JAERI-Conf
2002-008

JP0250424

第3回光量子科学研究シンポジウム論文集

2001年12月13日-14日、光量子科学研究センター、京都

2002年7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，お申し越しください。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おこなっております。

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, 2002

編集兼発行　　日本原子力研究所

JAERI-Conf 2002-008

第3回光量子科学研究シンポジウム論文集

2001年12月13日－14日、光量子科学研究センター、京都

日本原子力研究所
関西研究所

(2002年5月22日 受理)

第3回光量子科学研究シンポジウムが、2001年12月13日、14日の両日、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開催された。

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、一般発表7件及びポスター発表61件のうち、論文として投稿された63件を収録している。

関西研究所:〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台8-1

JAERI-Conf 2002-008

Proceedings of the Third Symposium on Advanced Photon Research
December 13-14, 2001, Advanced Photon Research Center, Kyoto, Japan

Kansai Research Establishment

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

(Received May 22, 2002)

This report consists of 63 contributed papers of the Third Symposium on Advanced Photon Research, which was held at JAERI Advanced Photon Research Center in Kyoto on December 13-14, 2001. The numbers of special invited speeches, oral presentations and poster presentations were 5, 7 and 61, respectively.

Keywords: JAERI-Kansai, Advanced Photon Research, Laser System Development,
X-ray Laser, Applied Photon Research, Laser Acceleration, Simulation,
Free Electron Laser

目　次

1. はじめに 1
有澤 孝
(日本原子力研究所)
2. Femtosecond Solid-liquie Phase Transition Study with Ultrafast X-ray Diffraction 10
S. Fourmaux[1], A. Rousse[1], C. Rischel[2], I. Uschmann[3]
([1]: Laboratoire d'Optique Appliquee – ENSTA, CNRS, France [2]: Niels Bohr Institute / The Royal Veterinary and Agricultural University, Denmark [3]: Institute of Optics and Quantum Electronics, Germany)
3. Multi-millijoule, Deeply Saturated X-ray Laser at 21 nm and its Early Applications at PALS 16
B. Rus[1], T. Mocek[1], A. R. Prag[1], M. Kozlova[1], G. Jamelot[2], J. C. Lagron[2], A. Carillon[2], D. Ros[2], D. Joyeux[3], D. Phalippou[3]
([1]: Gas Lasers Department / PALS Research Centre, Institute of Physics, Czech [2]: Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Universite Paris-Sud, France [3]: Institut d'Optique Theorique et Appliquee, Universite Paris-Sud, France)
4. 軟X線用多層膜回折格子の作製と評価 22
柳原 美広
(東北大学 多元物質科学研究所)
5. High Power Fiber and Waveguide Lasers 26
A. Tuennermann
(Friedrich-Schiller-Universitaet Jena, Institut fuer Angewandte Physik, Germany)
6. レーザー励起極短パルスX線を用いた超高速ナノ構造ダイナミックス研究 32
大道 博行
(日本原子力研究所)
7. X線レーザーの開発とコヒーレントX線利用研究 34
永島 圭介、河内 哲哉、田中 桃子、長谷川 登、助川 鋼太、加道 雅孝、
郁 仁忠、唐 華経、陸 培祥、大道 博行、加藤 義章
(日本原子力研究所)
8. 高い耐熱性をもつ軟X線反射鏡用 Mo/Si 多層膜の開発 38
石野 雅彦、依田 修、小池 雅人
(日本原子力研究所)
9. レーザー高エネルギー現象の運動論的シミュレーション 42
山極 満、甲賀 ジェームズ、上島 豊
(日本原子力研究所)
10. 光量子による核異性体研究 46
早川 岳人、静間 俊行、山内 俊彦、峰原 英介、有澤 孝
(日本原子力研究所)
11. Q-switching Operation with a Cooled Yb:$LiYF_4$ for Diode-pumped Chirped-pulse Regenerative Amplification 50
Junji Kawanaka[1], Koichi Yamakawa[1], Hajime Nishioka[2],

Ken-ichi Ueda[2]
([1]:JAERI [2]:Institute for Laser Science, University of Electro-Communications)
12. Ybガラス複合媒質開発とX線撮影への応用 53
宇佐美 力、西村 昭彦、中村 秀夫
(日本原子力研究所)
13. フォトリフラクティブ効果を用いたチャープパルスの位相共役鏡 57
松岡 史哲[1]、鄭 和翊[2]、出来 恭一[1]、有澤 孝[1]
([1]:日本原子力研究所、[2]:東海大学 理学部)
14. プリパルスを用いた窒素原子の高強度レーザー場誘起イオン化 61
江 潤卿、匂坂 明人、横山 啓一、福田 祐二、赤羽 温、井上 典洋、上田 英樹、大道 博行、山川 考一
(日本原子力研究所)
15. Dissociative Ionization Processes of Small Molecules 64
H. Yamada[1], N. Taniguchi[1], M. Kawasaki[1], Y. Matsumi[2], R. J. Gordon[3]
([1]:Department of Molecular Engineering, Kyoto University [2]:Nagoya University [3]:University of Illinois, U. S. A.)
16. Preparatory Study on Coherent Quantum Control --- Future Plan and Current Status in APR --- 68
K. Yokoyama, J. Kou, Y. Fukuda, M. Aoyama, Y. Akahane, N. Inoue, H. Ueda, K. Yamakawa, T. Shirai, A. Yokoyama
(JAERI)
17. 高強度レーザー照射で生成するAlイオンのスペクトル解析 72
周藤 佳子[1]、佐々木 明[1]、森林 健悟[1]、高橋 謙次郎[1]、柳瀬 悦也[1]、大道 博行[1]、鈴木 将之[1,2]、桶田 隆継[1,3]、香川 貴司[4]
([1]:日本原子力研究所 [2]:大阪大学 レーザー核融合研究センター [3]:近畿大学 総合理工学研究科 [4]:奈良女子大学 理学部)
18. Plasma Polarization Spectroscopy 76
T. Fujimoto[1], A. Iwamae[1] T. Kawachi[2], N. Hasegawa[2]
([1]:Department of Engineering Physics and Mechanics, Kyoto University [2]:JAERI)
19. Narrow Peak Transition Radiation X rays Generated by Dynamical Diffraction Effect 80
K. Yajima[1], N. Imanishi[1], N. Nasonov[2]
([1]:Department of Nuclear Engineering, Kyoto University [2]:Laboratory of Radiation Physics, Belgorod State University, Russia)
20. レーザーアブレーションプルーム中でのネオジムの速度分布 84
飯村 秀紀[1]、大場 弘則[1]、柴田 猛順[1]、宮武 宇也[2]
([1]:日本原子力研究所 [2]:高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所)
21. フェムト秒パルスレーザーの銅フィルム照射による高速電子生成 88
大石 祐嗣[1]、名雪 琢弥[1]、藤井 隆[1]、根本 孝七[1]、通地 努[2]、岡野 泰彬[3]、弘中 陽一郎[3]、中村 一隆[3]、近藤 健一[3]
([1]:(財)電力中央研究所 [2]:東京工業大学 総合理工学研究科 [3]:東京工業大学 応用セラミック研究所)
22. TeV-range Laser Ponderomotive Acceleration in a Plasma at Ultrarelativistic

Intensities 92
I. V. Smetanin, K. Nakajima
(JAERI)
23. Tキューブレーザー誘起γ線による核異性体研究 96
早川 岳人、静間 俊行、大道 道明、山内 俊彦、峰原 英介、有澤 孝
(日本原子力研究所)
24. 質量数１８０領域原子核の核異性体研究 100
静間 俊行、早川 岳人、山内 俊彦、峰原 英介、有澤 孝
(日本原子力研究所)
25. 液体中色素分子の超高速エネルギー緩和の温度変化 104
村上 洋
(日本原子力研究所)
26. The Study of Electron Impact Transient Collisional Excitation Laser 107
T. Kawachi, M. Tanaka, N. Hasegawa, A. V. Kilpio, M. Kado,
S. Namba, P. Lu, H. Tang, R. Tai, M. Kishimoto, K. Nagashima,
A. Sasaki, M. Koike, H. Daido, Y. Kato
(JAERI)
27. ニッケル様銀X線レーザーの近視野像の観察 111
田中 桃子、河内 哲哉、長谷川 登、助川 鋼太、永島 圭介、大道 博行
(日本原子力研究所)
28. Spatial Coherence Measurement of the 13.9 nm Ni-like Ag Soft X-ray Laser Pumped by a 1.5 ps, 20 J Laser 115
H. Tang[1,2], H. Daido[1], M. Kishimoto[1], K. Sukegawa[1], R. Tai[1],
S. Mosesson[1,3,6], T. Kawachi[1], K. Nagashima[1], K. Nagai[2], T. Norimatsu[2],
K. Murai[4], H. Takenaka[5], Y. Kato[1], K. Mima[2], K. Nishihara[2,6]
([1]:JAERI [2]:Institute of Laser Engineering, Osaka University [3]:Graduate School Royal Institute of Technology, Sweden [4]:Osaka National Research Institute [5]:NTT Advanced Technology [6]:Graduate School of the Science Engineering, Osaka University)
29. Study of Transient Collisional Excitation X-Ray Lasers Using a Gas Puff Target 124
P. Lu[1], T. Kawachi[1], M. Suzuki[1], K. Sukegawa[1], S. Namba[1],
M. Tanaka[1], N. Hasegawa[1], R. Tai[1], M. Kishimoto[1], M. Kado[1],
K. Nagashima[1], H. Daido[1], T. Arisawa[1], Y. Kato[1], H. Fiedorowicz[2]
([1]:JAERI [2]:Institute of Optoelectronics, Poland)
30. Measurement of the Instantaneous Complex Transmittance Correlations of Ferroelectrics $BaTiO_3$ by Speckles Diffracted with X-ray Lasers 128
R. Z. Tai[1], K. Namikawa[2], M. Kishimoto[1], H. Tang[1], M. Tanaka[1],
K. Sukegawa[1], N. Hasegawa[1], T. Kawachi[1], M. Kado[1], P. Lu[1],
K. Nagashima[1], H. Daido[1], H. Maruyama[3], A. Sawada[4], M. Ando[5],
Y. Kato[1]
([1]:JAERI [2]:Department of Physics, Tokyo Gakugei University
[3]:Graduate School of Science Hiroshima University [4]:The Facility of Science, Okayama University [5]:High Energy Acceleration Research Organization)
31. 高空間コヒーレントX線レーザーに向けた高次高調波の発生 133

長谷川 登、永島 圭介、河内 哲哉、難波 慎一、助川 鋼太、田中 桃子、
岸本 牧、陸 培祥、唐 華経、郤 仁忠、大道 博行、加藤 義章
(日本原子力研究所)
32. High Harmonics from the Ultra-Intense Laser Pulse Propagating inside the Fiber 137
S. Bulanov[1], T. Esirkepov[2], N. Naumova[1], I. Sokolov[1]
([1]:General Physics Institute RAS, Russia [2]:Moscow Institute for Physics and Technology, Russia)
33. N^{7+}イオンと He 原子の衝突における電荷交換反応 141
鈴木 慎悟[1]、白井 稔三[2]、島倉 紀之[3]
([1]:科学技術振興事業団 [2]:日本原子力研究所 [3]:新潟大学 理学部)
34. 超短パルスレーザーを用いたダブルノズルガスパフレーザープラズマ軟X線放射特性 145
鈴木 将之[1,2]、柳瀬 悦也[1]、桶田 隆継[1]、乗松 孝好[2]、長井 圭治[2]、
三間 圀興[2]、H. Fiedorowicz[3], A. Bartnik[3], R. Rakowski[3], 長谷川 登[1]、
河内 哲哉[1]、永島 圭介[1]、大道 博行[1]
([1]:日本原子力研究所 [2]:大阪大学 レーザー核融合研究センター [3]:ワルシャワ電子光学研究所 ポーランド)
35. 非平衡プラズマ中での荷電交換反応を用いたX線レーザーの研究 149
難波 慎一[1]、河内 哲哉[2]、永島 圭介[2]、長谷川 登[2]、助川 鋼太[2]、
田中 桃子[2]、大道 博行[2]
([1]:広島大学 大学院工学研究科 [2]:日本原子力研究所)
36. Spatial Coherence of X-ray Laser from Compact X-ray Laser Pumped by Pulse-train Laser 153
N. Yamaguchi, Y. Okamoto, H. Yamaguchi, T. Hara
(Toyota Technological Institute)
37. Guiding High Intensity Femtosecond Laser Pulses in a Capillary for a Soft X-ray Laser 157
J. Q. Lin, H. Nakano, T. Nishikawa, T. Ozaki, K. Oguri
(NTT Basic Research Laboratories, Nippon Telegraph and Telephone Corporation)
38. 高温超伝導体ウイグラーの開発 161
松沢 秀典[1]、峰原 英介[2]
([1]:山梨大学 工学部 [2]:日本原子力研究所)
39. High Repetition Rate Grid Pulser for thermionic Electron Gun for BINP FEL 165
E. A. Kuper, V. K. Ovchar
(Budker Institute of Nuclear Physics, Russia)
40. Study of Bulk Chemical Reaction by FEL 170
T. Yamauchi[1], E. Minehara[1], S. Itoh[2], Y. Kamei[2], T. Hayakawa[1], T. Shizuma[1]
([1]:JAERI [2]:Kyoto Biseibutsu Kenkyujo)
41. レーザートモグラフィーによる光学素子内部の欠陥測定 174
杉山 僚、福山 裕康
(日本原子力研究所)
42. レーザー蒸着法によるTiO_2膜の作製と構造評価 178

山本 春也、住田 泰史、宮下 敦巳、伊藤 久義
(日本原子力研究所)
43. 光電子分光用シュワルツシルドミラーの開発と評価 182
森谷 直司、原田 高宏、森久 祐司、渡辺 正幸、松田 直樹、林 茂樹、
竹部 雅博、川田 勝
((株)島津製作所)
44. 金属薄膜内装ガラスキャピラリバンドルを用いた軟X線用コリメータ 186
豊岡 理人[1]、松浦 祐司[1]、宮城 光信[1]、柳瀬 悦也[2]、鈴木 将之[2]、
大道 博行[2]
([1]:東北大学 大学院工学研究科 [2]:日本原子力研究所)
45. X線レーザーを用いた結像型軟X線顕微鏡の開発 190
岸本 牧[1]、田中 桃子[1]、郤 仁忠[1]、助川 鋼太[1]、加道 雅孝[1]、長谷川 登[1]、
唐 華経[1]、河内 哲哉[1]、陸 培祥[1]、永島 圭介[1]、大道 博行[1]、加藤 義章[1]、
永井 宏明[2]、竹中 久貴[2]
([1]:日本原子力研究所 [2]:NTTアドバンステクノロジ(株))
46. 軟X線Monk-Gillieson型円錐回折分光器の開発 193
小池 雅人[1]、佐野 一雄[1,2]、依田 修[1]、石野 雅彦[1]、原田 善寿[2]、笹井 浩行[2]、
神野 正文[2]、波岡 武[3]
([1]:日本原子力研究所 [2]:(株)島津製作所 [3]:東北大学 多元物質科学研究所)
47. 高輝度X線の発生と医療応用(その2) 199
佐藤 栄治[1]、藤井 貞夫[1]、大道 博行[2]、柳瀬 悦也[2]、鈴木 将之[2]、
金城 康人[3]
([1]:川崎重工 技術研究所 [2]:日本原子力研究所 [3]:東京都立産技研)
48. がん治療小型シンクロトロンのためのレーザーイオン源 203
野田 章[1]、岩下 芳久[1]、頓宮 拓[1]、中村 衆[1]、ファディル ヒシャム[1]、
森田 昭夫[1]、白井 敏之[1]、山崎 淳[1]、大道 博行[2]、山極 満[2]、松門 宏治[2]、
加藤 義章[2]、マンフレッド グリーザー[3]、ミッシェル ボイテルスパッヒャー[3]
([1]:京都大学 化学研究所 [2]:日本原子力研究所 [3]:Max-Planck-Institut fuer Kernphysik, Germany)
49. ラマン圧縮増幅システムとそのレーザ加工への応用 207
出来 恭一[1]、松岡 史哲[1]、鄭 和翊[2]、和田 孝一[1]、西村 昭彦[1]、有澤 孝[1]、
下別府 祐三[3]、早坂 昇[3]、久保 至[4]
([1]:日本原子力研究所 [2]:東海大学 工学部 [3]:富士通株式会社 [4]:カンタムエレクトロニクス株式会社)
50. 高出力・短パルスレーザーによるシリコン基材の貫通穴加工 211
金井 真樹[1]、滝沢 広幸[1]、出来 恭一[2]、松岡 史哲[2]、有澤 孝[2]、
([1]:(株)東京カソード研究所 [2]:日本原子力研究所)
51. 超短パルスレーザによる高機能材料のナノ/マイクロファブリケーション 215
堀澤 秀之[1]、田村 深[1]、安永 暢男[1]、松岡 史哲[2]、和田 孝一[2]、有澤 孝[2]
[1]:東海大学 工学部 [2]:日本原子力研究所)
52. Detection of Early Dental Caries with Short Pulse Laser 219
N. Okubo[1], H. Tanaka[2], A. Ohzu[2], S. Goto[1], T. Arisawa[2]
([1]:Osada Research Institute, Ltd. [2]:JAERI)
53. リサイクルプロセスのシステム設計と光技術の導入 223
大矢 仁史[1]、西村 昭彦[2]、古屋仲 茂樹[2]、出来 恭一[2]、遠藤 茂寿[2]、
猿倉 信彦[3]

(1:産業技術総合研究所 環境調和技術研究部門 2:日本原子力研究所 3:分子科学研究所 分子制御レーザー開発研究センター)
54. 原子構造・衝突輻射断面積計算コードの開発 228
内海 隆行、ジェームス 甲賀
(日本原子力研究所)
55. 高強度レーザーのクラスター照射における原子過程シミュレーション 232
森林 健悟
(日本原子力研究所)
56. EBIT による Ne 様 Xe イオンのスペクトルの理論的解析 236
辻 七夕、香川 貴司
(奈良女子大学 人間文化研究科)
57. CIP 法を用いた超短パルスレーザープラズマ熱輸送過程シミュレーション 240
近藤 芳昭[1]、矢部 孝[2]
(1:東京工業大学 総合理工学研究科 2:東京工業大学 理工学研究科)
58. Web 指向階層化原子モデルの開発 244
佐々木 明
(日本原子力研究所)
59. Java 言語による原子過程シミュレーションの可視化 248
佐々木 明、周藤 佳子、横田 恒
(日本原子力研究所)
60. 研究者のための ITBL 環境整備 252
井原 均、福田 正大、上島 豊、神成 政明、武田 康宏、磯貝 健太郎、佐々木 明
(日本原子力研究所)
61. 関西研究所における IT (情報技術) の企画・開発活動 256
山崎 和彦、神成 政明、原口 弘志、田辺 亜紀、巽 知秀、津田 克三、上島 豊、井原 均
(日本原子力研究所)
62. 大規模研究・遠隔研究を支える分散システム 259
上島 豊
(日本原子力研究所)
63. 高解像度表示システム：解明かされる電離気体の動きと骨董硝子に秘められた美 263
佐々木 亜衣、上島 豊、James 甲賀、西村 昭彦
(日本原子力研究所)
64. 電離プラズマと再結合プラズマにおける OV スペクトル線について 268
村上 泉[1]、加藤 隆子[1]、U. I. Safronova[2], 小淵 隆[1]、後藤 基[1]、森田 繁[1]
(1:核融合科学研究所 2:University Notre Dame, U. S. A.)

付録 参加者リスト 272

Contents

1. Introduction 1
T. Arisawa
(JAERI)
2. Femtosecond Solid-liquie Phase Transition Study with Ultrafast X-ray Diffraction 10
S. Fourmaux[1], A. Rousse[1], C. Rischel[2], I. Uschmann[3]
([1]: Laboratoire d'Optique Appliquee – ENSTA, CNRS, France [2]: Niels Bohr Institute / The Royal Veterinary and Agricultural University, Denmark [3]: Institute of Optics and Quantum Electronics, Germany)
3. Multi-millijoule, Deeply Saturated X-ray Laser at 21 nm and its Early Applications at PALS 16
B. Rus[1], T. Mocek[1], A. R. Prag[1], M. Kozlova[1], G. Jamelot[2], J. C. Lagron[2], A. Carillon[2], D. Ros[2], D. Joyeux[3], D. Phalippou[3]
([1]: Gas Lasers Department / PALS Research Centre, Institute of Physics, Czech [2]: Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Universite Paris-Sud, France [3]: Institut d'Optique Theorique et Appliquee, Universite Paris-Sud, France)
4. Fabrication and Evaluation of a Multilayer-coated Grating for Soft X-rays 22
M. Yanagihara
(Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University)
5. High Power Fiber and Waveguide Lasers 26
A. Tuennermann
(Friedrich-Schiller-Universitaet Jena, Institut fuer Angewandte Physik, Germany)
6. Study on the Ultra-fast Dynamics of Nano-structures Using Laser Produced Ultra-short X-ray Pulses 32
H. Daido
(JAERI)
7. X-ray Laser Development and Applications of Coherent X-ray 34
K. Nagashima, T. Kawachi, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Sukegawa, M. Kado, R. Tai, H. Tang, P. Lu, H. Daido, Y. Kato
(JAERI)
8. Development of Mo/Si Multilayer for Soft X-ray Mirror with High Heat Stability 38
M. Ishino, O. Yoda, M. Koike
(JAERI)
9. Kinetic Simulation of Laser-induced High Energy Phenomena 42
M. Yamagiwa, J. Koga, Y. Ueshima
(JAERI)
10. Study of Nuclear Isomer Using Photon Source 46
T. Hayakawa, T. Shizuma, T Yamauchi, E. Minehara, T. Arisawa
(JAERI)

11. Q-switching Operation with a Cooled Yb:$LiYF_4$ for Diode-pumped Chirped-pulse Regenerative Amplification 50
J. Kawanaka[1], K. Yamakawa[1], H. Nishioka[2], K. Ueda[2]
([1]:JAERI [2]:Institute for Laser Science, University of Electro-Communications)
12. Development of Hybrid Yb:glass Laser Material and its Application on a X-ray Imaging 53
T. Usami, A. Nishimura, H. Nakamura
(JAERI)
13. Phase Conjugator for Chirped Pulse by Photorefractive Effect 57
F. Matsuoka[1], K. Tei[2], K. Deki[1], T. Arisawa[1]
([1]:JAERI、[2]:School of Science, Tokai University)
14. Strong Field Ionization of Nitrogen Atoms Prepared by a Prepulse 61
J. Kou, A. Sagisaka, K. Yokoyama, Y. Fukuda, Y. Akahane, N. Inoue, H, Ueda, H. Daido, K. Yamakawa
(JAERI)
15. Dissociative Ionization Processes of Small Molecules 64
H. Yamada[1], N. Taniguchi[1], M. Kawasaki[1], Y. Matsumi[2], R. J. Gordon[3]
([1]:Department of Molecular Engineering, Kyoto University [2]:Nagoya University [3]:University of Illinois, U. S. A.)
16. Preparatory Study on Coherent Quantum Control --- Future Plan and Current Status in APR --- 68
K. Yokoyama, J. Kou, Y. Fukuda, M. Aoyama, Y. Akahane, N. Inoue, H. Ueda, K. Yamakawa, T. Shirai, A. Yokoyama
(JAERI)
17. Spectrum Analysis of Al Ions Produced by High Intensity Laser Irradiation... 72
K. Suto[1], A. Sasaki[1], K. Moribayashi[1], K. Takahashi[1], E. Yanase[1], H. Daido[1], M. Suzuki[1,2], T. Oketa[1,3], T. Kagawa[4]
([1]:JAERI [2]:Institute of Laser Engineering, Osaka University [3]:Interdisciplinary Graduate School of Science and Technology, Kinki University [4]:Department of Physics, Nara Women's University)
18. Plasma Polarization Spectroscopy 76
T. Fujimoto[1], A. Iwamae[1] T. Kawachi[2], N. Hasegawa[2]
([1]:Department of Engineering Physics and Mechanics, Kyoto University [2]:JAERI)
19. Narrow Peak Transition Radiation X rays Generated by Dynamical Diffraction Effect 80
K. Yajima[1], N. Imanishi[1], N. Nasonov[2]
([1]:Department of Nuclear Engineering, Kyoto University [2]:Laboratory of Radiation Physics, Belgorod State University, Russia)
20. Velocity Distributions of Neodymium Atoms in Laser Ablation Plume 84
H. Iimura[1], H. Ohba[1], T. Shibata[1], H. Miyatake[2]
([1]:JAERI [2]:High Energy Accelerator Research Organization (KEK))
21. Production of High Energy Electrons by Irradiation of Fs-pulse Laser on Copper Film 88

Y. Oishi[1], T. Nayuki[1], T. Fujii[1], K. Nemoto[1], T. Kayoiji[2], Y. Okano[3], Y. Hironaka[3], K. Nakamura[3], K. Kondo[3]
([1]: Central Research Institute of Electric Power Industry [2]: Interdisciplinary Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology [3]: Materials and Structures Laboratory, Tokyo Institute of Technology)

22. TeV-range Laser Ponderomotive Acceleration in a Plasma at Ultrarelativistic Intensities 92
I. V. Smetanin, K. Nakajima
(JAERI)

23. Study of Nuclear Isomer Using Gamma-ray by T-cube Laser 96
T. Hayakawa, T. Shizuma, M. Daidou, T. Yamauchi, E. Minehara, T. Arisawa
(JAERI)

24. Isomer Research for Nuclei at the A=180 Region 100
T. Shizuma, T. Hayakawa, T. Yamauchi, E. J. Minehara, T. Arisawa
(JAERI)

25. Temperature Dependence of Ultrafast Energy Relaxation of a Dye Molecule in Liquid 104
H. Murakami
(JAERI)

26. The Study of Electron Impact Transient Collisional Excitation Laser 107
T. Kawachi, M. Tanaka, N. Hasegawa, A. V. Kilpio, M. Kado, S. Namba, P. Lu, H. Tang, R. Tai, M. Kishimoto, K. Nagashima, A. Sasaki, M. Koike, H. Daido, Y. Kato
(JAERI)

27. Near Field Image of Ni-like Silver X-ray Laser 111
M. Tanaka, T. Kawachi, N: Hasegawa, K. Sukegawa, K. Nagashima, H. Daido
(JAERI)

28. Spatial Coherence Measurement of the 13.9 nm Ni-like Ag Soft X-ray Laser Pumped by a 1.5 ps, 20 J Laser 115
H. Tang[1,2], H. Daido[1], M. Kishimoto[1], K. Sukegawa[1], R. Tai[1], S. Mosesson[1,3,6], T. Kawachi[1], K. Nagashima[1], K. Nagai[2], T. Norimatsu[2], K. Murai[4], H. Takenaka[5], Y. Kato[1], K. Mima[2], K. Nishihara[2,6]
([1]:JAERI [2]:Institute of Laser Engineering, Osaka University [3]:Graduate School Royal Institute of Technology, Sweden [4]: Osaka National Research Institute [5]: NTT Advanced Technology [6]: Graduate School of the Science Engineering, Osaka University)

29. Study of Transient Collisional Excitation X-ray Lasers Using a Gas Puff Target 124
P. Lu[1], T. Kawachi[1], M. Suzuki[1], K. Sukegawa[1], S. Namba[1], M. Tanaka[1], N. Hasegawa[1], R. Tai[1], M. Kishimoto[1], M. Kado[1], K. Nagashima[1], H. Daido[1], T. Arisawa[1], Y. Kato[1], H. Fiedorowicz[2]
([1]: JAERI [2]: Institute of Optoelectronics, Poland)

30. Measurement of the Instantaneous Complex Transmittance Correlations of

Ferroelectrics $BaTiO_3$ by Speckles Diffracted with X-ray Lasers 128
R. Z. Tai[1], K. Namikawa[2], M. Kishimoto[1], H. Tang[1], M. Tanaka[1], K. Sukegawa[1], N. Hasegawa[1], T. Kawachi[1], P. Lu[1], M. Kado[1], K. Nagashima[1], H. Daido[1], H. Maruyama[3], A. Sawada[4], M. Ando[5], Y. Kato[1]
([1]:JAERI [2]:Department of Physics, Tokyo Gakugei University [3]:Graduate School of Science Hiroshima University [4]:The Facility of Science, Okayama University [5]:High Energy Acceleration Research Organization)
31. High-order Harmonics Generation for the High Spatial Coherent X-ray Laser 133
N. Hasegawa, K. Nagashima, T. Kawachi, S. Namba, K. Sukegawa, M. Tanaka, M. Kishimoto, P. Lu, H. Tang, R. Tai, H. Daido, Y. Kato
(JAERI)
32. High Harmonics from the Ultra-intense Laser Pulse Propagating inside the Fiber 137
S. Bulanov[1], T. Esirkepov[2], N. Naumova[1], I. Sokolov[1]
([1]:General Physics Institute RAS, Russia [2]:Moscow Institute for Physics and Technology, Russia)
33. Charge Exchange Reactions in Collisions between N^{7+} Ions and He Atoms ... 141
S. Suzuki[1], T. Shirai[2], N. Shimakura[3]
([1]:Japan Science and Technology Corporation [2]:JAERI [3]:Faculty of Science, Niigata University)
34. X-ray Emission from Laser Plasma Using by Double Nozzle Gas-puff Target Irradiated by Ultra-short Pulse Laser 145
M. Suzuki[1,2], E. Yanase[1], T. Oketa[1], T. Norimatsu[2], K. Nagai[2], K. Mima[2], H. Fiedorowicz[3], A. Bartnik[3], R. Rakowski[3], N. Hasegawa[1], T. Kawachi[1], K. Nagashima[1], H. Daido[1]
([1]:JAERI [2]:Institute of Laser Engineering, Osaka University [3]:Institute of Optoelectronics, Poland)
35. X-ray Laser due to a Charge Exchange Recombination in Non-equilibrium Plasma 149
S. Namba[1], T. Kawachi[2], K. Nagashima[2], N. Hasegawa[2], K. Sukegawa[2], M. Tanaka[2], H. Daido[2]
([1]:Department of Engineering, Hiroshima University [2]:JAERI)
36. Spatial Coherence of X-ray Laser from Compact X-ray Laser Pumped by Pulse-train Laser 153
N. Yamaguchi, Y. Okamoto, H. Yamaguchi, T. Hara
(Toyota Technological Institute)
37. Guiding High Intensity Femtosecond Laser Pulses in a Capillary for a Soft X-ray Laser 157
J. Q. Lin, H. Nakano, T. Nishikawa, T. Ozaki, K. Oguri
(NTT Basic Research Laboratories, Nippon Telegraph and Telephone Corporation)
38. Development of High-Tc Superconducting Wigglers 161

H. Matsuzawa[1], E. Minehara[2]
([1]Faculty of Engineering, Yamanashi University [2]JAERI)
39. High Repetition Rate Grid Pulser for Thermionic Electron Gun for BINP FEL 165
E. A. Kuper, V. K. Ovchar
(Budker Institute of Nuclear Physics, Russia)
40. Study of Bulk Chemical Reaction by FEL 170
T. Yamauchi[1], E. Minehara[1], S. Itoh[2], Y. Kamei[2], T. Hayakawa[1], T. Shizuma[1]
([1]JAERI [2]Kyoto Biseibutsu Kenkyujo)
41. Defects Density Measurements Inside Optical Materials Using a Laser Tomography Method 174
A. Sugiyama, H. Fukuyama
(JAERI)
42. Characterization of TiO_2 Films Prepared by Pulsed Laser Deposition 178
S. Yamamoto, T. Sumita, A. Miyashita, H. Itoh
(JAERI)
43. Development and Evaluation of Schwarzschild Mirror in Photoelectron Spectroscopy 182
N. Moriya, T. Harada, Y. Morihisa, M. Watanabe, N. Matsuda, S. Hayashi, M. Takebe, M. Kawata
(Shimadzu Corporation)
44. Collimator Optics for Soft X-ray Composed of Metal-coated Glass Capillaries 186
R. Toyooka[1], Y. Matsuura[1], M. Miyagi[1], E. Yanase[2], M. Suzuki[2], H. Daido[2]
([1]Department of Electrical Communications, Tohoku University [2]JAERI)
45. Development of Soft X-ray Microscopy System Using X-ray Laser 190
M. Kishimoto[1], M. Tanaka[1], R. Tai[1], K. Sukegawa[1], M. Kado[1], N. Hasegawa[1], H. Tang[1], T. Kawachi[1], P. Lu[1], K. Nagashima[1], H. Daido[1], Y. Kato[1], K. Nagai[2], H. Takenaka[2]
([1]JAERI [2]NTT Advanced Technology Corporation)
46. Development of Soft X-ray Monk-gillieson Type Conical Diffraction Monochromator 193
M. Koike[1], O. Yoda[1], M. Ishino[1], K. Sano[2], Y. Harada[2], H. Sasai[2], M. Jinno[2], T. Namioka[3]
([1]JAERI [2]Shimadzu Corporation [3]Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University)
47. Generation of High Brightness X-ray Source and Its Medical Applications (2nd Report) 199
E. Sato[1], S. Fujii[1], H. Daido[2], E. Yanase[2], M. Suzuki[2], Y. Kinjo[3]
([1]Technical Institute, Kawasaki Heavy Industries, Ltd. [2]JAERI [3]Tokyo Metropolitan Industrial Technology Research Institute)
48. Laser Ion Source for Compact Synchrotron Dedicated for Cancer Therapy ... 203
A. Noda[1], Y. Iwashita[1], H. Tongu[1], S. Nakamura[1], H. Fadil[1], A. Morita[1], T. Shirai[1], A. Yamazaki[1], H. Daido[2], M. Yamagiwa[2],

K. Matsukado[2], Y. Kato[2], M. Grieser[3], M. Beutelspacher[3]
([1]: Institute for Chemical Research, Kyoto University [2]: JAERI
[3]: Max-Planck-Institut fuer Kernphysik, Germany)
49. Pulse Compressor/amplifier System by Backward Raman Scattering and its Application to Laser Processing 207
K. Deki[1], F. Matsuoka[1], K. Tei[2], K. Wada[1], A. Nishimura[1], T. Arisawa[1], Y. Shimobeppu[3], N. Hayasaka[3], I. Kubo[4]
([1]: JAERI [2]: School of Science, Tokai University [3]: Fujitsu Limited
[4]: Kantumelectronics Corporation)
50. Through-hole Processing of Silicon Wafer Using High Power Short Pulse Laser 211
M. Kanai[1], H. Takizawa[1], K. Deki[2], F. Matsuoka[2], T. Arisawa[2],
([1]: Tokyo Cathode Laboratory Co., Ltd. [2]: JAERI)
51. Nano-/micro-fabrication of Sapphire Wafer with Ultrashort Laser Pulses 215
H. Horisawa[1], S. Tamura[1], N. Yasunaga[1], F. Matsuoka[2], K. Wada[2], T. Arisawa[2]
[1]: School of Engineering, Tokai University [2]: JAERI)
52. Detection of Early Dental Caries with Short Pulse Laser 219
N. Okubo[1], H. Tanaka[2], A. Ohzu[2], S. Goto[1], T. Arisawa[2]
([1]: Osada Research Institute, Ltd. [2]: JAERI)
53. Recycling Processes Require Innovative Concept and Optics Technologies 223
H. Ohya[1], A. Nishimura[2], S. Koyanaka[2], K. Deki[2], S. Endoh[2], N. Sarukura[3]
([1]: National Institute of Advanced Industrial Science and Technology
[2]: JAERI [3]: Laser Research Center for Molecular Science, Institute for Molecular Science)
54. Development of the Computer Code for the Atomic Structure, and the Rediative and Collisional Atomic Process 228
T. Utsumi, J. Koga
(JAERI)
55. Simulation of Atomic Processes for High Intensity Laser Irradiation on Clusters 232
K. Moribayashi
(JAERI)
56. Theoretical Analysis for X-ray from Neon-like Xenon Ion Produced in EBIT. 236
N. Tsuji, T. Kagawa
(Graduate School of Human Culture, Nara Women's University)
57. The Simulation of Thermal Transport in Ultra-short Pulse Laser-plasma Interaction with CIP Method 240
Y. Kondoh[1], T. Yabe[2]
([1]: Department of Energy Sciences, Tokyo Institute of Technology
[2]: Department of Mechanical Sciences and Engineering, Tokyo Institute of Technology)
58. Development of the Web Oriented Hierarchical Atomic Model (whiam) 244
A. Sasaki
(JAERI)

59. Scientific Visualization with Java for Atomic Process Simulation 248
A. Sasaki, K. Suto, H. Yokota
(JAERI)
60. ITBL as Production Computing Environment for Researchers 252
H. Ihara, M. Fukuda, Y. Ueshima, M. Kannari, Y. Takeda, K. Isogai, A. Sasaki
(JAERI)
61. Development and Planning Activity of "IT" in Kansai Establishment 256
K. Yamazaki, M. Kannari, H. Haraguchi, A. Tanabe, T. Tatsumi, K.Tsuda, Y. Ueshima, H. Ihara
(JAERI)
62. Distributed System for Large-scale Remote Research 259
Y. Ueshima
(JAERI)
63. The SHD (Super High Definition/Super High Resolution Digital) Display System : Revealing Beauty in Plasma Motion as Well as Ancient Glass 263
A. Sasaki, Y. Ueshima, J. Koga, A. Nishimura
(JAERI)
64. Properties of OV Spectral Lines in Ionizing and Recombining Plasmas 268
I. Murakami[1], T. Kato[1], U. I. Safronova[2], T. Kobuchi[1], M. Goto[1], S. Morita[1]
([1] : National Institute for Fusion Science [2] : University Notre Dame, U. S. A.)

