardening layers has recently become very serious. The purpose of this study is not only to remove the work-hardening layers but also to obtain flat surfaces on SUS316L by chirped pulse amplification laser ablation. BL22XU in SPring-8 has clarified the distribution of the residual stress ranging from the surface down to 100 μm by high energy X-ray diffraction. Sound velocity or positron annihilation lifetime for work-hardening layers should be measured to predict the processing depth. Highly repetitive femtosecond FEL is under reconstruction for the SCC mitigation tool.

キーワード : CPA レーザー、レーザー加工、放射光 X 線、応力腐食割れ、残留応力、ステンレス鋼

1. 緒言 BWR 炉心シュラウド等のステンレス鋼に生じた SCC[1]は、表面加工硬化層を熱影響を抑えたレーザー蒸発によって除去することが対策として有効である[2]。これまで、フライス加工によりステンレス鋼表面に加工硬化層を導入したサンプルを作製し、fs レーザーによる硬化層の蒸発を行いレーザーパルス数の増加とともに引張り残留応力が消失することを報告した[3,4]。SCC 対策として有効なレーザー蒸発のための要点は、1) 蒸発面の熱影響を抑制する、2) パルスエネルギーあたりの蒸発深さを大きくする、3) 平滑な蒸発面を得る、の3点である。これら3項目の内、1)と2)および2)と3)は実質的に相反する関係にある。また、3)の蒸発面の平滑さについては、蒸発面の凹凸が新たな腐食割れの原因とならないということが重要である。今回、パルス圧縮前の 150ps パルスとパルス圧縮後の 150fs パルスの2種類の CPA レーザーパルスを有効に利用し、効果的な残留応力改善を試みた。

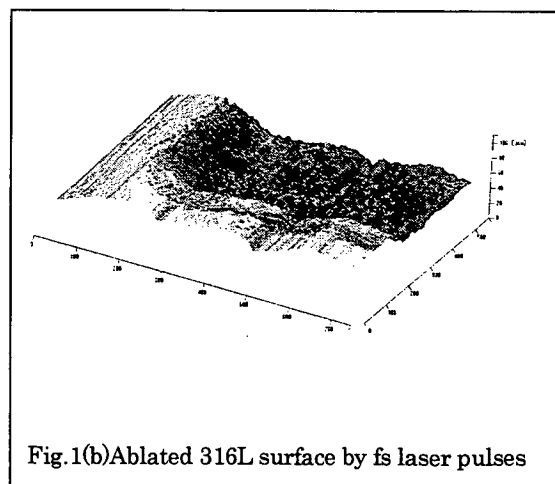
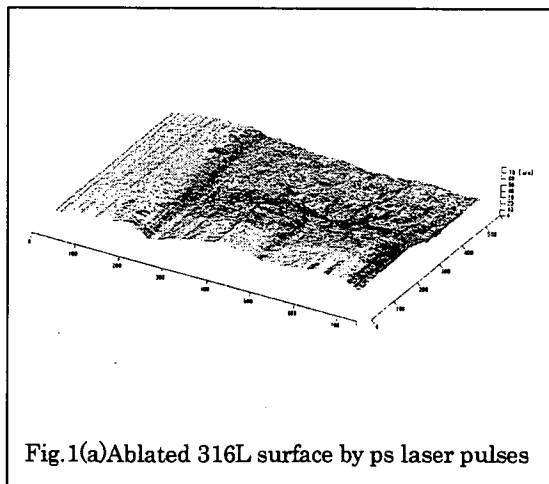
2. 実験と結果

2-1 レーザー加工

レーザー照射サンプル作製のため SUS316L 鋼板の表面にフライス加工により加工硬化層を導入した後、一辺 1 cm の立方体状に切断した。サンプル表層にはピッカース硬度測定により約 40 μm の深

さまで母材の約2倍の硬度をもつ加工硬化層があり、また、顕微鏡観察により約 $100\mu\text{m}$ の深さまですべり線が認められている。このサンプルに対して、チタンサファイヤ CPA レーザーを用いて、パルス長さ 150fs 、パルスエネルギー 1.5mJ とパルス長さ 150ps 、パルスエネルギー 2mJ の2種類のレーザーパルスを 10Hz でサンプルに照射した。 fs パルスによる加工中、レーザー光の自己収束により Ar ガスのイオン化が観測される。このため、レーザー光の空間分布は、自己収束による中心部の強度上昇とイオン化による発散が競合する状態となり、強くガウス分布から歪むことになる。そこで加工の開始時のサンプル面を焦点より 4mm 前進させることで自己収束によるイオン化は消失した。蒸発面の熱影響を抑制し、且つ、有効な蒸発速度を得るために、照射フルエンスは約 $3\text{J}/\text{cm}^2$ 、照射強度は、 fs パルスの場合 $2\times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ 、 ps の場合 $2\times 10^{11}\text{W}/\text{cm}^2$ とした。これまで実施したパルス当たりの蒸発量が光浸透深さで決定される低蒸発領域の場合、蒸発スポット周囲には熔融等の熱影響が見られない精度の高い蒸発加工が可能である[5,6]。今回は蒸発速度を上げるために高速蒸発領域を選択した[7]。

サンプル上の蒸発領域は $1\text{mm}\times 1\text{mm}$ である。集光には $f=150\text{mm}$ の平凸レンズを使用した。 fs パルスの場合には加工面に Ar ガスを吹きつけて酸化を抑制し、 ps パルスの場合には Ar ガスを停止し空気による酸化を促進させた。加工面をレーザー共焦点顕微鏡により観察した結果をFig.1に示す。Fig.1(a)は ps パルス、Fig.1(b)は fs パルスの結果である。蒸発深さは fs パルスノ場合 $20\mu\text{m}$ 、 ps パルスの場合 $30\mu\text{m}$ となった。サンプル表面にはフライス加工により $200\mu\text{m}$ ピッチで $20\mu\text{m}$ 振幅の凹凸が存在する。 fs パルスの場合、初期の $20\mu\text{m}$ の振幅を保持した形で全体に $20\mu\text{m}$ の深さで蒸発が生じている。一方、 ps パルスの場合、加工面は一旦熔融した後に再固化したような平滑な面が得られた。



2-2 応力測定

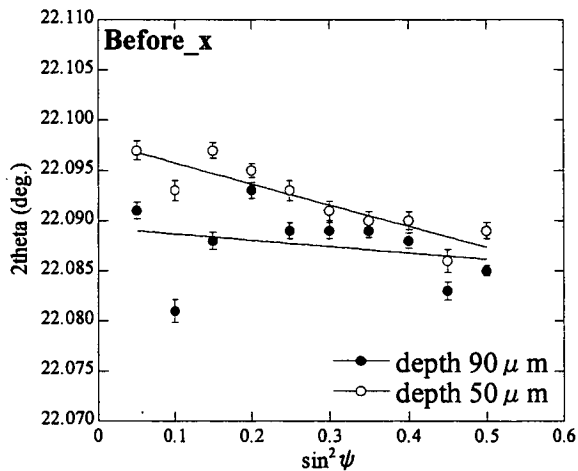
残留応力測定には、SPring-8のBL22XUを使用し、X線侵入深さ一定法により求めた[8]。液体窒素冷却式分光器により 69.1keV のX線を切り出しサンプル表面から $50\mu\text{m}$ および $90\mu\text{m}$ の深さのXY方向の応力を測定した。測定に用いた回折線は $2\theta=22.08$ 度である。X線回折結果からもとめた $2\theta-\sin^2\psi$ データの一例を示す。Fig.2(a)はレーザー加工前、Fig.2(b)は ps パルス、Fig.2(c)は fs パルスによる結果である。レーザー加工前と比較すると、 fs パルスではXY方向ともに圧縮状態に移行していることが明瞭に判る。とりわけY方向にはX方向よりも大きな圧縮が加えられた結果となった。一方、 ps パルスでは圧縮状態への移行は明瞭とはならなかった。このサンプルの表層数 μm の範囲には

400~950MP の引っ張り応力が存在している。これまでの実験で、フェムト秒レーザーパルスをサンプルの1点に繰り返し照射することで引っ張り応力は徐々に減少し、次第に圧縮応力側に転じる結果が得られている[9]。これまでの応力測定はX線源には電子線励起のCrターゲットを使用し、表層部数 μ の応力を測定した。今回、 $1\times 1\text{mm}$ を蒸発させ、高エネルギーX線による測定でも圧縮応力の導入が確認され、従来の結果を裏付けることが出来た。さらにFig.3(b)に示すようにY方向には表層から $50\mu\text{m}$ と $90\mu\text{m}$ の位置に同程度の大きな圧縮応力が加えられた結果となった。

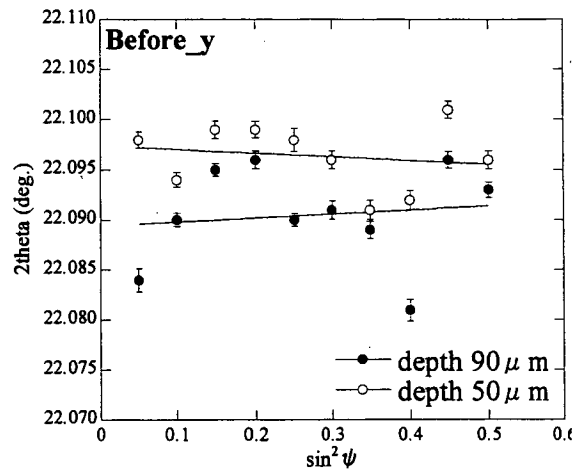
3. まとめと今後の進め方

以上のようにfsとpsのレーザーパルスの組み合わせにより、SCC防止に有効に働くように残留応力がくように残留応力が改善され、且つ、平滑な表面を得ることができる可能性が示された。これまで原子力用鋼材のSCC予防には圧縮応力導入が有効と考えられ、YAGレーザーのSHG光を利用して行われてきた。

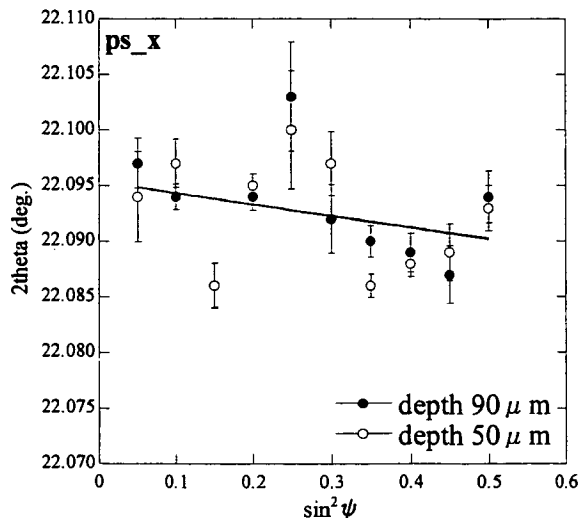
(a)-1



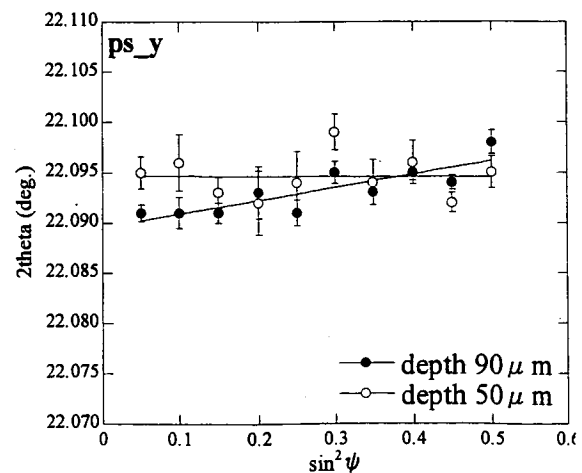
(a)-2



(b)-1



(b)-2



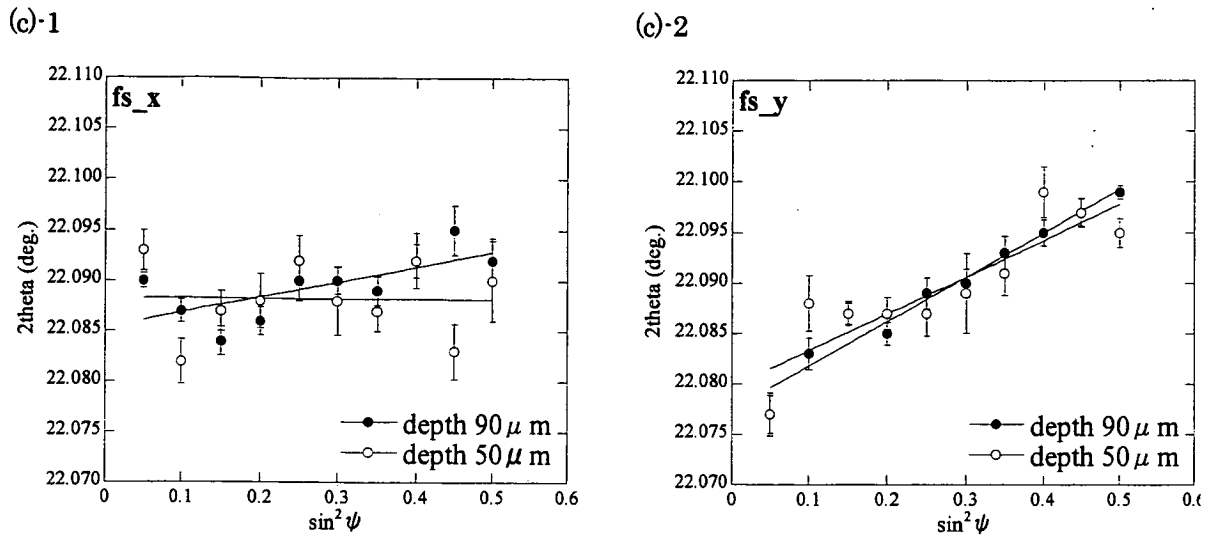


Fig. 2 Relation between diffraction angle 2θ and $\sin^2\psi$.

(a)-1 x-direction before ablation, (b)-1 x-direction by ps laser pulses, (c)-1 x-direction by fs laser pulses, (a)-2 y-direction before ablation, (b)-2 y-direction by ps laser pulses, (c)-2 y-direction by fs laser pulses

この場合、水中に加工物を置いてレーザーを照射する必要がある[10,11]、今回の実験によりフェムト秒レーザー照射によればガス中においても圧縮応力の導入が可能であることが判明した。今後、開発を進めるべき技術の方向は、自由電子レーザー等を利用した大面積・平滑面を得る蒸発技術の開発及び冷間加工硬化層の非破壊検出技術の2つである。前者の蒸発技術についてはフェムト秒レーザー装置の高度化が重要であり、また、後者の非破壊検査技術については原研のもつ先端計測技術の活用が望まれる。

例えば、放射光科学研究センターでは、X線応力測定技術の1つのひずみスキニング法で指摘されてきた表面効果問題に対して、アナライザを用いることでほぼ解消できることを明らかにした[12]。これにより表面から数百 μm までの深さの応力分布を10 μm 単位で計測できる。またPSPCやイメージングプレートなどの多次元検出器の使用によりすることによる迅速な応力測定技術開発および白色X線を用いた応力測定技術開発も進めている。先端基礎研究センターでは、 ^{22}Na からの陽電子を用いたRHEPDが開発されており、シリコン材料の極表面の構造を解明できる[13]。一方、陽電子がステンレス鋼材に深い角度で入射する配置で陽電子寿命測定を行うと、陽電子の進入深さが冷間加工で生じたすべり線の位置に相当するため、ステンレス材料内部の欠陥を検出できる可能性が示唆されている[14]。また、光量子科学研究センターでは、パルスレーザー光に誘導されるブリルアン散乱現象を用いることで遠隔からの半導体表面の音速を測定する技術[15]を、金属加工硬化層の表面の音速測定に適用する試みも開始した[16]。

以上のように、本研究は原子力エネルギー開発を支える材料の改良を目的としており、原研（原子力新法人）の放射線利用（量子ビーム利用）技術・施設が幅広く連携する必要がある。

謝辞

X線応力測定に際しまして、参照サンプルを供与頂きました新潟大学 鈴木助教授及び名古屋大学 秋庭助教授に、助言を頂きました原研中性子利用研究センターの鈴木裕士氏及び盛合敦氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] T. Tsukada, et al.: JAERI-Tech 2004-044, (2004).
- [2] 西村、峰原、塚田、特許出願 2004-2128335 (特許番号 2003-349489 に請求項追加)
- [3] 塚田ら、日本原子力学会 2004 年春の年会 E36.
- [4] A. Nishimura, E. Minehara, T. Tsukada, M. Kikuchi, J. Nakano., 5th International Conference of Laser Precision Micro-fabrication (LPM2004), Proceedings of SPIE (2004).
- [5] C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tuennermann, H. Welling and B. Wellegehausen: Optics Comm., **129**, 134(1996).
- [6] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, and A. Tuennermann: Appl. Phys. A **63**, 109(1996).
- [7] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tuennermann, B. N. Chichnov, B. Wellegehausen and H. Welling: J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 2716(1997).
- [8] 廣澤、佐藤、特許出願 2002-300355、秋庭義明、田中啓介、鈴木賢治、柳瀬悦也、西尾光司、楠見之博、尾角英毅、新井和夫、材料, **52**, 7 (2003-7), 764-76
- [9] 西村ら、日本原子力学会 2004 年秋 (京大) 発表, A. Nishimura et al., APL submitted.
- [10] Y. Sano, N. Murai, K. Okazaki and M. Obata, Nucl. Instr. Meth. B **121**, 432 (1997).
- [11] Y. Sano, et al.: Proc. 8th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICON-8), (2000).
- [12] 菖蒲敬久、鈴木賢治、田中啓介、秋庭義明、材料投稿予定
- [13] A. Kawasuso, T. Ishimoto, M. Maekawa, Y. Fukaya, K. Hayashi and A. Ichimiya, Rev. Sci. Instrum., **75**, 4585(2004).
- [14] A. Nishimura and A. Kawasuso, et al., private communication.
- [14] S. Kinoshita, et al., Rev. Sci. Instrum., **64**, 3384 (1993)
- [15] Y. Shimada, et al., APR symposium 2004, poster G-18.



3.12 Current Status of the Study on Coherent Quantum Control in APRC

Keiichi YOKOYAMA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Department of Materials Science, Tokai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Generation of coherent, broadband, mid-infrared (MIR) pulses by difference frequency mixing (DFM) is reported. Two-color femtosecond pulses from a Ti:Sapphire laser system are mixed in a AgGaS₂ crystal using a noncollinear phase matching scheme. The relative bandwidth of the generated MIR pulse has been measured to be 23%, the broadest in the DFM-based MIR source reported so far. It is found that, at a fixed orientation of the crystal, the type-I crystal gives broader phase matching range of spectrum than the type-II crystal in this scheme.

Keywords: Quantum control, Mid-infrared, Difference frequency mixing, Noncollinear phase matching

Introduction

Development of broadband lasers in the mid-infrared (MIR) region is strongly demanded for the progress in coherent quantum control. The scheme to generate coherent MIR pulses is, in most cases, difference frequency mixing (DFM) of two near-infrared pulses, which are usually prepared by broadband Ti:Sapphire lasers. However, the spectral broadness of Ti:Sapphire lasers has not been fully used in the DFM due to the narrow phase-matching range of spectrum for a fixed orientation of the nonlinear crystal. The aim of the present study is to demonstrate the extension of the phase matching range of spectrum by using the scheme of noncollinear configuration of incident pulses and to obtain a coherent broadband MIR source.

The mid-infrared region, 3 - 30 μm in wavelength, covers the fundamental frequency of most molecular vibrations and thus important as a light source for laser manipulation of molecules, chemical reaction control, and quantum computer, if combined with pulse shaping technique. In particular, the region from 6 to 20 μm , so-called finger-print region, is necessary for complex systems because the fundamental frequency of many chemical bonds exist in this region. Aside from the spectral region, the

bandwidth of MIR pulse needs to be wide to manage the vibrational anharmonicity, by which the vibrational energy level becomes dense with the vibration being excited. A number of theoretical work have demonstrated that pulse shaping of such a broadband MIR pulse has the capability of controlling various molecular processes, whereas no experiments have been reported due to the lack of coherent, broadband, MIR light sources.

While several groups reported the generation of broadband MIR pulses by DFM, the bandwidth has not exceeded 7% of the central frequency to date. For the finger print region, Xia and coworkers reported a bandwidth less than 30 cm^{-1} at $10 \text{ }\mu\text{m}$, i.e., $< 3\%$ in relative bandwidth. All of them use collinear configuration of incident pulses in the DFM. In the collinear incidence, the phase matching is restricted within a very narrow range of spectrum for a fixed orientation of nonlinear crystal.

To broaden the phase matching range, noncollinear configurations of incident pulses are often used. In this configuration, the phase matching condition is relaxed by taking advantage of the additional adjustable parameter, i.e., the noncollinear angle (the angle between the incident pulses). Its implementation to OPA has been extensively studied in the visible to near infrared region. On the other hand, no implementation in the mid-infrared region have been reported so far to our best knowledge. In this paper, we demonstrate the noncollinear phase matching of near-infrared pulses in AgGaS_2 for the first time.

Phase matching

The phase matching condition of DFM is expressed by

$$k_p - k_s = k_i,$$

where k_p , k_s , and k_i are the wave vectors of pump, signal, and idler pulses in the nonlinear crystal, respectively. In the present case, the idler pulse is the MIR pulse to be generated. We theoretically examine the phase matching condition in a four-dimensional space

consisting of the wavelength of the pump pulse, λ_p , and signal pulse, λ_s , the noncollinear angle, α , and the phase matching angle, θ , which is the angle between the nonlinear crystal and k_p . These definitions are illustrated in Fig. 1. The other angle of crystal, ϕ , is fixed at 0° during the calculation. We use type-I and type-II AgGaS_2 as the nonlinear crystal. The index of refraction is taken from the literature. The results are shown in Fig. 2 for a typical case of λ_p , which can be generated in our laser system. For example, curves in Fig. 2 present the phase matching value of λ_s as a function of θ and α when $\lambda_p = 760 \text{ nm}$. To estimate the phase matching range of λ_s , we need to know the range of θ , where phase matching occurs in a given orientation of crystal. The range is called internal angular bandwidth $\Delta\theta$ and can be calculated with the crystal thickness and θ . By taking into account the value of $\Delta\theta$, we predict the phase matching range of λ_s from the curves shown in Fig. 2.

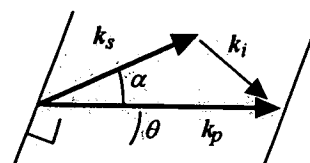


Fig. 1 Relation of the wave vectors and angles in noncollinear phase matching

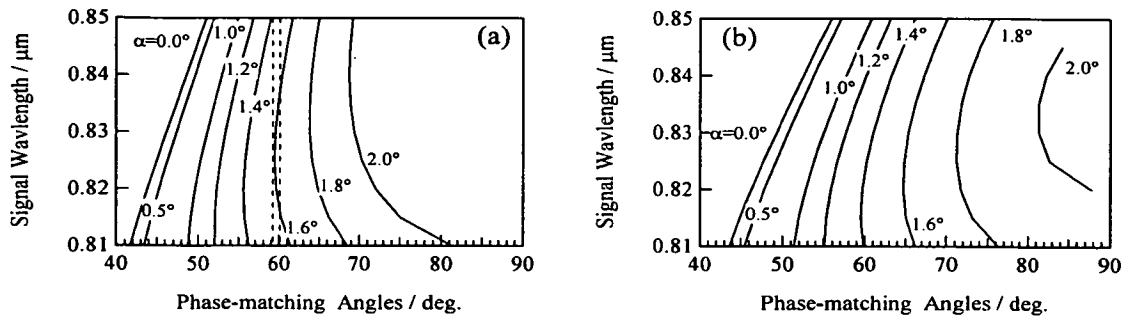


Fig. 2. Phase matching value of k_s as functions of θ and α when $k_p = 760$ nm for the (a) type-I and (b) type-II AgGaS₂ crystal. The internal angular bandwidth is shown by a pair of dashed lines around $\theta = 59.7^\circ$ in (a), indicating that a wide spectral range of the signal pulse (815-835 nm) would be phase-matched when $\alpha = 1.6^\circ$.

Under the restriction arising from the practical requirement in λ_p (750 - 775 nm) and the target spectral region of the idler pulse, λ_i (= 6 - 12 μm), the broadest phase matching is predicted to be obtained when $\alpha = 1.6^\circ$, and $\theta = 59.7^\circ$ using the type-I crystal. On the other hand, the use of the type-II crystal leads to rather narrow phase matching range than the type-I crystal. The angles optimal for type II are $\alpha = 1.6^\circ$ and $\theta = 65^\circ$. We carry out DFM experiments with the configurations predicted above. Details of the experiments are described in the next section.

Experiment

Two-color sub-picosecond pulses in the near-infrared region were simultaneously prepared in a Ti:Sapphire amplification system. A typical spectrum of the two-color pulse is shown in Fig. 3. The pulse energy after the pulse compressor is typically 500 μJ and the pulse duration is 200 fs for each spectral component. As shown in Fig. 4, the compressed pulse was split into two beams for the signal and pump pulses, using a beam splitter plate. The wavefront of the pump pulse (~ 760 nm) was tilted by 6.5° against the plane perpendicular to the beam propagation direction using a 75-l/mm grating. The tilting angle is calculated so as to increase the spatial overlap between the both pulses in AgGaS₂. The temporal overlap is optimized with a delay stage inserted in the signal-pulse line. The polarization direction was adjusted with a half wave plate in each beam line. MIR pulses generated by the DFM were directly fed into a monochromator and detected with an HgCdZnTe detector behind the exit slit of the monochromator.

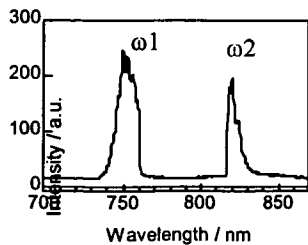


Fig. 3. A typical spectrum of the pump and signal pulses generated by the Ti:Sapphire laser amplifier

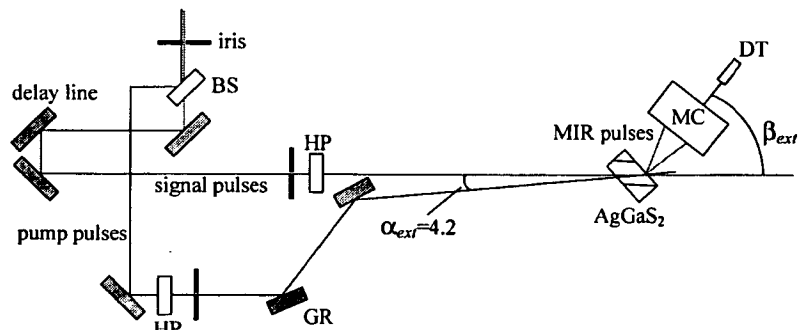


Fig. 4. A schematic diagram for broadband MIR pulse generation by noncollinear DFM, pump and signal pulses centered at 760 and 830 nm. BS: beam splitter, HP: half wave plate, GR: grating, MC: monochromator, DT: HgCdTeZn detector-preamplifier system.

The nonlinear crystal used for the DFM experiments is a type-I or type-II AgGaS₂ crystal with cutting angles $\theta = 45^\circ$ and $\phi = 0^\circ$, the thickness of 1.0 mm, and the size of 5 mm x 5 mm.

Results and discussion

The MIR pulse emerging from the crystal is widely dispersed in space due to the wide phase matching range of spectrum. We measured spectra at various dispersion angles to see the angular distribution of the spectrum [Fig. 5(a) for type I and 5(b) for type II]. From this figure, the overall bandwidth is found to reach 230 cm⁻¹ in FWHM for the type-I crystal. The relative bandwidth to the central wave number (ca. 1000 cm⁻¹) is more than 23%; the widest in the DFM-based MIR sources reported so far. To compare with the theoretical prediction, we simulate the spectrum by counting the number of phase matching points of a grid constructed in three-dimensional space spanned by λ_p , λ_s and θ at each λ_r . Although the curve obtained in this simulation does not represent the true spectrum, it should give a measure of bandwidth and

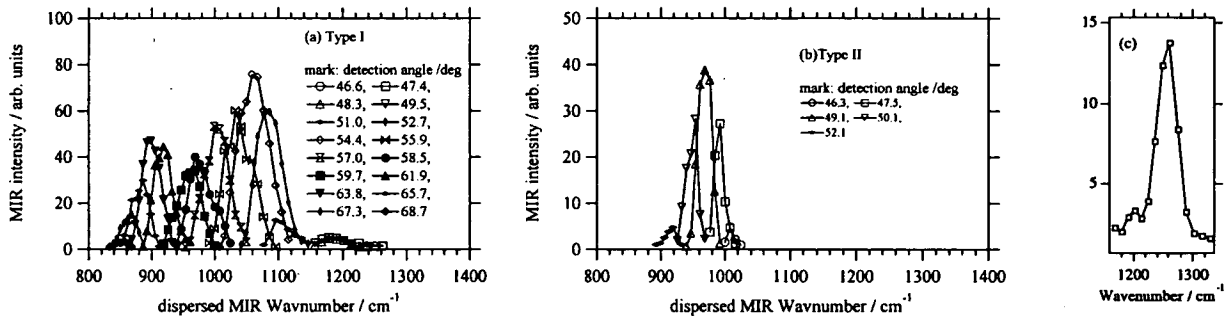


Fig. 5. Dispersed spectra of the MIR pulses generated with (a) Type-I and (b) Type-II crystals. The spectral resolution is 12 cm⁻¹. For comparison, a typical spectrum obtained in a collinear phase matching is shown in (c).

spectral position of the MIR pulse. We have confirmed that the observed spectrum agrees well with the simulated one, especially, in terms of the bandwidth and spectral region. In contrast, the overall bandwidth for the type-II crystal is substantially narrower than type I [Fig. 5(b)]. This result also coincides with the theoretical result.

Furthermore, a DFM experiment using a *collinear* phase matching was carried out with the same pump and signal pulses to see the effect of the noncollinear phase matching. A typical spectrum of the generated MIR pulse is shown in Fig. 5(c). Comparing with Fig. 5(a), it is evident that the noncollinear phase matching drastically extends the bandwidth by a factor of five in this spectral region.

In summary, generation of broadband MIR pulses has been successfully demonstrated by utilizing the noncollinear phase matching in DFM. From both the theoretical prediction and experimental results, the type-I AgGaS₂ crystal has been found to give broader bandwidth than type II. The measured relative bandwidth of ~ 23% at 10 μm would make it possible to effectively produce highly excited vibrational states in a number of molecular species using pulse shaping technique and facilitate studies of quantum control such as for laser isotope separation and laser manipulation of molecules

This is a blank page.

4. ポスター発表「協力研究・共同研究課題発表」

This is a blank page.



4.1 半導体レーザー励起超高ピークレーザーの研究開発 Diode-Pumped Ultrahigh-Peak-Power Laser

河仲 準二[^]、西岡 一^{^B}

[^]大阪大学レーザーエネルギー学研究中心

〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2番6号

^{^B}電気通信大学レーザー新世代研究中心

〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘1-5-1

Junji KAWANAKA[^], Hajime NISHIOKA^{^B}

[^]Institute of Laser Engineering, Osaka University

2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871 Japan

^{^B}Institute for Laser Science, University of Electro-Communications

1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585 Japan

Laser characteristics of diode-pumped Yb-doped materials have been improved at low temperature dramatically for high power operation. An emission cross section is enlarged and the reduced saturation fluence enables efficient energy extraction of the storage energy even by using commercially obtainable optics. The thermal conductivity of laser crystals is considerably improved. In addition, A laser system in the materials has been changed from quasi-three-level to four-level at low temperature. A Yb:YLF chirped-pulse regenerative amplifier has been developed at low temperature and 36-mJ, 800-fs pulses have been obtained at 20 Hz.

**Keywords : Diode pump, Ultrahigh-peak-power , Ultrashort pulse, Ytterbium lasers,
Cryogenic cooling, Solid-state lasers**

Ytterbium-doped materials are one of the next generations of the promised laser materials for diode-pumped high-pulse-energy laser due to high storage energy and good spectral overlap between absorption of the laser materials and emission of high power laser diodes.[1] In addition, the quantum defect of less than 10% is one third of that of neodymium-doped materials, which gives us thermal advantages for high-average-power operation. Diode-pumped pulse lasers with high average power have been developed actively by using a rod [2,3], a slab [4] and a thin disk Yb:YAG[5]. The optical-to-optical efficiencies were below 30% as low as diode-pumped neodymium laser. This is due to still low pump intensity for reabsorption saturation and/or a poor spatial coupling between the amplified laser beam and the pump beam in the crystal. Much gain loss due to reabsorption is unavoidable at room temperature because it is difficult to increase the pump intensity more with commercial laser diodes. The disadvantage applies to all Yb-doped materials. Cooling

the materials is one of the approaches for efficient laser operation as well known. The energy population of ytterbium ions is redistributed at low temperature and the reabsorption of laser emission disappears.[1,6,7] In this letter, we have demonstrated dramatically improved laser performances with Yb:YLF crystals at low temperature. High pulse energy of 60 mJ has been obtained in a diode-pumped chirped-pulse regenerative amplifier with a cooled Yb:YLF, leading to 36 mJ, 800 fs pulses after temporal compression.

A diode-pumped chirped-pulse regenerative amplifier has been demonstrated by using a Yb:YLF crystal, which was conductively cooled by a liquid nitrogen cryostat.[8] 80 fs seed pulses from a Ti:sapphire oscillator were temporarily stretched to 1.2 ns with a 1.2 km polarization maintained fiber. The output power of the amplified pulse was measured as a function of pump duration for different pump power, shown in Fig. 1. A high

output power of 60 mJ was obtained for the pump duration of 4 ms with 93 W pump power. An amplification factor was 3×10^9 . A spectral width of the output pulse was reduced to 5 nm from 15 nm of the seed pulse due to a spectral gain narrowing effect. The output chirped-pulse was compressed in time with a parallel grating pair. 36 mJ, 800 fs (sech^2) pulses have been generated. The peak power achieved to 45 GW. It should be noted that a sub-100 fs pulse duration after compression could be obtained due to the wide spectral gain width of a

cooled Yb:YLF crystal by replacing the fiber stretcher to an antiparallel grating pair pulse stretcher and avoiding the spectral gain narrowing effect with a pellicle etalon and/or an acousto-optic dispersive filter. The repetition rate of 20 Hz was limited by a Pockels cell driver. Thermal conductivity is improved to 24 W/mK at liquid nitrogen temperature, which is twice of that of Yb:YAG crystal at room temperature. A diode-pumped ultrahigh-peak-power laser with high average power will be realized with a cooled Yb:YLF crystal.

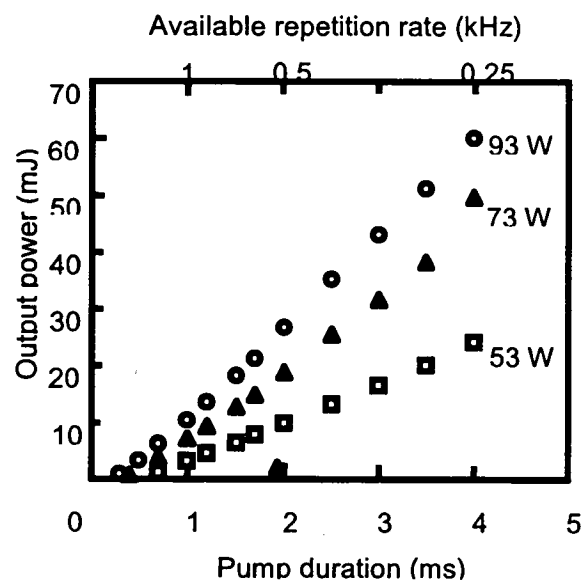


Fig. 1 Output power of the diode-pumped chirped-pulse regenerative amplifier with a cooled Yb:YLF.

References

1. P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal, and T. Y. Fan, *Opt. Lett.* 16(14), 1089-1091 (1991).
2. H. Bruesselbach and D. S. Sumida, *Opt. Lett.* 21(7), 480-482 (1996).

3. E. C. Honea, R. J. Beach, S. C. Mitchell, J. A. Skidmore, M. A. Emanuel, S. B. Sutton, S. A. Payne, P. V. Avizonis, R. S. Monroe, and D. G. Harris, *Opt. Lett.* **25**(11), 805-807 (2000).
4. G. D. Goodno, S. Palese, J. Harkenrider, and H. Injeyan, *OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS) 50, Advanced Solid-State Lasers, 2-4* (2001).
5. F. Butze, M. Larionov, K. Schuhmann, C. Stolzenburg, and A. Giesen, *Advanced Solid-State Photonics, WA4* (2004).
6. A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, *Appl. Phys. B* **58**, 365-372 (1994).
7. J. Kawanaka, K. Yamakawa, H. Nishioka, and K. Ueda, *Opt. Lett.* **28**, 2121-2123 (2003).
8. J. Kawanaka, K. Yamakawa, H. Nishioka, and K. Ueda, *Opt. Lett.* **28**(21), 2121-2123 (2003).



4.2 R&D of the Particle Detector for a Laser-induced Acceleration Study II

- *A Proposal of Electron Beam Study with a Silicon Drift Detector* -

S. Kobayashi¹, K. Takahashi¹, H. Kotaki² and K. Nakajima²

1) Department of Physics, Saga University

1 Honjo-machi, Saga 840-8502 Japan

2) Advanced Photon Research establishment, Kansai Research Center, JAERI

8-1 Umemidai Kizu-cho, Kyoto 619-0215 Japan

In our collaboration study of detecting high-intensity electron beam accelerated through the laser wakefield, we first report a result of the bench test of scintillation fibers coupled with the photo-diode arrays. We next propose the use of silicon drift detectors as an alternative solution of the scintillating fibers to read out the shower profiles generated from the thin tungsten plates stacked with the detectors.

Keywords: SCIFI-calorimeter, Photo-diode array, Silicon drift detector, Laser-Compton photo-detector.

1 Introduction

We have proposed previously a detector system composed of thin tungsten absorber plates sandwiched with scintillating fiber (SCIFI) layers to be read out by two photo-diode arrays (PDA) each having 46 elements. It has, however, a serious drawback of the difficulty in protecting so many bundles of fibers against the near-by intense light of plasma discharge. We then looked for an alternative solution for the detector with much fewer readout channels still having the same or even higher position resolution, and found a *silicon drift detector* (SDD) as one of the promising candidates.

It has been more than a decade since the new detector called the *silicon drift chamber* was first introduced by E. Gatti and H. Rehak at Brookhaven [1]. Among so many technical reports published in the world, we also contributed a bit by a piece of paper [2]. Unfortunately, its property as the good position resolution seems to have been thrown away for its poor time resolution, and only the low noise property due to its small capacitance was appreciated to realize the industrial product called by the same name of cylindrical SDD [3].

The operation principle of SDD was simple enough, the electrons liberated by ionization in the depleted area of detector are drifted along the field gradient to the anode electrode. The original paper concerned mainly with the drift time measurement of the particles, if the rate of their appearance is enough low. In this respect, the SDD seems to be quite suitable for the

present needs of energy measurement of the instantaneous electron beam with good position measurement.

This report is a brief summary of the results obtained so far for both SCIFI and SDD. The following section describes the bench test of SCIFI coupled with PDA, which is contiguous to the previous report [4]. A majority of the space, however, will be devoted to the study of SDD.

2 SCIFI calorimeter

Previously have reported the simulation study of a calorimetric method to estimate the momentum distribution of the incident electron beam [4]. A detector using the square SCIFI of 1 mm \square and thin tungsten plates as shown in Fig.1a was designed. We computed by a GEANT 3 code the number of electrons which are absorbed in each tungsten plate of the calorimeter, and obtained a resultant momentum distribution of the electron beam assuming the incident distribution of exponential shape:

$$dI(P)/dP \propto \exp(-P/\langle P \rangle). \quad (1)$$

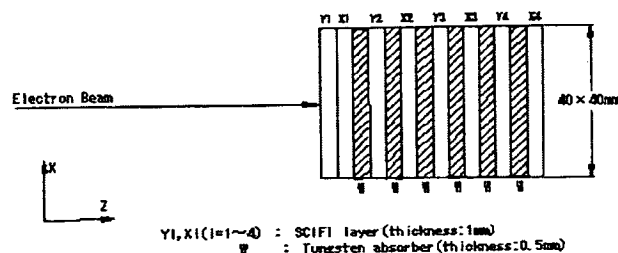


Fig.1a (left) SCIFI-tungsten calorimeter as the beam momentum analyzer

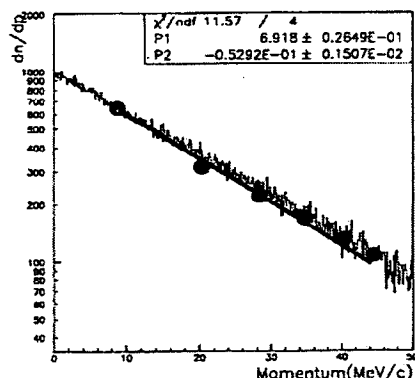


Fig.1b (right) An example of momentum distribution of the incident electron beam (histogram) and the one obtained from the SCIFI signals of the calorimeter (large dots). Both are simulated with GEANT 3 code by presetting $\langle P \rangle = 20$ MeV (see text).

A good fit to the given distribution was obtained for the average momentum $\langle P \rangle \geq 15$ MeV, as is demonstrated in Fig.1b for the best fit case with $\langle P \rangle = 20$ MeV. In order to be compatible with the result of previous study [5], i.e. $\langle P \rangle \sim 5$ MeV to 8 MeV, the thickness of tungsten absorber should be much thinner than 0.5 mm. There would be, however, no change in concluding possibility of replacing the present SCIFI materials to the thinner silicon wafers.

The next study we have made was to see if the SCIFI signal could be successfully read out with a customary PDA. It was 46 elements diode array S4114-46Q, Hamamatsu Photonics, and C9004 16 elements driver circuit module of the same company. The output pulses were measured by a FADC. A stacked two-layer SCIFI planes, 80 cm \times 44 fibers in each, was illuminated at its top with a blue LED light through the optical fiber. Fig.2a shows an example of the response of PDA when the light source was placed at 9 mm from the corner. A spread around the central position indicates the cross talking between fibers and the alignment error at each element of PDA. The position was calculated as a weighted mean (*centroid*). A linearity of the

measured positions of the light source with its line fitting is shown in Fig.2b. The maximum deviation from the fitting was ~ 0.3 mm, a reasonable result for 1 mm width of both SCIFI and PDA element. However, the beam measurement associates a more serious effect of multiple scattering, which may deteriorate the position resolution.

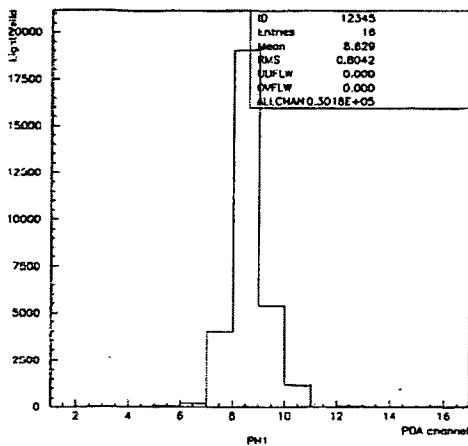


Fig.2a An example of the pulse height distribution of SCIFI read out by a PDA. Signal was injected from the top of a fiber placed at 9 mm from the corner.

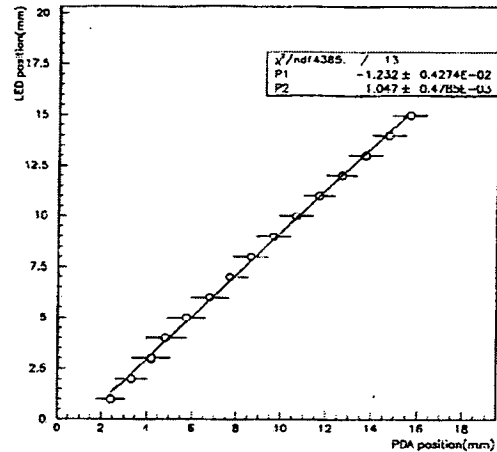


Fig.2b A linearity of the measured positions of the light source and its line fitting.

3 Study of the SDD

3.1 Designing of the detector

The design concept of this detector is almost the same as the one previously fabricated [2] except the narrower gaps between field strips (see Fig.3a). All of these gaps are brought to full depletion by feeding a moderately negative high voltage at the cathode, when a hole current flows through every gaps and sets up successively higher potential as going nearer to the anode. The electrons generated in an n-bulk of the SDD are collected to the anode after drifting some distance along the potential ditch set up inside the bulk as shown in Fig. 3b.

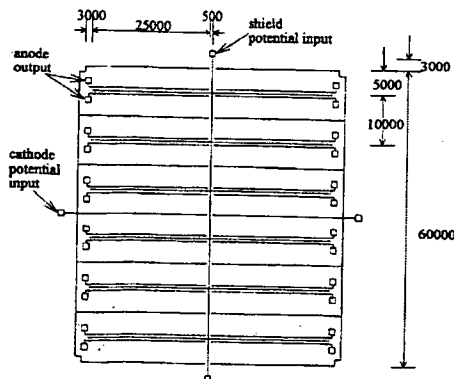


Fig.3a Construction of the proto-type SDD.

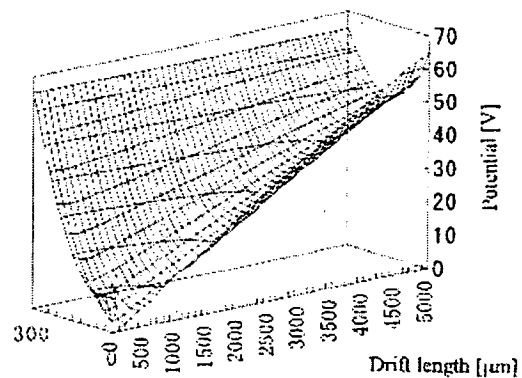


Fig.3b Simulated potential shape seen from the anode side.

The voltage necessary for depleting the detector is expected by the formula:

$$V = \frac{d^2}{2\epsilon\mu_e\rho} + V_0, \tag{2}$$

where d is the depletion depth, ϵ the dielectric constant of $1pF/cm$, ρ the resistivity of $5 k\Omega cm$, V_0 the built-in voltage of $-0.6 V$. To deplete $d=300 \mu m$ thickness, therefore, a voltage to be applied across the detector is $\sim 66 V$, by assuming the electron mobility $\mu_e = 1350 cm^2/Vs$. To confirm this figure for the depletion voltage, a change of anode signal with the bias voltage was observed. Since the anode signal is proportional to the impedance between the anode and the field electrode across the wafer, its full depletion appears as the abrupt decrease of the anode signal as shown in Fig.4.

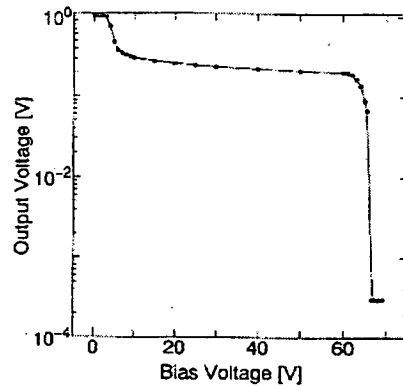


Fig.4 A change of anode signal with the bias voltage. The drops at about 5V and 66V correspond respectively to the depletion voltages between the strips at the same surface and across the bulk.

3.2 Intrinsic properties

The anode current was measured with the original detector. An LED light of 940 nm was switched on and off at each time the cathode voltage was varied. The measurement was repeated for the different source positions at the anode, the center, and the far end. Fig.5 is a result showing a breakdown voltage of $\sim 250 V$ following a signal decrease at the soft breakdown. The origin of dark current is understood as due to the surface leakage.

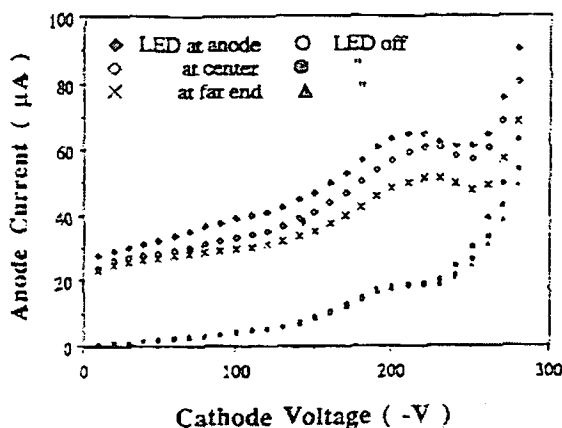


Fig.5 Anode current as a function of the cathode voltage for the LED turned on and off. A soft breakdown is seen at above 200 V.

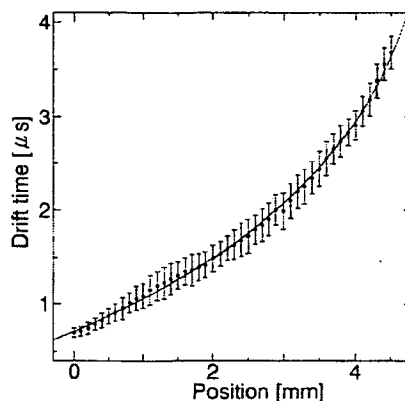


Fig.6 Drift time as a function of the position of light spot. The solid curve is a fit to the logarithmic function with $\mu_e = 1356 cm^2/Vs$.

The drift time measurement was done by moving the light spot of $220 \mu m\phi$ around the $5 mm$ drift space of the detector. Fig. 6 shows the drift time plot as a function of the source position

together with a fit curve described as follows. Let the cathode and the rear-side uniform potential be V_1 and V_2 . The electron blobs at position x from the anode see the potential:

$$\Phi(x) = \frac{V_1^2}{4\ell^2 V_2} x^2 - \frac{V_1}{\ell} x. \quad (3)$$

Since the drift velocity is given by

$$v(x) = -\mu_e \frac{d\Phi(x)}{dx} = \frac{\mu_e V_1}{\ell} \left(1 - \frac{V_1}{2V_2 \ell} x \right), \quad (4)$$

the drift time is expressed as

$$t(x) = \int \frac{dx}{V(x)} = -\frac{2\ell^2 V_2}{\mu_e V_1^2} \ln \left| 1 - \frac{V_1}{2V_2 \ell} x \right|. \quad (5)$$

A curve drawn in the figure is based on this expression with the value $\mu_e = 1356 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, which is consistent with the existing data.

We have learned some more features for the present SDD, which includes the decrease of signal charge collected to the anode as well as its rise time as increasing the drift distance x . The decrease of signal charge $Q(x)$ will be explained by its trapping loss to the impurities. To be more explicit, the probability for such trapping after drifting the distance dx is given by

$$dp(x) \propto \frac{n_e(x)n_c(x)}{v(x)} dx, \quad (6)$$

where n_e and n_c are the numbers of electrons and trap centers. Assuming for simplicity the constancy of these parameters, the differential probability $dp(x)/dx$ is simply related to the drift velocity $v(x)$, or its reciprocal drift time $t(x)$. As a consequence, $Q(x)$ is expressed by

$$Q(x) = Q(0) - \text{const} \times t(x), \quad (7)$$

which is relatively well reproduced by the data (the figure is not presented here).

The latter was compared with an estimate based mainly on the electrostatic repulsion rather than the thermal diffusion. The latter is expressed as an error function, while the charge density n due to the former effect is of the parabolic function [6] given by

$$n(x, t) = \frac{\pi\epsilon}{q\mu_e t} (r_0^2(t) - x^2), \quad (8)$$

with q the elementary charge and

$r_0(t) = (3q\mu_e Nt/4\pi\epsilon)^{1/3}$ the radius of charge blob at t . Fig. 7 is the measured rise time as plotted against the drift time. The curve shows the result obtained by calculation for the projected $n(x, t)$ after folding with the thermal diffusion effect.

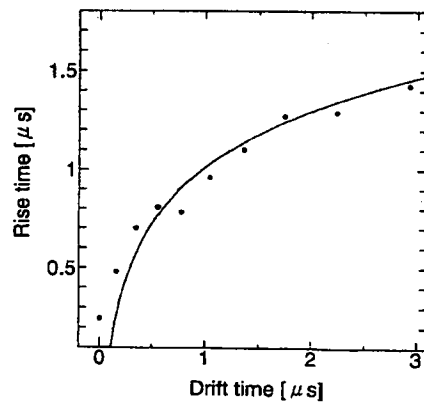


Fig.7 A plot of the measured rise time as a function of the drift time. The solid curve is a simulation result.

4 Summary

A calorimeter incorporated with silicon drift detectors was considered as a possible candidate alternative to the existing imaging plate/SSD for the study of electron beam quality extracted by the plasma acceleration method. A number of results from the bench test is presented:

- (1) good linearity of the position measurement with PDA
- (2) start of soft breakdown of SDD at above 200 V
- (3) logarithmic behavior of drift time as position
- (4) smearing of anode signal due to the electrostatic repulsion
- (5) charge collection loss by trapping to some impurity levels

In closing the present report, we would like to mention one word that the present SDD was first applied to the inverse Compton scattering experiment utilizing the electron beam at TRISTAN about a decade ago. We therefore expect better performance to the new SDD by suitably modifying the previous prototype detector.

We thank the staffs of the Kansai Research Establishment for helpful arrangement of the present collaboration.

References

- [1] E. Gatti and P. Rehak, Nucl. Instr. Meth in Phys. Res. A 225 (1984).
- [2] S. Kobayashi, M. Seto, K. Fujiki, Y. Shirakawa and Y. Nagase, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 364 (1995) 279-286.
- [3] R. Hartmann et al., '*Design and test at room temperature of the first silicon drift detector with on-chip electronics*', IEDM Technical Digest, pp 535-539.
- [4] K. Takahashi, S. Kobayashi and K. Nakajima, *Proceedings of the Fifth Symposium on Advanced Photon Research* JAERI-Conf 2004-009, pp. 173-177.
- [5] M. Kando et al., *ibid.*, JAERI-Conf 2004-009, pp.17-20.



4.3 高エネルギー分解能ナノスケール軟 X 線分光系の開発と応用

Development and application of a high energy-resolution soft-X-ray spectrometer for a transmission electron microscope

寺内正己¹⁾、小池雅人²⁾、石野雅彦²⁾

¹⁾ 東北大学 多元物質科学研究所 〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1

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

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Masami TERAUCHI¹⁾, Masato KOIKE²⁾ and Masahiko ISHINO²⁾

¹⁾ Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University

2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577

²⁾ Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

A new VLS grating and a new soft-X-ray spectrometer chamber for a transmission electron microscope were designed and constructed. Energy dispersions per CCD pixel of this spectrometer are 0.07eV for Si *L*-emission (~100eV), 0.18eV for B *K*-emission (~180eV) and 0.65eV for Cu *L*-emission (~930 eV). An actual energy resolution was evaluated to be 0.23 eV at Al *L*-emission by observing the Fermi edge. A spectrum of CoO showed four Co *L*-emission lines of *L*_α, *L*_β, *L*₁ and *L*_η. An example of TEM-EELS/XES analysis presented that high energy-resolution spectroscopy methods combined with transmission electron microscopy is a promising method to analyze whole electronic structures of nanometer scale materials.

Keywords : Grazing incidence soft-X-ray optics, Laminar-type varied line-spacing grating,
Nano-scale analysis, Transmission electron microscope

1. はじめに

ナノスケール領域の物性解析には、ナノスケールの空間分解能を有する透過型電子顕微鏡 (Transmission electron microscope: TEM) を用いた分光手法が有力である。TEM で特定した領域の電子状態解析には、通常、電子エネルギー損失分光 (Electron energy-loss spectroscopy: EELS) が用いられる。EELS スペクトルからは、誘電関数 ϵ 、結合状態密度 J_{dos} (光学実験に対応) や、伝導帯状態密度分布 (X 線吸収実験や逆光電子分光実験に対応) が得られるが、物質の安定性を支配している結合電子のエネルギー分布 (価電子帯状態密度分布) を直接調べることはできない。これを可能とするため、TEM 用の高エネルギー分解能軟 X 線発光分光 (Soft-X-ray

emission spectroscopy: SXES) 装置を開発するとともにその基礎的応用を行うことが本研究の目的である。このナノスケール XES 分光手法を EELS と組み合わせる事により、初めて、特定したナノスケール領域の総合的な電子状態分析が可能となる。

2. 高エネルギー分解能 XES 装置

H14 年度の協力研究 (14-協 08) で、400-1200eV で使用可能な不等間隔回折格子 (刻線密度 2400l/mm) を新たにデザインし、回折格子から結像面間での距離をこれまで用いてきた不等間隔回折格子の約 2 倍とすることで分散量を約 2 倍とする分光系を設計した。H15 年度の協力研究 (15-協 06) では、その設計に従った回折格子の製作とそれを使用するための分光器を設計・製作した[1]。図 1 に、製作した XES 分光器の外観写真を示す。この分光器は、これまで使用してきた回折格子も使用できるように CCD 検出器の位置を変えられるように設計・製作されている。さらに、検出効率を向上させるため、X 線集光ミラーを製作して装着した。このミラーにより検出立体角が旧分光器の約 2 倍に向上し、スペクトル強度から見積もった実効検出立体角は $2.8 \times 10^{-3} \text{sr}$ であった。その基礎実験において、通常透過型電子顕微鏡用 X 線分光器では一つしか観測できない Cu-L 発光ピークを $L\alpha$ と $L\beta$ の 2 本に分離して観測することに成功した。さらに、通常は観測できていない強度のきわめて弱い $L\eta$, $L\iota$ の観測にも成功した[2,3]。

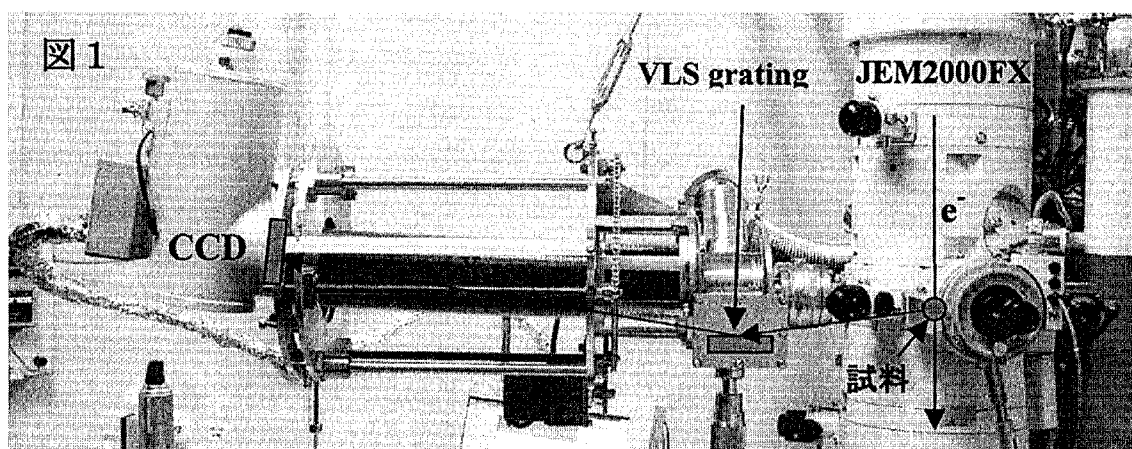
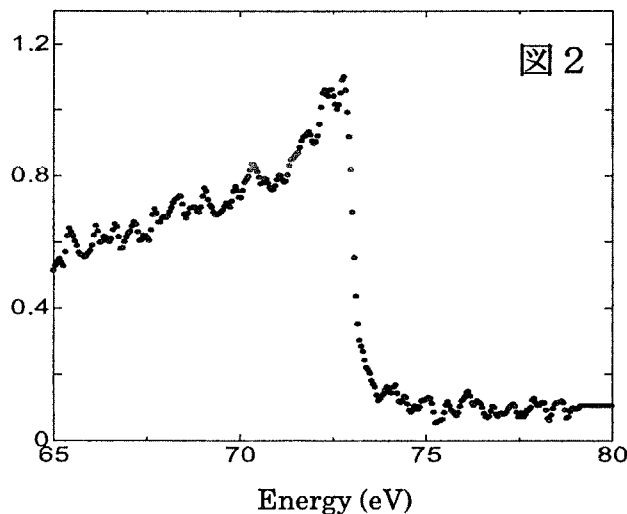
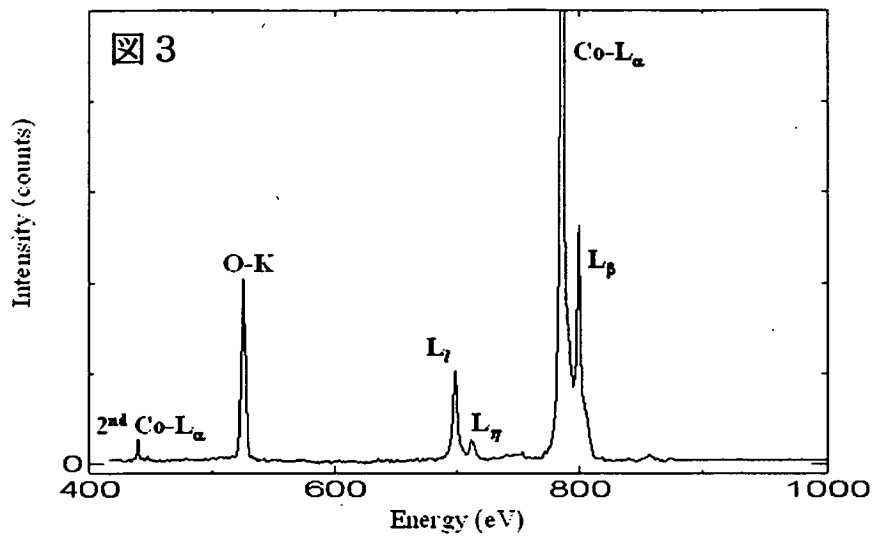


図 2 に、Al 単結晶の L 発光スペクトルを示す (プローブ電流 10 nA、測定時間 40 min)。約 73eV より左側が価電子帯 DOS に対応する。約 73eV の強度の急激な変化が、価電子帯上端のフェルミエッジ (E_F) 位置に対応する。フェルミエッジの立ち上がり強度が 25%-75% に対応する領域は 0.24eV となっている。フェルミ分布関数の 25%-75% に対応する室温でのエネルギー広がり約 50 meV であることを考慮すると、Al-L 発光スペクトルでのエ



エネルギー分解能は 0.23eV と評価できる。

図 3 に、高エネルギー領域用に設計・製作した新しい回折格子 (図 1 のセッティング) を用いて測定した CoO 単結晶の発光スペクトルを示す (プローブ電流 6.5 nA、測定時間 30 min)。通常の透過型電子顕微鏡用 EDS では、Cu-L 発光は 1 つのピーク

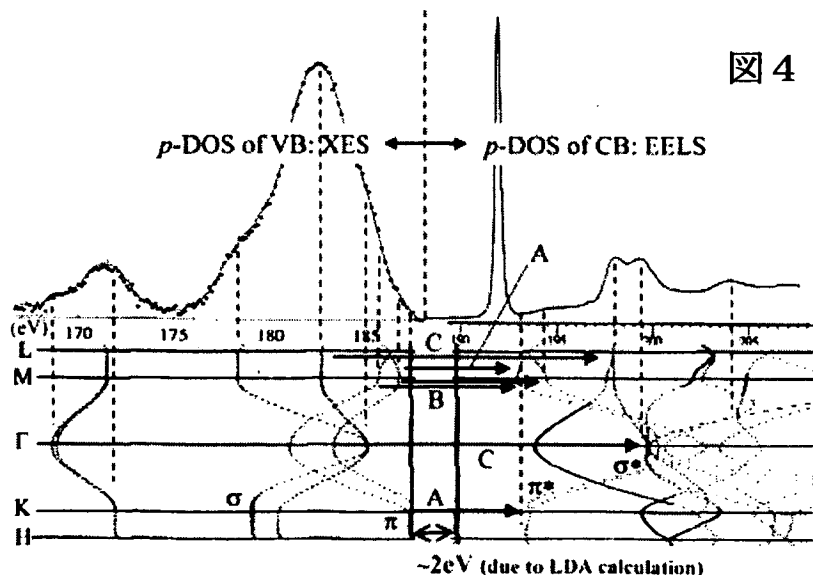


として観測できるのに対し、Lα (価電子帯→LIII) と Lβ (価電子帯→LII) の二つのピークに明瞭に分離して観測できている点である。さらには、浅い内殻準位 M_I (3s) からの遷移に伴う強度の弱い発光ピーク L_I (M_I→LIII)、L_η (M_I→LII) も明瞭に観測できている。

3. TEM-EELS/XES 解析の可能性

微小領域から伝導帯 DOS と価電子帯 DOS の計測が可能になると、それらのデータを組み合わせ、フェルミ準位近傍の全状態密度分布関数を得ることができることになる。図 4 に、六方晶 BN (h-BN) から得た、価電子帯 DOS (XES 測定で得た部分状態密度、p-DOS) と伝導帯 DOS (EELS 測定で得た部分状態密度、p-DOS) を並べて示す[4]。横軸は、それぞれの実験での測定エネルギー (eV) である。二つのスペクトルの相対強度は任意である。また、各スペクトルの下には、h-BN のバンド構造の理論計算 (基底状態) を比較できるように示してある。エネルギーバンド中でエネルギー分散の小さな箇所の DOS が大きいという指針に基づいて実験と理論の比較を行った。その結果、バンド計算で得たエネルギーギャップの値を約 2eV 大きくしないと実験と一致しないことが分かった。このことは、参照した局所密度汎関数法 (LDA) の計算では、バンドギャップエネルギーを約 2eV だけ小さく見積もっていたことを示している。このように、EELS と XES を組み合わせることで理論計算の精度を実験的に評価することが可能となる。

EELS スペクトルの約



192eV に現れている $\pi \rightarrow \pi^*$ 遷移ピーク位置は伝導帯の底より約 1.4eV 低く、エネルギーギャップ内にある。これは、内殻ホール効果によるもので、理論計算では約 1.7eV と報告されている。また、価電子帯から伝導帯へ向けて水平に 6 つの矢印が示してある。これは、EELS の価電子帯励起スペクトルから Kramers-Kronig 解析により求めた ϵ_2 (光の吸収スペクトルに対応) から求めたバンド間遷移エネルギーに対応する箇所を特定したものである。このように、EELS/XES で求めた DOS データをバンド計算と対応させ、かつ EELS によるバンド間遷移エネルギーの解析結果を組み合わせると、バンド中のどこからどこへ電子励起されているかの推測が可能となる。注目すべき点は、この解析に必要な実験データが、電子顕微鏡で特定した試料領域から全て得られるということである。すなわち、TEM 法を基礎とした高分解能 EELS と高分解能 XES を組み合わせることで局所領域の電子状態を総合的に解析できることが可能となる。

4. 終わりに

デバイスのナノスケール化やナノスケールサイズの物質における新規物性が注目されている。これらの構造・物性評価の手段としては、ナノスケールの空間分解能を有する電子顕微鏡が有力な解析装置と考えられる。構造解析に関しては、分光型電子顕微鏡を用いた収束電子回折法で精密構造解析だけでなく価電子の空間分布の解析まで可能となりつつある[5]。電子状態解析は、EELS が最も有効な手法と思われる。モノクロメータ内蔵電子銃を搭載した汎用 EELS 電子顕微鏡の開発が行われており、ナノプローブと 0.2eV の分解能の汎用化がまじかに迫っている。その EELS を補う分析手法としての XES 装置の開発を我々は行っており、高分解能 EELS に匹敵するエネルギー分解能を実現しつつある。X 線発光スペクトルの高分解能測定が汎用化できれば、電子顕微鏡で特定した微小領域から

- ・CBED を用いた精密結晶構造解析と価電子の空間分布解析
- ・EELS を用いた誘電関数、伝導帯状態密度の解析
- ・XES による価電子エネルギー分布(状態密度分布)の解析

が可能となり、ナノスケールでの総合的な構造・物性解析が実現される。

参考文献

- [1] M.Terauchi and M.Koike: *Microsc. Microanal.*, **9** (suppl.2), 894 (2003).
- [2] M.Terauchi: *Microsc. Microanal.*, **10** (supple.2), 1044 (2004).
- [3] 寺内正己、小池雅人、石野雅彦: *JAERI-Conf*, 2004-009, 91 (2004).
- [4] M. Terauchi: *Microscopy Research and Technique*, in the press.
- [5] K.Tsuda et al.: *Acta Cryst.*, **A58**, 514 (2002).



4.4 Tキューブレーザー発生プラズマによる高強度テラヘルツ電磁波発生 of 基礎検討

**Investigation on generation of intense terahertz radiation
from plasma excited by T-cube laser**菜嶋 茂喜¹⁾, 大道 博行²⁾, 細田 誠¹⁾¹⁾大阪市立大学工学研究科・工学部応用物理学科

〒558-8585 大阪市住吉区杉本 3-3-138

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

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Shigeki NASHIMA, Hiroyuki DAIDO, and Makoto HOSODA¹⁾Department of Applied Physics, Graduate School and Faculty of Engineering,

Osaka City University

3-3-138 Sugimoto, Sumiyoshi-ku, Osaka 558-8585, Japan

²⁾Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We have constructed a time-resolved detection system of Terahertz (THz) electromagnetic waves under 10-Hz repetition rate high-power femtosecond lasers. This system, which used the electro-optic (EO) sampling technique, demonstrated that it is possible to detect the THz waveform within 0.2-2 THz range without optical damage by T-cube lasers.

Keywords : T-cube laser, terahertz radiation, time resolved measurement, EO sampling

1. はじめに

フェムト秒高強度レーザー励起により生じたプラズマと高強度光の相互作用によって、大出力のテラヘルツ電磁波（以後、THz波と記す）が発生されることが報告されている[1-6]。この高強度なTHz波を用いれば、THz波領域の分光計測や生体イメージング等の応用における高速化が期待できる。前回、我々はTキューブレーザーをTa箔に照射し、高強度なTHz波の放射が示唆される実験結果を得た[7]。このTHz波の更なる大出力化を図る為には、その放射機構である高強度光-プラズマ間の相互作用を調べる必要がある。そのアプローチとして、放射されたTHz波の波形を時間分解で計測する手法は、高強度光-プラズマ間の動的な相互作用を調べることができ、極めて有力な手法である。このことから、低繰り返しで行うフェムト秒高強度レーザーを用いたTHz波の時間分解計測システムの構築が急務である。これまで、高繰り返しのフェムト秒レーザーを使用したTHz波の波形計測手法については様々な方法が提案されてきたが、10 Hzという低繰り返しで動作するフェムト秒高強度レーザーを用いたTHz波の波形検出手法は確立されていない。そこで、我々は10 Hzのフェムト秒高強度レーザーを用いたTHz波の時間波形測定

システムを検討し、測定系の構築を行った。

2. 10 Hz のフェムト秒高強度レーザーを用いた THz 波の時間波形測定システム

低繰り返し周期のフェムト秒高強度レーザーを用いて THz 波の波形を検出する場合、その検出素子には高繰り返し周期のフェムト秒レーザーよりも高い耐光損傷度が望まれる。従来の高繰り返し周期のチタン：サファイアレーザーを用いた THz 波の波形検出系では、低温成長の GaAs を用いた光伝導スイッチを用いた方法や ZnTe などの電気光学結晶を用いた EO 検出法が用いられている[8, 9]。前者の光伝導スイッチの場合、数 μm のギャップを有する領域にある半導体に光を照射して光伝導スイッチを動作させる方法である為に耐光損傷度に問題がある。これに対して、後者の EO 検出法では、結晶の厚さを活用することで検出感度を上げることが可能であるため、検出光強度は nJ 程度でも動作させることが可能である。以上より、EO 検出法が低繰り返し周期のフェムト秒高強度レーザーを用いた THz 波の波形検出法に相当であると判断した。

図 1 に設計した THz 波の時間分解波形の計測系の模式図を示す。実験では、励起および検出光レーザーとして、繰り返し周期が 10 Hz、パルス幅が 60 fs (FWHM)、励起光強度 3 mJ/pulse (ピークパワー：50 GW) の低繰り返し周期の高強度チタン：サファイアレーザーを使用した。計測系の確立を優先するために、THz 波光源には、THz 波の放射特性が明瞭でないレーザープラズマの代わりに放射特性が知られている InAs (直径 2 インチ、 $\langle 100 \rangle$ カット) ウェハを用いた。P 偏光の励起光はビームエクスペンダーを使って拡大し、直径 2 インチの InAs ウェハ全面に 45 度の入射角で照射した。放射された THz 波は軸外し放物面鏡 (軸外し量：152.4 mm) で検出素子である ZnTe 結晶に集光した。実験には ZnTe 結晶 (日鉱マテリアルズ社製、 $\langle 110 \rangle$ 面カット、厚さ：0.9 mm) を用いた。軸外し放物面鏡と ZnTe 結晶の間には ITO 透明導電膜を挿入し、THz 波と検出光の光軸を一致させた。EO 検出の光学系には差分型配置を採用した。これにより、THz 波の電場により生じた複屈折は、両フォトダイオードに検出された光強度の差として検出されることになる。検出された信号は、再生増幅器で励起レーザーとして使用されている Q スイッチ

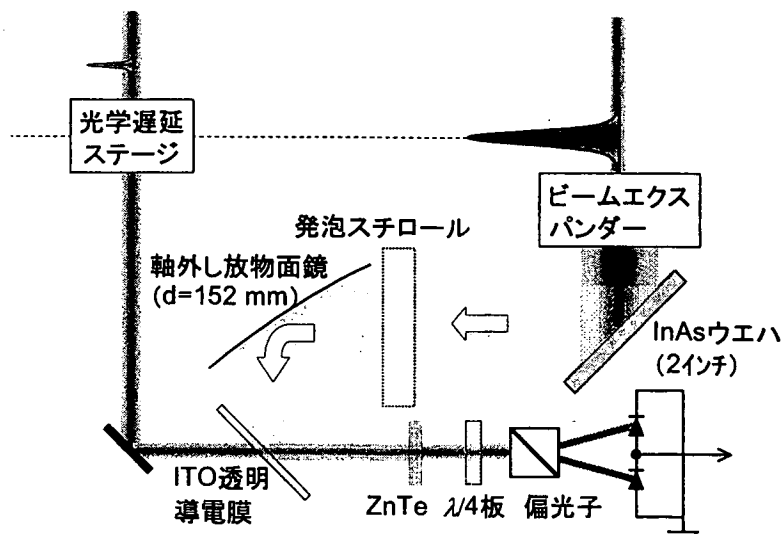


図 1. THz 波の時間領域波形検出系の模式図。

SHG-YAG レーザーの繰返し周期と同期していることから、TTL 信号をトリガー信号に用いて A/D コンバーターで取り込んだ。この際、フォトダイオードで検出される信号には、THz 波の電場に応じた信号だけでなく、励起レーザー光も含まれて検出されてしまう問題がある。この問題に対して、検出系の光学系周辺を遮光し、励起レーザー光による信号を減少させる対策を行った。

図 2 (a) に、本測定系を用いて検出された THz 波の時間分解波形を示す。2 ps にある波形は、高強度レーザー励起により InAs ウエハから放射された THz 波パルスである。10 Hz の低繰返し周期のパルスレーザーを使用した THz 波の波形の検出としては、本報告が世界的に見ても初めてである。計測された THz 波の振幅強度 (p-p 値) とノイズ (rms 値) の比は、約 20:1 である。図 2 (b) は、検出された時間波形のフーリエスペクトルである。図から、検出された THz 波は 0.2 THz から 2 THz 迄のスペクトルが確認できる。検出されたスペクトル領域は、検出素子の ZnTe 結晶の厚さとフェムト秒レーザーのパルス幅で制限される検出帯域 (3 THz) よりも狭い[10]。これに対しては、今後の波形検出系の SN 比の改善によって対応できると思われる。

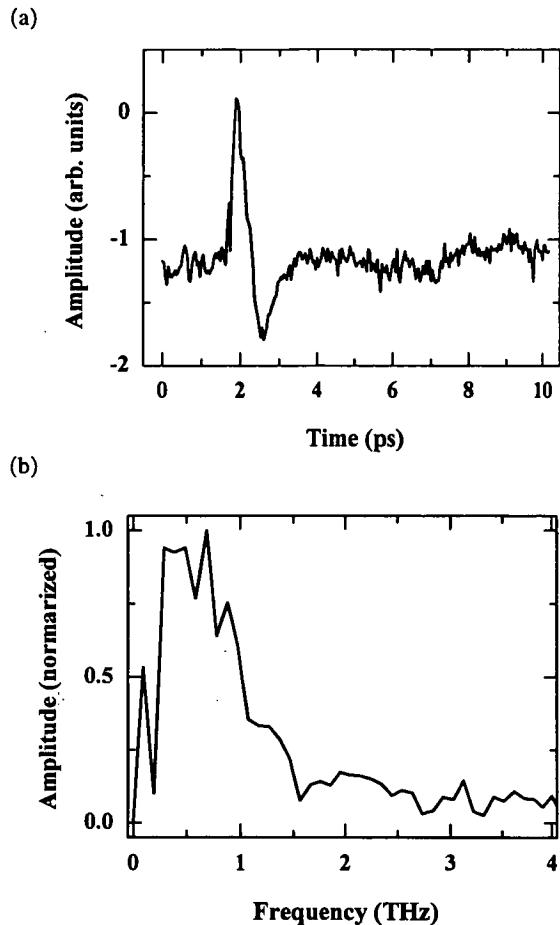


図 2. 検出された THz 波の時間波形およびフーリエスペクトル。

参考文献

- [1]. T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos, *Appl. Phys. Lett.*, 77 (2000)453-455.
- [2]. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, *Opt. Lett.*, 25(2000)1210-1212.
- [3]. H. Yoneda, K. Tokuyama, K. Ueda, H. Yamamoto, and K. Baba, *Appl. Opt.*, 40(2001) 6733-6736.
- [4]. W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure, Cs. Toth, 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.
- [5]. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.*, 71(1993)2725-2728.
- [6]. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R. W. Falcone, *Phys. Rev. E*, 49(1994)671-677.
- [7]. S. Nashima, H. Daido, and M. Hosoda, *Proceeding of the 5th symposium on Advanced Photon Research*, (2003)135-137.