Appendix Participants List 272

第3回光量子科学研究センターシンポジウム 実行委員会
（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 Third Symposium on Advanced Photon Research
(Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI)

1	委員長 Chair	有澤 孝 Takashi ARISAWA	光量子科学研究センター長 Director, Advanced Photon Research Center
2	委員長代理 Vice Chair	的場 徹 Tohru MATOBA	光量子科学研究推進室長 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グループ Laser System Development Group
4	委員 Member	永島 圭介 Keisuke NAGASHIMA	X線レーザー研究グループ X-ray Laser Research Group
5	委員 Member	小池 雅人 Masato KOIKE	光量子基盤技術研究グループ Novel Optics Research Group
6	委員 Member	大道 博行 Hiroyuki DAIDO	光量子利用研究グループ Applied Photon Research Group
7	委員 Member	神門 正城 Masaki KANDO	レーザー加速研究グループ Laser Acceleration Research Group
8	委員 Member	山極 満 Mitsuru YAMAGIWA	光量子シミュレーション研究グループ Simulation Group for Advanced Photon Science
9	委員 Member	峰原 英介 Eisuke MINEHARA	自由電子レーザー研究グループ Free Electron Laser Research Group
10	事務局 Secretary	渡邊 勉 Tsutomu WATANABE	光量子科学研究センター事務長（平成13年10月まで） Administrative Manager, Advanced Photon Research Center
	事務局 Secretary	森 繁 Shigeru MORI	光量子科学研究センター事務長（平成13年10月から） Administrative Manager, Advanced Photon Research Center
11	事務局 Secretary	菊池 和徳 Kazunori KIKUCHI	光量子科学研究センター事務室 Administrative Services Division
12	事務局 Secretary	土田 昇 Noboru TSUCHIDA	光量子科学研究推進室長代理 Deputy General Manager, Division of Advanced Photon Research Promotion
13	事務局 Secretary	藤田 修一 Shuichi FUJITA	光量子科学研究推進室 Division of Advanced Photon Research Promotion
14	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
15	事務局 Secretary	西村 昭彦 Akihiko NISHIMURA	光量子源システム研究グループ、光量子科学研究推進室兼務 Laser System Development Group, Division of Advanced Photon Research Promotion

1．はじめに

関西研究所 研究主幹
有澤 孝

関西研究所では、光量子科学研究を推進するため、毎年、光量子科学研究シンポジウムを開催することを計画している。既に平成11年度には11月にけいはんなプラザにおいて第1回光量子科学研究シンポジウムを開催し、平成12年度には12月に木津地区において第2回光量子科学研究シンポジウムを開催している。

平成13年度は、所内外との研究協力を本格的に推進するため、研究課題を募集・審査しての協力研究、共同研究を開始した。それらを含め、光量子科学研究センターにおける最新の研究成果およ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、討論を行い、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、12月13日、14日の2日間にわたり、木津地区多目的ホールにおいて第3回光量子科学研究シンポジウムを開催した。

本シンポジウムでは、基調講演、招待講演（5件）、一般発表（7件）、特別講演、ポスター発表（61件）および光量子科学研究施設見学会を行った。講演と一般発表はS1)超高ピーク出力極短パルスレーザーの開発と応用、S2)コヒーレントX線の発生と利用、S3)ハイパワーレーザーの開発と産業への応用、S4)光量子による高エネルギー物理学の4セッションで、ポスター発表はP1)超短パルスレーザーの開発と利用、P2)X線レーザー・FELの開発と利用、P3)光量子科学の基盤研究と産業応用、P4)光量子シミュレーションとITBLの4分野で行われた。プログラム、講演・発表とポスター発表一覧を3～9ページに示す。

基調講演では、有澤が光量子科学研究センターにおける利用研究の展開に関して、今後の所内外との研究協力の推進方策等を示した。

招待講演は、国内外の5人の研究者に光量子科学研究の最新動向をご紹介いただいた。フランスのAntoine Rousse博士（Laboratoire d`optique Appliquee, Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées）は、「高密度物質物理におけるリアルタイム原子ダイナミクス計測」と題して、超高速X線科学への展望を示した。チェコのBedrich Rus博士（Institute of Physics, PALS Research Centre）の講演は、PALS研究センターで行われた、Znターゲットの軟X線レーザーについての波長21.2nm、出力2mJ、ピーク出力40MWでの発振成功例とその応用研究に関するものであった。ドイツのAndreas Tünnermann教授（Friedrich Schiller University Jena）は、「高出力ファイバー導波レーザー」と題してファイバーレーザーで数mJ、数ナノ秒で出力100Wを超える半導体レーザー励起の高出力レーザーが開発され、科学技術への応用が進展していることを示した。また、軟X線用多層膜回折格子の作成と評価（東北大学 多元物質科学研究所 柳原 美広助教授）、光核反応と宇宙論及び元素合成

へのインパクト（国立天文台 梶野 敏貴助教授）といった研究が紹介された。

光量子科学研究センターからの一般発表では、レーザーの開発とその応用研究の報告がそれぞれTキューブレーザー、X線レーザー、自由電子レーザーに関して行われ、また、超高速ナノ構造ダイナミクス研究、光核反応による核異性体研究、光量子シミュレーション研究及び軟X線用多層膜反射鏡の開発を紹介した。

Andreas Tünnermann教授による特別講演では、ドイツにおける光学技術の展開が示された。

ポスター発表は、所内から36件（うち光量子科学研究センターから31件）、所外から25件（11大学15件、研究機関5件、企業5件）が行われた。光量子科学研究の最新の成果が発表され、今後の研究協力に向けて貴重な情報交換の場になった。

2日目の講演終了後、希望者約30名に対して光量子科学研究施設見学会を行った。

本シンポジウムには、合計167名（うち所内から90名）の参加があった。来賓として、山中千代衛名誉教授（光量子・放射光研究委員会委員長）、菊田惺志JASRI理事（同委員会放射光利用専門部会長）、篠原邦夫教授（原研施設利用協議会光量子専門部会副部会長）にご出席いただいた。また、国内外より14名の外国人の参加があった。

両日にわたり、活発な意見交換と議論が行われた。光量子科学研究の最新の成果を踏まえ、協力研究・共同研究をはじめとした所内外との研究協力を具体化、強化することにより、光量子科学研究センターの研究をさらに発展していくうえで、貴重な場となった。

ご多忙中にもかかわらず、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。

第3回光量子科学研究シンポジウムプログラム

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

12月13日(木) 13:30～17:55 (会場:多目的ホール棟)

○*オープニング*

13:30 ~ 13:35 (5分) 開会挨拶 加藤 義章 (関西研究所長)

13:35 ~ 14:00 (25分) 基調講演 「光量子科学研究センターにおける光量子利用研究の展開」
有澤 孝 (光量子科学研究センター長)

○*セッション1* (超高ピーク出力極短パルスレーザーの開発と応用)

座長:野田 章(京都大学)

14:00 ~ 14:50 (50分) 招待講演 1 「Probing real time atomic dynamics in condensed matter physics」
Antoine Rousse (Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, France)

14:50 ~ 15:15 (25分) 発表 1 「超高ピーク出力極短パルスレーザーの開発と利用環境の整備状況」
山川 考一 (光量子科学研究センター)

15:15 ~ 15:40 (25分) 発表 2 「レーザー励起極短パルスX線を用いた超高速ナノ構造ダイナミックス研究」
大道 博行 (光量子科学研究センター)

15:40 ~ 16:00 (20分) (コーヒーブレーク)

○*セッション2* (コヒーレントX線の発生と利用)

座長:小池 雅人(光量子科学研究センター)

16:00 ~ 16:40 (40分) 招待講演 2 「Multi-millijoule, deeply saturated soft X-ray laser at 21.2 nm and its applications」
Bedrich Rus (Institute of Physics, PALS Research Centre, Czech)

16:40 ~ 17:05 (25分) 発表 3 「X線レーザーの開発とコヒーレントX線利用研究」
永島 圭介 (光量子科学研究センター)

17:05 ~ 17:30 (25分) 招待講演 3 「軟X線用多層膜回折格子の作製と評価」
柳原 美広 (東北大学)

17:30 ~ 17:55 (25分) 発表 4 「高い耐熱性を持つ軟X線反射鏡用Mo/Si多層膜の開発」
石野 雅彦 (光量子科学研究センター)

18:00 ~ 19:30 (90分) 口懇親会 (会場:交流棟食堂 会費 ¥2,000)

19:45 発 ▼終了後 近鉄奈良駅 経由 JR奈良駅まで、貸し切りバス1台を運行

12月14日(金) 9:30～16:30 (会場:多目的ホール棟 他)

○*セッション3* (ハイパワーレーザーの開発と産業への応用)

座長:大道 博行 (光量子科学研究センター)

9:30 ~ 10:20 (50分) 招待講演 4 「High power fiber and waveguide lasers」
Andreas Tünnermann (Friedrich Schiller University Jena, Germany)

10:20 ~ 10:45 (25分) 発表 5 「自由電子レーザーの開発状況と応用研究の進展」
峰原 英介 (光量子科学研究センター)

10:45 ~ 11:00 (15分) (コーヒーブレーク)

○*セッション4* (光量子による高エネルギー物理学)

座長:峰原 英介 (光量子科学研究センター)

11:00 ~ 11:25 (25分) 発表 6 「レーザー高エネルギー現象の運動論的シミュレーション」
山極 満 (光量子科学研究センター)

11:25 ~ 11:50 (25分) 発表 7 「光核反応よる核異性体研究」
早川 岳人 (光量子科学研究センター)

11:50 ~ 12:30 (40分) 招待講演 5 「光核反応と宇宙論および元素合成理論へのインパクト」
梶野 敏貴 (国立天文台、東京大学大学院)

○*クロージング*

12:30 ~ 12:35 (5分) まとめ 有澤 孝 (光量子科学研究センター長)

12:35 ~ 13:30 (55分) 昼食 (会場:交流棟 食堂 定食 ¥500)

13:30 ~ 15:00 (90分) ○*ポスターセッション* (会場:多目的ホール棟 中・小ホール)

○*特別講演* (会場:多目的ホール棟 大ホール)

15:00 ~ 15:30 (30分) 特別講演 「Optical Technology – Made in Germany」
Andreas Tünnermann (Friedrich Schiller University Jena, Germany)

15:30～16:30 実験棟見学

Program of the 3rd Symposium on Advanced Photon Research

Advanced Photon Research Center (APRC), JAERI-Kansai

December 13 (Thur.) 13:30～17:55 (Conference Hall)

○ *Opening*

13:30 ~ 13:35 (5min.) **Opening Remarks** — **Yoshiaki Kato** (Director General of JAERI-Kansai)

13:35 ~ 14:00 (25min) **Keynote Speech** — "The Development of Advanced Photon Applications at APRC" **Takashi Arisawa** (Director of APRC)

○ *Session1 (Development and application of ultrahigh intensity Lasers)*

Chair: **Akira Noda** (Kyoto University)

14:00 ~ 14:50 (50min) **Invited Speech 1** — "Probing real time atomic dynamics in condensed matter physics" **Antoine Rousse** (Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, France)

14:50 ~ 15:15 (25min) **Talk 1** — "Status and future developments of ultrahigh intensity lasers at JAERI" **Koichi Yamakawa** (APRC)

15:15 ~ 15:40 (25min) **Talk 2** — "Study on the ultra-fast dynamics of nano-structures using laser produced ultra-short x-ray pulses" **Hiroyuki Daido** (APRC)

15:40 ~ 16:00 (20min) **< Coffee Break >**

○ *Session2 (Generation and application of coherent x-rays)*

Chair: **Masato Koike** (APRC)

16:00 ~ 16:40 (40min) **Invited Speech 2** — "Multi-millijoule, deeply saturated soft X-ray laser at 21.2 nm and its applications" **Bedrich Rus** (Institute of Physics, PALS Research Centre, Czech)

16:40 ~ 17:05 (25min) **Talk 3** — "X-ray laser development and applications of coherent x-ray" **Keisuke Nagashima** (APRC)

17:05 ~ 17:30 (25min) **Invited Speech 3** — "Fabrication and evaluation of a multilayer-coated grating for soft x-rays" **Mihiro Yanagihara** (Tohoku University)

17:30 ~ 17:55 (25min) **Talk 4** — "Development of Mo/Si multilayer for soft x-ray mirror with high heat stability" **Masahiko Ishino** (APRC)

18:00 ~ 19:30 (90min) □Reception (Cafeteria in Guest house, Fee ¥2,000)

19:45 ▼A chartered bus departs for Kintetsu Nara station and JR Nara station .

December 14 (Fri.) 9:30～16:30 (Conference Hall, etc.)

○ *Session3 (Industrial application of high power lasers)*

Chair: **Hiroyuki Daido** (APRC)

9:30 ~ 10:20 (50min) **Invited Speech 4** — "High power fiber and waveguide lasers" **Andreas Tünnermann** (Friedrich Schiller University Jena, Germany)

10:20 ~ 10:45 (25min) **Talk 5** — "Present status of the JAERI FEL and their applications" **Eisuke Minehara** (APRC)

10:45 ~ 11:00 (15min) **< Coffee Break >**

○ *Session 4 (High energy physics in Advanced Photon Research)*

Chair: **Eisuke Minehara** (APRC)

11:00 ~ 11:25 (25min) **Talk 6** — "Kinetic simulation of laser-induced high-energy phenomena" **Mitsuru Yamagiwa** (APRC)

11:25 ~ 11:50 (25min) **Talk 7** — "Study of nuclear isomer using photonuclear reaction" **Takehito Hayakawa** (APRC)

11:50 ~ 12:30 (40min) **Invited Speech 5** — "Photo-Nuclear Reactions and their Impact on Cosmology and Nucleosynthesis Theories" **Toshitaka Kajino** (National Astronomical Observatory of Japan and University of Tokyo)

○ *Closing*

12:30 ~ 12:35 (5min) Closing Remarks — **Takashi Arisawa** (Director of APRC)

12:35 ~ 13:30 (55min) **< Lunch >** (Cafeteria in the guest house, Set menu ¥500)

13:30 ~ 15:00 (90min) ○ *Poster Session* (Conference hall)

○ *Extra*

15:00 ~ 15:30 (30min) **Extra Talk** — "Optical Technology – Made in Germany" **Andreas Tünnermann** (Friedrich Schiller University Jena, Germany)

15:30 ~ 16:30 Laboratory Tour (Optional)

講演・発表

	講演テーマ	講演者	所属
セッション1：超高ピーク出力極短パルスレーザーの開発と応用			
招待講演1	Probing real time atomic dynamics in condensed matter physics	Antoine Rousse	Laboratoire d'Optique Appliquee, ENSTA, France
発表1	超高ピーク出力極短パルスレーザーの開発と利用環境の整備状況	山川 考一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G
発表2	レーザー励起極短パルスX線を用いた超高速ナノ構造ダイナミックス研究	大道 博行	光量子科学研究センター 光量子利用研究G
セッション2：コヒーレントX線の発生と利用			
招待講演2	Multi-millijoule, deeply saturated soft X-ray laser at 21.2 nm and its applications	Bedrich Rus	Institute of Physics, PALS Research Centre, Czech
発表3	X線レーザーの開発とコヒーレントX線利用研究	永島 圭介	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
招待講演3	軟X線用多層膜回折格子の作製と評価	柳原 美広	東北大学 多元物質科学研究所
発表4	高い耐熱性を持つ軟X線反射鏡用Mo/Si多層膜の開発	石野 雅彦	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G
セッション3：ハイパワーレーザーの開発と産業への応用			
招待講演4	High power fiber and waveguide lasers	Andreas Tünnermann	Friedrich Schiller University Jena, Germany
発表5	自由電子レーザーの開発状況と応用研究の進展	峰原 英介	光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G（東海駐在）
セッション4：光量子による高エネルギー物理学			
発表6	レーザー高エネルギー現象の運動論的シミュレーション	山極 満	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
発表7	光核反応による核異性体研究	早川 岳人	光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G（東海駐在）
招待講演5	光核反応と宇宙論および元素合成理論へのインパクト	梶野 敏貴	国立天文台、東京大学大学院

ポスター発表1

P1:超短パルスレーザーの開発と利用

ポスター番号	ポスタータイトル	発表者(代表)	所属
P1-01	Q-switching operation with a cooled Yb:$LiYF_4$ for diode-pumped chirped-pulse regenerative amplification	河仲 準二	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G
P1-02	Ybガラス複合媒質開発とX線撮影への応用	宇佐美 力	日本原子力研究所 東海研究所 原子炉安全工学部 熱水力安全研究室
P1-03	回折限界品質を有する高エネルギーグリーンパルスの発生	鄭 和翊	東海大学 理学部 物理学科
P1-04	フォトリフラクティブ効果を用いたチャープパルスの位相共役鏡	松岡 史哲	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G
P1-05	プリパルスを用いた窒素原子の高強度レーザー場誘起イオン化	江 潤卿	光量子科学研究センター 光量子利用研究G
P1-06	Ionization of singly-charge molybdenium,tungsten and samarium by electron impact	鄒 士陽	総合研究大学院大学
P1-07	Dissociative ionization processes of small molecules	山田 秀尚	京都大学 大学院工学研究科 分子工学専攻 川崎研究室
P1-08	コヒーレント量子制御の研究-計画と進捗状況-	横山 啓一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G
P1-09	高強度レーザー照射で生成するAlイオンのスペクトル解析	周藤 佳子	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P1-10	偏光プラズマ分光の研究	藤本 孝	京都大学 大学院工学研究科 機械物理工学専攻
P1-11	動力学的回折効果により生じるナローピーク遷移放射X線	矢島 千秋	京都大学 大学院工学研究科 原子核工学専攻
P1-12	ガスターゲットから放出されるプラズマの電子温度	小倉 浩一	光量子科学研究センター 光量子利用研究G
P1-13	レーザーアブレーションプルーム中でのネオジムの速度分布	飯村 秀紀	日本原子力研究所 東海研究所 物質科学研究部 原子核科学研究G
P1-14	超短パルスレーザーの銅フィルム照射による高速電子生成	大石 祐嗣	財団法人電力中央研究所
P1-15	TeV-range laser ponderomotive acceleration in a plasma at ultrarelativistic intensities	Igor Smetanin	光量子科学研究センター レーザー加速研究G
P1-16	Tキューブレーザー誘起γ線を用いた核異性体研究	早川 岳人	光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G(東海駐在)
P1-17	質量数180領域原子核の核異性体研究	静間 俊行	光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G(東海駐在)
P1-18	レーザー逆コンプトンγ線を使った^{181}Ta(γ,n)^{180}Taに関する放射化実験と光中性子の直接計数	後神 進史	甲南大学
P1-19	液体中色素分子の超高速エネルギー緩和の温度変化	村上 洋	光量子科学研究センター 光量子利用研究G

ポスター発表2

P2:X線レーザー・FELの開発と利用

ポスター番号	ポスタータイトル	発表者(代表)	所属
P2-01	電子衝突型過渡励起軟X線レーザーの研究	河内 哲哉	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P2-02	ニッケル様銀X線レーザーの近視野像の観測	田中 桃子	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P2-03	Spatial coherence measurement of the 13.9nm Ni-like Ag soft x-ray laser pumped by a 1.5ps,20J laser	Tang Huajing	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P2-04	Study of transient collisional excitation(TCE) x-ray lasers using a gas puff target	Peixiang Lu	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P2-05	13.9nm X線レーザーによる強誘電体speckleの観察	部 仁忠	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P2-06	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	並河 一道	東京学芸大学 教育学部
P2-07	高空間コヒーレントX線レーザーに向けた高次高調波の発生	長谷川 登	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P2-08	Relativistic Mechanisms of High Harmonic Generation by Ultra-Intense Laser Pulses in Plasmas	Sergei Bulanov	Genaral Physics Institute,Russian Academy of Science
P2-09	N^{7+}イオンとHe原子の衝突における電荷交換反応	鈴木 慎悟	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P2-10	超短パルスレーザーを用いたダブルノズルガスパフレーザープラズマ軟X線放射特性	鈴木 将之	光量子科学研究センター 光量子利用研究G
P2-11	非平衡プラズマ中での荷電交換反応を用いたX線レーザーの研究	難波 慎一	広島大学 大学院工学研究科
P2-12	パルス列レーザー励起小型X線レーザーにおける空間コヒーレンス	山口 直洋	豊田工業大学
P2-13	Guiding of high intensity laser pulses in gas-filled capillary for soft X-ray laser	Jingquan Lin	NTT Basic Research Laboratories
P2-14	高温超伝導体ウィグラーの開発	松沢 秀典	山梨大学工学部 電気電子システム工学科
P2-15	High repetition rate grid pulser for thermionic electron gun for BINP FEL.	Edouard Kuper	BINP,Russia
P2-16	FELによるバルク化学反応研究	山内 俊彦	光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G(東海駐在)

ポスター発表3

P3:光量子科学の基盤研究と産業応用

ポスター番号	ポスタータイトル	発表者(代表)	所属
P3-01	レーザートモグラフィーによる光学素子内部の欠陥測定	杉山 僚	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G
P3-02	レーザー蒸着法によるTiO_2膜の作製と構造評価	山本 春也	日本原子力研究所 高崎研究所 材料開発部 高機能材料第2研究室
P3-03	光電子分光用シュワルツシルドミラーの開発と評価	森谷 直司	株式会社島津製作所 基盤技術研究所
P3-04	金属薄膜内装ガラスキャピラリバンドルを用いた軟X線用コリメータ素子	豊岡 理人	東北大学 大学院工学研究科 電気・通信工学専攻
P3-05	X線レーザーを用いた結像型軟X線顕微鏡の開発	岸本 牧	光量子科学研究センター X線レーザー研究G
P3-06	軟X線Monk-Gillieson型円錐回折分光器の開発	小池 雅人	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G
P3-07	高輝度X線の発生と医療応用(その2)	佐藤 栄治	川崎重工業
P3-08	がん治療小型シンクロトロンのためのレーザーイオン源	野田 章	京都大学 化学研究所
P3-09	ラマン圧縮増幅システムとそのレーザ加工への応用	出来 恭一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G
P3-10	高出力・短パルスレーザーによるシリコン基材の貫通穴加工	金井 真樹	株式会社東京カソード研究所
P3-11	高エネルギーパルスによるシリコン薄板への穿孔形成	西村 昭彦	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G
P3-12	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	堀澤 秀之	東海大学 工学部 航空宇宙学科
P3-13	短パルスレーザーを用いた初期う蝕の検出	大久保 菜穂子	株式会社長田中央研究所
P3-14	リサイクルプロセスのシステム設計と光技術の導入	大矢 仁史	産業技術総合研究所 環境調和技術研究部門

ポスター発表4

P4:光量子シミュレーションとITBL

ポスター番号	ポスタータイトル	発表者(代表)	所属
P4-01	原子構造・衝突輻射断面積計算コードの開発	内海 隆行	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P4-02	高強度レーザーのクラスター照射における原子過程シミュレーション	森林 健悟	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P4-03	EBITによるNe様Xeイオンのスペクトルの理論的解析	辻 七夕	奈良女子大学 人間文化研究科
P4-04	レーザー誘起衝撃現象の分子動力学シミュレーション	福本 一郎	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P4-05	CIP法を用いた超短パルスレーザープラズマ熱輸送過程シミュレーション	近藤 芳昭	東京工業大学 総合理工学研究科
P4-06	12TW50fs レーザーとDクラスター相互作用によるパルス中性子発生の数値解析	Ghaly Waleed	Nuclear Engineering Research Laboratory, University of Tokyo
P4-07	Web指向階層化原子モデルの開発	佐々木 明	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P4-08	Java言語による原子過程シュミレーションの可視化	佐々木 明	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P4-09	ITBLを支える利用者環境整備	井原 均	日本原子力研究所 計算科学技術推進センター ITBL利用推進室
P4-10	関西研究所におけるIT(情報技術)の企画・開発活動	山崎 和彦	日本原子力研究所 計算科学技術推進センター 情報システム管理課
P4-11	大規模研究・遠隔研究を支える分散システム	上島 豊	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G
P4-12	高解像度表示システム:解明かされる電離気体の動きと骨董硝子に秘められた美	佐々木 亜衣	光量子科学研究センター
P4-13	電離プラズマと再結合プラズマにおけるOVスペクトル線について	村上 泉	核融合科学研究所 研究・企画情報センター

JP0250425

2. Femtosecond solid-liquid phase transition study with ultrafast X-ray diffraction

Sylvain Fourmaux[a], Antoine Rousse[a], Christian Rischel[b], Ingo Uschmann[c],
[a]Laboratoire d'Optique Appliquée; [b]Niels Bohr Institute/The Royal Veterinary and Agricultural University; [c]Institute of Optics and Quantum Electronics;

[a]Laboratoire d'Optique Appliquee - ENSTA, CNRS UMR7639, Ecole Polytechnique, Chemin de la Huniere, 91761 Palaiseau, France; [b]Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark and Department of Mathematics and Physics, The Royal Veterinary and Agricultural University, Thorvaldsensvej 40, DK-1871 Frederiksberg C, Denmark; [c]X-Ray Optics Group, Jena University, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena / Germany

We have characterized the ultrafast solid-liquid transition of InSb and CdTe semiconductors by time resolved x-ray diffraction in the femtosecond timescale. Visible spectroscopic data (reflectivity analysis) were obtained together with x-ray measurements to characterize the dense electron-hole plasma at the origin of the phase transition following the infra-red excitation.

Keywords : melting, ultrafast, phase transition, x-ray diffraction, femtosecond, laser-produced plasma, x-ray, semiconductor, InSb

Introduction

Time-resolved x-ray diffraction can provide perfect pictures of transient structures of crystalline samples. One goal of the laboratories involved in this field is to achieve femtosecond time resolution and look at the non-thermal dynamics of atoms following laser excitation[1]. Laser-produced plasma x-ray source is one candidate among the different techniques demonstrated up to now[2-11]. Its very short pulse duration (100 fs) and its perfect synchronization with the exciting laser pulse has allowed to obtain the first characterization of a non-thermal atomic process, the ultrafast melting of semiconductor, in a time-scale at which such processes occur[12]. We present here the results obtained in our laboratory on bulk Indium Antimony (InSb) and thin films of Cadmium Telluride (CdTe) deposited on GaAs. We mainly discuss the ultrafast response of the sample as well the thermal release of the energy long after the phase transition has occurred.

Experimental setup

The experimental set-up (figure 1) was essentially as described in former articles[3,12] with the possibility of an optical probe added. Briefly, the sample was excited by a laser delivering pulses of 800 nm and 120 fs, and the response was probed by x-ray radiation at 7.13 Å generated by focusing a 23 mJ, 800 nm and 120 fs laser pulse from a second arm of the visible laser on a silicon target. Under the carefully controlled conditions, the monochromatic K_α x-ray radiation is expected to keep a duration similar to the initial laser pulse. The emitted x-rays were collected over a solid angle of $7.4\ 10^{-3}$ steradian by a toroidally bent quartz ⟨100⟩ crystal[13] and focused on the samples. The width of the quartz rocking curve being much smaller than the one of InSb, the observed diffraction patterns depend only on the structure of the probed sample. The $100 \times 100\ \mu m^2$ x-ray focal spot contained 5×10^4 photons per shot.

The first order Bragg reflection of InSb in the ⟨111⟩ orientation (72.3° Bragg angle) was detected by a cooled x-ray CCD camera, with the estimated number of diffracted photons reaching about 500 in one laser shot. Both ⟨111⟩, ⟨100⟩, and asymmetrically cut ⟨100⟩ InSb crystals were used to change the probe depth l of the x-ray beam by varying the angle of incidence θ with respect to the surface (figure 2). Since the angle between in- and outgoing rays in all cases is 35.4°, the probe depth through a disordered layer on the surface is the penetration length 7100 Å divided by $\sin^{-1}(\theta)+\sin^{-1}(\theta+35.4°)$. We also used thin films of CdTe (111) deposited on GaAs with thicknesses from 250 Å to 1000 Å. In that case, the probing area is limited by the thickness of the films. The diffracted intensity was normalised for each shot with the emitted intensity detected by a photodiode with a Be window facing the Si target. The optical probe beam is a continuum produced by focusing 20 μJ of the infrared laser pulse into a water cell. The reflected p-polarised signal is collected with a cooled 16-byte CCD camera through a spectrometer. The intensity was kept well below 0.005 J/cm^2 to avoid any excitation of the sample. The 400 μm focal spot diameter of the

exciting pulse is set more than 3 times larger than the focal spots of the probing beams in order to probe a homogeneously excited area. An experimental run consists of 3 probe shots without excitation, one shot with both exciting and probe beam and 3 more probe shots without excitation in order to probe the expected damaged area. To obtain one data point for a given pump-probe delay this sequence was repeated 6 times, with a fresh surface exposed each time.

The threshold intensity for the solid-plasma transition was measured using the method of Pronko *et al.*[14]. Post-mortem analysis of the samples was performed using optical and Atomic Force microscopy, optical and stylus profilers.

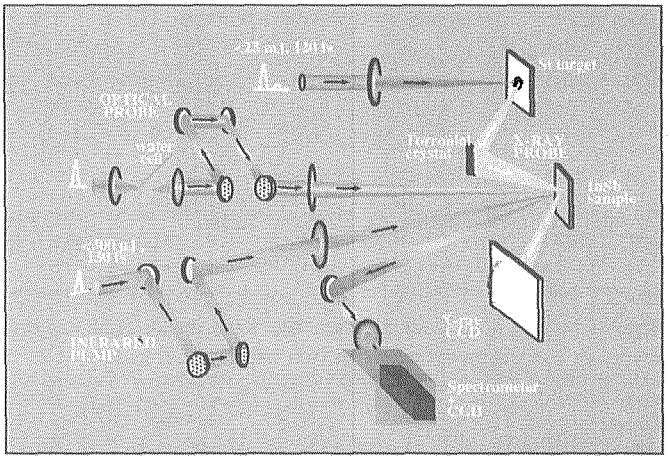


Figure 1: Experimental set-up for femtosecond time-resolved x-ray diffraction experiments with a laser-produced plasma x-ray source.

X-ray spectroscopic data

InSb non-thermal melting

The diffracted x-ray intensity integrated over the whole rocking curve is displayed in Figure 3 as a function of the delay between the 100 fs x-ray probe and the 100 fs infrared exciting pulse. At 200 mJ/cm^2, the x-ray intensity drops by 20 % in 350 fs and then remain constant during few picoseconds. We attribute this drop to the melting of 650 Å at the surface of the semiconductor. The time-scale of this phase transition is too short to be produced by the usual thermal response of the lattice. Ordinary melting is nucleated at the surface (or at intrinsic defects) and occurs when the forces that stabilize the lattice, mediated by the electrons, are no longer sufficient to counterbalance the thermal motion of the atoms. Subsequently, the liquid-solid front moves inwards from the surface with at most the speed of sound. In contrast to this, ultrafast melting is believed to arise from a strong modification of the inter-atomic forces due to laser-induced promotion of a large fraction (≥ 10%) of the valence electrons to the conduction band[15-19]. Following excitation of the electrons, the atoms find themselves far from the new equilibrium positions and immediately begin to move, gaining enough kinetic energy to produce very rapid melting. Displacements up to 1 Å in Si or GaAs are expected to occur in less than 200 fs, much faster than the several picoseconds required for transfer of electronic energy into thermal motions of the atoms[17].

As the fluence is decreased, the duration of the phase transition is getting longer while the thickness of the melted layer is becoming shorter. At 50 mJ/cm^2, it takes almost 1 picosecond to melt less than 100 Å at the surface. This fluence is still larger than the expected threshold of the transition (15 mJ/cm^2) and the amplitude of the drop is found to be close to the amplitude of the error bars. The use of asymmetrically-cut InSb and thin films of CdTe has allowed us to increase significantly the amplitude of the drop at a fixed exciting fluence.

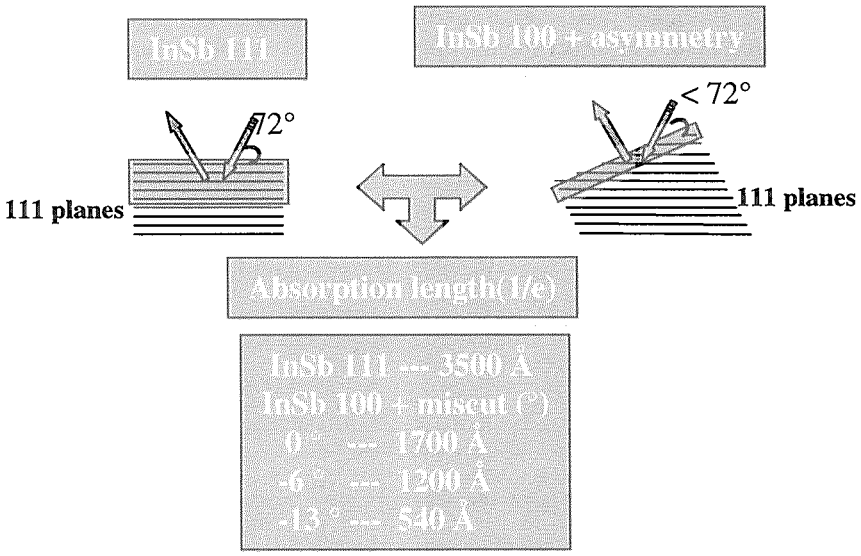


Figure 2: Asymmetric geometry for the diffracted x-rays used to reduce the mismatch between the x-ray probe depth and the depth over which the laser excites the sample in case of bulk InSb. X-ray probing depth shorter than the thickness of the exciting area can be obtained

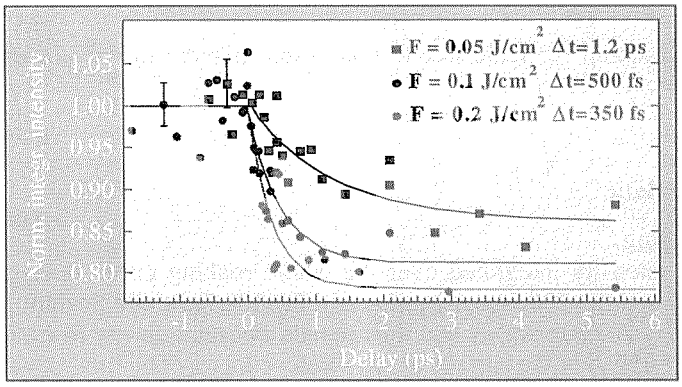


Figure 3: X-ray diffracted intensity on InSb <111> as a function of the delay following the exciting pulse (t = 0). The exciting fluence is varied from 0.2 J/cm2 to 0.05 J/cm2. Typical error bars are shown at negative delays. The duration of the transition is inferred from the exponential fit between t = 0 ps and t = 10 ps.

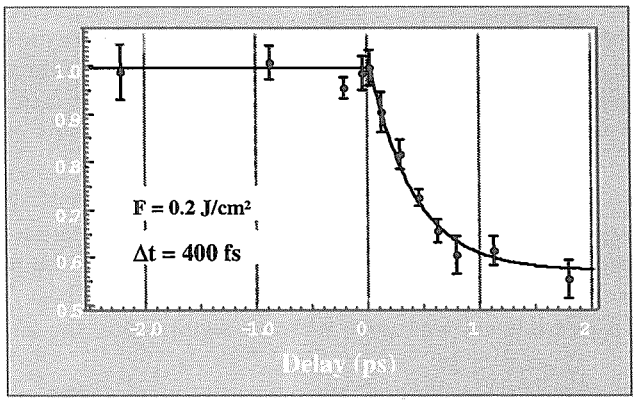


Figure 4a: X-ray intensity for InSb <100> at a fluence of 0.2 J/cm^2.

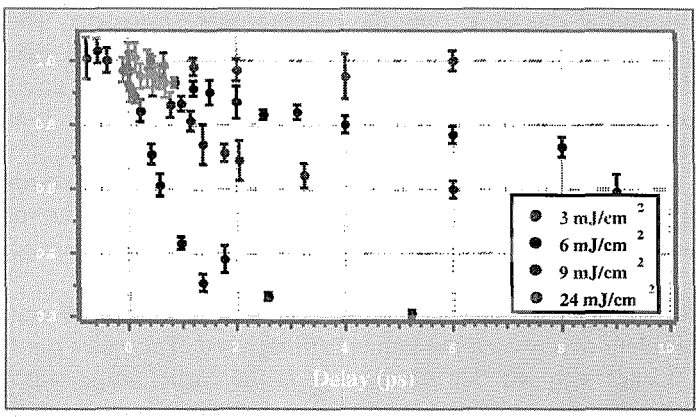


Figure 4b: X-ray intensity a for InSb <100> with a miscut of –13°.

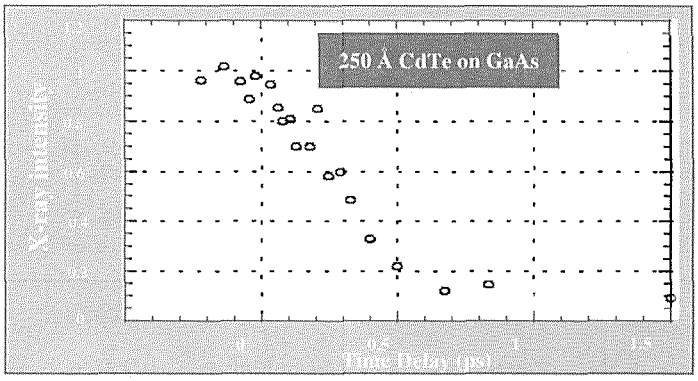


Figure 5: X-ray intensity as a function of the delay following the femtosecond exciting pulse in case of thin films of CdTe deposited on GaAs substrate.

In Figure 4 is shown the results we got with InSb <100>. The drop of the x-ray intensity is now 40 % instead 20 % for InSb <111>. This has allowed measurements close the threshold of the transition. However, it was found very difficult to retrieve any information at these fluences on the ultrafast behavior due to the difficulty to separate it with the thermal processes occurring in the picosecond time-scale.

The result obtained on the CdTe films is shown in Figure 5. The thickness of the film is 250 Å and the GaAs substrate do not diffract the incoming Si K_α x-ray radiation. The time-scale of the transition is found to be similar to the behavior of bulk InSb for the high exciting fluences even within the first layers of crystal. This may indicate that the whole depth excited by the laser melt homogeneously in time and space. Otherwise, it may reveal that the actual $K_\square$ x-ray pulse duration is limited to about 300 fs, which is 3 times beyond the expected value (100 fs) inferred from the simulations and from the experimental characterization of the energetic electrons at the origin of the $K_\square$ radiation.

InSb thermal response to the heating

Once the laser energy is absorbed by the lattice through the excitation of the valence electrons to the conduction band, it is released through the excitation of optical phonons which decay in acoustic phonons. We can see in Figure 6 that the thermal response of the lattice, revealed by a shift of the rocking curve (compression), appears from about 4 ps at fluences above the threshold of the phase transition. The shift

then gradually increases and at the same time the rocking curve broadens. The magnitude of the shift indicates a maximum strain as high as -0.3 %. Later, a component with the opposite shift appears, indicating an expanded lattice. If the propagation of the heat-induced strain is described by a wave equation (acoustic), one can obtain a simple analytical solution[20], which consists of a static expansion near the surface and a strain wave travelling into the solid at the speed of sound, with a compressive front and an rarefaction tail as it was already observed[4,6] in a recent picosecond time-resolved x-ray diffraction experiment. X-ray diffraction simulations using this strain profile show that the rocking curves observed at long delays are consistent with an intense compressive wave travelling at the speed of sound (5×10^3 m/s).

Analysis of the sample long after the excitation revealed the formation of craters with thickness about 200 Å, smaller than the depth over which the lattice is disordered. This rules out the possibility of a solid-plasma transition and further supports that disordering at the earlier stage was high enough to produce melting, followed by ablation of a superheated liquid[21] and recrystallisation. A full recovery of the x-ray diffracted signal in the center of the excited area is observed to occur in a few nanoseconds. Optical measurements show that a solid-plasma transition only occurs for intensities larger than 200 mJ/cm^2.

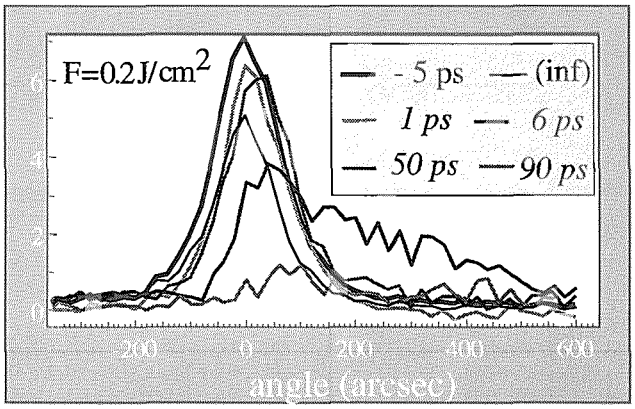


Figure 6: Experimental rocking curves obtained at 0.2 J/cm2 in InSb.

Conclusion

We have characterized the duration of the non-thermal melting of semiconductors using femtosecond xray diffraction with a laser-produced plasma x-ray source[12]. The use of x-ray radiation has allowed us to precisely determine the thickness of the molten layer as a function of the exciting fluence. The use of asymmetrically-cut InSb and thin films of CdTe deposited on GaAs substrate has significantly increased the signal to noise ratio between the crystalline phase and the liquid phase. At high exciting fluences (200 mJ/cm^2), we have found that it takes 350 fs to melt 700 Å at the surface of the semiconductor.

References

1. Rousse, A., Rischel, C. & Gauthier, J. C., "Femtosecond x-ray crystallography," Rev.Mod. Phys. **73**, pp. 17-31, 2001.
2. Rousse, A. et al., "An Efficient Kα X-ray Source from Femtosecond Laser-Produced Plasmas," Phys. Rev. E **50**, pp. 2200-2207, 1994.
3. Rischel, C. et al., "Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from laser-heated organic films," Nature **390**, pp. 490-492, 1997.
4. Rose-Petruck, C. et al., "Picosecond-milliangström lattice dynamics measured by ultrafast X-ray diffraction," Nature **398**, pp. 310-312, 1999.
5. Siders, C. W. et al., "Detection of non-thermal melting by ultrafast x-ray diffraction," Science **286**, pp. 1340-1342, 1999.
6. Lindenberg, A. M. et al., "Time-resolved X-ray diffraction from coherent phonons during a laser-induced Phase transition," Phys. Rev. Lett. **84**, pp. 111-114, 2000.
7. Larsson, J. et al., "Ultrafast X-ray diffraction using a streak-camera detector in averaging mode," Optics Letters **22**, pp. 1012-1014, 1997.
8. Chin, A. H. et al., "Ultrafast structural dynamics in InSb probed by time-resolved X-ray diffraction," Phys. Rev. Lett. **83**, pp. 336-339, 1999.
9. Schoenlein, R. W. et al., "Femtosecond X-ray pulses at 0.4 Å generated by 90° Thomson

scattering: a tool for probing the structural dynamics of materials," Science **274**, pp. 236-238, 1996.
10. Schoenlein, R. W. et al., "Generation of femtoseconds pulses of synchrotron radiation," Science **287**, pp. 2237-2240, 2000.
11. Wulff, M., Bourgeois, D., Ursby, T., Goirand, L. & Mourou, G. in Time-resolved diffraction (eds. Helliwell, J. R. & Rentzepis, P. M.) 195-228 (Clarendon Press, Oxford, 1997).
12. Rousse, A. et al., "Non-thermal melting in semiconductors measured at femtosecond resolution," Nature **410**, pp. 65 - 68, 2001.
13. Uschmann, I., Förster, E., Gäbel, K., Hölzer, G. & Ensslen, M., "X-ray Reflection properties of Elastically Bent Perfect crystal in Bragg Geometry," J. Appl. Cryst. **26**, pp. 405, 1993.
14. Pronko, P. P. et al., "Machinig sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm," Optics Communications **114**, pp. 106-110, 1995.
15. Sokolowski-Tinten, K., Bialkowski, J., Boing, M., Cavalleri, A. & Linde, D. v. d., "Thermal and nonthermal melting of gallium arsenide after femtosecond laser excitation," Phys. Rev. B **58**, pp. R11 805 - R11 808, 1998.
16. Sokolowski-Tinten, K., Bialkowski, J. & von der Linde, D., "Ultrafast laser-induced order-disorder transitions in semiconductors," Phys. Rev. B **51**, pp. 14186-14198, 1995.
17. Graves, J. S. & Allen, R. E., "Response of GaAs to fast Intense Laser pulse," Phys Rev. B **58**, pp. 13627-13633, 1999.
18. Graves, J. S. & Allen, R. E., "Electronic and structural response of semiconductors to ultra-intense laser pulses," to be published, pp., 1997.
19. Shumay, I. L. & Höfer, U., "Phase transformations of an InSb surface induced by strong femtosecond laser pulses," Phys. Rev. B **53**, pp. 15878-15884, 1996.
20. Thomsen, C., Grahn, H. T., Maris, H. J. & Tauc, J., "Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses," Phys. Rev. B **34**, pp. 4129-4137, 1986.
21. Sokolowski-Tinten, K. et al., "Transient states of matter during short laser pulse ablation," Phys. Rev. Lett. **81**, pp. 224-227, 1998.

JP0250426

3. Multi-millijoule, deeply saturated X-ray laser at 21 nm and its early applications at PALS

Bedřich RUS [1], Tomáš MOCEK [1], Ansgar R. PRÄG [1], Michaela KOZLOVÁ [1]

Gérard JAMELOT [2], Jean Claude LAGRON [2], Antoine CARILLON [2], David ROS [2]

Denis JOYEUX [3], Daniel PHALIPPOU [3]

[1] Gas Lasers Department / PALS Research Centre, Institute of Physics
Academy of Sciences of the Czech Republic, 18221 Prague 8, Czech Republic

[2] Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Bâtiment 350
Université Paris-Sud, 91405 Orsay cedex, France

[3] Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Bâtiment 503
Université Paris-Sud, 91403 Orsay cedex, France

We present a brief overview of the development of soft X-ray lasers (XRL), recently carried out at the PALS Research Centre. The PALS a is newly established laboratory and its hardware relating to X-ray lasers was introduced in the 2nd Symposium on Advanced Photon Research at JAERI in November 2000. The main achievement of the first X-ray laser experimental campaign at PALS is deeply saturated soft X-ray laser at 21.2 nm operating in double-pass regime. It uses as the active medium a 30-mm zinc plasma column produced by net energy of ~500 J. A multilayer mirror mounted in a compact and fully automated pad makes it possible to carry out ~100 X-ray shots. The laser provides a narrowly collimated and highly coherent beam with energy of about 4 mJ, corresponding to peak power of ~40 MW, and represents one of the most powerful soft X-ray lasers demonstrated to date.

Keywords: X-ray laser, ASE system, multilayer optics, X-ray interferometer

1. Introduction

Despite numerous recent achievements in development of transiently pumped collisional X-ray lasers (see e.g. [1-3]), laser-plasma systems driven in the regime of a few hundred ps down to sub-100-ps offer the possibility to produce currently the largest pulse energy and the largest peak spectral brightness. The newly established PALS (Prague Asterix Laser System) Centre [4,5], hosting a kilojoule-class iodine laser which is an upgraded version of the former Asterix IV [6], offers a convenient platform to develop X-ray lasers driven by multi-100-ps pulses and to foster their derivative applications. Although PALS is a multipurpose laboratory, its interaction facilities [7] make it possible to accommodate versatile illumination geometries, and to achieve a high positioning and alignment accuracy of both the X-ray laser assembly and of a remote application object.

The goal of the first XRL experiment undertaken at PALS was to implement a double-pass saturated laser at 21.22 nm at the transition $(2p^5{}_{1/2}3p_{1/2})_{J=0} \rightarrow (2p^5{}_{1/2}3s_{1/2})_{J=1}$ in Ne-like zinc [8], using plasmas of 3 cm in length. The objective was to achieve a routinely, fully automated XRL possessing as high as possible optical quality of the emitted beam, which would be robust with respect to small variations of the pumping conditions. An auxiliary objective was to demonstrate the efficiency of this laser in fine interferometric applications of solid state surfaces, specifically in nanometric-scale probing of niobium cathodes subjected to large electrical fields.

2. Experimental setup

The experimental setup is shown in Fig.1. The amplifying plasma is created by irradiating zinc slabs by a sequence consisting of a prepulse, delivered by an independent beam, and of a main pulse delivering typically 500 J of net energy and producing an irradiance of $\sim 2.8 \times 10^{13}$ Wcm^{-2}.

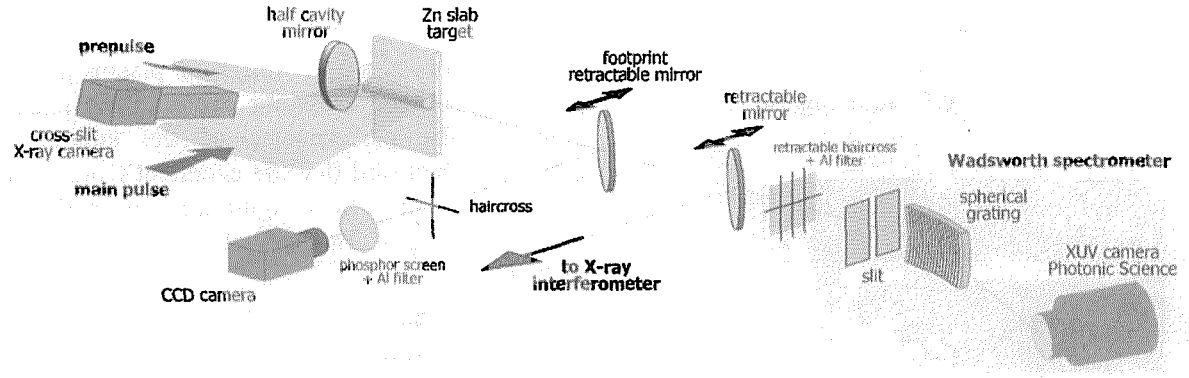


Figure 1. Experimental setup (not to scale). The cross-slit camera is located in the space between the prepulse and main laser beams. The half-cavity mirror is positioned at 8.5 mm from the plasma end.

The main beam is line-focused by a novel composite optics consisting of a matrix of 10 plano-concave cylindrical lenses, mounted in a partitioned support, and a single aspherical lens. The system, schematically shown in Fig.2, is capable to produce a line focus having a uniform width over its full 3-cm length and a highly uniform intensity distribution, for much lower price than a system consisting of single-piece cylindrical lens segments.

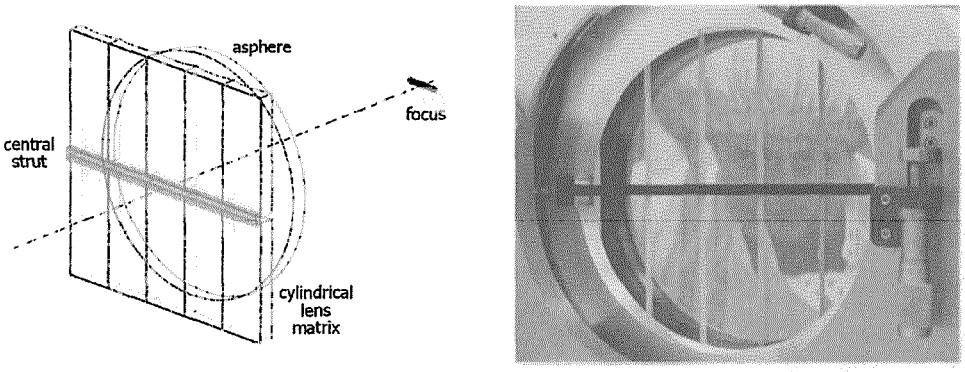
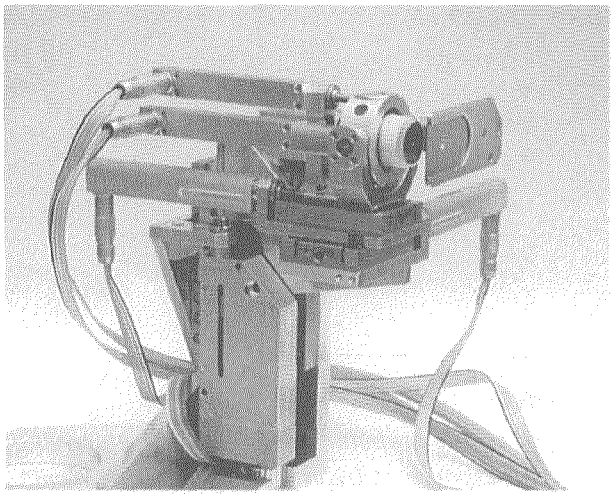


Figure 2. Composite f/3 line-focusing optics, consisting of a matrix of 10 cylindrical lens segments, and of a single aspherical lens.

The emerging XRL beam may be alternatively detected in three diagnostic channels. When no switching mirrors in the beam path are employed, the emitted signal is spectrally analysed in an XUV spectrometer. By making the beam reflect off the respective retractable mirror, the beam is sent either to a footprint (far-field) monitor or to a Fresnel X-ray interferometer (not represented in Fig.1).



The double-pass XRL operation is achieved by a multilayer mirror positioned near one plasma end and providing an optical feedback for the ASE emission emerging from the plasma. The experiment uses a fully automated compact assembly, shown in Fig.3. The mirror is protected from plasma debris by an independently positioned shield with a small hole to pass the XRL beam, restricting the damage area to a spot of about 1 mm in diameter, and allowing one mirror to be used for as many as 100 shots.

Figure 3. Fully automated 5-axis half-cavity pad, designed for 1-inch-diam mirrors.

3. Experimental results

The quality of the generated line focus as well as a high uniformity along the full 3-cm plasma length are apparent from Fig.4, showing the X-ray image recorded by the cross-slit camera. The image illustrates the performance of the composite optics; it is believed that the excellent features of the line focus have been significant for achieving the reported performance of the X-ray laser studied.

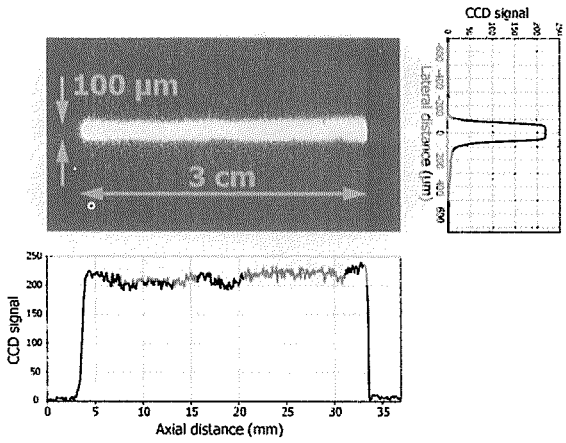


Figure 4. Multi–keV image of the plasma column, generated by the composite optics from Fig.2.

A typical footprint record of the double-pass XRL beam, corresponding to the optimum feedback conditions, is shown in Fig.5. The beam emerges from the plasma under an angle of ~5 mrad with respect to the target surface, and its horizontal and vertical divergence is 3.8(±0.5) and 5.8(±0.5) mrad, respectively. A high spatial quality of the beam, namely of its central part, is apparent. It is to be emphasised that the beam intensity and it profile were observed to be largely robust with respect to different pumping conditions.

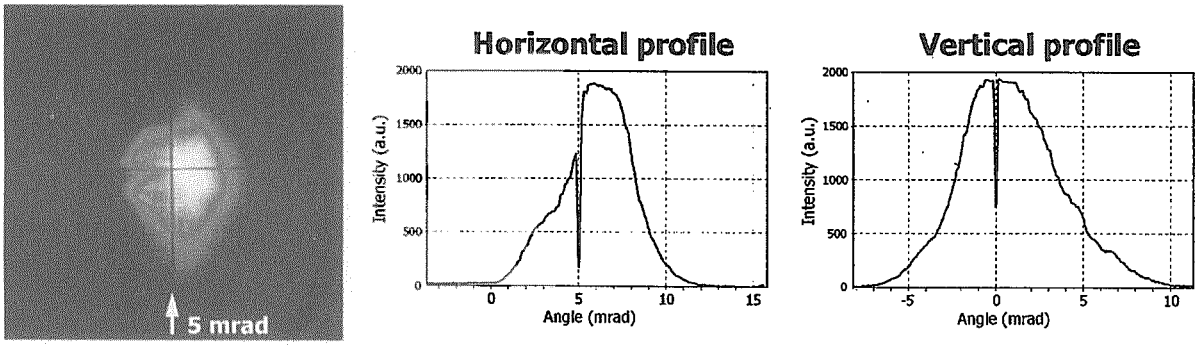


Figure 5. Far-field pattern (footprint) of the 21.2 nm X-ray beam produced by the half cavity.

The dependence of the X-ray laser output on the prepulse was examined for prepulse energies ranging from 0.75 to 17 J, while the prepulse focus conditions, as well as parameters of the main beam, were kept unchanged. The obtained dependence is displayed in Fig.6. The laser is optimised for a prepulse energy of 1.6 J, corresponding to a prepulse to main pulse contrast ratio of ~6×10^{-4} (cf. also [9,10]).

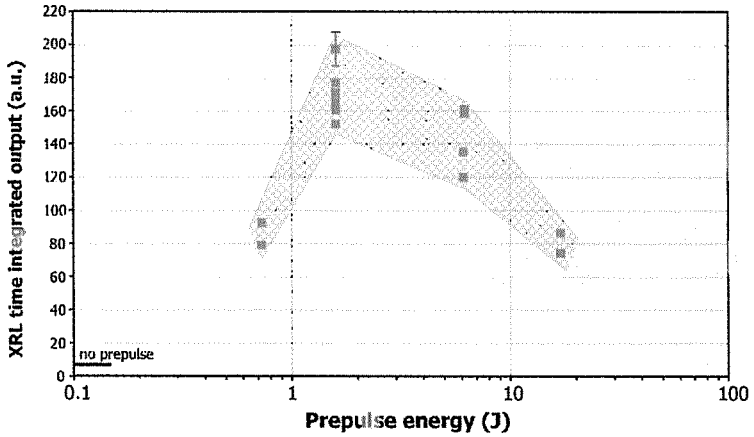


Figure 6. Sensitivity of the single–pass X-ray laser output on the prepulse energy (prepulse arriving 10 ns ahead of the main pulse). The optimum prepulse corresponds to irradiance of ≈2×10^{10} Wcm^{-2}.

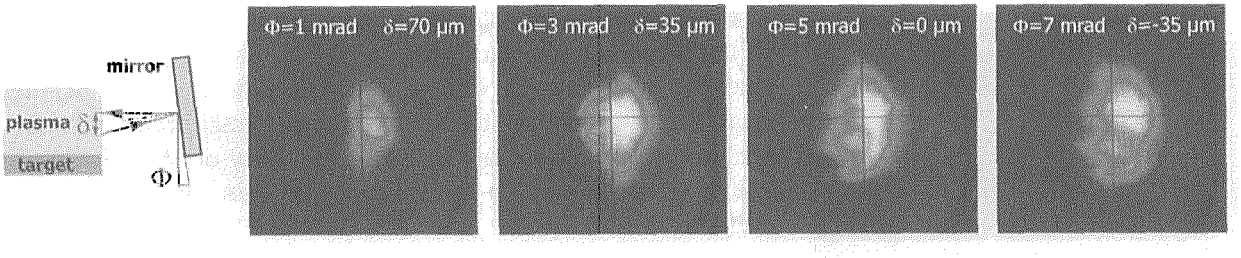
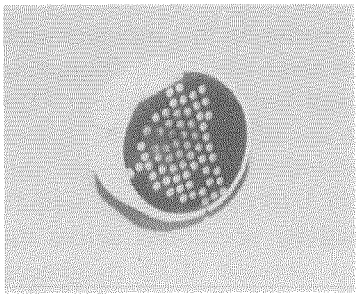


Figure 7. Sensitivity of the double-pass output to the half-cavity mirror angle Φ. At Φ = 5 mrad, the central ray of the XRL beam is re-injected to the plasma along the reverse trajectory.

The half-cavity configuration was optimised with respect to the reinjection angle under which the ASE emission was fed back to the plasma for return amplification. A sequence of footprints obtained for half-cavity mirror tilt of 1, 3, 5, and 7 mrad is shown in Figure 7. It is seen that both the intensity and the beam quality are optimised for a mirror angle of 3 mrad, where the emission fed back samples a plasma region ~35 μm in front of the position where it emerged, providing an indication about the gain region expanding with time away from the target. Furthermore, the data from Fig.7 can be used to assess the width of the gain region, amounting in this case to ≈50 μm [11].



The half cavity using a flat mirror has become a routine component of our XRL experiments, exhibiting excellent shot-to-shot reproducibility. We were able to stack up the individual damage areas in a way allowing us to perform about 100 shots using one single mirror, without any additional realignment.

Figure 8. The half-cavity mirror after more than 60 shots, which are marked by impacts on the Mo:Si multilayer structure. The ability of one mirror to accommodate about hundred X-ray laser shots is seen.

The coherence measurements of the demonstrated zinc X-ray laser were performed using a Fresnel double-mirror wavefront splitting interferometer, developed at the Université Paris-Sud [12]. The XRL beam was relayed to this device via reflection off the second 45° retractable mirror, as seen from Fig.1. The beam is incident to the double mirror, located at 3 m from the plasma, at a grazing incidence angle of 6 degrees. In order to increase the detected fringe spacing, the phosphor-coated CCD camera is inclined to view the interference pattern under a small angle (see Fig.9).

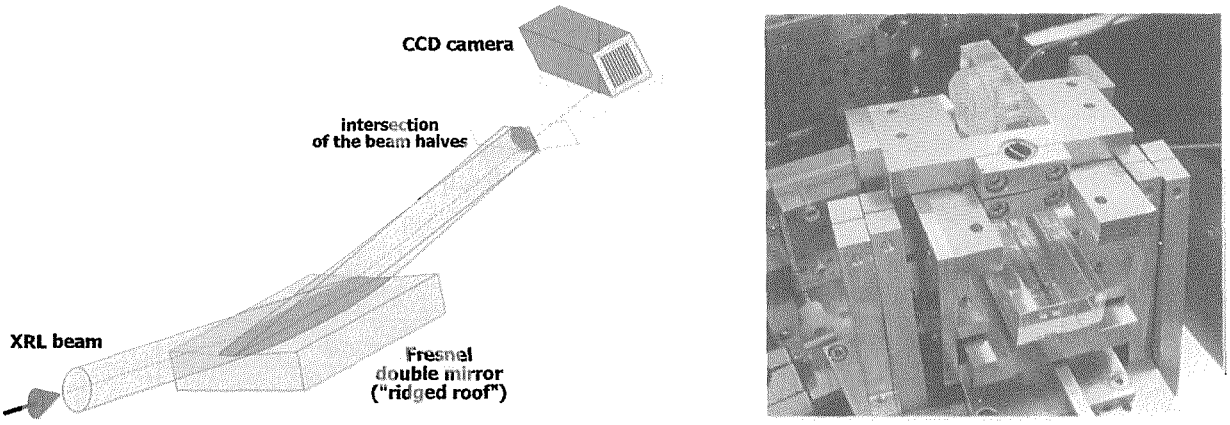
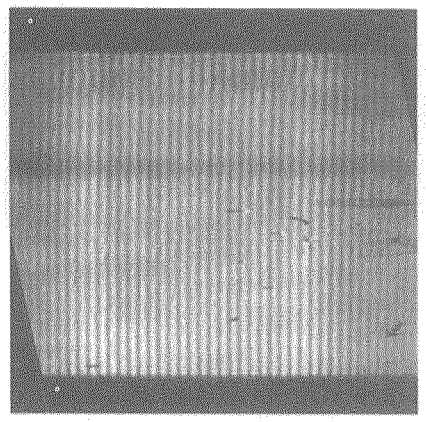


Figure 9. Schematic of the Fresnel double mirror X-ray interferometer and its photograph (a view in a direction counter to the X-ray beam).

An interferogram produced by the half-cavity XRL beam is shown in Fig.10. The fringes are well straight along the whole image, indicating a high quality of the beam wavefront. The fringe visibility $(I_{max}-I_{min})/(I_{max}+I_{Imin})$ in the central intense region of the interferogram amounts typically to ~0.45. It is



also seen that discernable fringes appear equally on the periphery of the interferogram, indicating an appreciable spatial coherence over a large section of the X-ray beam. A more detailed quantitative analysis of the collected interferometric data, including dependence of the fringe visibility on the XRL pump energy (and thereby on the small-signal gain) may be found in Ref.[11].

Figure 10.Example of an interferogram produced by the half-cavity 21.2-nm beam. The fringe straightness provides evidence about a high quality of the wavefront profile of the X-ray beam. The grain of the record as well as the scratches comes from the CCD camera phosphor layer.

A part of the beamtime during the pilot X-ray laser experiment at PALS was dedicated to interferometric measurements of solid-state surfaces. Specifically, changes of the surface profile of a Nb cathode subjected to large electrical fields (up to ~65 MVm^{-1}), occurring both prior and afterwards an accidental microdischarge, were observed. To this goal, the XRL beam was reflected off the surface of the Nb cathode under a small angle, before arriving at the Fresnel double mirror.

Figure 11 shows an example from the sequence of the interferograms taken during this measurement, corresponding to the Nb surface under 62.5 MVm^{-1} afterwards a microdischarge (the noise originating in the phosphor grain was removed by FFT filtering). The indicated 1-μm scale corresponds to the difference of the surface elevation, demonstrating the resolution capability of this technique of ~10 nm (approximately 1/10 of the fringe period). The image also shows local reflectivity alterations across the cathode surface, suggesting a local increase of its roughness. The analysis of the obtained data is currently underway [13].

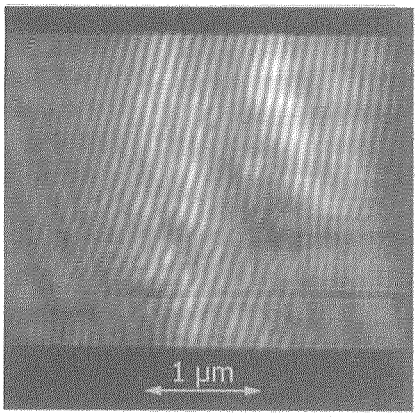


Figure 11. Example of an interferogram of the surface of a Nb cathode subjected to 62.5 MVm^{-1}, obtained following a microdischarge. The fringe period corresponds to an elevation of ~100 nm at the cathode surface. The phosphor grain (visible in the raw data in Fig.10) was removed by FFT filtering.

3. Summary and prospects for future applications

We have demonstrated a deeply saturated X-ray laser at 21.2 nm, pumped by ~500 J of net energy delivered in typically 450-ps pulses. The laser operates in double-pass regime, employing a flat multilayer mirror located at 8.5 mm from the plasma end. It also delivers fairly stable output parameters over a broad range of pumping conditions. The main achieved parameters (corresponding to the half-cavity output) are summarized in the below table.

Wavelength	21.22 nm
Output pulse energy	4 mJ
Number of photons per pulse	3×10^{14}
Output pulse duration	80-100 ps (*estimated*)
Peak power	40 MW
Beam divergence (h ×v)	3.5 × 5.5 mrad
Peak spectral brightness ($\Delta\lambda/\lambda=10^{-3}$)	10^{27} photons s^{-1} mm^{-2} $mrad^{-2}$
No of shots with one target / mirror	~ 100

The performed interferometric application demonstrated the good spatial coherence of this XRL and thereby its prospects in high-resolution interferometry of both surfaces and plasmas. Future XRL experiments at PALS will be partially dedicated to interferometry applications, using especially a Lloyd mirror interferometer that is currently being developed. Apart from further optimisation of this laser at 21.2 nm, through increasing the prepulse separation from the main pulse and/or shaping the prepulse focus profile, effort will be spent on achieving amplification at shorter wavelengths, especially near 13 nm where the performance of Mo:Si multilayer optics is optimised.

We will most notably spend our efforts on specific applications of the described 21.2-nm laser, which would be able to benefit from the unique combination of the high energy delivered in a single pulse and of the beam quality. As an example, it will be possible to perform experiments devoted to soft X-ray ablation of solids, and/or to generation of high-energy density plasmas relevant to laboratory astrophysics.

References

[1] X-Ray Lasers 1998, *Proceedings of the 6th International Conference on X-Ray Lasers*, ed. by Y.Kato, H.Takuma, and H.Daido, Institute of Physics Conference Series No.159 (IOP, Bristol, 1999)

[2] X-Ray Lasers 2000, *Proceedings of the 7th International Conference on X-Ray Lasers*, ed. by G.Jamelot, C.Möller, and A.Klisnick, Journal de Physique IV 11, Pr2, EDP Sciences (Les Ulis, 2001)

[3] J.Dunn, Y.Li, A.L.Osterheld, J.Nilsen, J.R.Hunter, and V.N.Shlyaptsev, Phys.Rev.Lett. 84, 4834 (2000)

[4] B.Rus, K.Rohlena, J.Skála, B.Králiková, K.Jungwirth, J.Ullschmied, K.J.Witte, and H.Baumhacker, Laser Part.Beams 17, 179 (1999)

[5] K.Jungwirth, A.Cejnarová, L.Juha, B.Králiková, J.Krása, E.Krouský, P.Krupičková, L.Láska, K.Mašek, T.Mocek, M.Pfeifer, A.Präg, O.Renner, K.Rohlena, B.Rus, J.Skála, P.Straka, and J.Ullschmied, Phys.Plasmas 8, 2495 (2001)

[6] H.Baumhacker, G.Brederlow, E.E.Fill, R.Wolk, S.Witkowski, K.J.Witte, Appl.Phys. B 61, 325 (1995)

[7] B.Rus, T.Mocek, A.R.Präg, J.C.Lagron, M.Hudeček, G.Jamelot, and K.Rohlena, J.Phys.IV 11, Pr2-589 (2001)

[8] B.Rus, A.Carillon, P.Dhez, P.Jaeglé, G.Jamelot, A.Klisnick, M.Nantel, and P.Zeitoun, Phys.Rev.A 55, 3858 (1997)

[9] A.G.MacPhee, C.L.S.Lewis, P.J.Warwick, I.Weaver, P.Jaeglé, A.Carillon, G.Jamelot, A.Klisnick, B.Rus, P.Zeitoun, M.Nantel, P.Goedtkindt, S.Sebban, G.J.Tallents, A.Demir, M.Holden, and J.Krishnan, Opt.Comm. 133, 525 (1997)

[10] S.Sebban, H.Daido, N.Sakaya, Y.Kato, K.Murai, H.Tang, Y.Gu, G.Huang, S.Wang, A.Klisnick, P.Zeitoun, F.Koike, and H.Takenaka, Phys.Rev.A 61, 043810 (2000)

[11] B.Rus, T.Mocek, A.R.Präg, M.Kozlová, G.Jamelot, A.Carillon, D.Ros, D.Joyeux, D.Phalippou, submitted to Phys.Rev.A (2002)

[12] J.Svatos, D.Joyeux, D.Phalippou, and F.Polack, Opt.Lett. 18, 1367 (1993)

[13] D.Joyeux et al, in preparation

JP0250427

4．軟X線用多層膜回折格子の作製と評価

Fabrication and Evaluation of a Multilayer-Coated Grating for Soft X-rays

柳原 美広

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

Mihiro YANAGIHARA

Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University

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

We applied a Mo/B_4C multilayer coating to a laminar holographic grating with 2400 grooves/mm and 1-m radius of curvature. By use of synchrotron soft x-rays the multilayer-coated grating was evaluated to have diffraction efficiencies of 3.1% and 0.017% for s- and p-polarized radiation, respectively, at a 6.7-nm wavelength at a 45.35° grazing angle of incidence in the +1 (inside) grating order. Thus the polarizance was estimated to be 98.9% at least. The zero order peak was suppressed by the destructive interference caused by the groove profile.

Keywords: Multilayer, Grating, Soft X-ray, Polarization, Diffraction efficiency

1. はじめに

軟X線多層膜は反射率だけでなく、Brewster 角（約 45°）付近では高い偏光能を示すことが知られている [1]。そこで回折格子に多層膜を蒸着することによって偏光子機能を併せ持った分光素子の実現が期待できる。これを可能にするのはスパッタ法などによる高反射率の多層膜作製技術とホログラフィー法とエッチング技術を組み合わせた新しい方法による表面の平滑な回折格子の開発に負うところが大きい。この多層膜回折格子を用いると、光学素子の数が少なく、構造が簡単な分光計が実現できるだけでなく、これにより初めて軟X線領域での偏光分光が可能になる。この偏光分光計の用途として、例えば宇宙プラズマから発生している軟 X 線を観測し、そのプラズマの電気的、磁気的環境に関する情報を得ることが挙げられる。また、構造に異方性のある結晶について偏光成分毎に軟X線発光スペクトルを測定することにより、価電子帯の電子構造に関するより正確な情報が得られる。これまでの偏光分光素子の例として Seely らの研究が挙げられる [2]。彼らはイオンエッチングでブレーズ角をつけた回折格子に Mo/Si 多層膜を蒸着し、波長が 22.5nm（55eV）で入射角が 35°のときに回折効率と偏光能がそれぞれ 10%と 95-100%を記録したことを報告している。本研究では六方晶 BN[3]や TiB_2 など層状構造を持つ金属ホウ化物の B K 発光分光をターゲットにして、中心エネルギーが 184eV（6.7nm）の多層膜回折格子を作製し、その回折効率と偏光能の評価を放射光を用いて行なった [4]。これまでこのような高エネルギー領域で偏光分光素子の開発が試みられた例はまだ無い。本稿ではその評価の結果を中心に述べ、最後にそれを搭載した分光計の概略図を示すことにする。

2. 多層膜回折格子の作製と評価

ラミナー型回折格子は溝の深さを適当に選べばある波長に対しては0次光の反射ピークを抑えられることが知られている。入射する光の波長をλ、入射角をα、回折角をβ、またpを奇数とするとき、溝の深さが $p\lambda/\{2(\cos\alpha+\cos\beta)\}$であれば、波長$\lambda$の光について0次光の反射を抑制できるのである [5]。今、λ=6.7nm、$\alpha=\beta$=45°でp =3とすると、溝の深さは 7.1nm になる。実際に採用した基板回折格子はホログラフィー法で作製された島津製のラミナー型回折格子で、曲率半径は 1m、刻線密度は 2400 本/mm で溝の深さは 7.4(±2.5)nm であった。また、刻線部分は 60×60mm^2 であった。刻線面積が広いのは直入射型の発光分光計に用いるのに都合が良い。ラミナー型の溝の形状からは0次光の打ち消し合いだけでなく、偶数次光の回折効率が0になることも期待できる。蒸着する多層膜は光学定数とターゲットの入手のし易さから Mo/B_4C の対とし、45°入射のとき 184eV の反射率が最大になるように膜厚を設計した。この時の周期長は 4.76nm で、周期数は 50 周期にした。多層膜の蒸着にはマグネトロンスパッタ装置を用いた。実際には蒸着面内で膜厚周期に±1%の場所むらが出るようにターゲットのマスク形状を調節した。これは多層膜の反射波長範囲を B K発光帯に合わせて少し広げるためである。蒸着レートは Mo と B_4C についてそれぞれ 1.66nm/分と 0.66nm/分であった。作製した多層膜回折格子の回折効率の評価は Photon Factory の BL-12A で光学素子評価装置 [6]を用いて行なった。この装置の特徴は真空のままで装置全体を入射光軸を中心にして回転できることである。そのため、s 偏光と p 偏光についての反射率を真空を破らずに測定できるのである。この装置を用いた測定を図1に模式的に示した。分光器からの入射光は直径 1mm のピンホールを通過して試料に斜入射角θで入射する。この時現れる次数ごとの回折光強度分布を検出器を移動させながら記録する(ロッキングカーブ)。また試料を光路から外したとき直進する入射光の強度も同じ検出器によって測定し、回折効率を求める時の基準にする。検出器の位置での入射光や回折光のスポットの大きさは 1mm 以下であった。従って回折効率の絶対値を求めるには検出器に幅 1mm のスリットを取り付けた。評価に用いた光のエネルギー幅は 200eV で約 2.2eV であった。また、直線偏光度は以前に 400eV で測定し、94%以上であることを確かめている。

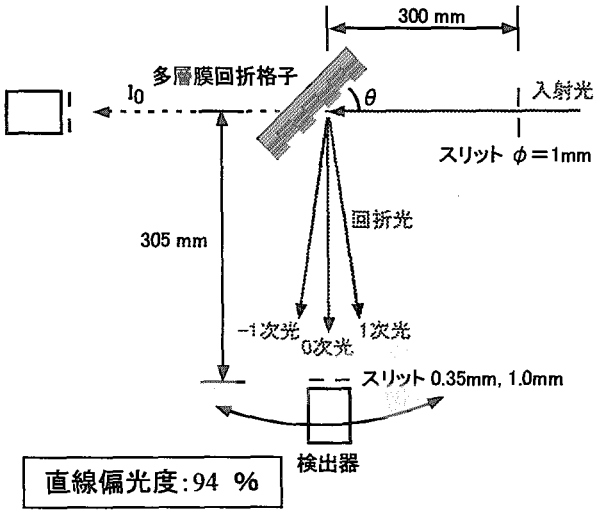


図1

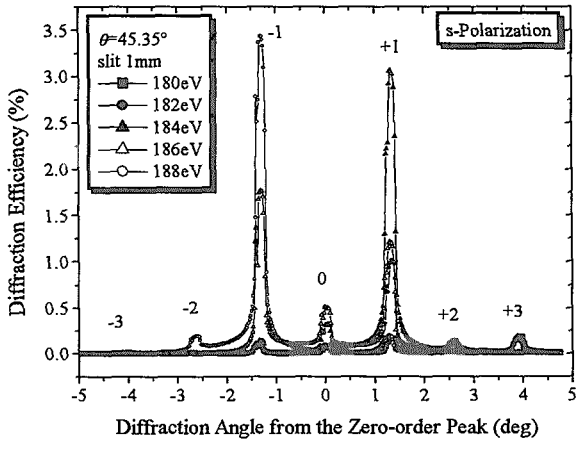


図2

3. 評価の結果－回折効率と偏光能－

放射光を用いて多層膜回折格子を評価した結果を示す。図2は184eVを含む180eVから188eVの五つのエネルギーのs偏光について斜入射角θ=45.35°に固定したときの回折角に対する回折効率の測定結果を示したものである。それぞれのピークに付した数字は回折次数を表している。測定は＋3次から－3次の回折ピークを含む範囲で行った。横軸の回折角は0次光の位置から測った角度で表示している。斜入射角を45.35°に固定したのは、その前の測定で入射光を中心エネルギー184eVに固定し、θを45°近傍で少しずつ変えて測定したとき、斜入射角θ=45.35°で＋1次回折光の効率が最大になることを確認したためである。図2から明らかなように、回折効率は＋、－1次で顕著である。＋1次回折光についてはやはり184eV(▲)のときが最大であり、その回折効率は約3.1%であった。一方、得られた回折効率の最大値としては188eV(○)のとき－1次光で3.4%を記録した。また、0次光ピークは1次光に比べて回折効率がかなり低く、期待通り回折格子の溝深さの効果が顕著に現れていることが分かる。0次光が完全に消えていないのは前章で述べたように溝深さの計算値と実際の値との少しのずれが主な原因である。また、偶数次光である＋、－2次光のピークが極めて低いのも顕著である。これも前章で触れたようにラミナー型回折格子の効果である。図2で示した結果を各次数ごとにピーク強度の入射エネルギーに対するスペクトルで示したのが図3である。実際に示したのは＋1次(▲)、－1次(△)と0次(○)である。＋1次光のスペクトルが180eVから188eVの範囲に亘っていることが分かる。この図には更に多層膜を蒸着する際、回折格子の傍に固定したSiウェハー上に蒸着した多層膜について同じ入射角で測定した反射率スペクトルも★で示されている。ピーク反射率は188eVで約19%である。このスペクトルは表面粗さが0.69nmとすると計算でも再現される。ピークエネルギーが＋1次光と比べて少し高エネルギー側にシフトしているのは回折格子とSiウェハーの取り付け高さに僅かなずれがあったものと考えられる。ここで注目するべきことは＋1次光と多層膜のスペクトルの半値幅がおよそ等しいことである。図4はp偏光について図2と同様な測定を行った結果を示している。184eV(▲)の＋1次光におけるp偏光の回折効率は0.017%であることが分かる。従って完全直線偏光が入射したと仮定した場合の偏光能は98.9%と見積もられる。実際の偏光能はそれより高いことが期待される。この値は多層膜偏光子にも匹敵しており、実用上の条件を十分満たしている。これまで述べたのは回折格子の中心部で評価した結果である。図5は回折格子の中

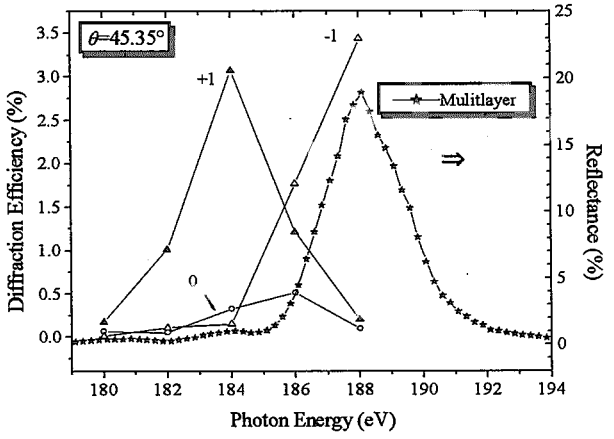


図3

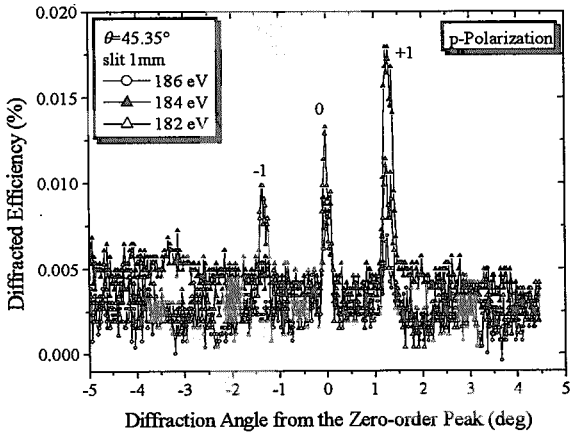


図4

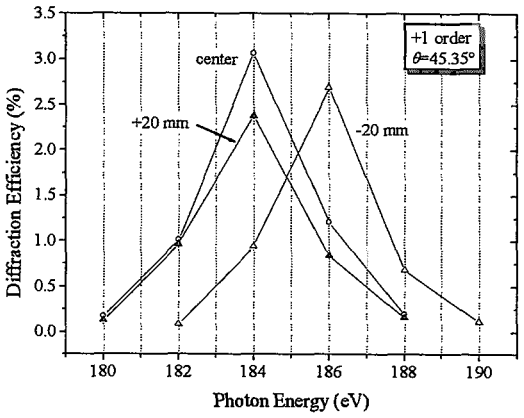


図5

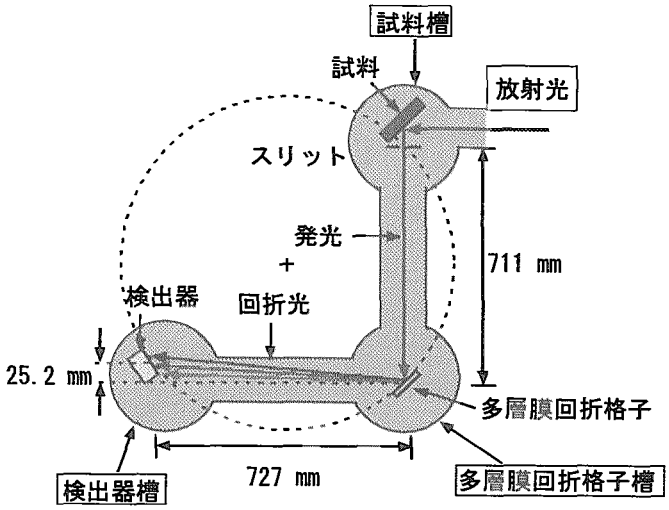


図6

央とそれから 20mm 左右に離れた点について各エネルギーでの＋1次光ピークの強度変化をプロットしたものである。全体のエネルギー幅は半値幅で約5eV であり、金属ホウ化物の B K発光帯を大体カバーしていることが確かめられた。

4. おわりに

多層膜回折格子によって軟 X 線領域で偏光子機能を併せ持った分光素子の実現が期待できる。本研究では曲率半径が 1m、刻線密度が 2400 本/mm で溝の深さが 7.4nm のラミナー型回折格子基板上に Mo/B_4C 多層膜をマグネトロンスパッタ装置で蒸着した。この時の周期長は 4.76nm、周期数は 50 周期であった。作製した多層膜回折格子の評価を放射光を用いて行った結果、184eV のs偏光を斜入射角 45.35°で入射したときの＋1次光の回折効率は約 3.1%であった。0次光は1次光ピークに比べて回折効率が著しく低く、回折格子の溝深さの効果が顕著に現れた。また、p 偏光の回折効率は 0.017%であり、偏光能は 98.9%以上と見積もられた。これらの結果は、作製した多層膜回折格子が直入射型の発光偏光分光計に使用できることを示している。最後に、評価した多層膜回折格子を搭載した発光偏光分光計の模式図を図6に示す。

本研究で PF における試料の評価は PAC No. 99-G363 の課題のもとで実施された。また本研究は科研費基盤研究(C)(No.11640306)の補助を受けて実施された。

参考文献

[1] P. Dhez, Nucl. Instrum. Methods **A261**, 66-71 (1987).