- [8]. M. van Exter and D. R. Grischkowsky, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 38(1990)1684-1691.
- [9]. G. Gallot and D. Grischkowsky, *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(1999)1204-1212.
- [10]. G. Gallot, J. Zhang, R. W. McGowan, T.-I Jeon, and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.*, 74(1999)3450-3452.



4.5 超短パルスレーザーを用いた高輝度短パルス X 線発生と 固体高調波発生の分光学的研究

Spectroscopic Study on High Brightness Ultra-short Pulse X-Ray and High Order Harmonic Generations

鈴木将之¹⁾、ラッシッドガネエフ¹⁾、張 軍¹⁾、馬場基芳¹⁾、織茂聡²⁾、大道博行²⁾、黒田寛人¹⁾

1. 東京大学物性研究所 (〒227-8581 千葉県柏市柏の葉 5-1-5)

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

(〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1)

Masayuki SUZUKI¹⁾, Rashid GANEEV¹⁾, Jun ZHANG¹⁾, Motoyoshi BABA¹⁾,

Satoshi ORIMO²⁾, Hiroyuki DAIDO²⁾, and Hiroto KURODA¹⁾

1. The Institute for Solid-State Physics, The University of Tokyo

(5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8581 Japan)

2. Advanced Photon Research Center, KANSAI Establishment, JAERI

(8-1 Umemi-dai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto, 619-0215, Japan)

In order to develop the high repetition rate x-ray lasers, the longitudinal-pumped transient collisional excitation (TCE) x-ray laser is one of the most effective pumping schemes. To pursue the high repetition rate of the laser-driven TCE x-ray laser, we have designed a new 20 TW Ti:Sapphire laser system (600 mJ, 30 fs, 10 Hz). As the preliminary experiments, we have investigated high order harmonics generation from a low density laser plasma by using the solid target irradiated by a femtosecond laser pulse. The highest order was the 51st harmonic at wavelength of 15.61 nm.

Keywords: X-ray laser, High order harmonic generation, X-ray generation, High field physics,

Ultra-fast X-ray pulse

1. はじめに

X線レーザーおよびコヒーレント極端紫外光は分子生物学や生命医学分野において非常に大きな貢献が期待される。これらの分野に応用するためには、高繰り返し化が重要な課題である。近年、キャピラリー放電型[1]および光電離型X線レーザー[2]等で繰り返し発振が達成されている。しかし発振波長が40nm近傍であることから上記にあげる応用に利用することは困難である。我々のグループでは、過渡的電子衝突縦励起型X線レーザーおよび固体表面から発生するコヒーレント極端紫外光に関して系統的に研究を行っている[3-6]。特に過渡的電子衝突縦励起型X線レーザーの研究においては、励起エネルギー150mJという少ないエネルギーでNi様モリブデン18.9nmのX線レーザーの発振を初めて観測した[7]。このことから本スキームは、高繰り返しX線レーザーの発振に有効なスキームであると考えられる。このスキームを改良した過渡的電子衝突斜入射励起型でも同様に励起エネルギー150mJでNi様モリブデン18.9nm、Ni様銀13.9nmが観測されており国外でも活動的に研究が行われている[8]。

一方、固体表面から発生するコヒーレント極端紫外光はガスを用いたものよりも変換効率が高く、その発生の理解が十分でないことから短波長化の可能性を秘めているため、我々のグループを含めて国内外で精力的に研究が行われている[6,9,10]。高繰り返しX線レーザーおよびコヒーレント極端紫外光の研究のために我々は新たに小型の20TWチタンファイアレーザーを開発した。特に過渡的電子衝突縦励起型的X線レーザーの発振にはペDESTALおよびコントラスト比が非常に重要な要素となる。そのため音調型変調器を用いてそれらの制御を行う。また初期的な実験として低密度プラズマから発生する高次高調波の測定を行った。その結果51次(15.61nm)高調波を観測した。

2. 20TWレーザーシステム

図1に20TWレーザーのレイアウトを示す。20TWレーザーシステムはチャープパルス増幅を用いたものであり、フェムト秒発振器、Öffner型パルス伸張機、再生増幅器、メインゾアンプ、パルス圧縮機で構成されている。発振器は小型の半導体励起Nd:YVO₄(コヒーレント社Verdi-V8:定格8W出力)を用いて励起している。発振器の出力は6.52WのVerdi-V8で励起して700mW、繰り返し83MHz、パルス幅26fsで発振する。発振器からのレーザーはÖffner型パルス伸張機でパルス幅300psまで伸張される。伸張されたレーザーは音調型変調器(ファストライト社製Dazzler WB-AT)を用いて分散およびスペクトルの補正を行う[11]。レーザーの安定性およびASEを抑制するために再生増幅器は1kHzの半導体励起Nd:YLFレーザー(タレスレーザー社製JADE:定格出力20W)を用いて運転する。再生増幅器で増幅された出力はJADEのエネルギー15W励起で2.3Wまで増幅される。増幅されたレーザーパルスはメインアンプするためにポッケルセル(レーザーメトリックス社製、5046ER)を用いて繰り返しを1kHzから10Hz間引く。10Hzに間引かれたレーザーパルスは2台のNd:YAGレーザー(スペクトラ

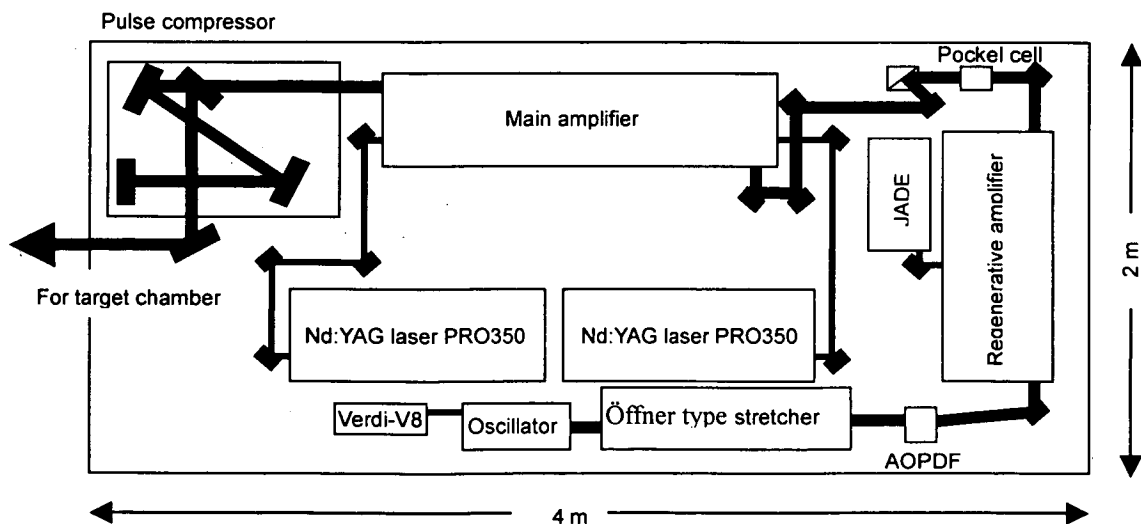


図.1 20TWレーザーのレイアウト 最大出力はエネルギー600mJ、パルス幅30fs、繰り返し10Hz

フィジックス社製 PRO350、定格出力 1.5J、パルス幅 8ns、繰り返し 10Hz) を用いて増幅を行う。メインアンプで増幅された出力は Nd:YAG レーザーの各 1 台の出力 1.3J 励起で 1J まで増幅される。増幅されたレーザーパルスは 2 枚の真空中に設置した回折格子を用いて 30fs まで圧縮される。パルス圧縮器での変換効率は 70% であることからピークパワーは 20TW に到達していると考えられる。

3. 低密度プラズマからの高次高調波発生

固体ターゲットからの高調波と過渡的電子衝突縦励起型 X 線レーザーの研究の一貫として低密度プラズマからの高次高調波発生の実験を行った。実験配置を図 2 に示す。ベースに用いているレーザーはスペクラフィジックス社製の TSA-10 である。再生増幅器の後に 2 台の Nd:YAG レーザー (スペクトラフィジックス社製 PRO250、

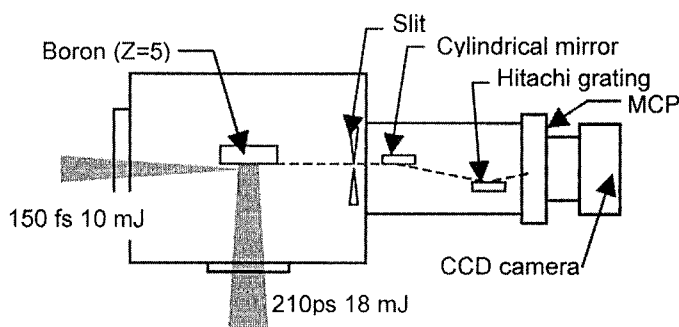


図 2. 低密度プラズマからの高調波発生実験配置

定格 700mJ、パルス幅 8ns、繰り返し 10Hz) を用いてマルチパス増幅器を増力した。最大出力はエネルギー 200mJ、パルス幅 150fs である[12]。エネルギー 18mJ、パルス幅 210ps のレーザーは凹面レンズをもちいてホウ素ターゲット上に 0.6mm に集光する。集光されてから 18ns 後にエネルギー 10mJ、パルス幅 150fs のレーザーをターゲット表面から 100 μm の位置に 35 μm に集光する。発生した高次高調波は斜入射分光器を用いて波長分解されてマイクロチャンネルプレート(MCP)に結像されて CCD カメラに取り込まれる。

図 3 に発生した高次高調波を示す。ホウ素ターゲットからの高調波スペクトルは X 線放射と比較すると明らかに異なったスペクトルが得られていることがわかる。波長 15.61nm で 51 次の高調波が観測されていることがわかった。発生の物理的機構については、現在解析中である。

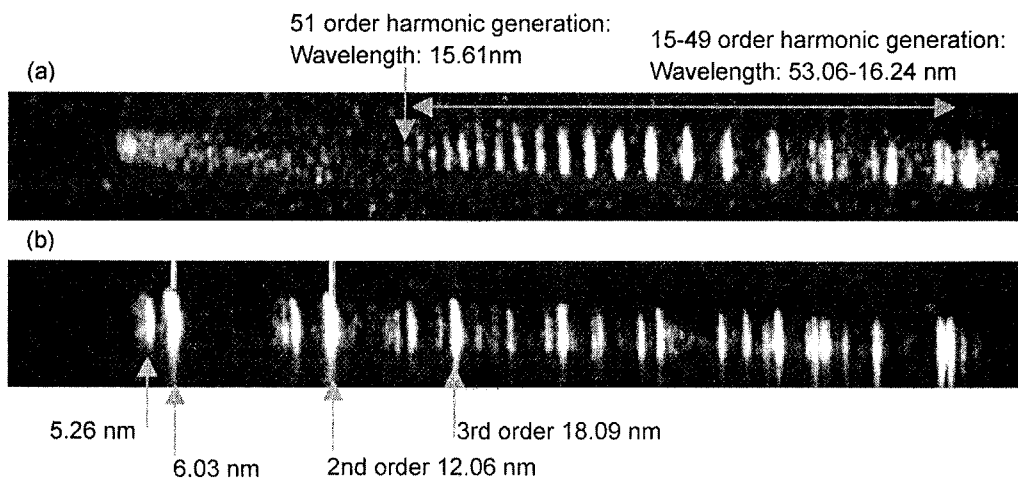


図 3. (a) 低密度プラズマからの高次高調波 (b) ホウ素プラズマからの X 線放射特性
最短波長で 15.61nm、51 次の高調波が観測された

4. まとめ

高繰り返し過渡的電子衝突縦励型 X 線レーザーおよび高次高調波発生のための 20TW 級 (600mJ、30fs、10Hz) チタンサファイアレーザーの開発を行った。低密度領域から発生する高次高調波の測定を行った。その結果、ホウ素の低密度プラズマから 15.61nm の 51 次高調波を世界で初めて観測した。

謝辞

20TW レーザーの開発にあたり中国科学院物理研究所の J. Zhang 博士、Z. Y. Wei 博士、Z. Wang 氏、W. Lin 氏、P. Wang 氏の協力に謝意を表します。また低密度プラズマからの高次高調波の実験にあたりカナダ・ケベック大学国立研究所の尾崎恒之博士の協力に謝意を表します。本研究は文部科学省が実施している学術創成における新領域プロジェクト「新型高性能軟 X 線レーザーの物理と開発実用化の研究」で得られた成果の一部である。

参考文献

- [1] B. R. Benware, M. Seminario, A. L. Lecher, J. J. Rocca, Yu. A. Unspenskii, A. V. Vinogradov, V. V. Ondratenko, Yu. P. Pershing, and B. J. Bach, *Opt. Soc. Am. B* **18** 1041-1045 (2001).
- [2] S. Sebban, T. Mocek, D. Ros, L. Upcraft, Ph. Balcou, R. Haroutunian, G. Grillon, B. Rus, A. Klisnick, A. Carillion, G. Jamelot, C. Valentin, A. Rouse, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, and D. Hulin, *Phys. Rev. Lett.* **89** 253901 (2002).
- [3] H. Kuroda, T. Ozaki, A. Ishizawa, R. A. Ganeev, and T. Kanai, *J. Lumin.* **100** 291-300 (2002).
- [4] R. A. Ganeev, T. Kanai, A. Ishizawa, T. Ozaki, and H. Kuroda, *Appl. Opt.* **43** 1396-1403 (2004).
- [5] T. Ozaki, K. Yamamoto, T. Kanai, and H. Kuroda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** 2963-2968 (2002).
- [6] A. Ishizawa, T. Ozaki, R. A. Ganeev, and H. Kuroda, *Phys. Rev. E.* **66** 026414 (2002).
- [7] T. Ozaki, R. A. Ganeev, A. Ishizawa, T. Kanai, and H. Kuroda, *Phys. Rev. Lett.* **89** 253902 (2002).
- [8] R. Keenan, J. Dunn, V. N. Shlyaptsev, R. F. Smith, P. K. Patel and D. F. Price, *SPIE Vol 5197* 213-219 (2003).
- [9] A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, Ph. Balcou, G. Rey, J-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpffel, and W. Theobald, *Phys. Rev. E.* **62** 023816 (2000).
- [10] U. Teubner, K. Eidman, U. Wagner, U. Andiel, F. Pisani, G. D. Tsakiris, K. Witt, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel and E. Förster, *Phys. Rev. Lett.* **92** 185001 (2004).
- [11] A. Monmayrant, M. Joffre, T. Oksenhendler, R. Herzog, D. Kaplan, and P. Tournois, *Opt. Lett.* **28** 278-280 (2003).
- [12] M. Suzuki, R. A. Ganeev, J. Zhang, M. Baba, H. Kuroda, and T. Ozaki, *Proc. 9th International Conference on X-Ray Lasers*, to be submitted.



4.6 X線レーザーにおけるプラズマ媒質の数値シミュレーションによる研究 Computational Study on Plasma Medium of X-Ray Laser

大西直文¹⁾, 錦野将元²⁾

¹⁾ 東北大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01

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

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Naofumi OHNISHI¹⁾, Masaharu NISHIKINO²⁾

¹⁾ Department of Aerospace Engineering, Tohoku University

6-6-01 Aramaki-Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

²⁾ Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

A plasma medium for x-ray lasers by means of transient collisional excitation has been investigated with a two-dimensional radiation hydrodynamics code. The propagating x-ray laser is refracted in the medium due to the gradient of electron number density, which depends on the pumping laser pulse. The numerical results suggest low-density islands that can collimate the laser beam are formed behind a blast wave.

Keywords: X-ray laser, Numerical simulation

1 はじめに

波長が 10 nm のオーダーとなる X 線レーザーは、生物観察や半導体リソグラフィ応用、高密度プラズマ計測などを目的として勢力的に研究されている。その中でも、小さいエネルギーで X 線レーザーを生成することができるため、照射レーザーをダブルパルスにした過渡衝突励起方式による研究が注目されている。¹ さらに近年、過渡衝突励起方式に基づきながら、2つのターゲットを用いたダブルターゲット方式により高コヒーレント X 線レーザーが得られている。^{2,3}

しかしこれらの実験では、照射レーザーの条件によっては得られた X 線レーザーの空間強度分布が広がったり、あるいは分裂するという現象も見られている。通常、ターゲットに照射されるレーザーは線集光されるため、プラズマはターゲット表面から半円柱状に膨張していくと考えられるが、このような空間強度分布の偏在化はプラズマの膨張が必ずしも半円柱状にはなっていないことを示唆し、非一様な電子密度分布によって X 線レーザーが複雑な屈折を受けたことが予想される。

X 線レーザーを増幅するプラズマ媒質の状態を知ることは、将来、高利得化を図る上でも非常に重要なことである。本研究では、2次元の輻射流体計算によってプラズマ媒質の密度、温度分布を調べることで、X 線レーザーの利得領域へどのような影響を及ぼすかを考察する。そして、将来的には利得計算を行い、最適な照射レーザーの条件を調べることを目的としている。

2 計算の概要

Ag の Ni 様イオンを用いた衝突励起型 X 線レーザーでは、プラズマ媒質の電子数密度が $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度が 500 eV 程度のところに利得領域が存在する。¹ したがって、比較的高温、高密度プラズマに適した数値計算法が必要になると考えられる。本研究では、筆者らが慣性核融合プラズマ用に開発した 2 次元輻射流体コード RAICHO⁴ を用いて計算を行った。

計算条件としては図 1 のように第 2 ターゲットを想定した固体密度の Ag に集光幅 $20 \mu\text{m}$ 、波長 $1.06 \mu\text{m}$ のレーザーを照射する。このターゲットは奥行き方向に十分長いとして 2 次元計算を行う。計算領域は図の上半分 (図の破線内部) の領域である。

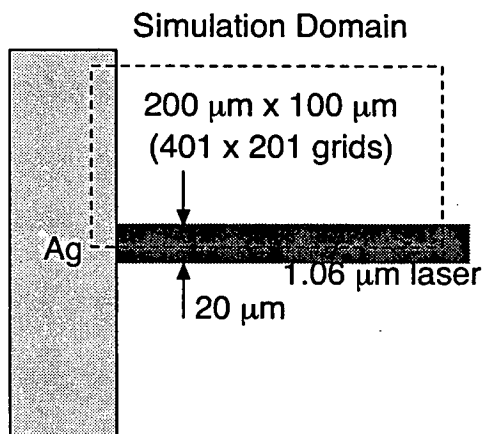


図 1 第 2 ターゲットの計算条件

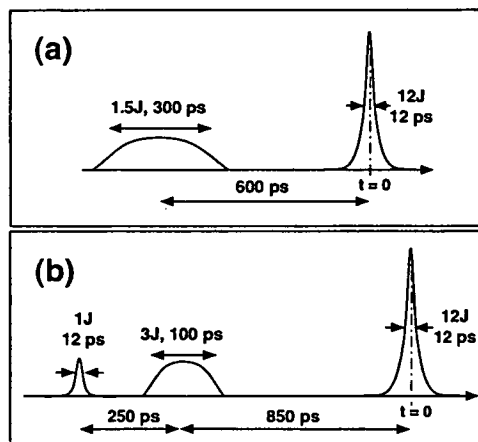


図 2 レーザーのパルス形状 ((a) ピコ秒ブレパルスなし, (b) ピコ秒ブレパルスあり)

レーザーの時間的変化は図 2 に示すような 2 つのパルスを考え、それらが生成するプラズマ媒質がどのように異なってくるかを調べた。1 つは (a) 1.5 J、半値全幅 300 ps のブレパルスに 12 J、12 ps のメインパルスを照射する場合で、もう 1 つは (b) 1 J、12 ps と 3 J、100 ps の 2 つブレパルスと 12 J、12 ps のメインパルスを照射する場合である。今後、(a) を用いた計算をピコ秒ブレパルスを付けない場合、(b) はピコ秒ブレパルスを付けた場合と表現する。レーザーエネルギーとその半値全幅、およびタイミングは図に示す通りで、パルス形状は全てガウシアンである。

3 計算結果および考察

2 次元計算に先立ち、これらのパルスによってどのような密度、温度分布が得られるかを 1 次元計算によって確かめた。図 3、4 は 1 次元計算によるメインパルス照射後 30 ps の、ピコ秒ブレパルスを付けない場合と付けた場合それぞれの電子数密度と温度分布を表している。どちらの場合もターゲット表面から離れた位置に密度の不連続面が見取れる。これは、ブレパルスでターゲット表面近傍に生成されたプラズマにメインパルスで短時間にエネルギーが注入された結果、プラスト波が形成され、それがレーザー入射方向に向かって伝播している様子である。

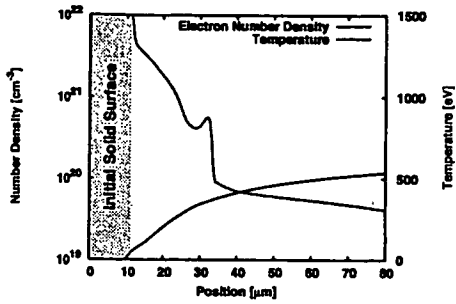


図3 メインパルス照射後 30 ps における電子数密度と温度の一次元分布 (ピコ秒プレパルスなし)

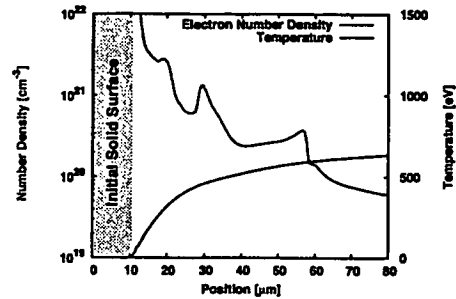


図4 メインパルス照射後 30 ps における電子数密度と温度の一次元分布 (ピコ秒プレパルスあり)

ピコ秒プレパルスを付けた場合 (図 4) は、付けない場合 (図 3) に比べてメインパルス以前に形成されたプラズマが広く分布しているため、広がった低密度領域でエネルギーが吸収され、プラスト波がよりレーザー入射側で形成されるだけでなく、ターゲット側へ伝搬している波面も 30 μm 付近に確認することができる。

一般に、プラスト波の進行に伴い背後の密度は徐々に低下していくため、どちらの場合もプラスト波背後に少し密度が高くなった領域を形成している。また、レーザーが増幅される利得領域はおおよそ電子数密度が $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で、温度が 500 eV 程度の領域とされているため、この部分が利得領域になる可能性がある。

次に、2次元の計算結果を示す。図 5 はメインパルス照射後 30 ps における電子数密度分布である。ピコ秒プレパルスがある場合もない場合も、ターゲット表面近くからレーザー入射側に向かってプラスト波が扇状に伝播している様子がわかる。1次元の計算結果と同じように、ピコ秒プレパルスを付けない場合の図 5-(a) は、付けた場合の図 5-(b) に比べて、同じ時刻ではプラスト波がそれほど進行していない。ピコ秒プレパルスを照射した場合は、プラスト波の伝播がより低密度側から始まり、さらに図中 30 μm 付近に高密度側への伝搬も見られる。また、この場合流れ場はより複雑になり、密度勾配の大きい場所がいくつも存在する。

本計算が対象としている第 2 ターゲットは、第 1 ターゲットで発振された X 線レーザーを増幅するために用意されている。したがって、入射してきたシード X 線が第 2 ターゲットで生成されたプラズマ媒質によって屈折しないためにも、密度勾配の少ない様なプラズマ媒質が要求される。ただし、図 3, 4 を比較するとわかるように、2次元計算では密度構造が複雑になってしまったピコ秒プレパルスを付けた場合のほうが、500 eV という利得領域の温度の条件には適しているのも、必ずしも利得で損をするとは言いきれない。

ここで注目すべきは、プラスト波後方には低密度領域が形成されるが、これが比較的平坦になっているということである。実験では、第 2 ターゲットのプラズマ媒質を生成するタイミングを調整することで、プラズマの密度勾配による屈折の影響が抑えられ結果、ビーム全体が高い干渉性を持つフルコヒーレント X 線レーザーを得られている。³ このとき、利得領域はプラズマの密度勾配が比較的緩やかな領域にあったと考えられている。2次元計算の結果から予想されることは、そのような X 線レーザーが屈折の影響を受けない増幅に適した領域が、プラスト波後方に形成されたのではないかとということである。

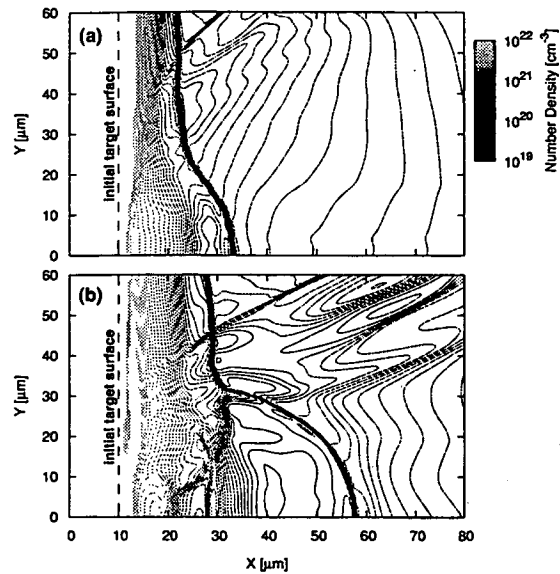


図5 メインパルス照射後 30 ps の電子数密度分布 ((a) ピコ秒プレパルスなし, (b) ピコ秒プレパルスあり)

4 まとめ

2次元輻射流体コードを用いて、過渡衝突励起型 X 線レーザーのプラズマ媒質について解析を行った。2種類のパルスについて計算を行い、プラズマ媒質の形成について比較を行った。その結果、どちらの場合もメインパルス照射後にプラスト波が伝搬した。プラスト波後方には、比較的平坦な低密度領域が形成され、そこが利得領域になる可能性がある。ピコ秒プレパルスを付けた場合は、付けない場合に比べて低密度側でプラスト波が形成され、さらに高密度側への伝搬が見られるなど、密度構造が複雑になった。

密度勾配が入射 X 線レーザーの屈折に関わるため、密度構造が複雑でない方がプラズマ媒質には適していると考えられるが、最適化を図る上では実際に利得計算を行わなければならない。そのために、電子・イオンの熱非平衡性、入射 X 線レーザーの密度勾配による 3 次元的な屈折、時間依存原子過程を評価できるような計算に取り組んでいく必要がある。

参考文献

- [1] Kawachi, T., et al., "Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system," *Phys. Rev. A*, 66 (2002), 033815.
- [2] Tanaka, M., et al., "X-ray laser beam with diffraction-limited divergence generated with two gain media," *Opt. Lett.*, 28 (2003), pp.1680-1682.
- [3] Nishikino, M., et al., "Demonstration of a soft-x-ray laser at 13.9 nm with full spatial coherence," *Phys. Rev. A*, 68 (2003), 61802.
- [4] Ohnishi, N., et al., "Radiation effects on hydrodynamic perturbation growth due to non-uniform laser irradiation," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 71 (2001), pp.551-560.



4.7 超短パルスレーザー・クラスター相互作用による非平衡プラズマ中での荷電交換再結合反応

Charge Exchange Recombination in a Non-Equilibrium Plasma due to an Interaction of Ultra-Short Pulse Laser and Cluster

難波慎一^{A)}、長谷川登、河内哲哉、岸本牧、助川鋼太、永島圭介、多幾山憲^{A)}

A) 広島大学大学院工学研究科
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

Shinichi NAMBA^{A)}, Noboru HASEGAWA, Tetsuya KAWACHI, Maki KISHIMOTO,
Kouta SUKEGAWA, Keisuke NAGASHIMA, Ken TAKIYAMA

A) *Graduate school of Engineering, Hiroshima University*
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute

Charge exchange recombination processes (CXR) are expected to be one of the schemes to demonstrate X-ray lasers. We have tried to realize X-ray lasers by CXR in a non-equilibrium plasma. The non-equilibrium plasma is produced by an interaction of an ultra-short, high intensity pulse laser and a cluster target. We have investigated the characteristics of nitrogen cluster plasma by using spectroscopic method. In this experiment, we have tried to inject nitrogen gas with two types of nozzle in order to study the effect of clusters. Moreover, a seeding technique with helium, leading to larger cluster size, has been also used. The spectroscopic measurements of cluster plasma revealed the production mechanism of highly-charged ions and recombination processes in cluster plasmas.

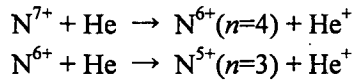
Keywords: *X-ray laser, Charge exchange recombination, Cluster target, Plasma spectroscopy*

1. はじめに

超短パルス高強度レーザーは、これまでに実現不可能だったプラズマの生成を可能とし、様々な応用・利用研究が展開されている。例えば、高輝度 X 線 (ガンマ線) 源、MeV 領域のイオン源、レーザー加速による極短パルス電子ビーム源、核融合反応による中性子源などその利用は広範囲に渡っている。我々はそのなかで、超短パルスレーザーとクラスター相互作用によって生成される非平衡プラズマに着眼し、クラスタープラズマ中での荷電交換再結合反応を用いた X 線レーザー発振を試みている。

荷電交換再結合反応は、電子が再結合する際に特定の準位に捕獲され、非常に大きな反応断面積を持つことが知られており、プラズマ中での支配的な原子分子過程の一つになり得る [1]。それ故に、レーザー発振を実現する機構の一つとして古くから研究が行われてきた [2][3]。発振波長として短波長域、特に、X 線領域を目指すのであれば、多価イオンと原子との荷電交換反応が必要となる。ところが、多価イオンを生成するためには高温プラズマが不可欠であり、そのような状況では中性原子の存在確率は小さくなる。よって、両者が混在できる非常に強い非平衡性をもったプラズマを如何にして生成するか、ということは重要な課題となっている。この非平衡性プラズマを実現する手法として、超短パルスレーザー・クラスター相互作用により生成されるプラズマに着目している。クラスターは、原子分子と固体の中間的な存在として精力的に研究が行わ

れており、超短パルスレーザーをこのクラスターに照射すると効率よくレーザーが吸収されるため、容易に多価イオン生成や高エネルギーイオン生成などが可能となる [4][5]。特に、ファンデルワールスクラスターを含むガス中にレーザーを照射する場合、クラスター内部では吸収効率が高く、その周りに存在する原子はエネルギー吸収効率が悪いので中性に保持されたままであるといった状態が実現できると考えられている [6]。このプラズマを用いて、以下の荷電交換再結合反応による反転分布生成を試みる。



この反応で実現可能なレーザー発振波長の一例として、 N^{6+} イオンの場合 $1s-4p$ 遷移で 2.0 [nm]、 $2p-4d$ 遷移で 9.9 [nm] である。

これまでの研究で、非平衡プラズマ中における励起準位密度の時間変化を衝突輻射モデルによって評価することを行った。得られた励起準位密度を用いて利得係数を見積もると、 $g=6$ ($1s-4p$)、 $g=28$ ($2p-4d$) が得られることが判明し、荷電交換再結合反応によるレーザー発振が充分実現可能であることが示された。

本論文では、超短パルスレーザーをこれまでに開発を進めてきた窒素クラスタービームに照射することにより生成されるクラスタープラズマの特性を評価したので報告する。特に、Li-like 窒素イオンの発光スペクトルを原子過程の観点から詳細に調べることにより、クラスター膨張後の再結合プラズマでの電子温度・密度を評価したので報告する。

2. 超短パルスレーザー・窒素クラスター相互作用によるクラスタープラズマの特性

超短パルスレーザーとクラスターの相互作用により、高温プラズマが生成されることを確認するために、2種類のノズルから噴射されるガスをターゲットとして実験を行った。

クラスターは高圧ガスを断熱自由膨張させる際に形成されるファンデルワールスクラスターである。採用したノズルは広島大学にて製作した圧縮膨張コニカル型ノズルであり、背圧 10~30 atm で平均クラスターサイズは $10^3 \sim 10^4$ 個 (Hagena の経験式による [7]) である。一方、キャピラリー型ノズル (直径: 0.81 [mm]) を用いた場合のガス密度は干渉計での計測により $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、クラスターサイズはコニカル型と比較して小さいが、経験式がないため、正確な評価はできていない。また、ガスをヘリウム希釈することにより、より大きなクラスターが形成される (seeding 技術) ことが知られているため、今回は、ヘリウム分圧 0, 30, 50, 70 % の 4 種類の場合について調べた。超短パルスレーザーとしては Ti:S レーザー (強度: $\sim 1 \times 10^{17} \text{ [W/cm}^2\text{]}$ 、パルス幅: 60 [fs]) を用い、発光スペクトルの観測は CCD カメラを検出器とする斜入射分光器を用いた。

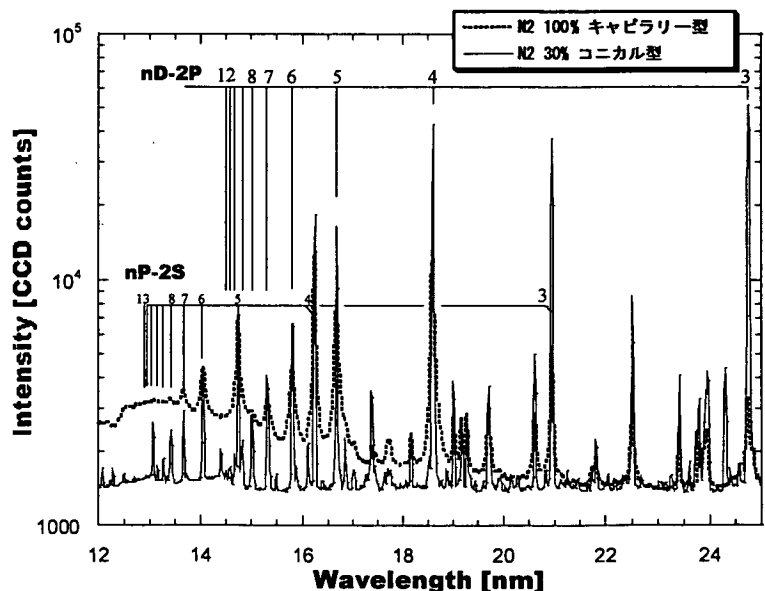


図 1. Li-like 窒素イオンのスペクトル

これまでに、H-like, He-like 窒素イオンのスペクトルについては報告してきたので、今回は Li-like 窒素イオンに関するスペクトルを詳細に解析し、プラズマの電子温度・密度評価したので報告する。図1は、コニカル型ノズル（窒素分圧 30%、15atm）、キャピラリー型ノズル（窒素分圧 100%、15atm）で得られる典型的なスペクトルである。図から分かるように、コニカル型では非常にスペクトルが狭く、リードベルグ準位（主量子数 $n=13$ まで）からの発光が観測されている。一方、キャピラリー型ではスペクトルがシュタルク効果により広がっており、主量子数 $n=8$ までの準位しかはっきりとしたスペクトルは観測できない。観測できる主量子数と電子密度の関係は Inglis-Teller の式で与えられ、この式から評価した時間平均電子密度は、コニカル型で $n_e \sim 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、キャピラリー型で $n_e = 3 \sim 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、非常に高密度プラズマが生成されているのが分かる。また、Li-like イオンの $6p-2s$

遷移によるシュタルク広がりからも電子密度を評価した。図2はこのスペクトルを Voigt 関数を仮定してフィッティングした結果であり、Lorentz 分布の FWHM が 0.0874 nm という結果が得られた（ただし、装置関数は Ag X 線レーザー線 (13.9 nm) から評価した 0.03 nm の Gauss 分布とした）。この広がりには電子密度に換算すると $n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、Inglis-Teller の式から得られたものと良く一致している。

さらに、コニカル型では輻射再結合に伴う再結合連続スペクトルが観測されているため、電子温度を評価することができ、 $T_e \sim 5 \text{ eV}$ であることも判明した。

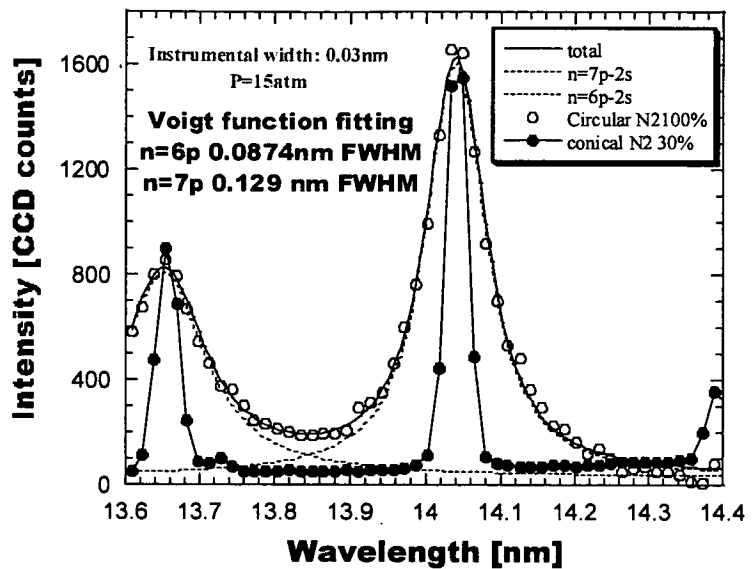


図2. Li-like イオン np シリーズのシュタルク広がり

3. Li-like イオン励起準位密度

スペクトルの強度比から決定した Li-like イオンの $nd-2p$ シリーズのボルツマンプロットを図3 (a) コニカル型、(b) キャピラリー型) に示す。一般に、再結合プラズマでは高励起準位の分布はボルツマンの式に従うため電子温度を評価することができ、コニカル型では $T_e \sim 3 \text{ eV}$ であった。

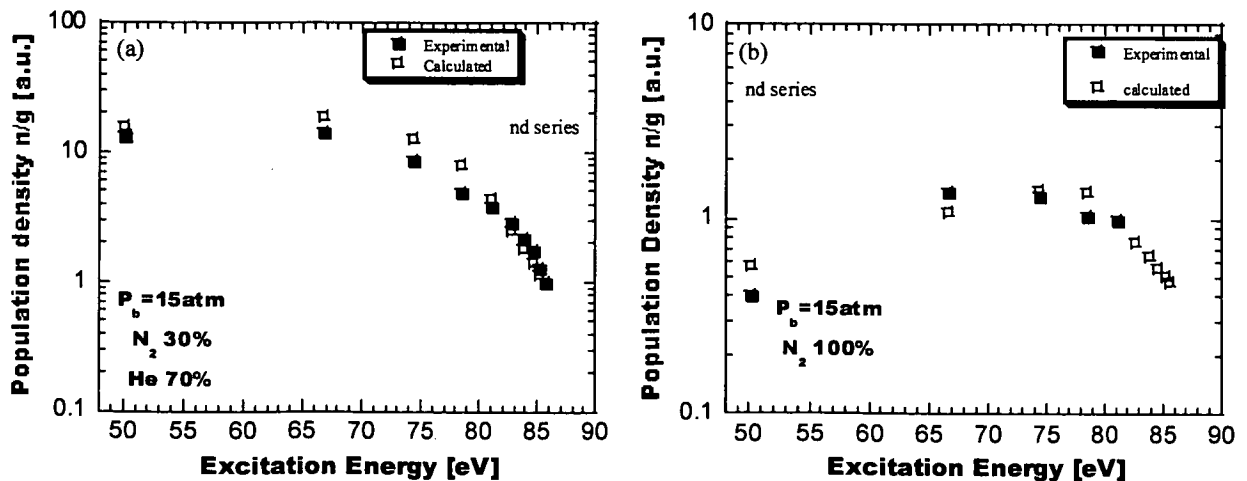


図3. Li-like イオンのボルツマンプロット (a)コニカル型、(b)キャピラリー型。

これらのプラズマパラメータが妥当かどうかを調べるために、衝突輻射モデル [8] との比較を行った。図中にはこの結果も示してある。ただし、自己吸収の影響はスペクトル線プロファイルを Lorentz 分布とし (高密度プラズマであるため)、プラズマ形状としては円柱型、均一密度分布を仮定した。計算で用いた電子温度・密度はコニカル型、キャピラリー型でそれぞれ $T_e=3$ eV、 $n_e=1 \times 10^{18}$ cm⁻³、 $T_e=6$ eV、 $n_e=3 \times 10^{19}$ cm⁻³ である。実験で得られるのは視線平均密度にも関わらず、良い一致を得ることができた。

キャピラリー型ではレーザーと高密度ガスとの相互作用、コニカル型では低密度クラスターとの相互作用であることがこれまでの実験結果から明らかとなっている。よって、この結果はコニカル型ではクラスターの膨張により急激に密度が減少するのに対し、キャピラリー型ではより緩やかに密度が減少することを意味している。

4. まとめと今後の課題

超短パルスレーザーを2種類のノズルから噴射される窒素ガスに照射する実験を行った。生成されるプラズマを分光計測することにより、再結合時におけるプラズマパラメータを決定した。

コニカル型では、再結合連続スペクトルから電子温度 $T_e=3$ eV が、Inglis-Teller の式から電子密度 $n_e=1 \times 10^{18}$ cm⁻³ が得られた。一方、キャピラリー型では Inglis-Teller の式、シュタルク広がりから評価された密度は $n_e=3\sim 4 \times 10^{19}$ cm⁻³ であり、コニカル型よりも一桁程度高い密度が得られている。このことは、クラスターとレーザーとの相互作用では急激に密度が減少するのに対し、高密度ガスとの相互作用ではより緩やかにプラズマ密度が減少することを意味している。

さらにこれらのパラメータを用いて衝突輻射モデルで計算した励起準位密度と実験で得られた占有密度の比較を行ったところ、良い一致が得られた。したがって、電子温度・密度の妥当性はあると考えられる。

今回の実験では生成されるプラズマに着目したが、今後、X 線ストリークカメラによる時間分解測定をさらに進めることにより、荷電交換再結合による反転分布形成を調べる予定である。

参考文献

- [1] M. Kimura, T. Iwai, Y. Kaneko, N. Kobayashi, A. Matsumoto, S. Ohtani, K. Okuno, S. Takagi, H. Tawara, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 2224.
- [2] R. H. Dixon and R. C. Elton, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1072.
- [3] F. Fuhl, L. Aschke and H-J. Kunze, Phys. Lett. A **225** (1997) 107.
- [4] A. McPherson, B. D. Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer and C. K. Rhodes, Nature (London) **370** (1994) 631.
- [5] T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcon and M. D. Perry, Phys. Rev. A **53** (1996) 3379.
- [6] B. N. Chichkov, A. E. Egbert, S. Meyer, B. Wellegahausen, L. Aschke, H-J. Kunze and Y. Kato, Jpn. J. appl. Phys. **39** (1999) 1975.
- [7] O. F. Hagena and W. Obert, J. Chem. Phys. **56** (1972) 1739.
- [8] T. Kawachi and T. Fujimoto, Phys. Rev. E Vol. **51** (1995) 1428.



4.8 超短パルスレーザによる高機能材料の
ナノ/マイクロファブ리케이션
Nano-/ Micro- Fabrication of Sapphire Wafer with Ultrashort Laser Pulses

堀澤 秀之^{*}, 小柳津圭史^{*}, 安永 暢男^{*}
松岡 史哲^{**}, 有澤 孝^{**}

^{*}東海大学工学部 〒259-1292 神奈川県平塚市北金目 1117

^{**}日本原子力研究所関西研究所 光量子科学研究センター

Hideyuki Horisawa^{*}, Keishi Oyaizu^{*}, Nobuo Yasunaga^{*}
Fumiaki Matsuoka^{**}, Takashi Arisawa^{**}

^{*}School of Engineering, Tokai University, 1117 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292 JAPAN

^{**}Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, 8-1 Umemidai, Kizu, Soraku-gun, Kyoto 619-0215 JAPAN

In order to reduce the thermal influences such as reattachment of molten material, cracks, etc., in laser machining of sapphire surface, effects of an ultra-violet laser were investigated. In this study, for the uv laser, a short laser pulse of a fifth harmonic generation (Fifth HG) wave of an Nd:YAG laser (wavelength: 213nm) with the pulse duration of 5 ns was utilized. It was shown that significant reduction of thermal damages on the surface was demonstrated with the Fifth HG pulses. It was found that the control of depth of the hole and removed surface with reduced thermal influences was possible in lower fluence cases (less than 40 J/cm²) with a homogenized beam. Moreover, it was shown that smooth surface with Ra < 0.3 um could be obtained at the bottom area

Keywords : Nd:YAG laser, Fifth harmonic generation, Micromachining, Surface machining, Sapphire

1. はじめに

パルスレーザ加工は様々な材料に対して非接触の高速加工が可能であることから、プリント基板の穴明け加工などの微細加工に広く利用されている。しかし従来の CO₂ レーザ、Nd:YAG レーザ等の赤外レーザを用いた加工では、加工部周辺に溶融物の再付着、熱的衝撃による割れなどの熱影響を少なからず及ぼすことが問題とされてきた。一般にレーザ光の短パルス化・短波長化によって、試料表面照射部周辺における溶融・熱歪などが抑制され、熱影響の小さい加工が可能であることが期待される。筆者らはこれまで、掲題のように協力研究の一環として、超短パルスレーザを用いた高機能材料の微細加工に関する実験的研究に取り組んできた。一方、短波長レーザ、すなわち光子エネルギーの高い紫外レーザを使うことで、表層における光化学反応により、材料の結合を直接切断する作用により熱影響を局限する効果が期待できる⁽¹⁾。そこで、本研究では、主として、紫外レーザ (Nd:YAG レーザ第 5 高調波、波長 213 nm) を用いたサファイアの表面加工特性について検討した。サファイアは単結晶の高脆性材料であり、モース硬度 9 の高硬度、2,053℃の高融点および高耐蝕性という特徴を持っている。これらの性質を利用して強酸、強アルカリなどの厳しい条件下で用いられるセンサなどの構造用材料としての利用が期待されている⁽²⁾。しかしながら、その特性から、加工法に制限を受ける。現在はダイヤモンド砥粒を用いた研削加工が主体となっているが、加工後に応力残留などの問題がある。そこでこれらの特性に阻害されずに熱損傷の少ない微細加工が可能な紫外レーザ加工について加工特性評価を行った。

2. 実験装置および方法

本研究では紫外レーザとして Nd:YAG レーザ第5高調波を用いた。レーザ装置には Newwave Research 社の Tempest-10 を用いた。この装置は非線形光学結晶 (KTP, BBO) によってパルス幅 3~5 ns, 表1に示す出力で基本波から第5高調波を発生させることができる。装置構成を図1に示す。レーザ装置から発振された光はビームエキスパンダで拡大した。拡大したビームから比較的均一なエネルギー分布を持った部分を切り出し、それを集光レンズ (f=40 mm) によって絞り、加工材料に照射した。ここでは加工材料として、サファイア R 面 (t=0.6 mm) を用いた。

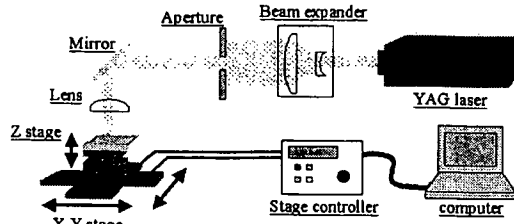


図1 レーザ加工システム概略図

表1 Tempest-10仕様

	wave length [nm]	Energy [mJ/Pulse]	Pulse width [nsec]
Fundamenta	1064 nm	200	
Second-HG	532 nm	100	
Third-HG	355 nm	50	3~5
Forth-HG	266 nm	30	
Fifth-HG	213 nm	6	

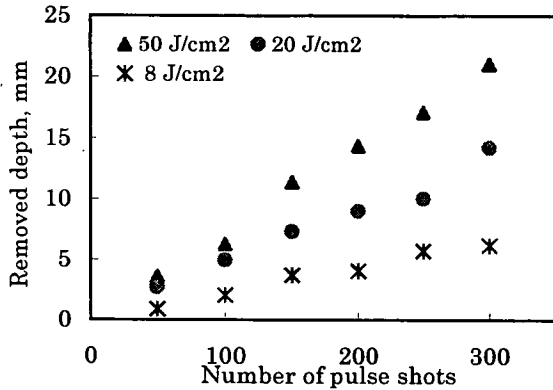


図2 パルス照射回数に対する除去深さ。

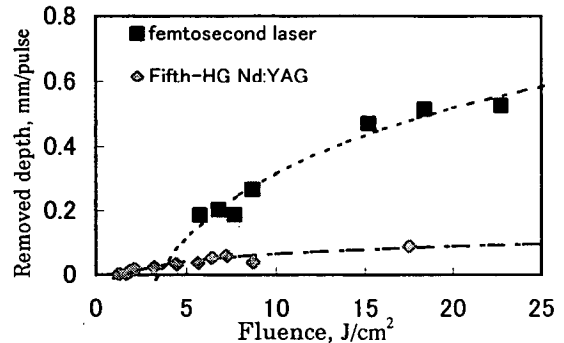


図3 フルエンスに対する除去レート。

3. 結果および考察

3.1 Nd:YAG レーザ第5高調波による照射痕

図2にレーザを同一の照射直径でフルエンスを変更した時のショット数に対する除去深さを示す。除去深さはショット数を多くなるに従い直線的に深くなっていくことがわかる。また、除去深さはフルエンスが大きい方がより深くなっている。すなわち、パルス照射回数およびフルエンスを変化することで、除去深さを制御することが可能であることがわかる。

図3はフルエンスを変更しながら、ターゲットに複数回レーザを照射し、得られた加工痕の深さをショット数で割り、1ショットあたりの加工深さをレーザ顕微鏡で測定し、その平均を示している。フルエンスが 60 J/cm² 以下では、表面の割れなどが少ない照射痕が得られた。レーザでの非熱加工では、一般的に1パルス当りの除去深さはフルエンスを大きくするに従って対数関数に近似される形で深くなっていく⁽³⁾ことが報告されている。この場合もレーザのエネルギーを強くするにしたがって1ショットあたりの加工量が対数関数的に大きくなっていることがわかる。本研究では、紫外レーザと同様に熱影響の低減が期待できる超短パルスレーザによる照射実験を行った。超短パルスレーザとしては、中心波長 800 nm, パルス幅 30 fs を使用した。図3にはこの結果も示す。第5高調波の場合と同じくフルエンスが大きくなるにつれて、除去深さが大きくなった。しかし、同じフルエンスであっても第5高調波に比べて5倍程度除去量が大きい値となった。またフルエンスが 22 J/cm² 程度で照射を行った場合、加工部底面に溶融物や損傷が見られた。これは、ビームモードの不均一なこと、またパルス幅が非常に短く強度が高いため、レーザパル

スのみならず噴出プラズマの熱影響が大きくなることによるものと考えられる。しかし、周辺方向への影響が少ないことからフルエンスを小さくし第 5 高調波と同程度の除去量でエネルギー分布の均一なレーザを使うことによって底面の良好な加工が可能ではないかと考えられる。

これらのことから、YAG レーザ第 5 高調波においてフルエンス 40 J/cm² より低い条件でレーザを照射することによって、比較的容易にサファイアをクラックや溶融物の少ない状態で加工でき、照射強度により加工速度を制御することが可能であるといえる。

3.2 Nd:YAG レーザ第 5 高調波による表面除去加工

X-Y ステージを用いてターゲットとなるサファイアを移動し、照射位置を変えながらレーザを照射することで一定範囲 (150×150 μm) の表面除去加工を行った。照射間隔を 6 μm、横方向への移動距離 6 μm でレーザの照射直径は 26 μm でフルエンスを変更しながら同一面に対して 1~5 回繰り返し走査した。図 4 の(a)は照射フルエンス 12.4 J/cm² で 1 回走査した底面の粗さが最も小さいもので、(b)はフルエンス 62 J/cm² で 5 回繰り返し走査し、深さが 16 μm 程度まで加工を行ったものを熱りん酸 (200℃, 10 分) でエッチングした場合の顕微鏡写真である。これらの図より、(a), (b)両者にはともに、照射範囲の周辺にクラックの発生はほとんど見られず、底面部も平滑で、同様にクラックの発生のない良好な加工面であった。

それぞれのフルエンスでの加工部の底面の形状を形状測定器により計測した。図 5 に各フルエンスで 1~5 回まで繰り返し走査した場合の表面から加工部底面までの深さの変化を示す。この図よりフルエンスを変化させることにより 1 回の走査で除去される深さが変化できることが確認できる。またフルエンスが 62 J/cm² までの間では繰り返し回数を増やすことにより比較的直線に近い形でサファイア表面の深さ方向に対する除去が行われていることが確認できる。図 6(a), (b)に深さが最も浅い場合と深い場合についての加工部底面の中心部分の形状測定結果を示す。これより比較的平坦な面を形成していることが確認できた。他の条件で照射したものについても同様の平坦な面が形成されていることから、ある程度の平坦な面が安定して形成できると考えられる。

図 7 に捜査回数と加工部底面の平均表面粗さ Ra の計測結果を示す。走査回数が 1 回の場合フルエンスによる表面粗さの拡大が見られる。しかし、走査回数を重ねるにしたがい、徐々に荒さは大きくなるが、どの条件においてもおよそ Ra = 200 nm 程度、すなわちレーザ波長程度になることが確認された。

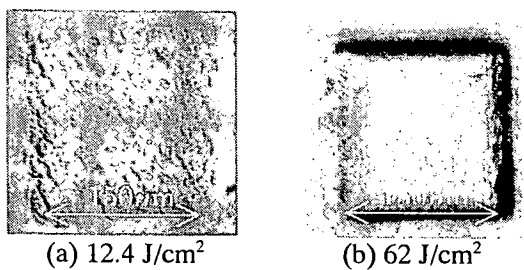


図 4 形状加工例

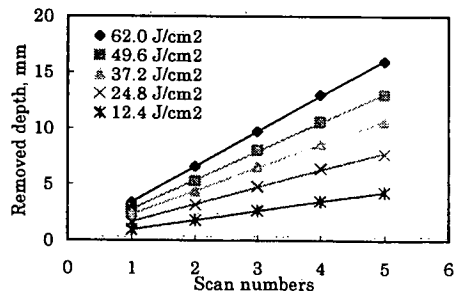
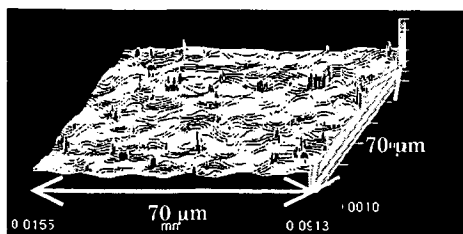
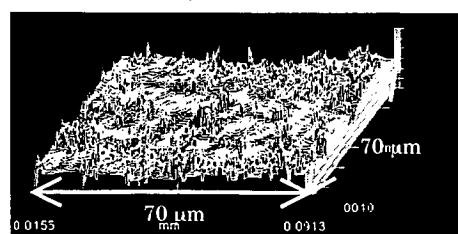


図 5 走査回数と除去深さの関係。



(a) 12.4 J/cm², 1 scan.



(b) 62 J/cm², 5 scan.

図 6 加工部底面の形状測定結果。

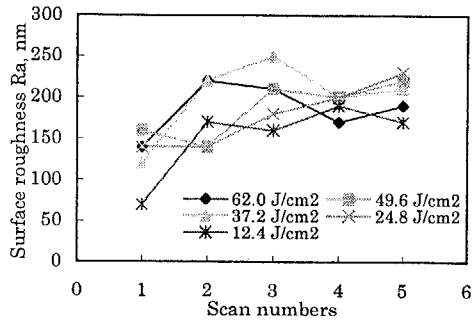


図7 走査回数と加工部底面粗さ.

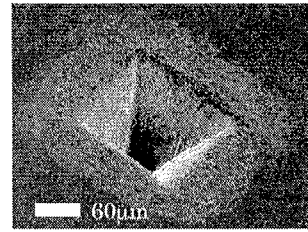


図8 形状加工（四角錐）の一例.

図8は上記のような走査の範囲を徐々に小さくしながら複数回照射して四角錐状の形状に加工したものである。サファイア表面に比較的きれいな状態で加工されていることから、微細な形状の加工を行うことができることが分かる。

4. まとめ

YAG レーザ第5高調波によるサファイアの加工において以下のことを確認した。

- (1) フルエンス 60 J/cm² 以下で照射することでクラックの発生が少ない加工が可能であり、フルエンスを変化させることによって加工の除去量の制御が可能である。
- (2) 面加工の場合、走査回数と除去深さが直線的な関係を持っていることから、表面加工において安定した深さ方向の制御が可能である。
- (3) 走査による表面除去加工を行った場合、底面の粗さが Ra = 200 nm 程度の加工が可能である。

参考文献

- (1) 堀澤・安永, 電気加工学会誌, 2003, Vol37, No.86, pp.26-33.
- (2) 添田・他, Savemation Review, 2001.8, pp.36-43.
- (3) 電気学会 レーザアブレーションとその産業応用調査専門委員会 編, レーザアブレーションとその応用, 1999, pp.152-174, コロナ社.



[15-協15]

4.9 超高ピーク出力レーザーによる固体表面からの
イオンビーム生成に関する定量的研究
Quantitative Study of Ion Beam Production from Solid Surface
Irradiated with Ultra-High Peak Power Laser

中村 衆、野田 章、岩下 芳久、阪部 周二、橋田 昌樹、白井 敏之、清水 政二、頓宮 拓、伊東 宏之、
想田 光、山崎 淳、田邊 幹夫

京都大学 化学研究所 附属先端ビームナノ科学センター

〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

Shu NAKAMURA, Akira NODA, Yoshihisa IWASHITA, Shuji SAKABE, Masaki HASHIDA,
Toshiyuki SHIRAI, Seiji SHIMIZU, Hiromu TONGU, Hiroyuki ITO, Hikaru SOUDA,
Atsushi YAMAZAKI, Mikio TANABE

Advanced Research Center for Beam Science, Institute for Chemical Research (ICR), Kyoto University
Gokano-sho, Uji, Kyoto 611-0011 Japan

大道 博行、森 道昭、加道 雅孝、匂坂 明人、小倉 浩一、西内 満美子、織茂 聡、林 由紀雄、
桐山 博光、金沢 修平、青山 誠、赤羽 温、井上 典洋、辻 公一、中井 善基、山本 洋一、小瀧 秀行、
近藤 修司、セルゲイ ブラノフ、チムール エシヤケポフ、内海 隆行、長島 章、木村 豊秋、山川 考一、
田島 俊樹

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

Hiroyuki DAIDO, Michiaki MORI, Masataka KADO, Akito SAGISAKA, Koichi OGURA,
Mamiko NISHIUCHI, Satoshi ORIMO, Yukio HAYASHI, Hiromitsu KIRIYAMA,
Shuhei KANAZAWA, Makoto AOYAMA, Yutaka AKAHANE, Norihiro INOUE, Koichi TSUJI,
Yoshiki NAKAI, Yoichi YAMAMOTO, Hideyuki KOTAKI, Shuji KONDO, Sergei BULANOV,
Timur ESIRKEPOV, Takayuki UTSUMI, Akira NAGASHIMA, Toyoaki KIMURA,
Koichi YAMAKAWA, Toshiki TAJIMA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI)

竹内 猛、松門 宏治、福見 敦、黎 忠

放射線医学総合研究所

〒263-8555 千葉県千葉市稲毛区穴川 4-9-1

Takeshi TAKEUCHI, Kouji MATSUKADO, Atsushi FUKUMI, Zhong LI
National Institute of Radiological Sciences (NIRS)

Research and development to apply the laser-produced ion beam for cancer-therapy has recently been performed with collaboration among JAERI, Kansai, ICR, Kyoto University and NIRS. The first experimental study with use of 100TW, ~20 fsec laser has been made and the following one is now under discussion. From the preparatory experiments using the several TW, ultra-short pulse (50~130 fsec) laser, it is shown that ion production from thin foil is largely affected with the condition of the pre-pulse.

While its high energy is a great advantage as an ion source, the number of ions decreases exponentially with its energy. So as to reduce the energy spread, phase rotation in the longitudinal phase space is planned with use of an RF electric field synchronized to the pulse-laser.

Keywords : Laser produced Ion, Phase Rotation, Pre-pulse, Thin foil, Thomson Parabola

1. はじめに

陽子や炭素などのイオンビームによるがん治療は、ブラッグピークの存在による患部への線量集中性が高いという利点のため、患部以外への放射線によるダメージが少ない治療法として注目を集めているが、そのX線治療に比して大きなサイズ及び建設コストが広範な普及を妨げている。本研究ではがん治療専用加速器の普及のため、超短パルスレーザーの生成する高密度プラズマから発生する高エネルギーイオンビームをシンクロtronへの入射ビームとして利用することによる粒子線がん治療専用の加速器の小型化を目指している。

高強度レーザーによる高エネルギーイオン生成は、世界中のいくつかの研究所から報告がなされている[1,2]が、これらの実験結果はいずれもパルスあたりのレーザーのエネルギーが数十ジュール以上と大きなものであり、かつ繰り返しが数十分に一回程度より遅いため、医学利用のような実用目的には適していない。この点関西研の 100TW レーザー、20fsec Ti:Sapphire レーザーは、パルスあたりのエネルギーは 2 Joule と小さいものの、パルス幅を短くすることで 100TW の高強度を達成し、さらに 10Hz の繰り返し運転が可能であるため実用化に適している。一方、このような超短パルス、低エネルギーのレーザーによる固体からのイオン発生は、上述の大エネルギーレーザーを用いたイオン発生とはメカニズムが異なるとの指摘もあり、その定量的な研究が実用化に向けては不可欠である。こうした状況を受けて、京大・化研は原子力研究所の関西研のグループと超短パルスレーザーによる固体薄膜からのイオン生成に関する共同研究を開始した。本協力研究はレーザー生成イオンビームのエネルギー拡がり が 100% となっており、実用化の上でのネックになっている点に着目し、パルスレーザーに同期した高周波電場を用いて、生成イオンのエネルギー拡がりによる電場への到達時間差によるRF位相の差を利用した加減速を行うことで、イオンビームのエネルギー幅の縮減を行う(位相回転)方式の実証に向けた開発研究を推進している。

2. 阪大 T6 レーザーによるイオン発生実験

関西研の 100TW レーザーの使用に先立ち、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの T6 レーザー(現在は京都大学化学研究所に移設)を用いたイオン生成実験を行った。T6 レーザーは中心波長 800nm の Ti:Sapphire レーザーで、この実験でのパルスあたりのエネルギーはターゲット上で約 110mJ、パルス幅は約 130fsec であった。このレーザーを焦点距離 165mm、軸外し角 32.5 度の OAP ミラーを用いて 80 μ m \times 40 μ m に集光した。ピーク強度は 3 \times 10¹⁶W/cm² であった。ターゲットには厚さ 2.5 μ m のマイラーを円盤状のホルダーに固定した物を用い、90 \pm 1 度の入射角で p 偏光のレーザーを照射した。

ターゲットからレーザー進行方向に 1.2m の位置に位相回転用高周波空洞を設置し、その後ろにイオン検出器として Sakabe 型 Thomson parabola イオン分析器(TP)[3]にマイクロチャンネルプレート(MCP)を取り付けたものを設置した。ターゲットから TP のピンホールまでの距離は 1.6m、ピンホールから MCP ま

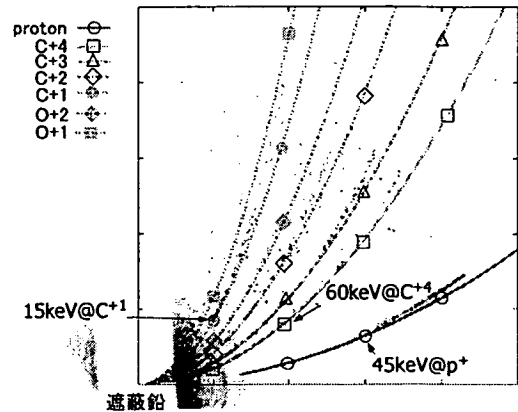


図 1. MCP によって検出したイオンのトムソンパラボラ。陽子の最大エネルギーは約 45keV で、その他のイオンは数 keV/u 以下である。低エネルギー側にカットオフがあるのは MCP の感度面による。原点付近にみえる同心円状の信号はピンホールを抜けてきた X 線、又はプラズマの発光によるもので、最も強い中心付近は MCP の直前に厚さ 5mm の鉛板を設置している。

での距離は 58cm である。直径 0.3mm の TP のピンホールをレーザー進行方向に対して±0.5mm の精度で合わせた。TP の磁場は 40 ~ 1000G、電場は 0 ~ 4×10^4 V/m の範囲で変化させて測定を行った。

ターゲット位置を前後に移動させながら約 80 ショットの積算照射を行ったところ、最も高エネルギーのイオンが検出されたのはレーザーの集光点からレーザー進行方向に 0.6mm の位置であった。この位置での MCP の信号を図1に示す。検出されたイオンは、TP の電場と磁場から求めた理論曲線から、陽子、炭素の 4 価から 1 価、酸素の 2 価と 1 価であることがわかる。陽子の最大エネルギーは 45keV であった。イオン曲線の原点から遠い方で理論曲線と MCP の信号とがずれているのは、イオンが低エネルギーであるために TP の電極や磁極の漏れ電場、漏れ磁場の影響を大きく受けているためと考えられる。

次にターゲットを水平方向から若干傾け、ターゲットからレーザー進行方向に 20cm の位置にターゲット面の鉛直方向とレーザー進行方向の両方をカバーするように CR39 を設置した。CR39 には厚さ 0.8 μ m のアルミ箔を貼り、100keV 以上の陽子を検出可能とした。その結果、TP では検出されなかった 100keV 以上の陽子が検出され、図 2 に示すようにターゲット面の鉛直方向に 1 度以内という非常に狭い分布を持って発生していることがわかった。TP はレーザー軸に合わせて設置しているため、ターゲットの設置誤差により 100keV 以上の陽子が TP まで到達できなかったと考えられる。

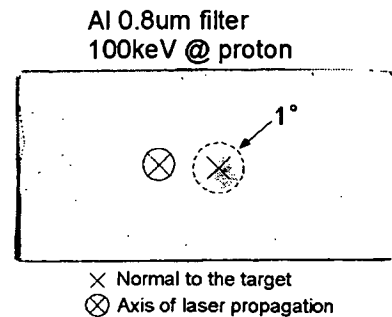


図 2. ターゲット後方に設置した CR39。点線はターゲット垂直方向に対して1度の範囲。100keV 以上の陽子とその範囲内に分布している。

3. 100TW レーザーによるイオン発生実験

2004 年 9 月から 10 月にかけて、関西研 100TW レーザーを用いたイオン発生実験を行った。この実験でのパルスあたりのエネルギーはターゲット上で約 460mJ、パルス幅は約 27fsec、ピークパワーは約 17TW であった。このレーザーを焦点距離 327mm、軸外し角 30 度の OAP ミラーを用いて、FWHM で $10.8 \times 11.4 \mu\text{m}$ に集光した。ピーク強度は $8.4 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ であった。ターゲットには厚さ 3 μm の Ta を用い、レーザーの照射面の反対側に厚さ 1 μm の CH を蒸着コートしたものと、蒸着コートしていないものの 2 種類のターゲットを用意した。ターゲットはレーザー進行方向に対して水平方向に 8 度傾けて設置し、レーザーを s 偏光で入射した。

まず、ターゲット後方にアルミ箔の

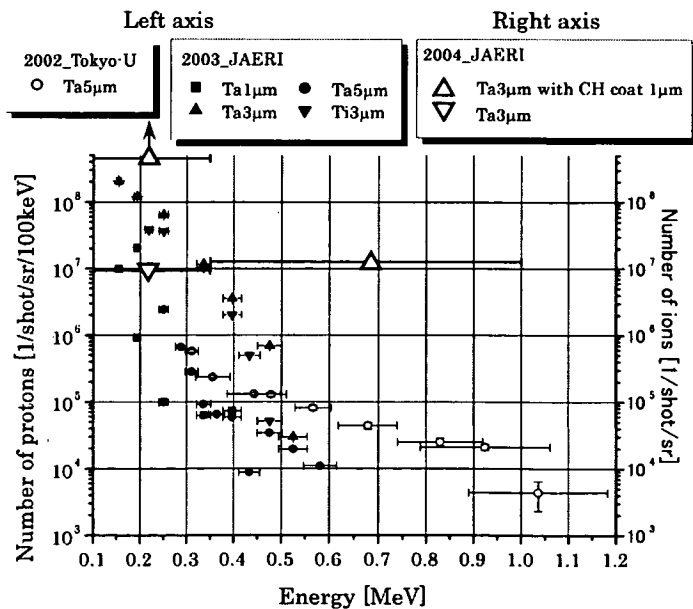


図 3. 今回の実験と以前の実験のイオン数比較。白丸は 2002 年に行った東京大学でのイオン発生実験[4]。黒塗のデータは 2003 年に関西研の 10TW 補助レーザーを用いて行った実験で、ピーク強度は約 $2 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ であった。以上のデータはトムソンパラボラによって取得し左側の軸に対応する。白抜三角が今回の実験データで、検出したイオンがすべて陽子であると仮定してエネルギーをプロットしており、右側の軸に対応する。

レンジフィルターをつけた CR39 を設置し、フィルターロスによるエネルギー分解を行った。このときプレパルスのメインパルスに対するコントラスト比は 10^{-2} でレーザー照射を行った。CR39 によって検出されたイオンがすべて陽子であると仮定して、エネルギーと個数をプロットしたのが図 3 である。その結果、CH コートを行ったターゲットから生成されたイオンの個数は、コート無しのものに比べて約 50 倍となり、最大エネルギーも増加した。また、設置した CR39 はレーザー進行方向に対して全角 20 度を覆っていたが、イオンの発生方向に得意な分布は見られず、ほぼ一様に分布していた。その後トムソンパラボラによる詳細なエネルギー分析を行う予定であったが、レーザー本体にターゲットからの戻り光によるものと考えられるダメージが生じてしまった為、一時中断ののち、プレパルス強度は 10^{-6} で固定とし、レーザーの偏光を円偏光に、またターゲットを垂直方向に 22.4 度傾けて実験を継続することとなった。

ターゲットからレーザー進行方向に 10cm の位置に、ターゲット面の垂直方向とレーザー進行方向の両方をカバーするように CR39 を設置し、レンジフィルターとして厚さ $0.8\mu\text{m}$ (陽子で 100keV 以上) と $3.8\mu\text{m}$ (陽子で 350keV 以上) の 2 種類のアルミ箔を貼って測定を行った。ターゲットをレーザー焦点位置から OAP 方向に $250\mu\text{m}$ 移動して行ったレーザー照射において、ターゲット面の垂直方向に指向性の強いイオン分布 (陽子で 350keV 以上) が見られた。このとき、分布の幅は最小で $350\mu\text{m}$ (FWHM) であり、これは 0.5 度の発散角に相当する。

この分布の広さはショット毎に変化していたが、ターゲット面の垂直方向に表れることに変化はなく、またターゲット位置がレーザー焦点位置から OAP 方向に $250\mu\text{m}$ の点付近の時にのみ見られた。このような指向性の強い分布がピーク強度が 2 桁も異なる T6 レーザーでの実験でも見られていることは非常に興味深い。

謝辞

本実験の Ta 等のターゲット表面に CH コートを行うに当たり、多大のご協力をいただいた化学研究所の金谷利治教授に心より感謝申し上げます。T6 レーザーを用いたイオンビーム生成実験では大阪大学レーザーエネルギー学研究中心の多大のご支援を賜りました。心からの謝意を表明させていただきます。また、本研究は文部科学省の先進小型加速器開発の財政的支援のもとに遂行されました。ここに記して深甚な謝意を表します。

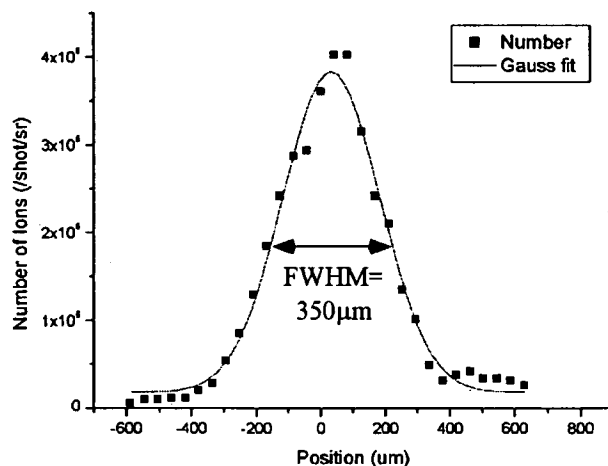


図 4. ターゲット面の鉛直方向に発生した指向性のあるイオン分布。 $350\mu\text{m}$ (FWHM) は 0.5 度の発散角に相当する。

参考文献

- [1] E. L. Clark et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 1654-1657
- [2] P. Stephen et al., Physics of Plasma **7** (2000) 2076-2082
- [3] S. Sakabe et al., Rev. Sci. Instrum. **51** (1980) 1314
- [4] K. Matsukado et al., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 215001



4.10 パルスレーザーによるコロイド分散系の動的構造の解析

The Analysis of Dynamical Structures on Colloidal

Dispersive Systems by means of Pulse Laser

愿山 毅、曾我見 郁夫、櫻井 明夫、篠原 忠臣、
谷川正幸、岸本 牧*、松岡 史哲*、村上 洋*

Tsuyoshi YOSHIYAMA, Ikuo SOGAMI, Akio SAKURAI, Tadatomi SHINOHARA,
Masayuki TANIGAWA, Maki KISHIMOTO*, Humiaki MATSUOKA*
and Hiroshi MURAKAMI*

京都産業大学 理学部 物理学科, *原研関西研光量子科学研究センター
Department of Physics, Faculty of Science, Kyoto Sangyo University
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute

In the process of the ordering development in colloidal crystals, many planar defects which exist in the crystals play major role in the phase transitions. Upon ordering it often happens that different parts of the crystal start to order simultaneously. As a twofold choice exists for the packing sequence in FCC structure, it is possible that crystal starts to order in two different ways at once. The way that the two lamellas meet at a boundary depends on their structure and relative orientations. In BCC ordering, the process is similar to the case of FCC ordering.