[2] J.F. Seely *et al.*, Appl. Opt. **34**, 7347-7354 (1995).

[3] M. Yanagihara *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 1626-1629 (1997).

[4] S. Ishikawa *et al.*, to be published in Appl. Opt. **41**, Feb. (2002).

[5] J.F. Seely *et al.*, Appl. Opt. **36**, 8206-8213 (1997).

[6] S. Mitani *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **60**, 2216-2218 (1989).

JP0250428

5 . High power fiber and waveguide lasers

Andreas TÜNNERMANN

Friedrich-Schiller-Universität Jena
Institut für Angewandte Physik
Max-Wien-Platz 1, D-07743 Jena, Germany
Tel: +49-3641/65-7640, Fax: +49-3641/65-7680
E-mail: tuennermann@iap.uni-jena.de

The first fiber lasers were operated in the beginning of the sixties at wavelenghts around one micron with output powers in the order of a few milliwatts. Owing to recent developments of reliable high brightness all solid state pump sources and the use of cladding pumping these devices are no longer restricted to low-power operation.

Output powers of more than 100 W have been achieved for diode pumped systems in cw-operation. The capability of fiber systems for extracting pulse energies as high as several millijoules at pulse durations in the range of 10 ns has been demonstrated most recently in Yb-doped fibers. Additional sufficient pulse stretching in the time domain using the chirped pulse amplification technique enables to reduce nonlinear pulse distortions in the fiber and to extract energies in the order of the saturation fluence limit of rare-earth doped fibers even in ultrashort pulse operation.

Nowadays, fiber lasers offer low-cost, easily produced sources at important wavelengths for applications in sience and technology. The current status of ultrashort pulse fiber lasers operating at high pulse energies in our labs will be reviewed.

Keywords: ultrafast laser, fiber laser and –amplifier, chirped pulse amplification

1. Introduction.

Fundamental investigations on laser matter interaction have shown that ultrashort laser sources are advantageous to machine various solid materials with high precision. Based on these investigations, several commercial applications in medicine and production technology have been proposed, for which pulses with energies ranging from 10 μJ to 1 mJ are needed. Today, regenerative amplifiers using chirped pulse amplification technique (CPA) are generally applied to realize these parameters with repetition rates of up to 10 kHz. However, the systems on the market are not suited for real world applications, due to their complex and bulky set up.

Applying the CPA technique in fiber amplifiers is very attractive for constructing compact and practical high-energy pulse sources with repetition rates above 1 MHz. Sufficient pulse stretching in the time domain enables to reduce nonlinear pulse distortions in the core and to extract energies in the order of the saturation fluence limit of rare-earth doped fibers. Short pulses are then generated by the incorporation of a compression stage. Neodymium and ytterbium-doped fibers can provide broad gain bandwidths (>50 nm), optical pumping efficiencies as high as 80% and high optical gain and power. Applying the double-clad fiber laser design cw powers in a single spatial mode beam of 107 W for diode pumped systems have been demonstrated most recently by us. A developed high-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched ns-fiber laser is capable of generating several millijoulse of output pulse energy at repetition rates in the multi kilohertz range and more than 50 W of average power at higher repetition rates, which impressively demonstrates the capability of fiber amplifier systems for extracting high pulse energies.

In this contribution a diode pumped CPA-fiber amplifier system, delivering pulse energies in the range of 100 μJ at repetition rates of several 10 kHz is reported. The compression of these pulses down to subpicosecond pulse duration is demonstrated.

2. Experimental

The experimental setup of our high-energy fiber CPA system is shown in figure 1. The system consists of a passively mode-locked, diode-pumped solid-state laser system, a fiber

stretcher, two single-mode neodymium-doped fiber preamplifiers, two ytterbium-doped fiber power amplifiers and a diffraction-grating compressor. As a femtosecond seed source a Nd:glass laser system is applied, which is based on a semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) (Time-Bandwidth Products GLX-200). The laser is running at 82 MHz repetition rate, producing pulses as short as 150 fs at ~1060 nm and an average power of 100 mW. After adjusting the repetition rate of the seed pulses in a first acousto-optic modulator (AOM I) to 2 MHz, about 25 pJ pulse energy was coupled into a dispersive delay line, consisting of a 2000-m length of step-index single-mode fiber (Newport F-SY, 7.7 μm mode field diameter,

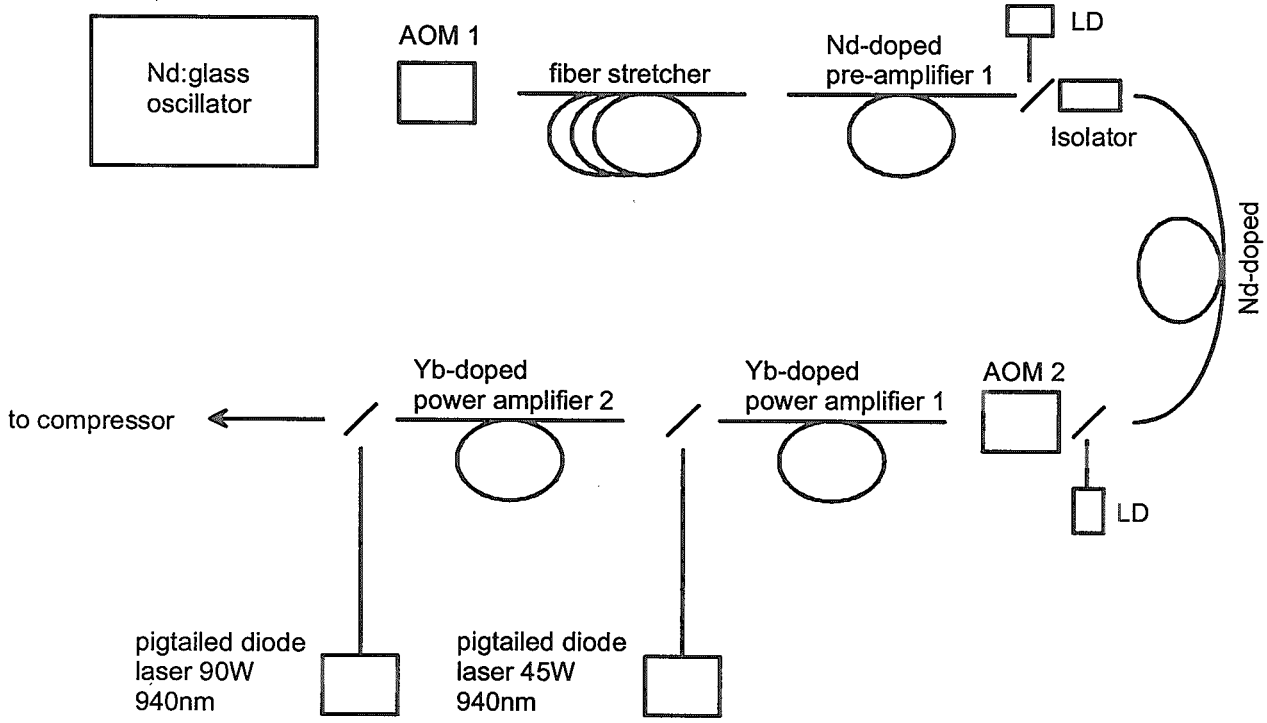


Fig. 1. Experimental setup of the high-energy fiber CPA system (LD - laser diode, AOM – acousto-optic modulator).

D ≈ - 39 ps/km/nm), which stretched the pulses to a width of about 800 ps. The broadened spectrum ($\Delta\lambda$ = 9.9 nm) compared with the transform limited spectrum of the Nd:glass oscillator ($\Delta\lambda$ = 6.9 nm) is due to inherent self phase modulation in the 2 km long stretcher fiber. The preamplifiers are constructed using double clad fibers doped with 8000 ppm (mol) neodymium. The diameter of the active core is 6 μm at a numerical aperture of 0.16 (λ_{cutoff} < 1 μm), the pump core diameter is 100 μm at a NA of 0.38. The length of the preamplifiers is 1 and 3 m, respectively. Both amplifiers are pumped by diode lasers at 810 nm. After the second

preamplifier, the pulse energy has increased to 5 nJ, corresponding to a net gain of 23 dB. The spectral width is narrowed to about 6 nm, because of the misfit between the gain spectrum of the used neodymium-doped fibers and the pulse spectrum of the oscillator. In addition, the pulses are shortened due to the amplification process to about 500 ps. In order to suppress amplified spontaneous emission one has to run this preamplifier stage at repetition rates higher than 1 MHz. To vary the repetition rate of the power amplifier stage, we employed a second acousto-optic modulator (AOM II) before seeding the power amplifier stage. The first power amplifier is using a 10 m long ytterbium-doped double clad fiber fabricated by IPHT Jena. A fiber coupled diode laser delivering 45 W at 940 nm is employed as pump source. The diameters of the active core and the D-shaped pump core are 11 μm (NA = 0.16) and 400 μm

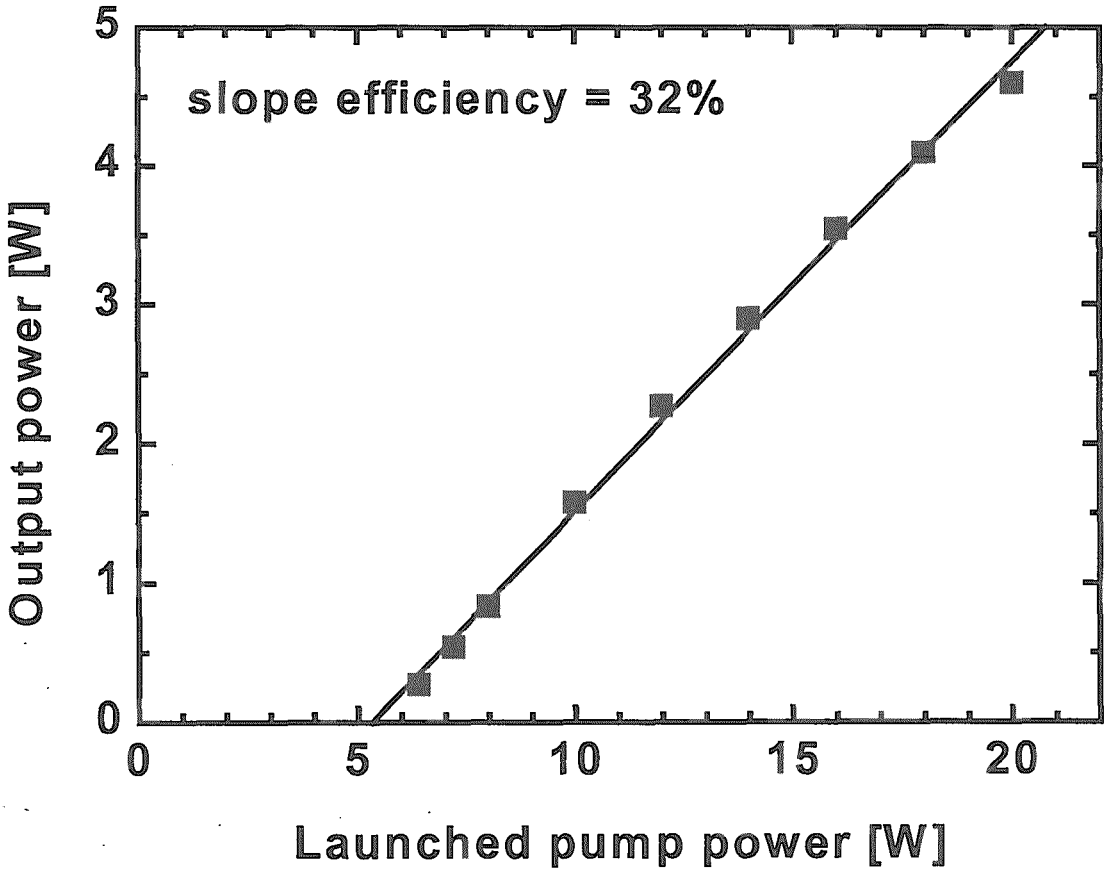


Fig. 2. Slope efficiency of the first cw cladding-pumped Yb-doped power amplifier at 2 MHz repetition rate.

(NA = 0.38), respectively. The ytterbium doping concentration is 6500 ppm (mol). When seeded with 1.5 nJ at a repetition rate of 2 MHz, we were able to generate average powers up to 4.6 W of amplified pulses with a launched pump power of 20 W. In this case the slope efficiency yields to 32% and is shown in figure 2. The broadened and red shifted spectrum of the amplified pulses ($\Delta\lambda$ = 6.9 nm) with respect to the seed pulses ($\Delta\lambda$ = 5.9 nm) could result from the self phase modulation and the asymmetrical gain, which the pulses suffer in the first Yb-doped fiber power amplifier. Reducing the repetition rate of AOM II to 32 kHz an average power as high as 3.2 W could be reached, resulting in pulse energies of 100 μJ without any significant changes in intensity spectrum. The spatial beam profile of the amplified pulses, analyzed by a Coherent BeamMaster, is nearly diffraction limited with a M^2 ~ 1.7. The stretched and amplified pulses were compressed using a conventional diffraction-grating compressor. In order to demonstrate the possibility of compression of the generated 100 μJ pulses, we picked up a fraction of the amplifier output with a single-mode fiber and sent it through a pair of 1200 l/mm gratings. Even though we used no polarization maintaining fibers, the efficiency of the compressor in a double pass is 25%. Best compression was found at a grating separation of ~ 530 cm to about 850 fs. The pulse duration is limited due to third order dispersion effects of the fiber stretcher, which can not be compensated by a grating compressor because the third order dispersion of a grating pair has the same sign (positive) as the third order dispersion of the fiber. This result is comparable to the generated pulse widths in the early years of CPA using Nd:bulk amplifiers. But in our case with the 11μm-fiber we are able to extract the stored energy from Yb-doped materials which posses almost one order of magnitude higher saturation fluences (E_{sat} ~ 30 J/cm^2). The second power amplifier is constructed using 3-m length of fiber with a 50-μm diameter, 0.16-NA ytterbium-doped core, a 400-μm D-shaped inner cladding with NA = 0.38, and a polymer outer cladding. This fiber is also fabricated by IPHT Jena. When seeded with 1.7 μJ at a repetition rate of 2 MHz, we were able to produce average powers up to 22 W of amplified pulses with a launched pump power of 50 W. The slope efficiency of the last amplifier stage is as high as 52%. Reducing the repetition rate of AOM II to 128 kHz the pulse energies could be increased up to 130 μJ, i.e. an average power of 16.5 W. A smooth beam profile was observed emerging the last power amplifier with a M^2 ~ 7. The compression of the emitted pulses to few ps is possible, but we observed a strongly modulated autocorrelation trace with broad wings due to interference between guided modes.

3. Conclusion

In conclusion, we have demonstrated the potential of high-gain Yb-doped fiber amplifier systems to provide ultrashort pulses with average powers in excess of 20 W, which is capable for real world applications of ultrafast lasers. A further power scaling to the millijoule level is presently under progress based on the experience in the amplification of ns-pulses.

Acknowledgements. This project is partly founded by the Bundesministerium für Bildung und Forschung

JP0250429

6．レーザー励起極短パルスX線を用いた超高速ナノ構造ダイナミックス研究

Study on the ultra-fast dynamics of nano-structures using laser produced ultra-short x-ray pulses

大道　博行

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

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

An ultra-short x-ray pulse is produced by an ultra-short laser pulse driven plasma as a source for time resolved x-ray diffraction measurement, EXAFS and other ultra-fast measurements. A longer time scale behavior also is recorded by x-ray microscopy measurement. We envision that the present ultra-short pulse laser technique will contribute to the nano-technology.

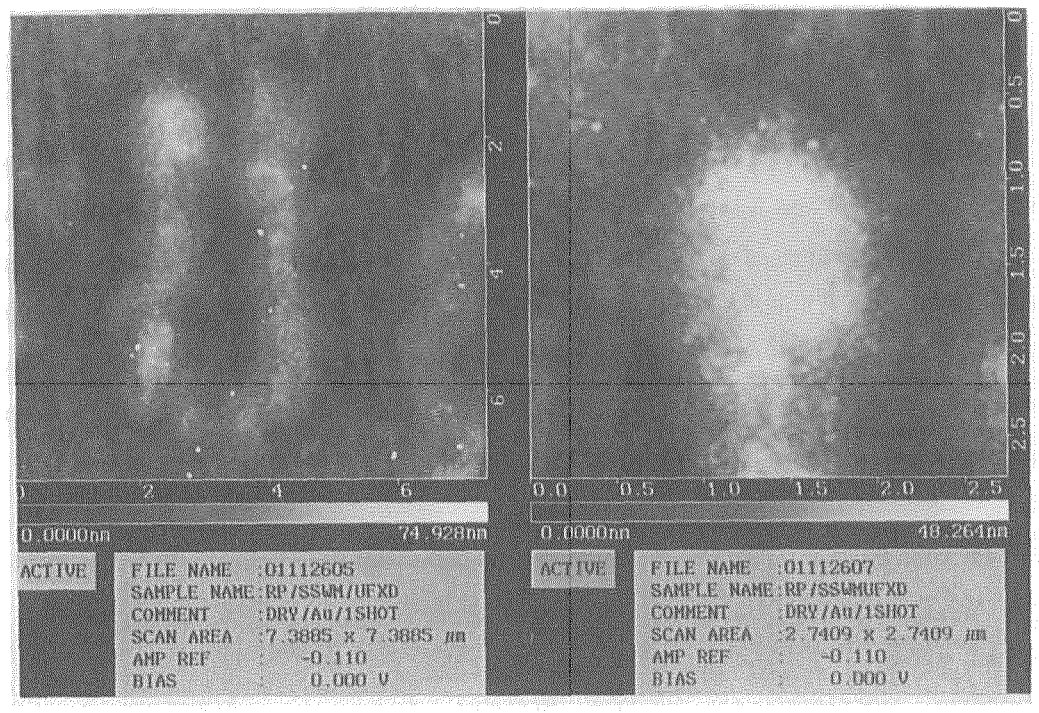
Keywords: Ultra-short pulse, pump-probe experiment, Inner-shell transition, Soft-x-ray imaging, Ultra-fast dynamics, Nano-structures

１．超短パルスＸ線の発生とナノ構造ダイナミックス

超短パルスレーザーを用いたＸ線発生研究を行っている。このＸ線を空間スケール、ナノメートルの構造に照射しナノ構造ダイナミックスを研究することを目的として研究を進めている。超短パルス高強度レーザーを物質に照射すると温度数十～数百キロボルトの高速電子流が発生する。これが固体中に進入すると例えばK殻の電子を効率良くイオン化し空孔が発生する。これを埋めるように上の殻から電子が遷移しシャープな線スペクトルX線を生じる。これまでレーザープラズマの分光学的診断のツールとしてよく用いられてきたが、X線源としても有用であることが利用実験を通じて示されてきた。効率最適化を図るため、発生高速電子をより高い効率で発生させること、また高速電子のエネルギー分布の最適化を照射条件、ターゲット条件をパラメーターとして行うことが考えられる。当センターの理論シミュレーション研究によりプリパルスをパラメーターにすることにより発生効率を高く保ってパルス幅を数百フェムト秒以下にすることができると予測されている[1]。広い範囲の波長に対しこの観点からの最適化を図る実験を予定している。この線スペクトルの超短パルスＸ線を用いるとフェムト秒の時間分解能で構造解析ができる[2]。また連続Ｘ線を用いるとEXAFS等も行いうる[3]。

2. ナノ構造ダイナミックスに向けたレーザープラズマX線源を用いたX線顕微鏡

現在、水の窓波長域（２．２nm－４．４nm）における生体試料の観察を始めとしたX線顕微鏡を用いたナノ構造体の像観察の必要性が多くの分野で高まっている。分解能は数十ナノメートルが期待されている。原研関西研では１～２m四方に収まる小型で比較的安価な小型レーザープラズマX線源を用いた接触型X線顕微鏡の開発研究を川崎重工、東京都産業技研との共同研究として行っている。図にエネルギー０．５J、パルス幅８ナノ秒のレーザーを固体ターゲットに直径約１０ミクロンまで集光照射して得られたX線を用いて取得したヒトの染色体の乾燥試料像を示す。X線源と試料の距離は約１０cm、単一レーザーショットで得られたものである。記録媒体はフォトレジスト PMMA であり、読み出しは原子間力顕微鏡を用いている。前節で紹介した回折を用いた構造ダイナミックスの研究と相補的関係にあり、連携して研究を進めることになっている。



参考文献

[1] A. Zhidkov et al. Phys. Rev. E **62**, 7232 (2000).

[2] A. Rousse et al., Rev. Mod. Phys. **73**, 17 (2001).

[3] B. Yaakobi et al. EXAFS detection of laser shock heating, in Technical Digest of Applications of High Field and Short Wavelength Sources IX October 21-24, 2001 Palm Springs, California (Optical Society of America) pp.WC2-1~2-3.

JP0250430

7．X線レーザーの開発とコヒーレントX線利用研究
X-ray Laser Development and Applications of Coherent X-ray

永島圭介、河内哲哉、田中桃子、長谷川登、助川綱太、加道雅孝、
タイ仁忠、タンホアジン、ルーペイシャン、大道博行、加藤義章
日本原子力研究所　関西研究所　光量子科学研究センター
Keisuke NAGASHIMA, Tetsuya KAWACHI, Momoko TANAKA, Noboru HASEGAWA,
Kota SUKEGAWA, Masataka KADO, Renzhong TAI, Hua-Jing TANG, Peixiang LU,
Hiroyuki DAIDO, Yoshiaki KATO
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Compact x-ray lasers are developed by the transient collisional excitation method using a CPA (chirped pulse amplification) laser system as a pumping driver. The pumping laser is focused with a line shape and is irradiated on solid metal targets (Ti, Ag, Sn and La). The saturated amplification was obtained at wavelengths of 13.9 nm (Ni-like Ag) and 11.9 nm (Ni-like Sn). Recently, the lasing was obtained at shorter wavelength of 8.8 nm (Ni-like La). The several application experiments were tried by using the x-ray laser of 13.9 nm, where x-ray optics with high reflectance can be used. In addition, two experiments are now being carried out using seeding light amplification for generating highly coherent x-ray lasers.

Keywords : x-ray laser, transient collisional excitation, chirped pulse amplification

1．はじめに

X線レーザーは、軟X線領域における高輝度、短パルス、高コヒーレントな光源として、物質科学や生命科学におけるナノスケールの観測と制御を可能にするものとして期待されている。このX線レーザーの励起法にはいくつかの方式があるが、現状では電子衝突励起方式が最も安定に高い出力を得ることが出来る[1]。レーザー波長は、水の窓領域を含む広い範囲で発振に成功しており[2]、また、ナノ秒からピコ秒までのパルス幅が得られている[3]。

X線レーザーの基本原理は、通常のレーザーと同様に物質中のエネルギー準位間で反転分布を生成し、誘導放射により光増幅するものである。但し、大きなエネルギー差の準位間で反転分布を作るために、多くの場合、レーザー媒質として多価に電離した高密度プラズマを用いる必要がある。電子衝突励起では、レーザー発振する光のエネルギーに比べて励起エネルギーが比較的大きいために、高い電子温度のプラズマを生成する必要がある。(但し、高い増幅係数を得るために

は、発振線のスペクトル幅が狭い方が良いので、一般的に低いイオン温度が望まれる。）この方式では、ネオン様イオンやニッケル様イオンのような閉殻構造のイオンを用いる。ニッケル様イオンの場合を考えると、基底状態では3d準位までが満たされており（$3d^{10}$）、衝突励起により$3d^94p$、$3d^94d$、$3d^94f$等の励起状態がつくられる。この中で、$3d^94p$及び$3d^94f$から基底状態へは許容遷移であり、ピコ秒程度の時間で輻射遷移が起こる。これに対し、$3d^94d$から基底状態へは禁制遷移であり輻射遷移確率は極めて小さいため、衝突励起、脱励起により$3d^94p$及び$3d^94f$等の状態を経由して基底状態へ緩和する。従って、励起状態間での衝突励起、脱励起の確率が極端に大きくならないような適切なプラズマ温度、密度の条件に対して3p-3d間で反転分布が生成される。超短パルスレーザーで励起する場合には、励起準位間で熱平衡に達する前の過渡的な状態で高い増幅係数を得ることができ、この方式を過渡的衝突励起方式と呼んでいる。

2．過渡励起方式によるX線レーザー増幅実験

原研では、この過渡的衝突励起方式を用いてX線レーザーの実験を行っている。この方式の特長は、超短パルスレーザーによる励起が可能であること、励起エネルギーが小さいこと、高い増幅係数が得られることである。増幅実験では、励起レーザーを直線状に集光してターゲットに照射する。ターゲット面では、１次元状の多価イオンプラズマが生成され、このイオンのエネルギー準位間で反転分布を生成し、X線レーザーは直線媒質方向に増幅される。励起レーザーとしては、１ナノ秒程度のパルス幅の第一パルスとその後に続く数ピコ秒程度の第二パルスの２つを用いて照射する。第一パルスはプラズマ生成のためのもので、第二パルスは励起による反転分布生成のためのものである。また、高い増幅係数の持続時間は数ピコ秒程度で、X線が増幅媒質を伝搬する時間より短くなるため、直線状の領域を同時に照射すると、X線が増幅媒質を伝搬するまでに、増幅係数が下がってしまうことになる。そこで、進行波励起により、X線の伝搬と照射のタイミングを同期させる方法を用いている。

X線レーザー増幅実験に用いている主要な装置は２つのCPA法[4]を用いたレーザーシステムである。その１つは、最大出力エネルギーが20Ｊ程度得られる高出力ピコ秒レーザーシステムで、X線レーザーの励起用レーザーとして用いている。このシステムでは、チタンサファイアをレーザー媒質に用いた発振器で超短パルスを発生させ、ネオジムガラスの増幅器でエネルギー増幅を行っている。励起レーザー光は放物面鏡と球面鏡の組み合わせで直線状に集光し[5]、さらに、階段状のミラーを用いて進行波を生成している。もう１つのレーザーシステムは、波長可変のサブピコ秒レーザーシステムである。これは、高いコヒーレンスを持つX線レーザーを実現するために、コヒーレンスに優れた高次高調波を発生させて、これをシード光としてX線レーザー媒質で増幅するためのものである。ここでは、独自に波長可変サブピコ秒発振器を開発し、これから得られた光をチタンサファイア増幅器で増幅している。

増幅実験の結果としては、現在までに、8.8 nmまでの波長領域でX線レーザーの発振に成功し

ている。また、進行波励起を用いることにより、波長 11.9 nm 及び 13.9 nm で飽和増幅を達成することが出来た。図１は、波長 11.9 nm の銀レーザーの場合に、横軸をターゲット長としてX線レーザー強度をプロットしたものである。縦軸は対数なので直線状の領域では長さに対して指数関数的に増加していき、ターゲット長が 4 mm 程度の点から飽和増幅領域になっていることが分る。この指数関数的な増幅領域では、35 cm^{-1} という高い増幅係数を得ている。また、このX線レーザーの近視野像（X線レーザー媒質の出口におけるX線強度分布）の測定を図２に示す。レーザー媒質は約 50 μm 程度の大きさであり、強度分布の中に微細な構造ができていることが分る。レーザー媒質としては、光の波面を乱さないような均質で一様なものが求められるが、こうしたプラズマ媒質の非均質性が空間コヒーレンスに与える影響は今後の重要な課題である。

そこで、まず現在得られているX線レーザーの空間コヒーレンス測定を行った。ここでは、ダブルスリットがいくつも並んだスリットアレイを用いてX線干渉パターンを測定した。このX線干渉パターンから距離に対する複素コヒーレントファクターと呼ばれる量を計算し、コヒーレント長を評価した。得られたコヒーレント長は 130 μm で、X線レーザーのビーム径に比べてかなり小さい値であることが分った。従って、このX線レーザー光は部分コヒーレント光である。

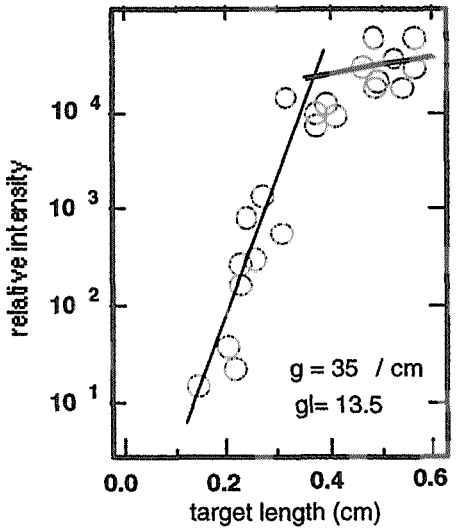


図１　銀レーザー（波長11.9 nm）の場合の
ターゲット長に対するX線レーザー強度

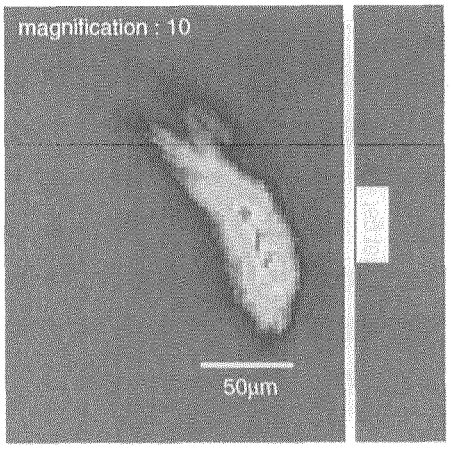


図２　銀レーザーの場合のX線レーザーの近視野像
（X線レーザー媒質の出口におけるX線強度分布）

現在、２つの方法を用いて高コヒーレント化を目指した実験を進めている。第一の方法は、ダブルターゲットを用いたもので、まず、X線レーザー光を発生させ、そのコヒーレント長程度の中心領域だけをもう１つのX線レーザー媒質で増幅する方法である。現在得られているX線増幅媒質の形状では、２つのレーザー媒質を数１０センチ離すことで、コヒーレント条件を満足することができる。もう一つの方法は、高次高調波をシード光をして増幅する実験である。これは波長可変レーザーを用いて、ちょうどX線レーザーの波長に一致した波長の高次高調波を生成し、これをX線レーザー媒質で増幅するものである。

こうしたX線レーザーを用いて、いくつかの利用研究も進めている。まず、高効率のX線光学素子が利用可能な 13.9 nm の波長において、シュバルツシルト型のX線結像光学系を用いた顕微鏡を製作し、350 nm 程度の空間分解能を得ている。さらに、X線レーザーの可干渉性を用いて微分干渉顕微鏡の技術開発を行うことを予定している。また、X線レーザーの高輝度性を利用した研究として、X線領域におけるパラメトリック散乱の実験を行っている。

3．まとめ

超短パルスレーザーを励起源に用いて、過渡的衝突励起方式によるX線レーザーの研究を行っている。この方式では、小さい励起エネルギーで高い増幅係数が得られるため、実験室規模の小型装置の開発が可能と考えられる。現在までに、8.8 nm までの波長領域でX線レーザーの発振に成功している。また、進行波励起を用いることにより、波長 11.9 nm 及び 13.9 nm で飽和増幅を達成した。現在得られているX線レーザーは部分コヒーレント光であるが、可干渉性を用いた利用研究のためにはより高いコヒーレンスの光が求められる。このため、コヒーレントシード光の増幅実験を進めている。

参校文献

[1] Matthews, D. L., et al., Phys.Rev. Lett. 54, 110 (1985)
[2] MacGowan, B. J., et al., Phys.Rev. Lett. 65, 420 (1990)
[3] Nickles, P. V., et al., Phys.Rev. Lett. 78, 2748 (1997)
[4] D. Strickland, G. Mourou, Opt. Commun. 56, 216 (1985)
[5] Ross, I. N., et al., Appl. Opt. 26, 1584 (1987)

JP0250431

8．高い耐熱性をもつ軟X線反射鏡用 Mo/Si 多層膜の開発

Development of Mo/Si Multilayer for Soft X-ray Mirror with High Heat Stability

石野 雅彦, 依田 修, 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

Masahiko ISHINO, Osamu YODA, 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

佐野 一雄

（株）島津総合科学研究所

101-0054　東京都千代田区神田錦町 1-3

Kazuo SANO

Shimadzu Scientific Research Inc.

1-3, Kanda-Nishiki-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0054, Japan

Mo/Si multilayers inserted with silicon oxide layers have been deposited by the ion beam sputtering method for the purpose of improving the heat stability of the Mo/Si multilayer. Multilayer samples were annealed at temperatures up to 600°C in the vacuum furnace for one hour. We have shown that Mo/Si multilayers inserted with SiO_2 layers are thermally more stable than the conventional Mo/Si multilayer. The Mo/Si/SiO_2 multilayer shows a relatively high soft X-ray reflectivity and keeps almost the same reflectivity as the as-deposited one after annealing at 400°C. The Mo/SiO_2/Si/SiO_2 multilayer is a promising system at temperatures over 500°C, because the small angle X-ray diffraction measurement has shown that the periodic structure of the Mo/SiO_2/Si/SiO_2 multilayer is hardly affected by annealing.

Keywords : Mo/Si Multilayer, Heat Stability, Silicon Oxide Layer

1．はじめに

波長 13nm 近傍の軟X線領域では、Mo/Si 多層膜反射鏡が直入射においても高い反射率を示し、X 線顕微鏡や EUV リソグラフィー等の光学素子として期待されている。多層膜反射鏡の反射率は多層膜の表面・界面粗さや周期の不均一さだけでなく、温度の上昇による界面での拡散や化合物の生成、それに伴う周期構造の破壊によっても低減する。そのため、放射光やX線レーザーのような強力な光源での利用を考えるとき、多層膜反射鏡には高い反射率だけでなく高い耐熱性も

求められる。しかし、Mo/Si 多層膜は 300℃以上の温度で構造が不安定になることが知られている。これまでに、Mo/Si 多層膜の耐熱性向上のために Mo/BN、Mo/B_4C[1]や Mo-silicide/Si[2]などの化合物層の利用や carbon 層を界面に挿入する方法[3]が見出されてきた。

今回、我々は Mo/Si 多層膜の耐熱性の向上を目的として、熱による界面拡散を防止するため、界面に SiO_2 層を挿入した Mo/Si 多層膜を成膜し、600℃までの熱処理を真空加熱炉を用いて行った。そして、CuKα_1線による X 線反射率測定及び放射光を用いた軟 X 線反射率測定により、多層膜試料の構造を評価した。その結果、SiO_2 層を挿入した Mo/Si 多層膜は、従来の Mo/Si 多層膜よりも優れた耐熱性をもつことを見出した。

2．実験

SiO_2 層を挿入した Mo/Si 多層膜試料は、イオンビームスパッタリング(IBS)法により成膜した。実験に用意した試料は、Mo/Si 多層膜、Si 層のかわりに SiO_2 層を用いた Mo/SiO_2 多層膜、Si 層の上または下側に SiO_2 層を挿入した Mo/Si/SiO_2 多層膜と Mo/SiO_2/Si 多層膜、および Si 層の両側に SiO_2 層を挿入した Mo/SiO_2/Si/SiO_2 多層膜の 5 種類で、全ての多層膜試料の周期数は 10 周期、設計周期長は 10nm である。多層膜試料の設計値を表 I に示す。多層膜の熱による構造変化を評価するため、成膜した多層膜試料に対して、真空加熱炉を用いた熱処理を 200、300、350、400、450、500、550 および 600℃の各温度で、1 時間ずつ行った。そして、CuKα_1線による X 線回折(反射率)測定を行い、多層膜試料の構造変化を評価した。また、熱処理前(as-deposited)及び 400℃の熱処理後の試料に対して、波長 10-17nm、入射角 45° での軟 X 線反射率測定を立命館大学 SR センターの BL-11 に設置された軟 X 線反射率計[4,5]で行った。

表 I　多層膜試料の設計値

Materials	膜厚 [nm]				周期長 [nm]	周期数
	Mo 層	SiO_2 層	Si 層	SiO_2 層		
Mo/Si	4.0	—	6.0	—	10.0	10 (Total = 100nm)
Mo/SiO_2		6.0	—	—		
Mo/Si/SiO_2		—	4.0	2.0		
Mo/SiO_2/Si		2.0	4.0	—		
Mo/SiO_2/Si/SiO_2		2.0	2.0	2.0		

3．結果と考察

3－1．耐熱性評価

図 1(a)及び(b)に、熱処理温度に対する 1 次 Bragg ピーク反射率の相対変化と多層膜周期長の相対変化とをそれぞれ示す。反射率及び周期長のいずれも、熱処理前の値で規格化している。

Mo/Si 多層膜試料の X 線反射率は、350℃を超えると急激に減少する。また、周期長は 300℃までは徐々に減少し、350℃を超えると急激に減少する。550℃における熱処理後の X 線反射率は、熱処理前の約 8%にまで落ち、もはや光学素子として用いることはできない。Si 層の変わりに SiO_2

層を用いた Mo/SiO_2 多層膜では、600℃までの熱処理に対して X 線反射率及び周期長にほとんど変化はみられない。このことから、SiO_2 層を用いた多層膜に耐熱性の向上が期待できる。Si 層の上に SiO_2 層を挿入した $Mo/Si/SiO_2$ 多層膜では、400℃までの温度に対して、X 線反射率及び周期長ともに安定しており、従来の Mo/Si 多層膜に比べ、構造の安定性が約 100℃向上している。しかし、450℃を超えると急激に構造の劣化が進行し、600℃での熱処理後の構造は大きく乱れている。一方、Si 層の下に SiO_2 層を挿入した $Mo/SiO_2/Si$ 多層膜試料は、$Mo/Si/SiO_2$ 多層膜に比べて 400℃までの X 線反射率、周期長の低下は大きいが、600℃の熱処理後においても熱処理前の 60% 以上の反射率を維持しており、周期長も 450℃以上で一定となっている。最後に、Si 層の両側に SiO_2 層を挿入した $Mo/SiO_2/Si/SiO_2$ 多層膜試料は、Mo/SiO_2 多層膜と同様、全ての熱処理温度に対して構造は安定しており、X 線反射率及び周期長の変化率もそれぞれ 2%程度である。

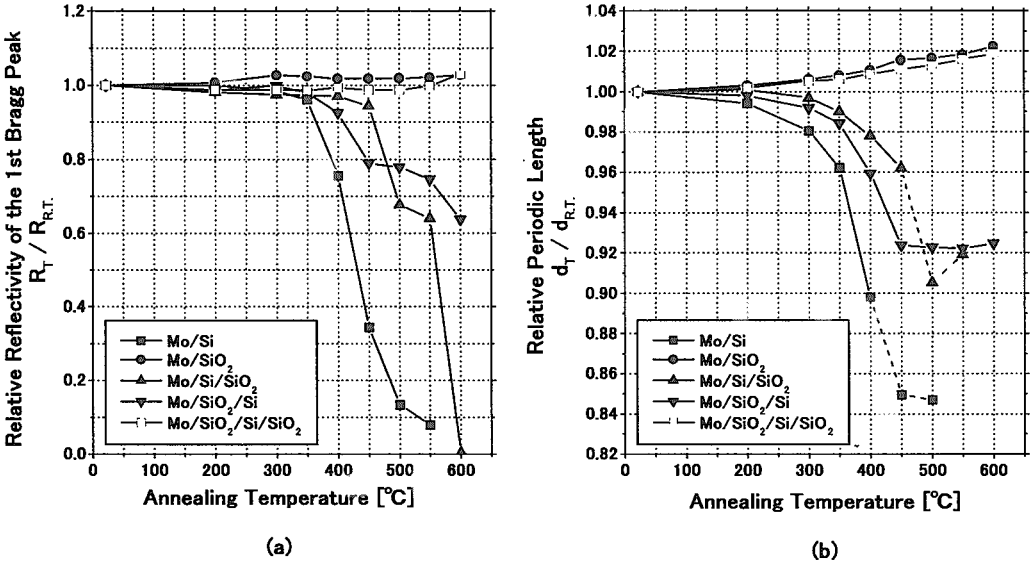


図 1　熱処理温度に対する 1 次 Bragg Peak 反射率(a)と周期長(b)の相対変化

3－2．軟 X 線反射率測定

図 2(a)及び(b)に、熱処理前及び 400℃における熱処理後の多層膜試料の軟 X 線反射率を示す。

熱処理前の as-deposited 試料では、Mo/Si 多層膜が最も高い反射率を示し、次いで Mo/Si 多層膜の 95%の反射率をもつ $Mo/Si/SiO_2$ 多層膜が続く。この波長域では、酸素の吸収係数が比較的大きいので、SiO_2 層厚の増加と共に反射率は減少し、SiO_2 層厚が一番大きな Mo/SiO_2 多層膜の反射率が最も小さくなっている。次に 400℃における熱処理を加えた annealed 試料の軟 X 線反射率をみてみると、Mo/Si 多層膜は多層膜の周期長の減少と構造の劣化を反映し、ピーク波長の短波長側への移動と共に反射率も大きく減少している。しかし、400℃までの熱処理に対して安定な構造を示す $Mo/Si/SiO_2$ 多層膜は、熱処理前と同程度の反射率を維持しており、ピーク波長の移動もほとんどない。一方の $Mo/SiO_2/Si$ 多層膜は、$Mo/Si/SiO_2$ 多層膜に比べて 400℃まで熱処理に対する構造変化が大きいことを反映し、ピーク波長の移動と反射率の減少は比較的大きい。$Mo/SiO_2/Si/SiO_2$ 多層膜は、Mo/SiO_2 多層膜と同様に熱処理に対する構造の安定性を反映し、反射率及びピーク波長に変化はみられない。しかし、SiO_2 層厚が大きいため、高い軟 X 線反射率は期待できない。

4．まとめ

Mo/Si 多層膜の耐熱性向上を目的として、界面に層厚 2.0nm の SiO_2 層を挿入した多層膜試料を成膜し、耐熱性評価及び軟 X 線反射率測定を行った。その結果、SiO_2 層を挿入した Mo/Si 多層膜は、従来の Mo/Si 多層膜に比べて熱的に安定であることを見出した。

Si 層の上側に SiO_2 層を挿入した $Mo/Si/SiO_2$ 多層膜は、Mo/Si 多層膜の 95%という比較的高い軟 X 線反射率をもち、400℃における熱処理後も熱処理前と同程度の反射強度を示す。そして、ピーク波長の移動もほとんどみられない。また、Si 層の両側に SiO_2 層を挿入した $Mo/SiO_2/Si/SiO_2$ 多層膜は、600℃までの熱処理に対して、多層膜構造がほとんど変化せず、優れた耐熱性をもつことがわかった。このことから $Mo/SiO_2/Si/SiO_2$ 多層膜は、500℃を超える高温での応用が期待される。しかし、Mo/Si 多層膜が高い反射率を示す波長 13nm 近傍の軟 X 線領域においては、酸素による吸収が大きいため、SiO_2 層厚の大きな $Mo/SiO_2/Si/SiO_2$ 多層膜の軟 X 線反射率は低くなる。そこで、$Mo/SiO_2/Si/SiO_2$ 多層膜に対して、高い耐熱性を維持したまま軟 X 線反射率の低下を最小限に抑えるための SiO_2 層厚の最適化が今後の課題である。

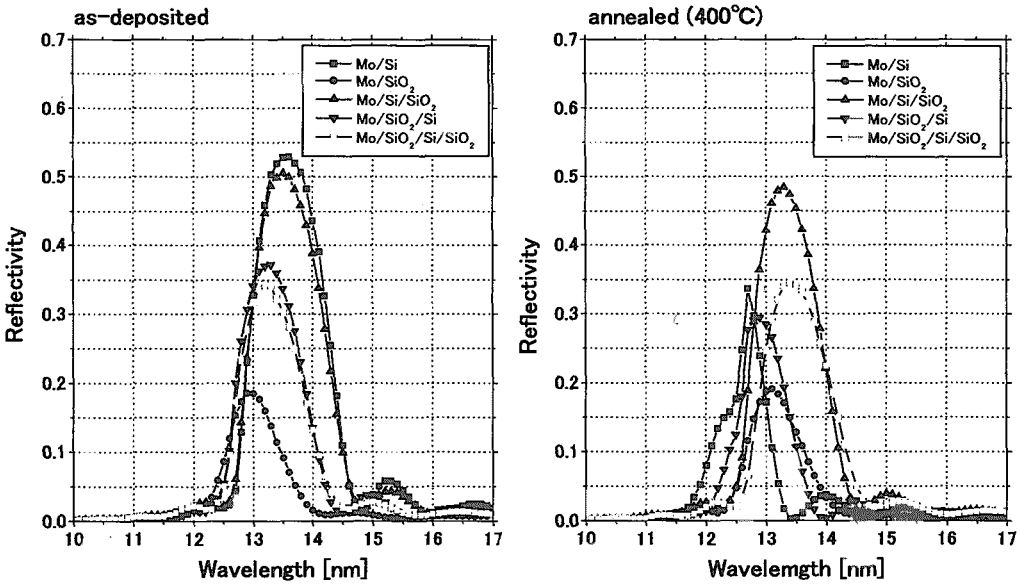


図 2　熱処理前(a)及び 400℃における熱処理後(b)の軟 X 線反射率測定結果

[1] H. Okada, K. Mayama, Y. Goto, I. Kusunoki and M. Yanagihara, Appl. Opt. **33** (1994) 4219.

[2] H. Takenaka, T. Kawamura, Y. Ishii and S. Asagiri, J. Appl. Phys. **78** (1995) 5227.

[3] H. Takeneka, H. Ito, T. Haga and T. Kawamura, J. Synchrotron Rad. **5** (1998) 708.

[4] M. Koike, K. Sano, O. Yoda, Y. Harada, M. Ishino, N. Moriya, H. Sasai, H. Takenaka, E. Gullikson, S. Mrowka, M. Jinno, Y. Ueno, J. H. Underwood and T. Namioka, Rev. Sci. Instrum. **73** (2002) 1541.

[5] 小池雅人, 依田修, 石野雅彦, 佐野一雄, 小枝勝, 原田善寿, 笹井浩行, 森谷直司, 神野正文, JAERI-Conf, **2001-011** (2001) 72.

JP0250432

9．レーザー高エネルギー現象の運動論的シミュレーション
Kinetic simulation of laser-induced high energy phenomena

山極　満、甲賀ジェームズ、上島　豊、光量子シミュレーション研究グループ
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丁目１番
Mitsuru YAMAGIWA, James KOGA, Yutaka UESHIMA, Simulation Group for Advanced Photon Science
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI
1, Umemidai 8-chome, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215

Massively parallel large PIC simulation of high energy ion generation in the interaction of a relativistically intense (~ 10^20 W/cm^2) short-pulse (~ 20 fs) laser with an underdense plasma is reported. Ion and electron dynamics are studied in a two-dimensional geometry. The formation of an extremely large electrostatic field near the front of a relativistically self-focused laser pulse propagating over a distance of about 1 mm is studied. The size of the field is found to reach a maximum of several TV/m. Use of this field to accelerate injected high energy ions is discussed.

Keywords: Laser, Plasma, Ion acceleration, High energy electron, Relativistic self-focusing, PIC simulation, Massively parallel computation

１．はじめに

超高強度レーザーと物質との相互作用においては、高エネルギーの光子、電子、及びイオンが生成され、原子核科学研究等へ適用される可能性がある。LLNL のペタワットレーザーによる固体照射実験では、ターゲット後面からレーザー進行方向に高エネルギー電子及びイオンビームの発生が確認されており、電子の最大エネルギーは 100 MeV 程度、また数十 MeV に達するイオンも観測されている［１］。

原研関西研光量子科学研究センターにおいても、超高ピーク出力極短パルスレーザーを用いて、レーザー航跡場電子加速による 1GeV エネルギーゲインの原理実証実験やレーザー衝撃イオン加速の機構によるレーザープラズマイオン源の開発が進められようとしている。さらに、光量子シミュレーション研究グループでは、このような超高強度レーザーと物質との相互作用における高エネルギー現象に関するシミュレーションとして、これまで、低Ｚ物質への照射により生じるラーマー X 線放射［２］、固体薄膜との相互作用における遠紫外線～軟 X 線の透過現象［３］、アンダーデンスプラズマ層との相互作用による高速電子生成ならびに高速イオン発生［４］、さらに屈曲薄膜２重層への照射による陽子及びイオン加速特性［５］を明らかにしてきた。

本研究では、長尺（～1mm）のアンダーデンスプラズマ中で生じるレーザーパルスの相

対論的自己集束による高強度化レーザーが電子を排出することによって生じる電子空洞ならびに静電場の特性を PIC (particle-in-cell) 粒子シミュレーションにより解析し、この静電場を利用した入射イオンのブースティングについて検討を行う［6］。

2．PIC 粒子シミュレーション

本研究では、超並列計算機 AlphaServerSC/ES40 用にチューニングされた 2 次元相対論的 PIC 粒子コード（PCUBE）を用いて、粒子運動方程式とともに Maxwell 方程式を解き、レーザープラズマ相互作用における電子・イオンダイナミクスを解析する。

シミュレーションのシステムサイズは x 方向（レーザー進行方向）に 672 μm（23000 セル）、y 方向（垂直方向）に 37.4 μm（1280 セル）、境界条件は y 方向に周期的、x 方向には outgoing とする。シミュレーションボックスの左端（レーザー入射側）には x 方向に長さ 21.9 μm の真空領域を設ける。初期プラズマ密度は臨界密度の～3%の 5.3×10^19 cm^-3 とする。シミュレーションにおいては電子及びイオンともそれぞれ 8 ケ／セルの粒子を実装する。レーザーに関しては、ピーク出力 100 TW、波長 0.8 μm、パルス幅 19 fs、スポットサイズ 10 μm とする。

図 1 はレーザーが 256 μm 伝播したときのパルス形状で、相対論的自己集束とともにフィラメント化し、フロントが尖塔化している様子を示す。このとき、レーザーピーク強度は初期の 2 倍程度に増大している。図 2 は電子密度分布を表し、文献［4］にも見られるように、レーザーパルスの中心領域において電子は完全に排出される。この電子空洞のサイズはスキン長（c/ω_p）で規格化すると、幅～8、長さ～6 程度である。電子空洞の前面において、電子密度は build up し、バックグラウンド密度の 25 倍にも達する。

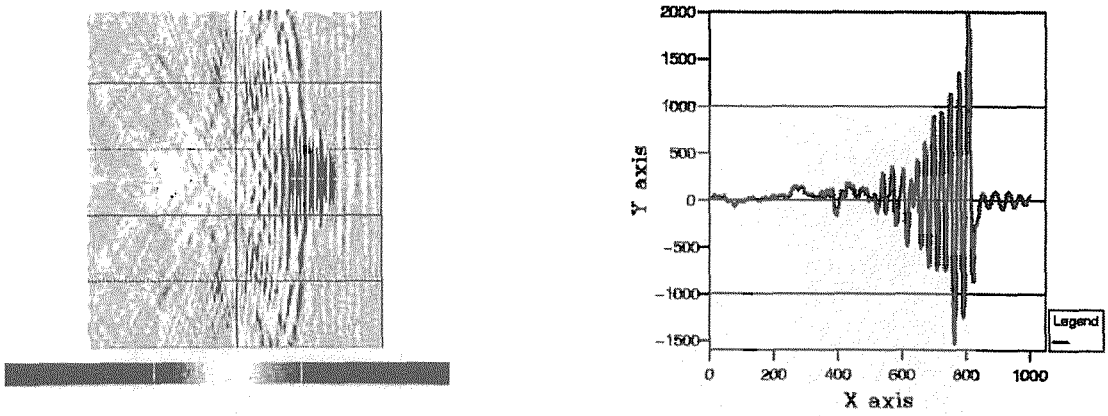


図 1　レーザー電場の 2 次元平面におけるイメージ（左）及びラインプロット（右）

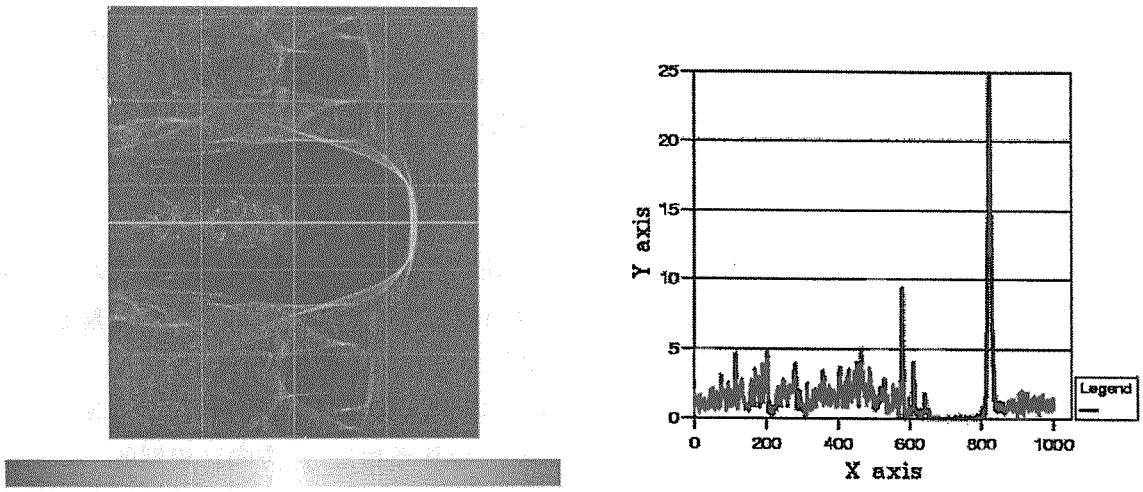


図２　電子密度の２次元平面におけるイメージ（左）及びラインプロット（右）

このような電子の buildup により、レーザーパルスフロント近傍に非常に強い静電場が形成される。図 3 はその構造とプロファイルを示し、最大 6.5 TV/m にも達する。この値はレーザー航跡場の wave-breaking 限界を数倍上回るものである。この静電場を利用すれば、入射イオンをさらに高いエネルギーに加速できる可能性がある。ここでは、レーザーパルスの群速度よりイオンの入射エネルギーを～2 GeV とする。ビームの広がりは y 方向には一様、x 方向には 29.2 μm（1000△）とする。図 4 に入射ビームの加速前・後のエネルギー分布を示す。加速後の分布は加速前に比べて、△γ～0.1、シフトしていること、すなわち、～90 MeV 加速されていることが分かる。また、セミログプロットに示されるように、高エネルギーテイル成分が増加している。そのエネルギーゲインは最大で△γ～0.5、すなわち、～450 MeV に相当する。これらのエネルギー増加は、それぞれ、0.14 及び 0.7 TeV/m の加速勾配に相当する。

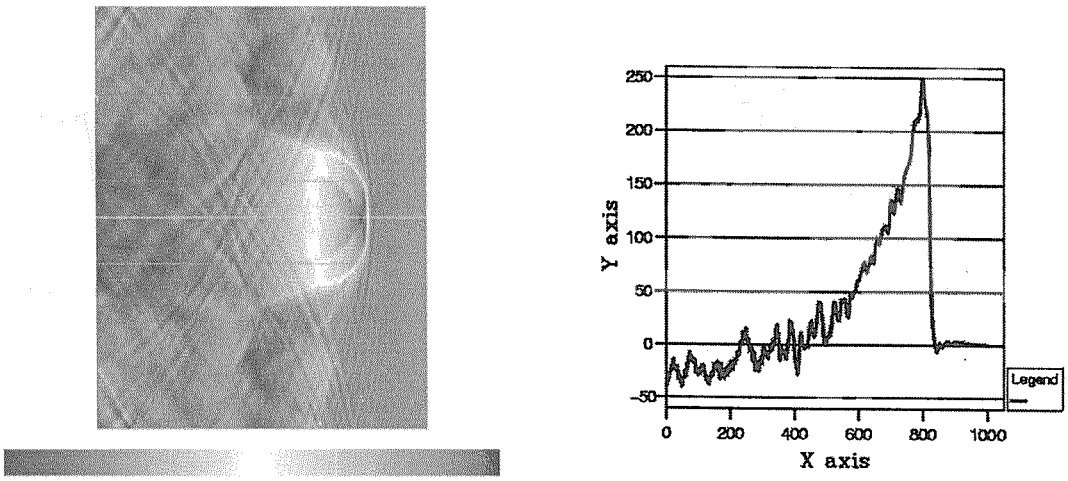


図３　静電場の２次元平面におけるイメージ（左）及びラインプロット（右）

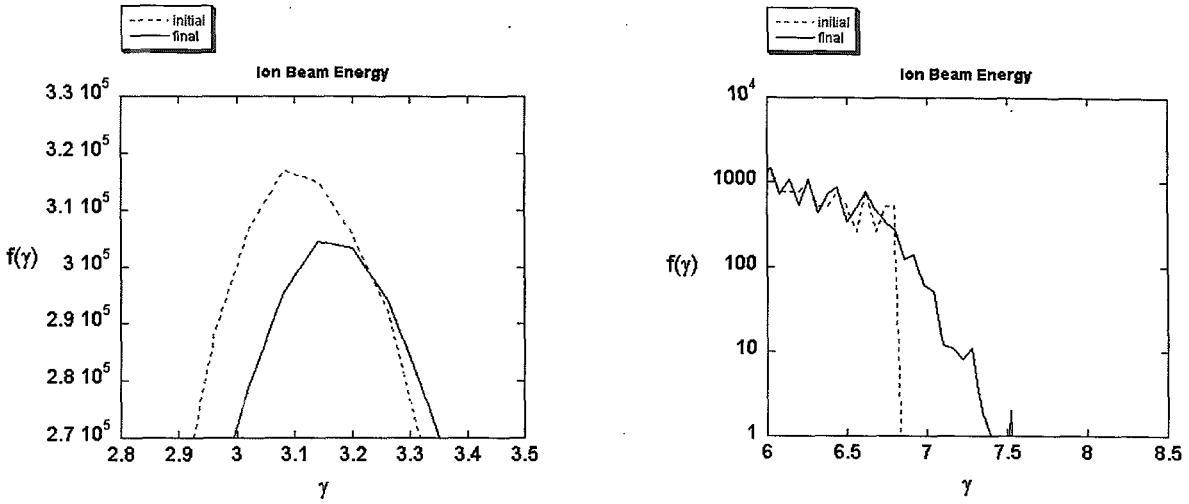


図４　イオンエネルギースペクトル：ピーク値近傍（左）及び高エネルギーテイル（右）

３．まとめ

本研究では、超高強度レーザーのアンダーデンスプラズマ中の伝播、相対論的自己集束過程において、パルスフロントにおいて生じる強静電場による入射イオン加速の可能性を、2次元 PIC 粒子シミュレーションにより検討した。この強静電場はレーザーパルスフロントにおける電子の buildup により生じる。密度～5×10^19 cm^-3 のプラズマ中に 100 TW 20 fs レーザーを入射することにより、6.5 TV/m の静電場が生成され、レーザーの群速度に対応する平均エネルギー 2 GeV の陽子が最大で～0.5 GeV のエネルギーゲインを得ることを明らかにした。

本研究では、アンダーデンスプラズマ中で生じるレーザーパルスの相対論的自己集束に起因する静電場による高エネルギーイオン加速をシミュレーションにより実証することが主目的であり、諸パラメータは必ずしも最適化されたものではない。今後、このような静電場加速の応用範囲を拡げるために、イオンの入射エネルギーを低減する必要があり、より高密度（＜臨界密度）プラズマ中での相互作用解析が検討課題である。

参考文献

[1] T.E. Cowan, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, Vol. 455, pp. 130-139 (2000)
[2] Y. Ueshima, et al., Laser and Particle Beams, Vol. 17, No. 1, pp. 45-58 (1999)
[3] Y. Ueshima, et al., X-ray Lasers 1998, Inst. Phys. Conf. 159, pp. 289-292 (1999)
[4] M. Yamagiwa, et al., Phys. Rev., E, Vol. 60, No. 5, pp. 5987-5990 (1999)
[5] Y. Ueshima, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, Vol. 455, pp. 181-184 (2000)
[6] J.K. Koga, et al, to be published in Proc. 2nd Int. Conf. Superstrong Fields in Plasmas (Varenna, 2001.08)

JP0250433

10. 光量子による核異性体研究

Study of Nuclear Isomer using Photon Source

早川岳人、静間俊行、山内俊彦、峰原英介、有澤孝
日本原子力研究所　関西研究所　光量子科学研究センター
〒319-1195　茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4
Takehito HAYAKAWA, Toshiyuki SHIZUMA, Toshihiko YAMAUCHI,
Eisuke MINEHARA, Takashi ARISAWA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
2-4 Sirakata Sirane Toukai-mura, Naka-gun, Ibaragi 315-1195 Japan

1. はじめに

γ線は高い透過力を持つために、深部の非破壊検査、深部のみの集中的な破壊等に有益である。現在、使用可能なγ線源は加速器ないし原子炉を用いるもので非常に大規模である。そのため、コンパクトなγ線源が望まれている。

現在、世界的に制御可能なγ線源のために、核異性体を用いたγ線放射のスキームの探索が行われている[1]。核異性体とは、長い半減期を持つ原子核の励起状態である。励起エネルギーは数百 keV から数 MeV に達する。年以上の長い半減期を持つ核異性体は約 10-20 個ほど知られている。核異性体は通常、γ線を放射することで崩壊して基底状態に変換する。人工的な光をトリガーとして、γ線を放射させる物理的メカニズムは全く判明していない。この研究目的の一つは、核異性体を用いたγ線源の基礎的スキームの探索・評価を行うことである。

100 年以上の長い寿命を持つ核異性体は、7 個程度しか知られていない。これらの核異性体は宇宙における元素合成過程に非常に重要な働きをする。光と核異性体を研究することは、同時に元素合成を研究することに他ならない。光による元素合成過程の解明が、もう一つの研究目的である。大強度レーザー、レーザー逆コンプトンγ線による光源の開発によって、光核反応全般が研究できるようになった。特に、光による核変換は核構造を研究する上で重要な手段であり、光核変換による核構造研究も目的の一つである。

2. 核異性体とγ線放射機構

図 1 に核異性体によるγ線放射のメカニズムを示す。励起エネルギーを持つ核異性体試料を用意する。天然に存在する核異性体としては ^{180}Ta が唯一つのものであるが、同位対比が 0.012%であり、入手が困難である。天然に存在しない核異性体を入手するために加速器を用いた核反応による製造、原子炉による中性子捕獲による製造を行う。核異性体試料に、大強度レーザー、放射光による X 線、レーザー逆コンプトンγ線による高エネル

ギーγ線等の光の照射を行い、光をトリガーとする核異性体のγ線崩壊を引き起こさせる。基底状態は、^{180}Ta や次に挙げる候補では不安定なためにβ崩壊する。照射後にβ崩壊のγ線を検出することで、精密測定を行う。十分な強度があれば、インビーム実験を行う。

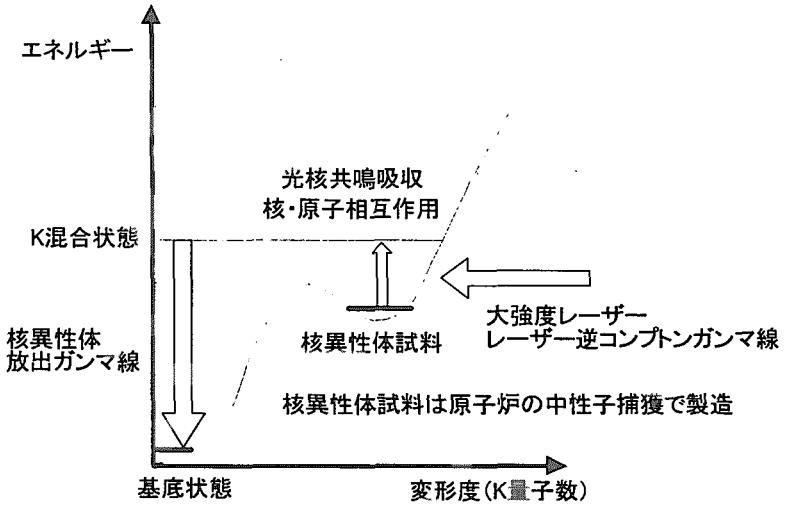


図1　核異性体によるγ線放射スキーム

光を照射することで核異性体のγ線崩壊を引き起こす物理的なメカニズムとして次の3つが考えられている。核異性体の励起エネルギーに等しいγ線を照射によるγ線誘導放出、K混合状態経由による(γ,γ')反応、核異性体よりわずかに高い励起エネルギーをもつ状態を経由させる核・原子核相互作用、による方法である。^{176m}Hf と ^{180m}Ta を試料とした実験が知られているが[1-3]、決定的な結果を得られていない。また、^{176m}Lu は ^{180m}Ta と類似した核構造をもつことが知られおり、K混合状態の研究対象である。

表1　中性子捕獲で製造できる長寿命核異性体。^{186}Re は核異性体への中性子捕獲断面積を1mbと仮定した場合の計算値。

原子核	半減期[y]	割合[%]	放射能
^{108}Ag	418	0.31	24mCi
^{166}Ho	1200	3.3	59mCi
^{186}Re	2×10^{5}	(0.95)	(90μCi)
^{192}Ir	241	0.15	12mCi
^{210}Bi	3×10^{6}	0.009	0.05μCi

^{180m}Ta 核異性体と同じように基底状態が短いβ崩壊の半減期を持ち、核異性体が長い寿命（100y以上）を持つ原子核は余り存在していない。このような条件を満たし中性子捕獲で製造できる核異性体の候補としては、表1にあげる5つが考えられる。いずれも、安定核より中性子数が1大きい。そのため、安定核の中性子捕獲で製造できる。以上の候補以外に、未知の核異性体の探索をタンデム加速器の深部非弾性散乱反応を用いて行う。中性子過剰領域の奇奇核は核構造が良く調べられていないので、核異性体が存在している可能性が高い。もし、新しい核異性体を発見できれば既存の候補と合わせて検討を行い核異性体試料の候補を決定する。既存の核異性体のうち、^{186m}Re には核データの欠如がある。

$^{186}Re(n,\gamma)^{186m}Re$ の反応断面積の絶対値が測定されておらず、Table of Isotopes には記載がない。そのため原子炉を用いて反応断面積測定を行う。

3. 核異性体の元素合成過程における意義

核異性体は宇宙における元素合成過程において重要な働きをする。鉄より重い重元素は、図2に示すように、主には中性子捕獲による s 過程とr過程で生成される。近年になって、鉄より重い重元素の合成過程として、超新星爆発等による高エネルギーの光核反応による生成の研究が始まっている[5]。s 過程等で生成された重元素が光核反応（γ,n）等で、陽子過剰領域側の安定核を生成する合成過程である。

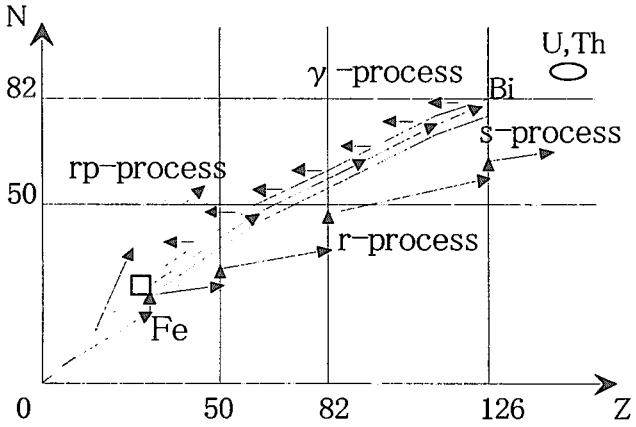


図２　重元素の合成過程

^{180}Ta は天然に存在する唯一つの核異性体であり（半減期が 10^{15}y 以上）、0.012%と最も存在比が少ない。最も興味深い点は、どのような過程で生成されたのか謎である点である。図3に示すように、β 崩壊に対してシールドされおり、中性子捕獲で生成することができない。鉄より重い重元素を生成する s 過程、r 過程及び rp 過程では生成することができない。

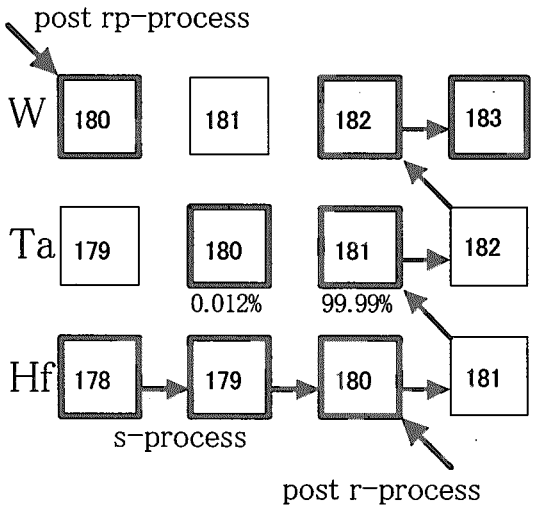


図３　質量数 180 近傍の核図表と元素合成の道筋

^{178}Hfの核異性体経由のr過程による生成、^{179}Hfの分岐によるs過程による生成等が提案されたが決定的ではない[6,7]。一方で、γ過程による生成は大きな可能性を秘めている。つまり、光核反応によって^{181}Taから^{180}Taが生み出される。レーザー逆コンプトンγ線を用いた反応断面積測定を計画中である。

^{176}Luは基底状態が3.7x10^{10}yの半減期を持ち、宇宙の年齢と同じ程度である。そのため、^{176}Luを生成するs過程の宇宙原子核時計として用いることが提案された[8]。原子核宇宙時計は元素合成過程と、恒星、銀河の年齢を測定する有力な手段である。近年、アクチノイドの天体観測による年齢測定が行われている[9]。その後、恒星の高温中では3.8時間の核異性体経由で崩壊することが判明した。基底状態と核異性体の転換率を実験的に求めることで、s過程の宇宙温度計として用いることができる。

^{187}Reはr過程の宇宙原子核時計として極めて重要である。先に述べたように、^{186m}Reの中性子捕獲断面積が測定されていないために、^{185}Re->^{186m}Re->^{187}Reのパスが存在していないために、s過程の混ざりこみがほとんどないと考えられていた。しかし、捕獲断面積の値があれば宇宙原子核宇宙時計による年齢測定に補正を加える必要があり重要な問題である。

4. まとめ

核異性体によるγ線源の基礎スキームの探索を行う。光と核異性体を研究することは同時に、宇宙における元素合成過程の研究を行うことでもある。特に光核反応は、超新星爆発によるγ過程の直接的な研究であり、これから発展する分野である。これらを、光量子科学研究センターのTキューブレーザー、Spring-8等の放射光施設、レーザー逆コンプトンγ線、原子炉、タンデム加速器、等を用いて総合的に研究する。

参考文献

[1] P. Walker *et al.*, Nature 399 (1999) 35
[2] C. B. Collins *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 695
[3] I. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 072503
[4] K. Yokoi *et al.* Nature 305 (1983) 198
[5] P. Mohr, *et al.*, Phys. Lett. B488 (2000) 127
[6] R. A. Ward *et al.*, Nature 291 (1981) 308
[7] H. Schatz, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3471
[8] J. Arnould, *et al.*, Nature 238 (1972) 8
[9] R. Cayrel, *et al.*, Nature 409 (2001) 691

JP0250434

11. Q-switching operation with a cooled Yb:$LiYF_4$ for diode-pumped chirped-pulse regenerative amplification

Junji Kawanaka, Koichi Yamakawa

Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute (APR / JAERI)

8-1 Umemidai, Soraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

e-mail : kawanaka@apr.jaeri.go.jp

Hajime Nishioka and Ken-ichi Ueda

Institute for Laser Science, University of Electro-Communications (ILS / UEC)

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

e-mail: nishioka@ils.uec.ac.jp

Abstract: A diode-pumped regenerative amplifier with a cooled Yb:$LiYF_4$ crystal has been constructed as a booster amplifier in our all solid-state ultrahigh-peak-power laser system. The output energy of 4.5 mJ in a Q-switching operation mode was observed. The small signal gain and cavity loss have been estimated to calculate output energy of 12 mJ in regenerative amplification of a chirped seed pulse.

Keywords: solid-state laser; diode-pumped laser; Yb-doped laser, Q-switching, regenerative amplification, chirped pulse amplification

1. Introduction

The ultrahigh-peak-power lasers, which have a substantial peak power of several ten tera-watts to peta-watts, have become one of the most useful tools for the recent advanced application fields such as light-matter interaction in a relativistic regime. In such application fields, a high field is often preferred to a total high energy. High-field laser systems with a rather less energy and a short pulse duration have been developed successfully due to compactness and easy operation by using a chirped pulse amplification technique with a Ti:Sapphire laser crystal. Considerable efforts have been focused on the developments of the high-power neodymium pump sources. The pump sources have occupied larger areas with a higher peak-power. Using laser diodes as a pump source, the whole laser system would be further downsized to accelerate a high-field science research and open up various novel fields.[1,2]

Yb-doped materials have absorption spectral regions for the emission wavelength of commercial high-power laser diodes. In addition, a wide emission spectral range over 60 nm of an Yb:$LiYF_4$ (Yb:YLF) crystal could amplify a femto-second laser pulse.[3] In our previous work, it has been shown that the laser gain and the spectral gain width of a diode-pumped Yb:YLF at room temperature were very small and narrow, respectively, at 50 kW/cm^2 pump intensity.[4] Because much reabsorption of lower levels in the laser transition becomes a considerable loss. One of the ways to improve such characteristics is to increase the pump intensity. It is, however, difficult to obtain such high intensity with commercial laser diodes in an amplifier which needs substantial pump power. The Yb:YLF crystal has been cooled at low temperature to reduce the reabsorption. Using our developed oscillator with a liquid-nitrogen cooled Yb:YLF, the small signal gain has been increased dramatically to one order higher magnitude of 30 cm^{-1} than that at room temperature. The tuning range has been broadened to 35 nm that enabled a 30 fs

pulse amplification. Then a diode-pumped, Kerr-lens mode-locked oscillator has been developed.[5] In the present work, a diode-pumped regenerative amplifier has been constructed as a booster amplifier in our all solid-state ultrahigh-peak-power laser system and operated in a Q-switching operation mode to estimate a laser gain and a cavity loss. The chirped pulse amplification in our regenerative amplifier has been numerically calculated.

2. Q-switching operation with a diode-pumped regenerative amplifier

A diode-pumped regenerative amplifier has been constructed. The cavity was an x-type configuration with two high reflector and two dichroic mirrors, shown in Fig. 1. Each arm was 80 cm and the distance between two dichroic mirrors was 10 cm. The 2 mm-thick, 5 at. % Yb:YLF crystal was cooled by a liquid nitrogen cryostat with two Brewster windows. A Pockels cell and a thin film polarizer were set into the cavity for a chirped pulse injection and damping. A 100 W fiber-coupled laser diode with a focusing lens assembly was used as a pump source to obtain a circular spatial beam profile. The pump laser was operated in a quasi-cw mode with a repetition rate of 10 Hz and a typical emission duration of 4 ms, which was about 3 times as long as the fluorescence lifetime of 1.6 ms. The pump beam was non-polarized and the beam diameter was 0.6 mm at a focus point on the Yb:YLF. The emission power was limited below 70 W to avoid the surface damage of the Yb:YLF and the quartz windows due to a Q-switched pulse. The Q-switched laser pulse was observed by applying zero-voltage to a pre-bias Pockels cell in 40 μs after the pumping. The laser pulse was p-polarized for the Brewster windows and the thin film polarizer, and was along the σ-polarization of the Yb:YLF crystal. The laser wavelength was 1017 nm. The 2 % of the intracavity laser pulse energy, which reflected from the thin film polarizer, was observed. The pulse duration at FWHM was 400 ns. The pulse energy was increased with the diode emission duration at a constant pump power of 70 W, shown in Fig. 2(a). The pulse energy was saturated beyond 2 ms. The output pulse energy of 4.5 mJ was obtained.

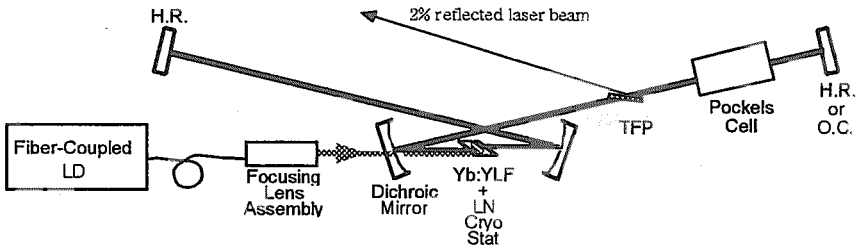


Fig. 1 Schematic diagram of a diode-pumped regenerative amplifier with Yb:YLF

The pulse energy was observed as a function of pump power, shown with filled circles in Fig. 2(b). The pump duration was constant of 4 ms. The rectangles show the use of output coupler with 1.6 % transmittance instead of a high reflector. The total cavity loss of 0.07 in a round trip with a high reflector was estimated from the threshold conditions of the lasing. The small signal gain was also estimated to be $g_0 = 0.8$ at 100W, corresponding to $G = 1.6$ for

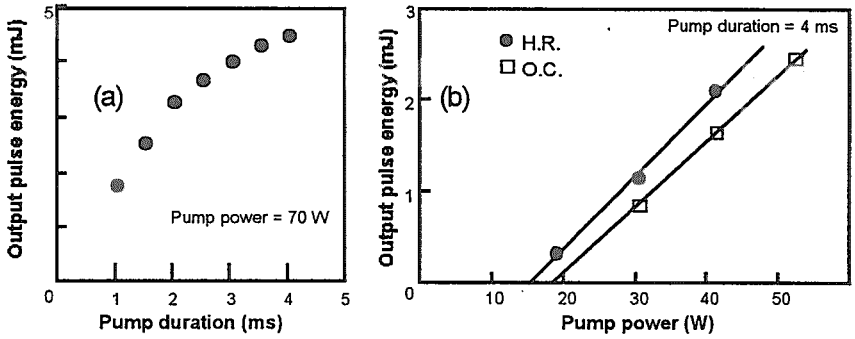


Fig. 2 Output pulse energy as a function of (a) pump duration and (b) pump power.

a round trip. A chirped pulse amplification with the regenerative amplifier was numerically calculated with L = 0.07 and G = 1.6. The extraction energy of 12 mJ was expected at the 52nd round trip, shown with filled circles in Fig 3 (a) and (b). The initial pulse energy and pulse duration of a chirped seed pulse were assumed to be 0.1 nJ and 1ns, respectively. Etalons for spectral shaping were not considered. Estimates with different laser gain and cavity loss were also shown in Fig. 3 (a) and (b). Several milli-joules energy would be expected in the use of an etalon for such spectral shaping.

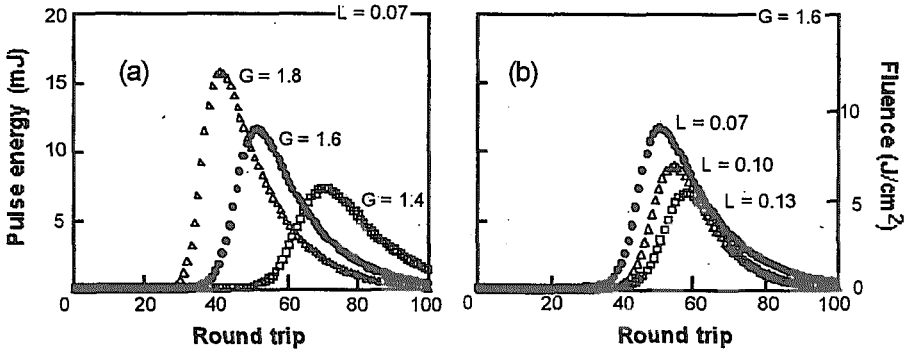


Fig. 3 Numerically calculated output pulse energy as a function of round trip.