Key words: Colloidal Crystals, Ordering process, Phase transition, Planar defects, Persistent multiple diffraction condition, Growth fault, Deformation fault

1. はじめに

コロイド結晶の秩序形成は、2次元六方稠密面の積み重なりが次第に秩序化され、やがて3層繰り返し周期(A, B, C)をもつ面心立方構造(FCC)が形成される。コロイド粒子の濃度が希薄な試料では秩序形成は更に進み、面心立方構造からマルテンサイト変態を経て体心立方構造(BCC)に至って安定する[1]。乱れた積み重なり構造→長周期積み重なり構造→面心立方双晶構造→面心立方構造→体心立方双晶構造→体心立方構造と続くこれら一連の秩序形成過程でコロイド結晶内に存在する格子欠陥、特に面欠陥が重要な役割を果たす。

この論文において、乱れた積み重なり構造→長周期積み重なり構造→面心立方双晶構造と面心立方構造→体心立方双晶構造の変態機構をとりあげ、それらの相違点と類似点を検討する。また、考えられる変態機構モデルの妥当性を保障する不変多重回折条件 (persistent multiple diffraction condition) の破れについて考察する。

2. 実験 および不変多重回折条件

2. 1 実験：コロイド結晶試料としてはポリスチレンラテックス粒子（直径：156 nm，表面電荷量： $3 \times 10^4 e$ ）を体積分率 1.0%の体積分率の濃度で分散させた懸濁液を用い、これから成長するコロイド結晶について調べた。試料セルやコッセル線回折パターン撮影手順は前回の報告[2]と同様である。

2. 2 不変多重回折条件：立方晶結晶に対するコッセル線パターンで、特定な指数関係をもつ3本もしくはそれ以上のコッセル線がつねに1点で交わるという有用な特性が見られる。この特性は結晶の対称性にのみ依存し、その格子定数や使用されたレーザー光の波長に関係しない。この特徴をもつコッセル線の配置はそれらの指数を与える逆格子点が反射円と呼ばれる（エwald球より小さい半径をもつ）一つの円の上に乗っているときに生ずる。この反射円の半径は

$$r_0 = \frac{G_i \cdot G_j}{|G_i - G_j|} / (2 |G_i \times G_j|) \quad (1)$$

で与えられ、そして次の条件が同時に満足されなければならない[3]。

$$(G_i \times G_j) \cdot G_l = 0, \quad \text{for } i \neq j \neq l \neq i. \quad (2)$$

もし、この条件が破れるなら、結晶は完全な立方晶結晶からずれており結晶内部にある種の格子欠陥を含んでいることを意味する。

3. 結果

面心立方構造形成に先立って現れる長周期層構造（図1）は、稠密面の積み重なり周期が非常に長く、繰り返し周期は60層にも達する。この密なコッセル線群はほぼ6本目ごとに強い強度をもち、この特徴的な強度分布は有限な厚みの lamella に起因する形状因子による説明することが出来る。観測された時点での lamella の平均の厚さは10層である。それゆえ、この長周期層構造は3層繰り返し周期（A-B-C またはA-C-B）をもつ構造へ秩序化され、A-B-C lamella とその双晶A-C-B（双晶面： (111) ） lamella が入り混じったバンド状構造をとる。このような状態を示す一例が図2に示されている。

このバンド構造での lamella は次第に整理統合され、その厚みは増大し、 (111) を双晶面とする面心立方双晶構造が出現する（図3）。

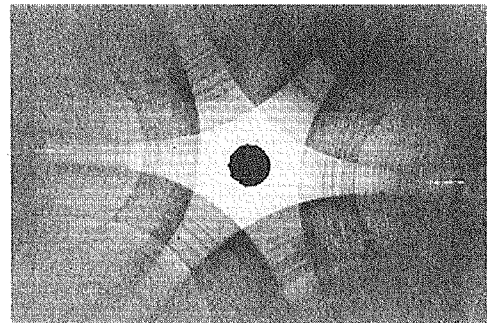


図 1

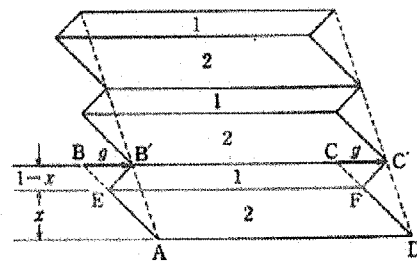


図 2

そして 最終的には一つの面心立方構造をもつ結晶に統合される。

FCC→BCC 変態時や変態後の BCC 結晶においてしばしば BCC 双晶が見出され、その双晶面は $\{211\}$ である (図 4)。この変態はマルテンサイト変態で生ずるが、この場合にも前述のと同様、バンド状構造 (境界面: $\{211\}$) を経て BCC 双晶が生ずると考えられる。

このようなバンド状構造をとると BCC 結晶の逆格子点上にあった回折強度の極大位置が境界面に垂直な方向に移動し、等軸晶の場合とは異なった逆格子構造となる。その結果、等軸晶の不変多重回折条件が破れ、正常な BCC 構造の場合には常に 1 点で交差していた 3 本のコッセル線が分離して出現する。この状況を示すのが図 5 (a), (b) である。この図において、バンド状構造の存在に起因する不変多重回折条件の破れがはっきりと見てとれる。

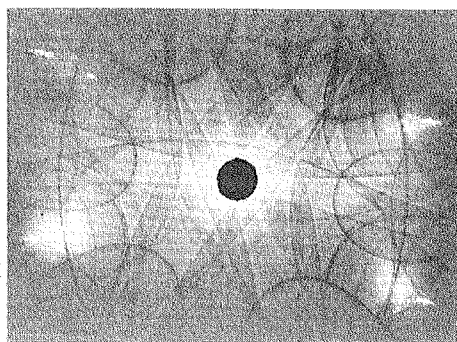


図 3

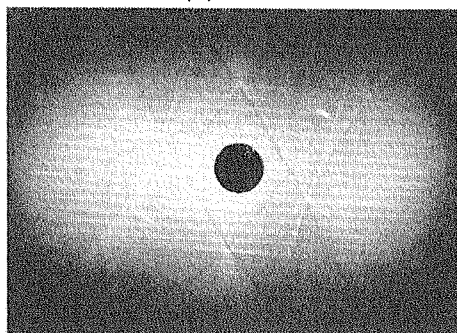


図 4

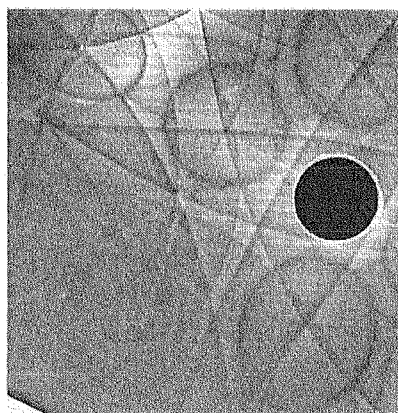


図 5 (a)

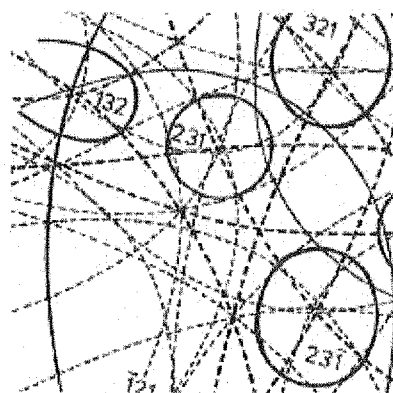


図 5 (b)

4. 議論

秩序化の進行に伴って現れる種々な構造において、コロイド結晶は多くの面欠陥を含む。これらの面欠陥は、結晶の逆格子点を欠陥面に垂直な方向に引き伸ばし、その極大位置も移動する。その結果、逆格子点は逆格子棒となる。この事実は、静止しているコロイド単結晶に単色のレーザー光を入射したとき、コッセル線と共に回折スポットがしばしば観測されるという事実によっても確認される。面欠陥の中で、ここでは双晶と積層不整 (stacking fault) に注目する。

乱れた積み重なり構造→長周期積み重なり構造→面心立方双晶構造： この秩序化過程では

結晶内のいろいろな場所で同時に lamella 成長核ができ秩序化が進行するので、2 種類の異なった積み重なり A-B-C と A-C-B の lamella が出会ったときにはその境界面が積層不整面となる。これらの lamella は競合的に成長するので、より優位の lamella が相手を飲み込んでその厚みを増大させる。観測されている lamella の平均厚は数層から数十層におよんでいる。

面心立方構造→体心立方双晶構造： 双晶の存在はコッセル線パターンにおいて特徴的なパターンとして現れ、その双晶面は $(2\bar{1}1)$ または $(2\bar{1}\bar{1})$ であり、方位関係は $(110) \parallel$

$(101)_r$ と容易に決定できる。一方、積層不整の存在は不変多重回折条件の破れとしてコッセル線回折パターン上に現れる。

面心立方構造から体心立方構造への変態に際しては、マルテンサイト変態の履歴を残して、双晶関係にある体心立方結晶が面心立方双晶形成の場合と同様なバンド状構造をとる。これ

は体心立方結晶も $(2\bar{1}1)$ 面の 6 層周期の積み重なり層構造と見なすことができるので同様な機構で成長すると思われる。

体心立方結晶のような等軸晶結晶では、そのコッセル線パターンで、結晶の格子定数の値には関係なく、条件 (1), (2) を満たす 3 本のコッセル線は必ず 1 点で交差する。しかし、この結晶内に多くの積層不整が存在するとこの不変多重回折条件が破れ、3 本のコッセル線は 1 点で交差しなくなる。この状況が図 5 に示されている。例えば 200 と 031 コッセル線の交点を 231 コッセル線は正しく通っているのに $2\bar{1}1$ と 022 コッセル線の交点は通っていない。

体心立方双晶での双晶面は $(2\bar{1}\bar{1})$ 面であることが分かっているので不変多重回折条件の破れはこの面に存在する面欠陥によると考えられる。

このバンド状構造は優勢な lamella に次第に統合され、ほぼ 1 : 1 の存在比の体心立方双晶が出現する (図 4)。そしてついには単一の体心立方構造の結晶となり安定する。ただし、マルテンサイト変態で出現する体心立方双晶 lamella の厚さはそれほど薄くはないので、形状因子に起因する副極大は小さく、FCC の場合に見られたような長周期層構造は検出されない。

このように面心立方双晶も体心立方双晶もともに lamella 集合体を経て形成されるが、前者は結晶成長時に生ずるので成長面欠陥 (growth fault) の特徴をもつものに対し後者はできあがった結晶がシア変形を受けて形成される変形面欠陥 (deformation fault) の特徴をもつ。

参考文献

- [1] I. S. Sogami and T. Yoshiyama Phase Transition 21 (1990) 171-182
- [2] Tsuyoshi YOSHIYAMA, Ikuo SOGAMI, Maki KISHIMOTO and et al.
JAERI-Conf 2004-009 119-122
- [3] Shih-Lin Chang "Multiple Diffraction of X-Rays in Crystals"
Springer-Verlag (1984)



4.11 プラズマチャネル中でのコンプトン逆散乱: 3次元シミュレーション によるビーム、プラズマ、レーザー相互作用の解明

Inverse Compton Scattering in a Plasma Channel: Study of Interactions among Beam, Plasma, and Laser utilizing a 3-dimensional Simulation

広瀬立成、鷲尾方一

早稲田大学 理工学総合研究センター

〒169-8555 東京都新宿区大久保 3-4-1

石水昭夫、神谷好郎、汲田哲郎

東京都立大学 理学研究科 物理学専攻

〒192-0397 東京都八王子市南大沢 1-1

Tachishige HIROSE, Masakazu WASHIO

Advanced Research Institute for Science and Engineering, Waseda University

3-4-1 Okubo Shinjuku-ku Tokyo 169-8555, JAPAN

Akio ISHIMIZU, Yoshio KAMIYA, Tetsuro KUMITA

Department of Physics, Tokyo Metropolitan University

1-1 Minami-Osawa, Hachioji-shi, Tokyo 192-0397, JAPAN

Inverse Compton scattering of laser and electron beams in a plasma channel is a promising method to produce high intense x-ray beam. We performed a preliminary experiment to investigate interaction between the electron beam and plasma at Brookhaven National Laboratory and observed a plasma wakefield acceleration of 35MeV/m. A computer simulation utilizing OOPIC reproduced the experimental result well for plasma density of $10^{15}/\text{cm}^3$

Keywords: Laser Compton scattering, Plasma channel, Plasma wakefield, Particle-In-Cell

1. はじめに

我々は、ブルックヘブン国立研究所(BNL)加速器試験施設(ATF)において、線形加速器からの電子ビームと CO₂ レーザーを衝突させて、逆コンプトン散乱による高輝度 X 線の生成実験を行ってきた[1]。エネルギー60MeV の電子ビームと波長 10.6 μm のレーザー光を正面衝突させることにより、反跳される光子は最高 6.5keV のエネルギーを持つ。この方法で生成した X 線は、単色性、波長可変性、偏光性、超短パルス性等の点で優れており、次世代の X 線光源として期待されている。

この実験では、パルス長 3.5psec (FWHM) の電子ビームと 180psec (FWHM) の CO₂ レーザーを衝突させているため、実際にはレーザー光のうち、焦点付近 Rayleigh 長程度の距離(数百 μm)しか、散乱に寄与しない。技術的に困難な CO₂ レーザーの短パルス化を行なうことなく、レーザーを有効に利用し、生成 X 線の強度を高める手段として、プラズマチャネルを利用してレーザーを焦点程度のサイズのまま数 cm 輸送し、電子ビームと衝突させる方法が考えられる[2]。この方法では、

プラズマ・電子ビーム・レーザーの三者が相互作用するため、コンピューター・シミュレーションによる理解が重要となる。

2. 予備実験の結果

予備的な実験として、レーザーと電子ビームを別々に、プラズマチャンネル中を輸送する実験を行なった。プラズマチャンネルの生成には、Hebrew 大学が開発したキャピラリー放電法を用いた[3]。CO₂レーザーをプラズマチャンネル入口にフォーカスさせたところ、150 μ m 程度の直径で17mm 長のチャンネル中を輸送できることが確認できた[4]。波長 10.6 μ m の CO₂レーザーに対するプラズマ臨界密度 10¹⁹/cm³ より低密度の 10¹⁷/cm³~10¹⁸/cm³ 程度のプラズマがチャンネル内に生成していると考えられる。

次に、電子ビームをプラズマチャンネル中に入射したところ、ビームに加速・減速と収束・発散効果が見られた。これは、プラズマ航跡場の影響と考えられる。スペクトロメーターで測定した、長さ 17mm のプラズマチャンネル中を通過させた後の電子ビームのエネルギーと空間分布を図 1 に示す[5]。これは、プラズマを生成した 2 μ sec 後に電子ビームを通過させることにより、プラズマ密度を低くしてエネルギーの広がりを最大にしたものである。観測された 0.6MeV の加速は、35MeV/m の加速勾配に相当する。また、加速された電子は収束し、減速された電子は発散していることが分かる。

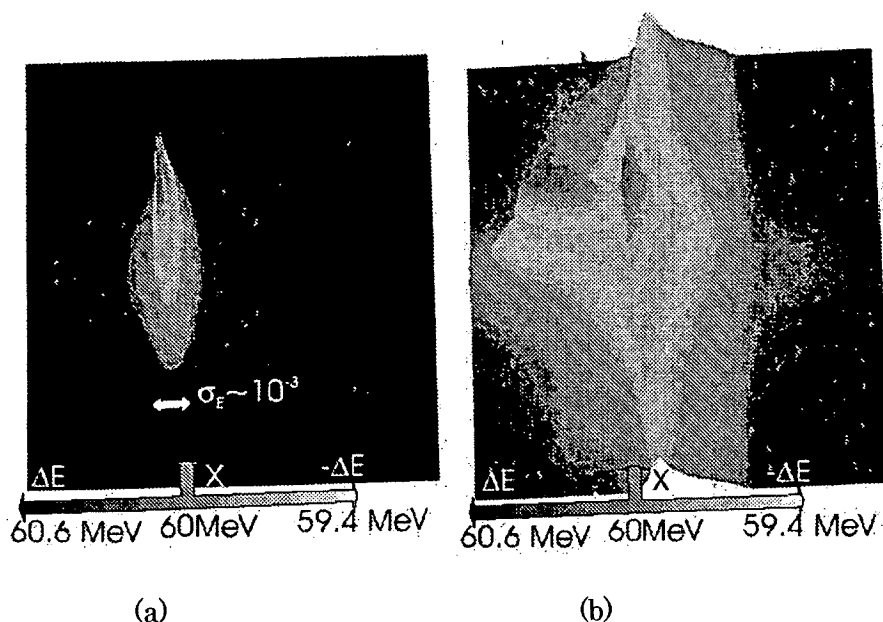


図 1 : (a)プラズマを生成しない時と(b)生成した時の電子ビームのエネルギー・空間分布。横軸がエネルギー、縦軸が空間分布を表す。

3. シミュレーション

電子ビームをプラズマチャンネル中に通した予備実験では、プラズマ航跡場の影響で電子ビームが変調を受け、 γ 線の生成が観測された。これは、レーザーと電子ビームの逆コンプトン散乱実

験を行なう際に重大なバックグラウンドになる。また、プラズマ航跡場加速の観点からも、電子ビームとプラズマの相互作用を理解するのは重要である。

そこで、UC Berkeley で開発されたコード OOPIC (Object-Oriented Particle-In-Cell) [6] を用いて Particle-In-Cell 法によるシミュレーションを行なった。60MeV の電子ビームを、長さ 17mm の一様密度のプラズマ中に通過させて、エネルギーと座標の分布を計算した。キャピラリーを構成するポリプロピレンの組成から、電子、水素イオン、炭素イオンを 3:2:1 で混合させたプラズマを用いた。シミュレーションの結果、プラズマ密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の時に、最大の加速が得られた。この時のビーム電子の進行方向座標とエネルギーのプロットを図 2 に示す。入射した電子ビーム・バンチのパルス長は、先端部 0.5psec (RMS) に 1.5psec (RMS) のテールを持った構造をしている。

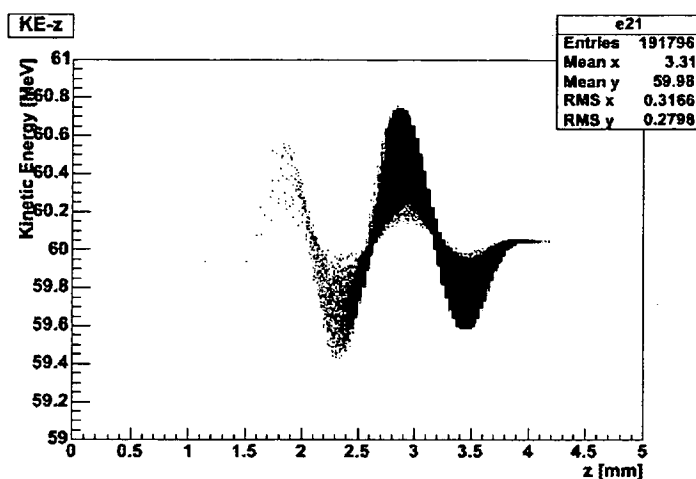


図 2 : ビーム電子の進行方向座標とエネルギー (プラズマ密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

プラズマ密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ に対応するプラズマ波 (波長 1mm) が分布に現れている。また、電子数の多いバンチ中央部が加速されていることが分かる。次に、エネルギー分布を図 3 に示す。

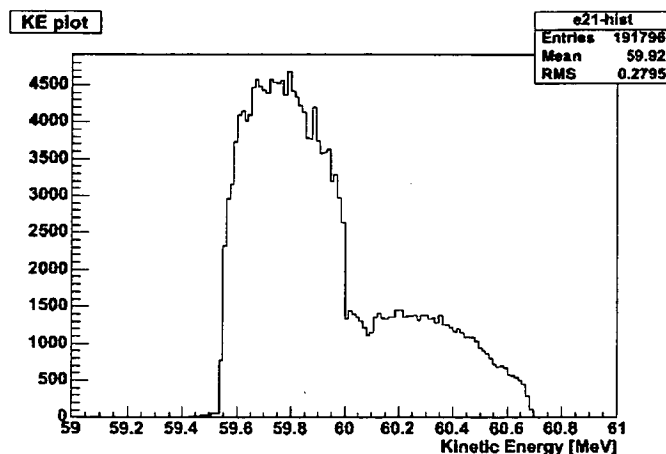


図 3 : ビーム電子のエネルギー分布 (プラズマ密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

最大加速は0.7MeVとなっており、予備実験の結果(0.6MeV)をよく再現している。観測された収束・発散効果を確認するために、ビーム電子のエネルギーと動径方向の座標をプロットしたものを図4に示す。入射した電子ビーム・バンチの動径方向のサイズは、100 μm (RMS)である。

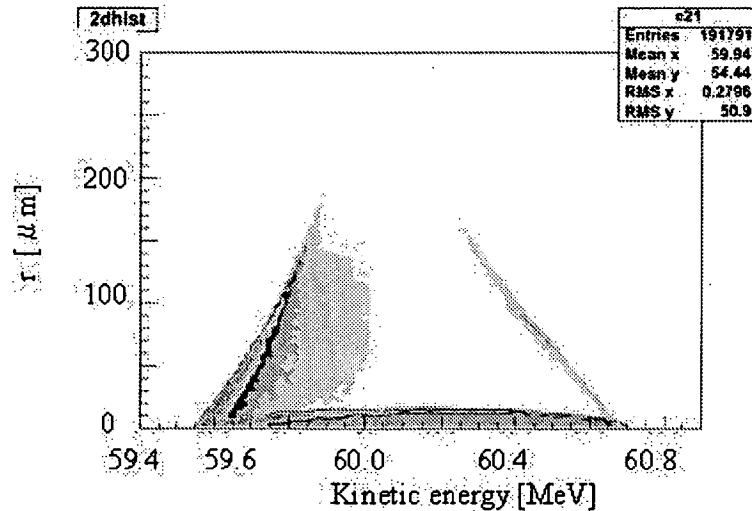


図4：ビーム電子の動径方向座標とエネルギー（プラズマ密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ）

加速を受けた、エネルギー60MeV以上の領域が収束していることが分かる。これも、図1に示された実験結果を再現している。

4. まとめと今後

OOPICによるシミュレーションは、プラズマ密度を $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ に設定した時、プラズマチャンネル中に電子ビームを通過させた実験結果を再現していることが確認された。このシミュレーションは、軸対称な2次元座標で行われた。今後は、レーザーも含めたシミュレーションを行う必要がある。レーザー・電子ビーム・プラズマの3者間の相互作用を扱うシミュレーションでは、レーザーの偏波面を考慮する必要があるため、3次元シミュレーションが不可欠となる。

参考文献

- [1] S.Kashiwagi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A455 (2000) p36-40.
- [2] I.Pogorelsky *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A455 (2000) p176-180.
- [3] D.Kaganovich *et al.*, Appl. Phys. Lett. 71 (1999) p2925-2927.
- [4] I.Pogorelsky *et al.*, Appl. Phys. Lett. 83 (2003) p3459-3461.
- [5] V.Yakimenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 014802.
- [6] J.P.Verboncoeur *et al.*, Comp. Phys. Commun. 87 (1995) p199-211.



4.12 偏光プラズマ分光 Plasma Polarization Spectroscopy

岩前 敦, 堀本 恭弘, 藤本 孝, 長谷川 登*, 助川 鋼太*, 河内 哲哉*

京都大学大学院 工学研究科

〒606-8501 京都市左京区吉田本町

*日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Atsushi IWAMAE, Hiroyuku HORIMOTO, Takashi FUJIMOTO, Noboru HASEGAWA*,
Kouta SUKEGAWA*, and Tetsuya KAWACHI*

Department of Engineering Physics and Mechanics,

Kyoto University

Kyoto 606-8501, Japan

*Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

The electron velocity distribution function (EVDF) in plasma can be anisotropic in laser-produced plasmas. We have developed a new technique to evaluate the polarization degree of the emission lines in the extreme vacuum ultra violet wavelength region. The polarization of the emission lines and the continuums from the lithium-like nitrogen and from helium- and hydrogen-like carbon in recombining plasma is evaluated. Particle simulation in the velocity space gives the time scale for relaxation of anisotropic EVDFs.

Keywords : Plasma polarization spectroscopy, Ultrashort pulse laser, Extreme vacuum ultra violet

1. はじめに

プラズマの加熱に方向性がある場合や磁場が存在する場合など、プラズマ中の電子速度分布が非等方となる[1,2]。レーザー生成プラズマにおいては、レーザー光の強力な電場によりその偏光方向に電子が加速されプラズマが生成される。Glover ら[3]は、レーザー生成ヘリウムプラズマの水素様ヘリウムの Lyman 系列スペクトルを時間分解計測し、その電子速度分布がレーザー入射直後、熱的速度分布から大きく外れていたものが次第に熱平衡へと移ってゆく過程をとらえた。レーザー入射直後の非熱的電子速度分布は、レーザー光の電場と電子の相互作用によってもたらされたものであるから、この非熱的分布は大きな非等方性を有していると考えられる。レーザー生成プラズマからの発光の強度・偏光を分光し時間分解測定することにより、電子速度分布関数の非等方性の緩和過程についての理解を得ることを目的とする。

2. 実験

z 方向に偏光したレーザー光が y 方向から入射し、原点においてプラズマを生じ、これを x 軸上と z 軸上の 2 箇所から観測する場合を考える。このとき、レーザー光の偏光方向(z 方向)を量子化軸にとると、双極子輻射の強度分布より、 x 軸上において観測される発光強度 I_x は、

$$I_x = I_\pi + I_\sigma$$

となる。ここで、 I_π 、 I_σ はそれぞれ π 光、 σ 光の強度である。同様に、 z 軸上において観測される発光強度 I_z は、

$$I_z = 2I_\sigma$$

となる。よって、この 2 つの観測強度を用いて、

$$(I_x - I_z) / I_x = (I_\pi + I_\sigma - 2I_\sigma) / (I_\pi + I_\sigma) = (I_\pi - I_\sigma) / (I_\pi + I_\sigma) = P$$

より、偏光分離計測を行うことなくこの発光の偏光度 P を求めることができる。実験装置図を図 1 に示す。

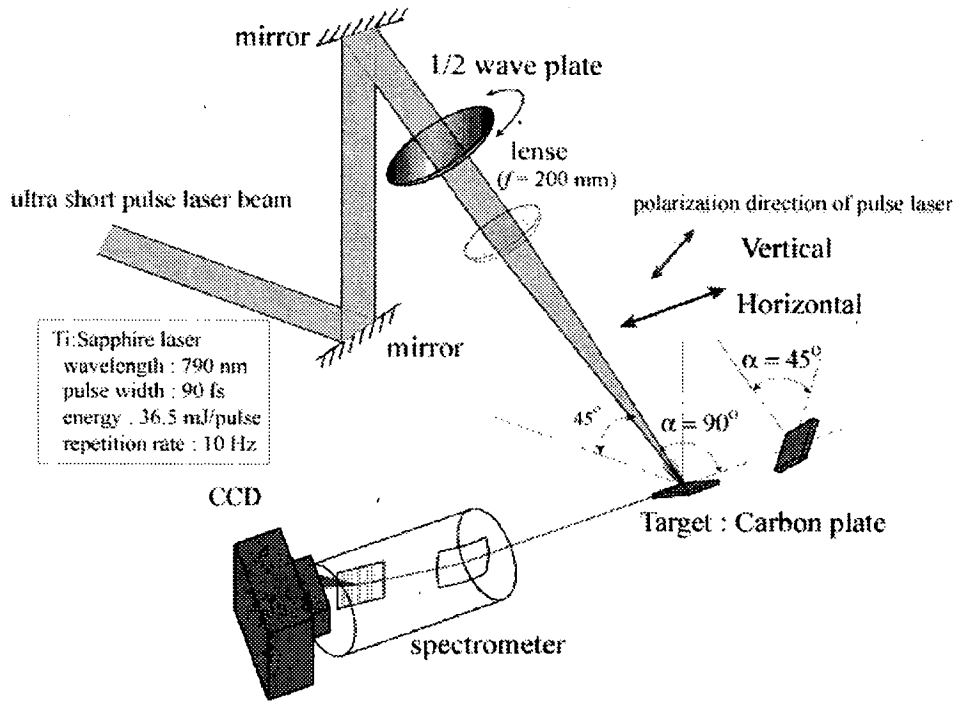


図 1

Ti:Sapphire レーザー (中心波長 : 790 nm, パルス幅 : 90 fs, エネルギー : 36.5 mJ, 繰り返し数 : 10 Hz) を用いた。レンズ ($f = 200$ mm) によりレーザー光をガスターゲット・炭素板ターゲットに集光しプラズマを生成した。プラズマからの発光は、レーザー光の入射方向に対して垂直な方向に設置された斜入射真空紫外分光器によって波長分解し CCD によって計測した。レンズの直前に置かれた半波長板 (CVI Laser 社 Zeroth Order) を回転させ、レーザー光の偏光方向を、観測方向に対して水平(H), 垂直(V)と変えた。水平 H が z 軸上での観測 $2I_\sigma$ 、V が x 軸上での観測 $I_\pi + I_\sigma$ に対応するため、レーザーの偏光方向を変えることをもって、2 方向から観測することになる。分光器の回折格子の反射率は縦偏光と横偏光で異なり、偏光方向による計測システムの

感度の違いを引き起こす。ミラーを用いてレーザー光を 45° うち下ろす形でターゲットに照射した。これによりπ光とσ光の偏光方向は共に回折格子対して 45° の角度をとることになり、反射率は等しくなる。リチウム様窒素(図 2), 原理的に無偏光である 2p-4s 発光線によって偏光の相対感度を校正し、2s-4p 発光線の偏光度を求めた。水素様・ヘリウム様炭素の回折格子 2 次光でのスペクトルを図 3 に示す。偏光方向 $V(I_{\pi}+I_{\sigma})$ でのスペクトルを長波長側にシフトして表示した。Heα、Lyα 発光線の偏光度を求めた。時間積分スペクトルに有意な偏光は見られなかった。今後、X線ストリークカメラ(時間分解能 2 ps 程度)による時間分解計測を行う。

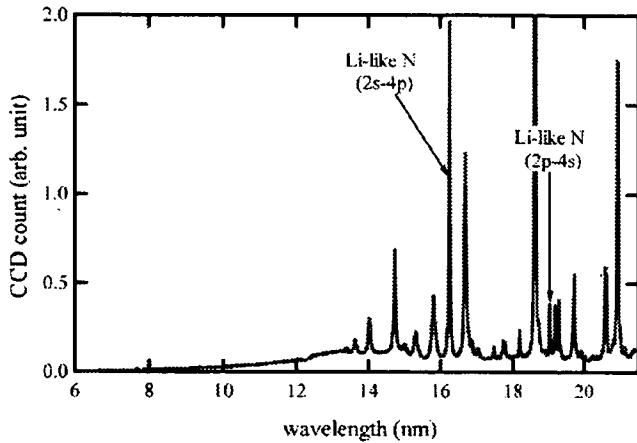


図 2

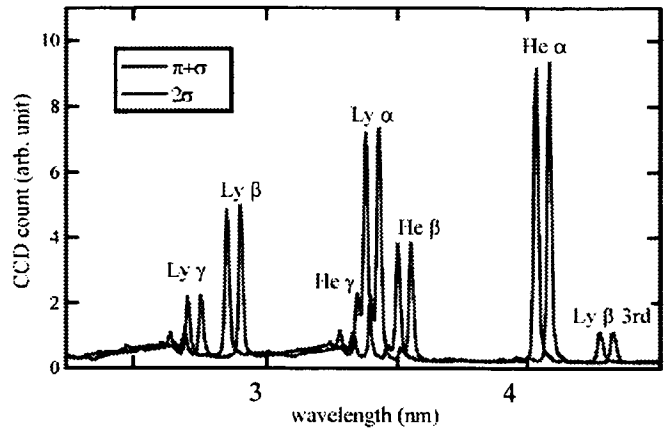


図 3

3. モンテカルロシミュレーション

モンテカルロシミュレーションを用いて電子-電子衝突による電子速度分布の緩和時間を調べた。 n 個の電子を想定し、これらがある任意の電子速度分布関数に従うように、各電子に初期速度を与える。簡単のため電子は位置情報を持たず、速度のみを持つこととした。

- ・ ランダムに 2 つの電子を選ぶ
- ・ 2 電子の速度を実験室系から重心系に変換する
- ・ 2 電子を衝突させる (ラザフォード散乱)
- ・ 2 電子の速度を重心系から実験室系に変換する

という操作を任意回数繰り返し、電子-電子衝突による電子速度分布を得た。電子-電子衝突は、電子間のクーロン力によるラザフォード散乱となる。ラザフォード散乱では、微分断面積は

$$d\sigma/d\Omega = (1/4\pi\epsilon_0)^2 (e^2/m_e v^2)^2 \sin^{-4}(\theta/2)$$

で表される。ここで、 v は重心系における電子の速度、 θ は散乱角である。電子が θ で散乱される確率はこの微分断面積によるため、 $\sin^{-4}(\theta/2)$ を確率密度関数とする乱数を生成した。ラザフォード散乱の微分断面積は $\theta=0$ において発散するが、実際のプラズマ中ではデバイ遮蔽により個々の粒子の電場はその到達距離を制限される。最低散乱角 θ_{min} を定め、微分断面積の発散を抑えた。2 電子を選択して衝突させ、その衝突回数をもって時間の経過とした。衝突回数から時間への変換には平均自由時間 τ を用いた。 τ は、ある一つの粒子に着目した際に、この粒子が他の粒子と衝突をした後、次の衝突までの時間の平均値であり、

$$\tau = 1/\langle n\sigma v \rangle$$

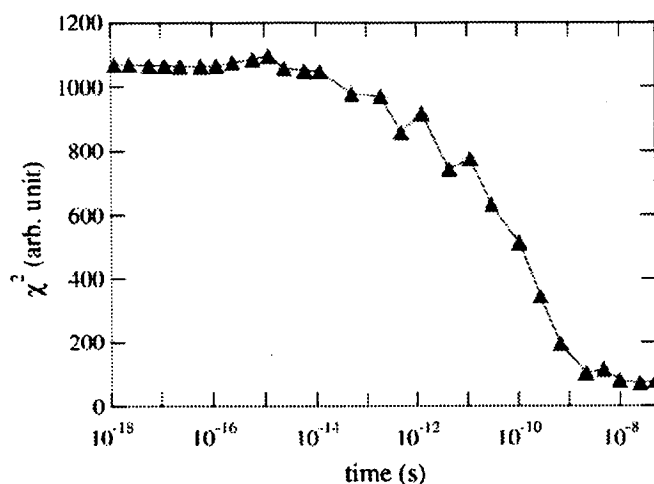
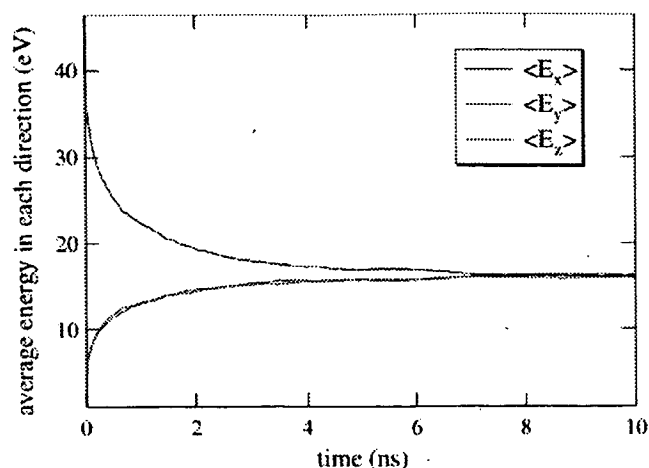


図 4

と表される。二体衝突を X 回繰り返して、未衝突粒子の割合が $1/e$ となるとき X は

$$\{(N-2)/N\}^X = 1/e$$

を満たす。上式より

$$X = 1 / \ln\{N/(N-2)\}$$

であるから、粒子数 N の系において、衝突から衝突までの平均時間 T を、

$$T = \tau/X = \tau \ln\{N/(N-2)\}$$

とした。これを用いて、1回の衝突を T [s]

として衝突回数を時間へと変換した。 z 方向に初期速度を持つ電子速度分布関数の時間発展の結果を図4に示す。図4上は電子の平均運動エネルギーの x, y, z 各方向成分を時間についてプロットしたもので、各方向成分共に時間と共に同じ値に収束した。電子速度分布の等方化が表れている。図4下は電子速度分布関数 $f(v)dv$ を Maxwell 分布によって最小自乗あてはめした際の χ^2 を時間に対してプロットしたもので、時間の経過と共に χ^2 は小さくなり、1ns 程度で収束した。等方化・熱化とも同程度の時間で緩和する。

参考文献

- [1] Fujimoto T and Kazantsev S A 1997 Plasma Phys. Control. Fusion **39** 1267
- [2] Iwamae A, Sato T, Inoue Y, Fujimoto T, Uchida M and Maekawa T 2005 submitted
- [3] Glover T E, Crane J K, Perry M D, Lee R W and Falcone R W 1995 Phys. Rev. Lett. **75** 445



4.13 ウェーブレット解析を用いた流体シミュレーション画像の解析 Data Analysis of Fluid Simulation by using Wavelet Transform

前原 隆¹、関根 優年¹、茂野 聡登志¹、内海 隆行²
Takashi Maehara¹, Masatoshi Sekine¹, Akitoshi Shigeno¹, Takayuki Utsumi²

¹東京農工大学 大学院 工学教育部 電気電子工学専攻
〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16
Tokyo University of Agriculture and Technology
2-24-16 Nakamachi Koganei-shi, Tokyo 84-8588 Japan

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
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

To estimate the law of nonlinear phenomena such as fluid dynamics, we propose a technique to obtain the empirical formula by tracking the arbitrary small domains of such nonlinear phenomena. Using the multi-resolution expression of the Haar wavelet transform, the target images are detected from the experimental data whose amount is reduced by the Haar wavelet transform and whose scale is macroscopic. To analyze the data on finer scales, the compression level of the wavelet transform is lowered, and the further detections are performed. In this case, the search range has already been narrowed down based on the result on a macroscopic scale, thus efficient analyses with short detection times could be performed.

Keywords : Wavelet transform, Template matching, Tracking, Numerical simulation, Multi-resolution expression

1. はじめに

内部領域の形状が変化し境界が不鮮明な非線形現象に対し、任意の内部小領域をトラッキングしその変動を捉え、現象の実験式を自動的に抽出する手法を提案する。対象画像を Haar ウェーブレット変換の多重解像度表現を利用し、粗いマクロなスケールから少ないデータ量で解析する。より細かな解析を行う必要がある場合は、ウェーブレット変換の圧縮レベルを下げ、マクロなスケールでの結果を元に範囲を絞り込み、効率よい解析を行う。本手法は画像処理的に評価を行う為、特定の現象に限らず様々な現象に適用出来、数値シミュレーションの評価、領域の変化予測、系の制御フィードバックの為の評価などに利用が期待できる。

2. 解析手法

解析の手順を図1に示す。解析対象の画像を入力し、その画像上で追跡したい内部領域を指定、(i)ウェーブレット変換をかけ、(ii)トラッキング及び(iii)実験式の自動抽出を行う。より高い解像度で解析を行う場合、ウェーブレット変換レベルを一つ下げ、同様に解析を行う。

i. Haar ウェーブレット変換

スケーリング関数

$$\phi_H(x) \begin{cases} = 1, (0 \leq x < 1) \\ = 0, (otherwise) \end{cases} \quad (1)$$

ウェーブレット関数

$$\psi_H(x) \begin{cases} = 1, (0 \leq x < 1/2) \\ = -1, (1/2 \leq x < 1) \\ = 0, (otherwise) \end{cases} \quad (2)$$

この ϕ と ψ によって関数 f をレベル j で表現する。 j をウェーブレット変換レベルと呼ぶ。

$$f_j(x) = \sum_{k \in Z} c_k^{(j)} \phi_H(2^j x - k) + \sum_{k \in Z} d_k^{(j)} \psi_H(2^j x - k) \quad (3)$$

これにより得られる多重解像度表現を用いて、異なるレベルで解析する。

ii. トラッキングアルゴリズム

テンプレートマッチングを応用し、トラッキングアルゴリズムを以下のように構成する。 G は入力画像、 T はテンプレートを表す。 $T(0,j)$ を初期テンプレートと呼び、任意に指定する。

$$G(t,i), i: 1 \leq i_x \leq W_G, 1 \leq i_y \leq H_G \quad (4)$$

$$T(t,j), j: 1 \leq j_x \leq W, 1 \leq j_y \leq H \quad (5)$$

$$M(t,k) = \sum_j |G(t, k+j) - T(t, j)|, \quad (6)$$

$$k: 1 \leq k_x \leq W_G - W, 1 \leq k_y \leq H_G - H$$

ここで、テンプレート置き換え条件 (Template Replace Condition: TRC)を定義する。

$$TRC \begin{cases} \min M(t,k) \leq s, & T(t+1, j) = G(t, k+j) |_{\min M} \\ \min M(t,k) > s, & T(t+1, j) = T(t, j) \end{cases} \quad (7)$$

iii. 実験式の抽出

トラッキング結果から得られる入力画像上での座標値から、指定した内部領域(= T)の軌跡の式を実験式として最小二乗法により求める。

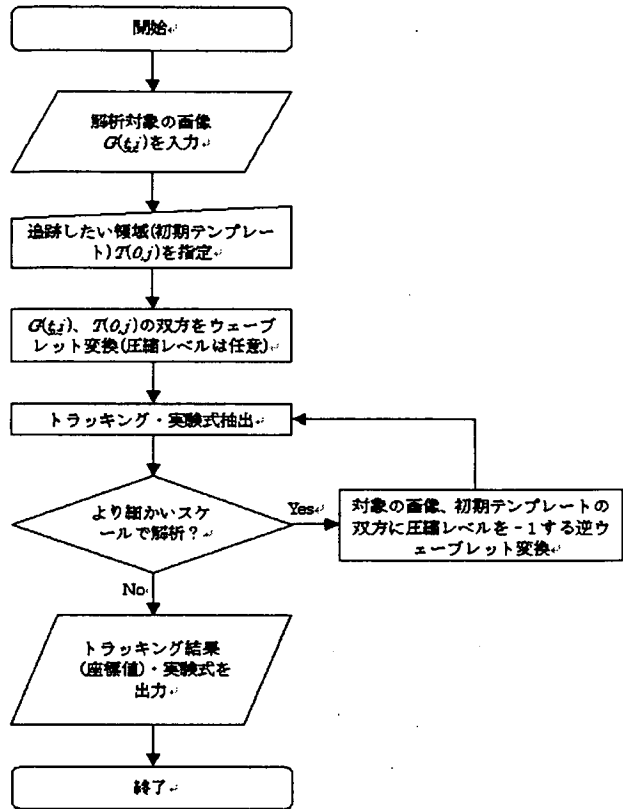


図.1 解析手法の概要

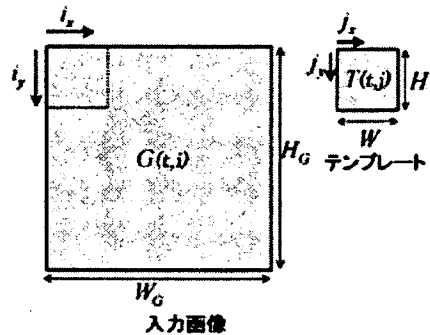


図 2.入力画像とテンプレート

3. 実験

準備

今回の実験では、解析対象として「パッシブスカラー輸送を伴う自由表面乱流」のシミュレーション[1]のデータを用いた。シミュレーションデータの、水流の各速度成分 u, v, w をシグモイド関数を用いて速度の符合を持たせたピクセル値に変換し、 u, v, w をそれぞれ 24 ビットカラービットマップの B,G,R に割り振り画像化した。

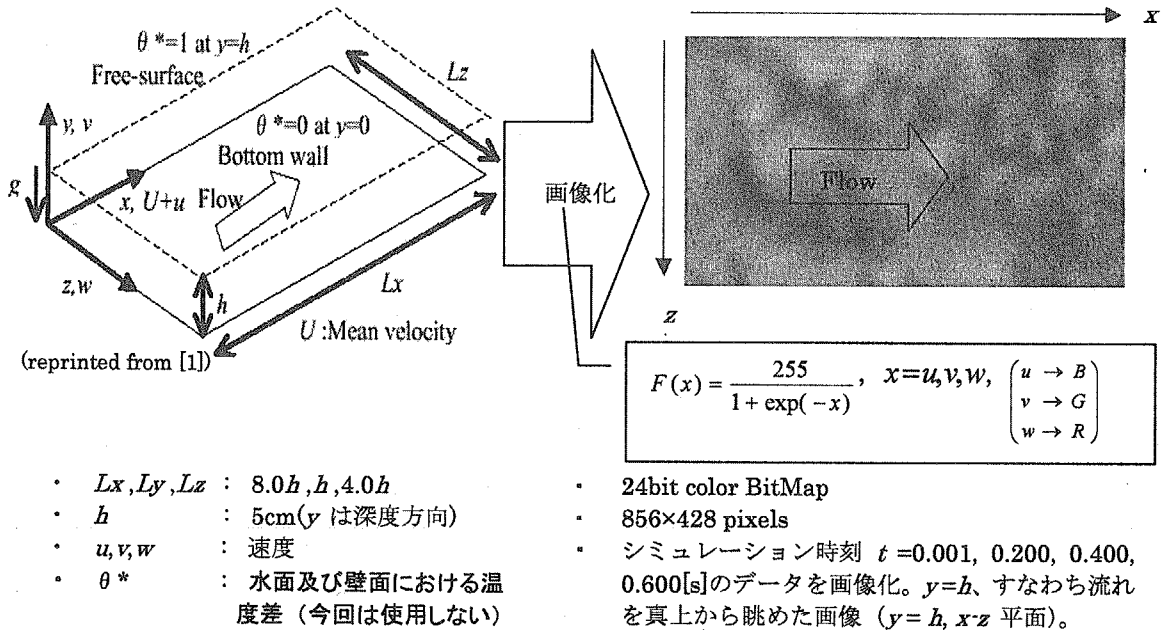
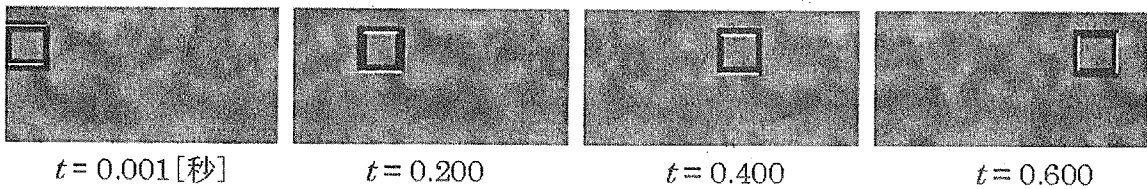


図.3 実験に用いた解析対象と作成した画像の例

実験

シミュレーション画像から作成した入力画像(レベル0)上で初期テンプレートを37箇所指定し、入力画像、初期テンプレート双方にウェーブレット変換をかけ、レベル0~3でトラッキングと実験式抽出の実験を行った。TRCパラメータ s を前の時刻での一致度 M の120%、実験式を求める最小二乗法の近似次数は4次とした。実験は全てC++言語によるソフトウェアで、Pentium4 2.6Ghz、メモリ 512Mbytesのマシン上で行った。



※ t はシミュレーションにおける時間

図 4. トラッキングの例(ウェーブレット変換レベル3, テンプレートサイズ 16×16 .)

表 1. ウェーブレット変換レベルごとの平均トラッキング実行時間

ウェーブレット変換レベル	0	1	2	3
入力画像の変換後のサイズ[pixels]	856×428	428×214	214×107	107×53
テンプレートのサイズ[pixels]	128×128	64×64	32×32	16×16
平均トラッキング実行時間[sec]	8264.1967	495.711	28.9603	1.8612

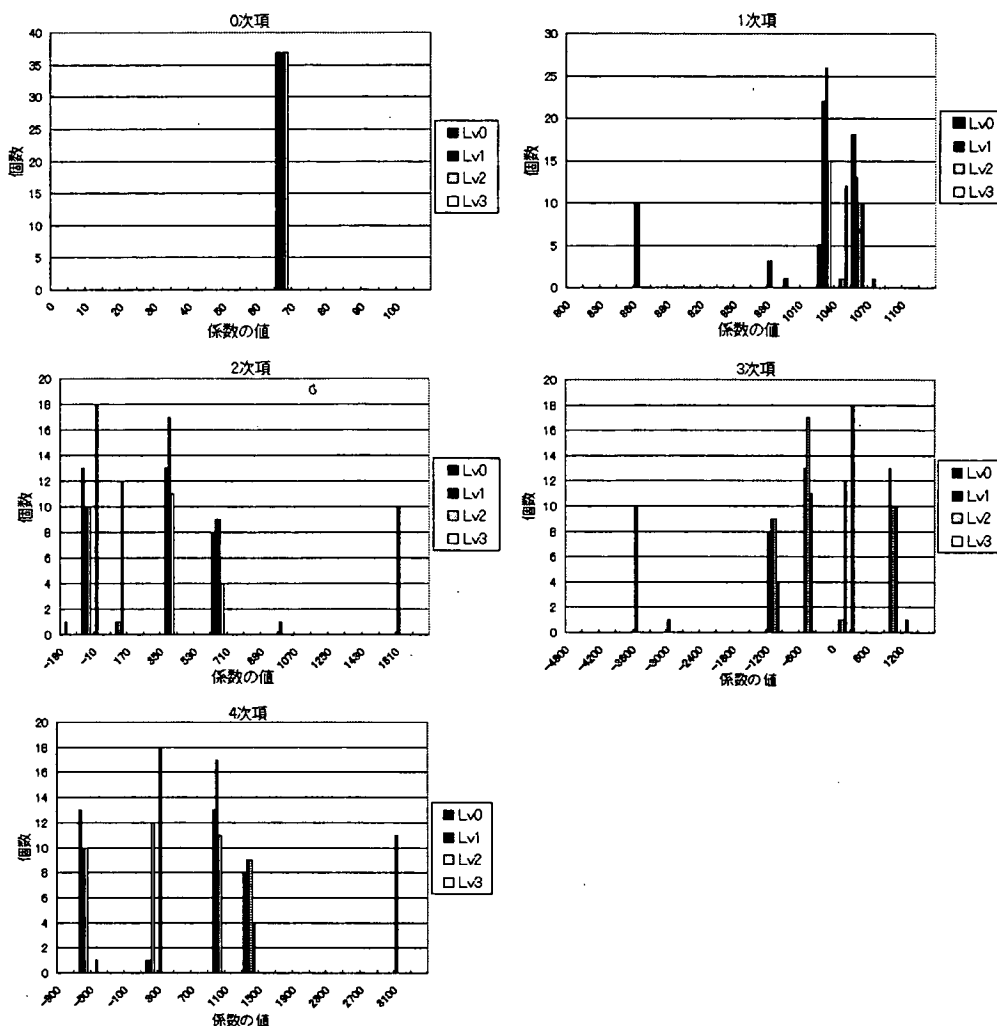


図 5.得られた式の係数のヒストグラム(x成分の式の各項の係数)

表 1 からウェーブレット変換レベルが小さく(解像度が高く)なるごとに、処理時間がほぼ 2^4 倍ずつ増加しているのが分かる。これは対象画像とテンプレートのサイズが共に、レベルが小さくなるごとに 2^2 倍になることによる。抽出される実験式は、次数の低い項の係数はかなり近い値に集まり、高次の項はかなりばらつきが現れた。また、レベルが小さくなるほど得られる実験式の係数は分散が大きくなった。このばらつきは、より小さなスケールの変動を捉えらた結果だと思われるが、捉えているのが乱流等の現象によるものなのか、シミュレーションの数値誤差等によるものなのか、詳しい検証が必要である。

今後は、得られた実験式とシミュレーションの基礎方程式とのマッチング、追跡する内部領域の現象スケール(渦などのスケール)とテンプレートサイズとの関係の検証、ウェーブレット変換・トラッキングの処理のハードウェア化による高速化を行う。

参考文献

[1] Yoshinobu Yamamoto, Tomoaki Kunugi and Akimi Serizawa, "Turbulence statistics and scalar transport in an open-channel flow" (2001)
 [2] 伊藤 光, 関根 優年, "Hw/Sw 混載システムによる画像処理に関する研究" (2003)
 [3] 木場 俊暁, 関根 優年, "ウェーブレット変換を用いた追跡回路の研究" (2003)
 [4] 明官 佳宏, 関根 優年, "Hw/Sw 混載システムを用いた対象物追跡に関する研究" (2003)
 [5] 仁木 雅, 関根 優年, "部分選択的に画像変換を行う Haar-Wavelet 変換チップ" (2002)
 [6] 榊原 進, "ウェーブレットビギナーズガイド," 東京電機大学出版局 (1995)



[15-協23]

4.14 光量子物質相互作用シミュレーションとそれを支援する機能分散サーバ制御システム

Advanced Photon-matters interaction simulation and functional distributed server system

○上島 豊、斎藤 寛二、¹⁾城 和貴、¹⁾松山 仁美、¹⁾松岡 有希
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

1) 奈良女子大学大学院 人間文化研究科

○Yutaka UESHIMA, Kanji SAITOH, ¹⁾Kazuki JOE, ¹⁾Hitomi MATSUYAMA,
¹⁾Yuuki MATSUOKA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute

1) Graduate School of Humanities and Sciences, Nara Women's University.

1. はじめに

現在、ほとんどの研究者は、PCやWSを個人に1台ずつすでに持っている。シミュレーションだけではなく、実験計測データに関してもデジタル化は、10年前と比べると格段に進んではいる。しかし、研究の手続き、すなわち、シミュレーション(実験)、データ解析、可視化、他例との比較などのオートメーション化は、全くといっていいほど進んでいない。

実際には、研究者の多くが、シミュレーションや実験において、自らの経験で予めデータ出力を制限したり、処理をするデータを経験で限定したりすることでこのデータの洪水から研究の質を死守している。その結果、出力されないもしくは、解析されないデータが爆発的に増え、結果が研究者の資質に左右される割合が高くなってきている。

もちろん、研究というのは、機械的に自動化されえない創造的な営みであり、本質的に結果が研究者の資質に左右されるものである。しかし、出力しない、もしくは適切な解析をしない原因は、研究資質から判断して必要ないからではなく、その後の作業が煩雑・単調である機械的な作業であるという事実由来している。

我々は、上記問題に着眼して、この爆発増大するデータからより効率的に情報を取り出し、研究を推進するための仕組みを考案していくことを研究題材とした。本論文では、その第一歩として、大量のデータに適切な解析処理を施すのを補助するシステムについて発表する。

2. 光量子シミュレーションおよび実験研究の現状とデータ管理・分析の観点での問題点

光量子科学実験研究では、実験により生成された計測データに様々な画像処理および統計解析を行ない、その画像データや数値データを目視、グラフ化することにより研究が進められている。現在実験環境の整備が進んできており、この画像データや数値データが大量となってきているため、それらのデータの生成過程および派生関係を把握することが難しくなっている。

現在の X 線レーザーグループの研究者一人の 1 年間における実験取得データは、CCD カメラ情報で 500 枚、1GB を超える。また、その後の解析（断面情報、ヒストグラム化、スペクトラム分析）情報およびレーザーやターゲットなどの環境情報を総合すると 20 万個、3GB もの情報量になる。これら膨大な情報において、解析データなどは、その原データおよび解析パラメータなどの相関情報の管理は非常に困難を伴う。

そこで、それら問題を解消するために、光量子科学研究センターでは、実験・シミュレーションの過程およびデータ解析履歴をデータベース化する「光量子科学理論・実験データベースシステム(実験 DB システム)」が開発され、利用されている。この実験 DB システムの導入によって、より効率的に解析が行われるようになりつつある。

実験 DB システムの導入により、すべてのデータに関して適切な断面図や 2 次元図やヒストグラム生成を行い、その系統的比較・管理をすることが可能になった。しかしながら、このような新たな研究手法をするとき、計測データの分類や解析の作業が研究者の負担となってきており、研究者が創造的研究に専念することができなくなる可能性がある。現状、研究者の経験によって行われている計測データの分類や解析は、演繹的にルールベース化することができず、自動化されていない。そのため、データ分類・解析技術を吸収し、それらの作業を支援することで、研究者の負担を軽減する仕組みが切望されている。

3. 光量子科学理論・実験データベースシステム

光量子科学理論・実験データベースシステムは、研究の方法=フォーマットの変更に強いデータベースシステムが必要である。おそらく、業務系や定型実験でよく使われるリレーショナルデータベースと Web のサイト検索に使われる全文検索系の技術の融合が必要であろう。本システムでは、データベース基盤としては、従来のリレーショナルデータベースを使うが、蓄積する情報は、XML 文書とし、XML タグの自由追加機能を実装することで、新規情報や新しいフォーマットの情報に対し、柔軟に対応できるようにしている。

しかし、このシステムはデータベース技術がクリアされるだけでは十分ではない。前節でも述べたが実験データは、実験室で計測器により取得され、簡単なプレビュー後、研究室へデータを移動させ、そこで詳細な分析を行う場合が多い。また、実験終了後、必要なデータをもう一度呼び出し、再解析することも多い。また、共同研究者など外部機関との連携も重要である。これらの状況を考えるとデータベースシステムは、単純にデータベース (DB) サーバのみで構築できないことが明らかである。

ここで、データベースシステムに必要な要件をまとめてみる。

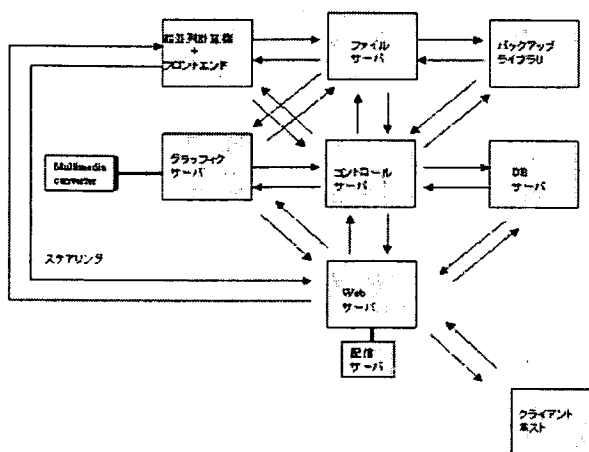
- (1) 計測器からの取得データは、バイナリであり、ファイルサイズも大きいため、データベースに直接格納できないため専用の格納場所をもつ。
- (2) ファイルサーバのデータの欠損および使用可能領域の不足などの状況でデータをバッ

クアップするためのバックアップ機能をもつ。

- (3) 計測器からの取得データは、バイナリであり、解析や可視化処理を行わなければならない。また、取得データは多次元情報、時系列情報であることが多いため、高性能なインタラクティブグラフィカル性能をもつ。
- (4) 動画作成や高度な分析などは、膨大な処理になるため、スーパーコンピュータなどの高速演算機能をもつ。
- (5) 共同研究者など外部機関との連携が必須なので、Webを使ったポータル機能をもつ。
- (6) 計測データの環境情報やファイルの格納場所および解析履歴情報などを記録しておき、

それらを検索することができるデータベース機能をもつ。

このような機能を持つシステムを実現するために、(1)ファイルサーバ、(2)バックアップサーバ、(3)グラフィックサーバ、(4)超並列計算機、(5)Webサーバ、(6)DBサーバなど各種機能サーバ群を分散環境下に配置してシングルシステムイメージで動作させるシステムの構築を行っている。



4. 学習ベクトル量子化法 (LVQ) を用いた解析システムの高度化

実験 DB システムを利用した研究活動における 1 つ目の問題は、研究過程で生じる画像データ分類を研究者が行わなければならないことである。つまり、実験 DB システムが画像に関する全ての情報を持つことはできないため、画像がどのようなカテゴリに分類されるかを研究者が画像データを確認しなければならない。2 つ目の問題は、未知データに対する画像処理の非効率さである。これは、それぞれの画像に対し、解析処理として最適な手法が一意でないため、解析処理が研究者個人の技量に左右されてしまうことに起因する。

現状では、未知の画像データを処理する場合、研究者がひとつずつ画像ファイルを目視によって分類し、経験による画像処理を行い探索的な解析を行っている。これでは、実験 DB システムの利用によって研究の効率化・高品質化がなされても、データの分類・画像処理のフローで作業のボトルネックが発生してしまう。そこで、このような問題を解決するために、LVQ を利用して画像の分類や適切な解析を容易に行えるための画像データ解析支援システムの開発を行った。

まず、簡単に LVQ の説明をしておく。LVQ では、対象となるデータの多次元要素 (本研究の場合は、画像の統計情報や可視化パラメータ) を多次元の空間上のベクトルに射影し、そのベクトル空間上での 2 つのデータの幾何学的距離を利用して、様々なデータ間の分類を判定させている。LVQ では、学習プロセスに 2 つの大きなパラメータがあ

る。ひとつは、参照ベクトル数とよばれ、分類を行う自由度パラメータであり、分類数および多次元空間での分類の境界の複雑度によって決定されるものである。もうひとつは学習回数であり、参照ベクトルが正しい分類の境界に収束するまでの反復試行回数である。また、これら分類の品質を示す2つの指標について説明する。ひとつは精度と呼ばれ、 $\text{精度}(\%) = \text{LVQが正しいと判定したデータ数} \div \text{LVQが正しいと判定したなかの実際に正しいデータ数} \times 100$ と定義され、ノイズの少なさを示す指標となっている。もうひとつは再現率と呼ばれ、 $\text{再現率}(\%) = \text{LVQが正しいと判定したデータ数} \div \text{実際の正しいデータの総数} \times 100$ と定義され、数え落としの少なさを示す指標となっている。

実験計測データとバックグラウンドデータの適切でない組み合わせで生成された差分画像の検出が可能であるかについてテストし、その結果を示す。本テストでは、正しい組み合わせにより生成した画像を間違った組み合わせにより生成した画像を検出ミスしてしまうことよりも、間違っている組み合わせで生成した画像を検出できないことの方が、本システムにとってよくない。つまり、本来のカテゴリに分類させるべきデータをできるだけ取り落としなく分類させたい。よって、ノイズを許しても情報落としをしない方が良いため、本テストでは、再現率を重視すべきである。テストで用いたデータ数は、正しいデータペアのデータ 122、間違っただータペアのデータ 171 であり、参照ベクトル数 250、学習回数 10000 のとき以下の表のような結果となり、96.5%という非常に高い間違っただータペアの判別ができることがわかった。つまり、この判定機を実験データベースシステムに連動させることにより、96.5%の確率で間違っただータ登録を防ぐことができるようになるのである。

	再現率	精度
正しいデータペアの判別	100	95.49451
間違っただータペアの判別	96.50327	100

同様に、実験の種別（高調波発生、X線レーザー発生、シードレーザー計測）などについても同じような学習を試み分類精度を計測してみたところ、70-80%程度の精度で正しい分類、90%以上の確率で間違っただータの判別ができることがわかった。さらに、これら2次元画像データの特徴を目視で認識し研究で利用するためによく使われる断面図生成に関してもそのパラメータの適切-不適切を判別する学習を試みた。その結果、70-80%程度の精度で適切な可視化できることがわかった。この結果は、実験データベースシステム内部で可視化パラメータを自動生成、判別をさせる機構を作ることによって、今まで目視に頼らざるを得なかった可視化パラメータの設定が自動化できる可能性を示している。

謝辞

本研究を進めるにあたり光量子科学研究センター長をはじめとするセンター各位、計算科学技術推進センターITBL利用推進室、情報システム管理課関西駐在各位の協力に感謝いたします。



4.15 ガスパフレーザープラズマからの低エネルギーイオン解析
(フェムト秒レーザー照射シリコンターゲットからのアブレータ解析)

The analysis of low-energy ion from a gas-puff laser plasma
The observation of ablated particles from the silicon irradiated with a fs laser

東 博純、神谷信雄、竹内昭博、伊藤 忠、鈴木教友
 榊 豊田中央研究所
大道博行、森道昭、小倉浩一、匂坂明人、織茂聡、林由紀雄、間久直
 日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
 松門宏治、福見敦
 放射線医学総研

Hirozumi AZUMA, Nobuyuki KAMIYA, Akihiro TAKEUCHI, Tadashi ITO,
 Noritomo Suzuki
 TOYOTA Central R&D Labs. Inc.
Hiroyuki Daido, Michiaki Mori, Kouichi Ogura, Akito Sagisaka, Satoshi Orimo,
 Yukio HAYASHI, Hisanao HAZAMA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
 Japan Atomic Energy Research Institute
 Koji MATUKADO, Atushi FUKUMI
 National Institute of Radiological Science

The single-shot creation of tadpolelike silicon nanoparticles constructed with multi-crystalline heads and amorphous tails by a high brightness fs-pulse laser was demonstrated. This is also the first demonstration of the creation of a nanosized connection of multicrystalline silicon with amorphous silicon. This result should expand the creation of new materials by a laser ablation using a high-intensity fs laser, and the created silicon nanoparticles can be applied to scientific and industrial fields.

The recent development of femtosecond (fs) pulse lasers expanded the possible applications of laser ablation. It is well-known that different mechanisms of pulsed laser ablation of materials are realized at different laser pulse durations.¹⁾ For nanosecond (ns) pulse duration at moderate powers, the mechanism of normal ablation with increasing laser fluencies has been understood. For ns-pulse laser ablation, amorphous silicon films have been introduced as being piled on the substrate by laser ablation in many papers.²⁻⁴⁾ It is reported that a short-pulse laser irradiation causes a multiphoton excitation and evaporation of transparent materials.⁵⁾ Surface modifications under fs laser irradiation of bulk silicon have also been analyzed for laser pulse durations of 5 to 400 fs, but minimal information on ablators has been obtained.⁶⁻⁸⁾ On the other hand, single-walled carbon nanotubes

have been produced by laser ablation of graphite rod containing catalytic transition metals in the oven at more than 800K.⁹⁻¹⁰⁾ By using almost the same method, a silicon nanowire has been successfully fabricated.¹¹⁾ However, the growth rate of the silicon nanowire is not high. The industrial production of silicon nanofibers or nanotubes has been expected for applications in high-efficiency photovoltaic devices, emitter devices, and LSI devices.

In our work, tadpolelike silicon nanoparticles like constructed with multicrystalline heads and amorphous tails were created by a single fs-pulse laser shot with high brightness. This is also the first demonstration of the creation of a nanosized connection of multicrystalline silicon with amorphous silicon. High-purity silicon wafers (KOMATSU) were used as silicon targets, which were irradiated by the laser with high brightness. In the fs-pulse laser ablation experiments, the pulsed laser of 800 nm wavelength, pulse duration of 50 fs, repetition rate of 10 Hz, and energy of 10 mJ, delivered from the Ti-sapphire laser system (TERALITE UNC: HOYA Continuum Co.) was used. In ps-pulse laser ablation experiments, we used the pulse laser of 1060 nm wavelength, pulse duration of 160 ps, repetition rate of 10 Hz, and energy of 10 mJ delivered from the YAG laser having a Brillouin pulse compressor system (SL312P: EKSPLA Co.). The focused laser beam on the silicon target was approximately 20 μm in diameter, as estimated using a CCD imaging system, by the off-axis parabola mirror mounted in the vacuum chamber (Fig. 1). Each irradiated intensity of the laser beam on the target was estimated to be approximately $8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ and $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ for the fs-pulse laser and ps-pulse laser, respectively. Note that the fs laser had a prepulse of about $8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ intensity. The prepulse illuminated the target 12.5 ns before the main pulse arrived, resulting the creation of a preformed plasma.¹²⁾ Scattered ablated particles were collected by the copper mesh and the copper mesh with carbon thin films

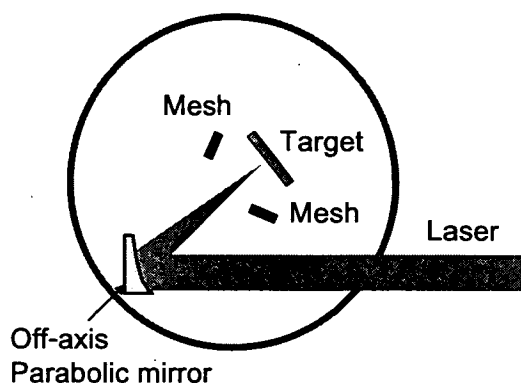


Fig.1. Schematic experimental set-up

mounted in the vacuum chamber under $2.6 \times 10^{-4} \text{ Pa}$.

Scattered ablated particles on the silicon substrate were collected by the replica method. The distance between the target and the copper mesh was about 130 mm. Ablated particles or fibers were observed and analyzed using an analytical transmittance electron microscope (JEM200CH: JEOL Ltd.) and a high-resolution transmittance electron microscope (JEM2000EX: JEOL Ltd.). In the ablaters observed using the analytical transmittance electron microscope (TEM) from the silicon target irradiated by the fs-pulse laser, sub-micrometer particles and fibers of silicon were observed. In the ablated particles on the silicon substrate, many tadpolelike particles were observed, while in the ablated particles on the carbon thin films, fibers smaller than those on the silicon substrate were

observed. The fiber structure seems to be a broken tail of a tadpole. The width of the fiber was between 20 nm and 200 nm. On the other hand, the head of the tadpole was about 500 nm in diameter and the tail was 200 nm in width and more than 600 nm in the length. Clear grain images were observed in the head of the tadpole but not in the tail (Fig. 2(a)). In the electron diffraction pattern (Fig. 2(b)) at the head of the tadpole, many clear diffraction spots, due to the multicrystalline structure, were observed. Each spacing of the lattice planes calculated from this diffraction pattern was correspondent to the d-value of silicon plane of (111), (220), and (311). In the electron diffraction pattern at the tail of the tadpole, two diffuse diffraction rings, due to the amorphous or microcrystal structure, were observed.

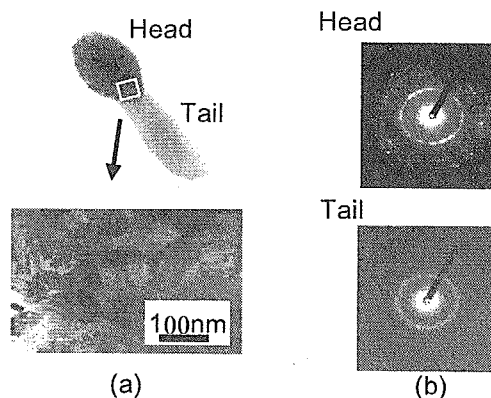


Fig. 2. TEM image and diffraction patterns

In the ablaters from the silicon target irradiated by the ps-pulse laser, only multi-crystalline particles between 5 nm and 200 nm in diameter were observed. Neither tadpoles nor fibers were seen. In almost all the particles, many clear diffraction spots were observed.

It is well-known that in a ns-pulse laser ablation or fs-pulse laser ablation of silicon with low irradiation intensity⁸⁾, spherical amorphous particles between a few nm and a few μm in diameter were ablated from a silicon target. In this experiment, we showed tadpolelike particles consisting of multicrystalline silicon and amorphous silicon by a single intense laser irradiation. In the case of a fs-pulse laser ablation of a silicon with a low irradiation intensity of $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ and a low fluence of 5 J/cm^2 , only nano-particles with radii of 5-10 nm are generated and deposited. However, in our case with a high irradiation intensity of $8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ and a high fluence of $3 \times 10^3 \text{ J/cm}^2$, tadpoles with lengths of more than $1 \mu\text{m}$ are observed. To understand the mechanism of silicon tadpole creation, more detailed experiments are necessary. We assume that the tadpole creation process is closely related to the high laser plasma temperature and the high-speed scattering of the silicon ablaters.

This is for the first time that tadpolelike particles consisting of multicrystalline silicon and amorphous silicon are obtained by a single intense laser irradiation. The new method for the quick creation of silicon nanofibers by high intensity laser irradiation can be used for the industrial production of silicon nanomaterials.

References and Notes

- 1) J. Kruger, et. al.: Appl. Surf. Sci. **129** (1998) 892.
- 2) H. O. Jeschke, et. al.: Appl. Surf. Sci. **197** (2002) 839.
- 3) M. K. Spyridaki, et. al.: Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 1474.
- 4) Q. M. Lu, S. S. Mao, X. L. Mao and R. E. Russo: Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 3072.
- 5) V. Craciun, et. al.: Appl. Surf. Sci. **186** (2002) 288.
- 6) G. Dumitru, et. al.: Appl. Surf. Sci. **222** (2004) 226.
- 7) A. M. Morales and C. M. Lieber: Science **279** (1998) 208.
- 8) S. Amoroso, et. al.: Appl. Phys. Lett. **84** (2004) 4502
- 9) T. Bahners, et. al.: J. Appl. Phys. **68** (1990) 1854.
- 10) M. S. Gudiksen, L. J. Lauhon, J. Wang, D. C. Smith and C. M. Lieber: Nature **415** (2002) 617.
- 11) D. T. Colbert, et. al.: Science **266** (1994) 1218.
- 12) A. Sagisaka, et. al.: Appl. Phys. B **78** (2004) 919.



4.16 表面活性化手法による光学素子接合技術の開発
**Developments of a bonding technique for optical materials
by a surface activation method**

杉山 僚^a、小田知弘^b、阿部智之^b、楠 勲^b

^a 日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Akira SUGIYAMA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

^b アユミ工業株式会社

〒671-0225 兵庫県姫路市別所町家具町 60 番地

Tomohiro ODA, Tomoyuki ABE and Isao KUSUNOKI

Ayumi Industry Co. Ltd.

60 Kagumachi, Bessho-cho, Himeji, Hyogo 671-0225 Japan

We started developing the laser crystal bonding by the surface activation method which can splice crystals together without using hydrogen bonding. For the surface activation, neutral argon beams were used for irradiation of specimens. In the bonding trials with sapphire crystals, we recognized possibility of the bonding method for optical elements.

Keywords: Surface Activation Bonding, Laser Crystal, Sapphire, Etching Rate

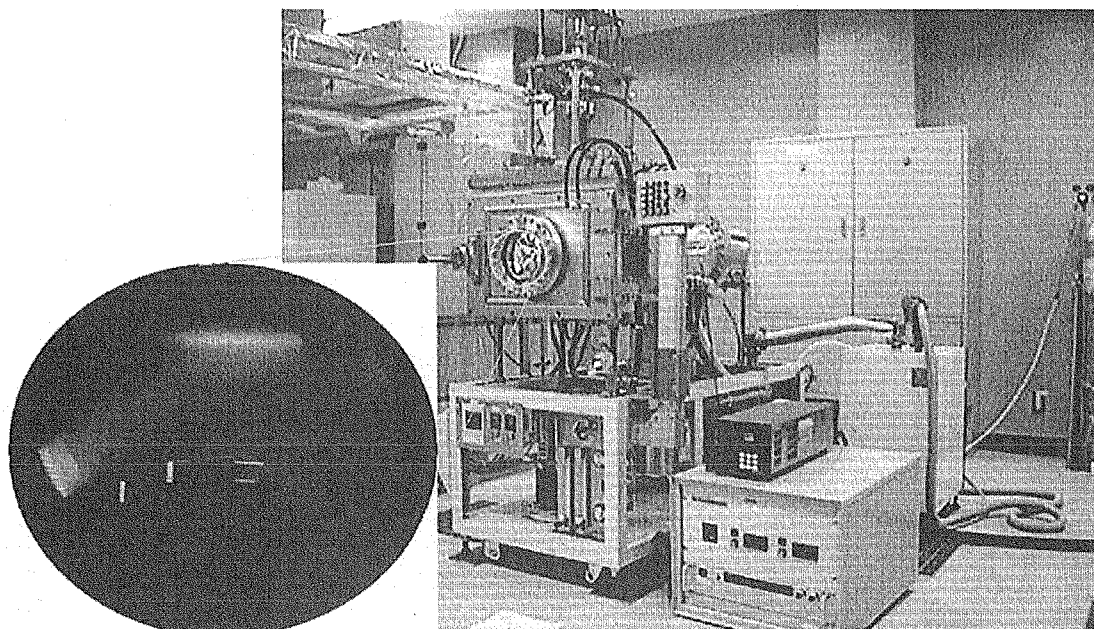
1. はじめに

光量子科学研究センターにおける次世代の超高ピーク出力レーザーを開発する上で、耐熱性の高い光学素子や複合的な光機能を誘発できる新たな光学素子を開発することは必要不可欠である。我々はこの実現に向けて、今回新たな接合技術の開発を行っている。水素結合を用いた従来の結晶接合法[1-4]と原理的に全く異なる表面活性化法では、接合表面をビーム照射によってエッチングすると共にダングリングボンドを形成させることで、原子間引力による接合を界面に生じさせる。このため、高真空容器の中に置かれた2式の中性アルゴンビーム発生機構によって、サンプルの接合表面を同時に照射しつつ常温で接合するための表面活性化接合装置を製作した。

表面活性化法では、ビーム照射によって生じる表面の構造変化を把握することが重要である。そこでサンプルに単結晶サファイアを用いて、照射後表面の段差測定からエッチングレートを測定した。さらに、直径2インチのサファイア板を用いた接合試験を行った。

2. 表面活性化接合装置の製作

当装置は、超高真空容器内に配置された活性化のための FAB (Fast Atom Bombardment: 高速原子照射) ユニット・電源、均一温度で全面を加熱するためのヒーター内蔵サンプルホルダー、接合する際にサンプルに圧力を印加するための加重機構、FAB を安定に照射するために必要な真空環境を達成するための高い排気速度を備えた排気系および測定・制御系、ならびにガス・冷却水供給系、架台等から構成される。Fig. 1 に製作した装置を示す。



アユミ工業株式会社製 (姫路市)

Fig. 1

3. エッチレート測定

ドライエッチングに用いたアルゴンイオンビーム照射でのエッチレートは、加速電圧 0.2keV、ビーム電流 10mA において、およそ 30 nm/h であった[3-4]。イオンビームを酸化物に照射すると、チャージアップが生じる。そのため、帯電後のサンプル表面をイオンビームで照射しても反跳によって、スパッタリングの効果は初期に比べて低下してしまう。一方、今回製作した表面活性化接合装置の FAB ユニットから発生する中性アルゴンビームは、イオンビームを発生させた後に電荷交換反応によって中性化されたビームである。従って、イオンが完全に除去されたビームではなく、正電荷が数パーセント程度存在していると思われるが、絶縁体・誘電体等の光学結晶のエッチングには、最も適したビームであると考えられる。今回製作した中性アルゴンビーム照射による単結晶サファイアのドライエッチング試験を行ない、単結晶サファイアのエッチレートを測定した。サンプルの一部を薄いシリコン板で覆った後にアルゴンビームを照射した。この際にサンプル表面に現れる段差を(Accrettech 社: SURF COM 3000A)にて計測した。各照射条件におけるエッチレートの測定結果を Fig.2. に示す。

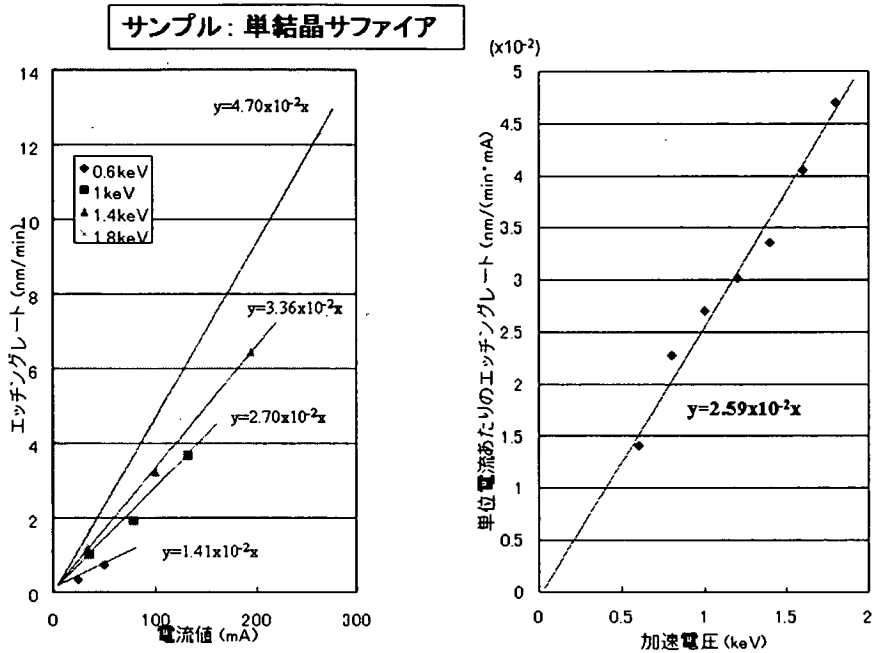


Fig.2

Fig. 2 に示したグラフから、加速電圧 0.2keV、ビーム電流 10mA では、およそ 3 nm/h と推測される。この値は、以前のアルゴンイオンビームによる測定値の 1/10 と小さいが、用いたサンプルが異なるため、単純に比較することはできない。

Fig.2 の測定結果をもとに、加速電圧 1keV 及び電流 80mA の照射により 30nm エッチングした状態で接合試験を行った。その結果、Fig.3(a)に示すように、常温接合時にサンプル中央部に未接合部分が生じたが、接合後におよそ 50 時間の高温熱処理を行うことで、接合界面の原子が熱拡散し未接合部が消失した (Fig. 3 (b) 参照)。

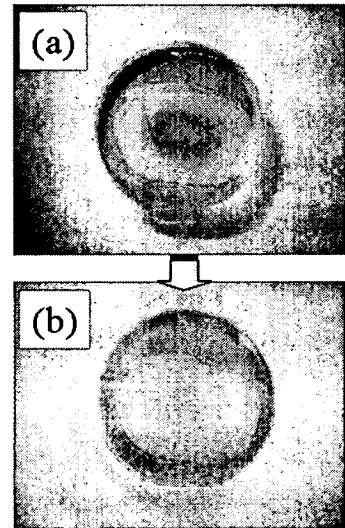


Fig.3

4. 結論

常温での結晶接合を行なうための表面活性化接合用装置を製作した。表面活性化のための中性アルゴンビームによるサファイア結晶のエッチング測定からエッチングレート y は、 $y = 2.59 \times 10^{-2} X$ (加速電圧) (nm/(min·mA)) で与えられることがわかった。サファイア結晶の接合試験から、接合時に生じたボイドは高温処理によって消失できる結果を得た。

5. 参考文献

- [1] A. Sugiyama, et. al., Appl. Opt., 37 (1998) 2407-2410.
- [2] A. Sugiyama, et. al., technical digest, CLEO/Pacific Rim 2001, WH3-3 (2001) pp. II 460-461.
- [3] A. Sugiyama, et. al., Proc of SPIE., 4944 (2002) 361-368.
- [4] A. Sugiyama, et. al., J. Mater. Sci.: Materials in Electronics, 15 (2004) 607-612.



4.17 極短パルス発生用フッ化物レーザー結晶の育成技術開発
Developments of Fluoride Crystals Doped with Yb Ions
For Ultra Short Pulse Lasers

杉山 儼^a、桂山政道^b、安齋 裕^b

^a 日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Akira SUGIYAMA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

^b 三井金属鉱業株式会社 総合研究所
〒362-0021 埼玉県上尾市原市 1333-2

Masamichi KATSURAYAMA, Yutaka ANZAI

Corporate R & D Center,
MITSUI Mining & Smelting Co. LTD.
1333-2 Haraichi, Ageo-shi, Saitama 362-0021 Japan

Laser crystals of LiYF_4 (YLF) doped with 5 ~ 64 at-% of trivalent ytterbium ions (Yb^{3+}) were grown by a vertical Bridgman method. We derived seven energy levels from the $^2F_{7/2}$ and $^2F_{5/2}$ manifolds of Yb^{3+} : YLF by the crystal-field analysis from which we explain the observed polarized absorption and emission spectra. The intrinsic broad and complicated spectra of Yb^{3+} : YLF are attributed to the strong coupling of the 4f electrons with lattice vibration of the crystal.

Keywords: Yb:YLF, Laser Crystal, Crystal Growth, Bridgman Method, Spectroscopy, Energy Levels, Crystal-field Parameters

1. Introduction

Laser crystals doped with Yb^{3+} ions including Yb^{3+} -doped LiYF_4 (YLF) [1, 2] are of interest for the development of advanced high-peak power lasers as Yb^{3+} : YLF crystal has broad emission spectrum and negative refractive index change with increasing temperature [3, 4]. In usual case, YLF laser crystals doped with rare earth ions have been grown by the Czochralski method that requires continuous supply of hazardous HF or CF_4 gas. Compared with this method, the simple Bridgman method might have economical benefit in case of the crystal enlargement. In addition, in spite of distinct information of the Stark sub-manifolds energy levels is essential for the laser crystal evaluation, various data of Yb^{3+} : YLF have been reported [1, 2, 6, 7]. From these viewpoints, we have tried to grow Yb^{3+} : YLF by the Bridgman method and have studied its spectroscopic properties.

2. Experimental procedure

YLF crystals doped with Yb^{3+} of 5, 10, 20, 40 and 60 at-% were grown by our original built of two-zone resistance heating furnace using the Bridgman-Stockbarger technique. From previous works, we improved the temperature gradient by adjusting heater currents and modified insulator configuration surrounding the crucible to realize the suitable temperature condition of 30 ~ 40 K/cm.

The as-grown crystal boules were 11 cm total length, and about a half length had transparent crystal. We extracted specimens from each boule and measured the lattice constants by the XRD analyzer, the amount of Yb ions by inductively coupled plasma atomic emission spectroscopy (ICP-AES), and other properties. These data are summarized in Table 1.

Table 1

Specimens	Yb conc. (at-%)	Density (g/cm ³)	Yb ions (/cm ³)	Lattice const.	
				a (Å)	c (Å)
$\text{LiYb}_{0.05}\text{Y}_{0.95}\text{F}_4$	4.45	4.08	6.21×10^{20}	5.1691	10.7300
$\text{LiYb}_{0.1}\text{Y}_{0.9}\text{F}_4$	9.23	4.18	1.29×10^{20}	5.1670	10.7226
$\text{LiYb}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{F}_4$	20.67	4.32	2.90×10^{21}	5.1623	10.7028
$\text{LiYb}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_4$	41.02	4.61	5.78×10^{21}	5.1560	10.6718
$\text{LiYb}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{F}_4$	63.88	5.14	9.06×10^{21}	5.1495	10.6419

The optical absorption spectra and emission spectra were measured by a spectrometer in the temperature range of 15 to 300 K. Before the measurements, Yb^{3+} : YLF samples were polished to a thickness less than 1 mm and mounted in a copper block installed in a cryogenic refrigerator. In the emission measurements, the excitation beam from a polarized laser diode was focused into the sample. In the absorption measurements, the probe beam emitted from a xenon lamp was filtered by a monochromator. In the optical measurements, the spectral resolution was less than about 10 cm^{-1} in wave number.

3. Experimental results and discussion

In our polarized absorption and emission spectra measurements, some spectral structure could be seen as the temperature decreases, however, we could not find the distinctive structure corresponding to each transition between two manifold levels even at the lowest temperature of 15 K. Yb ions would have strong interaction with the surrounding YLF crystal lattice.

Fig. 1 shows the absorption spectra in two different polarizations. The zero phonon level (ZPL) corresponding to the transition of E1 to E5 is found in the 10288 cm^{-1} . As the site of Yb^{3+} in YLF is S_4 symmetry, degenerated Kramer's doublets written in the irreducible representations are assigned to each Stark splitting level. According to the selection rules for the transition of E1 to E7, ,, polarized transition is allowed by electric and magnetic dipoles, on the other hand, ,, polarized transition is only allowed by magnetic-dipole. Since the electric-dipole transition probability is quite larger than the magnetic-dipole transition probability, it is concluded that the

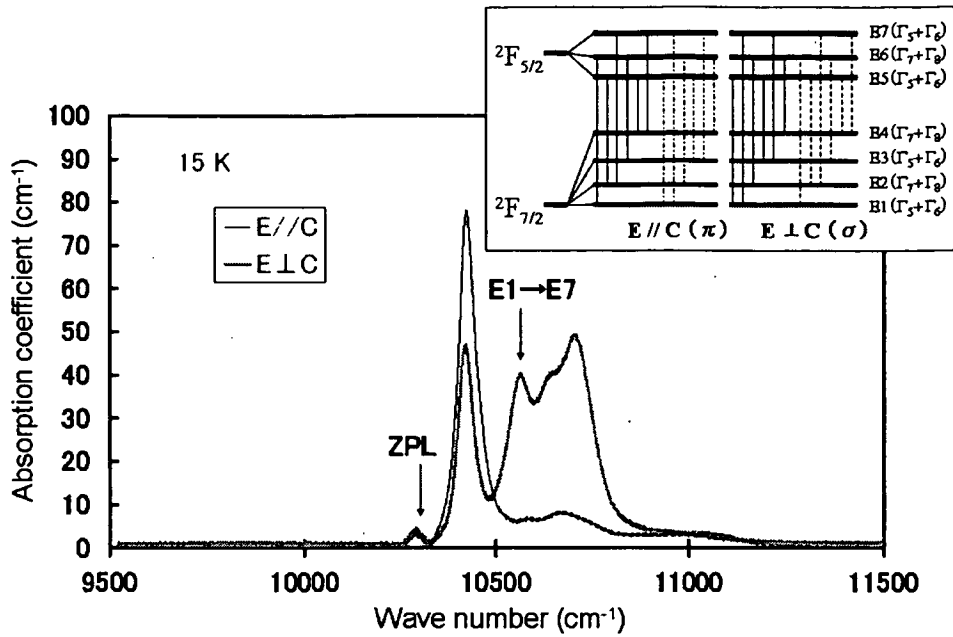


Fig. 1

large signal measured in π polarization of around 10600 cm^{-1} corresponds to the transition of E1 to E7. We consider crystal-field energy levels of $\text{Yb}^{3+}:\text{YLF}$. The Hamiltonian for S_4 symmetry is given by

$$H_{CF} = B_0^2 C_0^{(2)} + B_0^4 C_0^{(4)} + B_0^6 C_0^{(6)} + B_4^4 C_4^{(4)} + (B_4^6 + B_4'^6) C_4^6$$

where all symbols are defined in Ref. [5]. To obtain the crystal-field splitting of ${}^2F_{7/2}$ and ${}^2F_{5/2}$ states, we used the results of reduced matrix elements and 3-j and 6-j symbols.

Table 2 presents the calculated crystal-field parameters by the point charge model, together with the results by Brown [10]. One large discrepancy is found in the B_4^6 imaginary parameter. We can not explain the reason of difference, and further improvement of the model would be required. Table 2 also summarizes the energy levels calculated with our optimized parameters and energy levels assigned by various scientists.

Table 2

		Crystal-field parameters (cm^{-1})						
		B_0^2	B_0^4	B_0^6	B_4^4	B_4^6	$B_4'^6$	references
		285	-560	- 10	530	350	960	this work
		284	-432	- 11	585	283	35	[10]
		${}^2F_{7/2}$ (cm^{-1})				${}^2F_{5/2}$ (cm^{-1})		
E1	E2	E3	E4	E5	E6	E7	references	
0	236	398	449	10288	10409	10566	Calculated	
0	237	375	477	10288	10420	10570	Experimental	
0	216	371	479	10288	10409	10547	[1]	
0	212	364	455	10259	10399	10533	[2]	
0	235	366	456	10259	10404	10628	[6]	
0	224	359	438	10270	10400	10730	[7]	

The experimental data well support to the results reported by Refs. [1] and [2]. In the comparison of our results and Refs. [6] and [7], the discrepancy is found in the E7 level. Fig.2 shows computer deconvolution of the assigned transition levels and vibronic transitions based on Raman active spectra measured in YLF crystal [8, 9].

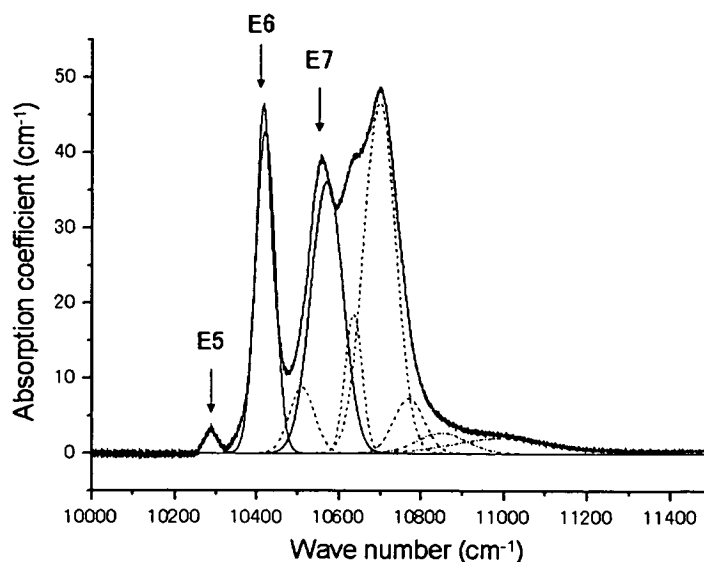


Fig. 2

Since the phonons couple with different electronic levels, the corresponding vibronic spectra appear in the absorption spectrum, giving rise to the complicated and broad spectra. The 10730 cm^{-1} line in Ref. [7] is suggested to arise from coupling with the vibration mode of crystal lattice (see Fig. 2).

4. Conclusions

We have succeeded in the YLF crystal growth doped with Yb^{3+} ions of 5 ~ 64 at-% by the simplified Bridgman method. Optical absorption and emission spectra were measured at 15 ~ 300 K. We performed the crystal-field analysis based on the S_4 symmetry of Yb^{3+} in YLF to explain the observed emission and absorption spectra, and we derived seven Stark splitting energy levels. Our results were consistent with the result by Brown et al. We have also explained the complicated and broad absorption spectrum of Yb^{3+} : YLF by means of the deconvolution of the electric transition and vibronic mode.

References

- [1] E. A. Brown, Harry Diamond Laboratories Reports TR-1932 (NTIS #091252) (1980).
- [2] J. E. Miller, E. J. Sharp, J. Appl. Phys. 41 (1970) 4718.
- [3] L. D. DeLoach, et. al., IEEE J. Quantum Electron. 29 (1993) 1179.
- [4] C. Stewen, M. Larionov, A. Giesen, k. Contag, OSA TOPS 34 (2000) 35.
- [5] B. G. Wybourne, Spectroscopic Properties of Rare Earths, Interscience publisher, NY (1965).
- [6] A. K. Kupchikov, B. Z. Malkin, A. L. Natadze, A. I. Ryskin, Sov. Phys. Solid State 29 (1987) 1913.
- [7] N. Uehara, K. Ueda, Y. Kubota, Jpn. J. Appl. Phys. 35 (1996) L499.
- [8] S. A. Miller, H. E. Rast, H. H. Caspers, J. Chem. Phys. 52 (1970) 4172.
- [9] S. Salaun, et. al., J. Phys.: Condens. Matter 9 (1997) 6941.
- [10] E. A. Brown, Harry Diamond Laboratories Reports TR-1934 (NTIS #0900976) (1980).



4.18 小型高繰り返し・極短パルスフェムト秒増幅システム
Compact ultra-short pulse femtosecond amplified system at
high repetition rate

高砂 一弥、住吉 哲実、為我井 昌司、関田仁志

サイバーレーザー株式会社

〒135-8070 江東区青海 2-38 テレコムセンタービル 2階

Kazuya TAKASAGO, Tetusmi SUMIYOSHI, Yusuke TAMAKI,

Masashi TAMEGAI, Hitoshi SEKITA

Cyber-Laser Inc.

Telecom Center Building 2F, 2-38 Aomi Koto-ku, Tokyo 135-8070, Japan

青山 誠、横山 啓一、杉田 明宏、井上 典洋、山川 考一

日本原子力研究所 関西研究所 光量子化学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Norihiro INOUE, Junji KAWANAKA, Makoto AOYAMA, Koichi YAMAKAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We started to develop a compact high repetition rate and ultrashort pulse femtosecond amplified system for material processing and scientific applications. Ti:sapphire crystal in the laser system is cooled to reduce the effects of the thermal lens in the crystal, which cause instability of the laser output. We obtained 7.6 W power in the amplifier with the spectrum width of over 50 nm from the amplifier when pumping green power was 18 W. When the efficiency of the compressor is 55%, we can obtain over 4 W with the pulse duration of sub-25-fs. Our final goal is 2 mJ, 20 fs laser system at 5 kHz (10W) and 1 kHz system is this year's goal (2 W).

Keywords : Ultrashort pulse, material processing, thermal lens

1. はじめに

フェムト秒レーザーパルスは、照射ターゲット上で極めて高強度電界が得られ従来のレーザー加工にない性能が得られるため、魅力的な応用が期待されていたにもかかわらず、従来色素媒質を使用していたことから、①取り扱いが困難、②安定性が悪い、③寿命が短い等の理由から、フェムト秒レーザーの専門家以外が使用するの是非常に困難であり、広く普及することはなかった。1985年に Moulton によって Ti サファイアレーザー結晶が発明されたことにより大きく進展した。全固体レーザー装置を構成することが可能となり、製品化も進み、高安定なフェムト秒パルスを比較的容易に手に入れられるようになってきた。これにより、従来のナノ秒レーザーパルスを用いた場合、実現できなかった①非熱加工プロセスによる超微細加工、②理化学分野におけるたんぱく質などの時間過渡解析などの研究が近年注目を集めている。しかしながら、光学特性、特にエネルギー、時間幅を 30fs 以下に維持したまま高繰り返しを実現することが困難であったため、これらの応用の進展

が遅くなっていた。理化学分野における物質の構造解析においては、20fs 以下の短パルスの光の適用が希求されており、高繰り返しかつ高エネルギーであることも必要条件となっている。理化学界における 20fs 以下のパルスの応用例として、日本原子力研究所・横山らにより、セシウム原子の選択的励起が報告されているが[1]、発振器を用いた実験であり、完全励起するためには、増幅パルスを高繰り返しで使用する必要がある。本共同研究では、金属への加工（必要エネルギー2 mJ、繰り返し 5 kHz 以上）、理化学分野における物質の構造解析・反応制御に応用可能な 5 kHz、2 mJ、20 fs のレーザーシステムの構築を行う。

平成 15 年度よりサイバーレーザー社と日本原子力研究所・関西研究所にて、上記レーザーの開発を目的として、下記スケジュールで共同研究をスタートした。本発表では、平成 16 年度の中間研究成果として、再生増幅器の設計・特性について発表する。各年度の開発目標としては、下記のようになっている。

- 平成 15 年度 1 kHz、2 mJ 再生増幅システムの構築
- 平成 16 年度 5 kHz、2 mJ 増幅システムの構築への方策決定
- 平成 17 年度 5 kHz、2 mJ、20 fs 増幅システムの構築

2. 本開発の特徴

	再生増幅器＋ マルチパスアンプ	1段再生増幅器 (or マルチパスアンプ)	発振器
繰り返し周波数	単発～100Hz	1kHz～100kHz	1MHz～100MHz
パルスエネルギー	10mJ～100J	10 μ J～1mJ	～1nJ

世界各所で高平均出力フェムト秒レーザー装置が開発されているが、表1の3つの方向性で行われている。再生増幅器に加え、マルチパスアンプにて増幅させる手法は、日本原子力研究所が世界の最先端を行っており、1998年に10 Hz、3.3 J(圧縮前)、19 fs のシステムが完成しており、現在共同施設として使用されている。発振器から高平均出力フェムト秒を直接得る方法もあるが、繰り返し周波数が 100 MHz 程度と非常に高いため、パルスエネルギーとしては数 μ J と加工・物質の構造解析に使用できるレベル(数 10 μ J 以上)と比較して低いため、通信、ガラス材料への導波路書き込みなどの応用に限られる。今回開発する 5kHz、2 mJ、20 fs のレーザーシステムは、いくつかの大きな技術課題があったため、これまで開発されてきていない領域である。

3. 実験結果

1段の再生増幅器のみで 20 W の出力を得るためには、結晶内での熱のマネジメントを行う必要がある[2]。①共振器を熱の排熱の変化に対して許容を大きくすること、②共振器設計においては、共振器モード

ボリュームと励起ボリュームのオーバーラップを増大させ、高効率光-光変換による排熱量の抑制が重要となる。また、光学系の保護の観点から、波長板、偏光板等の光学系上でビームサイズを大きくする必要もある。上記、①、②の問題を解決するためには、Ti サファイアレーザー結晶内での熱レンズの焦点距離をできるだけ長くすることが重要な要素である。レーザー結晶内での熱レンズ f は、下記の式で与えられる。

$$f = K \times A / 2P_a \times (dn/dT)^{-1}$$

ここで、 K は熱伝導率、 A はレーザーの集光面積、 P_a は注入熱量、 dn/dT は、屈折率の温度に対する傾きを表す。この式によると熱レンズを長くするには、熱伝導率が大きく、 dn/dT が小さい方がよいことが分かる。

表3: 結晶温度による熱レンズの焦点距離の変化

温度	熱伝導率(W/mm)	dn/dT	熱レンズの焦点距離(mm)
290	0.046	1.3×10^{-5}	22
80	0.96	1.8×10^{-6}	3280
30	20.7	1.8×10^{-6}	70700
銅	290	0.4	
	80	0.57	
	30	4.3	

サファイアは、冷却を行うことで熱伝導率が大きくなり、 dn/dT が小さくなるため、熱レンズの焦点距離を長くすることが可能である。本システムでは、結晶を冷却することによって熱伝導性を高め、結果として熱レンズの焦点距離を 3000 mm 程度にしており、熱レンズが励起光パワーの変動、結晶の熱接触の変動によって 2000 mm~10000 mm に変化した場合においても励起光とのオーバーラップ効率が 95%以上であるような共振器構成を取っている。表3に結晶温度による熱レンズの焦点距離の変化を示す。比較のため金属で最も熱伝導のよい銅の熱伝導率の値も示すが、80K 以下に冷却すると銅よりも熱伝導率がよくなること分かる。

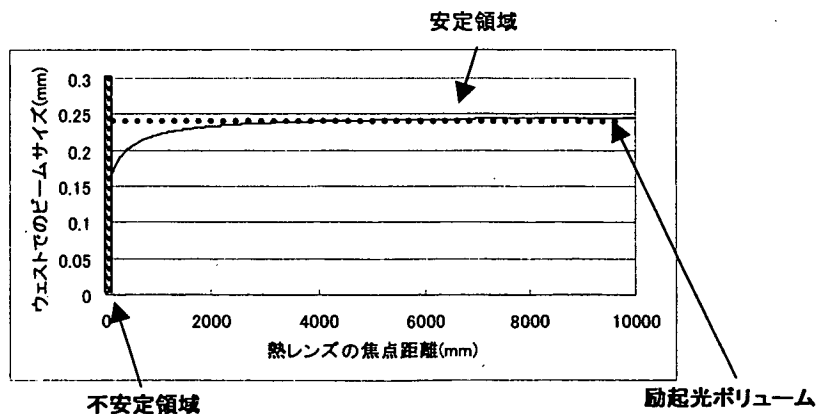


図1: 熱レンズに対するビームウエストでのビームサイズ依存性

図1に熱レンズの焦点距離に対するビームウエストでのビームサイズを書いたグラフを示した。熱レンズの焦点距離の変化に対するロバスト性が高いため、本構成は、5kHz に繰り返しを上げ、100W 以上の励起光を使用した場合にも適用可能である。また、これらの技術には、サイバーレーザー社製 FS-10 の結晶保持技術、結晶冷却技術、共振器設計技術が採用されている。

熱レンズの焦点距離が 100 mm 以上で安定領域にあり、高い安定性を確保できる。励起レーザーには、全固体 Nd:YLF レーザーを用い、最大 18W で励起した際に、内部蓄積パワー7.6 Wを得た。図2に 1 kHz 再生増幅器の励起パワーに対する内部蓄積パワー特性のグラフを示した。また、図3にスペクトル制御を行った結果のスペクトルを示した。本スペクトルのフーリエ限界パルスは、21fs であり、パルス圧縮器の透過率を 55%と仮定すると、ポッケルスセルでの切り出しを最適化することで、目標である出力エネルギー~2mJ、パルス幅~20fs を達成できると考える。図4に現在得られている自己相関波形を示す。現在は、初期実験データが得られたばかりの段階であり、52 fs とフーリエ限界のパルス幅よりは広がっているが、ストレッチャー、コンプレッサー、再生増幅器の更なる最適化(ストレッチャー構成、コンプレッサー構成、調整、ラウンドトリップ数などの最適化)により、短パルス化が可能であると考えられる。

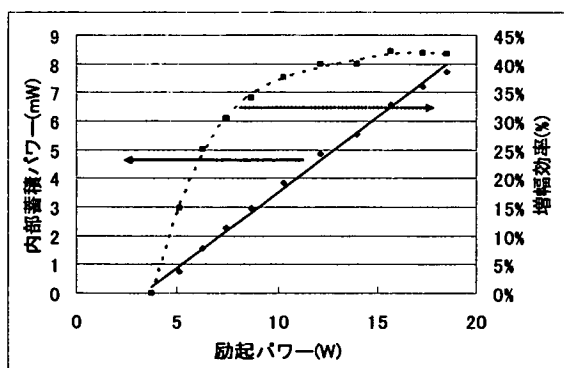


図2：増幅器の励起パワーに対する内部蓄積パワー及び増幅効率特性

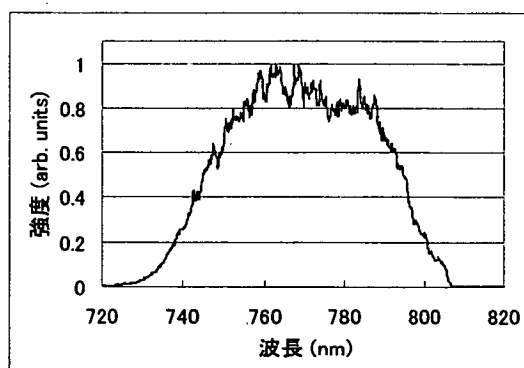


図3：増幅後のスペクトル (半値幅：58nm)

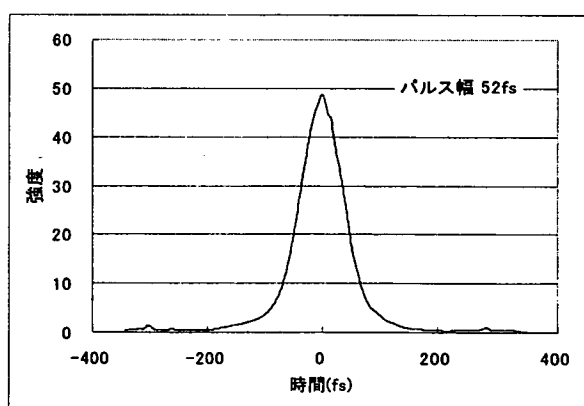


図4：自己相関波形 (パルス幅 52 fs)

参考文献

[1] K. Yokoyama, et.al, J. Chem. Phys., 120, 9446 (2004)
 [2] S. Backus, R. Bartels, S. Thompson, R. Dollinger, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, Opt. Lett., Vol. 26, pp. 465 (2001)



4.19 軟 X 線光学素子の分光学的評価研究
- Cr/Sc 多層膜の生成と評価 -

**Spectroscopic Evaluation Researches on Soft X-Ray Optical Elements
- Fabrication and Evaluation of Cr/Sc Multilayers for Soft X-Ray Mirrors -**

石野 雅彦, 小池 雅人, 依田 修

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Masahiko ISHINO, Masato KOIKE, Osamu YODA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute,
8-1, Umemidai, Kizu, Souraku, Kyoto 619-0215, Japan.

森谷 直司

(株) 島津製作所 基盤技術研究所
〒619-0237 京都府相楽郡精華町光台 3-9

Naoji Moriya

Technology Research Laboratory, Shimadzu Corporation,
3-9, Hikaridai, Seika, Souraku, Kyoto 619-0237, Japan.

佐野 一雄

島津エミット (株)
〒541-0041 大阪市中央区北浜 2-5-23

Kazuo SANO

Shimadzu Emit Co., Ltd.,
2-5-23, Kitahama, Chuo, Osaka 541-0041, Japan.

We have fabricated and evaluated multilayers applied to optical elements such as x-ray mirrors. Multilayer mirrors were fabricated by means of the ion beam sputtering method. Chromium/Scandium (Cr/Sc) multilayer mirrors were fabricated by changing acceleration voltage and ion beam current of the Ar ion gun independently to evaluate the deposition condition on the multilayer structure and the optical property. The multilayer structure evaluated by x-ray diffraction measurements has proved that the Cr/Sc multilayer has the most stable structure when the ion gun has been operated at 800V and 50mA for acceleration voltage and beam current, respectively, and is suitable for the x-ray mirror.

Keywords: Cr/Sc multilayer, Ion beam sputtering, Ar ion gun power

表1 Cr/Sc 多層膜反射鏡の設計値と Ar イオンガンの運転条件および成膜速度

Cr/Sc 多層膜反射鏡 設計値	Ar イオンガン運転条件		成膜速度 (nm/min)	
	加速電圧： V_{Ar} (V)	イオン電流： I_{Ar} (mA)	Cr 層	Sc 層
周期長： $d = 2.20$ nm	1000	100	6.96	8.78
膜厚比： $\Gamma = d_{Cr}/d = 0.477$	1000	50	3.12	4.13
周期数： $N = 201$ (402 層)	800	50	2.57	3.37

1. はじめに

軟 X 線多層膜反射鏡の生成方法の一つにイオンビームスパッタリング法がある。イオンビームスパッタリング法は加速した希ガスイオンをターゲット材料に衝突させ、ターゲット表面から飛び出してくる粒子を基板上に成膜させるものである。イオンビームスパッタリング法は成膜速度が比較的遅い反面、制御性が良く、周期長が数 nm の多層膜を生成するのに適している。また、マグネトロンスパッタリング法に比べて高真空中で成膜を行うことができるので、膜中への不純物の混入を減少させることができる。イオンガンは一定の範囲で加速電圧およびイオン電流を変化させることが可能であり、磁気多層膜においては、スパッタ用イオンガンの加速電圧が磁気多層膜のもつ磁気抵抗効果に影響を与えることが報告されている[1, 2]。このことから、スパッタ用イオンガンの加速電圧（出力）により多層膜構造が変化し、多層膜反射鏡の光学的特性に影響を与えることが期待される。

そこで、我々は 3nm 程度以下の周期長をもつ短周期多層膜の成膜条件を検証するために、「水の窓」領域（波長: 2.3 - 4.4 nm）で高い反射率を実現している Cr/Sc 多層膜反射鏡[3]を用いて多層膜構造のイオンガン出力依存性を評価した。以下では Cr/Sc 多層膜の成膜条件および多層膜構造の評価と共に、軟 X 線反射率の測定結果についても述べる。

2. 実験

成膜装置はスパッタ用に Ar イオンガンを備えており、加速電圧およびイオン電流を独立に変化させることが可能である。表 1 に Cr/Sc 多層膜反射鏡の設計値とスパッタ用 Ar イオンガンの運転条件（加速電圧： V_{Ar} 、イオン電流： I_{Ar} ）、そして各運転条件での成膜速度を示す。Cr/Sc 多層膜反射鏡の各層の設計値は、それぞれ Cr 層厚 (d_{Cr}) が 1.05 nm、Sc 層厚 (d_{Sc}) が 1.15 nm であり、周期長 (d) に対する重物質 (Cr 層) の膜厚比 ($\Gamma = d_{Cr}/d$) は 0.477 となる。Sc の L 殻吸収端近傍（波長：3.1 nm）の波長領域において、斜入射角 45 度で高い反射率をもつように設計した。理想的な多層膜構造を仮定した理論計算[7]によると 60%程度の反射率が期待できる。

Ar イオンガンの加速電圧 (V_{Ar}) およびイオン電流 (I_{Ar}) を変化させることにより、各物質の成膜速度が変化する。成膜において、基板温度は制御していない。また、直径 2 インチの Si ウェハを基板として用いた。成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡の構造は $CuK\alpha_1$ 線 ($\lambda = 0.154$ nm) による X 線回折（反射率）測定により評価した。また、Cr/Sc 多層膜反射鏡の光学的特性評価は、立命館大学 SR センターに設置の軟 X 線光学素子評価装置[4]による軟 X 線反射率測定により行った。

3. 結果と考察

3-1. 多層膜構造

図1に各 Ar イオンガン運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡の X 線回折測定から得られた X 線反射率曲線を示す。反射率曲線の縦軸は連続的に移動させている。図中に挿入の数値は、各 Cr/Sc 多層膜反射鏡の Ar イオンガンの運転条件 (V_{Ar} - I_{Ar}) と反射率曲線に現れる Bragg ピーク位置から導出した多層膜の周期長を合わせて示している。

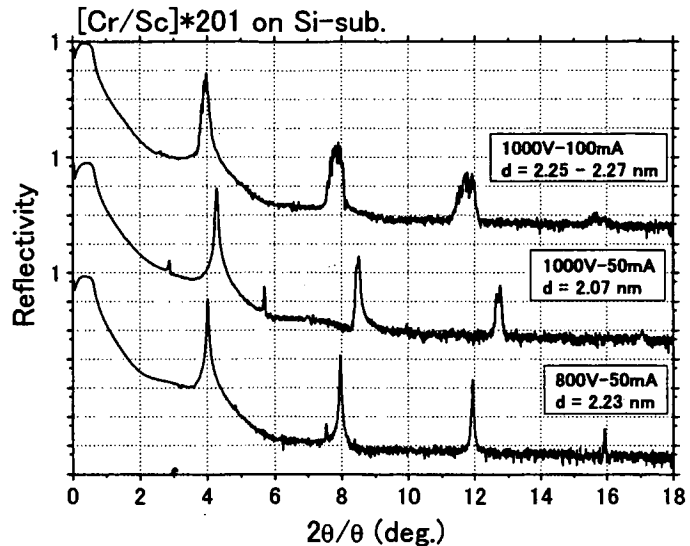


図1 各 Ar イオンガン運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜の X 線反射率測定値

1000V - 100mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡の X 線反射率曲線には 4 次の Bragg ピークまで現れているが、2 次よりも高次のピークは複数のピークに分裂している。これは、多層膜中に複数の異なった周期長をもつ構造が原因と思われる。このことから、1000V - 100mA の運転条件では安定した周期構造が形成されないことがわかる。1000V - 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡では、比較的シャープな Bragg ピークが観測され、Bragg ピークの分裂も 1000V - 100mA の条件で成膜した多層膜反射鏡ほど顕著ではないが、3 次のピークが 2 つに分裂している。また、4 次のピークは現れているが、かなり強度は小さいことから、周期構造に若干の乱れが生じているものと考えられる。一方、800V - 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡の X 線反射率曲線には明瞭な Bragg ピークが高い角度まではっきりと現れており、ピークの分裂も認められない。以上のことから、Ar イオンガンの加速電圧が 800V およびイオン電流が 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜が最も X 線反射鏡に適した良好な多層膜構造をもつことが確認できた。

また、各層の結晶性を評価するために高角 X 線回折測定を行った結果、全ての Cr/Sc 多層膜において結晶に由来する回折構造は認められなかった。このことから、Cr/Sc 多層膜の結晶性は、設計値程度の層厚（周期長）では、成膜時の Ar イオンガンの運転条件に依存せず、非晶質であることがわかった。

3-2. 光学的特性

図2に各 Ar イオンガン運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡の軟 X 線反射率の測定結果を示す。反射率測定は Sc の L 吸収端近傍（波長 3.1 nm）において、入射角を固定して波長を走査することにより行った。多層膜反射鏡に入射する X 線の偏光は s-偏光である。図中に示した角度は、反射率測定時の X 線の入射角（斜入射角）である。測定では、分光器から試料に入射する高次光成分を低減させるため、0.5 μm 厚の Ti フィルターを用いた。

1000V - 100mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡は、周期構造の乱れが大きく影響し、実験に用いた多層膜反射鏡の中では最も低い反射率となっている。また、反射ピークも複数認められる。これは X 線反射率曲線（図1）にある Bragg ピークの分裂と同一の原因（複数の周期長）

によるものと考えられる。1000V - 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡では、1000V - 100mA の条件で成膜した多層膜反射鏡に比べて一様な多層膜構造をもつことから、反射ピークの分裂は認められないが、反射強度は周期構造の乱れが影響により低くなっている。一方、800V - 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡は、良好な多層膜構造を反映して、実験に用いた多層膜反射鏡の中で最も高い反射率を実現している。ピーク反射率は約 23%あり、粗さを仮定した理論計算 [5]による検証から、この多層膜反射鏡の界面粗さは最大で約 0.5nm と評価された。Si 基板のもつ表面粗さが約 0.3nm であることから、この評価値は妥当なものと言える。

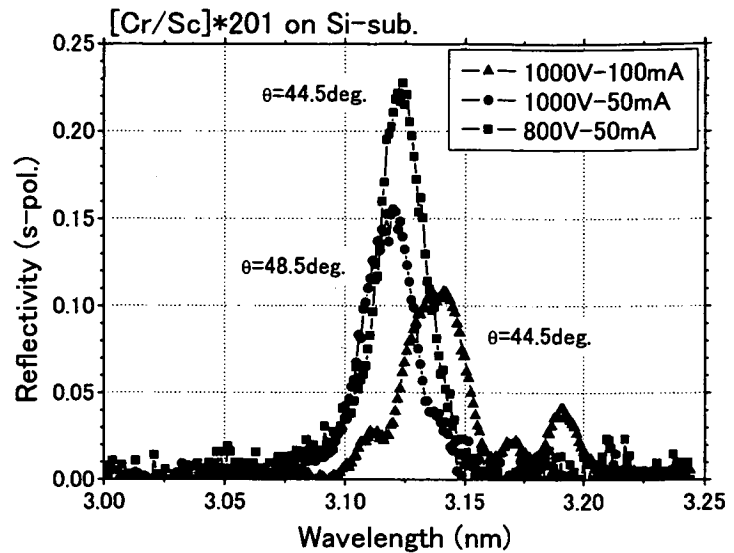


図2 各 Ar イオンガン運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜の軟 X 線反射率測定値

4. まとめ

3nm 程度以下の周期長をもつ短周期多層膜の最適成膜条件を導出するために、Cr/Sc 多層膜構造の Ar イオンガン出力依存性を評価した。Cr/Sc 多層膜の成膜は、スパッタ用 Ar イオンガンの加速電圧 (V_{Ar}) およびイオン電流 (I_{Ar}) を独立に変化させることで行った。

X 線回折測定による多層膜構造の評価から、加速電圧が 800V およびイオン電流が 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜が成膜多層膜中で最も X 線反射鏡に適した構造をもつことを確認した。また、放射光光源を用いた軟 X 線反射率測定から、800V - 50mA の運転条件で成膜した Cr/Sc 多層膜反射鏡が、成膜試料の中で最も高い軟 X 線反射率を有する。

今回導出した Cr/Sc 多層膜の成膜条件は、短周期多層膜の成膜においても安定した多層膜構造を実現するための重要なデータとなることから、波長 4 nm 領域用の化合物を用いた短周期多層膜反射鏡の開発[6]にも反映させたい。

参考文献

- [1] S. Schmeusser et al., J. Magn. Magn. Mater. **166**, 267 (1997).
- [2] Y. Saito et al., Appl. Phys. Lett. **60**, 2436 (1992).
- [3] K. Sakano et al., Proc. SPIE **3767**, 238 (1999).
- [4] M. Koike et al., Rev. Sci. Instrum. **73**, 1541 (2002).
- [5] CXRO-LBNL web site: http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/multi2.html
- [6] M. Ishino et al., Appl. Opt. **43**, 1849 (2004).

4.20 小型陽子・重イオンシンクロトロン用レーザーイオン源の開発

Development of the laser-plasma ion source
for compact cancer therapy accelerator

福見敦^{AB}, 黎忠^{AB}, 大道博行^B, 加道雅孝^B, 織茂聡^B, 林由紀雄^B, 西内満美子^B,
 匂坂明人^B, 小倉浩一^B, 森道昭^B, 中村衆^{BC}, 野田章^C, 岩下芳久^C, 白井敏之^C,
 頓宮拓^C, 竹内猛^C, 山崎淳^C, 伊藤宏之^C, 想田光^C, 根本孝七^D, 大石祐嗣^D,
 名雪琢弥^D, 桐山博光^B, 金沢修平^B, 青山誠^B, 赤羽温^B, 井上典洋^B, 辻公一^B,
 中井善基^B, 山本洋一^B, 小瀧秀行^B, 近藤修司^B, Sergei BULANOV^B,
 Timur ESIRKEPOV^B, 内海隆行^B, 長島章^B, 木村豊秋^B, 山川考一^B

放射線医学総合研究所 A

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センターB

京都大学化学研究所 C

電力中央研究所 D

Atsushi FUKUMI^{AB}, Zhong LI^{AB}, Hiroyuki DAIDO^B, Masataka KADO^B, Satoshi ORIMO^B,
 Yukio HAYASHI^B, Mamiko NISHIUCHI^B, Akito SAGISAKA^B, Koichi OGURA^B,
 Michiaki MORI^B, Shu NAKAMURA^{BC}, Akira NODAC^C, Yoshihisa IWASHITA^C,
 Toshiyuki SHIRAI^C, Hiromu TONGUC^C, Takeshi TAKEUCHI^C, Atsushi YAMAZAKI^C,
 Hiroyuki ITOHC^C, Hikaru SOUDA^C, Koshichi NEMOTO^D, Yuji OISHI^D, Takuya NAYUKI^D,
 Hiromitsu KIRIYAMA^B, Shuhei KANAZAWA^B, Makoto AOYAMA^B, Yutaka AKAHANE^B,
 Norihiro INOUE^B, Koichi TSUJIB^B, Yoshiki NAKAI^B, Yoichi YAMAMOTO^B,
 Hideyuki KOTAKI^B, Shuji KONDO^B, Sergei BULANOV^B, Timur ESIRKEPOV^B,
 Takayuki UTSUMI^B, Akira NAGASHIMA^B, Toyoaki KIMURA^B, and Koichi YAMAKAWA^B
 National Institute of Radiological Sciences^A,
 Advanced Photon Research Center Japan Atomic Energy Research Institute^B,
 Institute for Chemical Research, Kyoto University^C
 Central Research Institute of Electric Power Industry^D

Experimental studies for generating energetic ions were carried out using an ultra intense short pulse laser in order to investigate physical processes of the ion generation and to test various instruments for plasma diagnostics. The tantalum foil targets coated with and without CH layer on rear side were used for ion generation. As a result, the increases of proton number and maximum energy were observed by using the CH coated one. Although the reproducibility was not so good, an extremely collimated ion beam ($< 0.5^\circ$) was obtained by using circularly polarized laser beam.

Keywords : Heavy ion cancer therapy, Laser plasma, Ultra-short pulse, Thin foil,
 Ion acceleration

1. はじめに

近年、重粒子線癌治療の有効性が謳われ、重イオン加速器の普及を望む声が多く聞こえるようになったが、現状でその普及は不十分であると言わざるを得ない。重イオン加速器、特に炭素線用の加速器となると、そのサイズ及びコストがネックとなり、その普及を妨げている。そこで、放射線医学総合研究所では癌治療用重イオン加速器を小型化する事で、その普及を図るプロジェクトを開始した。本研究は加速器のイオン源部を担当し、レーザープラズマイオン源の開発を行う。照射強度 10^{18}W/cm^2 以上の超高強度レーザーで薄膜を照射したときに生じるレーザープラズマからは、核子当たり数 MeV 相当のエネルギーのイオンがレーザーの進行方向にコリメートして発生する事が知られており、これを加速器の入射器として採用すると、従来のシステムで用いられていた前段加速器(タンデム、線形加速器)を省略でき、大幅なサイズの縮小が可能になると期待されている。

レーザープラズマからの高エネルギーイオン発生原理の中で、よく知られたものとしてターゲット裏面の高温電子の作るシースモデルがある。すなわちターゲットに入射したレーザーパルスは、その表面にプラズマを発生し、プラズマ中の自由電子をその輻射圧で加速する。(文献[1, 2])加速された電子はターゲット裏面から飛び出し静電場を作る。この静電場によってターゲット裏面のイオンが加速されるとするモデルである。積極的にプリパルスを利用して望ましい形のプリプラズマを生成し、イオン加速を行う方法がいくつか提案されている(文献[3-5])。この中で薄膜ターゲットにプリパルスを照射し、アンダーデンスプラズマを作りレーザーエネルギーを電子のエネルギー、磁場のエネルギーに変換し静電場を発生・持続させ効率よくイオン発生を行おうとする試みを昨年開始している(文献[5])。

電子の作る静電場によってイオン加速がなされるわけだが、金属表面には水分や炭化水素などが付着しており、質量の小さいプロトンがより多く加速される。そこで、CH 膜を塗布したターゲットを用いてプロトン量を増やしたりする実験(文献[6])や、ターゲットを炭素などでコーティングし、加熱して水分を除去し、炭素イオン数を増加させる実験(文献[7])も報告されている。

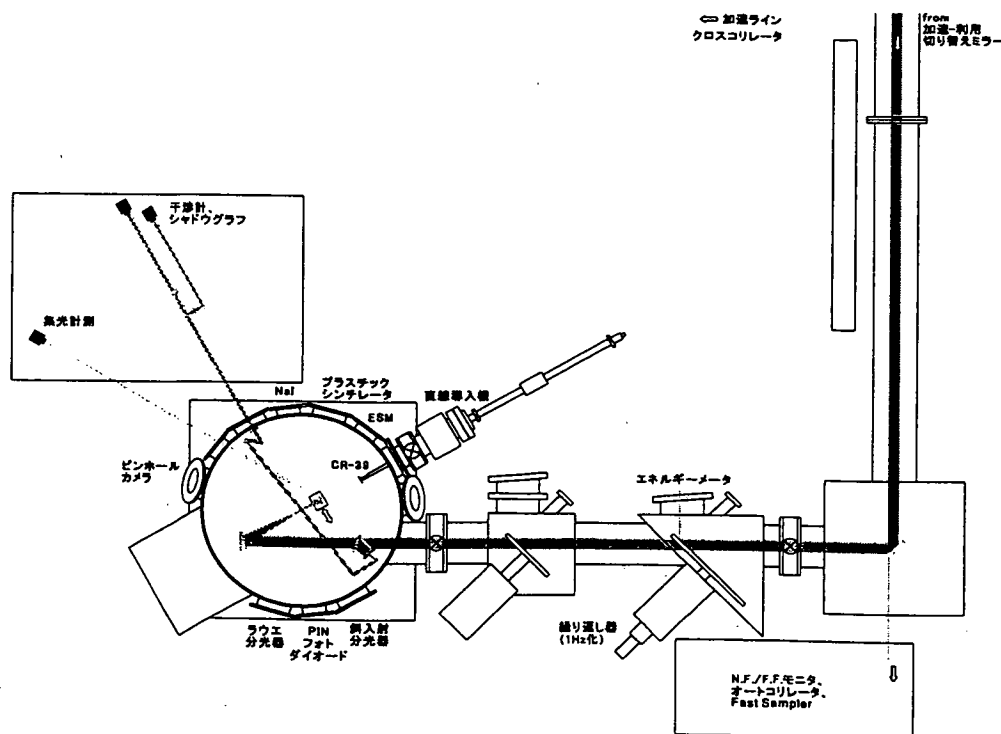


図 1. 実験セットアップ

2. 実験結果とその考察

2.1 実験装置

実験は日本原子力研究所関西研究所光量子科学研究センターの T³ レーザーシステムを用いて行った。実験セットアップを図 1 に示す。イオンの計測にはトムソンパラボラ、CR-39 飛跡検出器を使用した。また、イオン計測と並行して電子スペクトロメータ (ESM) による電子計測、斜入射分光器、ラウエ分光器、X 線ピンホールカメラ、NaI 検出器、電離箱などによる軟・硬 X 線の計測も行った。さらにポンプ・プローブ法による干渉計測を行いプラズマの密度分布測定を行った。

2.2 CH コーティングターゲット(二重層ターゲット)

ターゲットには、これまでタンタル箔を使用してきたが、今回、裏面に CH 膜(ポリパラキシレン)を 1 μ m 蒸着したものもショットし、生成イオン数の比較を行った。ターゲットはレーザーノーマル方向から 8°傾けて配置した。計測は CR-39 を使用し、0.8 μ m 厚の Al と 3.8 μ m 厚の Al で覆った。これらはプロトンのストップレンジで 100keV と 375keV に相当し、そのエネルギー以上を持つものが CR-39 にピットをつけることができる。CH コーティングなしのターゲットのとき、0.8 μ m 厚の Al で覆われた領域のみにピットが付いていた ($\sim 10^7$ ions/shot/sr)。他方、CH コーティングありのターゲットの場合、0.8 μ m 厚の Al で覆われた領域に多数ピットが付いており (10^9 ions/shot/sr 以上)、3.8 μ m 厚の Al で覆われた領域にもピットがついていた。結果として CH コーティングをすることで、最大エネルギーが上がり、プロトン数も 100 倍程度増えていることが分かった。

2.3 円偏光

$\lambda/4$ 波長板を用いて、レーザーの偏光面を円偏光に変えてのショットを行った。ターゲットはレーザーノーマル方向から 22°傾けて配置した。その結果、再現性は良くないが、非常に発散角の小さい (0.5°以下) ビームが観測された。

3. 展開

今回の実験結果では、金属膜と CH 膜の二重層ターゲットの有効性が示唆された。今後は、ターゲット最適化として、二重層ターゲット最適化-CH 層の厚み最適化-などの研究も進めていき、イオン発生実験を行って、イオン源の要素技術開発をまとめていく。

参考文献

- [1] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59, (1987) 52-55
- [2] W. L. Kruer and Kent Estabrook, Phys. Fluids 28, (1985) 430-432
- [3] Y. Sentoku et al., Appl. Phys. B 74, (2001) 207-215
- [4] Wei Yu et al., Phys. Rev. Lett. 85, (2000) 570-573
- [5] K. Matsukado, T. Esirkepov et al., Phys. Rev. Lett. 91, (2003) 215001
- [6] H. Kishimura et al., Appl. Phys. Lett. 85, (2004) 2736-2738
- [7] M. Hegelich et al., Phys. Rev. Lett. 89, (2002) 085002



4.21 高輝度X線の発生と医療応用 (その5)

Generation of high brightness x-ray and its medical applications (5th report)

柳瀬悦也¹、間久直¹、佐藤栄治¹、藤井貞夫¹、
Henryk Fiedorowicz²、小倉浩一³、大道博行³

1 川崎重工 技術研究所、2 ワルシャワ工大 電子光学研、3 原研 関西研

1 〒278-8585 千葉県野田市二ツ塚 118

2 Kaliskiego Street, Warsaw, 00-908, POLAND

3 〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Etsuya YANASE¹, Hisanao HAZAMA¹, Eiji SATO¹, Sadao FUJII¹,

Henryk FIEDOROWICZ², Koichi OGURA³, Hiroyuki DAIDO³

1 Technical Institute, Kawasaki Heavy Industries, Ltd.,

118 Futatsuzuka, Noda, Chiba, 278-8585

2 Institute of Optoelectronics, Military University of Technology,

2 Kaliskiego Street, Warsaw, 00-908, POLAND

3 Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute,

8-1, Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto, 619-0215

The double-stream gas-puff target driven by a nano-second laser pulse provides a good X-ray source in the water window spectral range. We measured the X-ray spectra in order to evaluate the performance as a laser produced plasma X-ray source for an X-ray microscope. The intensity of X-ray generation by using the double nozzle gas-puff target was as strong as that by using solid target. A laser produced plasma X-ray source using double-stream gas-puff target and a commercial Nd:YAG laser may be an efficient debris free X-ray source to be applied in a compact X-ray microscopy.

Keywords: Laser Plasma X-Ray, Experiment, Gas-puff Target, Double nozzle, X-Ray Emission, Spectrograph, Water window

1. 緒言

超高出力・超短パルスレーザー光源を用いた X 線利用の一環として、応用可能な分野に必要な X 線の特性や必要となる要素技術について明らかにし、ライフサイエンス分野で放射光源に代わる安価で小型の X 線源を用いた各種医療応用技術の開発を目指している。特に細胞生物学分野では、細胞を生きたままの状態を観察したいという要望が強い。一般に水の窓と呼ばれる 2.3~4.4 nm の酸素の吸収端と炭素の吸収端との間の波長領域を利用すると、生体中の炭素及び窒素と、水の酸素吸収とのコントラストが大きくなり生体試料の観察に適している。

本報では、デブリを低減できるダブルノズルガスパフをターゲットとして、小型 Nd:YAG レーザー (0.4J, 2ns) を用いた水の窓領域 X 線発生実験を行った結果について報告する。

2. 実験および実験結果

図1に実験配置を示す。レーザを真空容器中に入射し、軸外し放物面鏡でダブルノズルガスバフターゲットのノズル先端から約1mm離れた点に集光し、発生したX線を平面結像型の斜入射X線分光器(2400 grooves/mm)で計測した。また、比較のため固体ターゲット(Mo、Nb、Au)による実験も実施した。ターゲットガスとして1MPaのAr、Kr、Xe、N₂ガスを用い、ダブルノズル外側より噴出させるガイドガスとしてHeガスを用いた。また、ターゲットガスとガイドガスの噴出はX線発生量が比較的多い同時刻とした。

実験に使用したレーザ(EKSPLA社製SL312P)の出力は2ns、400mJであったが、ターゲットまでの光学系(レンズやビームスプリッタ)における損失を考慮すると、ターゲット上での照射エネルギーは約250mJと計算される。また、集光パターン(図2)より焦点の直径が20 μ mであると見積もることができ、これらより集光強度は約 4×10^{13} W/cm²と計算される。

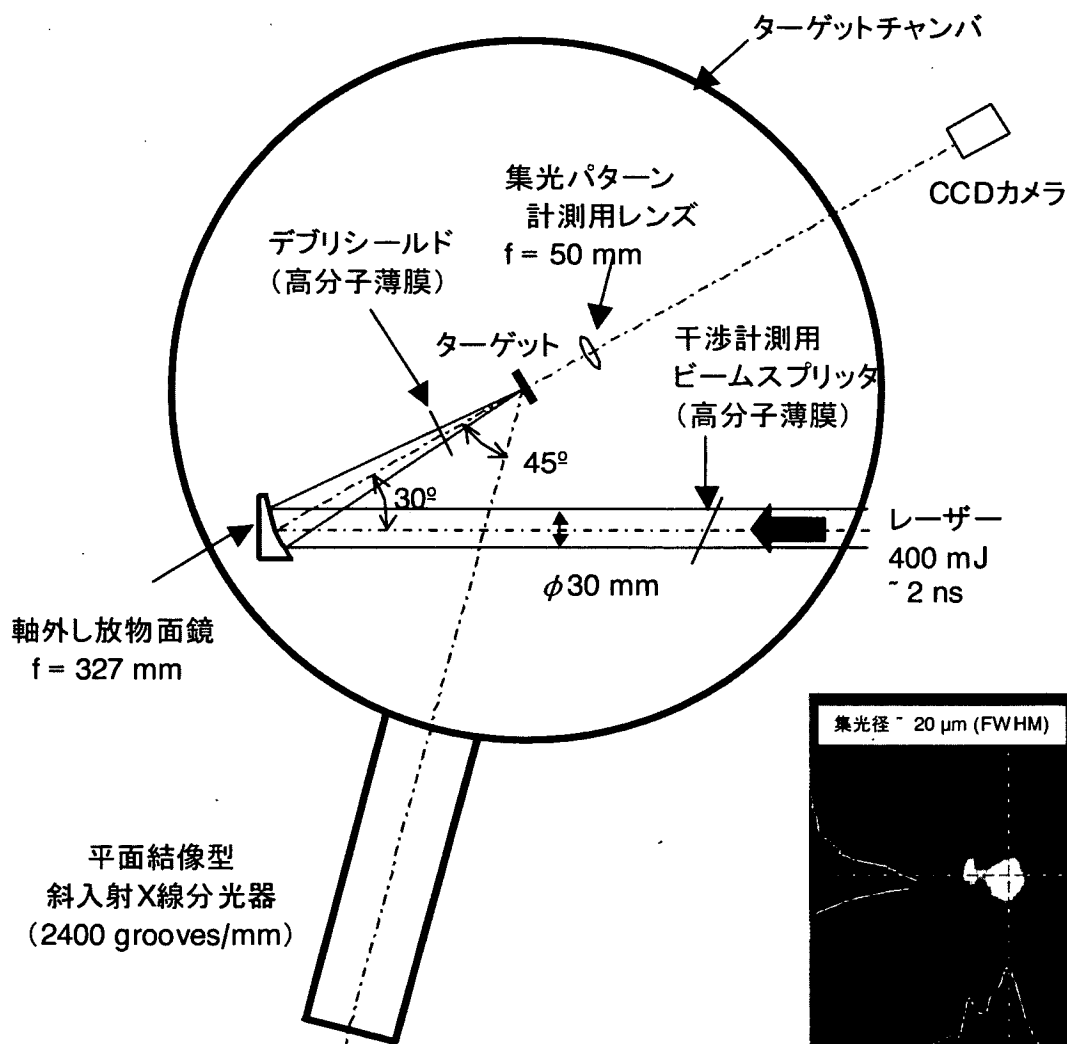
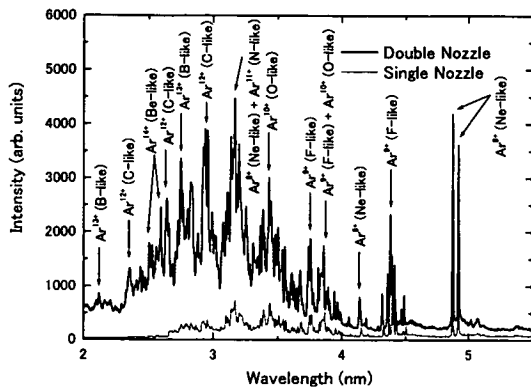


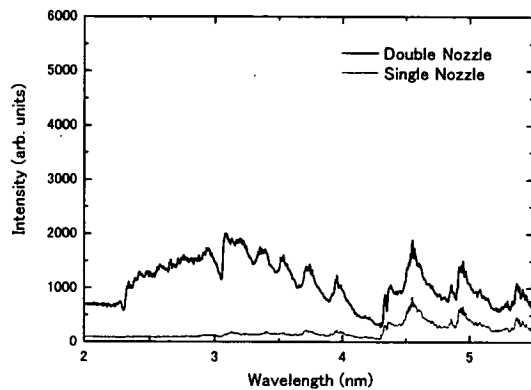
図1 実験配置

図2 集光パターン

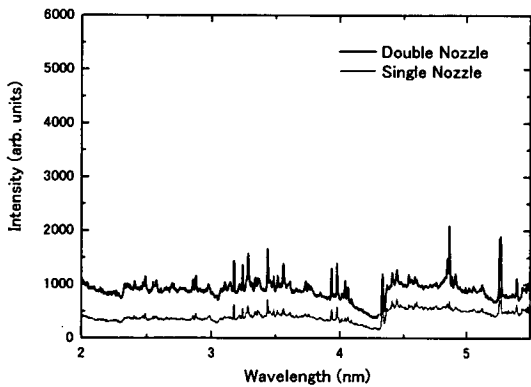
図3にガスパフターゲットを用いて計測したX線スペクトルを示す。いずれも60ショットの積算結果である。図3において Δt はガスパルプにトリガをかけてからレーザーを照射するまでの遅延時間である。いずれの結果もC、N、Oの吸収端（各々4.4 nm、3.1 nm、2.3 nm）においてX線強度の低下が見られるがこれはX線分光器内の回折格子の汚染物質が原因であると考えられる。



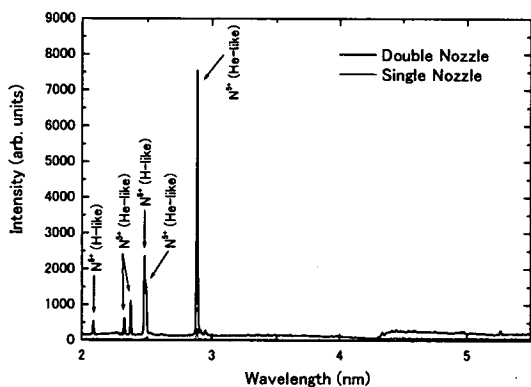
(1) Ar/He ターゲット ($\Delta t=600\mu s$)



(2) Kr/He ターゲット ($\Delta t=400\mu s$)



(3) Xe/He ターゲット ($\Delta t=700\mu s$)



(4) N₂/He ターゲット ($\Delta t=500\mu s$)

図3 ガスパフターゲットから発生したX線のスペクトル

3. 考察

小型X線顕微鏡装置において重要な水の窓領域のX線発生量を調べるため、計測したX線スペクトルを水の窓領域で積分した。各々のガスターゲットにおける計算結果を固体ターゲットの場合とともに図4に示す。最も水の窓X線の発生量が多かったのはMoターゲットであったが、MoターゲットからのX線発生量はAr/Heターゲットからの発生量の1.4倍であり、ガスパフターゲットから固体ターゲットと同等の量のX線が発生していることが分かる。

X線顕微鏡用のX線光源としてレーザープラズマX線源を考えた場合、デブリ発生を防いだり、不必要な波長のX線をカットするため、Ti箔のフィルターを透過させたX線を使用することになる。このため、Ti箔(0.5 μm 厚)の吸収を考慮した場合のX線発生量を計算した(図5)。Mo

やNbターゲットからのX線はTiフィルターの透過率が小さい波長領域で強いのに対して、Ar/HeやKr/HeターゲットからのX線はTiフィルターの透過率が大きい波長領域で強い。このため、Ti箔の吸収を考慮すると、Ar/Heガスパフターゲットからの水の窓領域X線発生量はMoターゲットからのその93%となる。

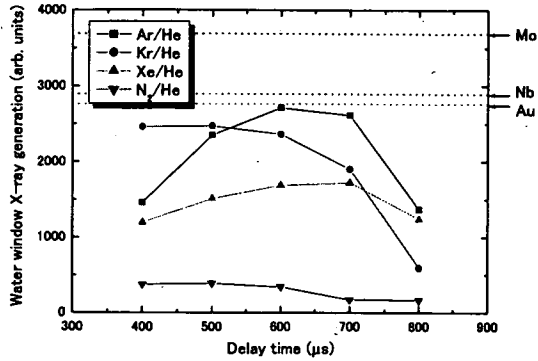


図4 水の窓領域X線発生量の比較

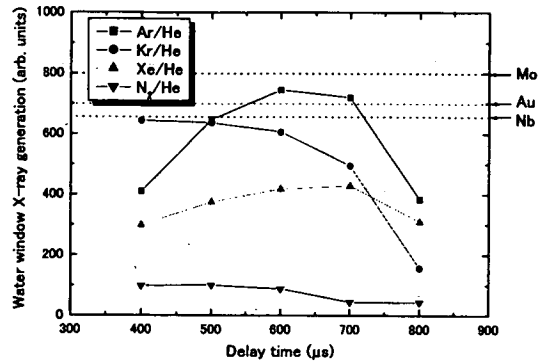


図5 Ti箔の吸収を考慮したX線発生量

4. 結言

Ar/Heダブルノズルガスパフターゲットからの水の窓領域X線の発生量はMoターゲットからの発生量の73%であり、固体ターゲットと同程度のX線発生量であった。また、MoやNbターゲットからのX線はTiフィルターの透過率が小さい波長領域で強いのに対して、Ar/HeやKr/HeターゲットからのX線はTiフィルターの透過率が大きい波長領域で強いことから、Tiフィルターを考慮すると、Ar/Heガスパフターゲットからの水の窓領域X線発生量はMoターゲットとほぼ同程度(93%)となった。これらのことから、繰り返し周波数が真空排気性能により制限を受けるといった技術課題はあるものの、デブリ発生量を低減でき、かつターゲット材料の交換が簡便であるダブルノズルガスパフターゲットは、X線発生位置と照射位置までの距離やフィルター構造の最適化等により、水の窓領域のX線発生において固体ターゲットに匹敵する性能を有するものと考えられる。



4.22 レーザプラズマ EUV 光の特性評価

Characterization of Laser-produced plasma EUV light

溝口 計、遠藤 彰、高林 有一、佐々木 明^a、小森 浩^b、菅沼 崇^b

ギガフォトン株式会社 開発部

〒323-8558 栃木県小山市横倉新田 400

^a 日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

^b コマツ 研究本部 〒254-8567 神奈川県平塚市万田 1200**Hakaru MIZOGUCHI, Akira ENDO, Yuichi TAKABAYASHI,
Akira SASAKI^a, Hiroshi KOMORI^b, Takashi SUGANUMA^b**

Development Division, Gigaphoton Inc., 400 Yokokurashinden, Oyama, Tochigi 323-8558 Japan

^a Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

^b Research Division, Komatsu Ltd., 1200 Manda, Hiratsuka, Kanagawa 254-8567 Japan

Resolution of optical microlithography process becomes smaller and smaller. Wavelength of the light source for these optical lithography reduced from KrF, ArF to F2 to meet the resolution requirement. Recently EUV is spotlighted as promising candidate for next generation lithography light source. This paper summarizes the requirement and studies of experiments and simulation to improve the conversion efficiency of EUV light source.