3. Conclusions

We have constructed a diode-pumped regenerative amplifier with a cooled Yb:YLF crystal as a booster amplification of our planned diode-pumped ultrahigh-peak-power laser system. The output pulse energy of 4.5 mJ was observed in a Q-switching operation mode. Using the experimentally estimated laser gain and cavity loss, the output power of the regeneratively amplified chirped pulse was numerically calculated to be 12 mJ at the 52nd round trip.

References

1. C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G.Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. A. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, and U. Keller, Appl. Phys. B **69**, 3-17 (1999).
2. E. Sorokin, I. T. Sorokina, and E. Wintner, Appl. Phys. B **72**, 3-14 (2001).
3. N. Uehara, K. Ueda, and Y. Kubota, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L499-L501 (1996).
4. J. Kawanaka, H. Nishioka, N. Inoue, and K. Ueda, Appl. Opt. **40**, 3542-3546 (2001).
5. Extended Abstracts in the 48th Spring Meeting of the Japan Society of Applied Physic and Related Societies **3**,1092 (2001) (in Japanese).

JP0250435

12. Ybガラス複合媒質開発とX線撮影への応用
Development of Hybrid Yb:glass Laser Material and its Application on a X - ray Imaging

○宇佐美　力、西村　昭彦*、中村　秀夫
日本原子力研究所　東海研究所　原子炉安全工学部　熱水力安全研究室
319－1195　茨城県那珂郡東海村白方白根2－4
*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

○Tsutomu USAMI、Akihiko NISHIMURA*、Hideo NAKAMURA
Thermohydraulic Safety Engineering Laboratory, Department of Reactor Safety Research,
Japan Atomic Energy Research Institute
2-4 Shirakata-shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1195 Japan
*Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kidu-cho, Souraku-gun, Kyoto, 619-0125 Japan

Hybrid material of Yb:glass and sapphire can make a laser amplifier more compact and efficient. Index matching liquid has opened a new possibility for the hybridization. When high intensity pumping was carried out at 910nm using a flashlamp pumped Ti:sapphire laser, the hybrid Yb glass material was first oscillated at 1035nm in this experiment. High repetitive operation of coherent X-ray source will be clarify heat transfer phenomena in nuclear safety researches.

Keyword : X - ray laser, Heat Transfer, Yb:glass, Sapphire, Hybrid Laser Material, Index Matching Liquid, X - ray absorption

1　はじめに

laser が Optical Maser とも呼ばれていた1961年当初、Nd^{3+}イオンを含むガラスがフラッシュランプ励起により発振した[1]。Ndガラス増幅器は、1985 年の CPA レーザーの誕生にも使われた[2]。現在、X線レーザーや核融合用大型レーザーなどの超高出力レーザー増幅器段に使用されている。一方、同じくランタノイドに属する Yb^{3+}イオンを含むガラスは、Nd ガラスに比べて量子効率が高く、励起準位の寿命が長いという特徴をもつ。この特性は、Ybガラスの発振当初から知られていた[3]。Ybガラスは、Ndガラスと同様に半導体レーザーを直接励起光源に使える等の利点があるが、レーザー発振のための下準位が室温で熱分布を避けられない低エネルギー準位である。このため、効率の良い発振には高い飽和光強度での強励起と、効率の良い冷却が必要である。そこで、効率的な冷却法開発の行えるようレーザーガラス内部の熱レンズ効果を透過波面により時間分解計測できるシステムを開発した[4]。著者らは、強励起したYbガラスの半径方向の温度分布を緩和し、ガラス表面からの冷却を促進するために、Ybガラス表面に熱伝導の良いサ

ファイアを密着させた。Ybガラスとサファイアの界面には、熱伝達を確保し反射損失を低減させるインデックスマッチング液を充填した。その結果、Ybガラスからサファイアへの熱伝達が生じ、熱レンズ効果回復の時間を短縮することができた[5]。ここでは複合媒質の開発を更に進め、インデックスマッチング液を用いたYbガラスとサファイアの複合媒質を強励起光源で端面より強励起し、ミラーにより共振器を構成したところ、1035nmでの発振に成功したので報告する。本技術を発展させ高出力且つ高繰り返しのX線源を実現させることで、新たな原子力研究での応用分野が広がる。ここでは伝熱工学への応用について言及する。

2 複合レーザー媒質を用いた強励起発振試験

固体レーザー媒質の冷却方法はレーザー媒質を循環できる気体や液体と異なり、熱伝達を改善することに集約される。1次元非定常熱伝導による固体の冷却を考えた場合、slabからcylinderに、そしてsphereになるにつれて冷却速度は著しく向上する[6]。励起レーザー光によりYbガラスを端面から高強度で励起する場合、Ybガラス内部の励起領域は線上となる。このcylinder状の励起領域に蓄えられた光エネルギーのうち量子効率から考えると、その10%が熱に変化し温度上昇の要因となる。ここではガラス表面にサファイアを密着させることでsphere状とし、伝熱の次元を増やした。

図1に実験装置を示す。Ybガラスとサファイアの界面には、インデックスマッチング液が充填されている。屈折率はYbガラスが1.549、サファイアが1.764である。界面からの反射損失を低減するという観点から、屈折率が1.659に調整することが望ましい。沃化メチレンとメタノールの混合溶液により、屈折率をこの値に合わせることが可能である。しかしながら、メタノールの蒸発により屈折率を長時間維持できないという実用上の不便を考量すると、1−ブロモナフタレンが1液のインデックスマッチング液として優れている。フリーランニングチタンサファイアレーザーを励起光としてレンズで集光し、Ybガラスとサファイアの複合媒質を強励起する。複合媒質の励起光と複合媒質からの発振光は同じ光路上にあるため、発振出力測定時にはダイクロイックミラーにより分離した。

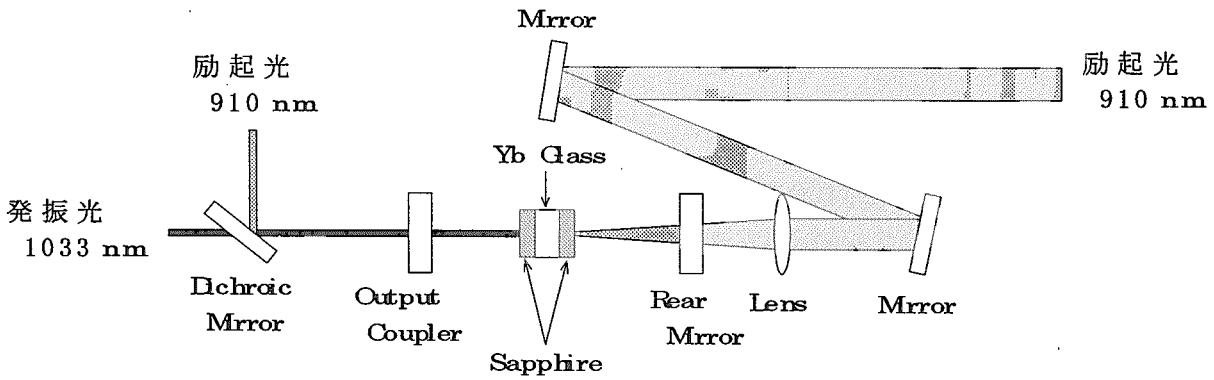


図1 実験装置

図2に励起光と発振光のスペクトルを示す。幅の広い矩形が励起光である（発振光に対して励起光が強くサチュレーションを起こしているため、矩形になっている）。図のように、発振スペクトルが975nmの場合と1035nmの場合の2種類の結果が得られた。この現象は、Ybガラスのみの発振では起こらず、イン

デックスマッチング液を充填した時にのみ発生することから、インデックスマッチング液の充填によりエタロン効果が発生したものと考えられる。Ybガラスをサファイアとインデックスマッチング液で複合化する際、サファイアはフォルダー等で固定されるのではなくYbガラスに押さえ付けるだけであり、その結果として発振波長が変化したと考えられる。ほんのわずかの調整により、1035nmのみを発振させることができる。

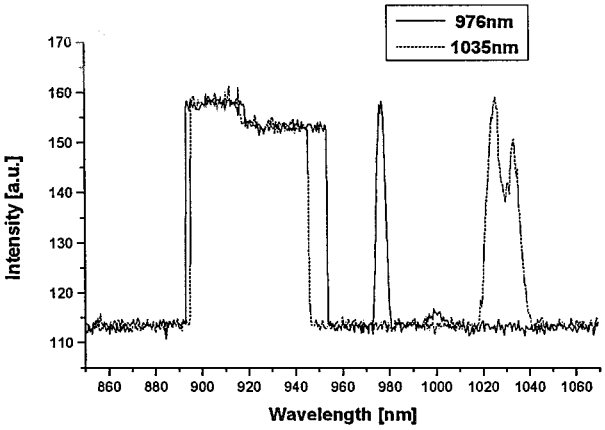


図2　複合媒質の発振スペクトル

ダイクロイックミラーを用いて、Ybガラスのみの発振エネルギーを測定した。励起エネルギーを変えて発振エネルギーを測定したところ、励起エネルギーに対して発振エネルギーは平均3.8%の出力があった。このダイクロイックミラーの透過率は、励起波長で2%、発振波長で76%であるので実際には5%の出力があるものと考えられる。

3　原子力安全研究における伝熱工学への応用

現在、原子力分野では、ジルカロイ被覆管内部に装荷された酸化ウランのペレットの形状検査にX線撮影が定常的に用いられている。このような利用には時間分解計測は必要とせず、現行の技術で対応可能である。一方、原子炉安全工学の先端研究分野では、原子炉事故時の核燃料の挙動を捕らえることが重要である。非定常伝熱[6]の中でも伝熱面での急激な相変化である水蒸気爆発を誘発し、これは米国スリーマイル島やチェルノブイリでの事故のように炉心に致命的な損傷を与える現象である。この現象は、1）高温液体から低温揮発性の液体への急速な伝播、2）高温液体の細粒化等の一連の過程が低温液体の急速な蒸発による衝撃波の発生と伝播、3）高温液体の保有する熱エネルギーが機械的エネルギーへと変換、という過程で進行する。原子炉安全工学の中の軽水炉のシビアアクシデントの分野では、溶融炉心と冷却材の接触による水蒸気爆発が格納容器の健全性に対する潜在的脅威として研究されてきた[7]。当研究室では、テルミットと呼ばれるアルミニウムと酸化鉄の混合溶融物を溶融炉心模擬物として、これを水中に投じる実験が行われた。これまでの実験には高速度ビデオカメラが使用されていた[8]。しかしながら、高温の混合溶融物表面で発生する水蒸気の気泡のため、伝熱表面を可視光領域では充分に観測することはできていない。現在、短パルスレーザー光を10^{17}W/cm^{2}程度の強度でシリコン表面に集光することで7.12ÅのKα線を発

生させX線回折により脂質2重膜の構造変化が10Hzの繰り返しで測定されている[9]。今後、高繰り返し小型X線レーザーによる時間分解計測が一層容易になれば、インコヒーレントX線発生はもとより、水蒸気爆発に伴う膜沸騰伝熱下での高温金属表面の冷却過程のモニターのような先進的な応用も可能である。

4 おわりに

1985年にレーザー媒質を破壊することなく超高出力を得るCPA法が提唱された。同年、大型のフラッシュランプ励起のNdガラスを用いてセレンを照射してX線レーザーが発振した。そして、現在、光量子科学研究のもとで実験室サイズのX線レーザーがCPAレーザーと過渡励起方式により可能となった。短波長化と小型化は一歩ずつ進められているがドライバーレーザーの最終段にフラッシュランプ励起のNdガラス増幅器を使用する限り、ガラス直径の大きさと熱伝導率の低さがX線レーザーの繰り返し性能を制限している。複合レーザー媒質を用いた小型高繰り返し増幅器をCPAレーザーの最終段に使用することで3に述べたような応用分野を開拓することができる。

5 参考文献

[1] E. Snitzer, "Optical maser Action of Nd+3 in a Brium Crown Glass", Phys. Rev. Letters, 7, 12, p.444-446, 1961.

[2] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", Opt. Commun, ,56, 219, 1985.

[3] H. W. Etzel, H. W. Gandy and R. J. Ginther, Appl. Opt. 1, 534, 1962.

[4] A. Nishimura, K. Akaoka, A. Ohzu, T. Usami, "Temporal Change of Thermal Lens Effects on Highly Pumped Ytterbium Glass by Wavefront Measurement", J. Nucl. Sci. Tecnol.,Vol. 38, No. 12, p. 1043-1047,2001.

[5] 西村, 宇佐美, 他, 第2回光量子科学研究シンポジウム, "Yb:glass-sapphire 複合材料のIndex-Matching液による熱レンズ現象の低減", JAERI-Conf 2001-011, p.84-88, 2001.

[6] B. Bird, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot, Transport Phenomena、John Wiley & Sons, p. 356-358, 1960.

[7] 森山 清史, 山野 憲洋, 丸山 結, 工藤 保, 杉本 純, "蒸気爆発に関する実験的研究の概要", JAERI-Review 94-010, 1994.

[8] K. Moriyama, N. Yamano, Y. Murayama, T. Kudo, J. Sugimoto, "ALPHA Visual Data Collection STX005-025: Melt Drop Steam Explosion Experiments" JAERI-Data/ Code, 99-017.

[9] A. Rousse, et al., "KeV X-ray source toward 100fs time-resolved X-ray applications", Proceedings of the 6th International Conference on X-ray lasers, p. 691-697, 1998.

JP0250436

13. フォトリフラクティブ効果を用いたチャープパルスの位相共役鏡

Phase conjugator for chirped pulse by photorefractive effect

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

※東海大学理学部
〒259-1292 神奈川県平塚市北金目 1117

松岡史哲、※鄭 和翊、出来恭一、有澤 孝
Fumiaki Matsuoka, ※Kazuyoku Tei, Kyouichi Deki, Takashi Arisawa

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

※School of Science, Tokai University
1117 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292 Japan

A photorefractive phase conjugator for a short pulse CPA laser system has been developed with cat type configuration using a Rh:$BaTiO_3$ crystal. When the incident laser pulse with spectrum bandwidth of 27 nm was focused into the crystal, the reflectance of 8 % with spectrum bandwidth 26 nm was obtained by the phase conjugator. The fidelity of the reflected pulse compared with incident pulse was 88 %. The reflected pulse was amplified by regenerative amplifier up to 1mJ. The pulse width reflected by the phase conjugator and the pulse width without the phase conjugator has almost same of 113 fs and 108 fs, respectively. The phase conjugator could be useful for CPA laser system with some improvement.

Keywords : phase conjugation, CPA, photorefractive, chirped pulse

はじめに

超短パルスレーザーの微細加工、X線発生などへの利用を考える場合、集光スポット径を小さくし、集光点におけるエネルギー密度を高くすることが必要不可欠である。一方で、増幅段で効率よく増幅し、高い増幅率を得るためには媒質を強励起する必要があるため、熱レンズ効果が顕著となり増幅されたレーザーの波面は大きく歪んでいる[1,2]。これはレーザーパルスの繰り返し数が高い場合には特に顕著となる。波面が歪んだ結果ミラーやレンズでビームを集光した場合の集光スポット径は回折限界から期待されるものより大きなものになってしまう。逆にいえば、波面のそろったビームを得ることが出来れば同じパルスエネルギーでより高いエネルギー密度を得ることが期待できる。

高い出力を保ったまま波面のそろったビームを得るためには波面補正が有効である。波面補正の方法にはデフォーマブルミラーを用いる方法と位相共役鏡を用いる方法があり、それぞれに特

徴をもつ。デフォーマブルミラーはビームをミラーで反射させ、そのミラーを波面形状に合わせて変形させて反射後の波面をそろえるものである。この方法は任意の場所での波面形状を任意の形で得られるため、レーザーシステムのレイアウトに自由度が大きい反面、波面計測装置・フィードバック回路などと組み合わせる必要があり、装置が大型化し、価格も高価である。位相共役鏡は一般にはデフォーマブルミラーと比べ安価で、装置も小型である。しかし、波面形状は任意にコントロールすることは出来ず、ビームを戻したところまでの波面が入射ビームの波面と一致する。このため、システムのレイアウトに自由度を欠く場合が生じるほか、レーザーシステムを設計当初から位相共役鏡込みで考えておく必要がある。その反面、装置の多くは非線形媒質にビームを集光するだけという極めて単純なものになる。レーザー利用まで視野に入れレーザーシステムを構築する場合、装置運用の簡略化、すなわちできるだけ単純なシステムを考えることが有利となる。このため筆者らは波面補正の手法として位相共役鏡を用いたシステムの構築を目指している。

CPA レーザーシステムに組み込むための位相共役鏡を開発する場合、通常とは大きく特徴の異なるレーザーであることに注意を払う必要がある。超短パルスレーザーは非常に短いパルス幅を実現するために非常に幅広いスペクトル幅を持つ。また非線形媒質へのダメージを避ける意味で位相共役鏡はチャープされた状態のビームに用いなければならない。したがって位相共役鏡には幅広いスペクトルで高い反射率を持ち、さらに反射によりチャープすなわち各波長間の位相関係を保存することまでも要求される。

位相共役鏡を用いたレーザーシステムは Nd:YAG レーザーでは MOPA システムで比較的広く用いられている。この場合その多くは誘導ブリルアン散乱（SBS）を原理に用いたものである。SBS を用いる場合、補正しようとするビームは単色に近いものが要求され、例えば縦マルチモードのレーザーを用いた場合、縦シングルモードのレーザーを用いる場合よりも反射率が低下する。このため SBS は CPA レーザーシステムには適用できない。原理的に広いスペクトル幅を持つ光で位相共役波の発生が可能な方法としてフォトリフラクティブ効果がある [3,4,5]。そこでフォトリフラクティブ効果を用いた位相共役鏡を開発しその特性評価を行った。

実験

図 1 に実験配置図を示す。チタンサファイア自己モードロック発振器(平均出力 200mW、パルスエネルギー2nJ、パルス幅 45fs、繰り返し 100MHz、スペクトル帯域幅 27nm)からのレーザーパルスはパルスストレッチャーで約 10,000 倍に引き伸ばされる。そのビームはアイソレーター、ポラライザー、1/2 波長板、ハーフミラーを順にとおり、その後、焦点距離 150mm のレンズにてロジウムドープチタン酸バリウム結晶(Rh:$BaTiO_3$)内部に集光される。結晶へのビームの入射は図 1 の挿入図に示したとおりである。これは cat 型と呼ばれる配置であ

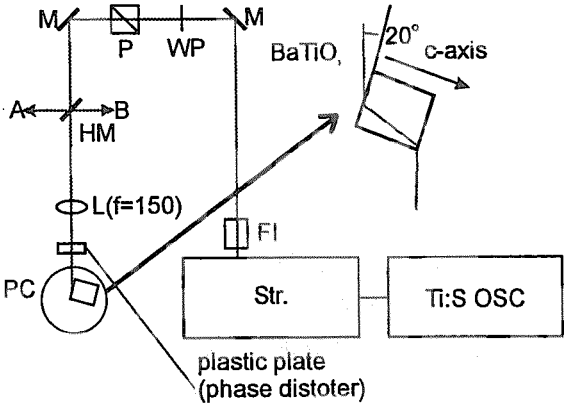


図 1 実験配置図 FI:ファラデーアイソレーター、WP:波長板、HM:ハーフミラーL:レンズ、PC:フォトリフラクティブ結晶

る。結晶直前に、光路から出し入れ可能なプラスチック製の板を波面の乱れを生じさせるために配置した。発生する位相共役波の評価を行うためにビームプロファイル、スペクトル形状を図 1 中の A 点（入射波）、B 点（位相共役波）において計測した。その後、位相情報の保存を確認するため、位相共役鏡からの反射波を再生増幅器にて約 1mJ へ増幅し、パルスコンプレッサーへ導入しパルス圧縮を試み、その自己相関波形をシングルショットオートコリレーターにて計測した。

実験結果及び考察

位相共役波反射率

チタン酸バリウム結晶へビームを集光した結果位相共役鏡の反射率 8%で位相共役波の発生が観測された。モードロック発振器のモードロック動作を停止させ CW 発振させるとスペクトルの帯域幅は 2nm となる。この状態でもやはり位相共役波の発生は観測され、その反射率は 25%であった。このことからパルス発振時の反射率の低さはスペクトルの帯域幅の広さに起因するものと思われる。

ビームプロファイル

図2に反射前後のビームプロファイルを示す。図 2(a)は位相共役鏡への入射ビーム、図 2(b)、(c)は位相共役鏡により反射されたビームであり(b)はプラスチック板のない状態、(c)はプラスチック板を光路に挿入した状態である。また図 2(d)はプラスチック板を光路に挿入し、焦点距離 150mm のレンズの焦点に通常のミラーを置いた場合の反射ビームのプロファイルである。(a)に対する(b)、(c)、(d)の忠実度はそれぞれ、88%、84%、74%であった。反射波のビームプロファイルは入射波に対して忠実に再現していることがわかる。また図 2(c)と図 2(d)の比較からプラスチック板による波面の乱れも補正できていることがわかる。以上より、位相共役鏡の反射により位相共役波が発生していることがわかる。

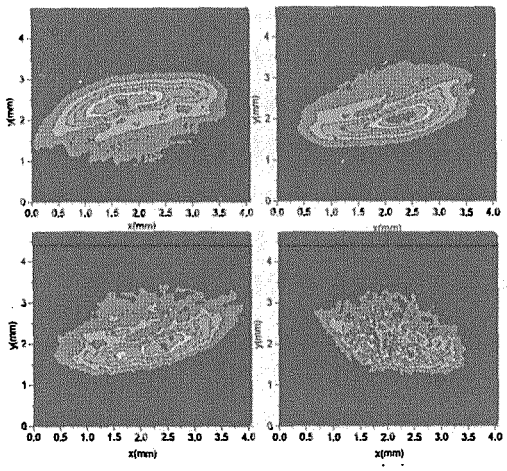


図 2　ビームプロファイル　(a)入射ビーム、(b)反射ビーム(プラスチック板なし)、(c)反射ビーム(プラスチック板あり)、(d)反射ビーム(通常のミラーによるプラスチック板あり)

スペクトル

図3に反射前後のビームのスペクトル形状を示す。図 3(a)、(b)はそれぞれ反射前後のスペクトルを示す。反射前 27nm であった帯域幅は位相共役鏡の反射によりほとんど変化を受けず 26nm となっていた。また、スペクトル形状に関してもほとんど変化を受けていないことがわかる。この結果から、位相共役鏡の反射ではスペクトルにほとんど変化は受けないと考えられる。

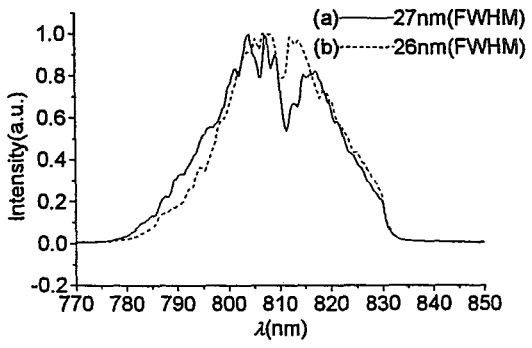


図 3　スペクトル形状 (a)入射波、(b)位相共役波

位相情報

位相共役鏡により反射されたビームを再生増幅器にて約 1mJ へ増幅し、その後パルス圧縮を行った。そのパルスの自己相関波形を図 4 に示す。図 4(a)は位相共役鏡のない場合、図 4(b)は位相共役鏡により反射したパルスの自己相関波形である。それぞれの半値幅は 108fs、113fs でありほとんど変化は見られなかった。この結果はチャープのかかったパルスが位相共役鏡の反射でその波長間の位相関係を保存することを示している。

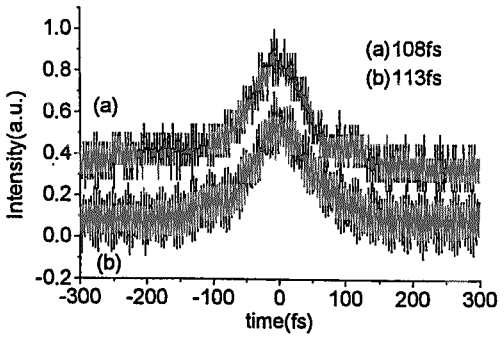


図 4 自己相関波形 (a)位相共役鏡のない場合、(b)位相共役鏡による反射の場合

まとめ

フォトリフラクティブ位相共役鏡を開発し、チャープパルスを用いた場合の特性を評価した。位相共役波の発生を確認した。その反射率は 8%であった。
位相共役波はスペクトル、チャープのいずれも入射波に対してほとんど変化を受けなかった。
位相共役鏡としての基本的性能は満足すべきものであったが、CPA レーザーシステムに組み込み、効率よく増幅を行いながら、位相共役波を発生させるためには反射率の増加が必要不可欠である。そのためには Danailov らの行っているような空間的に波長を分散させて、その上で結晶に入射させる方法[6]が有効であると思われる。本装置の改良により CPA レーザーシステムに組み込み可能な位相共役鏡を開発できるものと期待できる。

参考文献

1. P. F. Moulton Opt. Soc. Am. B, 3, 124(1986)
2. A. C. DeFranzo and B. G. Pazol, Appl. Opt. 32, 2224(1993)
3. W. S. Rabinovich and B. J. Feldman Opt. Lett. 16, 708(1991)
4. H. Yau, P. Wang, E. Pan, J. Chen and J. Y. Chang, Opt. Comm. 135, 331(1997)
5. M. Cronin-Golomb, Opt. Lett. 14, 1297(1989)
6. M. B. Danailov, K. Diomande, P. Apai and R. Szipõcs, 45, 5(1998)

JP0250437

14. プリパルスを用いた窒素原子の高強度レーザー場誘起イオン化

Strong Field Ionization of Nitrogen Atoms Prepared by a Prepulse

江 潤劻、匂坂 明人、横山 啓一、福田 祐二、赤羽 温、
井上 典洋、上田 英樹、大道 博行、山川 考一
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

Junkei KOU, Akito SAGISAKA, Keichi YOKOYAMA, Yuji FUKUDA,
Yutaka AKAHANE, Norihiro INOUE, Hideki UEDA,
Hiroyuki DAIDO, 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

Highly charged atomic nitrogen ions, N^{z+} with z up to 5, were observed in a direction perpendicular to the laser polarization, when nitrogen molecules were irradiated with a high intensity laser pulse (10^{17} W/cm^2) with a prepulse. By comparing results of the Coulomb explosion, we have assigned the formation of these ions not to the Coulomb explosion of nitrogen molecules at the critical internuclear distance. The observation of the ions in the perpendicular direction suggests field ionization of nitrogen atoms formed via photodissociation of nitrogen molecules by a prepulse. Ion production dependence on the laser intensity also supports the optical field ionization of nitrogen atoms.

Keywords : Field ionization, Prepulse, Nitrogen atom, Dissociation, Coulomb explosion

1. はじめに

フェムト秒パルスレーザーの集光により、超高強度レーザー場中での原子の振る舞いが明らかにされつつある。レーザー強度が 10^{14} W/cm^2 以上の領域では、多光子吸収過程のような摂動論的な現象ではなく、原子中の束縛電子のポテンシャル障壁がレーザー場によって低下し、原子はトンネルイオン化を起こす[1,2]。トンネルイオン化の速度はADKモデル[3]によってよく説明される。さらに高強度なレーザー場中で、ポテンシャル障壁の低下がイオン化エネルギーと等しくなると、電子はトンネリングを起こすことなくイオン化する[1]。このように、高強度レーザー場中で原子は興味深い振る舞いをする。しかし、これまでの対象とされてきた原子は閉殻の電子構造をもつ希ガス類に限られており、電子構造が高強度場中の原子のダイナミクスに及ぼす影響については調べられていない。我々は、プリパルスを用いることで窒素分子をまず解離し、生成した窒素原子の超高強度レーザー場中でのイオン化について調べた。

2. 実験

超高強度チタンサファイアレーザーシステム[4]からの出力光を軸はずし放物面鏡で集光し、集光強度 1.3×10^{17} W/cm^{2}を得た。集光強度の校正にはHeガスの光電場誘起イオン化の信号を用いた。プリパルスとメインパルスの強度比は1:20であり、時間差は10 nsであった。集光点で生成されたイオンは2段加速型飛行型(TOF)質量分析器により質量/価数ごとに分解した。第1段及び第2段の加速電場はそれぞれ、9.44×10^3、7.33×10^4 V/m であった。イオンの飛行距離は 1.075 m で、直径 14 mm の MPC(micro-channel-plate)を検出器として用いた。検出器が覆う集光点からの立体角は 1.33×10^{-4} sr である。TOFスペクトルは300回のレーザーショットで得られたものをデジタルオシロスコープで平均化した。窒素ガスの圧力は 1×10^{-7} Torr であった。

3. 結果及び考察

図1に窒素のTOFスペクトルを示す。メインパルスの集光強度は 1.3×10^{17} W/cm^2、レーザーの偏光方向はTOF質量分析器の検出軸方向と垂直である。 窒素の多価イオン N^{z+} (z=1-5)が観測された。プリパルスを用いず、高強度レーザーを窒素分子に照射した場合、クーロン爆発で N^{z+}が生成することが報告されている[5, 6]。しかし、この時、窒素分子がレーザーの偏光方向に配向するため、偏光と垂直にはN^{z+}はほとんど観測されない。また、クーロン爆発の場合には、N^{z+}のスペクトルは検出器方向に初速度をもつイオンと、それとは反対方向に初速度をもつイオンに起因するダブルピークが観測される。このダブルピークの観測には、TOF質量分析計の加速電圧の設定が重要になる。加速電圧を図1と同じ条件にして、レーザーの偏光方向を検出軸方向に傾けた場合(75°)、図2に示すようなダブルピークを観測した。得られたダブルピークから測定したエネルギーは、報告されている窒素分子のクーロン爆発の放出エネルギーとよく一致していた。このことから図2に示すダブルピークはクーロン爆発によるものと思われる。これは本研究で用いた加速電圧では、クーロン爆発が起こるとダブルピークが観測されるを示している。しかし、図 1 ではそのような分裂は観測されなかった。これらより、図1の N^{z+}は、クーロン爆発によるものではなく、プリパルスによって解離生成した窒素原子をメインパルスでイオン化したものと考えられる。

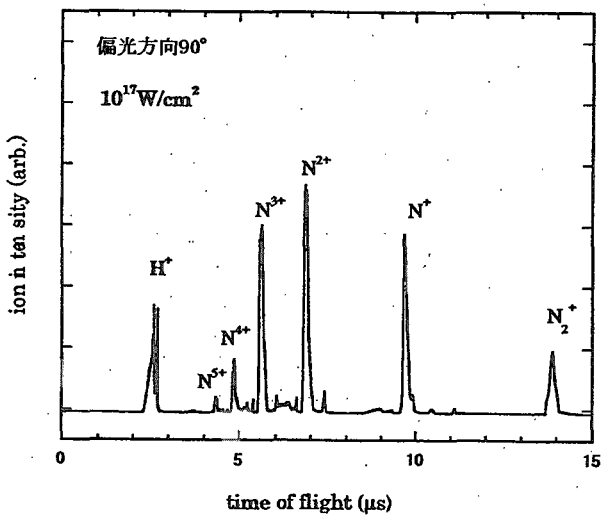


Fig. 1: TOF spectra of N_2 irradiated with a prepulse and a main pulse. The laser polarization was perpendicular to the detection axis.

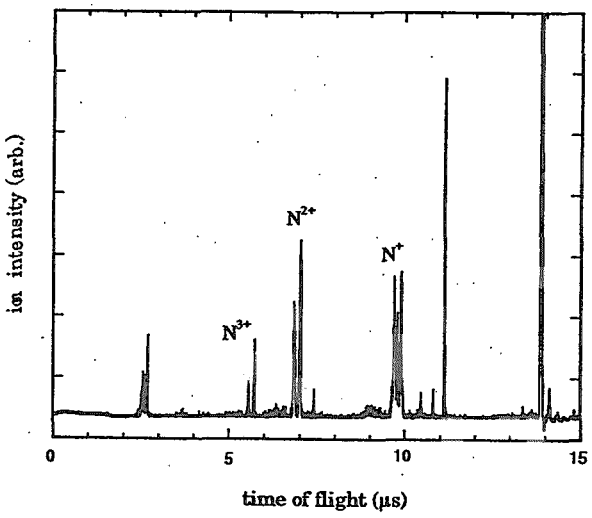


Fig. 2: TOF spectra of N^{z+} ions with the split peaked structures corresponding to the Coulomb explosion of N_2.

図3にN^{z+}の生成量のメインパルスのレーザー強度依存性を示す。実線はADKモデルによって得られた各イオンの生成量である。N^+以外はADKモデルとよく一致している。本研究で用いたレーザー強度では各イオンの生成量は飽和していた。これはメインパルスの相互作用領域中の原子がほぼ100%の確率でイオン化するために起こる。このとき、イオンの生成量のレーザー強度依存性は相互作用領域中で各イオンの生成しきい値強度を超える空間の体積に依存する。一方、図3の強度依存性には、プリパルスによって引き起こされる窒素分子の解離過程の強度依存性も反映される。N^{z+}の生成量が窒素原子のADKモデルとよく一致することは、プリパルスの解離過程で生成される窒素原子の量がプリパルスのレーザー強度に依存しない、すなわち、飽和していることを示唆している。

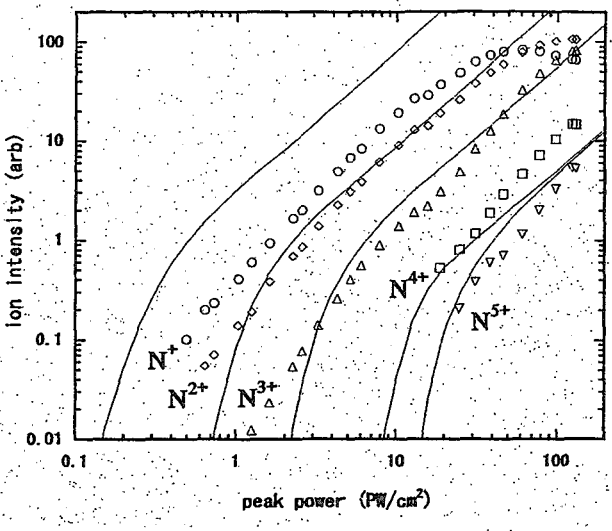


Fig. 3: The dependence of the ion yields of N^{z+} on the intensity of the main pulse. The solid lines indicate the calculation based on the ADK model.

結論として、メインパルスに対して1/20のプリパルスをつけて窒素分子に照射したところ、N^{z+}が偏光方向と垂直に観測された。これらのイオンの生成過程はクーロン爆発ではなく、プリパルスで解離生成した窒素原子がメインパルスでレーザー場誘起イオン化したものと考えられる。この方法により、高強度場中での原子の振る舞いに関して、電子構造が及ぼす影響を調べられる可能性がある。

参考文献

[1] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin, and J. H. Eberly: Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2212; S. Augst, D. D. Meyerhofer, D, Strickland, and S. L. Chin: J. Opt. Soc. Am. B4 (1991) 858.

[2] E. A. Chowdhury, C. P. J. Barty, and B. C. Walker: Phys. Rev. A63 (2001) 042712.

[3] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov: Sov. Phys. JETP 64 (1986) 1191.

[4] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, and H. Takuma: Opt. Lett. 23 (1998) 1468.

[5] C. Cornaggia, J. Lavancier, D. Normand, J. Morellec, and P. Agostini: Phys. Rev. A44 (1991) 4499.

[6] Ph. Hering, and C. Cornaggia: Phys. Rev. A59 (1999) 2836.

JP0250438

15. Dissociative Ionization Processes of Small Molecules

H. YAMADA[1] N. TANIGUCHI[1] M. KAWASAKI[1] Y. MATSUMI[2] R. J. GORDON[3]

[1:] Department of Molecular Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501

[2:] Nagoya University [3:] University of Illinois

The speed and angular distributions of I^+ ions, produced when ICl molecules were exposed to both ultraviolet (UV) and visible (VIS) radiation at 304 + 608 nm, 355 + 608 nm, and 304 + 532 nm, were measured by velocity map imaging. An intense central feature in the I^+ images was observed to be very sensitive to the polarization of the UV light and is attributed to a dissociative ionization (DI) mechanism involving three-body fragmentation: $ICl + h\nu$ (VIS) + $3\,h\nu$ (UV) $\rightarrow I^+ + Cl + e^-$. The effect of varying the delay between the VIS and UV radiation on the I^+ images suggests that an intermediate gateway state of ICl reached by absorption of one-photon of VIS light mediates the transition to the superexcited DI state.

Keywords: Dissociative ionization, Photodissociation, Superexcited state, Ion imaging, Iodine monochloride

1. Introduction

In conventional studies of photodissociation employing weak visible (VIS) or ultraviolet (UV) radiation, a molecule, AB, absorbs a single photon and dissociates on the lowest potential energy surface accessible within the Franck-Condon window. If the photon is sufficiently energetic, however, the molecule may be excited to a neutral superexcited state, AB^{**}, which can then decay either by predissociation or by autoionization. At energies close to ionization, excitation to ion-pair states may also be important. And if the ionic state is unbound, dissociative ionization (DI) may occur;

$$AB + h\nu \rightarrow AB^{**} \rightarrow A^+ + B + e^-. \quad (1)$$

Photoionization studies displaying these phenomena have been reported recently for I_2[1],C_6H_5I[2],and H_2[3]. We report here the results of a two-color, photofragment ion imaging study of the DI of iodine monochloride (ICl). One or more VIS photons excite an intermediate "gateway" state, and several UV photons access the ionization continuum. The use of two independent excitation sources allows us to separate the roles played by the gateway state and the superexcited DI state. Variation of the time delay between the two sources as well as their polarizations allows us to obtain a more detailed understanding of the DI mechanism.

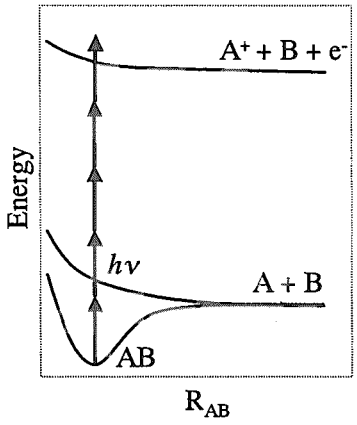


Fig. 1. Schematic of Dissociative ionization

2. Experimental

Experiments were performed with three pairs of UV and VIS laser pulses (304 + 608 nm, 355 + 608 nm, and 304 + 532 nm). Linearly polarized UV and VIS lasers (10 Hz, 6 ns pulse duration) were used to irradiate a molecular beam of ICl seeded in 1 atm of Ar gas and pulsed at 10 Hz. The delay time between two laser pulses was controlled by a pulse generator and could be extended to as long as ± 2 μs with a jitter of a few ns. The molecular beam was directed along the axis of a 60 cm long Wiley-McLaren time-of-flight mass spectrometer operated under velocity-sensitive conditions[4].

The laser beams were linearly polarized perpendicular and/or parallel to the flight axis and focused onto the molecular beam between the repeller and extractor electrodes. Ions were accelerated by an electrostatic lens and focused onto a microchannel plate (MCP) detector mounted at the end of the flight tube. The image produced on the phosphor screen by each laser shot was captured by a frame grabber connected to a CCD camera with a time-gated image intensifier (C4347, Hamamatsu) and accumulated in a laboratory computer. The images of the full three-dimensional velocity distribution were calculated from the 2-D maps by an inversion procedure developed by Matsumi *et al*[5].

3. Results and Discussion

Figure 2a shows I^+ images obtained at 304.02 nm with only UV radiation present. This image was produced by (2+1) REMPI of $I^*(^2P_{1/2})$ atoms produced by one-photon UV photodissociation of ICl[6]. Figure 2b shows I^+ images produced with both UV (304.40 nm, 0.5mJ/pulse) and VIS (608.80 nm, 12mJ/pulse) radiation. The center-of-mass translational energy distributions and β values derived from these I^+ images are displayed in Fig. 3. The angular anisotropy parameter , β , is obtained by fitting the angular distributions to the function;

$$I(\theta) \propto 1 + \beta P_2(\cos\theta). \qquad (2)$$

where I(θ) is the normalized intensity of the photofragment, θ is the angle between the velocity of the fragment and the electric vector of the dissociation laser beam, and P_2 is the 2nd Legendre polynomial.