Keywords : EUV light source, EUV lithography, Laser produced plasma

1. はじめに

半導体プロセスの微細化の進展に伴って、光リソグラフィ技術も微細化が急速に進展している。これに伴い 45nm ノード以細の次世代露光技術の最有力候補として EUV リソグラフィ(以下 EUVL と記す)の研究開発が盛んに行われている。この極端紫外光(Extreme Ultra Violet: $\lambda=10\sim 13\text{nm}$)を用いた EUV リソグラフィが 2006~2007 年に産業界より要求されており、この時に 115W 光源出力が必要とされている。本稿では、リソグラフィ用 EUV 光源開発の取り組みとともに、プラズマ生成用レーザーとターゲットの最適化に向けた実験とシミュレーションの進捗について報告する。

2. EUV 光源の要求仕様と課題

波長 13.5nm の極端紫外光源と縮小投影反射光学系を組み合わせた露光装置の開発が 2009 年の実用化を目指して進められている。図 1 に EUV 露光装置の模式図を示す。従来の露光装置と比較して特徴的な点は、レチクルを含めてすべての光学素子が反射系で構成されている点である。用いられる EUV 光源は、図 1 に記載のようにレーザー光をターゲットに照射することによって 13nm 帯 EUV 光を得るレーザープラズマ方式:LPP(Laser Produced Plasma)と大電流パルス放電によって生成されるプラズマから EUV 光を得る放電プラズマ方式:DPP(Discharge Produced Plasma)に大別される。

日本では、1998 年から 4 年計画で、ASET 厚木センターで EUV リソグラフィの要素技術研究プログラム[1,2]、および産総研での EUV 光源の基礎研究がスタートした。また、45nm テクノロジーノード以降

の半導体製造に適用可能な光源、装置等から構成される極端紫外線(EUV)露光システムを確立することを目的に、技術研究組合極端紫外線露光システム技術開発機構(略称 EUVA 専務理事:小川眞佐志)が2002年5月に設立され、現在、装置メーカー5社(ウシオ、キヤノン、ニコン、コマツ、ギガフオン)と半導体4社(東芝、富士通、ルネサステクノロジ、NEC エレクトロニクス)の合計9社が推進母体となり、研究開発を進めている。

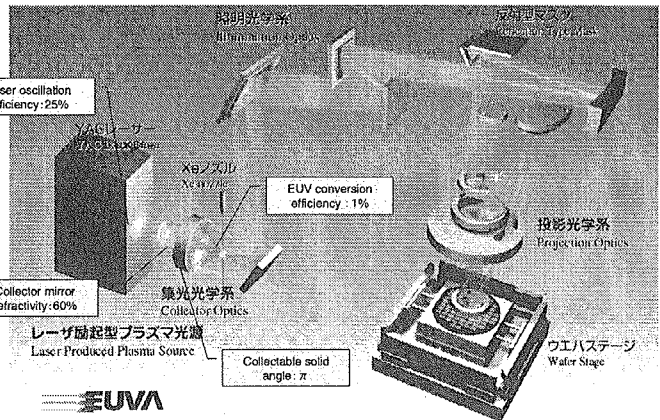


図 1. EUV 露光装置の模式図

EUVA のプロジェクトにおいては、LPP 方式 EUV 光源についてギガフオン、コマツで開発を実施している。また、DPP 方式については露光用高圧水銀ランプで実績のあるウシオ電機が担当して開発を行っている。[3]

これまでに開催された EUVL ワークショップおよびシンポジウムを通して、EUVL 用光源に求められるパワーは 115W と高いレベルに設定されている。表 1 に量産用の EUV 露光装置用の光源要求仕様を示す[4]。また、光源の出力パワーは集光鏡で集められた集光点での出力パワーに定義が統一されつつあり、発光点での出力は 200W 以上必要になると考えられる。LPP 方式 EUV 光源の場合、最も困難な課題は、EUV 平均出力の達成である。

表 1. EUV 露光機光源要求仕様

Characteristic	Requirement	Note
Wavelength	13.5nm	
EUV power	115W	2% Band Width after intermediate focus
Repetition rate	> 7~10kHz	
Energy stability	±0.3%	3σ over moving average of 50 pulses (σ : standard deviation)
Source cleanliness	30,000hours	10% degradation in relative reflectivity of illumination optics
Source Etendue	Max 3.3mm ² sr	
Spectral purity	130-400nm : TBD*~7%	Design dependent
	400nm: TBD	At wafer

これまでに開催された EUVL ワークショップ等では、レーザから EUV への変換効率は、Xe ターゲットでは最大 1%程度であることが報告されている。集光パワー115W から捕集立体角、ガス透過率、デブリシールド透過率、レーザから EUV への変換効率をそれぞれ仮定すると、LPP 方式ではプラズマ生成用レーザとして30kWのパワーが必要だということになり、光源コストも膨大に増加してしまう可能性が高い。そのため、変換効率の向上が非常に重要な課題となる。

現時点における LPP 方式による最高出力は、ギガフオンとコマツが主体となって EUVA 平塚研究センターで開発された集光点4W(計算値)である。ここでは、出力 1.5kW の Nd:YAG レーザ(波長 1064nm)により Xe ジェットターゲットを照射する EUV 光源システムを開発しており、EUV 発光の変換効率は、最大 0.85%を得ている[5]。

3. EUV 光のレーザ波長依存性の検討

前章で述べたように、Xe ターゲットから得られると予想されている最大変換効率と実験値には明らかに差異がある。EUV 光発生機構を解明しより高い変換効率を得るためには、実験とシミュレーションの両面から進めることが有用と考える。そこで、Nd:YAG レーザの基本波、高調波(2倍波、4倍波)による EUV 光の評価を行った。

3.1 実験結果

実験では、ターゲットとして最大 $350\mu\text{m}$ の Xe ジェットを用いた。照射レーザは Spectra Physics 社製 Nd:YAG レーザにより、基本波 (1064nm)、2 倍高調波 (532nm)、4 倍高調波 (266nm) を発生させた。レーザパルスエネルギーの最大値は波長によって異なり、それぞれ、450mJ、165mJ、55mJ である。また、レーザのパルス幅は 8ns (FWHM)、繰り返しは 10Hz である。発生した EUV 光は、レーザ入射方向と 45° の位置に配置した Flying Circus II により EUV エネルギーを、分光器により EUV スペクトルを測定した。

図 2 にレーザ波長による最大変換効率を示す。最大 CE は、全波長共に約 0.7% であった。基本波 1064nm では、レーザエネルギー 450mJ までの間ではほぼ一定であったが、2 倍波 532nm、4 倍波 266nm ではレーザエネルギーの上昇に従って CE の上昇傾向が認められた。266nm では特に傾向は顕著であり、より高いレーザエネルギーによれば、変換効率は大幅に改善するものと予想される。

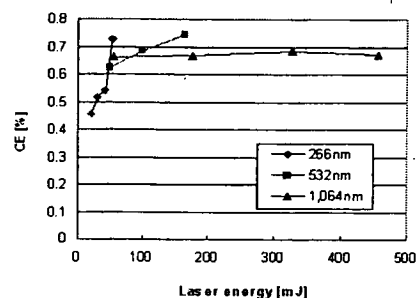


図 2. レーザ波長による最大変換効

図 3 にレーザ波長による最適スポット径を示す。最大の変換効率をもたらすレーザスポット径はレーザ波長により異なり、266nm では 0.14mm、532nm では 0.28mm が最大となったが、1064nm ではあまり変化は見られなかった。

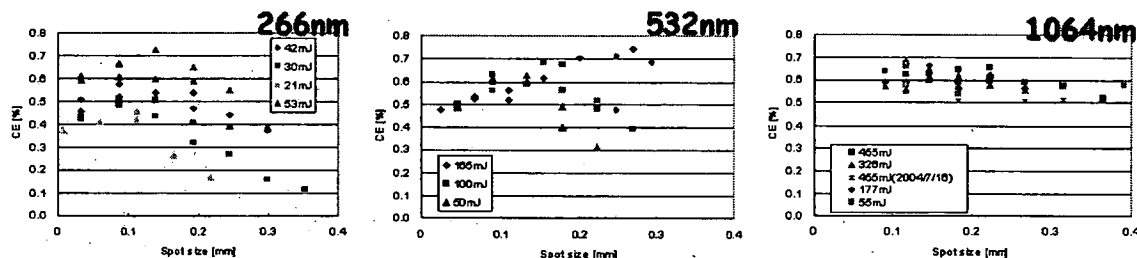


図 3. レーザ波長による最適スポット径

これらの最大変換効率の結果をレーザ intensity で整理すると、基本波 1064nm は $3 \times 10^{11}\text{W}/\text{cm}^2$ なのに対して 266nm と 532nm では $5 \times 10^{10}\text{W}/\text{cm}^2$ と、より低い intensity で最適値が得られた。

図 4 にレーザ波長による EUV スペクトル変化を示す。スペクトルは短波長ほど 11nm のピークが低下して、13.5nm のピークが顕在化する傾向を示した。また、266nm のスペクトルは、11nm のピークが抑えられているため、ミラーへの熱負荷の軽減が図れる可能性がある。

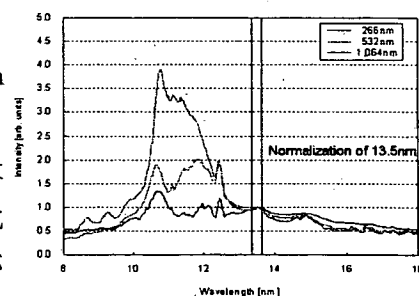


図 4. レーザ波長による EUV スペクトル変化

3.2 シミュレーション結果

Xe の 13.5nm 域の発光は Xe^{10+} イオンの存在が必須である。そこで、LTE を仮定し Xe 発光シミュレーションを行ったところ、 Xe^{10+} イオン生成のための最適電子温度は概ね 30eV 付近であることが判った。

図 5 に、プラズマサイズごとに得られる変換効率を算出した。レーザ波長が長い場合はプラズマサイズが大きいほど高い変換効率を得られるが、 $1\mu\text{m}$ 程度以下のレーザ波長ではより高い電子密度となる小

さいプラズマサイズで高い変換効率が得られる。これは、波長ごとに最適なレーザスポット径があることが示唆され、図3の実験結果とも定性的に一致している。

図6に、プラズマ生成レーザ波長ごとの電子密度と電子温度の広がりを算出した。この結果、レーザ波長が短いほど、パルス幅が長いほど、それぞれプラズマの密度、広がりが増して光学的厚さが増すことを示している。これは、波長およびパルス幅による発光スペクトルの変化を示唆しており、広くは図4のレーザ波長による発生 EUV スペクトルの変化を定性的に示すものである。

4. おわりに

EUV リソグラフィ用光源の実用化には、出力に限らず依然数多くの工学的問題を抱えている。今後、特に EUV 変換効率の向上の実現が必須であり、このためには実験とシミュレーションの両面

から検討を進める必要がある。本稿では、今まであまり手を入れられていなかった Xe ターゲットからの EUV 発光のシミュレーションを実施し、実験と比較を行った。今後、より詳細なシミュレーション技術を構築し、要求どおりに実用 EUV 光源を開発するには、産学ならびに関連する研究所との連携により基礎的な現象の理解を深めることが重要と考える。

参考文献

[1]木下博雄, レーザー研究, 第27巻, 第1号(1999)
 [2]岡崎信次, 応用物理, 第69巻, 第2号(2000)
 [3]A. Endo et al., "New EUV Light Source Development Project in Japan" 1st International Symposium on Extreme Ultraviolet Lithography (October 14-17, 2002 Dallas)
 [4] K. Ota : EUV Source Requirements, Presentation of EUV Source Workshop. Miyazaki, November, 2004.
 [5] A. Endo et al., "Performance of Laser Produced Xe Plasma Light Source for EUV Lithography" 3rd International Symposium on Extreme Ultraviolet Lithography (November 1-4, 2004 Miyazaki)

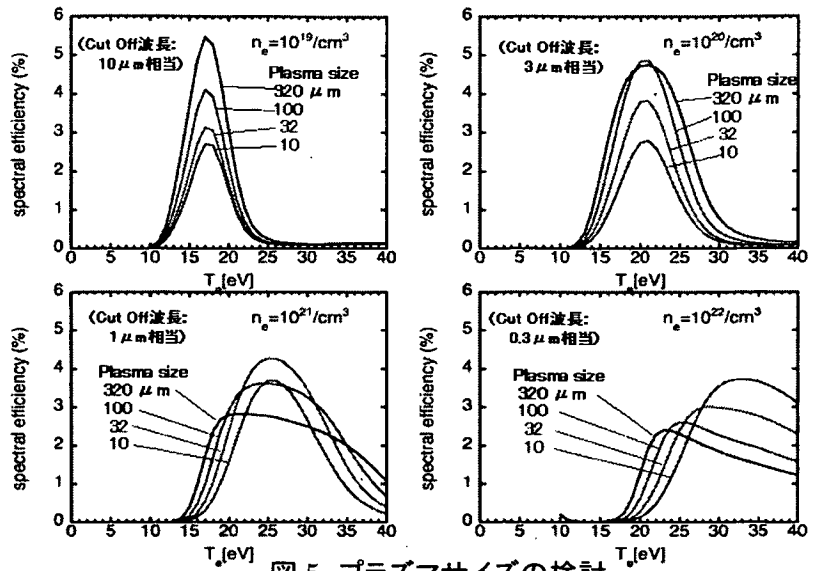


図5. プラズマサイズの検討

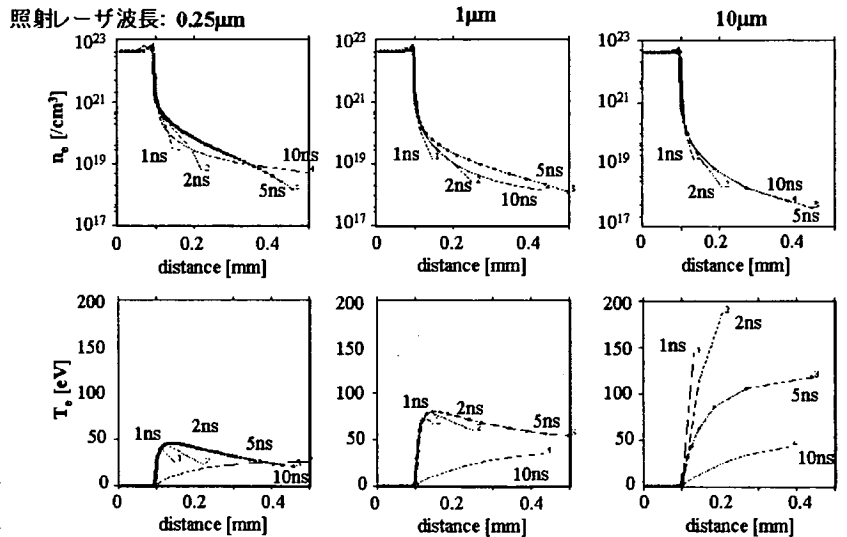


図6. プラズマの広がりの検討

Intensity : 10^{11}W/cm^2 (一定)
 照射時間 : 5ns (一定)



4.23 ガスパフターゲットによる高輝度 X 線源の開発

- レーザープラズマ支援成膜法(LPAD)に向けて -

Development of Intense X-ray Source using Gas-Puff Target for Laser Plasma Assisted - Deposition toward the Laser Plasma Assisted Deposition (LPAD) -

村井 健介

産業技術総合研究所 光技術研究部門

〒563-8577 大阪府池田市緑丘 1-8-31 産総研関西センター

Kensuke MURAI

Photonics Research Institute,

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)

AIST Kansai, 1-8-31 Midorigaoka, Ikeda, Osaka 563-8577, Japan

The possibility of a new deposition technique named Laser Plasma Assisted Deposition (LPAD) is explained. It is indicated that photoelectrons on the glass surface were excited due to VUV emissions from the double-stream gas-puff target. The excitation remains for a longer decay time than the irradiated laser pulse width. According to the experimental results, the new binding condition would be created with other particle beams from the evaporator during the excited period with the LPAD technique.

Keywords : Laser plasma, Laser-induced gas breakdown, Gas-puff target, Vacuum ultraviolet (VUV), Laser plasma assisted deposition (LPAD).

1. はじめに

近年、レーザープラズマを利用した成膜などの材料プロセス技術の研究が報告されている。レーザープラズマを利用した成膜法には、パルスレーザー成膜法やレーザープラズマ CVD 法がある。パルスレーザー成膜法(PLD; Pulsed laser Deposition)では、エキシマレーザーを使用した YBCO 超伝導薄膜形成の報告がある。[1] また、レーザープラズマ CVD 法(LPCVD; Laser Plasma Chemical Vapor Deposition)は、高気圧のガス($\text{Ar}+\text{CH}_4+\text{H}_2$ など)を炭酸ガスレーザー光によりプラズマ化し、炭素の還元雰囲気の中でダイヤモンドの成膜手法として報告されている。[2] これらの手法は、レーザープラズマを粒子源(プラズマ源)として使用し、そのエネルギーや反応性の高さを利用している成膜法であるが、レーザープラズマを光源として利用した成膜手法は未開拓である。

ここでは、レーザープラズマをアシスト光源として利用する成膜法、すなわちレーザープラズマ支援成膜法(Laser Plasma Assisted Deposition; LPAD)[3]について紹介し、その可能性について検討した。(Fig.1参照)

2. 研究の目的と意義

レーザープラズマ X 線源は、放射光源に代わる高輝度 X 線源として期待されている。放射光の利用研究では、高エネルギー光子と物質の相互作用は、非平衡な状態を引き起こすことが知られている。しかし、固体をターゲットにしたレーザープラズマは、副生成物である飛散粒子(デブリ)が光学部品の汚染の原因となる問題があった。これに対し、ガスパフターゲットは真空中に噴出したガスにパルスレーザーを集光照射するもので、デブリの低減ができるためその応用が期待されている。最近では、ノズルの改良によっては固体ターゲットに匹敵する輝度が得られている。本研究では、このガスパフターゲットを最適化し、物質に照射した場合の電気的特性および光学的特性の変化を評価することで、高エネルギー光子と物質との相互作用について研究する。Fig.2 は、ガラス材料やポリマー材料に対する真空紫外線の吸収を示している。この図から、特に石英ガラス材料では、10~100 eV(波長 12.4~124 nm)の真空紫外線の吸収距離が数~10 nm 程度と短いことがわかる。

3. 実験結果およびまとめ

LPAD では、レーザープラズマからの高エネルギー光子または粒子によるパルス的な表面励起効果を活用することができる。この表面励起効果は、基板表面において物理的結合よりも結合力の強い化学的結合を誘発し、膜の密着性の向上などが期待できる。LPAD の開発を目指して、デブリの少ないガスパフターゲットをレーザープラズマ源として材料表面に与える影響を調査した。実験では、真空チャンバー内に置いたダブル型ガスパフターゲットに、YAG レーザー装置からの 2 倍高調波のレーザー光(波長

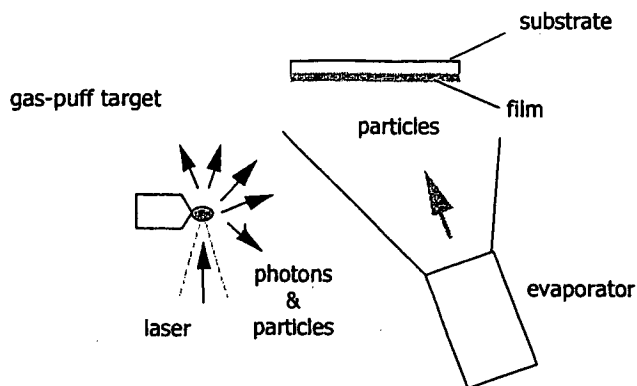


Fig.1 Schematic of Laser Plasma Assisted Deposition (LPAD).

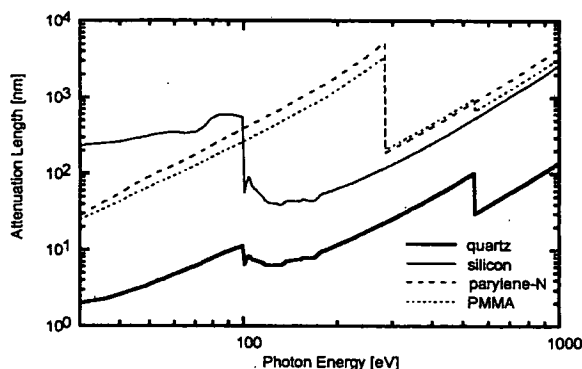


Fig.2 Calculated attenuation lengths for quartz (SiO_2 , 2.2g/cm^3), silicon (Si , 2.33g/cm^3), parylene-N (C_8H_8 , 1.11g/cm^3) and PMMA ($\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$, 1.2g/cm^3) as a function of photon energy with http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants, Center for X-Ray Optics (CXRO), Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL).

532 nm)を集光照射した。(Fig.3 参照)レーザーのエネルギーは 300 mJ、パルス幅は約 8ns、ビーム径は約 8 mm、集光レンズの焦点距離は $f=100$ mm であった。この照射条件では、波長 5 nm 近傍の Ne 様イオンからの発光が観測されなかった。レーザープラズマからの発光をガラス表面に照射したところ、電子キャリアに起因すると思われる非定常な信号を観測した。この励起信号は、真空度に極めて敏感であり、レーザープラズマからの真空紫外光(15~40 eV)に起因する表面近傍における光電効果によるものと考えられる。この不安定な励起状態を利用すれば、従来では形成しない結合(例えば、 SiO_2 表面の Si-C や Si-Fe 結合など)がガラス材料に形成でき、新しい電子デバイスの発展にも繋がる可能性があるかと期待している。

文献3における試算によると、LPAD において基板の表面励起に必要な高エネルギーフォトンの強度は、 SiO_2 において光子エネルギー30 eVの透過距離(2 nm)もとに、約 2.8×10^{16} photon/cm²の光子強度、すなわち約 130 mJが必要であり、レーザープラズマからの距離が1 cmであればレーザー光から照射位置への利用効率率は0.8%として必要なYAGレーザー光源のエネルギーは約17 Jである。次に、プラズマ源として必要なガスターゲットについては、大気圧のアルゴンガスで0.13 cm³の容積のレーザープラズマを必要とする。これは、直径400 μm 長さ1 cmの円柱、または直径620 μm の球に相当する。これを実現するための「同軸型ガスパフターゲット」についても提案した。

参考文献

- [1] D. Dijkkamp et al, Appl. Phys. Lett. 51 (1987) 619.
- [2] A. P. Bolshakov et al, Diamond and Related Materials 10 (2001) 1559.
- [3] 村井健介、レーザー研究 32(2004)806-811.

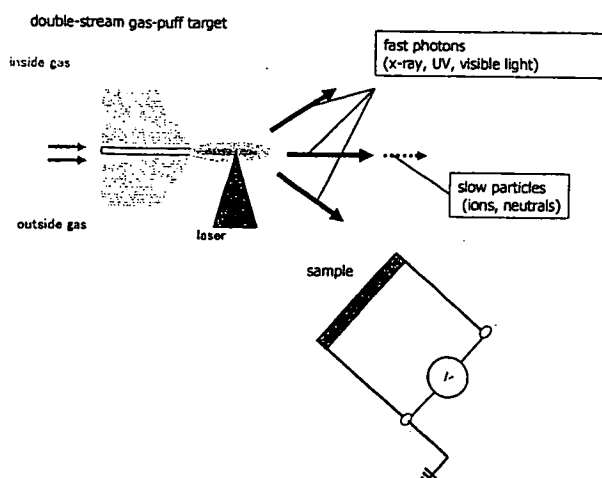


Fig.3 A schematic view of sample configuration to study interaction between laser-induced gas breakdown and glass samples. Samples were located at the distance of 130mm from the gas-puff target.



4.24 Tキューブレーザーにより生成したプロトンソースのサイズ評価 Estimation of Source Size of Proton Beams Generated by T-cubed Laser

大石祐嗣^A、名雪琢弥^A、藤井隆^A、滝沢靖史^A、X. Wang^A、根本孝七^A
関谷智彦^B、堀岡一彦^B
A. A. Andreev^C

^A(財)電力中央研究所 〒240-0196 神奈川県横須賀市長坂2-6-1

^B東京工業大学 総合理工学 〒226-8502 横浜市緑区長津田町 4259

^C Research Institute for Laser Physics, 12 Birzhevaya line St. Petersburg, 199034, Russia

Y. OISHI^A, T. NAYUKI^A, T. FIJII^A, Y. TAKIZAWA^A, X. WANG^A, and K. NEMOTO^A
T. SEKIYA^B and K. HORIOKA^B
A. A. ANDREEV^C

^ACentral Research Institute of Electric Power Industry, 2-6-1, Nagasaka, Yokosuka-shi,
Kanagawa-ken, 240-0196, Japan

^BInterdisciplinary Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, 4259,
Nagatsuta-cho, Midori-ku, Yokohama 226-8502, Japan

^C Research Institute for Laser Physics, 12 Birzhevaya line St. Petersburg, 199034, Russia

We proposed and conducted the measurement of the energy-resolved source profile of proton beams on the rear surface of a target using a Thomson mass spectrometer. The source size of the proton beams on the target was found to be energy dependent: Typical beam sizes in full width at half maximum were 150 μm at $E = 400\text{ keV}$, 100 μm at $E = 630\text{ keV}$, and 61 μm at $E = 980\text{ keV}$.

Keywords: Ultrashort pulse, Fast particle generation, Proton source size

1. はじめに

近年、T キューブレーザーを薄膜ターゲットに照射し高エネルギープロトンを発生させる研究が盛んに行われているが[1]、ターゲット上のどの領域からプロトンが発生しているか測定する事は、プロトン加速機構の解明に大変有用であり、工学的な応用の観点からも興味深い。最近、幾つかのグループが penumbral imaging technique [2], direct surface imaging [3], proton radiography analysis [4]と呼ばれる手法を用いてプロトンソースサイズを報告しているが、今回我々は、トムソン質量分析器を利用した別の手法を提案し、実験に適用した。トムソン質量分析器では電場と磁場を掛けることによりイオン種を空間的に分別しているため、多種のイオンが同時に生成された場合、各イオン種毎のソースサイズを求めることが可能である。また、フィルターレンジ法に比べ、エネルギー分解能が高いという利点をもつ。

2. 原理

原理は、トムソン質量分析とピンホールカメラを組み合わせたものであり、トムソン質量分析装置の前面にピンホールを1つ設置して測定する。図1は実験配置図を示したものであり、 $f(x, y, E)$ はターゲット上の

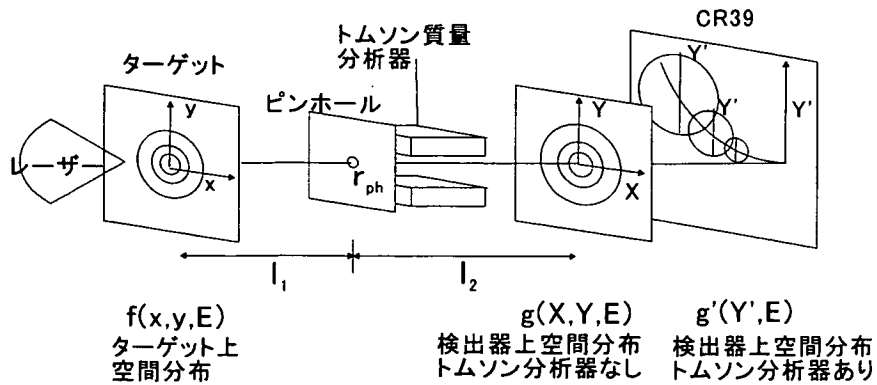


図1 実験配置図

プロトン粒子分布、 $g(X, Y, E)$ はピンホールを通過した後の検出器上の粒子分布でトムソン質量分析器が無い場合、 $g'(Y', E)$ はピンホール後にトムソン質量分析器を設置した場合の検出器上の粒子分布、を表している。 $f(x, y, E)$ と $g(X, Y, E)$ は粒子の保存側から下記の式を満足する。

$$g(X, Y, E) = \iint \frac{f(x, y, E) h(x, y, X, Y)}{\pi ((l_1 + l_2) \tan \theta_c)^2} dx dy \quad (1)$$

ここでは、プロトンはある放出角度 θ_c で発散し、その放出角度内でのフラックスは均一と仮定している。 $h(x, y, X, Y)$ はターゲット上 (x, y) で発生したプロトンが検出器 (X, Y) に届くか否か決める関数で、(i) (x, y) と (X, Y) を結ぶ直線がピンホールを通過する、(ii) (i) の直線とターゲット法線のなす角度が放出角度より小さい。の2条件を満たす場合のみ h は1となり、それ以外では0となる。この条件はターゲットからピンホールまでの距離 l_1 、ピンホールから検出器までの距離 l_2 、ピンホール半径 r_{ph} によって決まり、今回の実験では、 $l_1 = 17\text{cm}$ 、 $l_2 = 13\text{cm}$ 、 $r_{ph} = 25\ \mu\text{m}$ とした。また、100keV 以上のプロトンの放出角度は $\theta_c = 20^\circ$ であり、放出角度のエネルギー依存性は $E^{0.5}$ とした[5]。

次に、トムソン質量分析器による $g(X, Y, E)$ から $g'(Y', E)$ への転送を考える。トムソン質量分析器によってエネルギー E_0 のプロトン分布の中心は $(X_{E_0}, Y_{E_0}) = (k_x / \sqrt{E_0}, k_y / E_0)$ に転送されるので (k_x, k_y はトムソン質量分析器によって決まる係数)、(1)式における l_2 は $l_2 + \sqrt{(X_{E_0})^2 + (Y_{E_0})^2}$ に置き換える必要がある。また、 $f(x, y, E)$ は点源でなくある領域をもっており、 $E_0 \pm \Delta E$ のエネルギーをもつプロトンも (X_{E_0}, Y_{E_0}) 付近に到達するため、その重なり効果も考慮する必要がある。トムソン分析器の電界方向 (Y 方向) の偏向が非常に小さく、トムソン質量分析器によるエネルギー分別が十分に行われていると仮定すると重なり効果は以下の式で近似される。

$$g'(Y', E_0) \doteq \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0 + \Delta E} g(X - X_{E_0}, Y - Y_{E_0}, E) dE \quad (2)$$

(1)式と(2)式を用いることにより、 $f(x, y, E)$ から $g'(Y, E)$ への転送を求めることができる。ここでは、 $f(x, y, E)$ としてガウシアン分布 $f(x, y, E) = a(E) \exp(-(x^2 + y^2) / b(E))$ を仮定し、実験により得られた検出器上の空間分布に最もフィットするように係数 $a(E)$ 、 $b(E)$ を求めることでターゲット上のソースプロファイルを求めた。

3. 実験装置

今回用いた実験装置を図2に示す[6-8]。レーザーはタレス社製チタンサファイアレーザー(Thales laser, Alpha 10/US-20TW)を使用した。このレーザー仕様は、最大エネルギー1J、最短パルス幅 50fs、繰り返し周波数 10Hz であるが、安全性の観点から、レーザーエネルギー220mJ、パルス幅 55fs、シングルショットモードで実験を行った。基本中心波長 800nm、P 偏光のレーザー光は、軸外し放物面鏡によりターゲットに対して 45° で入射し、スポットサイズ $4 \times 11 \mu\text{m}^2$ にフォーカスされる。メインスポットには約 55%のエネルギーが到達し、レーザー強度は $6.6 \times 10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ に及ぶ。ターゲットには厚さ $5 \mu\text{m}$ の銅テープターゲットを使用し、常に未照射面が照射位置に供給されるよう1ショットごとにテープを移動させた。テープ駆動による面精度は $\pm 15 \mu\text{m}$ で、これはレイリー長 $100 \mu\text{m}$ に比べ十分小さな値であった。

生成したプロトンは、トムソン質量分析器を用いてそのエネルギースペクトルを測定した。トムソン分析器は電極と磁石により構成し、 $3.3 \times 10^5 \text{V}/\text{m}$ の電場、5.1 K Gauss の磁場を平行に印加した。トムソン分析器の前面には $\phi 50 \mu\text{m}$ のピンホールを設置した。イオン検出器には、トムソン分析器の中心から 10cm 離れたところに CR39 を設置した。CR39 はレーザーショット終了後、6.25N、70°C の水酸化ナトリウム溶液に6時間漬けてエッチングし、CCD カメラと顕微鏡を用いてエッチピットを観察した。また、レーザーショット数は50とした。

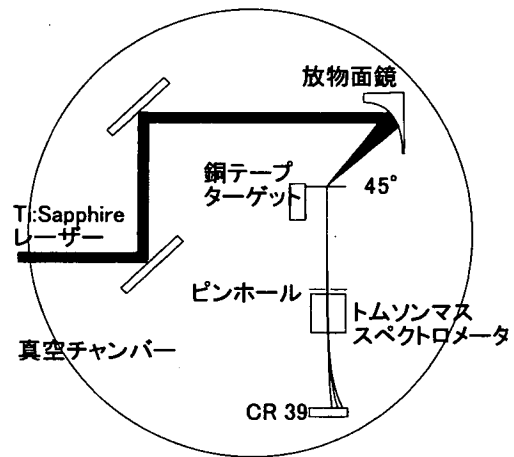


図2 実験装置図

4. 結果

実験の検出器上空間分布 $g'_{exp}(Y', E)$ は以下のようにして得た。(i) CCD イメージ画像を Y' 方向に 8 ピクセル毎 61 個の box に分割。(ii)個々の box 内($432 \times 8 \text{ pixels} = 600 \times 11.1 \mu\text{m}^2$)でエッチピットをカウントし、各エネルギーにつき 61 個のデータアレイを作成。(iii) カウント数を keV 単位あたりに変換。

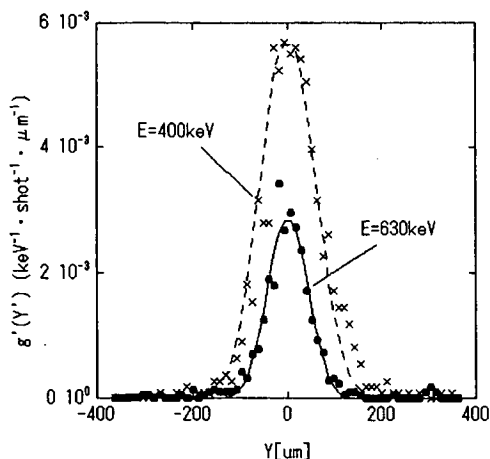
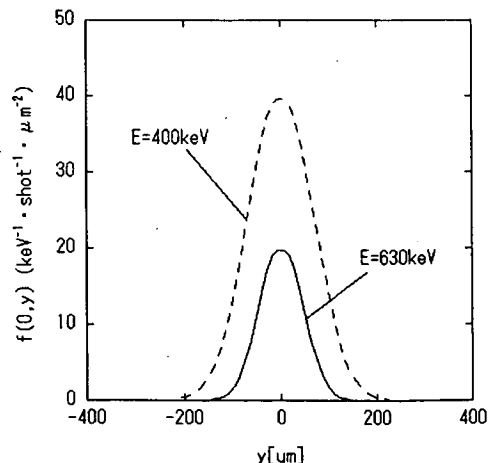


図3(a) 検出器上での分布



(b) ターゲット上での分布

図3(a)の点データはエッチピットをカウントして得た検出器上のプロトン分布であり、図3(b)は実験データに最もフィットするようガウス分布係数 $a(E)$, $b(E)$ を決める事で得られたプロトンソースプロファイルである。計算結果 $g'(Y', E)$ は実験結果 $g'_{exp}(Y', E)$ をよく再現している。

図4は、プロトンソースサイズ(半値全幅)のエネルギー依存性を示したものである。これより、プロトンソースサイズは一定でなく、 $150 \mu\text{m} @ E = 400 \text{ keV}$, $100 \mu\text{m} @ E = 630 \text{ keV}$, $61 \mu\text{m} @ E = 980 \text{ keV}$ とエネルギーに依存していることが分かる。また、プロトンソースサイズはレーザースポットサイズ $4 \times 11 \mu\text{m}^2$ に比べ大きな値であり、5倍以上に広がっていることも分かる。プロトンソースサイズがレーザースポットサイズの数倍になることは M. Roth *et al*[3] や M. Borghesi *et al*[4]の結果と一致している。

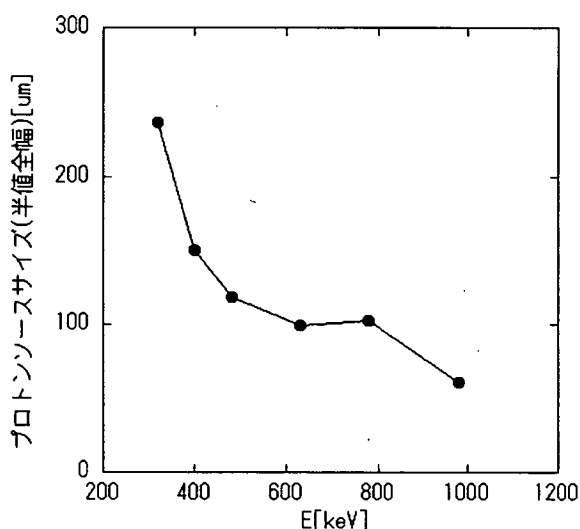


図4 プロトンソースサイズのエネルギー依存性

5. まとめ

ターゲット裏面上のプロトン分布を測定するために、トムソン質量分析器とピンホールカメラの原理を組み合わせた計測手法を提案し、実験に適用した。プロトンソースサイズはプロトン絵エネルギーに依存し、低いエネルギーほど加速領域が広範囲にわたっていることが判明した。プロトンソースサイズはレーザースポットサイズ $4 \times 11 \mu\text{m}^2$ に比べ大きな値であり、レーザー照射からプロトンが加速される間に加速領域が5倍以上に広がることも判明した。

参考文献

- [1] D. Umstadter, J. Phys. D: Appl. Phys. 36 R151 (2003) and references therein.
- [2] M. Zepf, *et al.*, Phys. Plasmas 8, 2323 (2001).
- [3] M. Roth, *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion 44, B99 (2002).
- [4] M. Borghesi, *et al.*, Phys. Rev. Lett., 92, 055003-1 (2004).
- [5] Y. Murakami, *et al.*, Phys. Plasmas 8, 4138 (2001).
- [6] 大石他、レーザー研究 31(2003)747
- [7] T. Nayuki, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 3293 (2003).
- [8] T. Fujii, *et al.*, Appl. Phys. Lett. 83, 1524 (2003).

5. ポスター発表「一般発表」

This is a blank page.



5.1 原研 ERL-FEL 用超伝導リニアック RF 電場の高安定化 Stabilization of RF Field for JAERI ERL-FEL Superconducting Linac

永井 良治、沢村 勝、羽島 良一、菊澤 信宏、西森 信行、峰原 英介
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター (東海駐在)
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

**Ryoji NAGAI, Masaru SAWAMURA, Ryoichi HAJIMA, Nobuhiro KIKUZAWA,
Nobuyuki NSHIMORI, Eisuke MINEHARA**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Shirakata-Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 Japan

RF field of the JAERI ERL-FEL superconducting linac is stabilized to ensure high-power FEL operation by improvement of RF low-level controllers. To easily tune the feedback loop of the low-level controller, the feedback loop gain and time constant are continuous variable in the operation of the RF linac. In the result of the tuning, the amplitude and phase rms stability of the accelerating cavity in a macro-pulse are less than 1.3×10^{-4} and 0.06 deg., respectively. To suppress the temperature dependency of RF components of the low-level controller, the RF components are put into a temperature-regulated case. In the result of the temperature regulation of the RF components, the temperature dependency of the amplitude and phase are negligible small.

Keywords: RF field, stability, RF linac

1. はじめに

自由電子レーザーにおいて安定に高出力を得るためには、安定した RF 電場により安定した加速を行うことが不可欠である。更にエネルギー回収型自由電子レーザー (ERL-FEL) では電子ビームのバンチングを行っている入射部と回収軌道を偏向電磁石により合流しているために、入射部の加速器の RF 電場には非常に高い安定度が求められる。

原研においても超伝導リニアックを ERL に改造し FEL の高出力化を進めており [1-4]、この改造に伴い RF ローレベル制御装置の改良を行った。これまで用いてきた RF ローレベル制御装置は入射部から真っ直ぐに主加速器へ入射する形状のリニアック (ERL 改造前の状態) 用に作られたものであり、 ± 1 度以下の位相精度を目標として設計製作されたものであるので ERL で使用するには性能が不十分であった。また、特に温度補償回路が組み込まれていなかったために、気温の変動に対して十分な安定度が確保されていなかった。

新しい RF ローレベル制御装置の制御方法は以前と同様のアナログ Φ -A 制御である。高い安定度と気温変動に対する安定度を得るためには、フィードバックのループゲインおよび時定数を

最適に調整し、気温変動および素子自体の発熱の影響[5]を避ける必要があるので、RF ローレベル制御装置に以下の3点の改良を施した。

- (1) ループゲイン、時定数を動作常態のまま連続可変にした。
- (2) RF 制御回路を恒温槽内に収め温調を施した。
- (3) 基準電圧発生素子などの部品を見直し、より安定度の高いものを選定した。

2. RF の安定性向上

2.1 RF パルスの安定性

原研 ERL-FEL では 10pps、1ms のマクロパルスで加速を行っており、RF のパルス幅は約 2ms であるが空洞に RF が満たされるまでの時間があるので後半の 1ms を加速に用いている。RF を空洞に印加した状態で、ループゲイン、時定数の調整を行った結果、加速に利用する 1ms 間の rms 位相安定度は、以前の RF ローレベル制御装置では 0.20 度であったものが 0.06 度に改善した。その様子を図 1 に示す。点線と実線がそれぞれ改良前後の RF ローレベル制御装置によるものである。rms 振幅安定度については以前と同様の 1.3×10^{-4} の安定度を得ている。

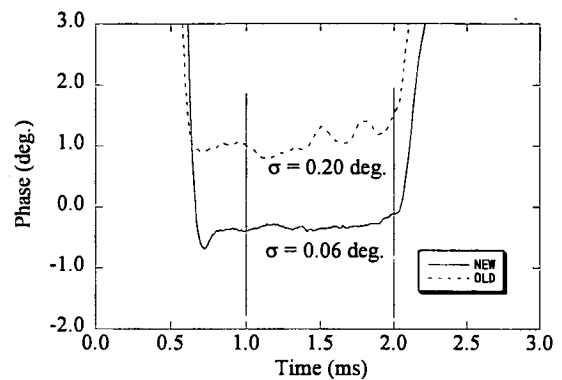


図 1 RF パルス内での位相安定

また、RF パルスは冷凍機の振動のような比較的遅い周期の擾乱の影響で、パルス毎に空洞内の RF 電場が変動する。この様子を見るために、5 分間に渡って RF パルスの情報を蓄積した。5 分間の rms 振幅安定度は以前の RF ローレベル制御装置によるものと同様の 1.5×10^{-4} であった。rms 位相安定度については図 2 のヒストグラムに示すように以前の RF ローレベル制御装置によるものが 0.78 度であったのに対して 0.15 度に改善した。

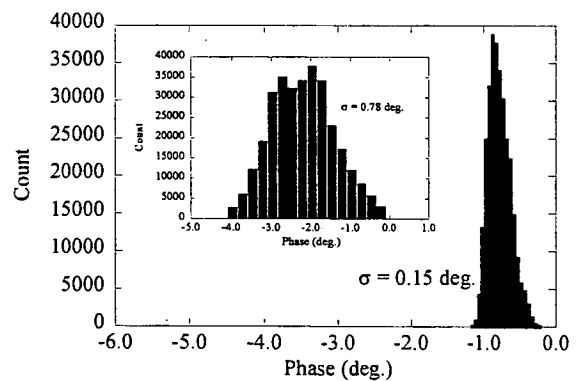
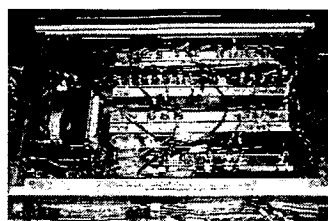


図 2 5 分間位相安定度

2.2 気温変動に対する安定性

RF ローレベル制御装置にはミキサ、検波器、移相器などの RF 部品が多く含まれるが、これらの素子は比較的大きな温度特性をもっており気温変動の影響を受けやすい。そこで、これらの部品を恒温槽内に収めて温調を施



恒温槽



アルミくり貫きシャーシ

図 3 RF ローレベル制御装置の恒温槽と内部モジュールのアルミくり貫きシャーシ

し気温変動の影響を抑えるようにした。温調はヒーターの ON-OFF 制御で行い、設定温度は 45°C とした。また、モジュール毎のシャーシ部分の熱容量を大きくするために、シャーシはアルミブロックをくり貫いて作成した。恒温槽とモジュールの写真を図 3 に示す。

空調で室温を変化させてそのときの振幅、位相の変動の様子を観測することで、RF ローレベル制御装置の気温変動に対する安定度の計測を行った。ただし、振幅、位相のモニタ自体も気温変動の影響を受けてしまうので、以前の RF ローレベル制御装置の測定時にも新しい RF ローレベル制御装置のモニタを使用した。

振幅の変動の様子を図 4 に示す。図内の小さなグラフが以前の RF ローレベル制御装置についての結果である。以前の RF ローレベル制御装置では $25^{\circ}\text{C} \pm 3^{\circ}\text{C}$ で約 0.4% 変動しているのに対して新しい RF ローレベル制御装置では変動をほぼゼロに抑えることが出来た。

位相の変動の様子を図 5 に示す。図内の小さなグラフが以前の RF ローレベル制御装置についての結果である。以前の RF ローレベル制御装置では $25^{\circ}\text{C} \pm 3^{\circ}\text{C}$ で約 15 度変動しているのに対して新しい RF ローレベル制御装置では変動をほぼゼロに抑えることが出来た。

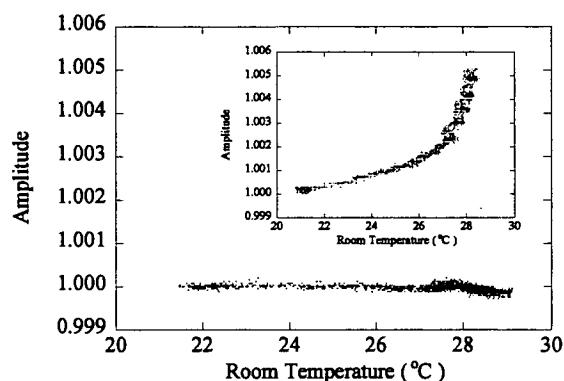


図 4 気温変動の影響 (振幅)

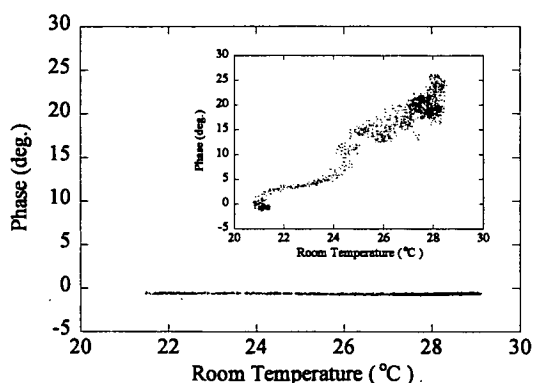


図 5 気温変動の影響 (位相)

2.3 起動時の安定性

以前の RF ローレベル制御装置では装置内の RF 部品、OP アンプなどの各素子自体の発熱のために起動直後は RF が不安定であったが、今回の温調を施すという改良によりこの不安定性が完全に解消された。起動直後の位相ドリフトの様子を図 6 に示す。図中の小さなグラフが以前の RF ローレベル制御装置によるものである。0s から起動して初めの 300s で空洞のチューニングなどの調整を行い、その後フィードバックを ON にしている。新しい RF ローレベル制御装置では 300s 以降ドリフトが全く見られなく、起動直後から安定している様子が分かる。

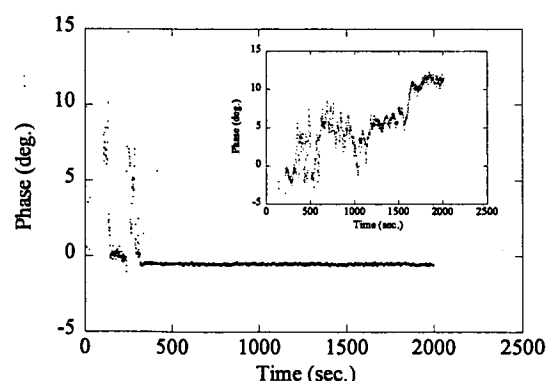


図 6 起動直後の位相ドリフト

3. まとめ

RF ローレベル制御装置に、ループゲイン、時定数を連続可変にする、温調を施す、個々の部

品を見直すといった改良を行った。その結果、rms 振幅安定度、rms 位相安定度はそれぞれ、 1.3×10^{-4} 、0.06 度になった。また、気温変動による振幅、位相の変動をほぼゼロにすることが出来た。更に、起動時の位相ドリフトもほぼゼロにすることが出来た。

今回、改良を施した RF ローレベル制御装置と簡易温調 RF 信号ケーブル[6]をあわせて使用することで、気温が $25^{\circ}\text{C} \pm 3^{\circ}\text{C}$ の範囲で加速器全体の位相精度 0.2 度以下を確保することが出来るようになった。

参考文献

- [1] 西森信行、他、Proc. of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan (2003) 159-161.
- [2] M. Sawamura, et al., Proc. of the 2003 Part. Acc. Conf. (2003) 3446-3448.
- [3] R. Hajima and E. Minehara, Nucl. Instr. and Meth. A 507 (2003) 141-145.
- [4] 峰原英介、他、Proc. of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan (2003) 159-161.
- [5] 沢村勝、他、Proc. of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan (2003) 201-203.
- [6] 永井良治、他、Proc. of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan (2003) 315-317.



5.2 Optimum Target Position of Ion Production in Ultrashort-Pulse Laser Interaction with Foil Targets under the Existence of Prepulses

Yoshio WADA, Atsushi OGATA, Hiromi OKAMOTO,
Kiyokazu ITO, Yasuo SHIGEMOTO, Kensuke HOMMA,
Hiroyuki DAIDO¹, Yukio HAYASHI¹, Satoshi ORIMO¹, Koichi OGURA¹,
Mamiko NISHIUCHI¹, Akito SAGISAKA¹, Michiaki MORI¹

Hiroshima University

¹*Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI*

It was found that ion production in ultrashort-pulse laser interaction with foil targets is most efficient when the target is positioned behind the beam waist of the laser, if the main laser pulse is accompanied by prepulses that evaporates the target. The maximum proton energy was 1.2 MeV when the target was positioned at 0.3 mm behind the waist, while it was 0.25 MeV at the waist. A model is proposed in which the prepulse ablates the surface of the target. The resultant neutral gas guides the head of the main pulse by the Kerr effect while it is ionized, and the ion generation is more efficient than the case without prepulse.

Keywords : Ion generation, Laser-matter interaction, Tabletop terawatt laser, Nonlinear self-focusing

1 INTRODUCTION

In recent years, the investigation of plasmas produced by ultrahigh-intensity lasers has made new types of hard X-ray, neutron, electron, and high-energy ion sources available [1]. Among these, laser-driven energetic ion beam generation holds promise for application to particle injectors, as well as controlled nuclear fusion and hadron cancer therapy. Recent experiments have shown that the prepulse, or pedestal plays an important role in such an ion generation. It changes the target conditions, forming a layer of underdense plasma near the irradiated region of the foil [2, 3].

In this paper, we report on ion generation in the interaction between a 1 TW, 40 fs laser and thin foils. Ions were obtained on both sides of the target. The present paper, however, reports the results obtained on the forward side mainly. Henceforth, we define “forward” as the laser penetration side, and “backward” as the laser reflection side across the target. It was found that the ion production has an optimum target position when the main laser pulse is accompanied by prepulses that evaporate the target. A model is proposed which explains the experimental results.

2 EXPERIMENTAL APPARATUS

We used a commercial Ti:Sapphire laser system (B. M. Industries, α -Line series) based on the chirped pulse amplification technique generating up to 40 mJ, 40 fs (1 TW) pulses. The wavelength of the laser is 800 nm and the repetition rate is 10 Hz. The laser system is not equipped with a pulse cleaner, so each main pulse is accompanied by prepulses. According to observations of the laser pulse by a photodiode detector at the laser exit, there are a train of prepulses 4.5 ns, 8.5 ns, 17 ns, 25.5 ns, and 34 ns before the main pulse and their energies are 10^{-3} to 10^{-4} that of the main pulse.

Our experiments were carried out in a cylindrical vacuum vessel 400 mm in radius and 200 mm in depth under a typical pressure of $\sim 5 \times 10^{-3}$ Pa. The compressed laser pulse came into the vacuum vessel and was split in two: a pump and a probe. The pump beam (90 % in all) was focused by an $f = 152$ mm off-axis parabola mirror (OAP) and irradiated the target foil with an angle of incidence of $\sim \pi/4$. The laser energy on the target was 35 mJ, the intensity was up to 2.5×10^{17} W cm⁻². The measured spot size was 7.5 μ m in half width at e^{-2} of maximum and the Rayleigh length was 0.17 mm. The probe beam passed in parallel with the target surface and was used for the shadowgraphic diagnosis.

Three materials were used as target foils: Mylar (C₁₀H₈O₄)_n with thicknesses of 1.5 μ m, 2.5 μ m, 5.7 μ m, and 8.7 μ m, polypropylene (C₃H₆)_n with a thickness of 4.3 μ m, and aluminum (Al) with a thickness of 3 μ m. Once penetrated by a laser pulse, a target foil was bored, so the foil frame was moved after each laser shot so that the laser pulse always irradiates a virgin surface.

We set two Thomson parabolas (TP) having apertures of 0.5 mm in diameter, each with a CR39 detector, in the direction normal to the target in the forward and backward directions, respectively, 200 mm from the irradiation point and detected generated particles.

3 EXPERIMENTAL RESULTS

The laser pulse bores a hole on a foil target. Changing the distance between the OAP and the target, we measured both the hole size and energies of the generated ions. We regard the position of the minimum as the beam waist, when the laser energy was small (about 0.1 mJ) as previously reported in ref. [4].

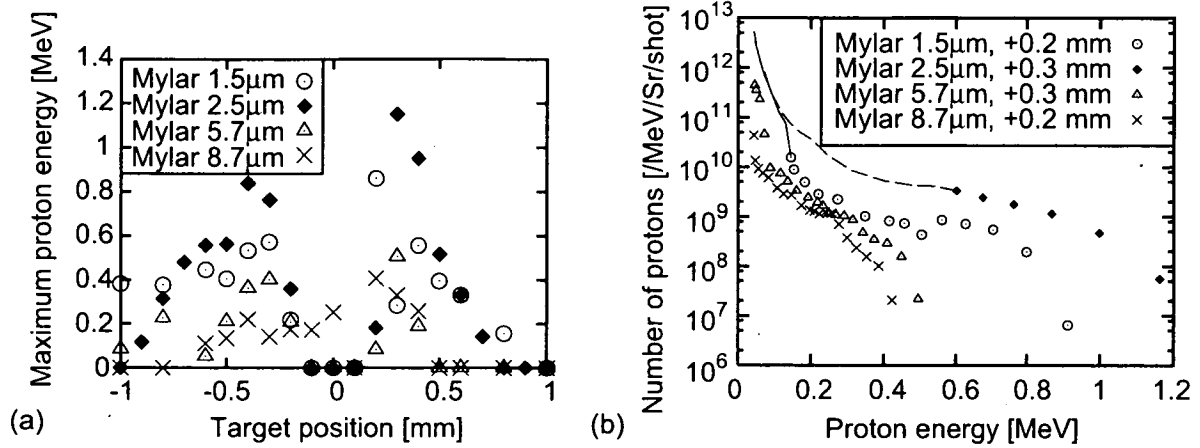


Figure 1: (a) Maximum proton energies for various thickness of the Mylar as a function of the target positions. (b) Proton spectra at the optimum target position. The lines in (b) are calculated from S_{total}/S_{single} , where S_{total} is the area that the particles occupy and S_{single} is the area of a single particle, because the number of particles was too large to count.

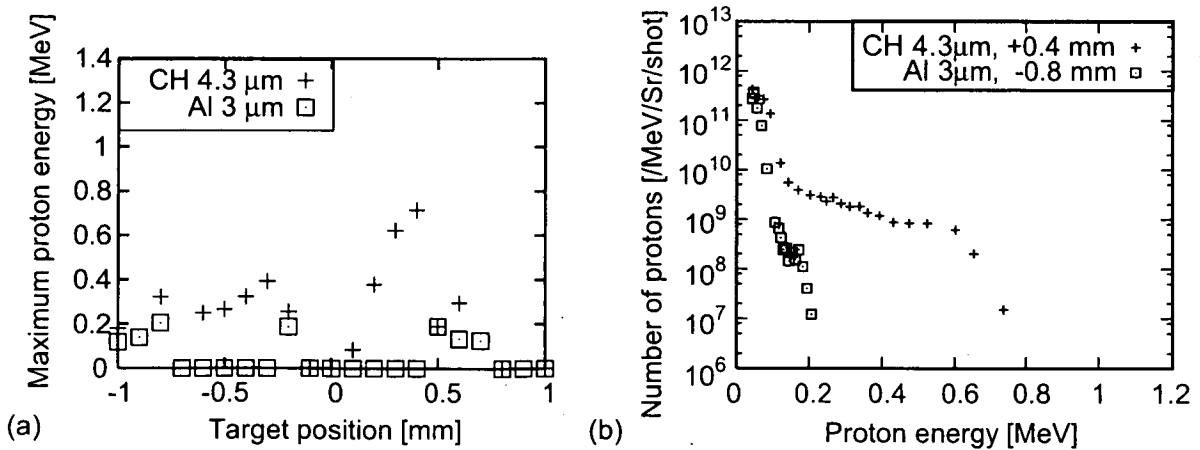


Figure 2: (a) Maximum proton energies for various material as a function of the target positions. (b) Proton spectra at the optimum target position.

We investigated the relation between the target position and the generated particles for various foils. Figure 1 shows the generated maximum proton energies in (a) as a function of the distance from the

measured beam waist, and the energy spectra of protons at the optimum target position, which obtained the maximum energy of protons in (b). The targets were Mylar with thicknesses of $1.5 \mu\text{m}$, $2.5 \mu\text{m}$, $5.7 \mu\text{m}$, $8.7 \mu\text{m}$, and their optimum positions were $+0.2 \text{ mm}$, $+0.3 \text{ mm}$, $+0.2 \text{ mm}$, $+0.3 \text{ mm}$, respectively. The data using TP are integration of 5 shots in Fig. 1. The highest proton energy and the number of protons are achieved at the thickness of $2.5 \mu\text{m}$.

In Fig. 2, the results obtained using the polypropylene (CH) and Al targets are shown. For the CH with a thickness of $4.3 \mu\text{m}$ and Al with thickness of $3 \mu\text{m}$, the optimum target positions are $+0.4 \text{ mm}$ and -0.8 mm , respectively. The results of the CH target have the same tendency with those of the Mylar targets; i.e., the measured hole size and the maximum proton energy have two local maxima. The features obtained in the Al are, however, less distinct in the Mylar and CH. The optimum target positions of Al target are farther from the waist than those of Mylar target with a thickness of same degree.

We changed the energy of the prepulse 4.5ns before the main pulse within a range from 6.3×10^{-4} to 1.4×10^{-2} , keeping the energies of the other prepulses and the main pulse constant. The target was Mylar with a thickness of $2.5 \mu\text{m}$. The maximum proton energies observed are shown as a function of the target positions in Fig. 3(a) for various energies of the prepulse. As the energy of the prepulse increases, the maximum proton energy becomes small, and the optimum target position goes far from the waist first, and then settles in -0.3 mm .

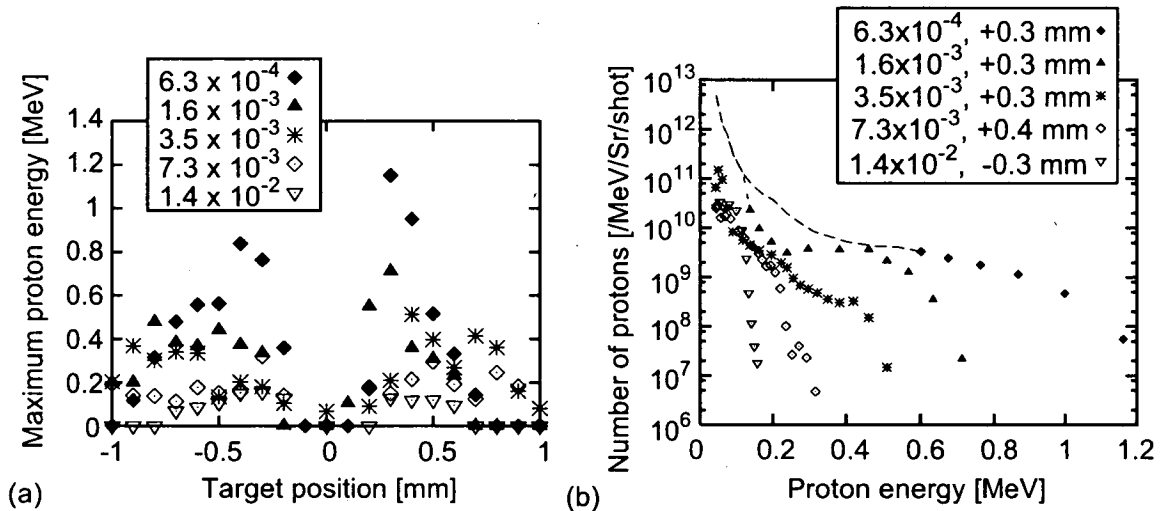


Figure 3: (a) Maximum proton energies for various energy contrasts of the laser as a function of the target positions. (b) Proton spectra at the optimum target position.

In order to measure the angular distributions of the particles, we got rid of the TPs and positioned Mylar filters in $2.2 \mu\text{m}$ thick in front of the CR39 detectors. Only protons with energies above 200 keV can hit CR39 detectors in this situation. The resultant traces on the CR39 detectors were circles into the directions normal to the target surface with a half angle of $\sim 20^\circ$ on both sides of the target. No ions were observed on the laser axis.

4 A THEORETICAL MODEL

Our interest is why the energy of generated ions is not highest at the waist. In the following, we introduce a model to explain these experimental results. In our model, a prepulse first evaporates or ablates the surface of the target to create a neutral gas layer in front of the target. The nonlinear refractive index proportional to the intensity of the main pulse guides the main pulse itself. The main pulse with a smaller radius than in a vacuum thus interacts with the target, enabling more efficient ion generation. If the target position coincides with the waist, the prepulse intensity is, however, too high to create neutral gas. The prepulse creates plasma instead. The plasma density distribution is highest on the laser axis, which diffracts the main pulse. This model does not conflict with our previous experiment using higher laser intensities and

metal targets [2]. Although the intensity of the prepulse is on the same order, the ionization threshold of metal is lower than that of plastic.

In our experiment, the sum of the prepulse fluencies was 0.3 to 9 J cm⁻² depending on the spot size on the target. It was typically 2 J cm⁻² at ±0.3 mm of target positions. We deduce that this value is around the threshold of ablation by femtosecond laser, because the single pulse threshold is 2.6 J cm⁻² in polymethyl methacrylate and 1.7 J cm⁻² in polycarbonate for a laser pulse width of 150 fs [5], although those in the Mylar, polypropylene and aluminum have not been reported.

We calculated the “new” beam waist caused by self-focusing in Mylar vapor. The refractive index containing the nonlinear effect is $n = n_0 + n_2 I$ [6], where n_2 is the nonlinear refractive index and I is the Gaussian laser intensity. The laser spot size w obeys the following equation [6]:

$$\frac{d^2 w}{dz^2} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 n_0^2 w^3} \left[1 - \frac{P_0}{P_{cr}} \right], \quad (1)$$

where P_0 , λ , $P_{cr} = \lambda^2 / (8\pi n_2)$ are the laser power, the wavelength, the critical power of nonlinear focusing, respectively [6]. We calculated eq. (1) numerically to obtain consistent results with the experiments. They give the positions of $w(z) = 0$ at about ±0.3 mm, when 10% of the prepulse energy makes the neutral gases. They successfully reproduces also the tendency of the experimental results that the position of $w(z) = 0$ recede from the beam waist, as the prepulse energy increases.

Moreover, we observed shadowgrams for investigating the target condition 1 ps before the interaction between the target foil and the main laser pulse. The frequency of the probe was doubled by a BBO crystal with a thickness of 0.35 mm. The probe passed parallel with the target surface, and went through a narrowband (400 ± 10 nm) interference filter and a relay lens to a CCD camera with an objective lens. The image was unclear because of the modulation caused by the quartz window. The region of the target position between -0.4 mm and +0.4 mm was inaccessible by the probe. The size of the regions had two local maxima: one 0.3 mm before the waist, and the other 0.3 mm behind the waist. The size of the regions are about 25 μm at the target position of ±0.3 mm. When the target is positioned at the waist, the inaccessible region is very small. The calculation of the ray trace suggests that either the plasma electron density over 10²⁰ cm⁻³ or the neutral gas density over 10¹⁸ cm⁻³ causes the white region.

We also observed the scattered spectra of the pump laser changing the target position. Large blueshifts of ~ 15 nm in the main pulse were observed in the target positions between -0.3 mm and +0.4 mm. This supports the creation of neutral gas by the prepulses, because the blueshift is caused by the difference of refraction experienced by the main pulse; i.e., the head of the main pulse is refracted by the neutral gas left by the prepulses, while the tail is refracted by the plasma created by its own head [7].

In summary, we detected the ions in the interaction between a 1 TW, 40 fs laser and thin foils. It was found that ion production has an optimum target position when the main laser pulse is accompanied by prepulses that evaporate the target. A model is proposed in which prepulses ablate the surface of the target. The resultant neutral gas guides the head of the main pulse by the Kerr effect while it is ionized. Observation of the shadowgrams and the scattered spectra supports our theoretical model.

We would like to thank Timur Esirkepov and Kazuyoshi Koyama for their useful discussions and Yoneyoshi Kitagawa for providing his design of the Thomson parabola. This work was supported by the Nuclear Research Promotion Program of JAERI, and the Advanced Compact Accelerator Development Project of MEXT and NIRS.

References

- [1] D. Umstadter, *Phys. Plasmas* **8**, 1774 (2001).
- [2] K. Matsukado, T. Esirkepov, K. Kinoshita, et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 215001 (2003).
- [3] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 045003 (2004).
- [4] Y. Wada, Y. Shigemoto, and A. Ogata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, L996 (2004).
- [5] S. Baudach, J. Bonse, J. Krüger, and W. Kautek, *Appl. Surface Sci.* **154-155**, 555 (2000).
- [6] P. W. Milonni and J. H. Eberly, *Lasers* (Wiley, New York, 1988), chap. 18.
- [7] W. M. Wood, C. W. Siders, and M. C. Downer, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3523 (1991).



5.3 Recent Study of the Discharge Oxygen-Iodine Laser

Hiroo FUJII, Yoshihumi KIHARA, Ryota FUNAKOSHI
 Anan National College of Technology
 265 Aoki, Minobayashi-cho, Anan-shi, 774-0017 Japan

Josef SCHMIEDBERGER
 Institute of Physics, Czech Academy of Science
 Na Slovance 2, 180 40 Prague 8, Czech Republic

Background: A decade has passed, since Discharge Oxygen-Iodine Laser (DOIL) research has kicked off in our laboratory. The iodine laser which oscillates with photo dissociation of iodides has been developed for a use in atomic fields as a nuclear fusion driver. It is well known that the ISKRA-5 in Russia has achieved a peak power of 100 TW in the past. The SOFIA project has launched off with the PALS laser system in Czech, which has transferred from Germany named ASTERIX-4 in 1997, aiming to achieve the peak pulse up to 5 PW. On the other hand, the Chemical Oxygen-Iodine Laser (COIL) which has oscillated at US Air Force in 1978 has now achieved a CW high power up to multi-MW for a use of missile defense. Because of its excellent characteristics, the COIL has also tried to apply for industrial use as a tool for decommissioning. Discussions have been taking place that it is hazardous in this application because the COIL consumes huge volume of chlorine and hydrogen per-oxide under the operation.

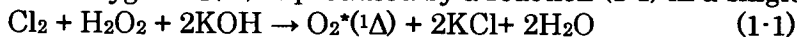
The DOIL has been developing with the expectation to bypass these COIL problems and to apply for various industrial fields as a high power, good beam quality and optical fiber applicable laser with economical and easy operation discharging system. Recently, not only in our laboratory but also in foreign countries especially in the USA and Russia, the competition towards the world first DOIL oscillation becomes active.

Keywords: Discharge oxygen iodine laser, Discharge singlet oxygen generator, DOIL, DSOG, Chemical oxygen iodine laser, COIL, SOG

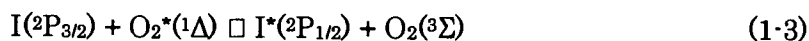
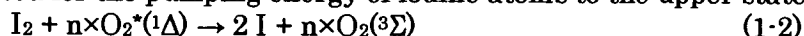
1. Introduction

Oxygen iodine laser oscillates at the wavelength 1.315 microns by an electronic transition between $I(2P_{1/2}) - I(2P_{3/2})$. Features of the laser in an industrial application are a suitability of using optical fiber, a good energy absorption in metal surfaces, a good beam quality compared with any other industrial lasers, etc. In addition, a large output power over 10 kW is obtained easily so that a possibility of the laser application extends to thick and heavy material processing fields such as ship buildings and steel makings, in stead of the fields of thin and light materials as they have been commonly used up till now.

The chemical oxygen iodine laser (COIL) oscillation takes place as the following steps. First, excited oxygen $O_2(1\Delta)$ is produced by a reaction (1-1) in a singlet oxygen generator (SOG).



Then $O_2(1\Delta)$ is partially consumed as an energy for dissociating iodine molecules (1-2) and is used for the pumping energy of iodine atoms to the upper state (1-3).

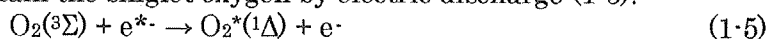


where the star in superscript denotes the excited states. In a formula (1-3), it is required to satisfy a formula (1-4) for achieving population inversion in iodine atoms¹.

$$N_{O_2(1\Delta)} > 0.17 \times N_{O_2(^3\Sigma)} \quad (1-4)$$

where N denotes a number density of each O_2 states.

In COIL, it is possible to produce $O_2^*(^1\Delta)$ in high rate as 60-80 % by the chemical reaction (1-1). However, this chemical way accompanies big problems such as a huge system size, an extremely high fuel consumption rate, a technical difficulty of the system's continuous operation and so on, when the COIL is used for the industry. A new type SOG which can eliminate the above problems is discussed in this paper. It only requires an electric power to obtain the singlet oxygen by electric discharge (1-5).



This trial was reported in 1951. In spite of the energetic efforts to produce it by this method especially since 1980, no researchers could exceed the threshold of 17 % excitation efficiency of oxygen which would be expected to have an oscillation in the oxygen-iodine laser. The experiments in this report focused on producing enough singlet oxygen and decreasing losses of generated singlet oxygen.

2. Experimental set-up

The experimental set up is shown as a photo in Fig.1 and as a schematic drawing in Fig.2. It is mainly composed of a discharge singlet oxygen generator (DSOG-5) connected with RF power generator through matching box, a diagnostic chamber, a gas cooler in which the liquid nitrogen was used as a cooling medium, a discharge iodine injector for dissociating iodine molecules, a transverse subsonic flow laser cavity, resonator mirrors, an iodine trap and a vacuum pump. For measuring the emission from O_2^* and I^* , a spectrum analyzer was used. The DSOG-5 has a hollow electrode with a nozzle of few mm in diameter for producing Ar plasma jet. Slit nozzle where oxygen gas comes in is set surrounding the nozzle at a rectangular position just after the nozzle outlet so that the oxygen gas can be well mixed with Ar plasma and then got energy efficiently from it. An output power of RF power generator is up to 200 W with a frequency of 100 MHz. A diagnostic chamber consists of a Pyrex tube connected by aluminum cubes. The inner diameter of the tube is 51 mm. Each cube have glass windows and two ports for a pressure gauge and a thermocouple. The emission from the diagnostic chamber is coupled into a step index optical fiber with a core diameter 0.8 mm. The fiber is 5 m long and guides the emission to the optical spectrum analyzer. Usually, only a narrow part of near infrared spectra 1.27 μm is monitored including noises. A personal computer integrates only a true fundamental emission band. These data together with a pressure and a temperature measured in the diagnostic chamber are used for the determination of singlet oxygen O_2^* yield. I^* emission which wavelength 1.32 μm is gathered and transferred by the optical fiber set in front of the output mirror to another optical analyzer for measuring the intensity from I^* . The gas cooler made of aluminum has a dimension 250 mm length, 80 mm height and 120 mm width and 27 holes with a diameter of 6mm are drilled in longitudinal direction for passing laser gases. The walls of each hole are cooled down to -150 $^\circ\text{C}$ by liquid nitrogen for decreasing the gas temperature. The laser cavity made of Teflon has a cross section 15 mm height and 80 mm width. Two concave mirrors are set to both side at the cavity and have the transmission

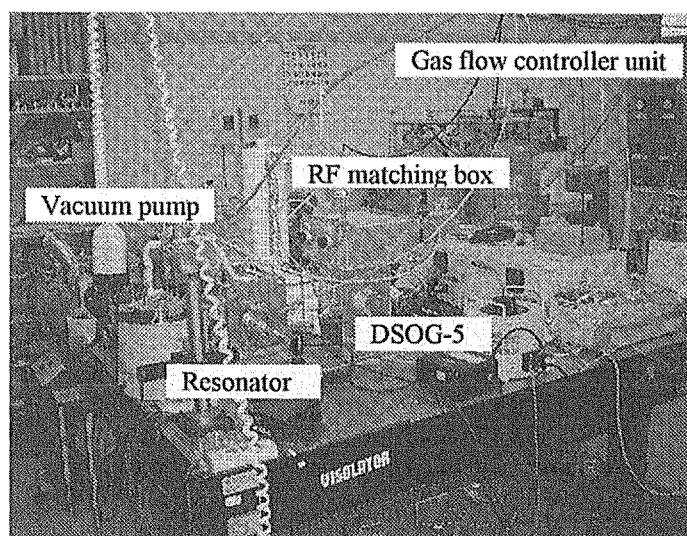


Fig.1 Experimental set up of DOIL

resonator. The laser cavity made of Teflon has a cross section 15 mm height and 80 mm width. Two concave mirrors are set to both side at the cavity and have the transmission

$T=0.01\%$. The iodine injector in which a tungsten electrode is installed for dissociating iodine molecules is set upstream of the resonator. An iodine trap is set between a cube 3 and vacuum pumps. It is cooled down by liquid nitrogen. A pressure inside of the cavity is kept at about 1 torr by the vacuum system which is composed of two sets of an oil rotary pump and a roots booster pump. The pumping capacity is 600 m³/h totally.

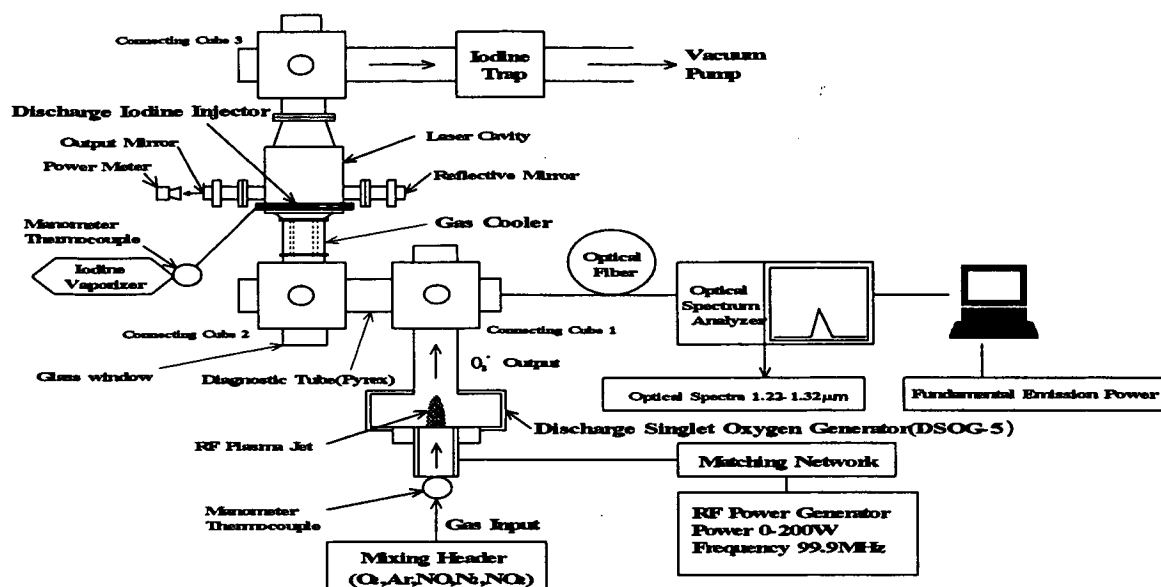


Fig.2 Schematic drawing of experimental set up

3. Results and discussions

3.1. Singlet delta oxygen generation

Fig.3 shows the main construction of DSOG-5. Singlet delta oxygen O₂^{*} is generated by the energy transfer from Ar plasma which is produced when Ar gas is passing through the nozzle to oxygen molecule. The experiments have been carrying out changing Al nozzle types of a single cylindrical hole, a linear array of cylindrical holes and a linear slit.

Fig.4 shows O₂^{*} yield as a function of O₂ flow rate. Higher O₂^{*} yields appeared at a lower flow rate of oxygen when Ar gas flow rate was fixed at 700 sccm. The maximum yield was recorded as 22-24 % at oxygen flow rate 100-120 sccm. In this experiment, the array nozzle which gave the best result was used.

Fig.5 shows the pressure dependence of the O₂^{*} yield. No sharp drop of the yield was recognized at a pressure range of 0.6-1.5 torr. At a low pressure below 0.4 torr, there was relatively large noise on the O₂^{*} emission measured by the optical spectrum analyzer and then the results became unreliable.

Formula (1-4) says that the O₂^{*} yields should be higher than 17 % for the oxygen-iodine laser oscillation. From the results in Fig.4 and Fig.5, the O₂^{*} yield by DSOG-5 gave us a hope to achieve laser oscillation not only by the chemical method but also by the electrical discharge method.

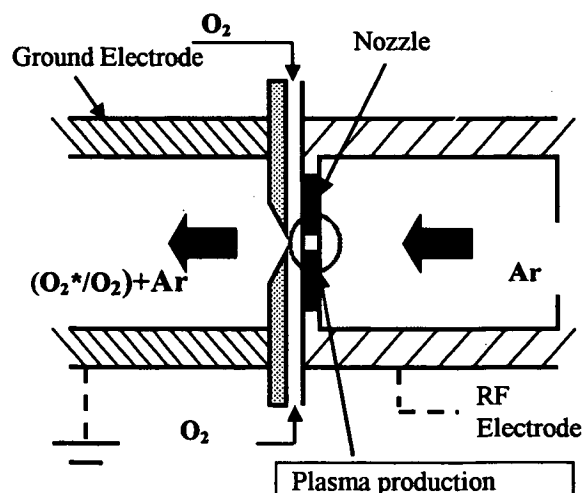
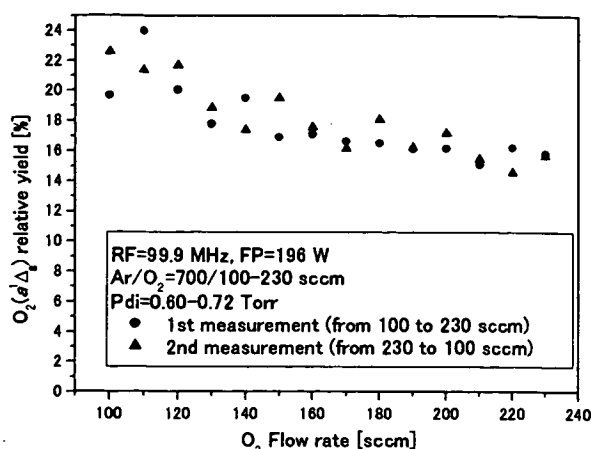
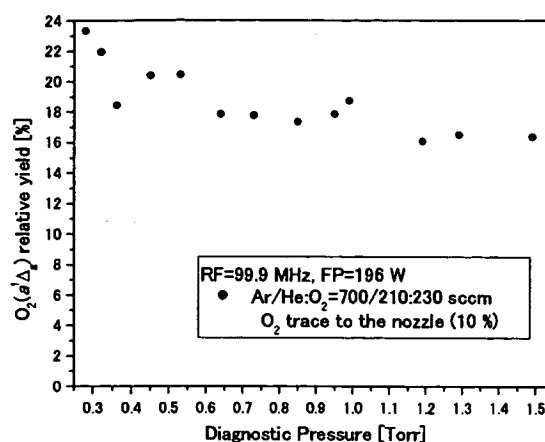


Fig.3 Main construction of DSOG-5

Fig.4 O₂* yield as a function of O₂ flow rateFig.5 O₂* yield as a function of Diagnostic pressure

3.2. Iodine pre-dissociation by a RF discharger

Iodine pre-dissociation tests by RF discharge were carried out. In the transverse subsonic cavity, the iodine injector was installed parallelly upstream to the laser optical axis. It was important to shorten the distance between iodine injection nozzles holed on the injector and iodine molecules dissociation device for avoiding the re-combination of iodine atoms. As the results by this newly designed system, the maximum enhancement of 22 % was obtained at a He carrier gas flow rate of 30 sccm.

3.3. Laser gas cooling by a heat exchanger

Threshold yield for the population inversion of iodine atoms can be calculated by formula (1-3). The equilibrium constant of this formula is determined as a function of the gas temperature. It is obvious that a lower gas temperature brings a higher chance for oscillation of DOIL by decreasing threshold yield. In spite of the threshold yield as 17 % at room temperature, it can go down to 5 % when the gas is cooled down to -120 °C. Cooling tests of the heat exchanger were carried out using liquid nitrogen as a coolant and it was successfully operated to the lowest temperature -150 °C.

4. Conclusion

Laser oscillation tests have been fulfilled with the above new lineup but no oscillation results can be achieved yet. From the comparison with the preliminary examination data² [Carroll], the oscillation of DOIL will be expected mainly when Y_{plen} increases from 24%, we have already achieved, to over 30%.

$$\eta_{\text{chem}} = 0.6962(Y_{\text{plen}} - Y_{\text{diss}} - Y_{\text{th}}) \quad (5-1) \quad [\text{Hon, 1996}]$$

where η_{chem} is the chemical efficiency of the COIL, Y_{plen} is the yield in the plenum region just upstream of iodine injection, Y_{diss} is the loss of singlet delta oxygen due to dissociation of the iodine molecules and Y_{th} is the threshold yield representing the minimum O₂* fraction necessary for positive gain (=0.044 at 150 K).

References

1. H. Fujii, S. Yoshida, M. Iizuka, and T. Atsuta, "Development of high power chemical oxygen-iodine laser for industrial application", J. Appl. Phys. Vol.67 NO.9, pp3948-3953, 1990
2. David L. Carroll and Wayne C. Solomon, "ElectriCOIL: An Advanced Chemical Iodine Laser Concept", 13th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Lasers Conference, Florence, SPIE Vol.4184, 40-44, September 2000



5.4 Development of laser plasma x-ray microscope for living hydrated biological specimens

Masataka KADO, Hiroyuki DAIDO

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Investigating the structure and the function of life object performing advanced life activity becomes important. In order to investigate the life object, it is necessary to observe living specimens with high spatial resolution and high temporal resolution. Since laser plasma x-ray source has high brightness and short pulse duration, x-ray microscope with the laser plasma x-ray source makes possible to observe living specimens. Such as chromosomes, macrophages^[1], bacterium^{[2][3]}, and so on have been observed by contact x-ray microscopy. The x-ray images obtained by indirect measurements such as the contact x-ray microscopy have difficulty to avoid artificial effect such as irregular due to developing process. Development of an x-ray microscope with laser plasma x-ray source is necessary to avoid such defects.

Keywords: laser plasma x-ray, x-ray microscope, contact x-ray microscopy, living biological specimen, macrophage

Structural analysis of proteins has been popular and explication of structure and function of life organisms in molecular level is in progress. Next subject for the life science is to investigate structure and function of life organism itself composed with molecules and performing living activities. In order to realize such subject, it is required to observe living biological specimens with high spatial resolution and high temporal resolution. Laser plasma x-ray has high brightness and short pulse duration. X-ray microscopes with laser plasma x-ray sources can visualize living biological specimens with high spatial and temporal resolutions.

Most of the works observing biological specimens with laser plasma x-ray have been done with contact x-ray microscopy, which is the indirect imaging placing biological specimens onto PMMA photo resist and observing the developed photo resist after exposure with x-ray pulse. Biological cells, bacteria, and other biological specimens have been observed. One of the advantages of the contact x-ray microscopy is its high spatial resolution (<10nm) which is determined by the molecular size of the photo resist. High efficiency for the compact tabletop system to be able to obtain an image of a biological cell with single x-ray exposure is also a big advantage. The disadvantage is that the images could be affected with artificial noise because the images are obtained only from the developed photo resists.

Imaging technology will be necessary to avoid the disadvantage of the contact x-ray microscopy and to give the confidence to the x-ray microscopy. Imaging x-ray microscopes have been developed with

synchrotron radiation sources. X-ray microscopes with synchrotron radiation source take more than 1 second exposing time to image an biological cell due to lack of brightness. Movement of the cell during exposure degrades the spatial resolution. Freeze dry processing, which is commonly used for electron microscopy, is introduced to avoid the degradation of the spatial resolution due to blurring by Braun motion. It still remains questions such as the images taken with the method are real or not.

Shown in figures 1.(a) and (b) are x-ray and TEM images of mouse macrophages, respectively. The x-ray image was taken by contact x-ray microscopy with laser plasma x-ray source. The macrophages for contact x-ray microscopy were live specimens in natural environment without any artificial treatments. The macrophages for TEM were treated with ordinary processes such as drying and slicing. Comparing both images they were clearly identical and detailed structures such as cell nucleus were observed. Those images showed that the x-ray microscopy have potential to observe biological cells close to the electron microscopy.

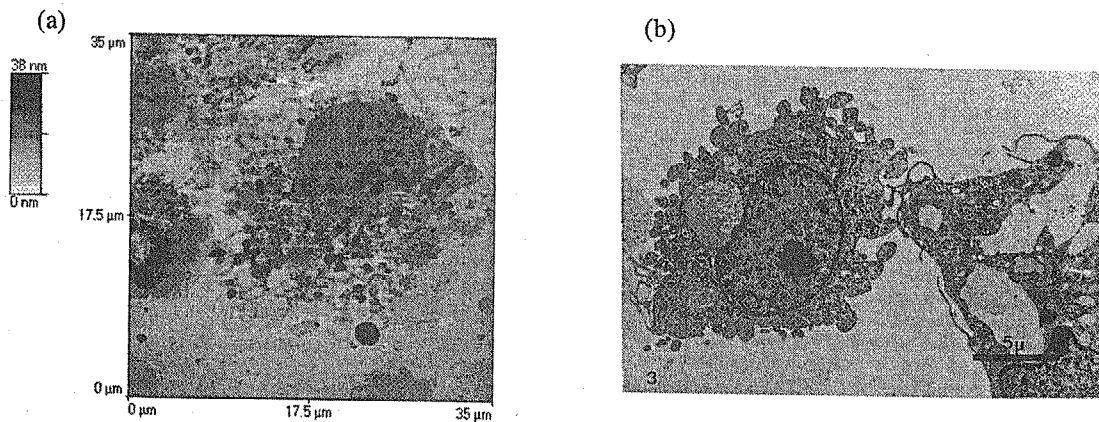


Figure 1. An x-ray image (a) and a TEM image (b) of mouse macrophages. The macrophages for the x-ray image were in natural environment without any artifacts. In contrary the macrophage for the TEM image were treated with dry processing and sliced. Cell nuclease were observed clearly in both images.

Latexes with the size of about 10nm were put into the environment of the macrophages to activate the function of predation. Shown figures 2.(a) and (b) are the x-ray images of the mouse macrophages without and with Latexes taken by contact x-ray microscopy with laser plasma x-ray source, respectively. There was a clear difference

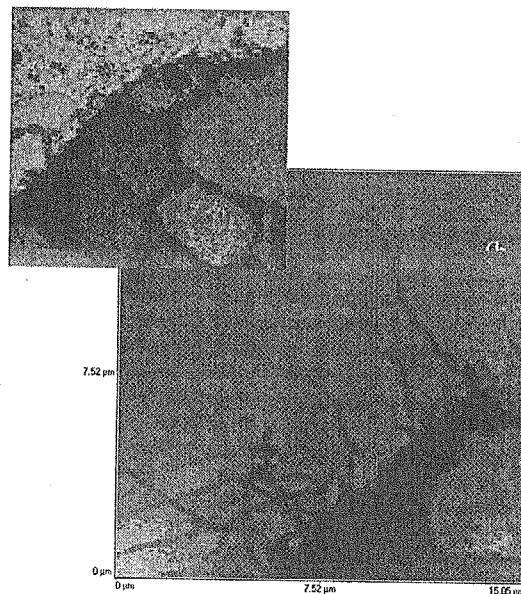


Figure 2. X-ray images of the mouse macrophages without (a) and with (b) Latexes taken by contact x-ray microscopy with laser plasma x-ray source. There was a clear difference between those images and the hair like structure was observed on the surface of the macrophage with Latexes in the environment.

between those images and the hair like structure was observed on the surface of the macrophage with Latexes in the environment. The thickness of the hair like structure was about 100nm or less. There were no such structures for the macrophage without Latexes. Those kinds of structures have not been observed before neither with electron microscope or optical microscope. It is difficult to observe the hair like structure with sliced specimens. Optical microscopes have not enough spatial resolution to observe the structure. The same kind of macrophages with Latexes in the environment without any artifacts has been observed with synchrotron radiation source^[4]. Instead of the clear images of the hair like structure blur images of the something surrounding the macrophage have been observed, because the exposure time was about 1 second and it was too long to obtain clear images.

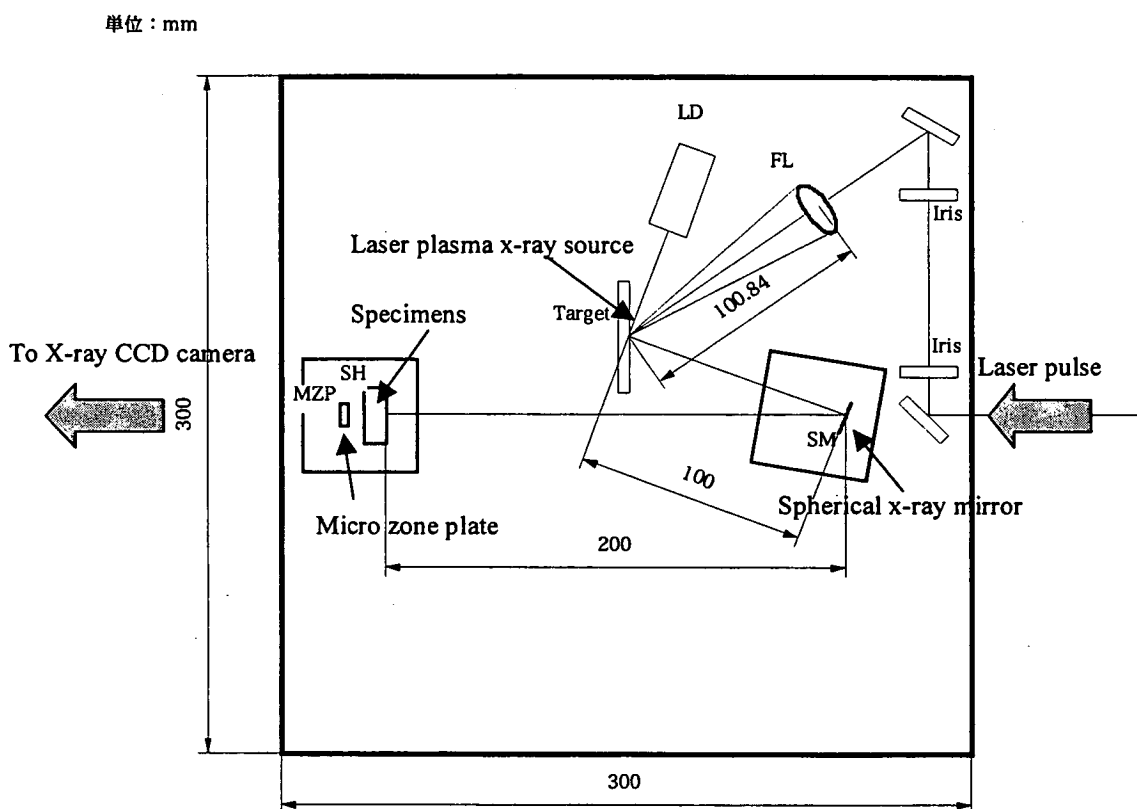


Figure 3. Configuration of the x-ray microscope. The x-ray microscope was consisted with a multicoated spherical x-ray mirror as a condenser lens and a micro zone plate as an objective lens. The x-rays from the laser plasma x-ray source were focused onto the specimens with the spherical x-ray mirror. The image of the specimens was enlarged onto the x-ray CCD camera with the micro zone plate.

Shown in figure 3 is the configuration of the x-ray microscope. The x-ray microscope was consisted with a multicoated spherical x-ray mirror as a condenser lens and a micro zone plate as an objective lens. X-rays from laser plasma x-ray source were focused with the condenser lens onto the live specimens, which were enclosed with thin silicon nitride membranes to avoid to be exposed into vacuum. The x-ray image of the specimens was enlarged onto an x-ray CCD camera with the objective lens. Thin titanium filter was installed to shield visible light from laser plasma x-ray source. Photon margin was calculated with the following specifications.

Laser energy: 10J

Conversion efficiency from laser energy to water window x-ray: 10%

X-ray photon energy: 300eV

X-ray source size: 50 μ m

Solid angle of the x-ray spherical mirror: 0.0016

Transmission of a titanium filter: 40%

Transmission of silicon nitride filters: 25% (total)

Reflectivity of the x-ray spherical mirror: 10%

Magnification of the x-ray spherical mirror: 2

Spectral bandwidth of the x-ray spherical mirror: 0.08nm

Efficiency of the micro zone plate: 20%

Magnification of the micro zone plate: 200

Pixel size of the x-ray CCD camera: 13 μ m

Using those parameters photon number into a pixel of the x-ray CCD camera was 77.2. The quantum efficiency of the x-ray CCD camera at the photon energy 300eV is about 1.0 and electron number at one pixel was going to be 6340.

In summary, the advantage of the x-ray microscopy with laser plasma x-ray source has been confirmed with observing mouse macrophages by contact x-ray microscopy. Hair-like structures have been observed on the macrophages with Latexes in the environment. Such kind of the structure has not observed with neither of electron microscope or optical microscope before. The disadvantage of the contact x-ray microscopy was that the images could be affected by artificial noise during development processing. Avoiding the disadvantage the imaging x-ray microscope has been designed and in development. Photon margin has been calculated and a compact Nd:glass laser with 10J output energy could produce enough x-ray photons to image live specimens in single exposure.

References

- [1] M. Kado, M. C. Richardson, J. M. Rajyaguru, M. J. Muszynski, Y. Yamamoto, "Direct Ultrastructural Imaging of Macrophage Using a Novel X-Ray Contact Microscopy", *Proc. of Experimental Biology and Medicine* **220**, 21, 1999.
- [2] J. M. Rajyaguru, M. Kado, M. C. Richardson, and M. J. Muszynski, "X-Ray Microbiology and Imaging of Escherichia coli Cell Shape Using Laser Plasma Pulsed Point X-Ray Sources", *Biophysical Journal* Vol. **72**, pp. 1521-1526, 1997.
- [3] J. M. Rajyaguru, M. Kado, K. Nekula, M. C. Richardson, and M. J. Muszynski, "High resolution X-ray micrography of live Candida albicans using laser plasma pulsed point X-ray sources", *Microbiology* **143**, pp. 733-738, 1997.
- [4] Y. Yamamoto, Y. Shinohara, "Application of X-ray microscopy in analysis of living hydrated cells", *Anat. Rec.*, **269**, pp. 217-223, 2002.



5.5 Characterization of an Emission from Rear-side of a Thin-foil Irradiated by a Ultra-short Laser Pulse

Tetsuya Kawachi^{†§}, Andrius Marcinkevicius[§], Klaus Eidmann[§], George Tsakiris[§], Klaus Witte[§]

§ Max-Planck Institut fur Quantenoptik, Hans-Kopfermann Str.1, Garching, D-85748, Germany

† Advanced Photon Research Center, Kansai-Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute, 8-1 Umemidai, Kizu, Kyoto, 619-0215, Japan

An emission from rear side of a thin aluminum foil irradiated by an ultra-short laser pulse was experimentally characterized. In this experiment, the conversion efficiency, polarization characteristics, beam divergence and spectral shift together with the shapes were measured. A comparison of the experimental results with our Particle-In-Cell (PIC) simulation implied that these characteristics of the rear side emission could be explained by electron periodic motion in the solid density plasma.

Keyword: laser-plasma interaction, over-dense plasma

1. Introduction

The recent development of high contrast intense lasers made it possible for us to produce hot dense plasmas. The use of these plasmas in a high irradiance coherent x-ray sources such as high-order harmonics generation (HOHG) from solid surface [1] and x-ray lasers requires as good an understanding as possible of laser-plasma interaction under a specific condition. Recently the present authors have observed anomalous HOHG from rear side of a thin foil target irradiated by ultra-short pulse [2]. In this experiment, aluminum or carbon thin foil targets with thickness of around the laser wavelength $\lambda_0=395$ nm were irradiated by 150 fs-duration laser pulse with a contrast ratio of better than 10^8 , and the fundamental light together with the higher-order harmonics upto the 10th-order were observed from the rear side. Under that experimental condition, the foils remains strongly over-dense during the interaction time, and the harmonics components whose frequency was lower than the plasma frequency could never transmit the foil. Furthermore, since the intensity of the laser was $\sim 10^{18}$ W/cm², i.e., normalized momentum $a_0=P_{osc}/m_e c$, was ~ 0.2 , relativistic transparency effect was not practical for the experimental conditions, where P_{osc} , m_e , c was the momentum of quivered electron, the electron mass, the speed of light. In order to explain the physical mechanism of the phenomenon, a Particle-In Cell (PIC) simulation was performed. The calculated result implied that this phenomenon was the

re-emission from collective quivered electron motion which penetrate into solid density plasma (Brunel electrons) [3]. Since the observation of the emission from rear side of thin foil target is to the authors' knowledge new, it is valuable to investigate the characteristics of the emission experimentally, e.g., the conversion efficiency, the polarization characteristics, the beam divergence and the spectral line shapes. For the purpose of precise characterization, the use of light in a visible-uv region is favorable compared with that in VUV region, because visible-uv light can be handled in air, high efficiency reflective and transparent optics are available, and absolute sensitivity of the detectors is easily calibrated. Thus, in this paper we concentrate to measure the fundamental $\lambda_0=396$ nm and the 2nd harmonics (198 nm). In the following, we describe the details of the experiment.

2. Experiment and discussion

The experiment was conducted by use of ATLAS 2 laser in Max-Planck Institut fuer Quantenoptik (MPQ). ATLAS 2 laser is a 10 Hz-repetition rate Ti:Sapphire laser at a wavelength of 792 nm with the maximum energy of 180 mJ, 180 fs duration and the beam diameter of 65 mm. The experimental set-up is shown in Fig.1. In this experiment, in order to obtain high-contrast ratio, the laser light was frequency-doubled to $\lambda = 396$ nm by use of a KDP crystal plate with 2 mm-thickness and 65 mm-diameter. The conversion efficiency was 50 % at the duration of 180 fs. From the contrast ratio of the 796 nm laser light, the contrast ratio of the 396 nm light was estimated to be $1:10^{10}$ at $t > 2$ ns, and $1:10^8$ at $1 \text{ ps} < t < 2 \text{ ns}$. This contrast ratio was sufficient to avoid early expansion of the foils due to the prepulse and to produce a steep density gradient during the laser-plasma interaction time necessary for efficient harmonics generation. The laser light was reflected a combination of four multi-layer mirrors, which separated 396 nm light from 792 nm light with an extinction ratio of 10^7 . Then, the fundamental laser light went through a $\lambda/2$ plate and into a vacuum chamber. In the vacuum chamber, the laser light was reflected 99 % reflection multi-layer mirror, M1, and focused by a multi-layer coated off-axis parabolic mirror with $f/2.5$. The 1 % transmission through M1 was measured by a pin-photo diode and was used for the input laser energy monitor. The focus at the target position was checked, and 60 % of the energy was concentrated within $5 \mu\text{m}$ -diameter area, which leads to the maximum intensity was 10^{18} W/cm^2 . The target was aluminum foils with thickness from 80 nm to 460 nm. The foils were put on a 50 mm x 50 mm target holder plate which had 60 holes with a diameter of 1 mm on it. The angle of the incidence of the laser was 45 degree with respect to surface normal. The laser was operated under a single shot mode, and after each shot, we moved the target holder to put fresh target at the focal position. During the experiment, the focus on the target was monitored by use of an x-ray scintillator which has sensitivity for the 10-30 KeV x-ray. The shot-to-shot fluctuation in the signal of scintillator was less than 10%. The emission from the rear side of the foil target was collected and

collimated by a lens and went out of the vacuum chamber, and the energy, the spectrum and polarization degree was measured.

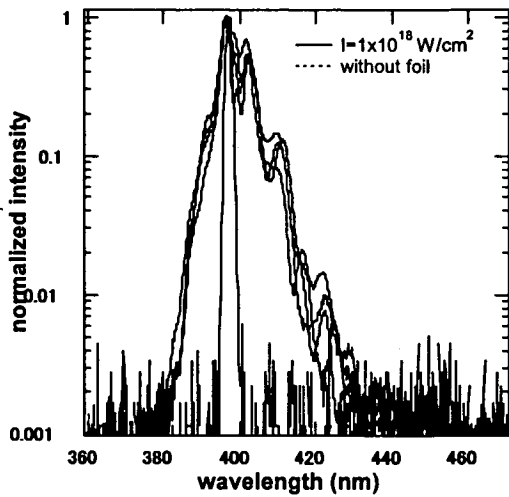


Fig.1 typical spectra of the rear side emission at the incident laser intensity of 10^{18} W/cm² (solid line). The dotted line is the spectrum of the TiS laser.

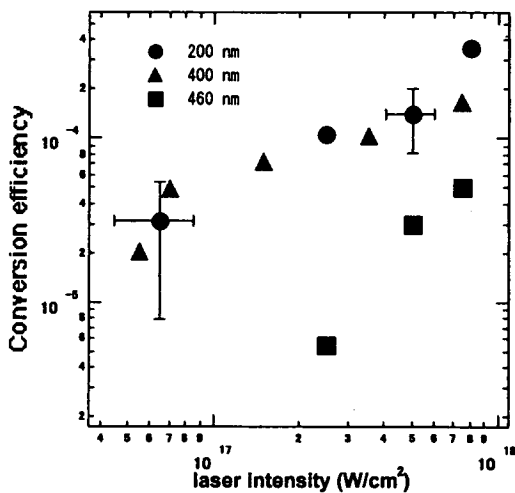


Fig.2 Conversion efficiency of rear side emission as a function of incident laser intensity.

Figure 1 shows a typical spectrum obtained from the rear side at the wavelength around 400 nm. For the reference, the spectrum of the incident laser pulse is also attached, which is taken under the absence of foil target. The emission from the rear side is apparently broadened in the wavelength compared with the incident laser, and red-wing is substantially generated. The reason will be discussed later. We take the similar spectra together with the absolute value of the input (PD1) and output energy (PD2) for various incident laser intensity and for various target thickness.

Figure 2 shows the conversion efficiency versus laser intensity for various foil thickness. The conversion efficiency is defined as the output energy from the rear side divided by the input laser energy. The results apparently shows that the conversion efficiency is increased from 10^{-5} to 10^{-3} with the increase of the laser intensity. This implies that this phenomena is completely different from classical transmission of the light. It should be noted that the rear side emission strongly depends upon the incident laser polarization; i.e., the rear side emission could be observed only for the p-polarization case.

Now we discuss the mechanism of generation of rear side emission. Since the contrast ratio of the ATLAS was so high that the foil target is over-dense during the laser irradiation. Thus, the laser light never transfers from front side to rear side. In this sense, the polarization characteristics of the rear side emission are suggestive. In the case of p-polarization light, the electrons in the skin depth of the front side are quivered between high density

region and the vacuum by the laser electric field. Since the ion motion is negligible small compared with electron motion, the periodic quivering motion of the electrons induce charge separation, where the frequency of the periodic motion is identical to that of the incident laser. In order to compensate the charge separation, electrons in the bulk of the foil are moved. As a result, rear side electrons oscillate at the same frequency with that in the front side. The collective electron motion in the rear side induces dipole momentum and the oscillation energy can be converted into the optical energy. Thus the rear side emission has a peak at the same frequency with the incident laser. In the experiment, substantial line broadening was observed. This may be due to the expansion of the foil plasma. The electron motion in the inside of the foil driven by the front side charge separation can be modulated by the hydrodynamics motion of the expansion foil: e.g., forward expansion velocity may induces decrease in the frequency, and the backward velocity induces increase in the frequency. It should be noted that we performed one-dimensional PIC code and the calculated result was consistent with the present explanation.

3. Summary

We have characterized the emission from rear side of aluminum thin foil irradiated by high contrast ultra-short-pulse. These characteristics of the emission are in good agreement with explanation that the emission is originated from the electron periodic motion in the solid density plasma.

Acknowledgments

The authors would like to thank W. Foelsner for the preparation of the foil targets, and also thank ATLAS laser crew for their support. This work was supported in part by the European Communities in the framework of the European-IPP association and the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG Grant No. TE 190/4-1 and TS82/1-1).

References

- [1] P. A. Norrey et al., Phys. Rev. Lett. 76, 1832 (1996).
- [2] U. Teubner, K. Eidmann, U. Wagner, U. Andiel, F. Pisani, G. D. Tsakiris, K. Witte, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel and E. Foster to be published in Phys. Rev. Lett. (2004).
- [3] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59, 52 (1987).



5.6 過渡衝突励起 X 線レーザーの時間的特性 Temporal Characteristics of the TCE X-ray Lasers

越智 義浩、河内 哲哉、佐々木 明、永島 圭介、長谷川 登

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Yoshihiro OCHI, Tetsuya KAWACHI, Akira SASAKI,

Keisuke NAGASHIMA, Noboru HASEGAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Pulse duration of the TCE x-ray lasers were measured using an x-ray streak camera coupled with a flat field grating spectrometer. The XRL was driven by 4.8-ps CPA Nd:glass laser pulse with 400-ps prepulse at 1053 nm. Three target materials, Ag ($Z=47$), Pd ($Z=46$), and Mo ($Z=42$), were used. Obtained duration was 7.0 ps, 5.6 ps, and <3.3 ps for Ni-like Ag-, Pd-, and Mo-XRLs respectively, which showed XRL pulse duration became longer with the atomic number increasing.

Keywords : X-ray laser, TCE, pulse width, collisional ionization

1. はじめに

日本原子力研究所・関西研究所・光量子科学研究センターにおいて、過渡衝突励起方式(Transient Collisional Excitation: TCE)を用いた X 線レーザー研究が進められている。現在までに、波長 13.9 nm(Ag)、12.0 nm(Sn)での飽和増幅を達成し[1]、さらに短波長での発振として波長 8.8 nm(La)での利得発生を確認している[2]。また、ダブルターゲット方式を用いることにより、空間的に極めて指向性の高い波長 13.9 nm の X 線レーザーの発生に成功しており[3]、今後コヒーレント光科学分野への応用や誘電体表面や生体試料の観察などの利用・応用研究へと展開が図られる。ここで X 線レーザーのパルス幅、及び利得の時間幅を実験的に明らかにすることは、光源としての基本パラメーターを押さえるだけでなく、プラズマ媒質中での利得発生過程を理解するうえで重要である。本論文では X 線レーザーのパルス幅計測実験についてその手法と結果について述べ、得られた結果をもとにプラズマ中での原子過程に関して考察を行う。

2. 実験条件と結果

実験は、日本原子力研究所・関西研究所・光量子科学研究センターにおいて、X 線レーザー研究用に開発された CPA ガラスレーザーを用いて行った。レーザー光の中心波長は 1053 nm であり、パルス幅 400 ps のプリパルスと 4.8 ps のメインパルスを同軸上に照射した。この際、プリパルスとメインパルスの間隔は 500 ps、エネルギー比は 1:8 とした。ターゲット上へは軸外し放物面鏡を用いて幅 20 μm 、長さ 4 mm で線集光した。ここでプラズマ媒質中でのゲイン損失を補償するため6ステップの階段状ミラーを用いた進行波励起を行っている。階段状ミラーのステップ間隔はターゲット上で 1.2 mm であり光の伝搬時

間として 4 ps を要する。従って、観測される X 線レーザーは少なくとも 4 ps の広がりを持つことになり、これが今回の実験における観測可能な最小の X 線レーザー時間幅を決める。

計測は斜入射分光器と X 線ストリークカメラを用いて行った。使用した分光器はトロイダルミラーとグループ数 1200 本の反射型回折格子からなる平面結像型分光器であり、トロイダルミラーへの入射角は 88 度である。平面結像型分光器内部では回折格子上の異なる点で反射された同一波長の X 線が一点に結像されるため、経路の違いに伴う時間的なにじみを生じる。言い換えればこれは分光器の時間分解能 (τ_{fs}) であり、今回用いた 3 種類のターゲット Ag、Pd、Mo の X 線レーザー波長に対して計算した結果、それぞれ 2.6 ps、2.7 ps、3.5 ps である。X 線ストリークカメラは時間分解能 (τ_{xsc}) が 1.7 ps の浜松ホトニクス社製 C4575 を使用した。計測器全体の時間分解能 τ_R は両者の二乗平均 $\tau_R = (\tau_{xsc}^2 + \tau_{fs}^2)^{1/2}$ で与えられ、3.1 ps (Ag)、3.2 ps (Pd)、3.9 ps (Mo) となる。

実験で観測した各 X 線レーザーのストリーク画像、及び時間波形を図 1 に示す。時間波形はガウス型曲線でフィッティングを行い半値幅を求めた。上述の計測器の時間分解能を考慮し得られた時間幅は、Ag、Pd、Mo に対してそれぞれ 7.0 ps、5.6 ps、 < 3.3 ps である (Mo に関しては検出限界以下の時間幅)。この結果より、今回の照射条件では原子番号の増加に伴い X 線レーザーのパルス幅が長くなる傾向がしめされた。

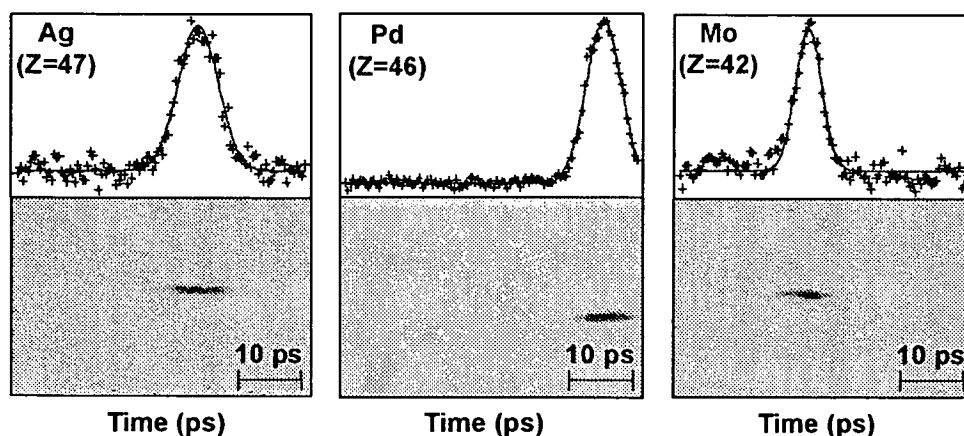


図 1. Streak spectrograph of Ni-like Ag-, Pd-, and Mo-XRLs (bottom) and their spectrally integrated profiles (top).

3. 考察

観測される X 線レーザー強度の時間波形は利得の指数関数であることから、利得の時間幅は前節で示した X 線レーザーのパルス幅よりも長くなる。本実験の結果に対しては利得の時間幅はパルス幅の 3.3 倍と見積もられることから [4]、Ag、Pd、Mo に対してそれぞれ 23.1 ps、18.5 ps、 < 10.9 ps となる。プラズマ媒質中で利得を損なう過程としては励起準位間の I -mixing と電子衝突過程を介した電離によるニッケル様イオンの減少が考えられるが、HULLAC コード [5] を用いて計算した I -mixing の時間スケールはピコ秒以下であるため電子衝突電離が主な過程であると考えられる。以下に電子衝突によるニッケル様基底準位の減少について評価する。ここで、(1) 基底準位から直接衝突電離する場合と、(2) 励起準位からの衝突・輻射過程を経て電離する場合の

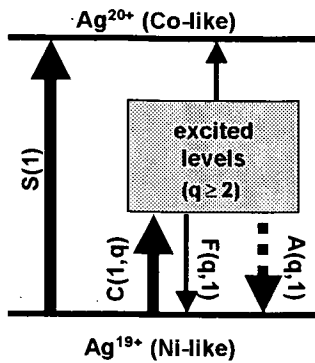


図 2. Schematic flow of the collisional ionization.

2通りの場合を考慮する(図2)。図中で $S(1)$ は基底準位からの衝突電離係数、 $C(1,q)$ 、 $F(q,1)$ 、 $A(q,1)$ はそれぞれ励起準位 q から基底準位への衝突励起、衝突脱励起、輻射脱励起の速度係数を表す。トータルでの基底準位からの衝突電離係数 S_{CR} は次式で与えられる。

$$S_{CR} = S(1) + \sum_{q \geq 2} \left[C(1,q) - \{F(q,1) \cdot Ne + A(q,1)\} \cdot n(q) \cdot \frac{1}{Ne} \right]$$

ここで、 Ne は電子密度、 $n(q)$ は準位 q のポピュレーション密度である。右辺第1項の $S(1)$ はLandshoff-Perezの経験式[6]を用いて計算し、右辺第2項に関してはHULLACコードを用いて基底準位からの電子衝突電離係数($S(1)$)との相関を調べ、 $S(1)$ の値から計算した。Ag、Pd、Moに対して電子温度をパラメータとし得られた計算結果を図3に示す。

レーザー照射により生成したプラズマの電子温度、電子密度が同程度であれば原子番号が大きくなるほど電離の速度係数は小さく、実験結果にみられた傾向と一致していることがわかる。

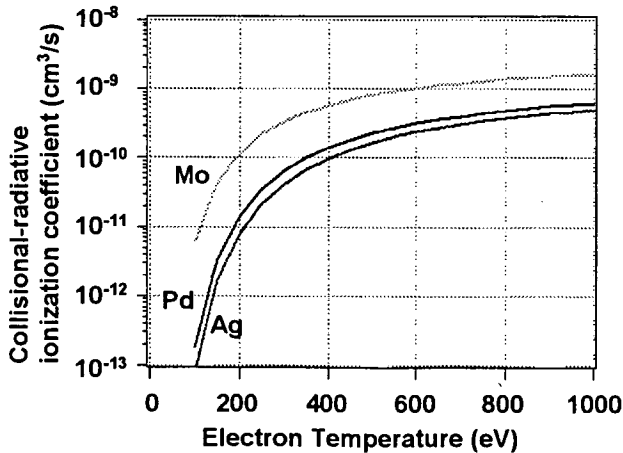


図 3. Collisional-radiative ionization rate coefficient for Ag, Pd, and Mo.

また、文献[1]で示したニッケル様Ag-X線レーザーの典型的な利得領域の電子温度(500 eV)、電子密度($5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)を適用した場合、衝突電離の時間スケールと実験で得られた利得の時間スケールはよく一致する。従って、電子衝突電離によるニッケル様基底準位の減少がX線レーザーのパルス幅(利得の時間幅)を決定する要因であると考えられる。

参考文献

[1] T. Kawachi, et al., Phys. Rev. A 66 (2002) 033815-1-7
 [2] T. Kawachi, et al., Phys. Rev. A 69 (2004) 033805-1-4
 [3] M. Nishikino, et al., Phys. Rev. A 68 (2003) 0261802-1-4
 [4] Y. Ochi, et al., Proceedings of International Conference on X-ray Lasers, to be published
 [5] M. Klapisch and A Bar-shalom, J. Quant. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 58 (1997) 687
 [6] R. K. Landshoff and J. D. Perez, Phys. Rev. A 13 (1976) 1619-1632



5.7 原研 ERL-FEL の長パルス運転のための熱対策 Heat Treatment of Long Pulse Operation for the JAERI ERL-FEL

沢村 勝、永井 良治、菊澤 信宏、羽島 良一、峰原 英介

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒319-1195 茨城県東海村白方白根 2-4

**Masaru SAWAMURA, Ryoji NAGAI, Nobuhiro KIKUZAWA, Ryoichi HAJIMA,
Eisuke MINEHARA**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Shirakata-Shirane, Tokai, Ibaraki 319-1195 Japan

RF power sources are replaced from all-solid-state amplifiers to IOT amplifiers for the superconducting accelerators (SCAs) and a vacuum tube amplifier for the SHB of the JAERI ERL-FEL. A long pulse operation increased the pressure in the cryostat of the SCA. The single-cell SCA can be operated in 9% duty according to the time constant of the pressure decay in the cryostat. SHB can be operated in 4% duty which is limited by the frequency range of the tuners. The result of the ABAQUS calculation shows the more duty operation.

Keywords : Free-Electron Laser, Energy Recovery, Heat Treatment

1. はじめに

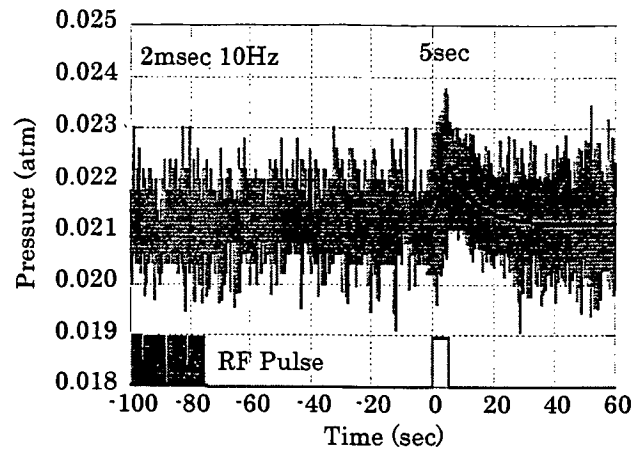
超伝導リニアック駆動型自由電子レーザーにおいてエネルギー回収は、空洞での高周波損失がほとんどないという超伝導の特徴を最大に生かす方法であり、主加速部分においては、わずかな高周波電力で、より大電流のビーム加速が可能になる。原研 ERL-FEL では大出力 FEL のためのビーム電流増加の準備を進めているが、FEL 利用の観点から長パルス運転の要請があり、現在の 1msec、10Hz 運転を、同じ Duty のままでパルス時間を長くすること、さらに Duty を上げた運転を計画している。このため高周波系の更新を行うとともに、超伝導及び常伝導加速器系の長パルス特性の予備試験測定を行った。

2. 高周波系

現在の運転モードから長パルスまたは高 Duty の運転を行うためには高周波電源の変更が必要になる。現在はすべての加速器にパルス運転の全半導体アンプを用いているが、超伝導加速器の部分に関しては CW 運転可能な IOT 高周波電源を用意した。エネルギー回収を行わない前段加速器の部分に関しては、ビーム電流を増やすために高周波電力の増強が必要であることを考え、すべての超伝導加速器に 50kW IOT 高周波電源を設置した。SHB についても CW 運転可能な 3 極管タイプの 10kW 高周波電源を設置した。

3. 超伝導加速器の圧力上昇

原研超伝導 ERL-FEL では、空洞の冷却に組込型ヘリウム冷凍機を用いている。現在の 2msec、10Hz の高周波電力の運転モードにおいては、十分な冷却能力を持っている。クライオスタット内の圧力は 0.02atm 程度の加圧になるように、クライオスタット内に挿入されたヒータによる発熱量を制御している。しかし長パルス運転の場合、たとえ同じ Duty での運転としてもパルス内での高周波による空洞壁での発熱と冷凍能力とのバランスがくずれ、クライオスタット内の圧力が上昇する。第1図に単セル空洞加速器クライオスタット内の圧力変化の様子を示す。



第1図 クライオスタット内の圧力変化

通常のパルス運転の時はヒータによる圧力制御により圧力がほぼ一定になっているが、5sec の長パルスを入力した場合は圧力上昇が起こっている。パルス後の圧力減衰の様子から圧力の立下り時定数は ~ 9 secである。このことから単空洞加速器の場合は9%程度の Duty で運転できることがわかる。

4. 常伝導加速器の熱変化

原研 ERL-FEL では電子ビーム圧縮のためにサブハーモニックバンチャ(SHB)を用いている。この SHB は常伝導であるため、Duty を上げた運転の場合は空洞壁での温度上昇による周波数変化が問題になる。SHB には 2 つのチューナがある。1つは平板を回転させる構造の手動チューナと、もう 1 つは棒を抜き差しする構造の自動チューナである。手動チューナは ~ 200 kHz、自動チューナは 7kHz の可変範囲があるが、中心周波数のずれのため、 $83.3\text{MHz} + 47.5\text{kHz} - 158.3\text{kHz}$ が可変範囲となる。Duty が上がり、空洞壁損失が増え、SHB の温度が上昇すると、周波数は低下する。そのため周波数を上げることのできる 47.5kHz が可変範囲となる。

5. SHB の熱計算

SHB の温度上昇による周波数変化を ABAQUS を用いて調べた。ABAQUS は応力解析、熱応力解析、伝熱解析など行うことのできる 3 次元有限要素法プログラムである。計算手順は以下のとおりである。

- ① 2次元電磁界解析プログラム SUPERFISH を用いて空洞壁での発熱量分布と電磁界分布を求める。
- ② SHB の冷却のための水配管の大きさ、冷却水流量等から水配管の熱伝達係数を求める。このとき単純化のために配管は直管と仮定し、熱伝達係数を求めた。
- ③ 初期の冷却水温度分布を仮定する。
- ④ 発熱分布、冷却水温度分布等を用いて ABAQUS で伝熱-変位問題を解く。
- ⑤ 冷却水への熱流入量を求め、熱流入による冷却水温度の分布変化を求める。
- ⑥ 冷却水温度の変化が大きい場合は、求めた冷却水温度分布を初期値に冷却水温度変化が収束するまで④からを繰り返す。

⑦SUPERFISH で求めた電磁界分布をもとに SHB の変位による Stored Energy の変化

$$\Delta W = \int (\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2) dv$$

を求める。 ϵ_0 は誘電率、 μ_0 は透磁率、 E は電界分布、 H は磁界分布、 dv は変位による微小体積変化である。

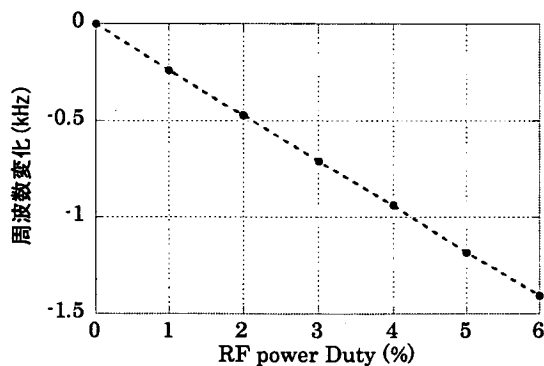
⑧周波数変化 Δf は SHB の Stored Energy を W 、共振周波数を f とすると、

$$\Delta f = f \frac{\Delta W}{W}$$

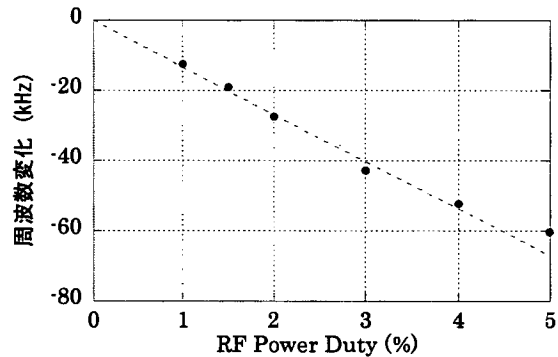
となる。

Duty の変化による共振周波数の変化の計算結果を第 2 図に、測定結果を第 3 図に示す。計算では Duty が 1% 増えると 0.24kHz の周波数低下となるが、測定では 13.4kHz の降下となった。この差の原因として以下の点が考えられる。

- 1) 手動チューナは冷却されていないため、平板部分での発熱は回転式の取り付け棒を通してしか伝わらないため、平板部分では十分な冷却が行われておらず、空洞壁に比べて高い温度になり、熱膨張により手動チューナが歪むことにより周波数がずれてしまう。
- 2) SHB 内軸の先端部分は周波数を変更できるようにねじ込み式になっている。そのため、ねじ込み部分では熱伝達が悪く、内軸先端部分の温度が高くなることによる熱膨張により周波数がずれてしまう。



第 2 図 SHB 周波数変化の計算結果



第 3 図 SHB 周波数変化の測定結果

6. まとめ

超伝導加速器に関しては、長パルスの運転をすると、パルス内でクライオスタット内の圧力上昇が起こるが、圧力の立下り時定数から単セル空洞加速器に関しては 9% 程度の Duty で運転が可能である。SHB に関しては測定からは 4% 程度の Duty での運転が可能であるが、計算結果ではもっと高い Duty での運転の可能性を示しており、実験と計算結果の違いの原因をさらに調べれば、もっと高い Duty での運転が可能と考えられる。



5.8 Bragg Peak 付近の重粒子線の振舞いの 研究のための原子分子データ Atomic and molecular data required for the behavior of heavy particles near the Bragg Peak

森林健悟

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Kengo MORIBAYASHI

Advanced Photon Research Center, Kansai Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Abstract

We study the scaling laws for the cross sections of heavy particle impact processes with molecules as a function of the charges. Further, with the use of this data, we discuss the behavior of Li atoms and ions near the Bragg Peak.

Keywords: heavy particle, Bragg peak, z-scaling, Ion impact ionization, Charge transfer, Electron loss, Energy deposit, Auto-ionization

1. はじめに

重粒子線と原子分子との相互作用は原子核物理、原子分子物理、放射線物理・化学、医学物理など多くの分野で研究がおこなわれており、医療や産業に利用されている。医学の分野では、「重粒子線癌治療」は効率の良い治療法として注目を浴びている。それは、この方法を用いれば、エネルギー付与が最も大きいBragg peak付近の極限られた領域で最も頻繁に起こり、重粒子のエネルギーを調整することによりこの領域を癌細胞にできると考えられているからである。しかしながら、この領域では重粒子の運動エネルギーは比較的low(数100keV/u)、イオン衝突電離($A^{z+} + B \rightarrow A^{z+} + B^+ + e$)、電荷移行($A^{z+} + B \rightarrow A^{(z-1)+} + B^+$)、電子損失($A^{z+} + B \rightarrow A^{(z+1)+} + B + e$)などの多岐に渡る原子分子過程が重要となる。ここで、Aは重粒子、Bは生体中の分子を表す。それらの過程の断面積データを取り入れて、粒子のエネルギー付与の空間分布を表す飛跡構造を計算できるコードは、我々の知る限り陽子線[1]及び α 粒子線[2]を除いて存在しない。このコード開発が進んでいない理由の1つとして原子分子データの不足がある。これらの原子分子データは、1980年頃から盛んに研究が行われるようになり、最近になり、ようやくデータが充実してきた。そこで、この論文では、これらの過程の断面積を整理する必要があると考えて、これらの断面積のZスケール則を今までの実験、計算データから求める。さらに、そのZスケール則からLi粒子の生体中(水)の断面積を算出し、各過程の生体中でのエネルギー付与を求める。

2. 重粒子イオン衝突断面積のZスケーリング則

ここでは、イオン衝突電離、電荷移行、電子損失過程の断面積のZスケーリング則をH、H₂、He、H₂O標的に対して行った。

2.1 イオン衝突電離断面積

Gillespie はH、He、H₂標的に関して以下のZスケーリング則を導きだした[3,4]。

$$\sigma_i \propto z^2 \exp(-\lambda(z^{-1/2} \alpha/\beta)), \quad (1)$$

ここで、 α は構造定数、 $\beta=v/c$ 、 c は光速、 v は初期イオン速度、 λ は標的に対するパラメータである。H、He、H₂標的に対して、それぞれ0.76、2、1の値を取れば良いスケーリング則になる[3,4]。さらに、 $\lambda=1$ のときHe²⁺+H₂Oの断面積はp+H₂Oで近似できることがわかった。

2.2 電荷移行断面積

電荷移行に関しては、いくつかのZスケーリング則がある[5,6]。しかしながら、定量的にはすべてのZに対して必ずしも良くない。H₂標的の場合、実験データから10keV/u以上のエネルギーに対して以下のZスケーリング則が良い近似になることを発見した。

$$E \propto z^{q_1}, \sigma \propto z^{q_2}. \quad (2)$$

図1はH₂標的に対する陽子[7]とLi³⁺[8]の電荷移行断面積が示されている。Li³⁺イオンに対しては、 q_1 、 q_2 依存性を示した。 $q_1 \sim q_2 \sim 0.5$ のときLi³⁺+H₂の断面積はp+H₂の場合と良い一致を示した。ここでは示さないが、 $q_1 \sim q_2 \sim 0.5$ はH、He標的の場合、及び、C³⁺+H₂[9]、He²⁺+H₂O[2]の反応断面積の場合でも良い近似式となることがわかった。一方、電荷が大きい時($z=5,6$)、H₂、H、He標的に対して $q_1 \sim 0.5$ and $q_2 \sim 0.7$ が良い近似値を示すこともわかった。

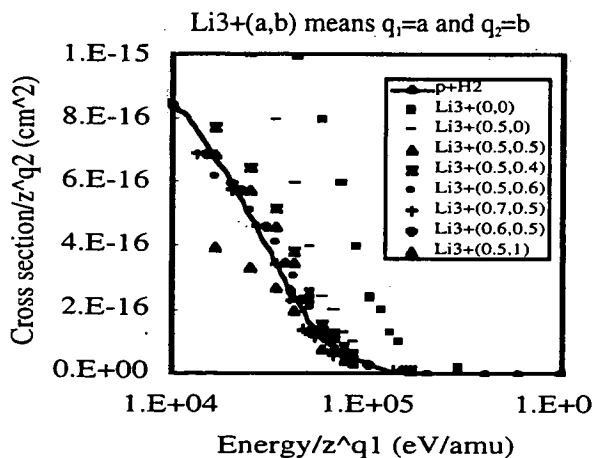


図1 p及びLi³⁺とH₂の電荷移行断面積とイオンエネルギーとの関係。

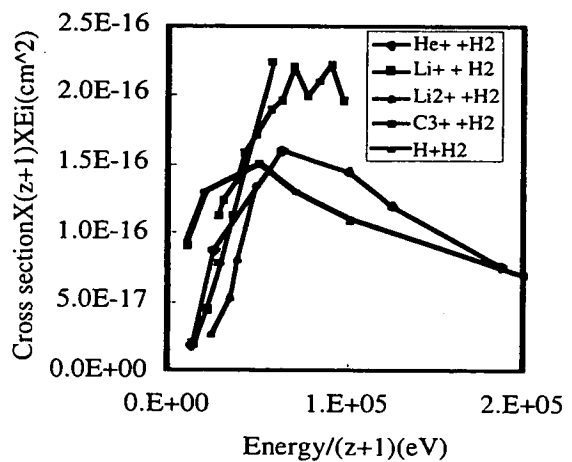


図2 種々のイオンとH₂の電子損失断面積とイオンエネルギーとの関係。

2.3 電子損失

電子損失断面積に関しては、良い Z スケーリング則は我々の知る限り存在しない。そこで図 2 に示すように以下の Z スケーリング則を使えば

$$E_{\infty}(z+1), \sigma_{\infty}(z+1)^{-1} E_i^{-1}, \quad (3)$$

He^+ [10], Li^{2+} [8], C^{3+} [11]イオン衝突に対して50%以下の誤差範囲におさまることがわかった。ここで、 E_i 入射イオンの最外殻電子の束縛エネルギーである。このZスケール則を用いれば、 $\text{He}^{2+}+\text{H}_2\text{O}$ の断面積を $\text{p}+\text{H}_2\text{O}$ から同じ誤差の範囲内で近似できた。

3. エネルギー付与

ここでは、Li 粒子の生体中（水中）で起こるエネルギー付与の計算を行う。エネルギー付与計算は、参考論文[1,2]と同じ方法を用いる。すなわち、エネルギー付与はイオン衝突電離、電荷移行、電子損失の3つの過程で起こり、それぞれの断面積は、ここでは、 $\text{p}+\text{H}_2\text{O}$ の反応断面積を基に式(1)-(3)で近似する。イオンエネルギーが低くなると参考文献[12]で述べられているように、イオンの電荷数、イオンの電子状態が重要となると考えられる。この計算では、レート方程式を用いて電荷数、イオンの電子状態を計算する[13]。イオンの電荷数は、電荷移行、電子損失過程で決まる。一方、イオンの電子状態に関しては電荷移行により決まる。ここでは、電荷移行は、束縛エネルギーが最も近い状態に移行すると仮定した。すなわち、電荷移行によりイオンの電子状態は基底状態ではなく、励起状態となる。電荷移行が数回起こると、イオン状態は多重励起状態となり、自動イオン化を起こす。この自動イオン化は、他の過程より速いか、または、同程度の速さで起こると考えられる。イオンの多重励起の数は、非常に多く存在し、すべてを完全に扱うことは困難である。そこで、参考文献[13]で用いた方法を用いて状態による平均値を用いる。Li イオンの初期エネルギー、電荷は、それぞれ、1MeV/u 及び3とする。

図 3 にイオン衝突電離、電荷移行、電子損失過程によるエネルギー付与の割合をイオンエネルギーの関数として示す。Bragg Peak (~300keV/u)付近ではイオン衝突電離がエネルギー付与の90%

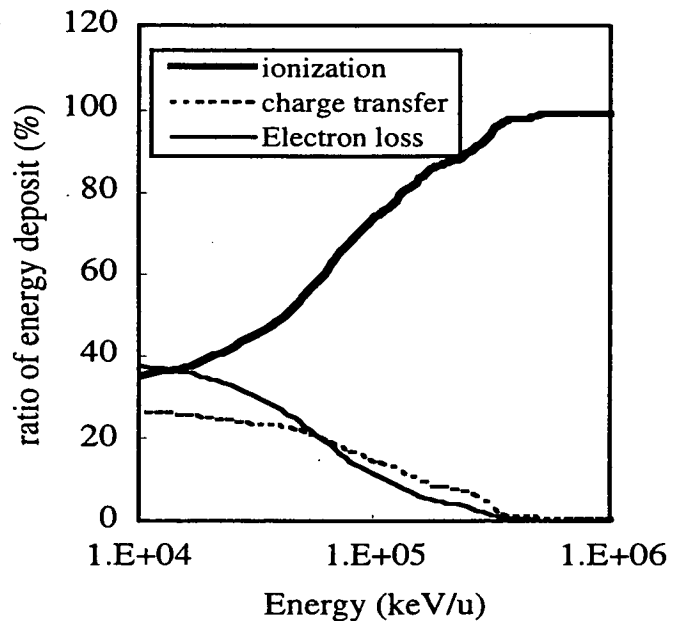


図 3 各過程のエネルギー損失の割合とイオンエネルギーとの関係

以上を示すが、イオンエネルギーが 100keV/u、50keV/u のとき、それぞれ、75%、50%となる。すなわち、これらの低エネルギー領域では、電荷移行、電子損失過程が無視できないことを明らかにした。

4. おわりに

H, H₂, He 標的のイオン衝突電離、電荷移行、電子損失過程の断面積に対して Z スケーリング則を過去の評価済み実験データから導いた。さらに、これらの Z スケーリング則を用いて、Li 粒子のエネルギー付与の計算を行った。その結果、100 keV/u 以下では電荷移行、電子損失過程を無視することができないことがわかった。

謝辞

本研究を遂行するにあたり有用な助言をしていただきました田島俊樹所長、山極満グループリーダーをはじめとする光量子シミュレーション研究グループのメンバーの方に感謝いたします。

参考文献

- [1]S. Uehara, L.H. Toburen, W.E. Wilson, *et al.*, Rad. Phys. Chem., 59 (2000) 1-11
- [2]S. Uehara and H.Nikjoo, J.Phys.Chem.B, 106 (2002) 11051-11063
- [3]G.H. Gillespie, J.Phys.B, 15 (1982) L729-L732.
- [4]G.H. Gillespie, Phys. Lett., 93 (1983) 327-332.
- [5]H. Knudsen, H.K. Haugen, and P. Hvelplund, Phys.Rev.A, 23 (1981) 597-610.
- [6]R.K. Janev and L.P. Presnyakov, Phys. Rep., 70 (1981) 1-107.
- [7]C.F. Barnett, J.A. Ray, E. Ricci, *et al.*, 'Atomic Data for Controlled Fusion Research', published in Oak Ridge National Laboratory (1977).
- [8]M.B. Shah and H.B. Gilbody, J.Phys.B, 11 (1978) L233-L236.
- [9]R.K. Janev, R.A. Phaneuf, and H.T. Hunter, Atomic data nucl. Data tables, 40 (1988) 249-281.
- [10]M. Sataka, A. Yagishita, and Y. Nakai, J.Phys.B, 23 (1990) 1225-1234.
- [11]M.M. Sant Anna, W.S. Melo, A.C.F. Santos, *et al.*, Phys.Rev.A, 58 (1998) 1204-1211.
- [12]A. Baurichter, P. Sigmund, and A.H. Sørensen, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B, 195 (2002) 224-231.
- [13]K. Moribayashi, T. Kagawa, D.E.Kim, J.Phys.B, 37 (2004) 4119-4126.



5.9 加工硬化層を有する低炭素ステンレス鋼の応力腐食割れ試験 Stress Corrosion Cracking Tests for Low Carbon Stainless Steels with Work Hardened Layer

中野純一、菊地正彦、塚田 隆

日本原子力研究所 東海研究所 複合環境材料研究グループ

〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

Junichi NAKANO, Masahiko KIKUCHI, Takashi TSUKADA

Research Group for Reactor Structural Materials, Tokai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

2-4, Shirakata-Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan

To avoid introduction of Cr depletion at grain boundaries by welding process, low carbon stainless steels (SSs) were used in corrosive environment as one of countermeasures for Stress Corrosion Cracking (SCC). Recently, it is reported that SCCs were introduced at portion with work hardened layer although low carbon SSs had been used at core shrouds and primary loop recirculation piping in Boiling Water Reactors. To simulate and examine the phenomenon, mechanical working, metallographic observation, hardness test and SCC tests in chloride solutions were conducted for low carbon SSs. From the results of metallographic observation and hardness test, it was confirmed that slip bands were observed around the surface and hardened layer was introduced by mechanical working. From the results of SCC tests, it was noticed that cracks which introduced from the surface, had grown into the matrix. It is thought that low carbon SSs with work hardened layer have susceptibility to SCC from the above.

Keywords: Stress Corrosion Cracking, SCC, Work hardened Layer, Stainless Steel, Low Carbon, Hardness Test, IGSCC, TGSCC, Core Shroud, Slip Band

1.はじめに

これまで、溶接などの熱影響、残留応力および高温高圧水といった腐食環境が重畳することにより、応力腐食割れ(Stress Corrosion Cracking, SCC)が発生することが知られていた。その一因として、溶接時の熱影響により粒界付近にクロム炭化物が形成され、粒界においてクロム欠乏層が発生するためとされていた。SCC対策の一つとして、腐食環境中では低炭素ステンレス鋼が多用されてきた。しかしながら、近年、沸騰水型原子炉の炉心シュラウドおよび再循環系配管において、低炭素ステンレス鋼を使用しているにもかかわらず、初めに粒内型応力腐食割れ(Transgranular Stress Corrosion Cracking, TGSCC)を生じ、その後粒内型応力腐食割れ(Intergranular Stress Corrosion Cracking, IGSCC)として進展する現象が報告されている[1-3]。図 1 にシュラウドの概要と割れを発生したシュラウドのサンプル調査の一例を示す[3]。サンプル表面近傍には塑性変形を示すすべり線が見られ、硬さ試験の結果か

らも表面近傍の硬さが上昇していたこと、およびサンプル表面に旋削加工による約 0.7~1 mm 間隔の平行線状の加工痕がみられることから、この現象は製造時の加工[4]によって生じた表面硬化層を起点として発生すると考えられる。そのため、本現象を再現するとともに硬さと SCC 発生との関係を確認することを目的として、低炭素ステンレス鋼への加工硬化層の導入および SCC 感受性の評価を行った。

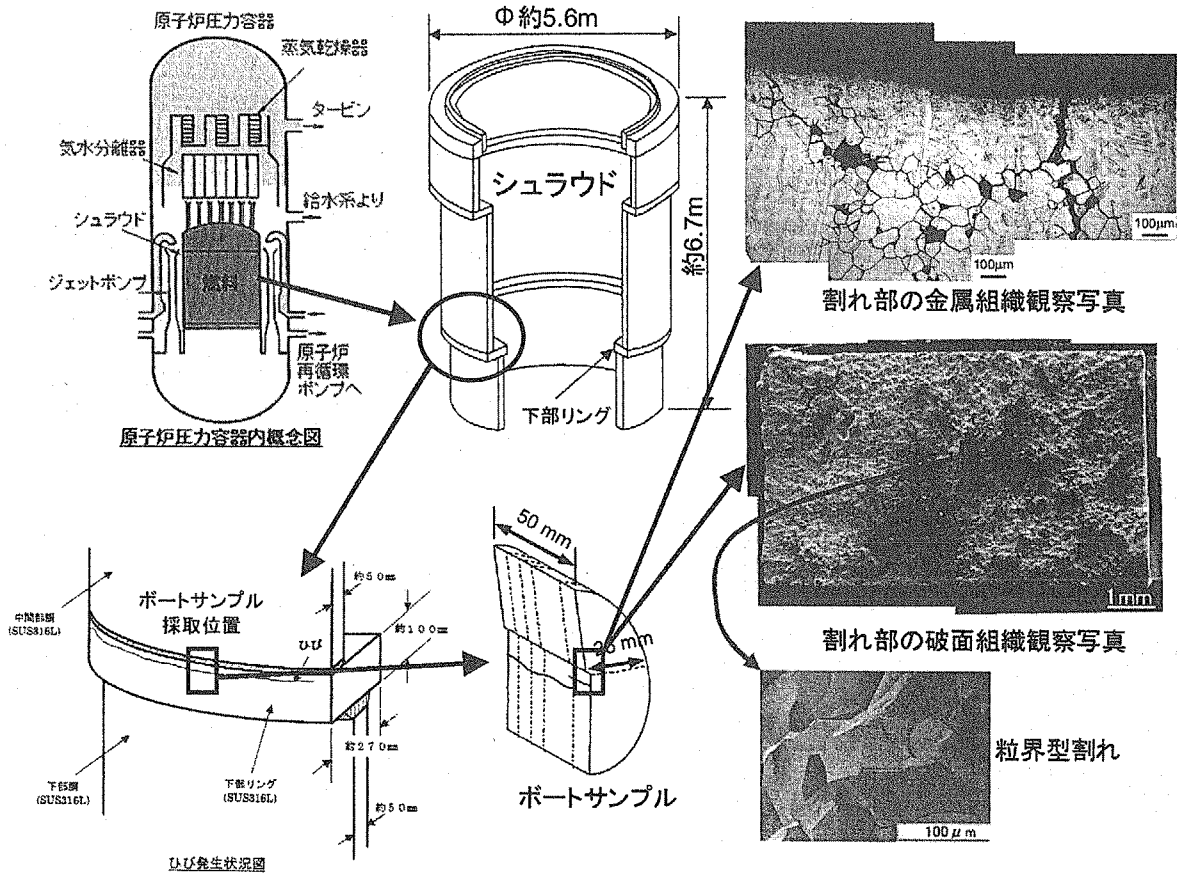


図1 沸騰水型原子炉におけるシュラウドの概要とサンプル調査の一例[3]

2. 実験方法

SUS304L(C=0.009mass%)および SUS316L(C=0.008mass%)の低炭素ステンレス鋼を用い、フライス盤による機械加工を行った。加工後、細切断した試料をエポキシ樹脂に埋め込み、機械研磨、電解研磨を行い、金属組織観察およびビッカース硬さ試験を実施した。硬さ試験時の荷重は 0.098N(10 gf)一定とした。42%塩化マグネシウム溶液(沸騰状態)中での SCC 試験を実施した。

3. 実験結果

表面加工後の SUS304L および SUS316L ステンレス鋼の金属組織観察の結果、表面から約 200 μm までの範囲において塑性変形の痕跡であるすべり線が観察された。硬さ試験でも表面から 150 ~ 200 μm までの深さの範囲で 200HV0.01 を超えており、機械加工により試料表面に硬化層が導入されることを確認した。図 2 に 42%塩化マグネシウム溶液中、96 時間浸漬後の SUS304L ステンレス鋼の金属組織を示す。未加工材の場合は表面に孔食を生じたのみであるのに対し、表面

加工材の場合は孔食底部から発生した TGSCC が内部に向かって進展しており、小若ら[5]の試験と同様の結果となった。

SCC 試験の結果、加工硬化層を有する低炭素ステンレス鋼では、SCC 感受性を示すことを確認した。しかしながら、実機シュラウドのように[1-3]、TGSCC で発生後、IGSCC となって進展すること、および表面から数 mm 以上の深さまで SCC が進展することは模擬できなかった。

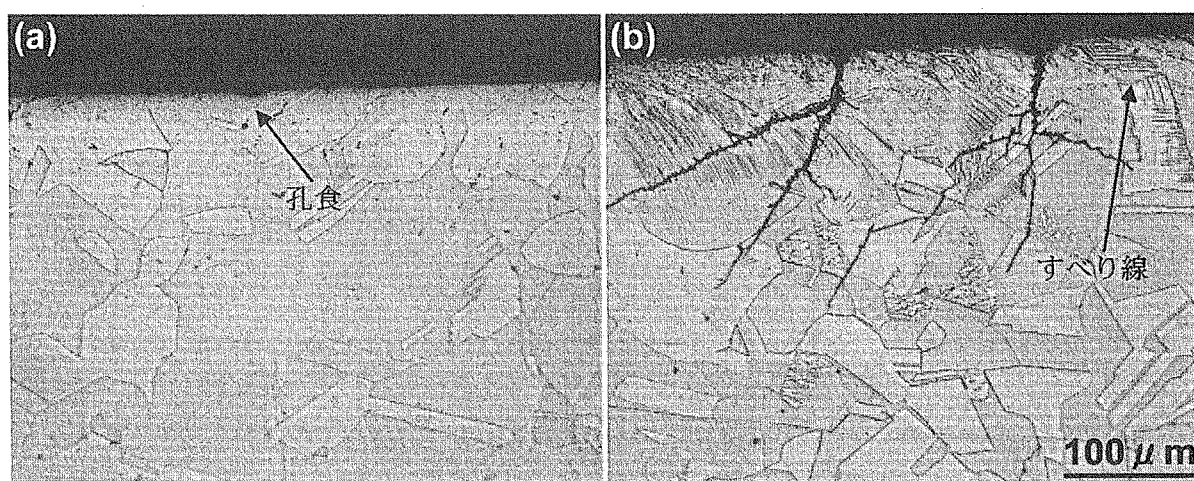


図2 42%塩化マグネシウム溶液中、96時間でのSCC試験後のSUS304Lステンレス鋼の金属組織
(a)未加工材および(b)表面加工材

4.まとめ

実機シュラウド等で発生した加工硬化層を有する低炭素ステンレス鋼における SCC を再現するとともに硬さと SCC 発生との関係を確認するために、低炭素ステンレス鋼への加工硬化層の導入および SCC 感受性の評価を行った。それにより得られた結果は以下のとおりである。

- (1) 機械加工により表面から約 200 μm の深さまで加工硬化層が導入されることが確認できた。
- (2) 加工硬化層を有する低炭素ステンレス鋼においては、SCC 感受性を有することが確認できた。

参考文献

- [1] シュラウド・再循環系配管サンプル調査チーム：“柏崎刈羽原子力発電所 3 号機シュラウドサンプル (K3-H7a)に関する調査報告書(受託研究)”，JAERI-Tech 2004-002, (2004).
- [2] シュラウド・再循環系配管サンプル調査チーム：“女川原子力発電所 1 号機シュラウドサンプル (O1-H2)に関する調査報告書(受託調査)”，JAERI-Tech 2004-012, (2004).
- [3] シュラウド・再循環系配管サンプル調査チーム：“福島第二原子力発電所 3 号機シュラウドサンプル (2F3-H6a)に関する調査報告書(受託調査)”，JAERI-Tech 2004-044, (2004).
- [4] 第 2 回炉心シュラウド等材料問題検討会資料、「現場におけるプラント施工・溶接技術」(炉心シュラウドの製作), (2003).
- [5] 小若正倫, 工藤赳夫:鉄と鋼, 第 3 号, 390, (1976).



5.10 ダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置の開発 Development of the High Stability Target System for Double-target X-ray Laser

助川 鋼太・岸本 牧・加道 雅孝

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Kouta SUKEGAWA, Maki KISHIMOTO and Masataka KADO

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We have been developing an x-ray laser with high brightness and high spatial coherence using double targets scheme. The x-ray laser is applied to an x-ray interference measurement, an x-ray speckle measurement, and so on. Accuracy of the target alignment is very important in order to lead the seed light generated from the first target to the second target. An auto alignment system has been developed to achieve the required accuracy and the target chamber has been designed and fabricated in the viewpoint of high precision and high stability. The stability of the target position has been examined and achieved target movement less than 4 μrad due to vibration of the pumping system and less than $\pm 10 \mu\text{m}$ due to the deforming of the target chamber during evacuation. We have achieved the resolutions of the target alignment system as 6 μm in direction of perpendicular of the target, 20 μrad in rotation and the stability as $\pm 12 \mu\text{m}$ and $\pm 40 \mu\text{rad}$, respectively.

Keywords : X-ray Laser, Spatial Coherence, Double Target, Target Chamber, Target Alignment System

1. はじめに

X線レーザー研究グループでは、ダブルターゲットを用いて高い空間コヒーレンスを持つX線レーザーを発生させる研究開発を実施している。このダブルターゲットX線レーザーは、名前の通りターゲットを二つ用意し、第一ターゲットからのX線レーザーパルスを種光として、その波面のきれいな部分を第二ターゲット上に作った線状の均一プラズマ中に入射させ、第二ターゲットプラズマを空間フィルター及びX線アンプとして使って空間コヒーレンスの改善とX線増幅という二つの事を同時に達成した[1][2]。

現在得られているX線レーザーのビーム拡がり角は0.2 mradと非常に小さく、定常的に応用実験に用いるためには、これ以下のビーム位置安定性が必要である。ビームの出射方向はターゲットの設置位置により決定されるため、ターゲットのアライメント精度には高い精度が要求される。従来のアライメント方法では、ターゲット真空容器に取り付けられた監視モニターによる目視でのターゲット並進方向の位置決め、及びターゲットにレーザーダイオード (LD) 光を照射して遠距離位置における反射ビームスポット位置を目視で確認することにより回転角決めを行っていた

ため並進方向で $\pm 50 \mu\text{m}$ 、回転方向で $500 \mu\text{rad}$ 程度のアライメント精度であった。また、ターゲット真空容器の振動及び歪みによってターゲットの安定性は変動するという問題があった。これらのことは、X線レーザーの発振を妨げることになり、ビーム位置についてもショットごとにふらつくという問題を生じる。この問題を解決するため、ダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置の開発を行った。

2. 高安定ターゲット真空容器

高安定ターゲット真空容器設計の指針は、以下に示すとおりである。

①真空による歪み

- ・アンカー打ちなどで安定をはかるといふ発想をやめ、自らの重さで安定化させる。
- ・真空引きによる真空容器や定盤等の歪み発生がターゲットホルダー位置に影響しないような真空容器構造にする。

②スクロールポンプ等による振動

- ・真空装置などの振動源をターゲット真空容器からできるだけ分離する。
- ・他の真空容器や床面などとの接続箇所を極力減らす。

また、図1に、ダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置図を示す。

真空引きによる高安定ターゲット真空容器歪みを極力小さくするため、本体を円筒型（直径 545 mm）にした。また、ターゲットが設置される真空容器内のブレッドボードは厚さ 30 mm の鉄製で、4本のステンレス製支柱（ $\phi 30 \text{ mm}$ ）でブレッドボード固定用光学定盤に固定されている。このブレッドボード固定用光学定盤は、730x730 mm、厚さが 40 mm あり、ステンレスの比

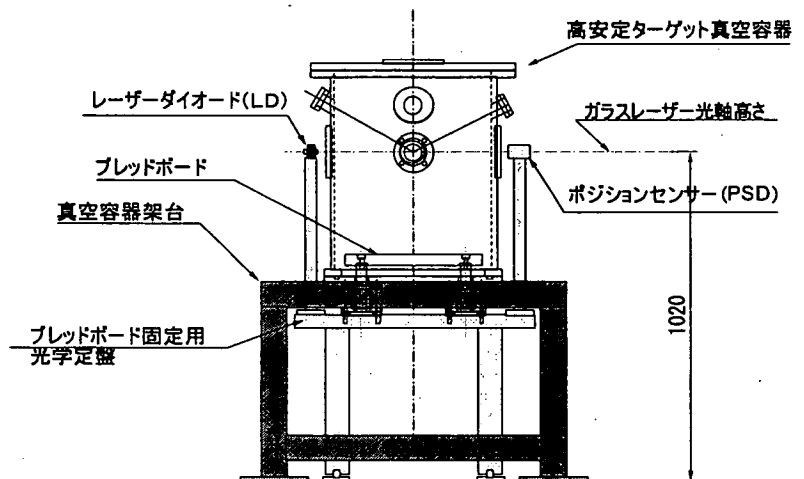


図1 ダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置図

重 7.98 g/cm^3 からこのブレッドボード固定用光学定盤の質量は約 170 kg となる。このブレッドボード固定用光学定盤と真空容器内のブレッドボードとの取り合いは呼び径 50 の相当のベローズで各 4 箇所設けられている。これにかかる真空時の力は約 792 N と見積もられるので、質量約 170 kg（重量としては約 1666 N）であるブレッドボード固定用光学定盤が真空によって持ち上がらない設計になっている。このブレッドボード固定用光学定盤は鉄製の角パイプを組み合わせで作った高剛性架台に固定されている。また真空容器本体はブレッドボード固定用定盤と分離した高安定ターゲット真空容器架台の上に取り付けられ、真空引きに伴う真空容器の歪みや移動が真空容器内部のブレッドボードに影響を与えないようになっている。ターボ分子ポンプは、ベローズを介して高安定ターゲット真空容器に接続されており、高安定ターゲット真空容器とは別に床にアンカー打ちすることによってターボ分子ポンプやスクロールポンプの振動が直接、真空容器に伝わらないようになっている。他の真空容器と高安定ターゲット真空容器の間もベローズで接

続されており、高安定ターゲット真空容器と他の真空容器の間隔を固定するためのスタットボルトは使っていない。図2に、ガラスレーザーの光軸高さに取り付けられているポートの詳細なレイアウトを示す。LD→ターゲット→ポジションセンサーというシンプルな光路をとり、かつガラス窓を透過する光が屈折の影響を受けないようにするため LD 光はポートのガラス窓に垂直に入射・出射するように設計している。

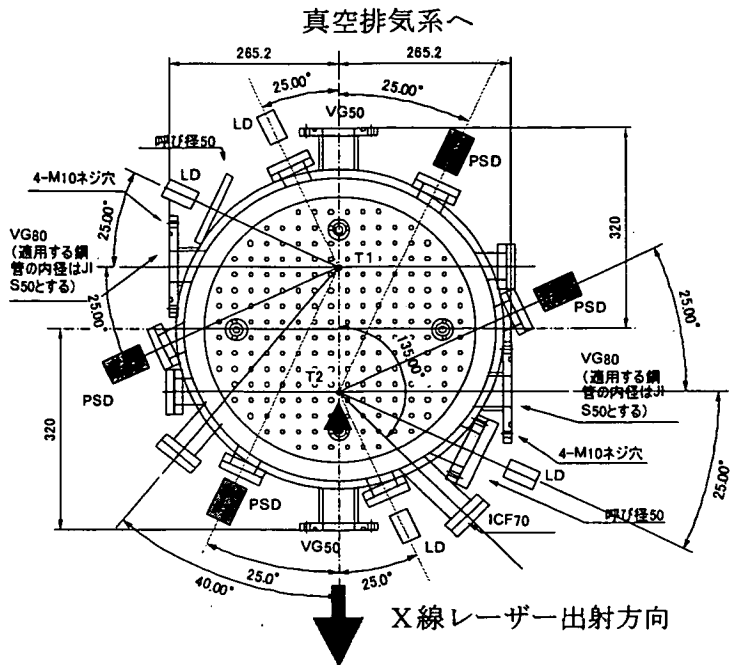


図2 ガラスレーザーの光軸高さにあるポートのレイアウト

3. まとめ

従来のターゲット真空容器の諸

問題を解決するために、ダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置を設計・製作した。このダブルターゲットX線レーザー用高安定ターゲット装置のターゲット安定性評価を行った。その結果、ターゲットの安定性に関して、真空引きによるターゲット位置変動は、 $\pm 10 \mu\text{m}$ 以下、ポンプの振動によるターゲット位置変動は、 $4 \mu\text{rad}$ 程度であり、非常に高安定であることが確認された。

参考文献

- [1] M. Tanaka, et al., Opt.Lett.28, (2003), pp.1680-1682
- [2] M. Nishikino, et al., Phys. Rev. A 68, (2003) 0681802R



5.11 フレネルゾーンプレートを用いた X 線ナノビームの生成 Generation of X-ray Nano Beam with a Fresnel Zoneplate

川染 勇人、錦野 将元、永島 圭介、田中 桃子、岸本 牧、助川 鋼太

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Hayato KAWAZOME, Masaharu NISHIKINO, Keisuke NAGASIMA,

Momoko TANAKA, Maki KISHIMOTO, Kouta SUKEGAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

The soft x-ray laser, 13.9 nm in wavelength, with full spatial coherence has been focused with a fresnel zoneplate (FZP). The soft x-ray laser is generated with two gain media. The energy of the soft x-ray laser is about 2 μ J and the beam divergences at vertical and horizontal direction are 0.4 mrad and 2.3 mrad, respectively. We calculate numerically a far field image of the diffraction at about 480 mm after the FZP. A good agreement is obtained in the comparison between measured and calculated images. From the calculation, the intensity and diameter of the focused beam are estimated to be 3×10^{10} W/cm² and 140 nm, respectively.