The discrete ring observed in the one-color image (Fig. 2a) and the partially resolved double peaks at 20.7 and 22.2 kcal/mol in the recoil energy distribution are attributable to one-photon dissociation of ICl at 304.02 nm to produce I* + Cl* and I* + Cl fragments, followed by (2 + 1) REMPI of the I* atoms;

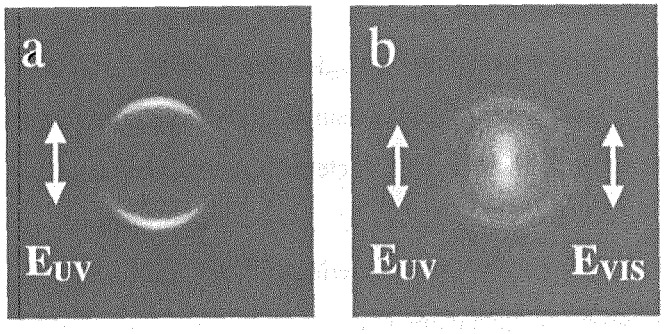


Fig. 2. I^+ ion velocity images obtained from ICl by (a) resonant one-color excitation at 304.02 nm and (b) from non-resonant two-color experiments using wavelengths of 304.40 and 608.80 nm. The arrows indicate the direction of electric vector of each photon.

$$ICl + h\nu(UV) \rightarrow I^* + Cl / I^* + Cl^*, \qquad I^* + 3h\nu(UV) \rightarrow I^+ + e^-. \qquad (3)$$

The β value for the ring in Fig. 3a has a limiting value of 2, which indicates a parallel electronic transition (ΔΩ = 0).

The image of I^+ ions produced by off-resonant two-color irradiation of ICl displays also an intense central feature (Fig. 2b). This inner feature is attributed to DI processes in ICl. In a DI process, the electron can carry away a continuous amount of kinetic energy, so that the recoiling ion-neutral pair displays a distribution of kinetic energies that may be peaked near zero. The images obtained in the two-color non-resonant experiment (Fig. 2b) display an outer ring and a central feature. The outer ring is similar to that seen in the resonant one-color experiment (Fig. 2a), but its small β value of approx. 0.7 indicates that it does not arise from non-resonant ionization of I*. The ratio of the integrated I^+ relative intensity of the outer ring to that of the central peak in the two-color non-resonant experiments was found to be independent of UV pul

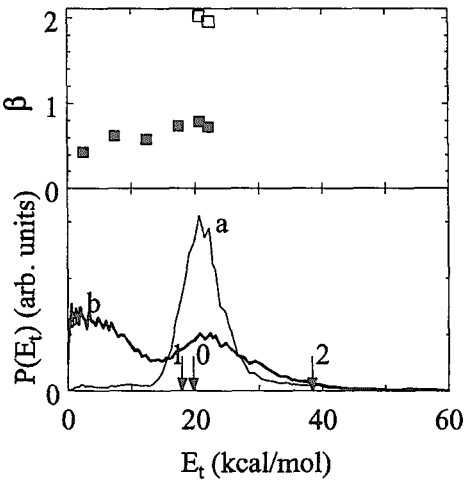


Fig. 3. The c.m. translationalenergy distributions of the I^+ photofragment and the angular anisotropy parameter extracted from the images in Fig. 2.

304.40 nm, with the 608.80 nm pulse energy fixed at 12 mJ/pulse. These results suggest that the same dissociation process is responsible for the outer ring and the central feature. The total energy, E_t, available to the recoiling nuclei in the overall process;

$$ICl + h\nu(VIS) + 3h\nu(UV) \rightarrow I^+(^3P_J) + Cl + e^- \qquad (4)$$

may be calculated from the dissociation energy of ICl and the ionization potential of $I(^2P_{3/2})$. For 304.40 + 608.80 nm, E_t = 38.2 kcal/mol for J = 2, 19.7 kcal/mol for J = 0, and 17.9 kcal/mol for J = 1. The formation of three different J-states can explain the observed maximum kinetic energies shown in Fig. 3b, where the maximum available translational energies for the three J levels are indicated by the arrows. The translational energy distribution of I^+ is in agreement with these threshold energies, suggesting that at least two different J states are produced. The mixed character of the transitions could be the reason why the anisotropy parameter is reduced to β = 0.7.

In two-color experiments with 355 + 608.04 nm and 304.40 + 532 nm, the central feature was also observed, respectively. Figure 4 shows the integrated I^+ signal intensity vs. Δt in the two-color experiments. Panel (a) corresponds to 355 + 608.04 nm, and panel (b) corresponds to 304.40 + 532 nm. A negative time delay in these figures means that the VIS pulse precedes the UV pulse. Figure 4b shows that the I^+ signal for 304.40 + 532 nm was observed only when the UV and VIS pulses were temporarily overlapped within 10 ns. In Fig. 4a, however, the I^+ signal for 355 + 608.04 nm is observed when the VIS pulse precedes the UV pulse. This effect is attributed to a transition to a bound gateway state of ICl with one VIS photon. An ICl molecule in the bound

gateway state is then ionized by absorption of several UV photons. We note that the threshold for dissociation of ICl to ground state atoms is 576.67 nm. The $A(^3\Pi)$ state of ICl, however, is accessible by a one-photon transition with VIS laser light[7], and subsequent absorption of three UV photons leads to a superexcited DI state;

$$ICl(X^1\Sigma) + h\nu(VIS) \rightarrow ICl(A^3\Pi_1),$$

$$ICl(A^3\Pi_1) + 3h\nu(UV) \rightarrow I^+(^3P_J) + Cl + e^-. \quad (5)$$

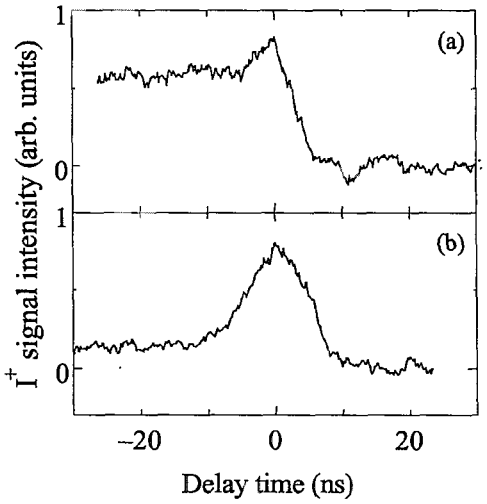


Fig. 4 Time-resolved I^+ signal intensity produced from ICl with non-resonant two-color experiments using wavelengths of (a) 355 and 608.04 nm and (b) 304.40 and 532 nm. The horizontal axis is the delay time between the visible and ultraviolet laser pulses, where a negative delay time means that the visible pulse precedes the ultraviolet pulse.

References

[1] S. Unny, Y. Du, L. Zhu, R. J. Gordon, A. Sugita, M. Kawasaki, Y. Matsumi, and T. Seideman, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2245

[2] S. Unny, Y. Du, L. Zhu, K. Truhins, R. J. Gordon, A. Sugita, M. Kawasaki, Y. Matsumi, R. Delmdahl, D. H. Parker, and A. Berces, J. Phys. Chem. A **105** (2001) 2270

[3] B. L. G. Bakker, D. H. Parker and W. J. van der Zande, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3272

[4] A. T. J. B. Eppink and D. H. Parker, J. Chem. Phys. **109** (1998) 4758

[5] Y. Sato, Y. Matsumi, M. Kawasaki, K. Tsukiyama, and R. Bersohn, J. Phys. Chem. **99** (1995) 16307

[6] Y.-J. Jung, Y. S. Kim, W. K. Kang and K.-H. Jung, J. Chem. Phys.

[7] S. Yabushita, J. Mol. Structure (Theochem) **461** (1999) 523

JP0250439

16. Preparatory Study on Coherent Quantum Control --- Future Plan and Current Status in APR ---

Keiichi YOKOYAMA, Junkei KOU, Yuji FUKUDA, Makoto AOYAMA, Yutaka AKAHANE, Norihiro INOUE, Hideki UEDA, Kouichi YAMAKAWA, Toshizo SHIRAI, Atsushi YOKOYAMA

Advanced Photon Research Center and Department of Materials Science, Japan Atomic Energy Research Institute, 8-1 Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Abstract

A study on coherent quantum control launched at Advance Photon Research Center is introduced, putting special emphasis on the development of a pulse-shaping system including feedback control feature. The feedback control is designed to be driven by the simple genetic algorithm with two coding schemes, by which the electric field is converted to a binary code. The performance of the feedback system developed here is experimentally examined through temporal compression of pulses from a mode-locked Ti:Sapphire laser.

Keywords: Pulse shaping, Feedback control, Coherent quantum control

1. Introduction

Controlling the energy flow in molecules is a key technology to make molecules take a desired form and thus to facilitate the invention of new materials. However, techniques used in the current industry, e.g. controlling temperature, concentration, or pressure and changing substituents, act as *passive* control, in which the intramolecular energy flow is governed by the molecule itself. Whereas, coherent quantum control has recieved more and more attention in the last few years [1,2] as a candidate for the new technology to realize the *active* control of energy flow in molecules.

Although the idea of using coherence of light to control quantum system was proposed in 1960s [3], the recent progress in the study of coherent quantum control is mainly owing to the progress of mode-locked Ti:Sapphire lasers and pulse-shaping techniques, by which the spectral amplitude and phase can be modulated fairly flexibly using a spatial light modulator (SLM) [4] consisting of liquid-crystal array or acoust-optic modulator. Theoretical work aimed to establish conceptual foundation of the coherent control also plays an important role in the current progress.

Another technique for the pulse modulation has been developed by Tournois et al. in 1997 [5]. They used diffraction of light coupled with acoustic wave in a TeO_2 crystal and call it acoust-optic programmable dispersive filter (AOPDF). The main difference between AOPDF and SLM is the fact that the latter modifies spatial distribution of light transformed to frequency domain, while the former directly modulates electric field in time domain without transformation from time to frequency. Therefore, we do not need the 4f dispersion-free setup including a grating pair and cylindrical lenses or concave mirrors. It has been reported so far that the AOPDF was successfully utilized to pulse compression of high-peak power laser [6] and to pre-compensate band narrowing in a regenerative amplifier [7]. Those examples took advantage of larger dynamic range in the modulation than the SLM has. To apply this new tool to the coherent quantum control, we have implemented a feedback control feature including genetic algorithm (GA) [8] into the driver software controlling the AOPDF. Details of the feature implemented and some preliminary results are reported below.

2. Genetic algorithm

To perform feedback optimization of the pulse shape, we have chosen the simple GA out of many variants of GA, as the first step. The GA is one of the algorithms for general problems in optimization and is expected to be suited for searching the global maximum/minimum for systems in which little information on the direction to the optimal solution is available. In operations of the simple GA, first, the coding scheme is defined to convert the "phenotype", e.g., electric field of optical pulses, to a "gene", e.g., a binary code, and an initial population is created as a group of genes generated randomly. Then, evaluation, reproduction, crossover, and mutation of genes in the population are repeated to create the next generation until a certain convergence criterion has been met. At the last step, the best fitted gene is decoded to its phenotype to obtain the optimal solution.

For the purpose of coherent quantum control, the coding step is the most important among all steps in the simple GA operations. The reason is as follows. The evaluation step is the most time consuming in the present feedback coherent quantum control because the fitness of each gene is obtained from experiments in most cases. Therefore, the number of evaluation steps is limited by the machine time. Whereas, the number of generation and size of population should become large to reach the optimal solution with increasing length of gene. Hence, we must define gene as short as possible to find optimal pulse shape within limited experimental time.

The coding scheme reported so far seems not to be paid much attention probably due to the use of SLMs. In many experimental works conducted with SLMs, the mask pattern for each pixel of the liquid-crystal array were straightforwardly taken as a gene. This gene can describe pulses separated in frequency domain pretty well even with a short gene but cannot in time domain. Whereas, the AOPDF is operated by the rf wave with the same temporal profile as the desired electric field has. This means that the phase and amplitude of the electric field are designed directly and flexibly and sent to the rf generator as it is, although the coding scheme must be defined carefully.

3. Coding method

3.1. Superposition of multiple pulses

In the coding step, we need to define a way to convert the electric field into a gene. As mentioned above, the length must be short. From a computer simulation for optimizing a pulse shape, we estimated that a gene consisting of around 100 bits would require the generation number of order of 100 when population size is around tens. So, we set our tentative goal so as to define gene with less than 100 bits.

One of the straightforward ways to define gene is giving the profile of temporal or spectral amplitude A and phase Φ of the electric field E,

$$E(t) = A(t)\exp(i\Phi(t)) \quad \text{or} \quad E(\omega) = A(\omega)\exp(i\Phi(\omega)).$$

However, both A and Φ oscillate if multiple pulses exist in the field. These multiple pulses are expected to be necessary to generate mid-infrared pulses by the difference frequency mixing and to excite atoms and molecules selectively by a linear-chirp-pulse train [9]. To describe such oscillation, the temporal or spectral resolution must be high. For example, 128 points of the resolution results in 128 x 2 x 8 = 2048-bits gene even if dynamic range is assumed to be 8 bits. Therefore, this way is not adequate for such optical field containing multiple pulses.

Instead, we construct the electric field by mixing linear-chirp pulses. Each linear-chirp pulse is defined with two points on ωt plane indicating start and end position on the time and

frequency axis. The profile of the amplitude of each pulse is given by the Hanning window function. That is,

$$E(t) = \sum_j A_j(t) \exp(i\Phi_j(t))$$

where $A_j(t) = 0.5\ (1-\cos(2\pi\, t/(t_{1j}-t_{0j}))$

$\Phi_j(t) = \int \{(\omega_{1j}-\omega_{0j})/(t_{1j}-t_{0j})\}(t-t_{0j})+\omega_{0j}\, dt$ with $\Phi_j(t_{0j})=0$.

The advantage of this definition is that a small number of bits can describe any separated pulses pretty well because it is free from oscillation to be seen in A and Φ. For example, when each position on ωt plane is defined with 4 bits each, only 16 bits are needed for a single chirp pulse. This method may be inadequate for the highly complicated field like those predicted for Hadamard transformation for quantum computing [10]. In contrast, this method should be suitable for molecular vibrational control to be realized by multi-step pump and dump processes.

3.2. FROG trace

Another coding method has been prepared. It uses a FROG-trace-like map defined as the pattern of $\omega\tau$ plane as an input field. First, the $\omega\tau$ plane is divided into N x N pixels with equal spacing. The gene presents on or off of each pixel.

$$I_{\mathrm{FROG}}(\omega_i,\tau_j) = 0 \text{ or } 1$$

Then, we calculate the electric field $E(t)$ so as to give the best fit to the given pattern utilizing the phase-retrieval procedure used in the FROG analyses. Namely, we find $E(t)$ which minimizes X defined by the following equation,

$$X = \sum \left| I_{\mathrm{FROG}}(\omega_i,\tau_j)^{0.5} - |E_{\mathrm{sig}}(\omega_i,\tau_j)| \right|^2$$

where $E_{\mathrm{sig}}(\omega,\tau) = \int E(t)\, G(t-\tau) \exp(-i\omega t)\, dt$

and $G(t-\tau) = 0.5\ (1-\cos(2\pi(t-\tau)/(0.1\Delta T))$.

Here, G is the Hanning window function and ΔT is the full width of the temporal window in which modified electric field can exist. Note that arbitrary pattern on $\omega\tau$ plane does not necessarily correspond to an electric field, and thus, the calculated electric field is not guaranteed to be determined uniquely. However, even if genes are not rigorous definition of electric field, the optimal solution should be reachable. We have chosen this method because the modification of this pattern is close to the intuitive procedure of modification of electric field. In addition, this method is expected to be suitable for evolution in GA according to the "building block hypothesis". Therefore, we think that this method is worth examining despite rather a long gene required.

4. GA operations other than coding method

We use the roulette selection for the reproduction step but leave one of the best fitted genes to the next generation. That is, the elite selection is combined with the roulette selection to increase efficiency of evolution within a limited time. The one-point crossover with a probability of 0.9 and a probability of generation gap of 0.8 were used. Mutation with a probability of 0.01 were used. Initial population was generated by random numbers.

5. Performance check

5.1. Temporal compression of femtosecond pulses

5.1.1. Experimental setup

To check the performance of the feedback-controlling system developed here, we applied this system to an adaptive pulse compression using a femtosecond laser. Femotosecond pulses generated by a mode-locked Ti:Sapphire oscillator (SpectraPhysics, Tsunami) operating at 80

MHz were delivered to the AOPDF (FASTLITE, Dazzler) through two λ/2 plates, two polarizers, and a Faraday rotator, all of which are required for isolation of the oscillator against any backward pulses. The modulated pulses coming out of the AOPDF were separated from unmodulated pulses by a thin film polarizer placed just after the AOPDF. The pulse duration of the modulated pulse were measured by an autocorrelator (Spectra-Physics, 409), in which the autocorrelation signal was taken as SHG intensity generated in a BBO crystal inside it. A typical output power of the laser was measured to be 400 mW at the entrance of the AOPDF. The spectral band width and the center wavelength of the pulse was measured to be ~ 20 nm (FWHM) and 800 nm, respectively, by a monochrometer (Acton research Co., SpectraPro 275). The pulse duration was measured to be 220 fs before entering the AOPDF. This value is significantly larger than the typical output pulse of Tsunami probably because the optics inserted for the isolation stretched the pulse by their group velocity dispersion. The waveform of autocorrelation was recorded by a digital oscilloscope (Tektronix, TDS680B) and transferred through a GPIB network to a personal computer, on which the driver software running.

All feedback-controlling routines were programmed by LabVIEW 6.0 from National Instruments. The fitness p of each gene was evaluated as

$$p = 1/\Delta t \times I_{SHG},$$

where Δt is the FWHM of the waveform of the autocorrelation signal and I_{SHG} is the peak intensity of the autocorrelation signal. A single chirp pulse of acoustic wave was used to compress the optical pulse for the first attempt. The gene length of 16, the maximum pulse duration of 3 ps, and the width of the spectral window of 30 nm were used.

5.1.2. Results and discussion

Prior to the adaptive pulse compression, we manually compressed the pulse to check the functioning of the AOPDF. Modifying only the 2nd dispersion $d^2\Phi/d\omega^2$ by the default controlling program provided by FASTLITE, we could compress the pulse to 55 fs. That is, we used an acoustic wave corresponding to the optical pulse expressed by the following equation,

$$E(\omega) = A(\omega) \exp(i\Phi(\omega))$$

where $$A(\omega) = \exp(-((\omega-\omega_0) / \delta\omega_0)^6)$$

$$\Phi(\omega) = -a_2 (\omega-\omega_0)^2/2.$$

When we input $\omega_0 = 800$ nm, $\delta\omega_0 = 30$ nm, and $a_2 = 17000$ fs^2, the shortest pulse was obtained.

For the adaptive pulse compression, a pulse duration of around 200 fs was obtained after 10 generations from a randomly generated initial population comprising 10 genes. This result of feedback compression is very preliminary and poor compared to that of the manual compression. However, it is enough to judge the whole feedback system works so properly as designed. Further results will be reported elsewhere.

6. References

[1] H. Rabitz, R.de Vivie-Riedle, M. Motzkus, K. Kompa, Science 288 (2000) 824.
[2] Stuart A. Rice, Nature 409 (2001) 422.
[3] E. A. Manykin, A.M. Afanasev, Sov. Phys. JETP 25 (1967) 828.
[4] A.M. Weiner, D.E. Leaird, J.S. Patel, J.R. Wullert, Opt. Lett. 15 (1990) 326.
[5] P. Tournois, Opt. Commun. 140 (1997) 245.
[6] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, P. Tournois, Opt. Lett. 25 (2000) 575.
[7] K. Ohno, T. Tanabe, F. Kannari, F. Petit, F. Verluise, P. Tournois, Rev. Laser Eng. 29 (2001) 527.
[8] J.H. Holland, *Adaptation in Natural and Artificial Systems*, MIT press (1992).
[9] K. Nagaya, Y. Teranishi, H. Nakamura, in *Laser Control and Manipulation of Molecules*, ACS books (2001).
[10] C.M. Tesch, L. Kurtz, R.de Vivie-Riedle, Chem. Phys. Lett. 343 (2001) 633.

JP0250440

17. 高強度レーザー照射で生成するAlイオンのスペクトル解析
Spectrum Analysis of Al Ions Produced by High Intensity Laser Irradiation

周藤 佳子、佐々木 明、森林 健悟、
高橋 謙次郎、柳瀬 悦也、大道 博行
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]
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1
Keiko Suto, Akira Sasaki, Kengo Moribayashi
Kenjiro Takahashi, Etsuya Yanase, 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
鈴木 将之[1,2]
大阪大学レーザー核融合研究センター[2]
〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-6
Masayuki Suzuki
Institute of Laser Engineering, Osaka Universty
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan
桶田隆継[1,3]
近畿大学総合理工学研究科[3]
〒577-8502 大阪府東大阪市小若江 3-4-1
Takatsugu Oketa
Interdisciplinary Graduate School of Science and Technology,Kinki University
3-4-1 Kowakae, Higashi-Osaka, Osaka, 577-8502, Japan
香川 貴司
奈良女子大学理学部
〒630-8506 奈良県奈良市北魚屋東町
Takashi Kagawa
Kitauoyahigashi, Nara 630-8506, Japan
Department of Physics, Nara Women's University

We investigate the temperature and density profile of the C and Al plasmas by analyzing the soft x ray spectrum radiated from the plasma to study the interaction between a high intensity short pulse laser and plasmas.

The laser pulse having a temporal duration of 1.5 ps is focused on the solid target of CH and Al giving an intensity of 10^{15}W/cm^2. Firstly, identification of each spectrum line is carried out. Secondly, the atomic processes in plasmas which determine the temperature and density dependent feature of the line and continuum radiation are investigated.

The density and temperature of the position and their spatial profile are determined by the Inglis-Teller-limit and the intensity ratio between Lyα and its satellites.

Keywords : Short Pulse Laser, High Intensity Laser, High Density Plasma, Spectroscopy, Atomic Processes in Plasma

1. はじめに

本研究は、高強度短パルスレーザーを照射したプラズマ中の物理過程を解明するために重要な高密度・低温プラズマ中の温度・密度分布を、Al から放射される L-X 線スペクトルや、C から放射される K-X 線スペクトルの解析を通じて明らかにすることを目的として行った。

今回、メインパルスの強度 10^{15}(W/cm^2)、パルス幅 1.5(ps)のレーザーにエネルギーが 1/2、パルス幅 600(ps)のプレパルスをつけたものとつけなかったものをそれぞれ Al,C に照射して得られるスペクトルを斜入射回折格子分光器により 20Å~80Åの波長域で、波長分解能 0.1Å、空間分解能 200μm で測定した。この波長域では Al の L-X 線、C の K-X 線が観測される。

スペクトルの解析にあたり、まず、得られた実験スペクトルを同定し、また、発光スペクトルの温度・密度依存性を決定するプラズマ中の原子過程について検討した。そして、Inglis-Teller-limit ([1]、[2]、[3])よりプラズマのイオン密度を見積もった。その結果、ターゲットから 200μm までの位置の膨張プラズマにおいて、プレパルスをつけた場合はつけなかった場合のイオン密度の約 1/3 であった。これは、短パルスレーザーの照射により高密度プラズマが生成されることを示す結果となった。

2. スペクトルの同定

原子のエネルギー準位は電子配置によって決まる。不安定な励起状態は、より安定な低準位に遷移する。放射されるX線のエネルギーは始状態の準位と終状態の準位の差であり、それぞれの遷移に固有の値である。このことを用いて、実験で得られたスペクトルの始状態と終状態を同定する。

20Å～70Åの範囲では、C プラズマからは K-X 線が、Al プラズマからは L-X 線が観測される。K-X 線は単純な系列スペクトルが観測されるが、今回、ターゲット表面近傍で観測したスペクトルでは、Lyα線のサテライト線(1s2l－2p2l、1s3l－2p3l)がみられたので、始状態と終状態を特定し、共鳴線との強度を比較して温度の推定を行った。

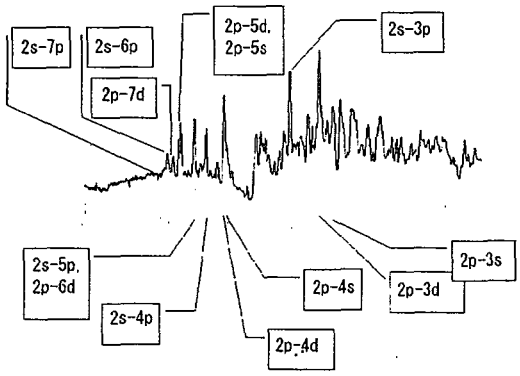


図 1：Al のスペクトル

図1はプレパルスをつけていないレーザーを照射して得られた Al のスペクトルである。この同定の結果から、強度の強いラインは Li 様イオンからの共鳴線であること、また、Be 様イオンからの共鳴線と、Li 様イオンからの共鳴線との間に明瞭なラインがないことから、二電子励起状態や、内殻励起状態からの発光が観測されていないことがわかる。さらに、L-X 線の上準位の主

量子数が7までのスペクトル線が確認されていることより、Inglis-Teller-limit を7とすると、イオン密度は $2.3\times10^{20}(1/cm^3)$と見積もれる。

プレパルスをつけていないレーザーを照射して得られた C のスペクトルを同定すると、Inglis-Teller-limit を6として、イオン密度は $7.3\times10^{19}(1/cm^3)$と見積もれる。Al と C というターゲットの違いで、イオン密度が変化することが見積もれたが、これに対する物理的考察は今後の課題とする。

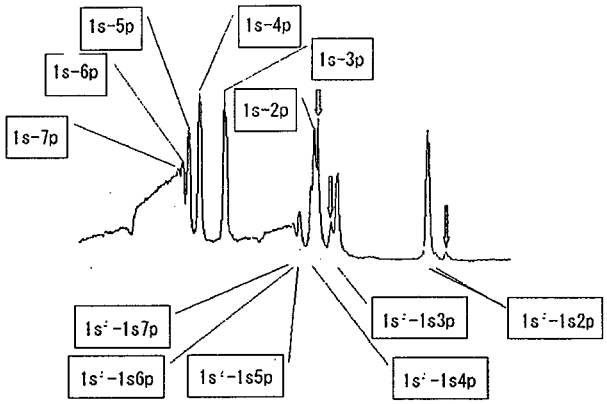


図 2：Cのスペクトル

図2はプレパルスをつけていないレーザーを照射して得られたCのスペクトルである。この同定の結果から、強度の強いラインは Li 様イオンからの共鳴線であること、また、Be 様イオンからの共鳴線と、Li 様イオンからの共鳴線との間に明瞭なラインがないことから、二電子励起状態や、内殻励起状態からの発光が観測されていないことがわかる。さらに、この結果により、Inglis-Teller-limit を7とすると、イオン密度は $2.3\times10^{19}(1/cm^3)$と見積もれる。プレパルスがある場合とない場合でイオン密度が変化する。

3．スペクトルの空間分解

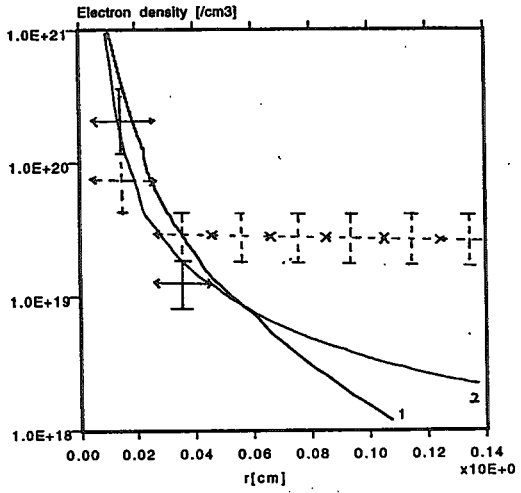


図 3：プレパルスがある場合とない場合の密度分布

それぞれの実験で得られたスペクトルを200μmごとに切り出して積分した。その結果、プレ

パルスをつけていないレーザーを照射したAlの発光領域は200μm以下であり、ほぼ、ターゲット表面で発光していることがわかった。プレパルスをつけたレーザーを照射したAlから得られるスペクトルを空間分解した結果は、ターゲット表面から遠ざかるにしたがって、Li様イオンの共鳴線の強度に対してBe様イオンの共鳴線の強度が増す傾向を示し、しだいにプラズマが冷却して再結合が進む様子を示す。これにより、空間分解をしたスペクトルを解析することで、温度・密度分布を得ることができる。

図3にCのスペクトルのInglis-Teller-limitから求めた密度分布をHYADESコード[4]の結果と比較して示す。ターゲット表面付近の密度はプレパルスがない場合、ある場合の3倍になり、ターゲット表面からの距離に対する減少の様子も実験と計算で定性的に一致する。これは、プレパルスがないレーザーを照射した場合に発光領域が狭くなっていること、また、パルス幅が短くなるとより高密度のプラズマからの発光が観測できることを示唆している。プレパルスをつけたレーザーを照射したCのスペクトルにはLyα線のサテライト線が観測されている。発光する可能性のあるサテライト線は1snl-2pnlであるが、実際に観測されているラインは2p2l,2p3sからの発光である。このように、特定のラインしか観測されていないということは、これらのラインが二電子性再結合により二電子励起状態が生成され、輻射遷移により発光しているものと推測できる。これにより、共鳴線と、サテライト線の強度比を用いて温度の評価を行ったところ、2p2lから求まる温度は40eV、2p3sから求まる温度は20eVであり、2倍の違いが生じた。発光に寄与するレベルのみを取り入れたCRモデルにより、評価すると、各々の温度を用いた場合にライン強度比が再現されるので、この違いの原因としては、サテライト線の上準位が生成されるプロセスが他にあること、現在の測定系の分解能では区別できないが、発光領域が異なっていること、時間発展が影響していることなどが考えられ、その解釈は今後の課題である。

4．まとめ

実験で得られたスペクトルを同定することで、Inglis-Teller-limitを用いて密度を評価した。

その結果、同じ条件のレーザーを照射した場合、Alを標的にした場合は、Cを標的にした場合のおよそ2倍のイオン密度になることが見積もれた。Cを標的にした場合について、空間分解されたスペクトルから密度分布を求め、流体コードの結果と比較した。

また、共鳴線の近傍にあるサテライト線が分離して観測されていることから温度を評価すると、およそ20eV～40eVという結果を得た。

今後は、プラズマの時間発展が積分されたスペクトルにどのように反映されるかを調べる予定である。

参考文献

[1] H. R. Griem, "Principles of Plasma Spectroscopy", CAMBRIDGE UNIVERCITY PRESS, Cambridge, (1997).

[2] H. R. Griem, "Spectral Line Broadning by Plasmas", ACADEMIC PRESS, New York and London, (1974).

[3] D. R. Inglis and E. Teller, Astrophys. J., 90, 439 (1939).

[4] J. T. Larsen and S. M. Lane, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 51, 179 (1994)

JP0250441

18. Plasma Polarization Spectroscopy

Takashi Fujimoto and Atsushi Iwamae

Department of Engineering Physics and Mechanics, Kyoto University, Kyoto, Japan

Tetsuya Kawachi and Noboru Hasegawa

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI)

8-1, Umemidai, Kizu, Soraku-gun, Kyoto, 619-0215, JAPAN

Helium gas target was irradiated by a linearly polarized ultra-short pulse of Ti:Sapphire laser light with duration of 50fs and energy of 150 mJ. We changed the direction of the polarization of the incident laser light and observed the emission of the Lyman series lines and continuum from the plasma in the recombining phase.

Keywords: plasma spectroscopy, polarization, optical field ionization

I. INTRODUCTION

Recent advent of ultra-short-pulse lasers makes it possible to generate highly charged ions ionized by the high laser electric field; this mechanism is called the optical field ionization (OFI). [1-4] Characterization of the plasmas thus produced, especially that of the electron velocity distribution, is essential for the purpose of developing a novel x-ray source such as x-ray lasers. Therefore, clarification of the electron velocity distribution is an important objective of plasma polarization spectroscopy (PPS). In the high laser field, an electron in an atom is quivered by the periodic laser field and has a pondermotive potential energy. With an increase in the laser electric field strength, the pondermotive potential energy becomes comparable with or even exceeds the ionization potential of the atom, and tunneling ionization occurs with a substantial probability. In the case that the laser light is linearly polarized, ionized electrons would have velocities only in the direction of the laser field, so that the electron velocity distribution would be strongly anisotropic. The emission lines and continuum of ions in such a plasma may be polarized. It is known that OFI plasmas emit radiation in the recombining plasma phase. It is thus expected that, by observing the temporal change of the emission polarization, we can investigate relaxation process of the anisotropic electron velocity distribution due to electron-electron and electron-ion scattering. In the following, we report on our preliminary experiment toward

the polarization measurement of the OFI plasma.

II. PRELIMINARY EXPERIMENT

A seed light at wavelength of 800 nm with 20 fs duration and 80 MHz repetition rate is generated by a mode-locked Ti:sapphire oscillator (Femto-source technology) pumped by a 5 W diode-pumped solid state laser (Spectra Physics Millenia V). The typical power of the seed light is 250 mW and the spectral bandwidth is 40 nm (full-width at half maximum (FWHM)). A four-path stretcher based on a spherical mirror and a grating with 1200 grooves/mm generates a chirp of 50 ps/nm. The regenerated amplifier is a 10 Hz Ti:sapphire laser pumped by a Nd:YAG laser (B.M. Industries). In order to reduce the ASE level and to achieve a high contrast ratio, we have optical shutters just before and after the regenerative amplifier. The typical output energy and the spectral bandwidth of the regenerative amplifier is 1 mJ and 30 nm (FWHM), respectively. The output laser pulse is further amplified by the two stage amplifiers, a 4 path and a 3 path Ti:Sapphire amplifiers, both pumped by Nd:YAG lasers, and the maximum output energy is 300 mJ/pulse. A pulse compressor, which is placed in a vacuum chamber, has an efficiency of about 60 % and provides an output laser pulse with maximum energy of 180 mJ, diameter of 50 mm, and pulse duration of 50 fs.

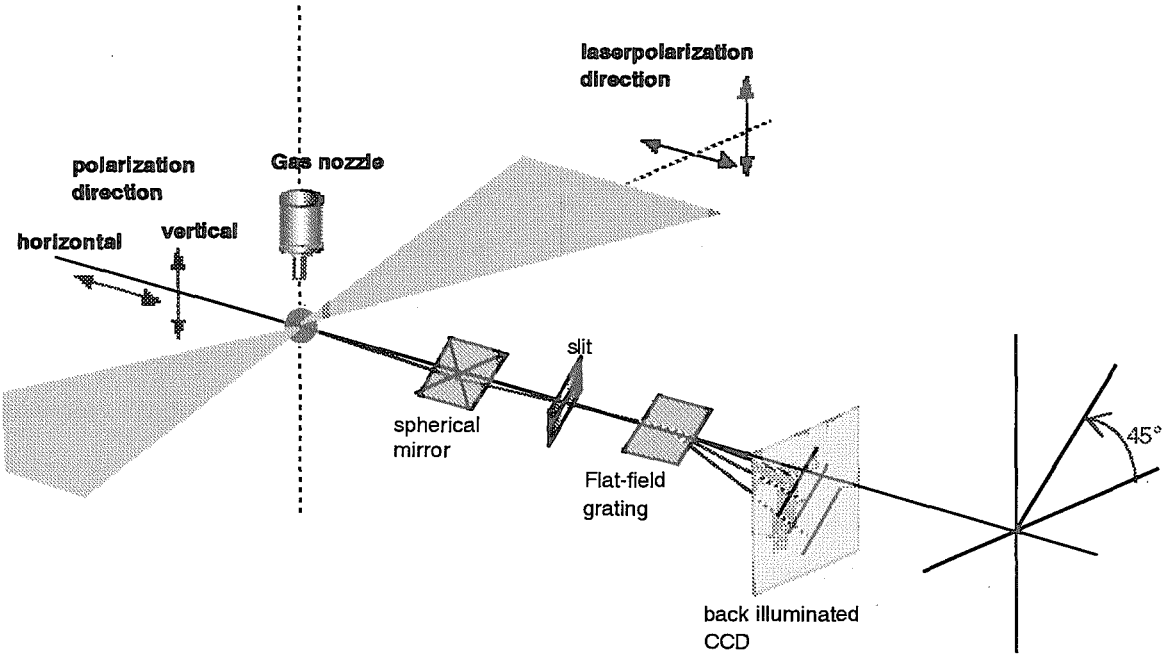


Fig.1. Experimental set-up

The laser pulse was steered by a plane mirror, went through a zero-order l/2 wave-plate (CVI

optics), and was focused by an off axis parabolic mirror with f number of 4. The focus spot size was measured to be about 50 μm-diameter (FWHM) with an imaging system having magnification of 10. The maximum irradiance was estimated to be 2×10^{17} W/cm^2. The target gas was helium, which was injected into the focusing area by a pulse gas nozzle (General Valve) having an output aperture size of 800 μm. This gas valve was synchronized with the pumping YAG laser and was opened at 400 μs before the laser pulse and was closed at 600μs after the pulse. Backing pressure of the nozzle could be varied from 1 atm through 20 atm. Gas density was determined from the line density map taken with a Mach-Zehnder type interferometer at wavelength of 633 nm for several backing pressures. [5]

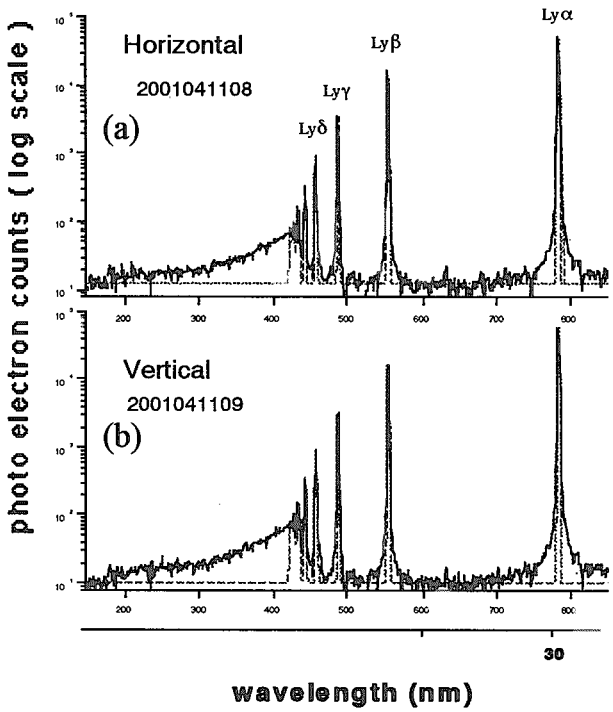


Fig.2. Typical spectra of the hydrogenlike helium ions in recombining OFI plasmas. "Horizontal" and "vertical" is shown in Fig.2.

Figure 1 shows experimental set-up. The emission from the plasma was observed by use of a grazing incidence spectrometer in the direction of 90° with respect to the laser propagation direction. It consisted of a concave mirror with curvature of 3240mm, a 200 μm-width entrance slit and an uneven spacing flat-field grating with 1200 grooves/mm. The grazing incidence mirror and the grating may have different reflectivities or efficiencies for different polarization directions. Emission radiation was expected to be polarized in the direction parallel or perpendicular to the laser propagation direction. In order to compensate the differences, we rotated the spectrometer by 45° around the observation axis. We attempted to observe temporally resolved spectra by using an x-ray streak camera. We found, however, that our streak camera had a too low sensitivity in the wavelength region of interest. Instead we used a CCD in the present experiment. This was a back-illuminated CCD and we took time-integrated spectra.

By rotating the zero-order $\lambda/2$ wave-plate, the polarization direction of the linearly polarized laser light was set to be horizontal or vertical, and we compared the spectra of the plasma emission between the horizontal and vertical cases. Since the recombination continuum terminates on the 1s state, its polarization characteristics are exactly the same as those of the classical oscillator [6].

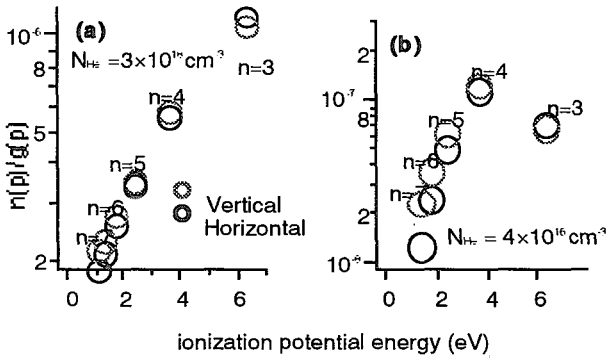


Fig.3. Boltzmann plot of the relative excited level populations of the He II for the high gas density case; (a), and the low gas density case; (b).