Keywords : X-ray laser, Nano beam, Fresnel zoneplate , full spatial coherence

1. はじめに

光量子科学研究センターでは、世界で初めてプラズマを増幅媒体とする空間フルコヒーレント軟 X 線レーザーの発振に成功した。軟 X 線レーザーは、ダブルターゲットにより発振され、波長 13.9 nm, 時間幅 8 ps, ビーム発散角 0.2 mrad という性質を有している[1, 2]。この軟 X 線レーザーは、X 線光学素子を用いて回折限界近傍までの集光が可能である。フレネルゾーンプレートを集光素子と用いた場合の数値計算の結果として、集光強度 10^{15} W/cm², 集光径 150 nm を得ている(エネルギー:10 μ J, 発散角:0.2 mrad)[3]。このナノスケールの集光径を有する軟 X 線ビームは、物質の微細領域に対する局所照射、高空間分解能を有する X 線回折法による物質の構造研究、高強度軟 X 線レーザーにおける非線形光学過程等での利用、応用が期待できる。本研究では、フレネルゾーンプレートを用いた軟 X 線ナノビームの生成および利用ビームラインの構築を行った。

2. フレネルゾーンプレート及びナノビーム利用ビームライン

フレネルゾーンプレート(FZP:Flesnel Zoneplate)は、X 線を透過させる間隙輪帯と X 線を遮光する物質輪帯とを交互に同心円状に配置しており、回折現象を利用した X 線結像素子である。図1に用いた FZP

の顕微鏡拡大写真を示す。FZP のゾーン部は直径 $275 \mu\text{m}$ であり、一辺 $500 \mu\text{m}$ の正方形の SiN membrane 上に PMMA で形成されている。SiN membrane 及び PMMA の厚さは、それぞれ 100 nm 、 170 nm である。波長 13.9 nm に対する焦点距離は 1.98 mm であり、ゾーン総数は 686 、最外殻ゾーンの幅は 100 nm である。さらに、FZP 基盤は直径1インチのアルミニウム製サポートリングに固定されている。軟 X 線レーザーは、ゾーン部 (PMMA) を透過することができて、透過率は 0.33 である。また、透過する際に変化する位相は 1.97 rad である。通常、ゾーン部で入射光を完全に遮光するゾーンプレートを振幅型と呼んでおり、ゾーン部で透過する光に π の位相差をつけるものを位相型と呼んでいる。理想的な位相型ゾーンプレートは、理想的な振幅型ゾーンプレートに比べて、焦点位置において4倍の強度を得ることができる。PMMA をゾーン材質に用いた場合、ゾーン透過後に π の位相差を得るためには、 267 nm のゾーン厚さが必要であるが、このような厚さのゾーンを形成することは技術的に困難である。結果として、本研究で用いた FZP は位相型と振幅型の間接的な性質を持つものとなった。集光効率は、理想的な振幅型ゾーンプレートの2倍程度である。図2にナノビーム利用ビームラインの概略図を示す。ダブルターゲットにより発振された軟 X 線レーザーは多層膜ミラーにより反射されてナノビーム生成真空容器に入射される。第2ターゲットから多層膜ミラーまでの距離は 1950 mm であり、多層膜ミラーから FZP までの距離は 850 mm である。FZP に入射した軟 X 線レーザーは回折して、その遠視野像が、軟 X 線 CCD カメラにより測定される。FZP と軟 X 線 CCD カメラ間の距離は約 480 mm となる。尚、軟 X 線 CCD カメラは絶対感度の較正がなされており、軟 X 線のエネルギーを評価することが可能である。

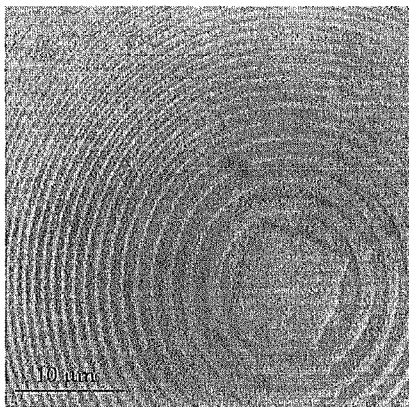


図1. フレネルゾーンプレート拡大写真。

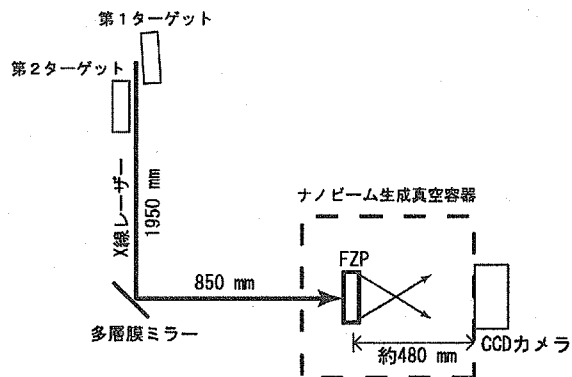


図2. ナノビーム利用ビームライン概略図。

3. 遠視野像と数値計算との比較

図3に軟 X 線 CCD カメラにより測定された FZP による回折の遠視野像を示す。測定において、軟 X 線レーザーのエネルギーは $2 \mu\text{J}$ であり、発散角は垂直方向 0.4 mrad 、水平方向 1.9 mrad である。CCD カメラの1画素の大きさは $13 \mu\text{m}$ であり、受光領域は $13.3 \times 13.3 \text{ mm}$ ($1024 \times 1024 \text{ pixel}$) である。図において、FZP 中心部では CCD 素子のカウント数を越える光量が入射してしまったために信号が飽和してしまっているが、同心円状の回折パターンが鮮明に見て取れる。十文字のパターンは、SiN membrane が正方形であるために生じた回折パターンである。本研究では、測定された FZP による回折パターンの解析を行うための数値計算コードの作成を行った。数値計算では、FZP から球面波を発生させて、スクリーン上で、FZP の各位置からやって来る球面波の位相差を合計して、その振幅強度を求めた。FZP 上での球

面波発生位置の刻み幅は 10 nm で、スクリーン上での刻み幅は 50 nm である。実験結果との比較を行う場合は、スクリーンは CCD カメラに対応するので、スクリーン上での CCD カメラの 1 素子分 (13 μm) の範囲内で積算した振幅強度を計算した。また、球面波発生の際には、ゾーン (PMMA) 部での透過率及び位相変化量も考慮にいれている。図 4 に、数値計算の結果と図 3 において測定された回折パターンとの比較を示す。数値計算は、図において垂直方向のみの 1 次元で行った。また、FZP に入射するのは平面波であるという設定で計算を行っているため、実際の軟 X 線レーザーの発散角は考慮されていない。図 4 において、計算結果と測定結果は良い一致を示している。数値計算では完全な平面波が FZP に入射しているとしているが、この仮定において計算結果は、実験結果を良く再現している。これは、空間コヒーレンスの高い軟 X 線レーザーが実際に FZP に入射していることを示している。FZP 中心部における計算結果と測定結果の不一致は、Si membrane をそのまま透過してくる 0 次光の影響によるものと考えられる。図 3 の測定条件で FZP の焦点位置での集光強度及び集光径を評価した。強度の絶対値は、0 次光のエネルギーから算出した係数を基に評価した。数値計算から得られた集光ビーム径は 140 nm であり、強度は $3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ であった。強度は予測されたものよりも小さいものとなった。これは、軟 X 線レーザーのエネルギー自体が一桁ほど低いこと、発散角が大きいこと (特に水平方向) により FZP に有効的に入射する領域が減少したことに起因する。後者に対する改善策としては、第 2 ターゲットと FZP との距離を縮めることが挙げられ、FZP を 1000 mm 程度の位置に設置することで、強度は 100 倍程度大きくなる。

4. まとめ

ダブルターゲットにより発振された空間フルコヒーレント軟 X 線レーザーをフレネルゾーンプレートにより集光し、ナノスケール軟 X 線ビームを生成した。発散各 0.4 mrad、エネルギー 2 μJ の軟 X 線レーザーを FZP に入射した時の遠視野像と数値計算による結果との比較を行い、両者の間により一致を得た。数値計算により見積もられた集光ビーム径は 140 nm であり、強度は $3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ であった。今後は、集光径の直接的な測定を行う予定である。

参考文献

- [1] M. Tanaka, M. Nishikino, et al., Opt. Lett. 28 (2003) 1680.
- [2] M. Nishikino, M. Tanaka, et al., Phys Rev. A 68 (2003) 061802(R).
- [3] K. Nagashima, et al., JAERI-R 2003-035.

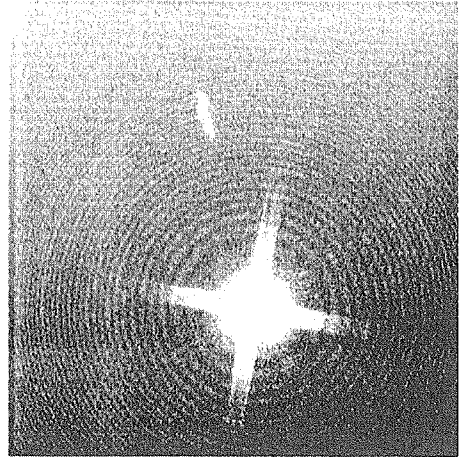


図 3. FZP による回折の遠視野像。

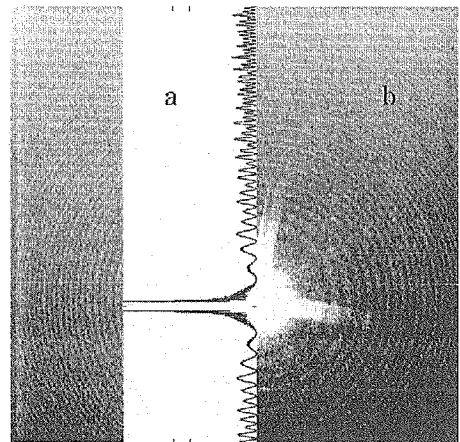


図 4. 数値計算と測定結果との比較。
a) 1次元計算による強度分布. b) 測定された CCD イメージ。



5.12 時間コヒーレント X線レーザーの開発 Temporally coherent x-ray laser with the high order harmonic light

長谷川登、河内哲哉、岸本牧、助川鋼太、田中桃子、
越智義浩、錦野将元、川染勇人、永島圭介
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Noboru HASEGAWA, Tetsuya KAWACHI, Maki KISHIMOTO, Kouta SUKEGAWA,
Momoko TANAKA, Yoshihiro OCHI, Masaharu NISHIKINO, HAYATO Kawazome, and
Keisuke NAGASHIMA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We obtained the neon-like manganese x-ray laser with the injection of the high order harmonic light as the seed x-ray at the wavelength of 26.9 nm for the purpose of generation of the temporally coherent x-ray laser. The x-ray amplifier, which has quite narrow spectral width, selected and amplified the temporally coherent mode of the harmonic light. The temporal coherence of the mode selected harmonic light was nearly transform limited pulse, and the obtained x-ray laser with the seed x-ray expected to be nearly temporally coherent x-ray.

Keywords: x-ray laser, temporal coherence, high-order harmonic light, x-ray amplifier.

1. 始めに

X線レーザーは単色性、輝度、短パルス性、干渉性（コヒーレンス）に優れた特性を持ち、X線光学素子の評価、X線干渉計、X線を用いた非線形現象の観察などへの応用が期待できる。しかし通常のX線レーザーは自然放出光を種光源とし、空間及び時間モードの制御がなされていないため、コヒーレンスについては改善の必要性がある。過去に我々はX線レーザーの空間コヒーレンスを向上させるために、部分空間コヒーレント光である通常のX線レーザーをX線レーザー媒質に種光として入射し、種光の空間コヒーレントな成分のみを空間的に切り出し、増幅することにより、完全空間コヒーレントなX線レーザーを波長 13.9nm において実現した^{[1],[2]}。同様にX線レーザーの時間コヒーレント化を実現するためにはX線レーザー媒質よりも広い周波数帯域を持つ部分時間コヒーレントX線から、時間コヒーレントな成分のみを周波数的に切り出し、増幅する必要がある。超短パルスレーザーとガスターゲットにより生成される高次高調波は、軟X線波長域においてもほぼ完全な空間コヒーレンスを有し^[3]、かつフーリエ限界の数倍程度のパルス幅を有する部分時間コヒーレント光であることが実験的に示されているため^[4]、時間コヒーレントX線レーザーを生成するための種光源として最適である。

本研究では、ネオン様マンガンX線レーザー媒質にチタンサファイアレーザーの第 29 次高次高調波を種光として入射し、周波数選択を伴った増幅を実験的に確認し、得られたX線レーザーの時間コヒーレンスについての考察を行った。

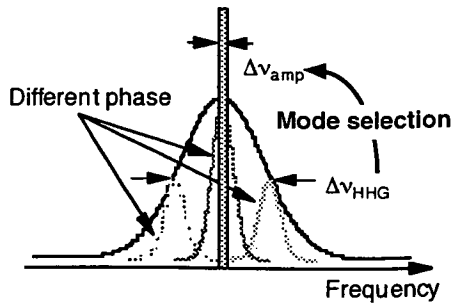


図1) 周波数選択の概略図。高次高調波の周波数帯域幅 (Δv_{HHG}) に位相の異なるモードを多数有しているが、狭い周波数帯域内での位相はほぼ等しい。X線増幅媒質は高次高調波の中の一部の周波数帯域 (Δv_{amp}) のみを選択的に増幅する。

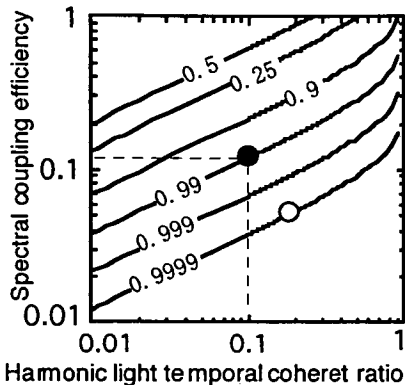


図2) 高次高調波の時間コヒーレンス、X線増幅媒質の増幅効率、周波数選択された高次高調波の時間コヒーレンス (グラフ中の数字) の関係。

2. 時間コヒーレントX線レーザー

X線レーザーの時間コヒーレンスの向上のための周波数選択についての概略を図1に示す。部分時間コヒーレント光である高次高調波はX線レーザーと比較して広い周波数帯域内に位相の異なるモードを多数保有しているが、個々のモード間の位相差は周波数変換される際に受ける媒質の分散に起因しているため、狭い周波数帯域内での位相差は非常に小さい。故に、周波数帯域の狭いX線レーザー媒質により、位相差の小さいモード(時間コヒーレントな成分)のみを切り出し、増幅することが可能である。図2に種光として入射する高次高調波の時間コヒーレンス(パルス幅に対する時間コヒーレント成分の比率)、X線レーザー媒質の増幅効率、周波数選択された高次高調波の時間コヒーレンスの関係を示す。高次高調波とX線レーザー媒質はそれぞれガウス型の周波数波形を持つと仮定した。X線レーザー媒質の増幅効率は、高次高調波とX線レーザー媒質の周波数帯域幅の比によって表され、この値の減少に伴い、得られるX線レーザーの時間コヒーレンスは向上する。フーリエ限界の10倍程度のパルス幅を持つ部分時間コヒーレント光(時間コヒーレンス: 0.1)を種光として用いた場合、増幅効率を10%程度とすることで、パルス幅に対して99%の時間コヒーレンスを持つX線レーザーが得られる(図2中の●)。

3. 時間コヒーレントX線レーザー生成実験

高次高調波を用いたコヒーレントX線レーザーの配置図を図3に示す。アルゴンガスターゲットに入射されたチタンサファイア(Ti:S)レーザーから生成された高次高調波が、ネオジウムガラス(Nd:Glass)レーザーをマンガントarget上(幅200 μm 、長さ5mm)に集光することにより得られるX線レーザー媒質に入射され、周波数選択と増幅を受ける。チタンサファイアレーザーの入射エネルギーは2.5mJ、中心波長780.1nm、波長幅13nm、パルス幅80fs、集光サイズは半値全幅にて100 μm 、集光強度は $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。ガラスレーザーはプラズマ生成用のプリパルス(エネルギー: 1J)とイオン励起用のメインパルス(エネルギー: 7J)から成り、それぞれのパルス幅は10ps、メインパルスの照射強度は $7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ であった。

生成されたX線レーザーは、球面鏡、平面結像型回折格子、背面照射型CCDカメラを組み合わせた軟X線射入分光器により観測される。波長分解能は0.04nmであり、第29次高調波の線幅(0.12nm)に対して十分な波長分解能を有している。本分光器は波長分解と同時に空間広がり観測することが可能であり、種光の増幅の有無は空間広がり差として観測された。

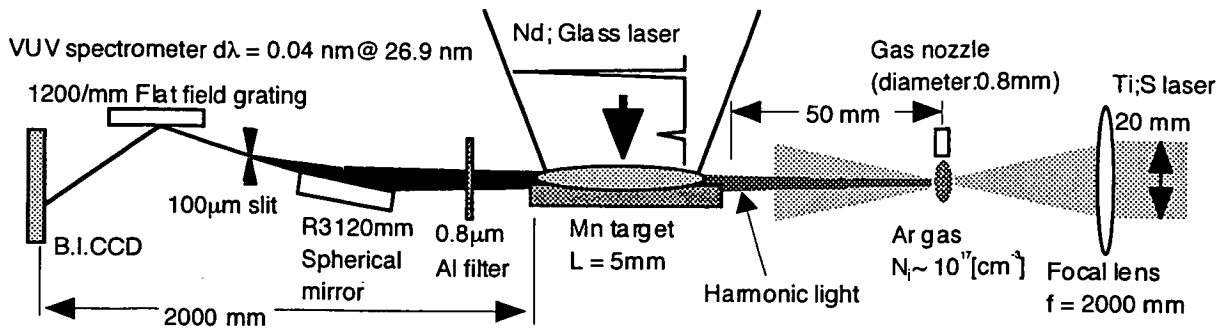


図3) 高次高調波を種光とした時間コヒーレントX線レーザー生成実験配置。

種光として用いた第 29 次高調波は分光器を用いて、中心波長 26.9 nm、波長幅 0.12 nm、エネルギー 0.1 nJ、広がり角 1.9 mrad と計測された。ガスターゲットから 50mm 後方に配置された増幅媒質入口での高次高調波のビーム直径は約 100 μm であり、増幅媒質の直径約 200 μm 以下であることから、高次高調波と X 線レーザー媒質の空間的な結合率は 1 となり、周波数帯域の比が高次高調波の種光としての効率を決定する。ネオン様マンガンの波長幅をネオン様セレン（発振波長：20.6 nm）の増幅線幅 0.0056 nm^[5]と等しいと仮定すると、周波数帯域の比は 0.047 であり、今回用いた第 29 次高調波の 4.7% (4.7 pJ) が種光として有効であったと推測される。この場合、X 線レーザー媒質入口での有効な種光の強度は $7.4 \times 10^5 \text{W/cm}^2$ であり、X 線レーザー媒質からの自然放射強度 ($1.5 \times 10^4 \text{W/cm}^2$) と比較して十分に大きく、種光として十分な光量であると言える。

ガラスレーザーがマンガターゲットに入射された時刻から 30ps 後にチタンサファイアレーザーが増幅媒質入口に到達する場合に観測された X 線レーザーの空間広がりについての観測結果を図 4 に示す。第 29 次高調波は増幅対象であり、同一ショット内での比較を行うため、同等の空間広がりを持つ第 27 次高調波を比較対象とした。種光を入射しない場合 (4.6 mrad) と比較して、種光を入射した場合 (1.9 mrad) に広がり角の減少が確認された。また、観測された X 線レーザーの出力は約 3 nJ であり、入力された高次高調波 (0.1nJ) と比較して十分に大きいことから、広がり角の減少は小さい広がり角を持った種光が増幅されたことに起因すると言える。種光と X 線レーザーの出力比から、X 線レーザー媒質の増幅率 (G) は 640 倍、利得長積 (gl) は 6.5、利得 (g) は 13 /cm と求められ、この値はネオン様マンガンの X 線レーザー単独での利得測定の結果 (g=12) とほぼ一致している。

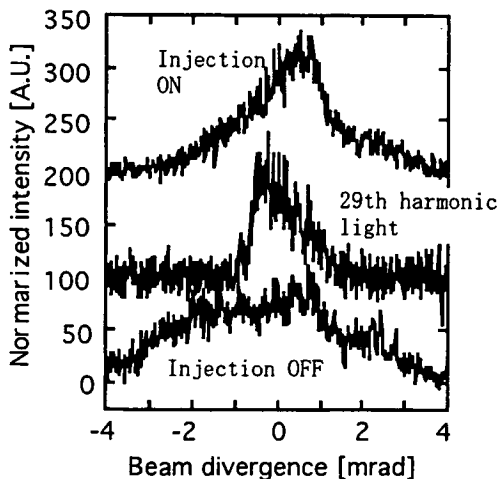


図4) 種光 (29次高調波) の有無による X線レーザーの広がり角の比較。種光無しの時4.6mrad、種光1.4mrad、種光有りの時1.9mrad。

4. 考察

高次高調波の周波数選択を伴う増幅が確認されたことは、X線レーザーの時間コヒーレンスの向上を意味する。種光として用いた第 29 次高調波が基本波と同等のパルス幅を持つと仮定した場合、その時間コヒーレンスはパルス幅に対して 18%である。高調波の 4.7%の周波数帯域を持つ X 線レーザー媒質による周波数選択により、時間コヒーレンスはほぼ 100%に向上する (図 2 中○)。

また、周波数選択された高次高調波が増幅媒質から受ける群速度分散は、X線レーザーの波長に対して十分に小さい ($\sim 0.01 \lambda_{\text{XRL}}$) ため、増幅後にも時間コヒーレンスは保たれる。更に、計測から得られた増幅率からスペクトルの狭帯域化を考慮することで、得られた時間コヒーレントX線レーザーの線幅及びパルス幅はそれぞれ、0.0029 nm、360fs と推測できる。

今回の実験では、高次高調波の増幅効率 4.7%を得ているが、時間コヒーレンスをX線レーザーパルスの 99%とすることにより、増幅効率は約 15%に改善が可能である。故に、ピコ秒程度の基本波により生成される周波数帯域の狭い高次高調波を用いることにより、より効率の良い時間コヒーレントX線レーザーの生成が可能である。

4. 結論

今回、ネオン様マンガニX線レーザー媒質を用いた高次高調波の増幅実験を行い、X線レーザーの広がり角の改善から、高次高調波の増幅を実験的に確認した。周波数選択による時間コヒーレントX線レーザー生成の手法が確立したことにより、時間空間コヒーレントなX線レーザーの生成が期待できる。

参考文献

- [1] M. Tanaka *et al.*, Opt. Lett. 28, 1680 (2003).
- [2] M. Nishikino *et al.*, Phys. Rev. A 68, 61802 (2003).
- [3] R. A. Bartels *et al.*, Science Vol.297, 19, 376, 2002.
- [4] T. Sekikawa, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 83, 2564 (1999).
- [5] Jeffrey A. Kochet *et al.*, Phys. Rev. A 50 (1994) 1877



5.13 Monte Carlo 法による IMRT のための線量 QA システムの構築
A Monte Carlo Dosimetric Quality Assurance System
for Dynamic Intensity-Modulated Radiotherapy

武川 英樹¹, 山本 時裕¹, 宮部 結城¹, 手島 昭樹¹,
功刀 資彰², 矢野 慎輔³, 溝脇 尚志⁴, 永田 靖⁴, 平岡 真寛⁴

¹大阪大学大学院医学系研究科医用物理工学講座 〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 1-7

²京都大学大学院工学系研究科原子核工学専攻 〒606-8501 京都市左京区吉田本町

³京都大学医学部附属病院放射線部 〒606-8507 京都市左京区聖護院川原町 54

⁴京都大学大学院医学研究科腫瘍放射線科学 〒606-8507 京都市左京区聖護院川原町 54

Hideki TAKEGAWA¹, Tokihiro YAMAMOTO¹, Yuki MIYABE¹, Teruki TESHIMA¹

Tomoaki KUNUGI², Shinsuke YANO³, Takashi MIZOWAKI⁴, Yasushi NAGATA⁴

and Masahiro HIRAOKA⁴

¹Department of Medical Physics & Engineering, Osaka University Graduate School of Medicine
1-7 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

²Department of Nuclear Engineering, Kyoto University Graduate School of Engineering
Honmachi, Sakyo-ku, Kyoto 606-8501, Japan

³Clinical Radiology Service, Kyoto University Hospital
54 Syogoin-kawaharacho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8507, Japan

⁴Department of Therapeutic Radiology and Oncology, Kyoto University Graduate School of Medicine
54 Syogoin-kawaharacho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8507, Japan

We are developing a Monte Carlo (MC) dose calculation system, which can resolve dosimetric issues derived from multileaf collimator (MLC) design for routine dosimetric quality assurance (QA) of intensity-modulated radiotherapy (IMRT). The treatment head of the medical linear accelerator equipped with MLC was modeled using the EGS4 MC code. A graphical user interface (GUI) application was developed to implement MC dose computation in the CT-based patient model and compare the MC calculated results with those of a commercial radiotherapy treatment planning (RTP) system, Varian Eclipse. To reduce computation time, the EGS4 MC code has been parallelized on massive parallel processing (MPP) system using the message passing interface (MPI). The MC treatment head model and MLC model were validated by the measurement data sets of percentage depth dose (PDD) and off-center ratio (OCR) in the water phantom and the film measurements for the static and dynamic test patterns, respectively. In the treatment head model, the MC calculated results agreed with those of measurements for both of PDD and OCR. The MC could reproduce all of the MLC dosimetric effects. A quantitative comparison between the results of MC and Eclipse was successfully performed with the GUI application. Parallel speed-up became almost liner. An MC dosimetric QA system for dynamic IMRT has been developed, however there were large dose discrepancies between the MC and the measurement in the MLC model simulation, which are now being investigated.

Keywords: IMRT, Monte Carlo, MLC, Quality Assurance, Parallelization

1. はじめに

強度変調放射線治療 (intensity-modulated radiotherapy: IMRT) は前立腺癌、頭頸部癌などに広く使用されている高精度な放射線治療である[1]。IMRTは数学的に最適化した不均一で複雑な強度のビームを使用し、それにより腫瘍に高線量を集中しつつ近隣の正常組織は低線量に抑えることが可能になった。IMRTでは、多葉コリメータ(multileaf collimator: MLC) をコンピュータ制御して強度変調ビームを作成する方法が現在の主流である。しかし、商用の放射線治療計画装置はMLCの形状から生じる出力線量への影響を考慮できていない[2]。また、商用装置に使用されている線量計算アルゴリズムのペンシルビーム法やコンボリューション法では、二次電子非平衡を正確に考慮できない。ゆえに、体内の不均質部や、小さいビーム要素の集まりであるIMRT照射野での線量計算精度には問題が生じる[3]。Monte Carlo (MC) シミュレーションは、上記2つの問題を正確に考慮した線量計算が可能な唯一のアルゴリズムである。MLCの形状による出力線量への影響は、MLCの形状を正確にモデリングすることで考慮することが可能である。また、MC法は粒子を個々に追跡していくので、電子平衡が成り立たない領域の計算も高精度に行える。

我々は現在、ダイナミックIMRTのためのMC線量計算システムの構築を行っている。MLCを搭載した直線加速器の詳細なモデリングを行い、実測との比較調整を行った。将来的に当システムを臨床応用するためにgraphical user interface(GUI)アプリケーションの開発を行い、治療計画データに基づいた患者モデルの構築及び体内でのMC計算を行った。また、シミュレーションを並列処理し、計算の高速化を行った。

2. 対象および方法

Varian Clinac 2300C/D (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA)直線加速器の治療ヘッド部とVarian 40対リーフのVarian Mark II MLCをEGS4 MCを用いモデリングした。モデリングは、ターゲットからミラーまでの照射野非依存部と、JawとMLCの照射野依存部に分けて行った。患者体内の線量計算のために、商用治療計画装置であるVarian EclipseからDICOMデータを読み込み、患者モデルを構築するGUIアプリケーションの開発を行った。また、このアプリケーション上でEclipseとMCの結果の比較・表示を可能にした。照射野非依存部のシミュレーションに対し並列処理を行い、MC計算の高速化を行った。並列処理の性能評価として高速化率、並列化効率を求めた。

2.1 照射野非依存部モデリング

ターゲットへの入射電子ビームは、エネルギーと強度はガウス分布をとり、ターゲットに垂直に入射すると仮定した。適切なパラメータを決定するために、平均エネルギーと強度分布の半値幅を、イオンチェンバによるPDDとOCRの実測と一致するように調整した。

2.2 照射野依存部モデリング

MLCの形状を詳細にモデリングし、静的・動的テストパターンを用いてフィルムによる実測と比較・検証した。静的テストにおいては、リーフ漏洩線量を調べた。動的テストでは、局所前立腺癌患者の治療計画で作成されたMLCのリーフシーケンスファイルを使用した。

2.3 GUIアプリケーション

EclipseからDICOM形式でCT、Plan、Structure、Doseデータを出力し、当システムに取り込んだ。CT画

像データを基に、各ボクセルに組織組成と密度を割り当てることで、患者モデルを作成できるようにした。組織組成はICRU Report44[4]に示されているデータを使用した。患者モデルへの入射ビーム設定は、Planデータを使用することで治療計画者が行った設定と同条件での計算を可能にした。また、Structure、Doseデータを用いることでEclipseとMCにより得られた線量分布、DVHの表示・比較をできるようにした。

2.4 高速化

照射野非依存部シミュレーションに対し、MPIを用い並列化を行った。各CPUに割り当てられる粒子数を同等にするために、バッチループごとで並列処理した。また、Scalable Parallel Random Number Generators LibraryをEGS4の乱数生成マクロ部に組み込み、各CPUでの乱数が独立になるようにした。計算条件は総ヒストリー数を 5×10^7 、ECUT、PCUTはそれぞれ700keV、10keVとした。並列計算機にはMPPシステムを使用し、性能評価として使用CPU数に対する高速化率、並列化効率を求めた。

3. 結果および考察

3.1 照射野非依存部モデリング

MCと実測による25cm正方形照射野でのPDDおよびOCRの結果を図1に示す。PDDでは、MCと実測は良く一致し、実測結果と1.5%以内の誤差で一致した。一方OCRでは、MCは実測に比べ線量が低くなり、誤差は3%以内であった。

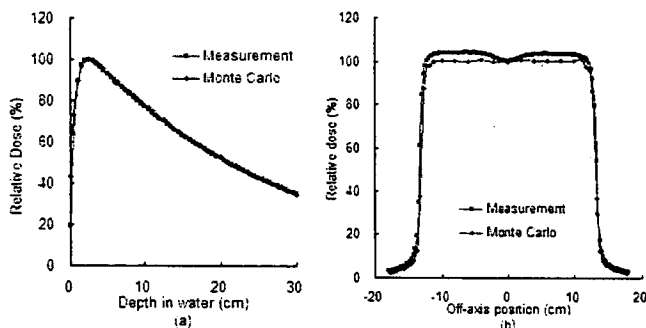


図1 25cm正方形照射野における(a)PDD および(b)OCR

3.2 照射野依存部モデリング

MCと実測によるMLCの静的テストでのリーフ漏洩線量の結果を図2に示す。照射野内で谷山が観察でき、リーフ間での漏洩線量、リーフ内での漏洩線量ともに再現することが出来た。実測結果との誤差は8.5%以内であった。動的テストにおける実測とMCの結果を図3に示す。形状は概ね一致しているが、MCの線量が低くなった。実測との誤差は7%以内であった。

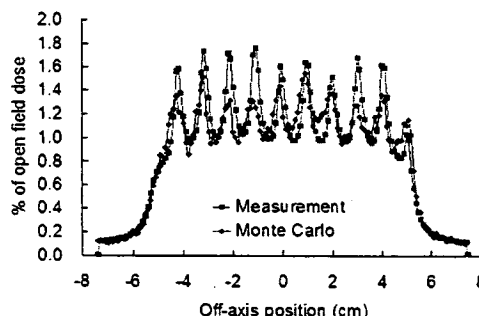


図2 静的テストによるリーフ漏洩線量

3.3 GUIアプリケーション

CT画像データに基づいて患者モデルを構築することにより、高空間分解能で人体内部の微細な構造まで詳細にモデリングすることが出来た。また、Plan、Structure、Doseデータを読み込むことでEclipseと同一のモデル及び条件でMC計算を行い、線量分布とDVHによる計算結果の定量的な比較が可能になった。データの読み込みからモデル構築までの一連の操作は、フォーム上で自動的に短時間で出来るようになった。

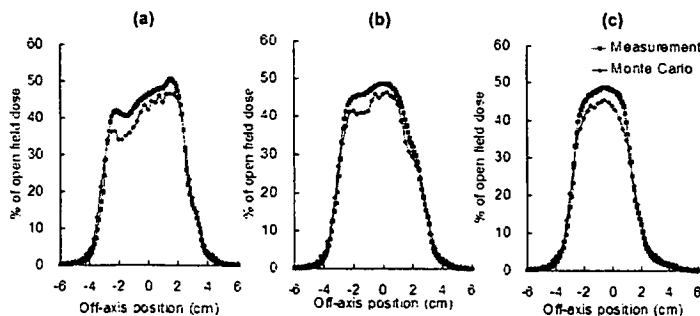


図3 動的テストにおける線量プロファイル

3.4 高速化

使用CPU数に対する高速化率を図4、並列化効率を表1に示す。高速化率は32CPUまではCPU数に比例して増加した。64CPU以上では高速化率が飽和した。並列化効率は32CPUまでは高い値を示したが、それ以上では低下した。16CPU数で低い値を示したのは、ファイルの入出力によるものと考ええる。実際のシミュレーションでは 5×10^7 以上のヒストリー数を用いるので、より多いCPU数で高速化率が飽和し、並列化効率もより多いCPUでも高い値を示すと考えられる。

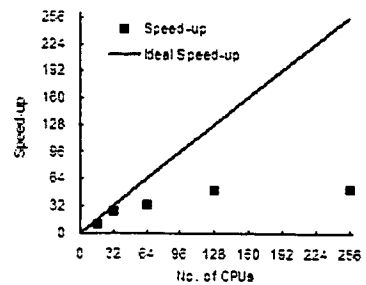


図 4 CPU 数に対する高速化率

静的、動的テストともにMLCによる線量への影響は再現できが、実測との間には比較的大きな差があった。これは照射野依存部に入力するフェーズスペースビームデータの精度よるものと考えられる。患者体内に入力するフェーズスペースビームデータの精度向上のために、最適な入射電子のパラメータの検討を現在行っている。GUIアプリケーションを開発したことにより、簡単な操作で当システムの使用が可能となった。今後は、アプリケーションの更なる

表 1 CPU 数に対する並列化効率

No. of CPUs	Efficiency
16	0.68
32	0.82
64	0.53
128	0.40
256	0.20

操作性の向上を行っていく。計算時間のさらなる短縮を図るため、並列計算の効率を向上させる必要がある。各ノード間の通信を減らし、入出力を詳細に管理することで効率の向上が期待できる。

4. 結論

MLCの形状を詳細に考慮した、ダイナミックIMRTのためのMC線量計算システムを構築した。将来的に当システムは、フェーズスペースビームデータの精度向上、アプリケーションの操作性の向上、そして並列処理による計算時間のさらなる短縮により、ダイナミックIMRTのための強力な線量QAツールになることが期待できる。

5. 謝辞

本研究を進めるにあたり、多大なご協力を頂いた光量子シミュレーション研究グループの内海隆行氏に深く感謝致します。

参考文献

- 1) S. Webb, Intensity Modulated Radiation Therapy (Institute of Physics Publishing, Bristol, UK, 2001).
- 2) J. O. Kim, J. V. Siebers, P. J. Keall, M. R. Arnfield, and R. Mohan, "A Monte Carlo study of radiation transport through multileaf collimators," Med. Phys. 28, 2497-2506 (2001).
- 3) R. Jeraj, P. J. Keall, and J. V. Siebers, "The effect of dose calculation accuracy on inverse treatment planning," Phys. Med. Biol. 47, 391-407 (2002).
- 4) ICRU Report No. 44, "Tissue substitutes in Radiation dosimetry and measurements," International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington D.C. (1989).



5.14 原研 ERL-FEL 制御系の Web データベースの開発 Development of Web Database System for JAERI ERL-FEL

菊澤信宏

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

Nobuhiro KIKUZAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
2-4 Shirakata-Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 Japan

The accelerator control system for the JAERI ERL-FEL is a PC-based distributed control system. The accelerator status record is stored automatically through the control system to analyze the influence on the electron beam. In order to handle effectively a large number of stored data, it is necessary that the required data can be searched and visualized in easy operation. For this reason, a web database (DB) system which can search of the required data and display visually on a web browser was developed by using open source software. With introduction of this system, accelerator operators can monitor real-time information anytime, anywhere through a web browser. Development of the web DB system is described in this paper.

Keywords : Accelerator control system, database, Open source software

1. はじめに

原研自由電子レーザー用超伝導加速器に組み込まれている小型冷凍機は運転員なしの無人運転が可能であるが、故障時には冷凍機の交換作業が必要であり、故障の原因究明や故障の前兆現象を早い段階で発見する技術の開発などが求められている。このため、冷凍機の温度やヘリウムガス流量などの冷凍機に関するデータのほかに、冷凍機に影響を与える可能性のある室温や冷却水温度、大気圧などの外部環境に関するデータを定常的に計測していた。この結果、大気圧の変動が同軸ケーブル電気長に与える影響の発見に寄与する[1]など、これらの外部環境に関する計測データの蓄積が電子ビームの変動の原因究明に有用であることがわかったため、定常的に計測しているデータ点数も大幅に増加している。

この膨大な計測データを有効活用するためには、必要なデータを簡単な操作で検索して可視化できることが重要である。このため、データの検索から表示までの一連の操作を Web ブラウザ上で行える Web データベース(DB)の開発を行った。本論文では、この Web DB の開発について報告する。

2. 加速器の運転に必要なデータ

加速器の運転に必要なデータとして、以下のようなデータが挙げられる。

- 計測データ
- 運転パラメータ

- 操作ログデータ
- 機器の設定情報
- 運転履歴
- インターロック情報

また、これらのデータのロギング周期としては、以下のような種類が考えられる。

- 短周期ロギング (<1秒周期)
- 長周期ロギング (>数秒周期)
- イベントロギング (随時)

計算機の HDD の大容量化に伴って定常的に計測されているデータ点数は増え、変化を詳細に捉えるためにロギング周期は短くなっているため、蓄積されたデータ量も膨大になっている。これらの蓄積されたデータから必要なときに必要なデータを検索して解析するためには、データをネットワークで共有できる方式が有効である。

データをネットワークで共有する方法にはいくつかの方法があるが、本研究ではリレーショナルデータベース(RDB)を用いたクライアント-サーバ方式を採用した。RDB とは 1 件のデータを複数の項目(フィールド)の集合として表現し、データの集合をテーブルと呼ばれる表形式で管理する方式のことであり、データの ID 番号や名前などを利用してデータの結合や抽出を容易に行なうことができる利点がある。

3. Web DB システムの開発環境

Web DB システムの開発にはソースコードが一般に公開されていて無料で使用できるオープンソースソフトウェア(OSS)を中心に採用した。開発に使用したソフトウェアを表1に示す。OSS利用のメリット、デメリットを以下に示す。

メリット

- ライセンス料が削減できる
- 技術仕様が公開されている
- 特定のベンダーに依存しない
- マルチプラットフォームに対応しやすい
- 高いセキュリティが確保できる

デメリット

- 動作保証やサポートが得られない
- 開発者の確保が難しい
- 多数のソフトウェアを組み合わせて使用する必要があり、問題箇所の特定が困難

以上のような多くのメリットが得られる反面、動作保証を得られないというデメリットもあるため、実

表1 開発に使用したソフトウェア

ローカルコントローラ	OS	μITRON
	プログラム言語	C言語
クライアントPC	OS	WindowsXP
	プログラム言語	Java言語
	CORBA	JacORB
ラッピングソフト	OS	WindowsXP
	プログラム言語	C++言語
	CORBA	TAO
データベースサーバ	OS	WindowsXP
	データベースサーバ	MySQL
Webサーバ	OS	WindowsXP
	httpd	Apache、Perl、PHP

用に耐えうるシステムを構築するためには、あらかじめ動作検証を行うことが必要である。

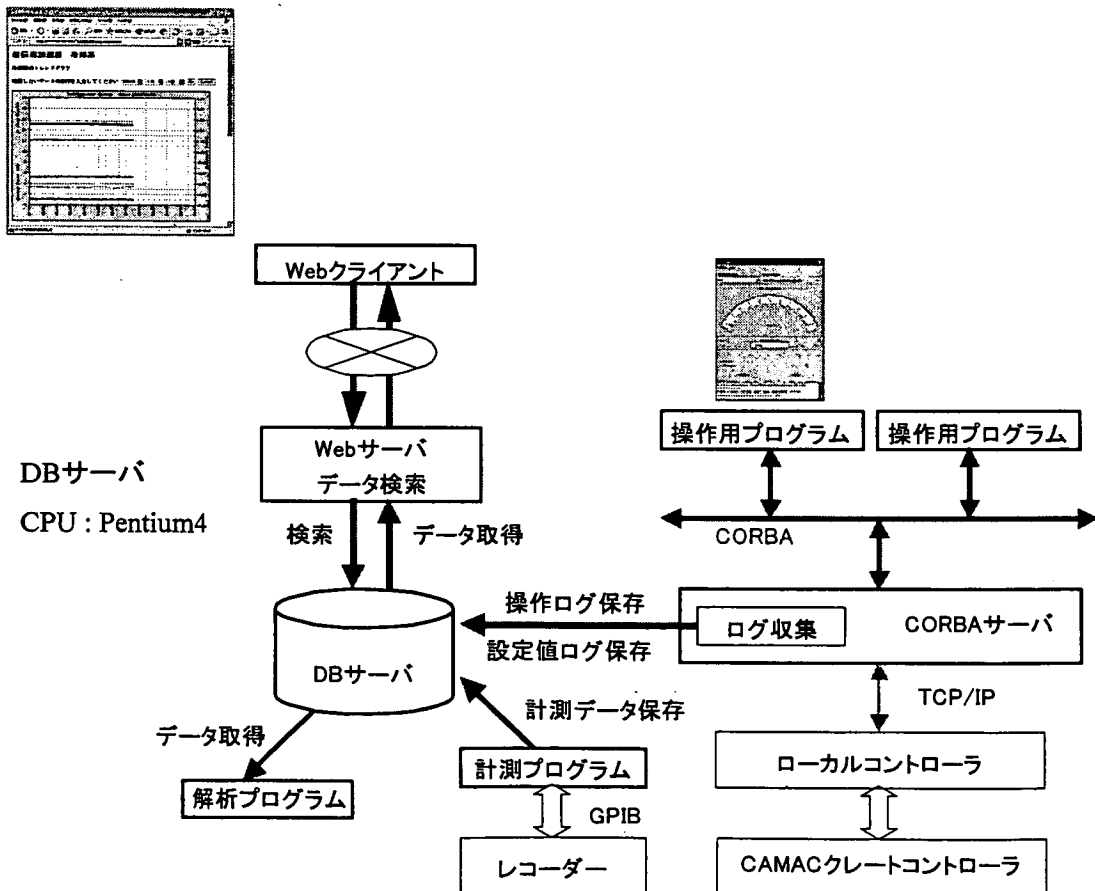
4. Web DB システムの構築

H15 年度に組み込み OS を用いたローカルコントローラを開発し[2]、制御系の更新を行った[3]。制御用プログラムは Java 言語と Common Object Request Broker Architecture (CORBA) で新規に開発し、制御用プログラムを実行するための計算機なども更新した。計算機の処理能力が向上して記憶容量も大幅に増大したため、DB システムを制御系に組込んで動作検証を開始した[4]。

本研究で開発した Web DB システムの全体構成を図1に示す。オペレータからの操作コマンドは CORBA サーバを通して各ローカルコントローラに送信されるが、同時に時刻と操作内容が操作ログとして DB にも記録される。また、オペレータがその時点での運転パラメータを記録しておきたいときには、各機器の設定値を各ローカルコントローラから収集し設定値ログとして DB に記録される。さらに、定常的に一定周期で計測されているデータなども DB に保存される。

DB に保存されたデータは表計算ソフトのようなプログラムから読み出して詳細な解析を行うことが可能であるが、数値データを可視化するためには単純な作業の繰り返しが必要である。このため、Web ブラウザ上でデータの検索や簡単なグラフ表示ができるよう、Web サーバ側で基本的な処理を行うように PHP(PHP: Hypertext Preprocessor)言語によってプログラムを開発した。ネットワークセキュリティ上の観点から Web DB へのアクセスは制限されているが、アクセスが許可された計算機上からは特別なプログラムをインストールする必要も無く利用可能となっている。

Web DB システムの有用性を検証するため、DB サーバに市販のパーソナルコンピュータを用いて平成 16 年 2 月から試験運用を開始した。90 点の計測データを 1 分ごとの周期で DB に記録しており、データ



量は平成16年9月現在で約84万件、約120MBであった。これらのデータをWebブラウザ上に時系列のグラフとして表示させることができ、過去の日付を選択することによってほぼリアルタイムでデータを検索してグラフ表示することが可能であった。このWebブラウザによるデータ表示機能により、冷凍機の冷却能力の変動などを過去にさかのぼって調べることができるため、今後の故障事例などの蓄積によって故障原因の究明に役立つと考えられる。また、このWebサーバに仮想プライベートネットワークで接続することによって外部からアクセスして休日や夜間に自宅から機器の状態監視が可能となったため、オペレータの負担の軽減につながっている。

これまでの試験運用では長期間の連続稼動に成功しており、有用性も確認されたため、本格運用に移行した。現在は、超伝導加速器のRFコントローラに関する計測データや電子ビームに関する計測データなどの記録されるデータ点数は大幅に増加しており、操作ログや外部環境に関するデータとあわせて解析することで電子ビームの変動の原因を究明し、自由電子レーザーの高出力化や安定化に大きく寄与すると考えられる。

5. まとめ

ソースコードが公開されているOSSを利用してWebDBシステムを開発し、試験運用を行った。試験運用では冷凍機に関するデータを定常的にDBに記録し、Webブラウザ上から過去のデータを検索して可視化できるWebDBシステムを開発した。試験運用を行った結果、このシステムの有用性が確認されたため本格運用に移行し、記録するデータ点数を大幅に増加させている。冷凍機の故障の原因究明だけでなく、今後はRF電源や電子ビームに関する計測データなどを蓄積することによって自由電子レーザーの高出力化や安定化に大きく寄与すると考えられる。

参考文献

- [1] R. Nagai, et al., JAERI-Conf 2004-009 (2004) 218
- [2] N. Kikuzawa, “ μ ITRONを用いたJAERI ERL-FEL制御系の開発”, Proceedings of the 14th Symposium on Accelerator Science and Technology, Nov. 11-13, 2003
- [3] N. Kikuzawa, JAERI-Conf 2004-009 (2004) 238
- [4] N. Kikuzawa, “原研 ERL-FEL 制御系の現状”, Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, Aug. 4-6, 2004



5.15 JAERI-FEL 用 NEA-GaAs 型光陰極電子銃の開発 Development of NEA-GaAs photocathode gun used for JAERI-FEL

西谷 智博、峰原 英介、羽島 良一、永井 良治、沢村 勝、西森 信行、菊澤 信宏、山内 俊彦

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

Tomohiro NISHITANI, Eisuke J MINEHARA, Ryoichi HAJIMA, Ryoji NAGAI, Masaru SAWAMURA, Nobuyuki NISHIMORI, Nobuhiro KIKUZAWA, Toshihiko YAMAUCHI

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Sirakata Sirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 Japan

The photocathode DC-gun with high average current, low beam emittance and long operational lifetime is considered to be indispensable for ERL-FEL and X-FEL. We have started the developmental program of a electron gun with the NEA-GaAs photocathode for the first time in JAERI. In order to overcome an NEA lifetime problem, the JAERI electron gun system consists of an extreme high vacuum gun chamber and MBE apparatus, an electron source consists of a NEA-diamond film as enhancement electron current device and a superlattice photocathode.

Keywords: Free electron laser (FEL), NEA-GaAs photocathode, Superlattice, NEA-diamond film

1. はじめに

既存技術より数桁高い高出力と高輝度を実現するエネルギー回収リニアック自由電子レーザー (ERL-FEL) や X 線自由電子レーザー (XFEL) の次世代放射光源は、電子源に長寿命、大電流 (>平均電流 100mA) と超高輝度の電子ビームが要求されている。この要求を満たす電子源として、Negative Electron Affinity 表面 (NEA 表面) を形成した GaAs 型半導体光陰極 (NEA-GaAs 光陰極) は有力な候補である。電子が光陰極から真空中に飛び出す際のエネルギーを極限に小さくできるという超高輝度電子ビームに必要不可欠な利点を持つからである[1]。しかしながら、現存の NEA-GaAs 光陰極には実用化するには、NEA 表面寿命問題や量子効率制限のため励起レーザー高出力化問題があり、これが隘路となっている。

我々は、このような電子銃として繰り返し 1.3GHz、77pC/bunch (平均電流 100mA) の構造を持つ超低エミッタンス (<0.5mm・mrad) の超高輝度な連続電子ビーム生成を目指した NEA-GaAs 光陰極電子銃 (原研光陰極電子銃) の開発を進めている。この電子銃の開発方針は、NEA-GaAs 光陰極が抱える問題を克服するために (1) 結晶作成装置 (分子線ビームエピタキシー-MBE-装置) を組み込んだ極高真空電子銃作製、(2) 電子源電流を増倍するダイヤモンド膜デバイス作成、(3) 超格子構造光陰極作成からなる。

2. MBE 装置を組み込んだ極高真空電子銃

図1に示す開発を進める原研光陰極電子銃は、NEA 表面作成できるよう改良した分子線エピタキシー装置 (MBE 装置) と極高真空の電子銃からなる結晶作成装置付き電子銃である。

NEA 表面は、セシウム原子とガリウム原子で形成される数 Å 厚さの電気双極子状態で、光陰極の伝導

帯より真空準位を低エネルギー側まで下げる(負の電子親和力状態)。このため、NEA 表面を形成する前の GaAs 半導体表面は、不純物の無い清浄状態であることが量子効率の高い良質な NEA 表面を得るための条件となる。従来の NEA-GaAs 光陰極電子銃では、大気に曝された GaAs 半導体基板を真空チャンバーへ導入するため、この表面には、炭化物や酸化物などの不純層が形成される。このような表面に対しては、加熱洗浄や水素洗浄[2]などで不純物層を削り取る必要があり、GaAs 半導体に大きな負担をかける。一方、原研光陰極電子銃では超高真空の MBE 装置内で GaAs 半導体作成と NEA 表面形成を行なうため、表面不純物層がなく、表面洗浄も不必要となり、GaAs 半導体への負担も無い。

更に、原研光陰極電子銃の電子銃チャンバーはイオンポンプと非蒸発型ゲッターポンプにより、NEA 表面維持[2]に必要な 10-12torr 以下の極高真空であり、MBE チャンバーから電子銃チャンバーへの結晶移送も、超高真空中をトランスファーロードで行なうため、NEA 表面の劣化も無く、NEA-GaAs 光陰極電子銃が要求する条件を満たしている。

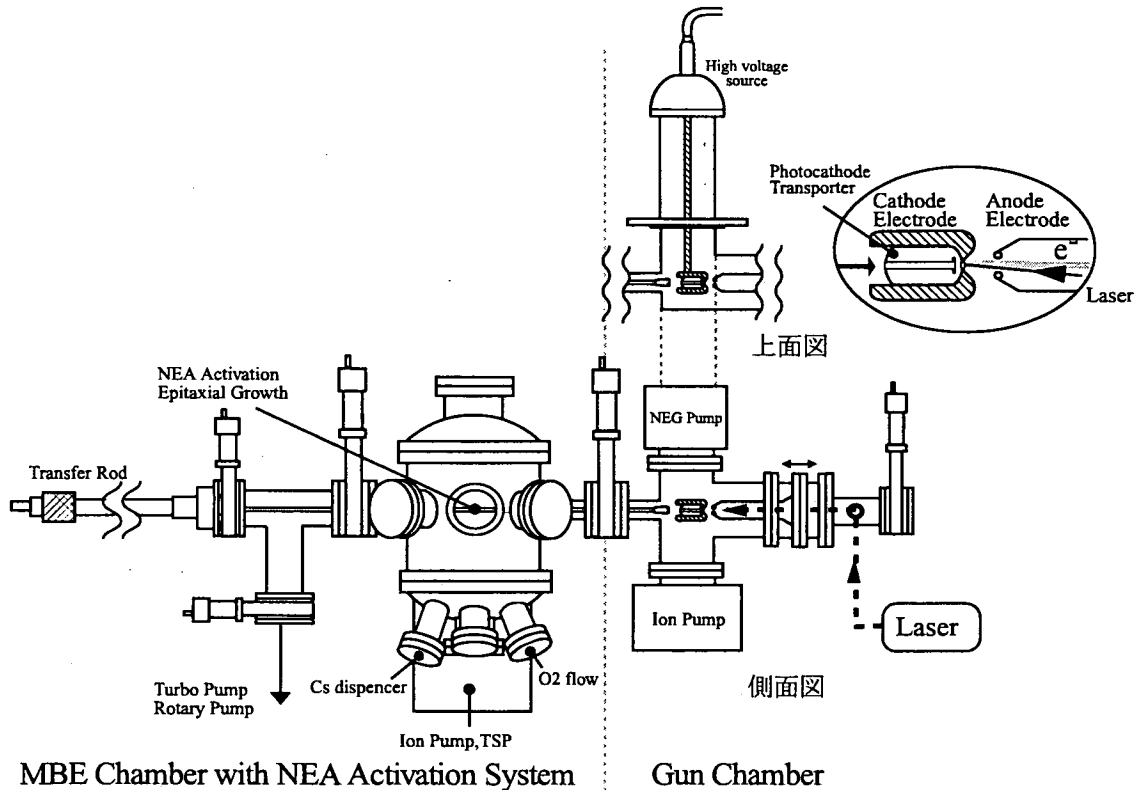


図1 原研光陰極電子銃

2. 高輝度電子源

次世代放射光源が要求する大電流 100mA は、NEA 表面寿命問題を抱える NEA-GaAs 型光陰極に大きな負担となる。この問題を克服するため、我々はバルク GaAs 光陰極の量子効率をはるかに超える量子効率を目指した超格子構造光陰極と光陰極からの放出電子を増倍する NEA-ダイヤモンド膜を組み合わせた電子源開発に着手した。

・電子源電流を増倍する NEA-ダイヤモンド膜デバイス

NEA-ダイヤモンド膜は、光陰極からの放出電子の電流を増幅し且つ NEA 表面を持つため入射電子ビームのエミッタンス性能を損なわないという二つの利点を持つ。光陰極からの数 keV の放出電子を入射電子とし、ダイヤモンド内で入射電子の約 80 倍[3]の電子を二次電子としてたたき出すことで電子増倍する。この増倍電子は、放出表面に達するまでにダイヤモンド内の伝導帯底に達するまでエネルギーを失う。この伝導帯底を表面まで拡散してきた増倍電子は、ダイヤモンドの NEA 表面から真空中へ放出される。これが、NEA-GaAs 光陰極からの超高輝度電子ビーム生成と同じ機構であり、エミッタンス性能を損なわない理由である。NEA-ダイヤモンド膜は、フォトカソード高周波電子源への応用として Ben-Zvi 氏により提案されている[4]が、その実施例はない。

・超格子構造光陰極

バルク GaAs の伝導帯の状態関数は伝導帯底を頂点としたエネルギーの二乗根であり、電子ビームエミッタンスを極限まで小さくするため、伝導帯底に価電子帯の電子を励起すると電子の状態数が小さくなる。このため、バルク GaAs のバンドギャップエネルギーの励起光での量子効率が低くなる。一方、超格子構造[5]では、量子閉じ込めの効果により、伝導帯底の状態関数は有限であるため、バンドギャップエネルギーの励起光でバルク GaAs をはるかに超える量子効率を得られる。

3. 現状と今後の予定

原研光陰極電子銃の開発方針を表 1 に示す。これまでに MBE チャンバーで 10-11torr の超高真空を達成している。現在、電子銃チャンバーの作製を行っている。

電子源電流を増倍する NEA-ダイヤモンド膜デバイスの開発では、ドーピング、結晶層厚の違う3つのサンプルを用い電子増倍の原理実証実験を行っている。この実験は、熱フィラメントからの入射電子をダイヤモンドサンプルに入射しその増倍を確認する方法で行い、現在作成中の図2に示す電子増倍試験装置を用いて行う。

超格子構造光陰極開発は、原研光陰極電子銃の MBE 装置により超格子結晶作成を行う予定である。

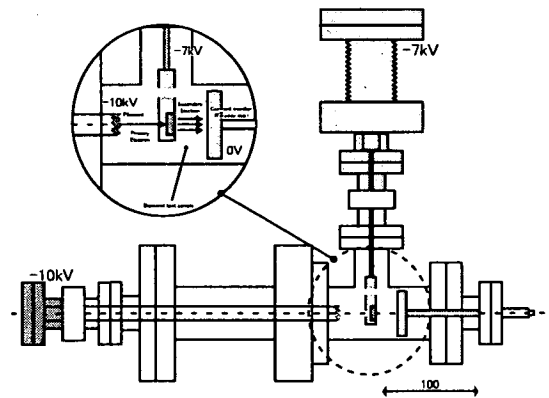
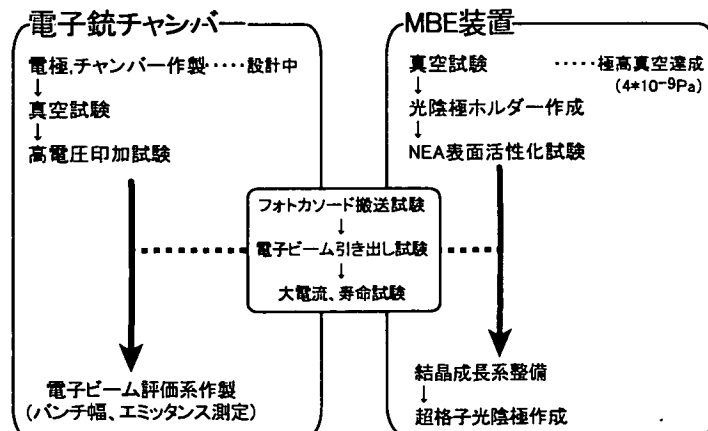


図2 電子増倍試験装置

表1 原研光陰極電子銃開発実施予定



参考文献

- [1] S.M.Gruner and M.Tigner, eds., "Study for a proposed Phase I Energy Recovery Linac Synchrotron Light Source at Cornell University, CHES Technical Memo 02-003, JLAB-ACT-01-04, 2001
- [2] M.Yamamoto, et al., "Proceedings of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan, Tokai, July. 30-Aug. 3, 2003, P99-101
- [3] J. E. Yater, et. al., Phys. Rev. B, Vol 56, pp. 4410-4413, 1997
- [4] Secondary Emission Enhanced Photoinjector, Ilan Ben-Zvi, et. al., C-A/AP/#149 April 2004.
- [5] 量子効果半導体, 佐々木昭夫, 電子情報通信学会



5.16 技術資料・論文からデータベースを構築するための言語情報技術を活用したソフトウェア開発

Development of software utilizing the language information technology to built a database from technical references and papers

- 上島 豊、佐々木 明、森林 健悟、¹⁾井原 均、²⁾村田 真樹、²⁾白土 保、²⁾井佐原 均
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
1) 日本原子力研究所 関西研究所
2) 独立行政法人 情報通信研究機構 情報通信部門
けいはんな情報通信融合研究センター

- Yutaka UESHIMA, Akira SASAKI, Kengo MORIBAYASHI, ¹⁾Hitoshi IHARA, ²⁾Masaki MURATA,
²⁾Tamotsu SHIRADO, ²⁾Hitoshi ISAHARA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute

- 1) Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute
2) Keihanna Human Info-Communication Research Center, Information and Network Systems
Department, National Institute of Information and Communications Technology

Toward the development of the future atomic and molecular database, we discuss a method to extract notations from scientific articles in terms of atom and molecular states, ions as well as electron configurations. The present method will be useful to recognize articles on atomic and molecular data, and collect the data automatically to realize the evolutionary database.

1. はじめに

原子分子データは、分光解析等を通じて、基礎研究、産業分野に活用されている。従来から原子分子データのデータベース化が試みられてきたが、原子分子データの量や多様性を考えると、天文学や核融合などの基礎研究、半導体製造技術をはじめとする産業技術や医療などでの大量のデータの要求にこたえるためには、これまでのように手作業によってデータベース化することはもはや不可能で、新しい研究手法が必要と考えられる。

従来の原子分子データのデータベース化は、主に学術論文の形で発表されたデータを収集する方法で行なわれており、原子分子データが掲載されている論文の収集、論文を特徴付ける重要情報の抽出、図・表からのデータの読み取りの段階から構成される。現在、これらの作業は、すべて原子過程の分野に明るい研究者による人手で行われており、多大な人力を費やしている。また、その分類作業自体が、専門家が行わなければならないという特性から、研究者の研究時間の減少および人的資源の有限性による大規模探索の困難性を抱えている。本研究では、このような問題を解決するために言語処理技術を用いて、論文が対象としている原子分子の状態や、素過程を特定することを試みる。また、データベース化の実施者=研究者間での個人差による情報抽出格差についても知見を得ることを目指す。

2. 原子分子物理学における言語情報技術を活用した論文の分類と重要語抽出

原研、核融合研やNIST等での原子分子センター活動においては、まず、データベースの設計、データベースシステムの作成および論文の収集対象と収集する分子および過程の種類、抽出データフォーマットを決定し、データベース化の準備を整える。その後、実際の作業である論文から数値データ等の抽出、データファイルの作成、データファイルを用いたデータのデータベースへの入力作業、入力したデータのチェックをデータベース更新が中止になるまで繰り返すことになる。

原子・分子データのデータベース化で実施者＝研究者の負担および個人差が最も大きいデータ情報ファイルの作成作業は次のような段階からなる。

- 1) 収集する分子に関する論文を捜す。
- 2) 論文を読み、該当するデータ（断面積）があるかどうか調査する。
- 3) 実験、理論の別、手法、どのような衝突過程かなどの情報をピックアップする。

本研究では、実施者＝研究者の作業を助け、生産性およびデータ品質を高めることを目指す。すなわち、論文を特徴付ける重要情報の抽出を行い、次に機械学習に基づくテキスト分類の手法を用い、与えられた論文の集合から原子分子データが記載されている論文を見出す方法についても検討する[1]。

3. 原子分子物理学における原子種およびその状態の表記方法

原子データ掲載論文中でもっとも基本的な情報は、その論文の対象がどんな原子のどのような状態かということである。原子は、中性の状態での陽子数＝電子数で表される原子番号で区別される。陽子数が1個の水素から始まり、およそ百種類の原子がある。

原子の状態は、次にイオン種と電子配置によって区別される。それぞれの原子には、中性の状態から1つずつ電子を取り去ったイオンの状態がある。原子に含まれている電子は、それぞれ決まった軌道に存在する。電子配置とは、どの軌道に何個の電子があるかのことを言う。原子物理学では、このような状態がさらに微細構造レベルと呼ばれる細かい構造を持っていることが知られている。

原子の状態を特定するには、原子種、イオン種、電子配置、微細構造レベルを指定する必要がある。一般にひとつの原子種には複数のイオン種が、ひとつのイオン種に対してたくさんの電子配置が、ひとつの電子配置に対して複数の微細構造レベルがあるというように、原子の状態はたくさんの状態を持っていてそれらは階層構造をなしている。

原子物理、原子過程に関する論文では、原子・イオン種の種類、電子配置、より詳細なエネルギー状態（微細構造レベル）を表す、特別な表記法が用いられる。論文の中にこれらの表記が含まれていることは、その論文が原子物理、原子過程を取り扱っていることの証拠として利用できると思われる。

原子、イオン種、電子配置、微細構造レベルの表記には、一定の規則のもとに、基本的な表記方法、略号を使った簡略化された表記方法、歴史的に用いられている別種の表記方法が使われている。論文中からこれらの情報を抽出するには、その規則を理解する必要がある。

3.1 イオン種の表記法

原子物理では、原子とそれから1つずつ電子を取り去ったイオンが興味の対象になる。そして、原子・イオン種は、

$$\begin{array}{l} \text{(元素記号)} \quad \text{(イオン価数を表すローマ数字)} \quad (1) \\ \text{C I, O II, O III, Xe XI} \end{array}$$

または、

$$\begin{array}{l} \text{(元素記号)} \text{イオン価数+} \quad (2) \\ \text{C, O}^+, \text{O}^{2+}, \text{Xe}^{10+} \end{array}$$

のように表される。(1)式の表現を「分光学的表記 (spectroscopic notation)」と呼び、ローマ数字の値は価数+1とする決まりになっている。中性原子の0+は一般に省略し、1価イオンは1+の代わりに+だけを書くことがある。

さらにイオン種にも名称による表記がある。すなわち、電子を1つしか持たないイオン、電子を2つしか持たないイオンは、それぞれ中性の水素およびヘリウム原子と電子数が同じであることから、

hydrogen-like ion	水素様イオン
helium-like ion	ヘリウム様イオン

と呼ぶことがある。これは原子(イオン)の性質が電子数に強く依存すること、電子数が同じイオンは似たような性質を示すことによっている。電子数が同じイオンは等電子系列に属すると言うことがある。

等電子系列のイオンを一括して便利に表現するために、分光記号と名称による表記を組み合わせることもあり、

He-I like ion	中性ヘリウムと電子数が同じ、ヘリウム様イオン
Ga-I like ion	中性ガリウムと電子数が同じ、ガリウム様イオン

のような表記がある。

3.2 電子配置の表記法

原子物理では、原子、イオンに属する電子がどのような軌道に分布しているかが重要である。原子内で電子が存在することができる軌道は決まっている。(非相対論では)電子軌道は主量子数と方位量子数という二つの数値の組で指定される。主量子数 n は普通数値で表すのに対し、方位量子数 l は英小文字1文字で表すのが普通で、 $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ の軌道をそれぞれ、 s, p, d, f, g と軌道と呼ぶ。したがって、電子の軌道および電子配置は、

$$\text{(主量子数を表す自然数)} \text{(軌道の種類を表す1文字)} \text{(占有電子数)} \text{(軌道の全角運動量)} \quad (5)$$

と表わされ、軌道と肩字で表す占有電子数の組を軌道の数だけ繰り返す。例えば中性炭素原子では1s軌道、2s軌道、2p軌道にそれぞれ2個ずつの電子があり、すべての軌道の全角運動量が1/2の場合、その電子配置は

$$1s_{1/2}^2 2s_{1/2}^2 2p_{1/2}^2$$

のように表される。

3.3 微細構造レベルの表記方法 (分光記号)

厳密な原子の状態は、軌道電子の角運動量を合成することによって求められ、得られた多重度 S 、軌道角運動量 L 、全角運動量 J を使って、微細構造レベルは、

$$\text{(多重度を表す自然数)} \text{ (軌道角運動量を表す一文字)} \text{ (全角運動量)} \quad (8)$$

のように表わされる。

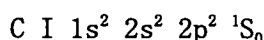
軌道角運動量を表す一文字は、電子軌道に対する方位量子数の書き方に似て、 $L=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ に対して S, P, D, F, G, \dots のように書く。電子軌道とは大文字であることによって区別する。全角運動量は整数または半整数で、

$${}^1S_0, {}^2S_{1/2}, {}^3P_1,$$

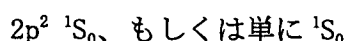
などと書く。

3.4 省略や集合の表現など

ある状態を特定するためには、基本的には原子・イオン種、電子配置、微細構造レベルが必要で、前出の中性炭素原子では、

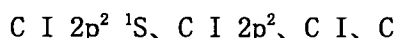


などと書く必要がある。しかし、論文中でそれ以前に定義されているなどして自明な場合には、上位階層から順に省略し、電子配置については閉殻を省略して、



と書くことがある。

逆に論文のアブストラクトなどでは、その中で扱われる状態や過程を総称するために、下位階層を順に省略して、すべての微細構造レベル、すべての電子配置、すべてのイオン種を代表させることがある。例を示すと、



などがあり、最後の表記では対象としているのは単に炭素であることを示す。

4. まとめ

本研究では、技術論文、資料からデータベースを構築する研究の一環として、原子分子データベースの構築の自動化について検討した。対象の論文の理解を助け、計算機による内容の判別のための基本となる、原子分子物理分野の論文に特徴的な表現について検討した。これらの電子文書中での表現を判別することにより、原子分子の状態を表す表現を計算機により検出することができる。今後この方法を実際の実装して性能を評価し、さらに論文を発見するソフトウェアの研究開発へ進める予定である。

参考文献

- [1] A. Sasaki et al., paper presented at Joint ITC14/IAMDATA 2004, October 5-8, 2004



5.17 Photo-Nuclear Reactions on Nuclei in the W-Re-Os Region

Toshiyuki SHIZUMA^a, Takehito HAYAKAWA^a, Shinji GOKO^b, Hiroaki Utsunomiya^b, Hideaki OHGAKI^c, Peter MOHR^d, Yiu-Wing LUI^e, Stephane GORIELY^f

^aAdvanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI

^bDepartment of Physics, Konan University, Japan

^cInstitute of Advanced Energy, Kyoto University, Japan

^dInstitute für Kernphysik, Universität Darmstadt, Germany

^eCyclotron Institute, Texas A&M University, USA

^fInstitute d'Astronomie et d'Astrophysique, Université Libre de Bruxelles, Belgium

Photo-disintegration cross sections for ^{186}W , ^{187}Re , ^{188}Os have been measured at energies close to the neutron thresholds using quasi monochromatic γ -ray beams from laser Compton scattering (LCS). The data are used to evaluate the cross sections for the inverse neutron capture reactions within the Hauser-Feshbach statistical model. The influence of the radiative neutron capture on the 9.75 keV first excited state of ^{187}Os which is substantially populated in stellar plasmas at typical s-process temperatures is examined in connection to the ^{187}Re - ^{187}Os cosmochronology.

Keywords : Photo-nuclear reaction, Cross sections, γ -ray beam

1. Introduction

The ^{187}Re - ^{187}Os pair has been used for the estimate of the age of the Galaxy owing to the long half-life of ^{187}Re [1]. The fact that both ^{186}Os and ^{187}Os can be produced only by s-process nucleosynthesis besides the cosmoradiogenic yield of ^{187}Os makes this cosmochronometer potentially reliable. The quantitative interpretation is, however, complicated by the possible enhancement of ^{187}Re - ^{187}Os transmutation rates in stellar condition, the time dependence for the production rate of ^{187}Re which concerns the chemical evolution of the Galaxy, the existence of s-process branchings at ^{185}W and ^{186}Re , and the relative importance of neutron capture by the 9.75 keV first excited state in ^{187}Os [2-5].

The last two issues are related to neutron captures on short lived states. Because of the experimental restriction, direct measurements of the neutron capture cross sections on short lived nuclei such as ^{185}W , ^{186}Re and the 9.75 keV state in ^{187}Os are very difficult. However, the neutron capture cross sections can be evaluated from the inverse photoneutron reactions on the basis of theoretical models. In this case, the (γ, n) cross sections close to the threshold energies are important to constrain the model parameters. In the present study, we have measured the (γ, n) cross sections of ^{186}W , ^{187}Re and ^{188}Os using a tunable quasi-monochromatic γ -ray beam from laser Compton scattering (LCS).

2. Experiments

The photo-disintegration experiments were performed at the National Institute of Advanced Industrial

Science and Technology (AIST). LCS γ rays were generated by interaction of a Nd:YLF Q-switch laser in second harmonics ($\lambda=527$ nm) with relativistic electrons in the storage ring TERAS. The electron energy was varied from 450 to 588 MeV which allowed us to produce LCS γ rays with maximum energies of 7.3 to 12.5 MeV. A lead collimator with a small hole in a 2 mm diameter was placed at approximately 6 m downstream from the interaction area to form a quasi-monochromatic γ -ray beam with a typical energy resolution of 10 % in FWHM.

The targets consisted of enriched metallic powders of ^{186}W , ^{187}Re and ^{188}Os , and were pressed into self-supporting tablets with a diameter of 8 mm. The tablets were then mounted into thin containers made of pure aluminum. The LCS beam energies were set below the threshold energy of ^{27}Al ($E_{\text{th}}=13.1$ MeV). The present measurement was therefore not affected by the $^{27}\text{Al}(\gamma,n)$ reaction.

Emitted neutrons were detected by sixteen ^3He proportional counter embedded in double concentric (inner and outer) rings into a polyethylene moderator cube. The inner and outer rings were at 7 and 10 cm distance from the beam axis. The so-called ring ratio between the neutron counts of the inner and outer detectors were used to estimate the neutron energy. Details of the experimental procedure will be found elsewhere [6].

3.Results and Discussion

Figure 1 shows the photon-disintegration cross sections for ^{188}Os as a function of the average energy of the LCS beam. The energy dependence of the photodisintegration cross section has been determined down to the threshold. The previous data taken with the positron annihilation source [7] are also given in fig. 1 for comparison. It should be noted that the non-vanishing cross section below the (γ,n) threshold energy (7.989 MeV).

The $^{188}\text{Os}(\gamma,n)^{187}\text{Os}$ cross sections were calculated within the Hauser-Feshbach compound nucleus model using two different sets of input parameters, referred to as case I and case II. The case I includes the $E1$ strength function determined by the Hartree-Fock-BCS plus quasiparticle random phase approximation (QRPA) model [8], the nuclear level density derived from the microscopic calculations [9], and semi-microscopic optical model potential of [10]. On the other hand, the case II includes the Lorentzian-type $E1$ strength function of [11], the analytical nuclear level density formula of [12], and the optical potential of [13]. The cases I and II are based on the significantly different models and therefore provide a first estimate of the impact of the model uncertainties on the cross section calculation.

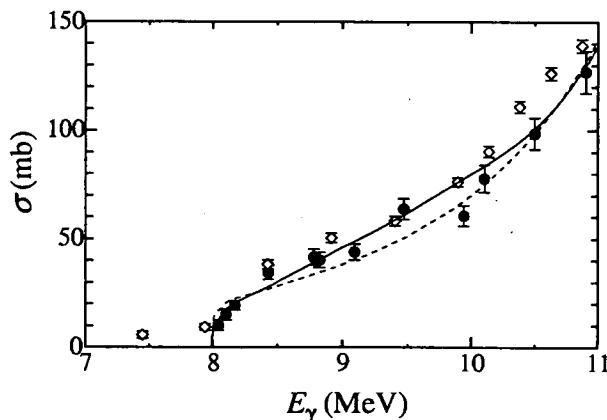


Fig. 1. Photo-disintegration cross sections of the $^{188}\text{Os}(\gamma,n)^{187}\text{Os}$ reaction are plotted with filled circles. The data from Berman *et al.* [7] are also shown with open diamonds. The calculated cross sections are given with solid (case I) and broken (case II) lines.

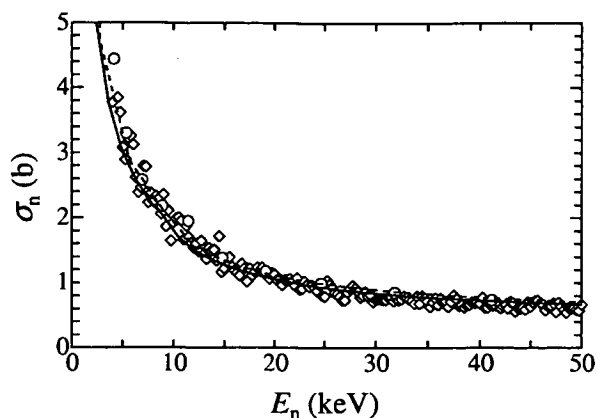


Fig. 2. Calculated neutron capture cross sections on ^{187}Os are shown with solid (case I) and broken (case II) lines. Experimental data are plotted with open diamonds [14] and open circles [15].

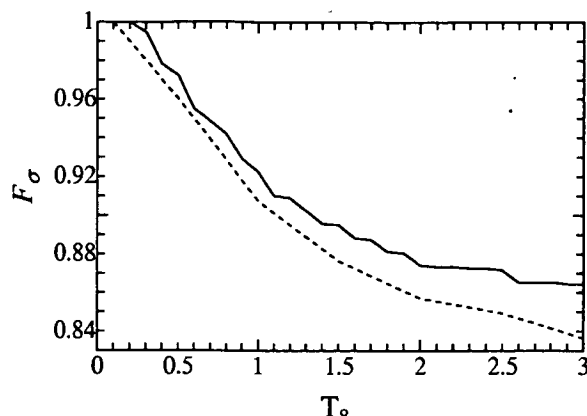


Fig. 3. The F_σ values estimated with the calculation corresponding to the case I (solid line) and the case II (dashed line).

The resulting $^{188}\text{Os}(\gamma,n)^{187}\text{Os}$ cross sections are compared with the experimental data in Fig. 1. It should be noted that the major difference between the case I and the case II is attributed to the different treatment of the $E1$ strength function.

Based on the parameter sets described above, the cross sections of the inverse neutron capture reaction on ^{187}Os were calculated. The results are compared with the experimental data [14,15] in Fig. 2. The neutron capture cross sections obtained from the cases I and II agree relatively well with the experimental data.

At stellar temperatures relevant to the s-process nucleosynthesis ($T=1-3 \times 10^8$ K), the ^{187}Os first excited state at 9.75 keV is strongly populated and can significantly affect the estimate of the stellar neutron capture rate on ^{187}Os [16]. The correction to the cross sections due to the neutron capture on the 9.75 keV state is usually expressed through the factor

$$F_\sigma = \frac{\bar{\sigma}_n^*(^{186}\text{Os})}{\bar{\sigma}_n(^{186}\text{Os})} \times \frac{\bar{\sigma}_n(^{187}\text{Os})}{\bar{\sigma}_n^*(^{187}\text{Os})}$$

where $\bar{\sigma}_n^*(^{186}\text{Os})$ and $\bar{\sigma}_n^*(^{187}\text{Os})$ represent the Maxwellian-averaged neutron capture cross sections of ^{186}Os and ^{187}Os at stellar temperatures, and $\bar{\sigma}_n(^{186}\text{Os})$ and $\bar{\sigma}_n(^{187}\text{Os})$ are the corresponding cross sections for the ground states. The factor F_σ has been previously estimated by a combination of theoretical considerations and experimental information on the inelastic scattering cross section for the 9.75 keV excited state in ^{187}Os [17,18].

On the basis of the present experimental photoneutron data and the calculations shown in Figs. 1 and 2, the temperature dependence of the F_σ factor has been re-estimated (Fig. 3). At $kT=26$ keV, F_σ equals to 0.87 for case I and 0.84 for case II. These values are close to the value of $0.81 \leq F_\sigma \leq 0.83$ [18] at $kT=30$ keV and significantly differ from the value of $1 \leq F_\sigma \leq 1.5$ [17] at $kT=30$ keV based on the calculation of Woolsley *et al.* [16]. Together with a future study of the s-process branchings at ^{185}W and ^{186}Re on the basis of our new photoneutron data on ^{186}W and ^{187}Re , the present results will be used for a more reliable

estimate of the Re-Os cosmochronometry.

References

- [1]D.D. Clayton, *Astrophys. J.* **139** (1964) 637.
- [2]K. Yokoi *et al.*, *Astron. Astrophys.* **117** (1983) 65.
- [3]M. Arnould *et al.*, *Astron. Astrophys.* **137** (1984) 51.
- [4]F. Käppeler *et al.*, *Astron. Astrophys.* **366** (1991) 605.
- [5]K. Takahashi, *Nucl. Phys.* **A718** (2003) 325c.
- [6]T. Shizuma *et al.*, to be published.
- [7]B.L. Berman *et al.*, *Phys. Rev. C* **19** (1979) 1205.
- [8]S. Goriely *et al.*, *Nucl. Phys.* **A706** (2002) 217.
- [9]P. Demetriou *et al.*, *Nucl. Phys.* **A695** (2001) 95.
- [10]E. Bauge *et al.*, *Phys. Rev. C* **63** (2001) 024607.
- [11]C.M. McCullagh *et al.*, *Phys. Rev. C* **23** (1981) 1394.
- [12]S. Goriely, *J. Nucl. Science and Technology* (2002), Suppl. 2 (Ed. K. Shibata), 536.
- [13]J.P. Jeukenne *et al.*, *Phys. Rev. C* **16** (1977) 80.
- [14]R.R. Winters *et al.*, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 563.
- [15]J.C. Browne *et al.*, *Phys. Rev. C* **23** (1981) 1434.
- [16]S.E. Woosley *et al.*, *Astrophys. J.* **233** (1979) 411.
- [17]R.R. Winters *et al.*, *Phys. Rev. C* **25** (1982) 208.
- [18]R.L. Hersberger *et al.*, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 2249.

5.18 パルス誘導ブリルアン散乱法による金属表面での音速測定 Measurement of Sound Velocity on Metal Surfaces by Impulsive Stimulated Brillouin Scattering

○ 島田 幸洋、村上 洋、西村 昭彦
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
Yukihiro SHIMADA, Hiroshi MURAKAMI, Akibiko NISHIMURA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute

Impulsive Stimulated Brillouin Scattering (ISBS) experiment was performed in order to measure acoustic waves on metal surfaces. The ISBS technique offers robust method of obtaining acoustic velocities without physical contact. The generation and detection mechanism were discussed.

Keywords: Phonon spectroscopy, Impulsive Stimulated Brillouin Scattering, Non-destructive

1. はじめに

軽水炉長寿命化のみならず核融合炉真空壁/超伝導コイルや大強度陽子加速器における核破砕ターゲット冷却系^[1]などの原子力用材料研究の推進のためには、放射線照射により劣化する構造材の物性を遠隔から非破壊且つ非接触で常時モニターする技術の開発が望まれる。こうした原子力材料の疲労診断の指標として弾性率は重要な物性量である。弾性率を測定する手段として広く実用化されている音弾性法では、超音波振動子を測定対象物に接触させて音波の送受による伝播時間と減衰率から複素音速を求める。しかしこの方法には以下に挙げる欠点を有する。

- 1) 振動子と測定対象物の間に機械的接触が不可欠であるため放射化材料や高温材料等の測定が困難である
- 2) 測定に必要な機械的接触は不安定なため、測定値の絶対値を求めるのは困難である
- 3) 100MHzを超える高振動数の音速測定は難しく、音波の波長を小さくするのが限界があるため、位置分解能はそこで決定されてしまう

これらの問題を解決するために我々はパルスレーザー光を用いたパルス誘導ブリルアン散乱法 (ISBS) による音速測定の開発を行っている。目標とする測定は加工硬化層を有するステンレス鋼の表面音速である。今回は測定系の構築と液体中での音速測定の結果を報告する。

2. 測定原理

パルス誘導ブリルアン散乱法の原理を以下に述べる。物質の内部または表面にて2本の光を交差させると電場の干渉縞が生じる。電場の強さが十分に強い時、この空間変調された電場は以下の2種類の過程で弾性歪を生成する。

- 1) 光を吸収して熱膨張を行う
- 2) 光弾性効果により直接電場と弾性率が結合する

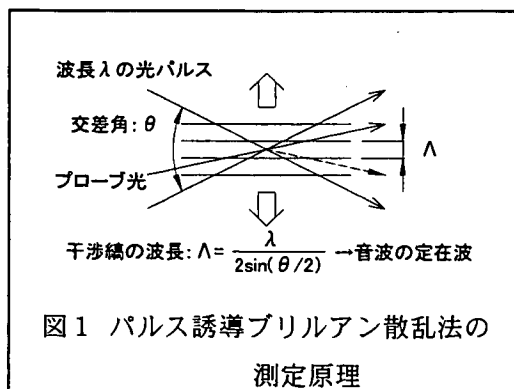


図1 パルス誘導ブリルアン散乱法の測定原理

こうして作られた弾性歪は互いに進行方向が逆である2つの音波の定在波を作る。弾性歪は屈折率変化を引き起こし、あたかも回折格子のように振る舞う。パルス光をポンプとして用いて干渉縞を生成すると、光が消失した後、残った弾性歪は減衰振動し平衡状態に戻る。ここへ3番目の光としてプローブ光を入射して回折光の時間応答を記録すれば音波の実時間挙動を観察することができる。

2つのポンプ光の角振動数をそれぞれ ω_1 、 ω_2 、プローブ光を ω_p 、散乱光（回折光）を ω_s とすれば誘導散乱過程におけるエネルギー保存則は $\omega_s = \omega_p \pm |\omega_1 - \omega_2|$ となる。生成する干渉縞の間隔とプローブ光の波長によって回折光のブラッグ角は決定されるため、生成する音波の運動量は確定し、測定値から音波の振動数が決定されるので、この2つの数値から生成する音波の複素音速の実部、減衰時間から虚数部が求まる。生成する音波のモードはポンプ光の偏光方向で決定される。

通常のブリルアン散乱法は、狭周波数帯域の連続光を試料に入射し、散乱光を干渉分光計等を使用して音波によるドップラーシフトを測定する。それに対して誘導ブリルアン散乱法は以下のような利点を持つ。

- 1) 自然散乱ではなく誘導散乱過程なので、信号光強度が強い
- 2) 誘導散乱過程は散乱立体角が小さいので測定の特外となる弾性散乱光成分を分離しやすい
- 3) 周波数領域（ドップラーシフト）ではなく、時間領域での測定が可能なのでダイナミクスレンジが非常に広く、かつ超音波振動子を用いた音速測定との対応がつけやすい
- 4) コヒーレントなフォノンを高密度で生成するため、物質への非線形な励起が可能である
- 5) 入射光と散乱光の角度を小さくすることが容易であり、低振動数の測定に適している
- 6) ポンプ光の集光領域で決まる微小領域の音速測定が可能である

特に3番目の特徴を理由として、相転移温度近傍で音速が大きく変化する、強誘電体や強弾性体の構造相転移や液体のガラス転移などの研究分野で数多くの仕事が為されてきた^{[2][3]}。またこの方法は必ずしも透過光でプローブする必要は無く、不透明な物質においては物体の表面に回折格子を作成し、反射光を検出することで表面音波の状態を測定することが可能である^{[4][5]}。

3. 実験結果

実験装置図を図2に示す。本実験ではチタンサファイア CPA レーザーの出力光をパルス圧縮器を通さずに使用している。レーザーの出力はパルス長さ 150psec、パルスエネルギー 1mJ、繰り返しは 10 Hz である。レーザーからの光を BBO 結晶に入射させて発生する第2高調波をプローブ光、変換されない残りを2つに分配してポンプ光として使用した。プローブ光は最大長さ 1m の光学遅延回路を通してポンプ光が作る干渉縞の時間応答を記録する。今回は2つのポンプ光の交差角度は 8.4° で行った。ポンプ光の波長を 800nm とすると生成する干渉縞の波長は 5.5 μ m である。試料であるエチルアルコールの音速は室温にて 1207m/sec であるから予想される音波の振動周期は $T = \Lambda/v = 4.6$ nsec である。

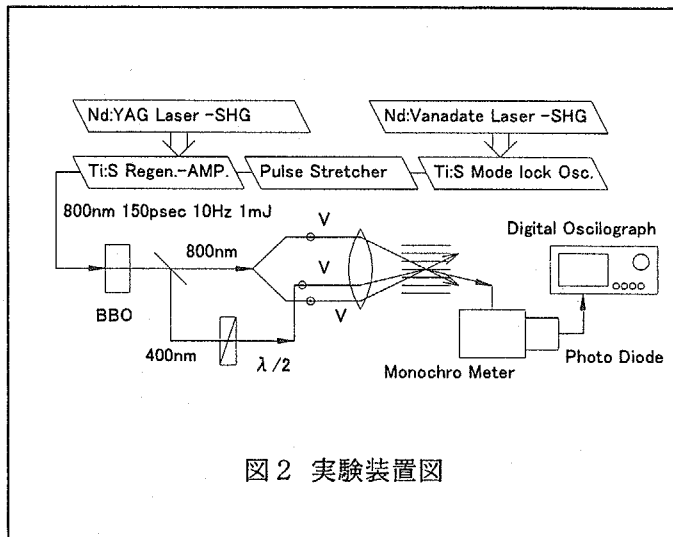


図2 実験装置図

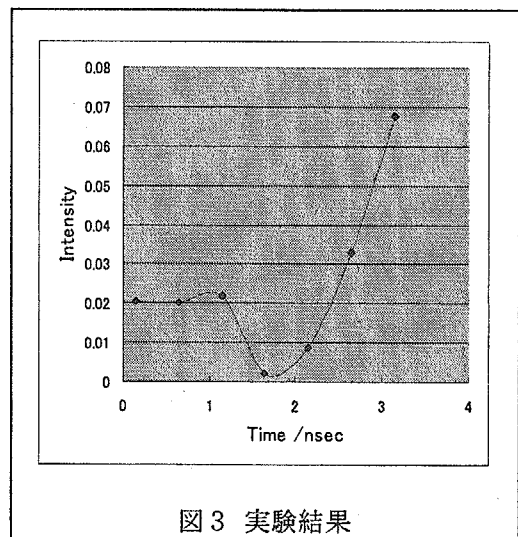


図3 実験結果

実験結果を図3に示す。解析は次のように行う。

光吸収による音波生成の応答関数は $G_a(t) = \exp(-\Gamma_R t) - \exp(-\Gamma_B t) \cos(\omega_B t)$

光弾性効果による音波生成の応答関数は $G_e(t) = \exp(-\Gamma_B t) \sin(\omega_B t)$

とすると観測される信号光強度は以下のように表される。 $I(t) = [\gamma_a G_a(t) + \gamma_e G_e(t)]^2$

ここで ω_B : 生成した音波の角振動数、 Γ_B : 音波の減衰率、 Γ_R : 熱膨張の拡散時定数、 γ_a : 光吸収により生成された音波の大きさを表す定数、 γ_e : 光弾性結合により生成された音波の大きさを表す定数である。実験結果は音波の1周期の振動を表している。時間原点から最初の節までの時間は 1.8nsec であり、予想される周期の 1/2 より若干小さい値であった。その原因としては、ポンプ光とプローブ光の時間原点が一致していない点が考えられる。また、音波の振動が数周期となるように干渉縞の間隔を設定すれば測定精度は向上する。

4. まとめ

今回はパルス誘導ブリルアン散乱法の測定系の構築を行い、音波の生成を確認するためにエチルアルコール中にて音波を生成し、時間領域にて信号光強度が変化することを確認した。

今後は観測する音波の振動数の広帯域化をはかり、金属表層の加工硬化層を検出すべくステンレス鋼の表面波の音速測定を行い、超音波法の測定結果と比較して測定の妥当性を検証する。

参考文献

- [1] M. Futakawa, T. Naoe, H. Kogawa and Y. Ikeda, J. Nucl. Sci. Technol. 41, 1059 (2004)
- [2] K. A. Nelson and M. D. Fayer, J. Chem. Phys. 72, 5202 (1980); K. A. Nelson, D. R. Lutz, M. D. Fayer and L. Madison, Phys. Rev. B24, 3261 (1981)
- [3] S. Kinoshita, Y. Shimada, W. Tsurumaki, M. Yamaguchi and T. Yagi, Rev. Sci. Instrum. 64, 3384 (1993)
- [4] A. Harata, H. Nishimura, and T. Sawada, Appl. Phys. Lett. 57, 132 (1990)
- [5] L. Zhao, B. J. Baer, M. Yamaguchi, H. T. Than, J. Yarmoff and E. L. Chronister, J. Chem. Phys. 114, 4989 (2001)



5.19 Towards attosecond XUV pulses

**Alexander PIROZHKOV, Michiaki MORI, Akihiko NISHIMURA, Yukihiro SHIMADA,
Akito SAGISAKA, Hiroshi MURAKAMI, Sergei BULANOV, Timur ESIRKEPOV,
Hiroyuki DAIDO**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We are constructing a system for attosecond pulse generation via high-order harmonics generation in noble gases. To obtain a single attosecond pulse rather than a pulse train, we employ the regime of a few-cycle-pulse-driven harmonics generation. To achieve it, we are developing an external pulse compressor down to 7 – 10 fs using a gas-filled hollow fiber followed by chirped mirrors.

We also proposed the method of high-energy attosecond pulse generation using high-order harmonics generated during the interaction of a relativistic-irradiance laser pulse with a thin foil.

**Keywords: Attosecond pulses, High-order harmonics, Aperiodic XUV multilayer mirrors,
External pulse compression**

1. Introduction

The duration of light pulses in the visible and near-IR spectral regions now tightly approaches the fundamental limit – the single optical period [1]. Generation of sub-fs electromagnetic pulses implies the use of radiation with shorter wavelength. We are constructing a system for attosecond pulse generation employing high-order harmonics of laser radiation generated in gas [2]. Novel focusing aperiodic XUV multilayer mirrors were proposed as broadband spectral filters with the prescribed dispersion [3, 4]. This allows compressing chirped XUV pulses and obtaining pulses with the duration down to 150 as. In order to obtain a single attosecond pulse rather than a pulse train, we are developing an external pulse compression down to few optical cycles (7 – 10 fs) using a gas-filled hollow fiber followed by chirped mirrors [5]. For the precise measurement of driving laser pulses a frequency-resolved optical gating (FROG) [6] system was designed and implemented.

2. Transient Grating FROG system for sub-10 fs pulses

Full knowledge of femtosecond laser pulse parameters is of vital importance for the success of modern experiments. The most important parameters of ultrashort pulses are intensity envelope $I(t)$ and phase $\psi(t)$. These two functions of time determine the time dependence of the electric field with the only ambiguity of the carrier-envelope phase: $E(t) = [I(t)]^{0.5} \cos[\omega_0 t - \psi(t) + \psi_0]$. One of the most powerful techniques of

measurement of both the intensity and the phase is FROG [6]. We present the design of the transient grating FROG system capable of measuring pulses with the duration down to 5 fs and the first results obtained with 150-fs pulses. The purpose of this system is the measurement of both initial laser pulses and pulses after compression in a hollow waveguide followed by chirped mirrors.

The layout of the FROG system is shown in Fig. 1. In the few-cycle regime, the spectral width $\Delta\omega$ becomes comparable with the central frequency ω_0 , so the dispersion becomes an issue of major concern. To eliminate dispersion, we use a spatial input mask for pulse division and reflective optics only (silver-coated mirrors). The combination of the input mask and a two-sided mirror acts as a dispersionless beam splitter, in contrast to the conventional beamsplitter that does introduce dispersion. A 150- μm thick fused silica plate serves as a nonlinear medium.

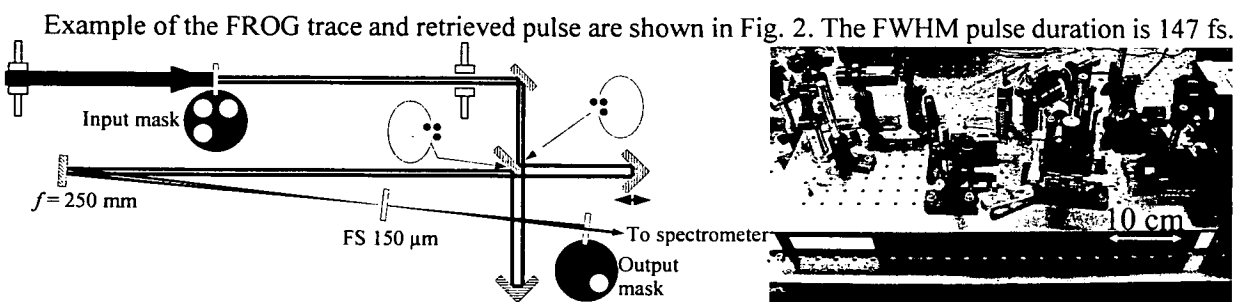


Fig. 1. Optical layout and implementation of the FROG system.

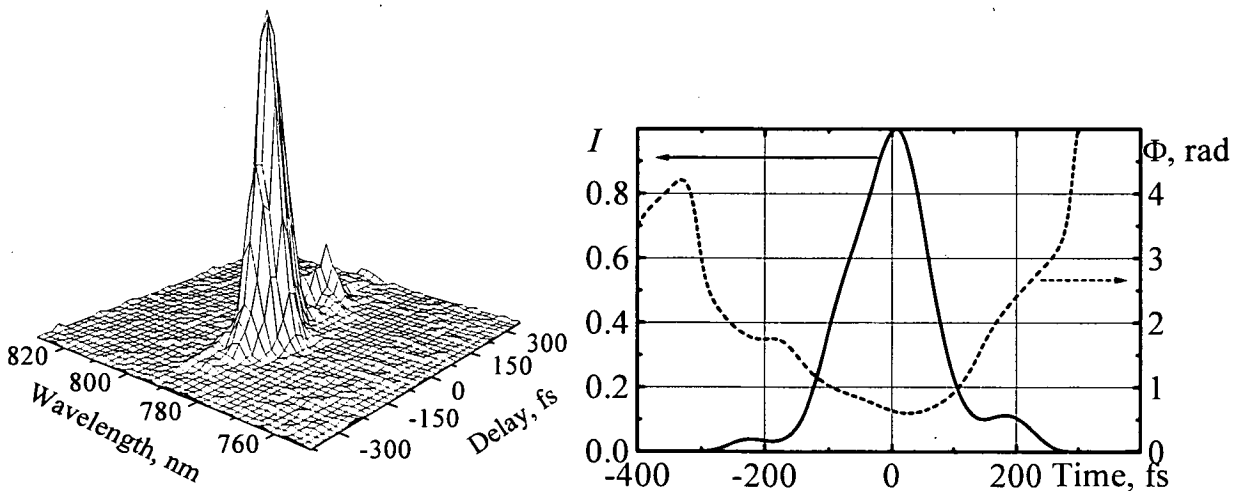


Fig. 2. Left: FROG trace; right: retrieved pulse, $\tau = 147$ fs.

3. Hollow-fiber-based external pulse compression system for the generation of sub-10 fs pulses

Though modern Ti:Sapphire oscillators can generate pulses with the duration of 10 fs and less, after amplification the duration increases up to at least 20-30 fs due to the gain narrowing even if the narrowing control is implemented. To reduce the pulse duration down to few light cycles, it is necessary to increase the pulse bandwidth. This can be conveniently done using a gas-filled hollow fiber, where the femtosecond pulse experiences Self-Phase Modulation (SPM) [5]. The compressor system (Fig. 3) has the fiber diameter of 250 μm . It is long enough (1 m) so that all modes except the fundamental one are strongly attenuated. Thus,

the SPM is spatially uniform. In addition, the fiber simultaneously performs spatial filtering, providing an almost diffraction-limited beam at the output. The pulses after the SPM have the duration approximately equal to the duration of the input pulses and several times larger spectral bandwidth. To compress these pulses, the induced chirp is removed with the help of a dielectric negative-dispersion mirror pair (GDD - 45 fs², 600-1000 nm, compensated dispersion oscillations, Layertec). The system was designed to compress 1-2-mJ, 30-fs pulses down to ~ 7 fs with approximately 50% efficiency.

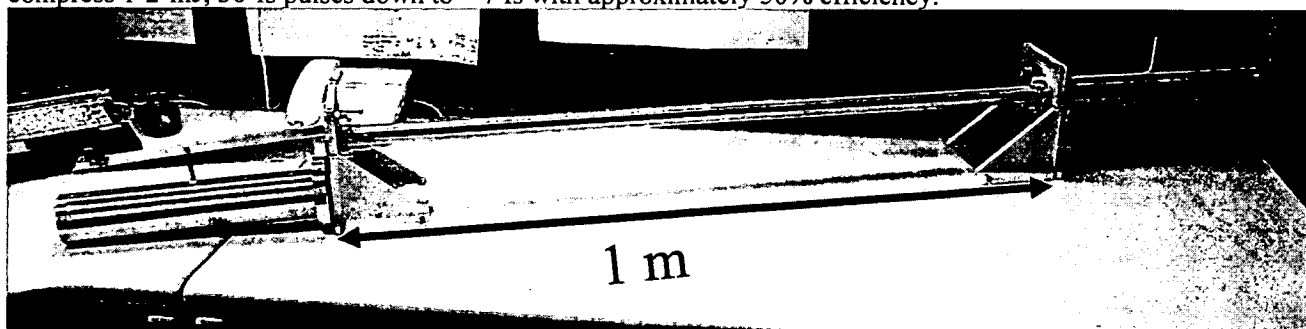


Fig. 3. Hollow-fiber-based external pulse compressor.

4. High-energy attosecond pulse generation in the framework of the sliding mirror model

The energy of attosecond pulses generated in gases is limited due to a small conversion efficiency of high-order harmonics generation process. On the other hand, the conversion efficiency of harmonics generated in the interaction of a relativistic-irradiance laser pulse ($I > 1.37 \times 10^{18} (\mu\text{m}/\lambda_0)^2 \text{ W/cm}^2$) with a solid target can be much higher, up to 10^{-4} in the 10-20 nm region [7]. We developed the theory of the attosecond pulse generation in the relativistic regime using the sliding mirror model [8]. In this model, the electrons are assumed to move as a whole in the plane of the thin foil target only. This holds true for few-cycle incident laser pulses and 1) "heavy" foil, in which the charge separation electric field suppresses the out-of-plane motion of the electrons, or 2) for any foil in the case of two pulses hitting the foil from both sides. We established the relation between the pulse intensity and the plasma parameters that provides the optimum conditions for attosecond pulse generation: $eE_0/(mc\omega_0) \approx \pi n l / (n_{\text{cr}} \lambda_0)$, which is equivalent to $I_0 \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2 (n/10^{24} \text{ cm}^{-3})^2 (l/\text{nm})^2$ (e and m are the electron charge and mass, c is the velocity of light, E_0 is the electric field amplitude, ω_0 and λ_0 are the laser frequency and wavelength, n and l are the plasma density and thickness, and n_{cr} is the critical plasma density). To generate an isolated attosecond pulse (Fig. 4), it is necessary to use spectral filtering to reject lower-order harmonics, which are generated at several instants of time. Without spectral filtering, an attosecond pulse train is generated with the conversion efficiency of several percent, which gives the main pulse energy of the order of 100 mJ.

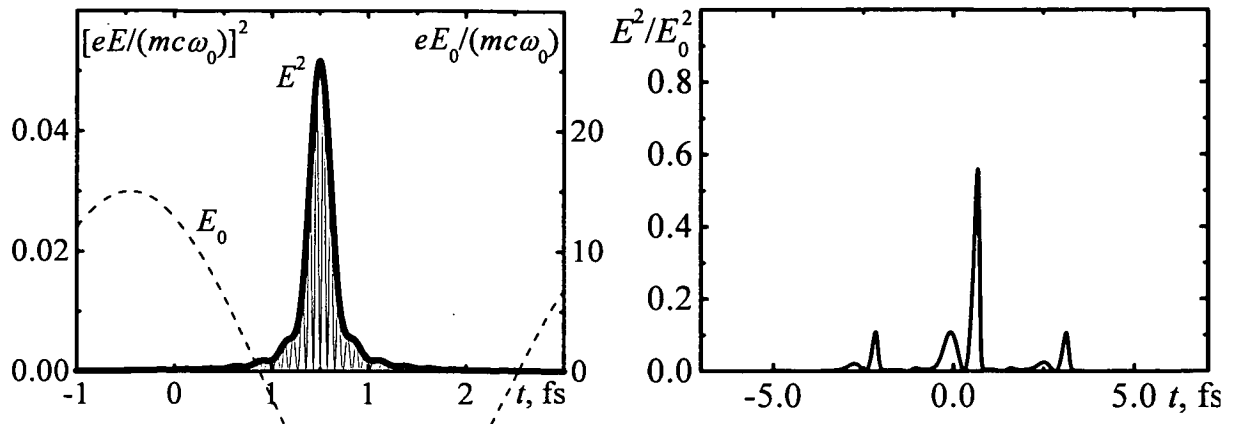


Fig. 4. Attosecond pulse generation in the relativistic regime, $I_0 = 5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, $n = 6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $l = 10 \text{ nm}$. E_0 and E are the electric fields of the driving laser and the attosecond pulse. Left: isolated pulse; spectral filter is $30\omega_0 - 50\omega_0$, conversion efficiency is 6×10^{-6} , pulse duration is 140 as. Right: pulse train; conversion efficiency into the main pulse is 0.03, main pulse duration is 190 as.

Acknowledgments

The work was supported by the Japan Society for the Promotion of Science (P-03543).

References

1. K. Yamane *et al.*, *Opt. Lett.* **28**, 2258 (2003).
2. P. Agostini and L. F. DiMauro, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813 (2004).
3. I. L. Beigman, A. S. Pirozhkov, and E. N. Ragozin, *J. Opt. A* **4**, 433 (2002).
4. A. S. Pirozhkov *et al.* *Proc. 14th Int. Conf. Ultrafast Phenomena, Niigata, 25-30 July 2004*, in press.
5. M. Nisoli *et al.*, *IEEE JSTQE* **4**, 414 (1998).
6. R. Trebino *et al.*, *Rev. Sci. Instr.* **68**, 3277 (1997).
7. M. Zepf *et al.*, presented on Jan. 6, 2004 at the REEFS workshop, APRC-JAERI, Kyoto, Japan (unpublished).
8. V. A. Vshivkov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, and S. V. Bulanov, *Phys. Plasmas* **5**, 2727 (1998).



5.20 Gaussian03 による赤外吸収ダイオキシンの化学計算 II

Chemical Calculation II of IR Absorbed Dioxin Analogues by Gaussian03

○山内 俊彦、小林 清二*、伊藤 伸一**、山崎 和彦、亀井 康孝**

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター、*高度情報科学技術研究機構、

**京都微生物研究所

○Toshihiko YAMAUCHI, Seiji KOBAYASHI*, Shinichi ITOH**, Kazuhiko YAMASAKI and Yasutaka KAMEI**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

*RIST,**BIKEN

Using Gaussian03 two surfaces of benzene ring in Co-PCB are crossing on the co-axis, whose angle is 37.8°, and it is 90° except for Co-PCB.

Next, the chemical reaction for dissociation of chlorine using hydrogen molecular is found to proceed successfully from the calculation of Gaussian03. The dissociation of chlorine is also realized using the ultra-violet light judging from the combination energy curve C-Cl.

The calculated value of vibration 788 cm⁻¹ is fixed as a stretch movement of C-Cl.

Keywords: Gaussian03, Dioxin, Dissociation

1 まえがき

自由電子レーザーなどにより、環境破壊物質の無害化・分解を目指した光反応実験を進めてきた[1,2]。その結果、初期目標とする90%の分解率が得られた。しかしながら、ダイオキシン類等の試料の量を、普通の日常生活で大人が一日に摂取しても問題にならない摂取量(摂取基準値(TCDD換算):240pg/体重60kg)の更にその十分の一と決めていたためガスクロマトグラフィなどの高感度検出器を使う必要があった。本検出器は高価であるが感度が1pg/2mlと高く、そのためレーザー照射前の多原子分子であるダイオキシン類の試料の種類と量を高精度で測定できたが、レーザー照射中の遷移状態や照射後の分解生成物は、分解による低分子化或いは常温で気体という多種類への化学変化により、同一のカラムを装着した測定器で残った試料と生成物を同時に検知することは困難であった。

一方、1975年から開発が始まり、ほとんど毎年改良され進歩し続けている分子軌道関数を用いたGaussian03は、実験結果を説明するだけでなく、実験結果を予測するまでに進展した。これはLCAO法の原子軌道の線形結合、つまり分子軌道関数として原子軌道関数の線形結合を用いる計算法である。それで我々もGaussian03——非経験的分子軌道法において分子軌道関数を作る基の関数としてスレーター型関数(STO)と、それを計算しやすく改良したガウス型関数(GTO)がある。計算だけによる非経験的分子軌道法(ab initio)はGTO,STOを用いて大型計算機により膨大な処理を行い、分子の個々の物理量を求めることができる——によりダイオキシン類に関連した多原子分子(PCB, PCDD, PCDF)の遷移構造及び生成物に関する計算結果を得た。

ここでは特にダイオキシン類の脱塩素化において、水素分子による塩素の引き抜き反応が脱塩素化に重要な役割を果たすことを示す。その他、光の吸収に関係の深い振動数の値とその化学的特性、C-Cl結合のエネルギー曲線から解離エネルギー、及びコプラナー型PCB等ダイオキシン類を構成するベンゼン環の角度特性を述べる。

2 ダイオキシン類の計算機処理

複数の原子から構成された分子の化学結合は、約 10 種類ある。その中の共有結合を理論的に取り扱う方法に、原子価結合法と分子軌道法がある。分子軌道法（分子軌道関数 ϕ ：この解を求めるのが目的）は分子全体に広がる個々の原子軌道（原子軌道関数 ϕ ：既知）を用いた一次結合を考える。この分子軌道法はたいへん計算時間がかかるが、優れた定量的方法である。しかし、シュレディンガー方程式に分子軌道法を適用し、2 粒子系以上の系で完全に解くことは不可能である。それで精度よい近似解を求め化学反応に指針を与える計算コードが Gaussian03 で、ダイオキシン類の分解に適用できる優れたツールである。

Gaussian03 のインプットセクションは、ルートセクション、タイトルセクション、分子指定セクション及び変数セクションからなる。ルートセクションには、実行するジョブのタイプ指定、基底系、計算方法及びキーワードをインプットする。ジョブのタイプ指定（正確な関数がわからない場合に用いられる自己無撞着場法を考慮したハートレーフォック法など）と基底系（非経験的分子軌道法において分子軌道関数を作る基の関数系）の組み合わせは、シュレディンガー方程式解析のための異なる近似法に対応している。

ダイオキシン類を計算する時、例えば STO-3G の基底系を用い、この系の構造最適化をハートレーフォックレベル（これは基底状態での電子状態をもとめており、励起状態の電子配置を加えたものが、CI, MP2, MP4, MCSCF 及び CASSCF 法である）で行う。最適化の後、振動数計算（振動数は $3N-6$ 個得られる：N は原子数）を行って、それが平行構造か確認する。ここで虚数振動数が得られると、最適化された構造は遷移構造であり、最小エネルギー構造ではないことになる。次に振動数計算結果をフリーソフトを使って可視化し、振動数と対応する化学特性を決定する。

次に、C-Cl の結合エネルギー曲線を C-Cl の距離を変数として計算する。C-Cl 結合の最低エネルギーになる距離で最適化、及び零点エネルギーを求め、更に解離エネルギーを計算する。

塩素原子が水素分子の接近により解離するかどうかを、塩素から外に弱い結合の水素分子を考慮して計算を進め、C-Cl...H-H の Cl...H 間の接近（接近は分子エネルギーを低くする）により C-Cl 間距離の変化を調べる。この計算は遷移過程であり水素分子なのでスピン多重度は 1 で、それを分子の全電荷の次にインプットする。

分子構造の指定は 3 つの異なる形式、つまりカーテシアン座標、Z マトリックスの内部座標及びそれらの混合があり、そのうちから主にカーテシアン座標を選択して計算処理した。

3 計算結果

3.1 振動数

ダイオキシン類の分子にレーザーを照射する場合、最適波長を選択することは化学変化を促進し分解する上で基本となる。実験では FTIR 分光器を使って分子の吸収スペクトルを測定し振動数を決定した。一方、Gaussian03 ではルートセクションに FREQ をインプットして振動数を求めた。

この振動数は、零点エネルギー準位 $v=0$ から上位準位 $v=1 \cdots$ への共鳴吸収エネルギー、逆に $v=1$ 等から $v=0$ への緩和エネルギーに等しい。それ故まず Co-PCB と TCDD に関して C-Cl の結合エネルギー曲線を求めると図 1 のようになる。計算から $v=0$ での零点エネルギーは曲線の最小値より 3.6 eV (Co-PCB)、及び 3.5 eV (TCDD) だけ上にある。この時 PCB (3,3',4,4',5) で C-Cl 結合を考える時、その振動数は 788 cm^{-1} となる。この振動はフリーソフトを使って調べると、C-Cl のストレッチ振動であった。これは $12.69 \mu\text{m}$ 光の選

択的吸収励起により生じさせることができる。TCDD についても類似した結果が得られた。ここで、気体、液体のダイオキシン類では、回転準位が振動準位の見かけのスペクトル幅を広げる点が固体と異なる。(例えば、水素分子の場合、回転振動数 $\Delta\nu=587\text{ cm}^{-1}$ (回転準位 $J=3\rightarrow 1$) もある[3-6])。ハートレーフォック法より電子相関を考慮した密度汎関数法を用い、系統的誤差として認識されている経験的な因子 0.9613 を掛けて振動数を求めた。

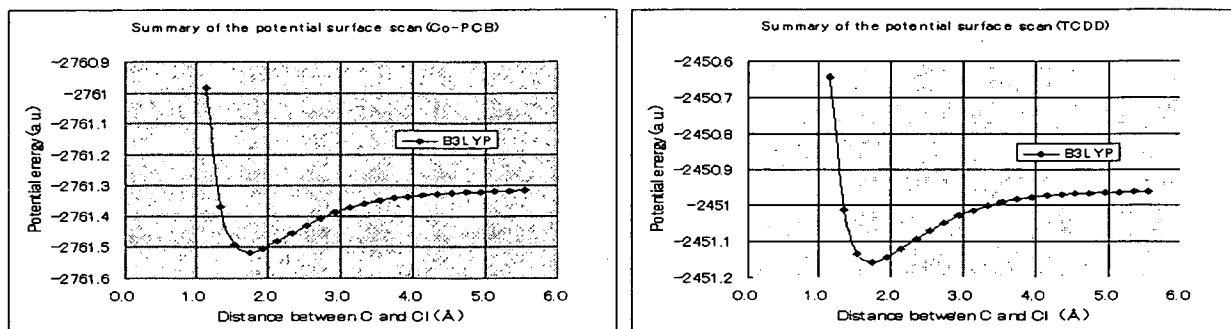


図1 Co-PCB(3,3',4,4',5) (左) と TCDD (右) の結合エネルギー曲線

3. 2 解離エネルギー

それぞれの分子に必要な解離エネルギーとして注目しているものの一つは、塩素の解離である。そこで図1のダイオキシン類の C-Cl の結合エネルギー曲線で C-Cl 結合距離は、1.73Å (Co-PCB(3,3',4,4',5), 及び TCDD)の時エネルギーが最低となり、安定な結合が得られている。解離エネルギーは図1の分子間距離が ∞ になる時の零点エネルギーからのエネルギー増分である。これは従来の数値計算では、

$$\text{解離エネルギー} = \text{ダイオキシン分子遊離基のエネルギー} + \text{塩素原子のエネルギー} \\ - \text{ダイオキシン分子のエネルギー}$$

となる。それは 1.9 eV (Co-PCB(3,3',4,4',5), 及び (TCDD))である。以上から 6500Å より短波長の光 (紫外光) 入射で解離するが、上述の C-Cl の振動数 788 cm^{-1} では解離するのに 20 光子以上も必要となる。しかし、分子をダイオキシンだけに選択的に解離できる特徴がある。試料がほぼ選別されている場合は、高効率の短波長光 (LED 等) を使った分解が良いと思われ、山内によって試みられている。

3. 3 面角度

ダイオキシン類のベンゼン環2個のなす角度は、コプラナー型 PCB では 180 度と言われている。しかしながら本計算でそれらは同軸上にあるが、面はコプラナー型 PCB では 37.8 度、それ以外の PCB では 90 度の角度で交差している結果が得られた。これは(2,2',6,6')に水素原子がある場合 (コプラナー PCB など) は、塩素がある場合に比べて反発力が小さいため角度が小さいと考えられる。

一方、ダイオキシンでは二個のフェノール基等が2個のベンゼン環を結合しているため、上述の回転現象はなく、軸対象性のあるものの2面角は 180 度が得られた。一方、非対象性の物については 180 度と異なった結果も得られた。

3. 4 塩素の解離

ダイオキシン類の塩素を解離して無害化する

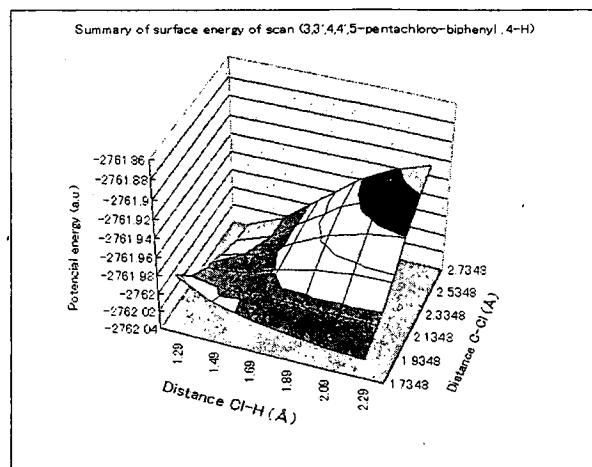


図2 Co-PCB(3,3',4,4',5)の水素原子による脱塩素化

ことは、地球環境を美化する上で重要である。そのためには 3.2 解離エネルギーで述べたように、C-Cl に解離エネルギーを超えた光を吸収させる必要がある。この波長による解離は松本[7]及び山内によって行なわれている。

他方、山内が提案している方法に、水から分解した水素分子を利用する分解法がある。これは大気中の水分を利用するためダイオキシン類の塩素原子の周りに存在し、化学的には塩素原子と弱い結合があると考えられる。つまり $C-Cl \cdots H-H$ がエネルギー的に低いため水素原子は塩素原子に接近する。接近するにつれ塩素原子は炭素原子から離れていき、脱塩素化が起こる。HCl の生成により、残った H \cdot は Cl の代わりにダイオキシン遊離基に結合する。その様子を図 2 に示す。同図で化学反応は、エネルギー曲線の右手前の角から左奥の低くなっている方向に進行する。

4 まとめ

ダイオキシン類は、2 個のベンゼン環が 2 個のフェノール基や単一の共有結合で結合しているため、基底状態に於ける面構造は興味ある課題であり Gaussian03 コードを使って解析した。その結果、コプラナー型 PCB は同軸上で 37.8 度で交差し、それ以外は 90 度で交差した結果が得られた。一方、ダイオキシンでは二個のフェノール基等が 2 個のベンゼン環を結合しているため、上述の回転現象はなく、ほぼ平面的であった。

次に、脱塩素化のモデルとして水素分子と塩素との化学反応を考え Gaussian03 で遷移過程を調べたところ、脱塩素化反応の起こることが明らかとなった。また、C-Cl のエネルギー曲線から直接紫外光で脱塩素化できることも分かった。

ダイオキシンの振動数の計算値 788 cm^{-1} は、C-Cl のストレッチ振動であることを示した。

以上から、PCB、PCDD 及び PCDF の無害化・分解の遷移過程及び生成物の推定に対し、初期の満足する結果が得られた。

参考文献

- [1]山内、亀井、伊藤、古川、峰原；環境科学会誌、14 (2001) 73.
- [2]山内；環境科学会誌、14 (2001) 567-575.
- [3]T.Yamauchi, I.Yanagisawa and H.Kawashima; Jpn.J. Appl. Phys., 23 (1984) 1389-1397.
- [4]T.Yamauchi, and I.Yanagisawa; Appl. Opt. 24 (1985) 700-709.
- [5]T.Yamauchi and I. Yanagisawa; Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 1528-1531.
- [6]T.Yamauchi and I. Nakazawa; Jpn. J. Appl. Phys., 26 (1987) 1933-1934.
- [7]Matsumoto, K.S.Kawabata and S.Yamazaki; J. Adv. Oxid. Technol. 4 (1999) 279-288.



5.21 透過型電子顕微鏡用
軟X線広波長領域平面結像型分光器の光学設計
Optical design of soft X-ray flat-field spectrograph
having a wide spectral range coverage
for electron transmission microscopes

小池雅人

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Masato KOIKE

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute.
8-1, Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

寺内 正己

東北大学 多元物質科学研究所
〒980-8577 仙台市青葉区片平二丁目1番1号

Masami TERAUCHI

Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University
Katahira 2-1-1, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

A flat field spherical grating spectrograph was designed for the detection of soft X-ray emission light from a small spot on a sample excited by electron beam in a transmission electron microscope. To cover a wide wavelength region of 1–21nm and assure resolving power and diffraction efficiency the use was assumed of three gratings of 2400, 1600, and 1200 lines/mm for the wavelength regions of 1–3nm, 2.5–7.5nm, and 7–21nm, respectively. These gratings were designed assuming a holographic recording method by use of aspheric wave fronts. It makes possible to record optimum varied-line-spacing grooves for controlling focal curve and correcting aberrations. In the course of the design a special attention was paid to switch the wavelength regions with simple grating and detector motions in the spectrograph. The optical properties of holographic gratings thus designed are discussed in the viewpoint of the resolving power and diffraction efficiency.

Keywords : Soft x-ray, Holographic grating, Laminar-type grating, Varied-line-spacing grating, Flat field spectrograph

1. はじめに

ナノスケール構造の観察手段として透過型電子顕微鏡 (Transmission electron microscope: TEM) は従来からよく知られている。最近軽元素を含む試料に同顕微鏡の電子ビームで照射したとき時に生じる軟 X 線領域での非常に微弱な発光を平面結像型球面回折格子分光器[1]で観測することによる試料中に含まれる物質の結合電子のエネルギー分布測定が寺内らにより初めて報告された[2]。この計測法は半導体材料等のナノスケール領域での電子状態分析、混入物質の同

程などに非常に有効であると最近注目されているが、汎用化のためには広い波長領域を高分解能、高感度で再現性よく観測できる軟 X 線分光システムを開発することが必要とされている。そこで、筆者らは高次光や迷光が少なく、短波長での回折効率に優れるなどの利点からラミナー型ホログラフィック回折格子[3,4]を用いることにより 1~21nm の広い波長領域にわたって 1000 以上の分解能($=\lambda/\Delta\lambda$)で観測できる平面結像型斜入射球面回折格子分光器システムの光学設計を行った。ここでは分解能と回折効率の確保のため 1~3nm、2.5~7.5nm、7~21nm の波長領域を受け持つ 3 枚の回折格子を使用することとした。

本報告では波長領域の選択に伴う 3 枚の回折格子の交換、撮像素子の移動を機械的に精度よく行える分光光学システムについて述べ、次にこの分光光学系に要求される結像特性を実現する 3 枚の回折格子の非球面波露光法[5,6]に基づいた格子溝パターン設計、さらに、溝構造、蒸着物質等から期待される絶対回折効率のシミュレーション結果について述べる。

2. 広波長領域平面結像型分光器の設計と結像特性

軟 X 線平面結像球面回折格子分光器の構成を図 1 に示す。簡単のため単一の回折格子のみを用いる場合について図(a)を用いて説明する。球面回折格子 G は発光点 E から放射された光により照明され、G で回折された光は検出器面 Σ に分散面内で結像する。この面 Σ と回折格子面の法線である x 軸と D の距離にあり x 軸と平行な軸となす角度は ϕ である。角度 ϕ は Σ が x 軸と平行な軸から反時計回りに正で、 $|\phi| \leq \pi/2$ である。

基本的な設計条件以下の通りである：発光点から回折格子中心までの距離 $r=237\text{mm}$ ； $D \cong 500\text{mm}$ ；発光点のサイズ $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ ；回折格子のサイズ $W \times H = 50 \times 20 \text{mm}^2$ 。さらに 3 枚の回折格子は 1~3nm、2.5~7.5nm、7~21nm を受け持ち、それぞれ S-、M-、L-type と呼び、図(b)に示した①の矢印方向の動きによって交換される。

像面 Σ は空間的に固定とし、そ

それぞれの波長領域での最適像平面が検出器面 Σ の一部となるようにする。したがって、検出器 ID は②のように結像面内で移動するのみで波長領域を選択できる。回折格子に対する入射角 α_i ($i=1,2,3$) は効率確保のため短波長でより大きな角度を取るようにし、それぞれの回折格子中心での法線方向を x_i ($i=1,2,3$) 軸、それと直交し入口スリット中心が存在する水平面内にある軸を y_i 軸とする。この場合、 x_i 軸、 y_i 軸と直交する z_i 軸は方向が不変で z 軸と同方向となる。

S-、M-、L-type それぞれ格子定数は $\sigma_1=1/2400\text{mm}$ 、 $\sigma_2=1/1600\text{mm}$ 、 $\sigma_3=1/1200\text{mm}$ 、また入射角は $\alpha_1=88.6^\circ$ 、 $\alpha_2=88.2^\circ$ 、 $\alpha_3=87.0^\circ$ とする。したがって、座標系 (x,y,z) と S-type の回折格子の座標系 (x_1,y_1,z_1) とは同一であり、M-type の回折格子の座標系 (x_2,y_2,z_2) 、L-type の回折格子の座標系 (x_3,y_3,z_3) 系はそれぞれ (x,y,z) 系を z 軸周りの反時計方向に 0.4° 、 1.6° 回転させた座標系である。

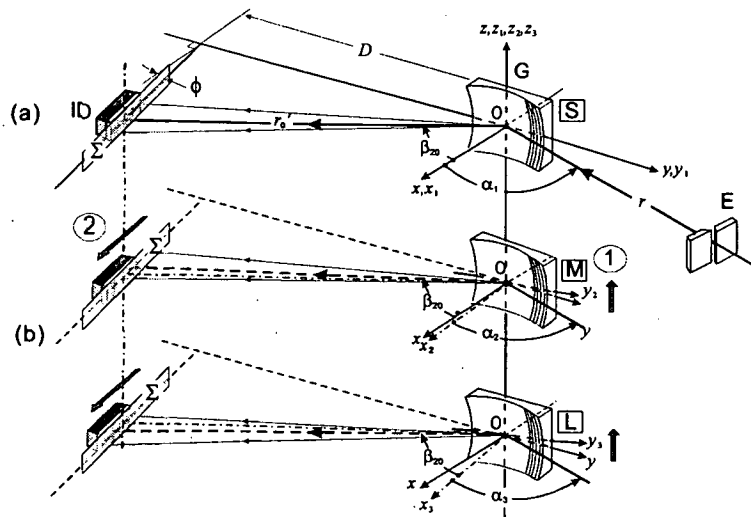


図 1 3 枚の回折格子を用いた広波長領域平面結像型分光器の概念図

表 1 最適化された S-, M-, L-type 回折格子における最適像平面(D, ϕ_i), 曲率半径 R_i , 及び不等間隔溝のパラメータ n_j ($j=2,3,4$).

Type	D_i	ϕ_i	R_i	n_2	n_3	n_4
S	-502.50	9.20	19700	-1.72800×10^{-3}	2.36577×10^{-6}	-1.85426×10^{-8}
M	-501.94	8.80	15000	-1.72674×10^{-3}	2.49426×10^{-6}	-3.83797×10^{-9}
L	-500.43	7.60	8200	-1.63739×10^{-3}	1.98082×10^{-6}	2.05993×10^{-9}

この回転角を $\Delta\alpha_i$ で表すと、それぞれの座標系での結像面を表す曲座標 (D_i, ϕ_i) は

$$D_i = D \cos \phi / \cos \phi_i, \quad \phi_i = \phi - \Delta\alpha_i \quad (1)$$

となる。最適化すべきパラメータは3枚の回折格子の露光条件(不等間隔溝のパラメータ)、曲率半径(R_1, R_2, R_3), 像面を規定する距離 D と角度 ϕ となる。光線追跡法の解析的表現を用いた設計[7,8]の結果、 $D = -502.5 \text{ mm}$ 、 $\phi = 9.2^\circ$ となった。表1にS-, M-, L-type の回折格子の最適像平面、曲率半径と、非球面波露光法による格子溝パターンを y_i-z_i 平面に投影した y_i 軸上の点 w での回折格子の溝番号 n_i を y_i 軸上での座標値 w_i の級数展開

$$n_i = (1/\sigma_i)(w + n_2 w^2 + n_3 w^3 + n_4 w^4) \quad (2)$$

で表した場合の展開係数 n_2, n_3, n_4 を示す。この内 n_2 は光路関数の展開項の内焦線を表す式に含まれる係数であり、近軸像点を表す曲座標 (r_0', β_0) は

$$r_0' = \cos^2 \beta_{i0} \left(\frac{\cos \alpha_i + \cos \beta_{i0}}{R_i} - \frac{\cos^2 \alpha_i}{r} - 2n_{20} \frac{m\lambda}{\sigma} \right), \quad \beta_{i0} = \sin^{-1}(m\lambda / \sigma - \sin \alpha_i) \quad (3)$$

で表される。図2にそれぞれの回折格子に対する近軸像点群 ($r_0', \beta_{i0} - \Delta\alpha_i$) を示す。検出器面 Σ とよく一致していることがわかる。さらに表2に光線追跡結果から計算した各波長での rms スペクトル像幅、同波長幅、分解能を示す[9]。仮定したの光源サイズは $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ 、回折格子の有効面積は $46(\text{W}) \times 15(\text{H}) \text{mm}^2$ であり、各波長につき 500 本の光線を追跡した。この表から概ね 1000 以上の分解能が達成されていることがわかる。

表 2. 光線追跡による rms スペクトル像幅、同波長幅、分解能.

Type	波長	$2.643\sigma_Y$ (mm)	$2.643\sigma_\lambda$ (nm).	分解能
S	1.00	0.020031	0.000467	810
	1.50	0.006972	0.000196	2905
	2.00	0.011243	0.000360	2101
	2.50	0.020769	0.000740	1279
M	2.50	0.017943	0.000810	1168
	3.75	0.017790	0.000965	1471
	5.00	0.012845	0.000796	2376
	6.25	0.014470	0.000996	2373
L	7.50	0.033249	0.002498	1135
	7.00	0.025587	0.002268	1168
	10.50	0.033778	0.003578	1111
	14.00	0.012030	0.003839	1381
	17.50	0.012940	0.004576	1447
	21.00	0.044984	0.006551	1213

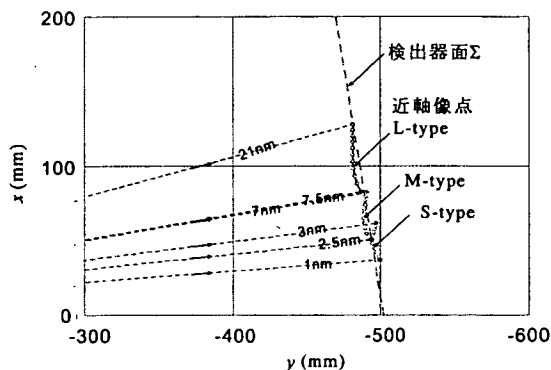


図 2. S-, M-, L-type 回折格子に対する近軸像点群 ($r_0', \beta_{i0} - \Delta\alpha_i$) と検出器面 Σ との関係。

3. 回折効率

回折格子の効率はラミナー型回折格子の場合、格子定数 σ_i の他、溝深さ h_i 、テューター比 D_i (=溝の山部の長さ a_i /格子定数 σ_i)、表面のコーティング物質を決めれば理論的な回折効率を求めることができる。さらにこの計算法を用いて溝深さやテューター比を最適化することができる。図3は微分法の一つである Modal 理論と結合波理論に基づく計算コード[10]による数値計算法を用いて最適化された回折格子の各回折次数 m の絶対回折効率を表したもので、仮定したコーティング物質は金であり、(溝深さ, テューター比)はそれぞれ S-type : (3.3nm, 0.35), M-type: (10nm, 0.35), L-type: (24nm, 0.3) である。図から測定に用いる一次光では5~15%の回折効率を得られることが判る。

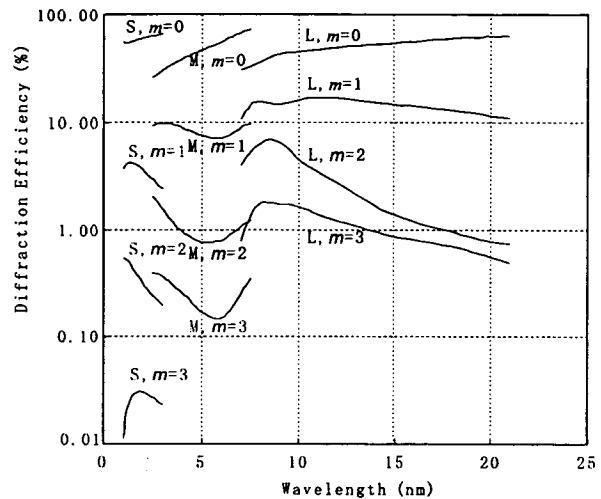


図3. S-, M-, L-type 回折格子に対する絶対回折効率. m は回折次数を示す。

4. まとめ

複数のラミナー型ホログラフィック回折格子を用いることにより 1-21nm の広い波長領域にわたって高分解能、高効率で分光計測が可能な平面結像型斜入射球面回折格子分光器の光学設計を行った。その際波長領域の選択に伴う3枚の回折格子の交換、撮像素子の移動を機械的に精度よく行えるよう、回折格子、検出器面の位置を固定すること前提に設計した。さらに、非球面波露光法に基づき不等間隔格子溝パターンを設計を行い光線追跡法による分解能の予測、微分法に基づく絶対回折効率のシミュレーション結果について述べた。設計された分光器はレーザープラズマ光源の分光計測などにも幅広く利用できるものと考えられる。

本研究は平成16年度文部科学省「経済活性化のための研究開発プロジェクト(リーディング・プロジェクト): ナノスケール電子状態分析装置の開発」の一部として実施された。

文献

1. N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita, and T. Harada, *Appl. Opt.* **23**, 2386-2392 (1984).
2. M. Terauchi, H. Yamamoto, and M. Tanaka, *J. Electron Microscopy*, **50**, 101 (2001).
3. M. Koike, T. Namioka, E. Gullikson, Y. Haradad, S. Ishikawa, T. Imazono, S. Mrowka, N. Miyata, M. Yanagihara, J. H. Underwood, K. Sano, T. Ogiwara, O. Yoda, S. Nagai, *Proc. SPIE*, **4146**, 163-170 (2000).
4. M. Koike, K. Sano, E. Gullikson, Y. Harada, H. Kumata, *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 1156-1158 (2003).
5. M. Koike, Y. Harada, and H. Noda, *Proc. SPIE*, **815**, 96-101 (1987).
6. T. Namioka and M. Koike, *Appl. Opt.*, **34**, 2180-2186 (1995).
7. T. Namioka and M. Koike, *Nucl. Instr. Methods*, **A319**, 219-227 (1992).
8. M. Koike and T. Namioka, *Appl. Opt.*, **33**, 2048-2056 (1994).
9. T. Namioka, "Diffraction gratings," in J. R. Samson and D. L. Ederer Eds., *Vacuum Ultraviolet Spectroscopy I in the Experimental Methods in the Physical Sciences*, Vol. 31, (Academic Press, New York, 1998), Chapter 17, pp.347-377.
10. GSOLVER V4.2b, Grating Solver Development Co., Allen, Texas, U.S.A., <http://www.gsolver.com/>.

5.22 材料表面音診機による測定 Measurement by the materials surface Ultrasonic diagnosis instrument

川端 克之
株式会社 ジーネス
Katsuyuki KAWABATA
GNES Corporation

固体表面を伝播する超音波（弾性波）の形態としては、縦波、横波、表面等が代表であり、これを利用した材料物性測定がなされてきた。この超音波は媒質中を伝播する際に、微視構造（結晶粒、強化材）による散乱や媒質固有の粘性の影響で減衰する[1]。特に、材料表面下層を伝搬するSH波（Horizontally Shear Waves）を用いることで材料表面の硬化や劣化の度合いを評価できる。また、表層にメッキがなされている場合、その厚さを測定することも可能である。

図1に超音波発生装置本体（パルサーレーサー）と測定の様子を示す。本体はノートブックサイズであり極めて機動性が高い[2]。本測定ではメッキ厚さ3ミクロンを施したサンプルの上に矩形型の超音波振動子が置かれている。振動子とサンプルの間には超音波を効率よく伝播させるための専用オイルが塗布されている。振動子内部には酸化ジルコニウム製の送信子と受信子が最適角度でセットされている。図2はメッキ厚さを3ミクロンから20ミクロンまで変化させた場合のSH波の伝播時間の変化を示す。この場合、SH波は表面に平行なせん断波としてメッキ層の存在により伝播時間に遅れが生じている。

上記の測定例の応用として本ポスターセッションでは表面から最大100ミクロン程度に加工硬化層を導入した原子力用ステンレス*のSH波伝播速度を測定し、フライス加工の切削方向やアニールによる結晶粒度の大きさによる影響の検出のデモンストレーションを行う予定である。また、本装置の解析ソフトによる測定波形記憶やデータ比較も行う。

[1]矢川元基礎 編集、構造工学ハンドブック、丸善、p466.

[2] <http://www.gnes.co.jp/>

*測定するステンレス鋼については、日本原子力研究所光量子科学研究センターの西村氏より貸与頂きました。

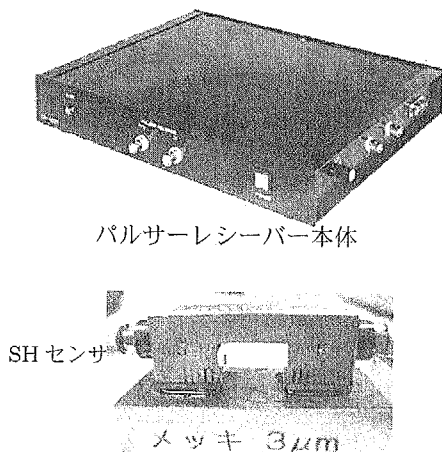


図1 メッキ厚さ測定実験

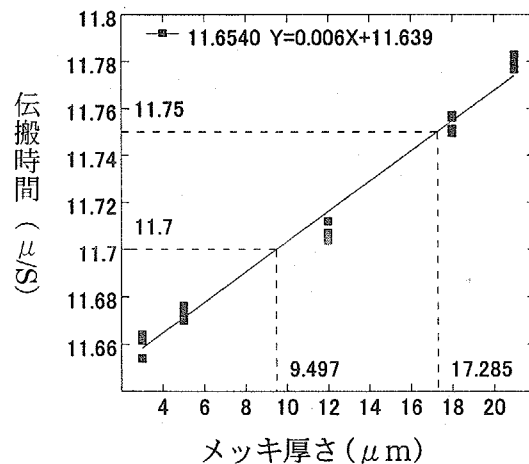


図2 メッキ厚さ測定結果

付録

第6回光量子科学研究シンポジウム 実行委員会名簿
(日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター)

Organizing Committee of the Sixth Symposium on Advanced Photon Research
(Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI)

役割	氏名	所属
1 委員長 Chair	木村 豊秋 Toyoaki KIMURA	光量子科学研究センター長 Director, Advanced Photon Research Center
2 副委員長 Vice Chair	長島 章 Akira NAGASHIMA	光量子科学研究センター次長、光量子科学研究推進室長 Deputy Director, Advanced Photon Research Center/ Head, Division of Advanced Photon Research Promotion
3 委員 Member	山川 考一 Koichi YAMAKAWA	光量子源システム研究G Group Leader, Laser System Development Group
4 委員 Member	永島 圭介 Keisuke NAGASHIMA	X線レーザー研究G Group Leader, X-ray Laser Research Group
5 委員 Member	小池 雅人 Masato KOIKE	光量子基盤技術研究G Group Leader, Novel Optics Research Group
6 委員 Member	大道 博行 Hiroyuki DAIDO	光量子利用研究G Group Leader, Applied Photon Research Group
7 委員 Member	清水 雄一 Yuichi SHIMIZU	レーザー加速研究G Sub Group Leader, Laser Acceleration Research Group
8 委員 Member	神門 正城 Masaki KANDO	レーザー加速研究G Laser Acceleration Research Group
9 委員 Member	山極 満 Mitsuru YAMAGIWA	光量子シミュレーション研究G Group Leader, Simulation Group for Advanced Photon Science
10 委員 Member	峰原 英介 Eisuke MINEHARA	自由電子レーザー研究G Group Leader, Free Electron Laser Research Group
11 事務局 Secretary	山崎 一郎 Ichiro YAMASAKI	光量子科学研究推進室 Division of Advanced Photon Research Promotion
12 事務局 Secretary	原山 清香 Sayaka HARAYAMA	光量子科学研究推進室 Division of Advanced Photon Research Promotion
13 事務局 Secretary	浅井 利紀 Toshiki ASAI	光量子科学研究推進室 Division of Advanced Photon Research Promotion
14 事務局 Secretary	吉田 宏 Hiroshi YOSHIKDA	光量子科学研究センター事務室 Administrative Services Division, Advanced Photon Research Center

付録 第6回光量子科学研究シンポジウム参加者名簿

	氏名	所属(平成16年11月)
1	青島 紳一郎	浜松ホトニクス株式会社
2	東 博純	株式会社 豊田中央研究所
3	安藤 正海	高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所
4	井上 淳	日本商事株式会社
5	岩田 章	東京理科大学
6	岩前 敦	京都大学・工学研究科
7	大石 祐嗣	財団法人 電力中央研究所
8	大澤 澄人	株式会社 堀場製作所
9	岡谷 拓	山梨大学大学院 工学研究科・自然機能開発専攻
10	沖原 伸一郎	静岡県地域結集型共同研究事業 光科学技術研究振興財団
11	小田 知弘	アユミ工業株式会社
12	小柳津 圭史	東海大学大学院工学研究科
13	金田 修	財団法人 京都産業21
14	神谷 信雄	株式会社 豊田中央研究所
15	神谷 好郎	東京都立大学・大学院理学研究科
16	河仲 準二	大阪大学・レーザーエネルギー学研究センター
17	川端 克之	株式会社 ジーネス
18	神野 郁夫	京都大学・大学院工学研究科
19	Kenneth Sutherland	北海道大学 医学部
20	見玉 了祐	大阪大学・レーザーエネルギー学研究センター
21	小林 茂治	佐賀大学・理工学部
22	西堂 雅博	ビーム・オペレーション株式会社
23	佐田谷 順一	けいはんな文化学術協会
24	里深 信行	滋賀県立大学
25	篠原 邦夫	財団法人 高輝度光科学研究センター
26	清水 浩一	日本アドバンステクノロジー株式会社
27	白井 正伸	京都大学・大学院理学研究科
28	白土 保	独立行政法人 情報通信研究機構
29	鈴木 将之	東京大学・物性研究所
30	高林 有一	ギガフォトン株式会社
31	武川 英樹	大阪大学・大学院医学系研究科 医用物理工学講座
32	土屋 裕	浜松ホトニクス株式会社
33	寺内 正己	東北大学 多元物質科学研究所
34	中野 正文	日本アドバンステクノロジー株式会社 関西支社
35	菜嶋 茂喜	大阪市立大学・工学研究科 工学部応用物理学科
36	並河 一道	東京学芸大学 教育学部
37	難波 慎一	広島大学大学院 工学研究科
38	根本 孝七	財団法人 電力中央研究所 電力技術研究所<高エネルギー領域>
39	野田 章	京都大学・化学研究所
40	畑中 耕治	東北大学・大学院理学研究科・化学専攻
41	広瀬 立成	早稲田大学 理工学総合研究センター
42	藤井 洋朗	阿南工業高等専門学校
43	藤田 雅之	財団法人 レーザー技術総合研究所
44	藤本 孝	京都大学・光学研究科・物理光学専攻
45	藤原 龍儀	株式会社 島津製作所
46	船越 良太	阿南工業高等専門学校
47	細田 誠	大阪市立大学・大学院工学研究科
48	前原 隆	東京農工大学・大学院工学教育部・電気電子工学専攻 関根研究室
49	松田 行正	三菱スペース・ソフトウェア株式会社
50	水内 盛士	日本商事株式会社
51	宮内 真二	株式会社 島津製作所
52	村井 健介	独立法人 産業技術総合研究所 光技術研究部門
53	村田 真樹	独立行政法人 情報通信研究機構
54	森谷 直司	株式会社 島津製作所
55	柳瀬 悦也	川崎重工工業株式会社 技術研究所
56	山本 時裕	大阪大学・大学院医学系研究科
57	愿山 毅	京都産業大学・理学部・物理学科
58	和田 芳夫	広島大学・大学院先端物質科学研究科
59	Philip Alfred Heimann	Lawrence Berkeley National Laboratory, USA
60	Victor Malka	Laboratoire d'Optique Appliquee, France
61	Klaus Floettmann	Deutsches Elektronen-Synchrotron, Germany

	氏名	所属(平成16年11月)
		(以下、日本原子力研究所所属)
62	青山 誠	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
63	赤羽 温	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
64	浅井 利紀	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
65	石野 雅彦	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究グループ
66	伊藤 芳浩	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子科学研究センター
67	井上 典洋	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
68	井原 均	関西研究所
69	今園 孝志	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究グループ
70	上島 豊	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
71	内海 隆行	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
72	大崎 聡浩	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子科学研究センター
73	太田 哲郎	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
74	小倉 浩一	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
75	越智 義浩	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
76	織茂 聡	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
77	加道 雅孝	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
78	加藤 義章	理事
79	金沢 修平	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
80	河内 哲哉	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
81	川染 勇人	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
82	神門 正城	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
83	菊澤 信宏	関西研究所 光量子科学研究センター 自由電子レーザーグループ(東海駐在)
84	匂村 豊秋	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子科学研究センター
85	桐山 博光	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
86	玄蕃 陽子	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子科学研究センター
87	小池 雅人	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究グループ
88	小瀬 秀行	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
89	近藤 修司	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
90	斎藤 寛二	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
91	匂坂 明人	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
92	佐々木 明	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
93	佐野 一雄	関西研究所 光量子科学研究センター
94	沢村 勝	関西研究所 光量子科学研究センター 自由電子レーザーグループ(東海駐在)
95	James Koga	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
96	重成 昌子	関西研究所 光量子科学研究センター
97	静間 俊行	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
98	島田 幸洋	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
99	下村 拓也	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
100	杉田 明宏	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
101	杉山 僚	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究グループ
102	助川 鋼太	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
103	鈴木 庸氏	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
104	Sergei Bulanov	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
105	大東 出	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
106	大道 博行	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
107	田中 桃子	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
108	玉田 忠司	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
109	Timur Esirkepov	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究グループ
110	陳 黎明	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
111	辻 公一	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
112	寺西 慶哲	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
113	中井 善基	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
114	中尾 美登利	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子科学研究センター
115	中島 一久	関西研究所 光量子科学研究センター レーザー加速研究グループ
116	永島 圭介	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
117	中野 純一	東海研究所 エネルギーシステム研究部 複合環境材料研究グループ
118	中村 衆	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
119	奈良 康永	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究グループ
120	錦野 将元	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
121	西谷 智博	関西研究所 光量子科学研究センター 自由電子レーザーグループ(東海駐在)
122	西村 浩一	高崎研究所 放射線高度利用センター 利用計画課
123	西村 昭彦	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子源システム研究グループ
124	長谷川 登	関西研究所 光量子科学研究センター X線レーザー研究グループ
125	早川 岳人	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
126	林 由紀雄	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子利用研究グループ
127	原山 清香	関西研究所 光量子科学研究センター 光量子科学研究推進室

	氏名	所属(平成16年11月)
128	Alexander Pirozhkov	関西研究所・光子科学研究センター 光子利用研究グループ
129	福田 裕仁	関西研究所・光子科学研究センター 光子源システム研究グループ
130	福見 敦	関西研究所 光子科学研究センター・光子利用研究グループ/放射線医学総合研
131	細野 雅一	高崎研究所・放射線高度利用センター・利用計画課
132	本間 隆之	関西研究所・光子科学研究センター レーザー加速研究グループ
133	馬 景龍	関西研究所・光子科学研究センター 光子源システム研究グループ
134	水木 純一郎	関西研究所・放射光科学研究センター
135	瀧尾 数雅	関西研究所・光子科学研究センター 光子シミュレーション研究グループ
136	峰原 英介	関西研究所・光子科学研究センター 自由電子レーザーグループ(東海駐在)
137	宮島 悟史	関西研究所・光子科学研究センター
138	村上 洋	関西研究所・光子科学研究センター 光子利用研究グループ
139	森 道昭	関西研究所・光子科学研究センター 光子利用研究グループ
140	森林 健悟	関西研究所・光子科学研究センター 光子シミュレーション研究グループ
141	山内 俊彦	関西研究所・光子科学研究センター 自由電子レーザーグループ(東海駐在)
142	山川 考一	関西研究所・光子科学研究センター 光子源システム研究グループ
143	山極 満	関西研究所・光子科学研究センター 光子シミュレーション研究グループ
144	山崎 一郎	関西研究所・光子科学研究センター 光子科学研究推進室
145	山崎 淳	関西研究所・光子科学研究センター レーザー加速研究グループ
146	山下 修	関西研究所・光子科学研究センター 光子科学研究センター
147	山田 秀尚	関西研究所・光子科学研究センター 光子源システム研究グループ
148	山本 洋一	関西研究所・光子科学研究センター 光子源システム研究グループ
149	横山 淳	東海研究所 物質科学研究部
150	横山 啓一	東海研究所 物質科学研究部/関西研究所・光子源システム研究グループ(駐在)
151	吉田 宏	関西研究所 光子科学研究センター
152	依田 修	関西研究所 光子科学研究センター(高崎駐在)
153	黎 忠	関西研究所 光子科学研究センター・光子利用研究グループ/放射線医学総合研

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	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	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光線束度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J
1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ - ン	b
バ - ル	bar
ガ - ル	Gal
キュリ -	Ci
レントゲン	R
ラ - ド	rad
レ - ム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m
1 b = 100 fm = 10⁻²⁸ m²
1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa
1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²
1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq
1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg
1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy
1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局 1985年刊行による。ただし、1 eV および 1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (= N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)
= 4.184 J (熱化学)
= 4.1855 J (15 °C)
= 4.1868 J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS (仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

第6回光量子科学研究シンポジウム論文集

2004年11月4日-5日、木津

R100

古紙配合率100%
白色度70%再生紙を使用しています