Figure 2 shows typical spectra for the helium gas target. The laser intensity was 5×10^{16} W/cm^2, and gas density is estimated to be 3×10^{18} cm^{-3}. The Lyman series lines and continuum of hydrogen-like helium ions are seen. We took similar spectra under the gas density of 4×10^{16} cm^{-3}. We derived the excited level populations of the upper levels of the hydrogen-like helium ions using the corresponding transition probabilities, where we took into account the wavelength dependence of sensitivity of our diffraction grating and that of our CCD. Figure 3 (a) and (b) shows the Boltzmann plots of the excited level populations for the gas density of 3×10^{18} cm^{-3} and 4×10^{16} cm^{-3}, respectively. In the high gas density case (a), no significant difference is seen between the two polarization cases, whereas in the low gas density case (b), a slight difference appears in the slope of the population distribution.

Here, we assume that the electron temperature (or average electron energy), T_e, is 20 eV and electron density, n_e, is 2 times of the gas density. This leads.to the electron-electron thermalization rate, which is $t_{ee} \sim T_e^{3/2}/[(n_e/10^{20})\ln\Lambda]$ (T_e and n_e are in KeV and in m^{-3}, respectively.), of order of ps for the high gas density case and 100 ps for the low density case. Since the transition probabilities of Lyman series lines are 10 ~ 100ps, it would not be unreasonable that anisotropy in the electron velocity distribution can be observed for the low density case even under the time-integrated observation. At the present preliminary stage, however, we cannot draw any definite conclusion. We plan to conduct a time-resolved observation in near future.

References

[1] P.B. Corkum, N.H. Burnett and F. Brunel, Phys. Rev. Lett., **62**, 1259 (1989)

[2] L.V. Keldish, Zh.Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1945 (1964) [Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965)]

[3] M.V. Ammosov *et al.*, Teor. Fiz. **91**, 2008 (1986) [Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986)]

[4] S. Augst, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2212 (1989)

[5] H. Kotaki *et al.*, proc. of 10th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics (ISEM2001) (in press)

[6] H. M. Milchberg and J. C. Weisheit, Phys. Rev. A **26**, 1023 (1982)

JP0250442

19. Narrow Peak Transition Radiation X rays Generated by Dynamical Diffraction Effect

Kazuaki YAJIMA, Nobutsugu IMANISHI
Department of Nuclear Engineering, Kyoto University, Sakyo, Kyoto 606-8501, Japan
Nikolay NASONOV
Laboratory of Radiation Physics, Belgorod State University
12 Studencheskaya Street, Belgorod 308007, Russia

We have calculated angular distribution and energy spectra of narrow peak transition radiation (TR) X rays for the case of 1-GeV electron beam irradiating a silicon thin crystal. The results show that the angular distribution and energy spectra depends remarkably on polarization of emitted photon, and the energy spectra for σ-polarization have a narrow spectrum width of about 25 eV in FWHM.

Keywords: Transition Radiation, X ray, Crystal, Dynamical Diffraction

1. Introduction

Transition radiation (TR) is an electromagnetic wave emitted when a charged particle crosses a boundary between different dielectric media, and TR in an X-ray region is ordinary produced using a relativistic electron beam and a thin-foil stack target placed in a vacuum. In recent years, TR has been expected to be a brilliant X-ray source on the laboratory accelerator basis, and we have experimentally studied the TR properties to apply TR as an X-ray source [1-4].

On the other side, there has been increasing interest in photon-emission processes arisen when a relativistic electron beam crosses a crystal target, and TR is one of such processes. Ordinarily, TR X rays emitted from the front and the back of the thin-foil target interfere with each other, and this interference is called "intra-foil resonance". The effect of intra-foil resonance forms a characteristic energy spectrum and an angular distribution. However, when the target possesses a crystalline structure and TR X ray emitted from the target front has an energy near the Bragg energy corresponding to the reflecting crystallographic plane, the TR X ray will be scattered by a crystallographic plane, because of the dynamical diffraction effect and the intra-foil resonance can be expected to disappear. Moreover, when the Bragg energy is in the suppressive interfere region of intra-foil resonance, TR beam having a very narrow spectrum width can be appeared [5]. We have named this phenomenon caused by the dynamical diffraction effect "narrow peak TR".

The purpose of this work is to reveal theoretically characteristics of the narrow peak TR from the view point of a photon-emission process for the crystal target, and to find applicability of the narrow peak TR. In this paper, firstly, we introduce the formulas describing the narrow peak TR for Laue geometry. Then, the calculated energy spectra and angular distributions of the narrow peak TR are shown. Finally, we compare between the narrow peak TR and the ordinary TR or bremsstrahlung.

2. Expressions for the narrow peak TR

When a relativistic electron of a mean velocity $\mathbf{v}$ passes through the thin crystal target with

thickness L placed in a vacuum at an angle of φ to the reflecting crystallographic plane defined by the reciprocal lattice vector $\mathbf{g}$, and the absorption of X rays in the crystal is negligibly small, the approximate expression in the natural unit for the narrow peak TR in the Laue geometry is given by, within the frame of two-wave approximation of the X-ray dynamical diffraction theory [5],

$$\omega\frac{dN_\lambda^{TR}}{d\omega d^2\Theta}=\frac{e^2}{\pi^2}\frac{\Theta_\lambda^2}{\left(\gamma^{-2}+\Theta^2\right)^2}T(\xi_\lambda,\tau,\tau_\lambda), \tag{1}$$

where

$$T=\left[\cos(\tau+\tau_\lambda\xi_\lambda)-\cos(\tau_\lambda\sqrt{\xi_\lambda^2+1})\right]^2+\left[\sin(\tau+\tau_\lambda\xi_\lambda)-\frac{\xi_\lambda}{\sqrt{\xi_\lambda^2+1}}\sin\left(\tau_\lambda\sqrt{\xi_\lambda^2+1}\right)\right]^2,$$

$$\tau=\frac{\omega_0^2L}{2\omega_b\cos\varphi},\quad \tau_\lambda=\frac{\omega_g^2L|\alpha_\lambda|}{2\omega_b\cos\varphi},\quad \xi_\lambda=\frac{g^2}{2\omega_g^2|\alpha_\lambda|}\left(\frac{\omega_b'}{\omega}-1\right),\quad \omega_g^2=\omega_0^2F(\mathbf{g})\exp(-\frac{1}{2}g^2u^2)/Z,$$

$$\omega_b=\frac{g}{2\sin\varphi},\quad \omega_b'=\omega_b\cdot(1+\Theta_\parallel\cot\varphi),\quad \alpha_1=1\ \text{(σ-polarization)},\quad \alpha_2=\cos2\varphi\ \text{(π-polarization)},$$

$$\gamma=\left(1-v^2\right)^{-1/2},\quad \mathbf{n}=\frac{\mathbf{v}}{v}(1-\frac{1}{2}\Theta^2)+\Theta,\quad \mathbf{v}\cdot\Theta=0,\quad \Theta_1=\Theta_\perp,\quad \Theta_2=\Theta_\parallel,\quad \Theta\ll1.$$

The subscript λ denotes wave polarization: λ =1 for the σ-polarization, and λ =2 for the π-polarization. $\mathbf{n}$ is the unit vector of an emitted photon direction, and the direction of $\Theta_\perp$ is perpendicular to the plane spanned by $\mathbf{v}$ and $\mathbf{g}$. $F(\mathbf{g})$ is the atom form factor, Z is the number of electron in an atom, u is the mean square amplitude of thermal atom oscillations, and $\exp(-g^2u^2/2)$ is the Debye-Waller factor. ω_0 is the plasma frequency of the media of the crystal, ω_b is the Bragg frequency. The expression (1) is valid in the close vicinity around the Bragg frequency.

In the region far from the Bragg frequency described by the limit $|\xi_\lambda|\gg1$, the dynamical diffraction effect is vanished, where $T\to2(1-\cos\tau)$ and the expression (1) is approximated as follows:

$$\omega\frac{dN_\lambda^{TR}}{d\omega d^2\Theta}=\frac{2e^2}{\pi^2}\frac{\Theta_\lambda^2}{\left(\gamma^{-2}+\Theta^2\right)^2}(1-\cos\tau). \tag{2}$$

The expression (2) describes the ordinary TR from a thin target of amorphous medium.

3. Results and discussion

Calculation was performed for s 1-GeV electron beam crossing a 17.8 μm thick silicon perfect crystal at an angle φ = 25° to the reflecting crystallographic plane (220). In this case, the Bragg energy is about 7634 eV. Figs. 1 and 2 show the calculated angular distribution of the 7626-eV narrow peak TR for the σ- and π-polarizations, respectively. As shown in Fig. 1, the rapid decrease of the intensity around $\Theta_\perp=0$ mrad results in a double sharp peak for the σ-polarization. On the contrary, the angular distribution for the π -polarization has a sharp peak at $\Theta_\perp=0$.

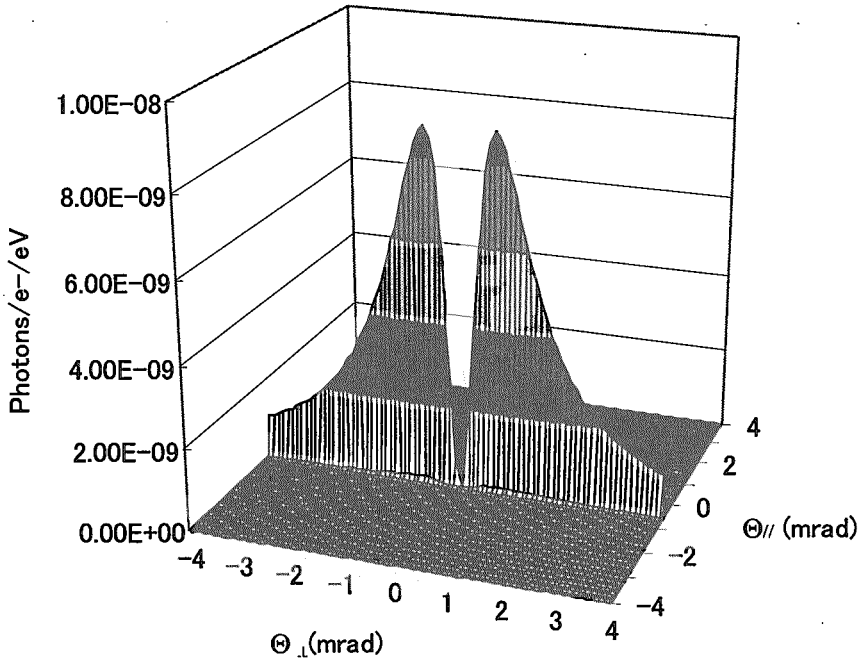


Fig. 1. The calculated angular distribution of the 7626-eV narrow peak TR for the σ-polarization.

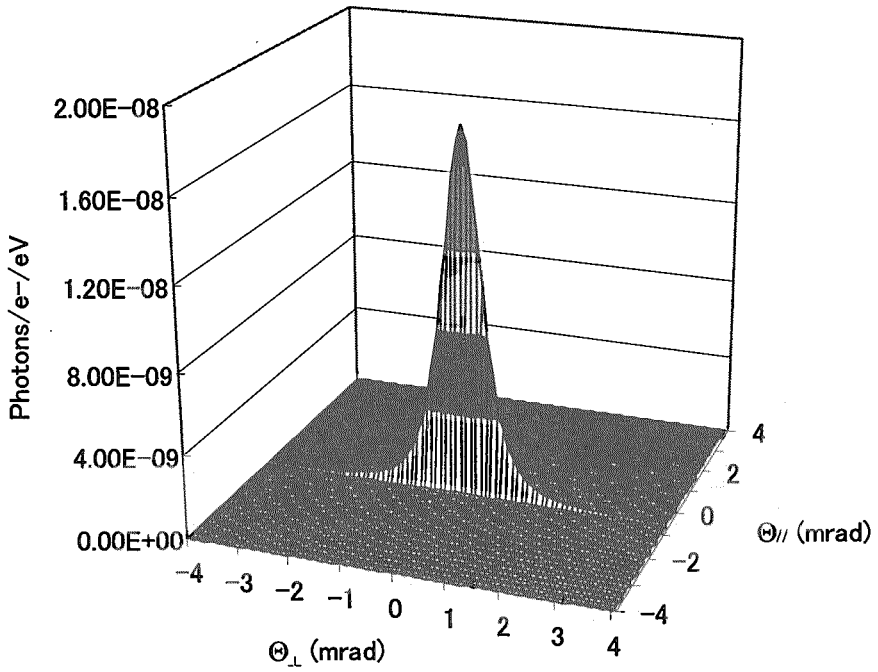


Fig. 2. The calculated angular distribution of the 7626-eV narrow peak TR for the π-polarization.

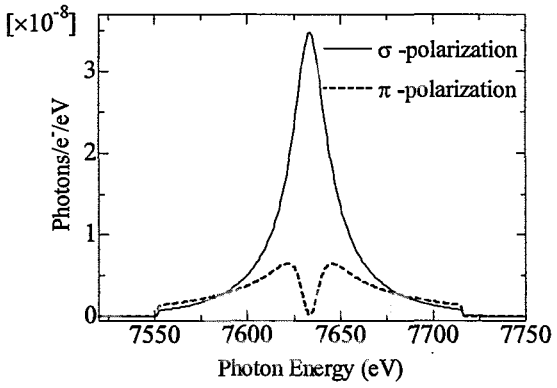


Fig. 3. The calculated energy spectra of the narrow peak TR for the σ- and π-polarizations.

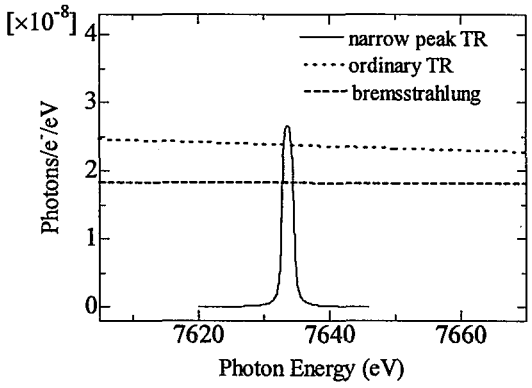


Fig. 4. Separating the narrow peak TR from the ordinary TR and the bremsstrahlung.

The calculated energy spectra of the narrow peak TR for the σ- and π-polarizations are shown in Fig. 3. The spectra for the σ-polarization have a maximum near the Bragg energy (7634 eV) and forms a single narrow peak of width of about 25 eV in FWHM. On the other hand, the spectra for the π-polarization have a dip near the Bragg energy. The trends in the angular distributions and energy spectra dramatically depend on the polarization of emitted photons. This is one of interesting features of the narrow peak TR.

However, the intensity of the narrow peak TR is 10^{-8} photons/e⁻/eV, and it is very weak compared with the ordinary TR simultaneously emitted from the same crystalline target. Therefore, we should separate the narrow peak TR from the background in order to detect it experimentally. For the purpose, it is proposed to extract a part of photon beam generated from the crystalline target through a slit covering the angular range where the intensity of the narrow peak TR is large compared with the background. The calculated energy spectra are shown in Fig. 4 for a rectangular slit of 6 mrad long and 0.1 mrad wide placed in the center of the electron beam axis. In this case, the peak intensity of the narrow peak TR become comparable to that of the ordinary TR and bremsstrahlung.

Acknowledgments

The authors thank Prof. A. Itoh, Prof. A. Fukuyama, and Dr. T. Awata for their useful advice. This work was supported in part by a Grant-in-Aid for Japan Society for the Promotion of Science Fellows from the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology of Japan.

References

[1] T. Awata et al., Radiat. Phys. Chem. 50 (1997) 207.
[2] T. Awata et al., AIP CP 392 (1997) 265.
[3] K. Yajima et al., Nucl. Instr. and Meth. A 435 (1999) 490.
[4] K. Yajima et al., Nucl. Instr. and Meth. A 460 (2001) 227.
[5] N. Imanishi et al., Nucl. Instr. and Meth. B 173 (2001) 227.

JP0250443

20. レーザーアブレーションプルーム中でのネオジムの速度分布

Velocity Distributions of Neodymium Atoms in Laser Ablation Plume

飯村 秀紀、大場 弘則、柴田 猛順、宮武 宇也[A]
日本原子力研究所 物質科学研究部 319-1195 茨城県那珂郡東海村
[A]高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所 305-0801 つくば市大穂 1-1
Hideki IIMURA, Hironori OHBA, Takemasa SHIBATA and Hiroari MIYATAKE[A]
Department of Materials Science, Japan Atomic Energy Research Institute,
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 Japan
[A]High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan

Velocity distributions of Nd and Nd^+ in laser ablation plume have been investigated by laser induced fluorescence spectroscopy. It has been found that Nd and Nd^+ ablated in vacuum from neodymium metal are accelerated in the distance between 0-10 mm from the metal surface. It has also been found that there is a large difference of velocities between Nd and Nd^+ ablated in ambient pressure of Ar 0.7 Torr. This difference may be utilized for development of an element-selective ion source consisting of laser ablation and resonant ionization, since the separation of ablated neutral atoms and ions is needed for such ion source.

Keywords : Laser-produced plume, Neodymium, Velocity distribution

1. はじめに

加速器で生成された放射性核種をオンラインで質量分離する装置が、原子核構造や物質科学の研究に用いられている。通常これらの装置では、核反応によりターゲットから反跳して飛び出した放射性核種を、加熱したTa箔などに捕集し、そこから蒸発した原子状態の放射性核種を放電あるいは表面電離などによりイオン化する。イオンは数十keVに加速して、磁場を用いて質量分離する。核反応生成物をオンラインで質量分離するので、ごく短寿命の核種まで研究できるのが特長である。しかしこの方法では、質量が等しく原子番号が異なる核種、いわゆる同重体を分離することは出来ず、これが障害となる場合が多い。これの一つの解決法はレーザーによる共鳴イオン化を用いることである。実際、この方法によるイオン源が製作され、同重体の混入率が極めて低いことが報告されている[1-4]。ただしイオン化効率は十分高いとは言えず、この原因は一つには、レーザー光で照射される空間から原子が短時間で拡散してしまうためと考えられる。そこで我々は新たなイオン源として、レーザーアブレーションで原子を生成し、それに別のレーザーを照射して特定の元素のみイオン化させるシステムを検討している。ガス中でアブレーションをすれば原子が減速され、イオン化効率の改善が期待出来る。ここではそのための基礎研究として、真空及び希ガス雰囲気中でアブレーションした場合の、プルーム中でのネオジムの速度分布について報告する。ネオジムを選んだ理由は、他の希土類元素と同様、可視域のレーザーで励起できるのでレーザー誘起蛍光分光の手法で調べるのに適当な元素だからである。

2. 実験装置

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。金属ネオジムのターゲットはモーターで回転させ、これに波長 532 nm の YAG レーザーを照射した。Nd:YAG レーザー光はレンズで集光して、ターゲット上での直径は約 0.3 mm、エネルギー密度は約 0.7 J/cm^2 であった。レーザー誘起蛍光測定には、エキシマレーザー励起の色素レーザーを用いた。色素レーザービームの直径は絞りによって約 1mm とした。これらのレーザーは 10 Hz で発振させた。Nd:YAG レーザーパルスと色素レーザーパルスのタイミングは遅延発生器によって調節した。蛍光はレンズで集光して、ファイバーを介して分光器に導いた。分光器の出力は、光電子増倍管 (Hamamatsu R374)で光電変換し、デジタルオシロスコープで記録した。測定に用いた励起遷移及び観測遷移の一覧を Table 1 に示す。

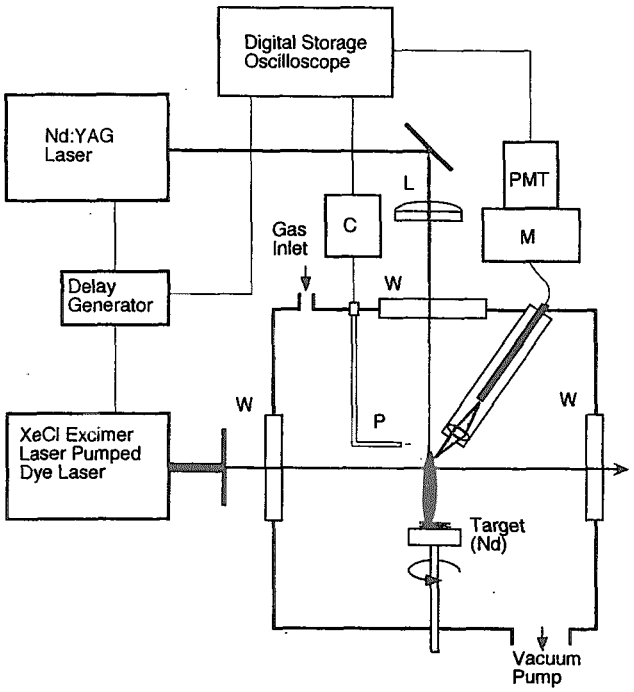


Fig.1. Set-up of experimental apparatus.
L: Lens, W: Quartz window, M: Monochrometer, PMT: Photomultiplier tube.

Table 1. Transitions used in Laser-induced fluorescence measurements

	excitation transition	observation transition
Nd I	0 cm^{-1}→22491 cm^{-1} (444.6 nm)	22491 cm^{-1}→0 cm^{-1} (444.6 nm)
Nd II	513 cm^{-1}→23230 cm^{-1} (440.2 nm)	23230 cm^{-1}→0 cm^{-1} (430.5 nm) 23230 cm^{-1}→513 cm^{-1} (440.2 nm)

3. ターゲットからの距離による速度分布

まず、真空中 (<1×10^{-5}Torr) でレーザーアブレーションを行い、Nd:YAG レーザーと色素レーザー間の遅延時間に対する、Nd および Nd$^+$の蛍光強度の変化を測定した。Fig. 2 に、色素レーザービームとターゲットの距離を 5 mm と 10 mm に変えた場合の蛍光強度の時間変化を示す。ピークの現れる時刻から、Nd の場合、5 mm までの平均速度は 3.3 km/s、5 mm から 10 mm の平均速度は 14 km/s となる。すなわち、この距離の範囲では Nd は加速されている。Nd$^+$も同様である。類似の加速は電子ビームで加熱された試料から生成する原子についても観測されており [5] 、蒸発によって生じた高密度気体の真空中への自由膨張や原子間衝突を繰り返すことにより、熱エネルギー及び原子の励起エネルギーが、原子の並進エネルギーに転換する過程として説明されている。Nd:YAG レーザー照射直後のプルームは非常に高密度なため、原子加速のメカニズムについては同じ解釈が成り立つかもしれない。また

Fig. 2 に示したように、Nd^+の平均速度がNdより速いが、これはアブレーションで最初に飛び出した電子が作る電場によると考えられる。

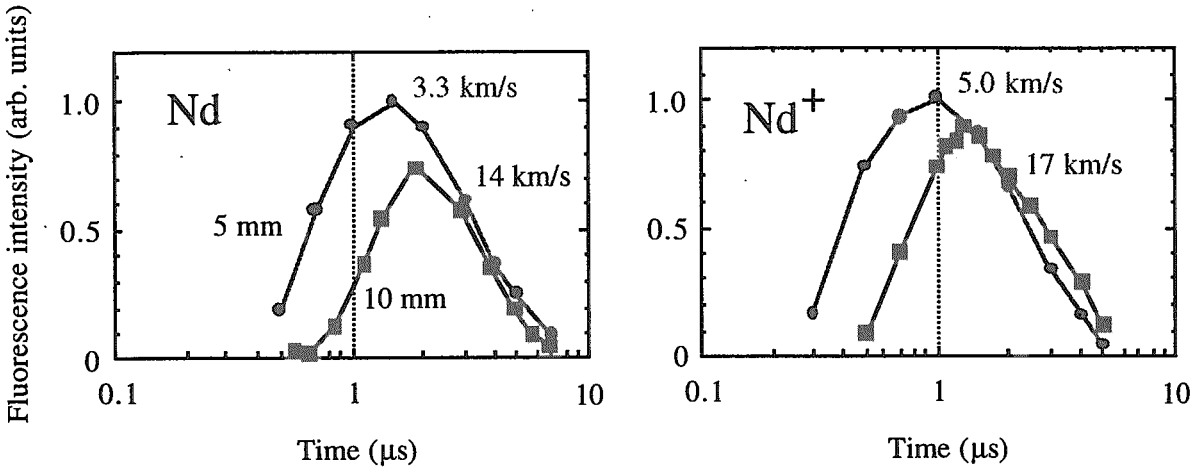


Fig. 2. Temporal variation of Nd and Nd^+ ablated in vacuum. The distances where measurements were made were 5 and 10 mm from the neodymium target.

4. 希ガス雰囲気中でのアブレーションにおける速度分布

アルゴン雰囲気でアブレーションを行い、Nd およびNd^+の蛍光強度の遅延時間に対する変化を測定した。一例として、アルゴン0.7 Torr の場合を真空の場合と共に Fig. 3 に示す。ターゲットと色素レーザービーム間の距離は 10 mm である。縦軸はピーク値が Nd とNd^+で等しくなるように規格化してある。横軸は遅延時間と、その逆数である 10 mm までの平均速度の両方で示した。測定の結果、アルゴン 0.7 Torr の場合、Nd の平均速度は真空の場合より2桁遅くなることがわかった。また、観測位置に達するNd およびNd^+のピーク時刻の差は、真空の場合に較べて大きくなった。次にヘリウム雰囲気アブレーションにおける速度分布を測定した。Fig. 4 にヘリウム0.5 Torr の場合の速度分布を、アルゴン0.5 Torr および真空の場合と比較してある。ヘリウムはアルゴンより軽いので、Nd およびNd^+の平均速度は速くなる。なお、Nd の蛍光強度は、アルゴン0.5 Torr の場合、真空より増加する。Nd^+では減少する。ヘリウム0.5 Torr の場合、Nd、Nd^+ともに減少する。

5. まとめ

レーザー誘起蛍光法によってレーザーアブレーションプルーム中のNd およびNd^+の速度分布を調べた。その結果、ターゲットから10 mmの範囲では、ターゲットからの距離とともに速度が速くなっていることがわかった。またアルゴン0.7 Torr 雰囲気でアブレーションした場合、真空の場合に較べてNd で約2桁、Nd^+で約1桁平均速度が遅くなった。本研究の目的である元素選択型イオン源では、アブレーションで生成する原子とイオンを分離して、原子を共鳴イオン化する必要がある。アルゴン雰囲気で原子とイオンの速度が異なることは、これらの分離に利用できる可能性がある。また、イオン源以外にも、希ガス雰囲気でのレーザーアブレーションを高感度分光法へ応用することも考えている。

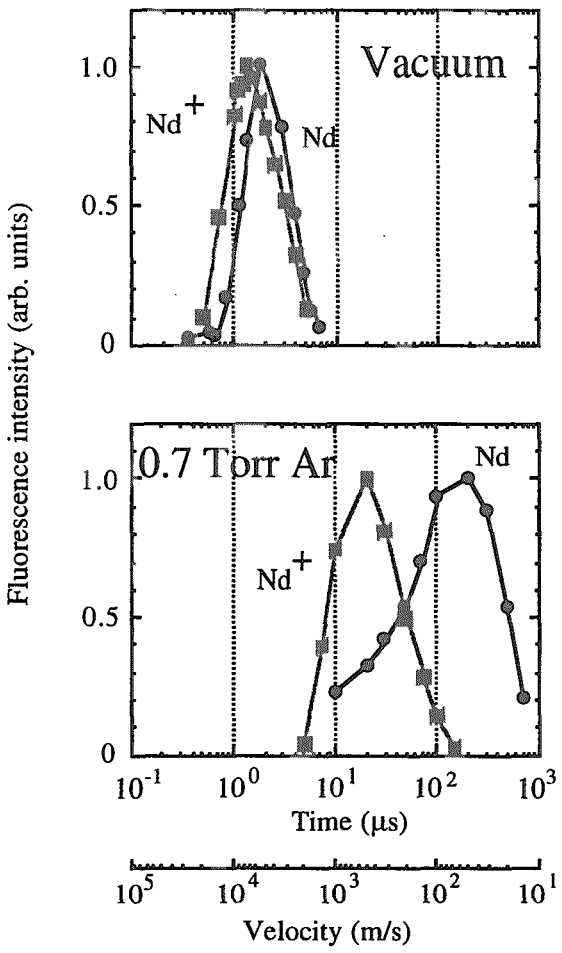


Fig. 3. Temporal variation of Nd and Nd^+ measured at distance of 10 mm. The pressures of ambient gas were 0 Torr (upper) and Ar 0.7 Torr (lower).

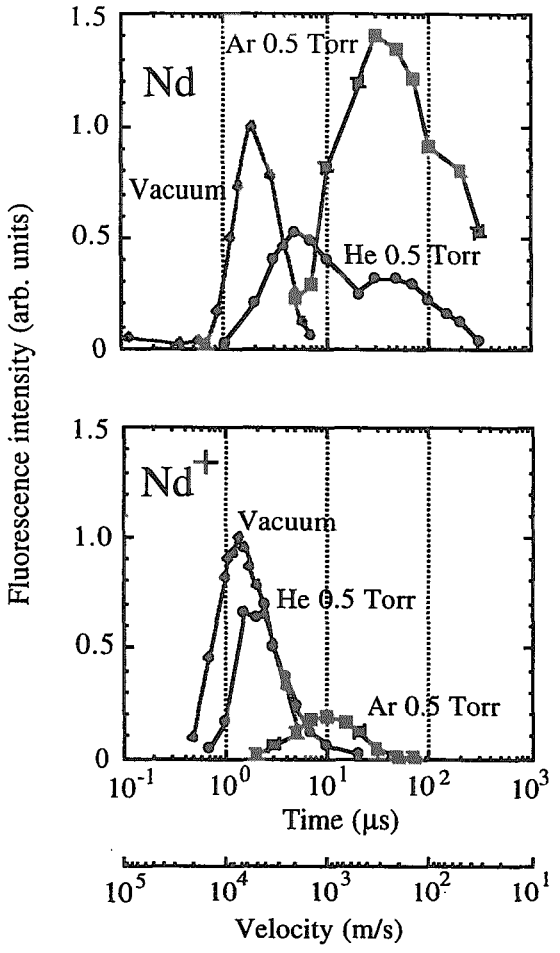


Fig. 4. Temporal variation of Nd (upper) and Nd^+ (lower) measured at distance of 10 mm. The pressures of ambient gas were 0 Torr, He 0.5 Torr and Ar 0.5 Torr.

参考文献

[1]P. Van Duppen, Nucl. Instrum. and Methods **B126**, 66(1997).

[2]G.D. Alkazov, et al., Nucl. Instrum and Methods **A306**, 400(1991).

[3]J. Lettry, et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 761(1998).

[4]M. Koizumi, A. Osa, M. Oshima, T. Sekine and H. Miyatake, JAERI-Rev. 2001-039, 223(2001).

[5]H. Ohba, K. Ogura, A. Nishimura, K. Tamura and T. Shibata, Jpn. J. Appl. Phys. **39**, 5347(2000).

JP0250444

21. フェムト秒パルスレーザーの銅フィルム照射による高速電子生成

Production of high energy electrons by irradiation of fs-pulse laser on copper film

大石 祐嗣[A]、名雪 琢弥[A]、藤井 隆[A]、根本 孝七[A]、通地 努[B]、
岡野 泰彬[C]、弘中 陽一郎[C]、中村 一隆[C]、近藤 健一[C]
[A]（財）電力中央研究所 〒201-8511 東京都狛江市岩戸北 2-11-1
[B]東京工業大学 総合理工学 〒226-8503 横浜市緑区長津田町 4259
[C]東京工業大学 応用セラミック研究所 〒226-8503 横浜市緑区長津田町 4259

Yuji Oishi[A], Takuya NAYUKI[A], Takashi FUJII[A], Koshichi NEMOTO[A], Tsutomu KAYOIJI[B],
Yasuaki OKANO[C], Yoichiro HIRONAKA[C], Kazutaka G. NAKAMURA[C], Ken-ichi KONDO[C]
[A]Central Research Institute of Electric Power Industry, 2-11-1, Iwado kita, Komae-shi, Tokyo 201-8511, Japan
[B]Interdisciplinary Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, 4259, Nagatsuta-cho, Midori-ku, Yokohama 226-8502, Japan
[C]Materials and Structures Laboratory, Tokyo Institute of Technology, 4259, Nagatsuta-cho, Midori-ku, Yokohama 226-8502, Japan

Fast electrons with energy corresponding to the ponderomotive potential were produced by laser irradiation of 43-fs, 2.7×10^{18} W/cm^2 on a 30 μm thick copper target. The energy spectra of the electrons were directly measured using a magnetic spectrometer with an imaging plate. The typical temperature was 350 keV for 15° irradiation. The energy spectra of high-energy photons, which are expected to be produced from the electrons, were also calculated.

Keywords: Ultrashort pulse, Fast particle generation, Ponderomotive effects, Electron spectroscopy

1 はじめに

近年Tキューブレーザーを用いた高エネルギー粒子の発生に関する研究が盛んに行われている。T キューブレーザーを用いた場合、他の発生方法にくらべ超短時間・極微小領域での反応のため制御性が高いという利点を持っており、透視画像計測をはじめとする様々な計測・診断技術への応用が期待される。高エネルギー粒子として電子、X 線、中性子、イオンなどが報告されているが[1]、中でも電子は他の粒子を二次的に発生させるので、高速電子発生こそがTキューブレーザーによる高エネルギー粒子発生機構の根幹の現象であると言える。一方、実用化を考える上では、装置小型化のため、同じエネルギーのレーザー装置でもより超短パルスのレーザーを用いた高エネルギー粒子の発生が重要となる。しかしながら、これまでは数百フェムト秒のパルスを用いた実験が多く、数十フェムト秒で発生する電子の特性を計測した例は少なく、しかも電子の評価は二次的に発生したX線のエネルギー分布から推定したものだった。

今回我々は、数十フェムト秒の超短パルスレーザーを用いて高速電子が発生できることを実験的に示し、発生させた高速電子のエネルギースペクトルを磁石とイメージングプレートからなる電子スペクトル計により直接的に測定した。また、得られた電子スペクトルをもとに、生成が期待されるX線スペクトルをシミュレーションにより評価した。

2 実験装置

今回用いた実験装置を図1に示す。レーザーは波長780nm、P偏光、パルス幅43fs、90mJのチタンサファイアレーザーを使用した[2]。これを放物面鏡によりターゲット法線に対して15°または45°に入射し、スポットサイズ5×20μmに絞りこんだ。ターゲットには厚さ30μmの銅テープターゲットを使用し、フレッシュな面に照射するよう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±10μmで、これはコリメートレンジ90μmに比べ十分小さい。発生した電子はターゲットから13cm離れたスペクトロメータを用いて計測するが、今回はターゲット駆動機構の配置により、ターゲット裏面から垂直に出射した電子のみを計測した。スペクトロメータはおよそ1.3kガウスの磁石とイメージングプレートから構成されており、レーザーとターゲットの相互作用により生成した電子とX線のうち、電子だけを180°回転させて取り出している[3]。電子エネルギースペクトルは、磁場中の電子軌道計算を行い、電子エネルギーとイメージングプレート入射位置関係から求めた。イメージングプレートは輝尽蛍光(Photostimulated luminescence)性の粉末($BaFBrI:Eu^{2+}$)を塗布した放射線画像検出シートで、医療診断や結晶構造解析などにおけるX線や電子画像取得や放射線計測へ利用されている。今回使用したイメージングプレートは、富士フィルムのFDL-UR-V(空間分解能25um、強度階調18bit)で、エネルギー感度特性は、およそ150keVで最大の感度となり、その後電子エネルギー増大とともに指数関数的に減少し、1MeVでは150keVの0.18の感度となっている。イメージングプレートは、可視光を照射すると蓄積されたデータが消去されるため、遮光のため厚さ1.5μmのAlフォイルで包んだ。その他、コリメータ用の鉄スリット、イメージングプレートのX線遮蔽用鉛ブロックを設置した。今回の実験ではスリット幅5mmとし、スペクトロメータのエネルギー分解能±50keVのもとで実験を行った。

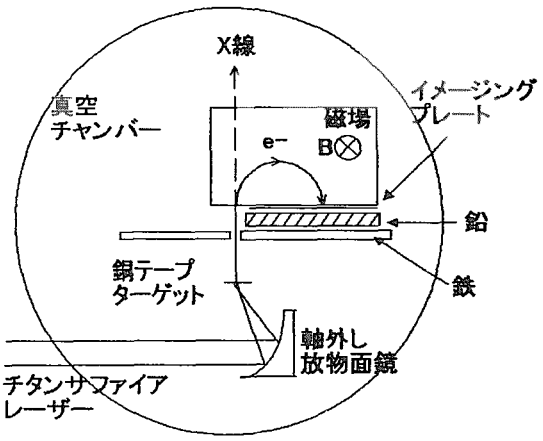


図1 実験体系図

3 結果と考察

イメージングプレート現像図の例を図2に示す。黒い部分が電子に反応した箇所で、より黒い部分ほど、電子が多く入射していることを表している。この図の例では、1ピクセル1ショットあたりのカウント数は、2cm付近で2,000、5cm付近で300、7cm付近で70程度となっている。7cm付近に反応があることから、1MeVにもおよぶ高速電子が発生していることが分かる。一方、磁場を反転させて、バックグランドノイズの影響を測ったところ、カウント数は2cm付近で2-3とほとんどなく、ノイズの影響は無視できる。

図3は、ターゲット法線に対して15°と45°の角度でレーザーを入射した場合の電子エネルギースペクトルである。スペクトルは20ショット照射して得られたものを1ショットあたりの平

均に換算したものである。500keV-1MeV のデータをボルツマン分布（$\propto \exp(-E/k_BT_h)$）でフィッティングし電子温度を求めると、15° では 350keV、45° では 300keV であった。これは、ポンデアモーティブ理論[4]から導かれる電子温度 250keV に近い値であり、この実験領域での電子加速はポンデアモーティブ力によるものであると考えられる。図４はこれまで報告されている数百フェムト秒のパルスレーザーを用いて得られた電子温度とレーザー集光強度の関係をプロットしたものである。今回の我々の結果は星マークで示されている。指数１の実線はポンデアモーティブの理論曲線であるが、我々の結果は 43fs 秒という超短パルスでありながら、得られた結果はほぼこのスケーリングに乗っていることが分かる。

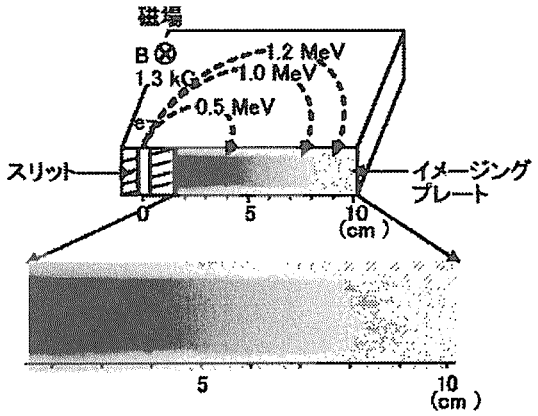


図２　イメージングプレート現像図

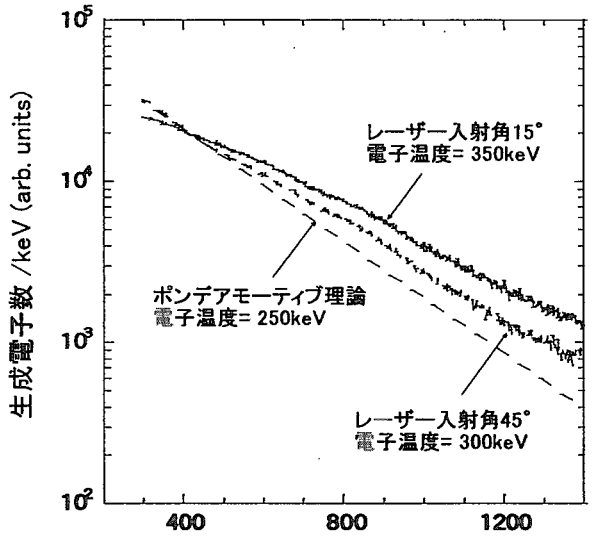


図３　電子エネルギースペクトル（実験結果）

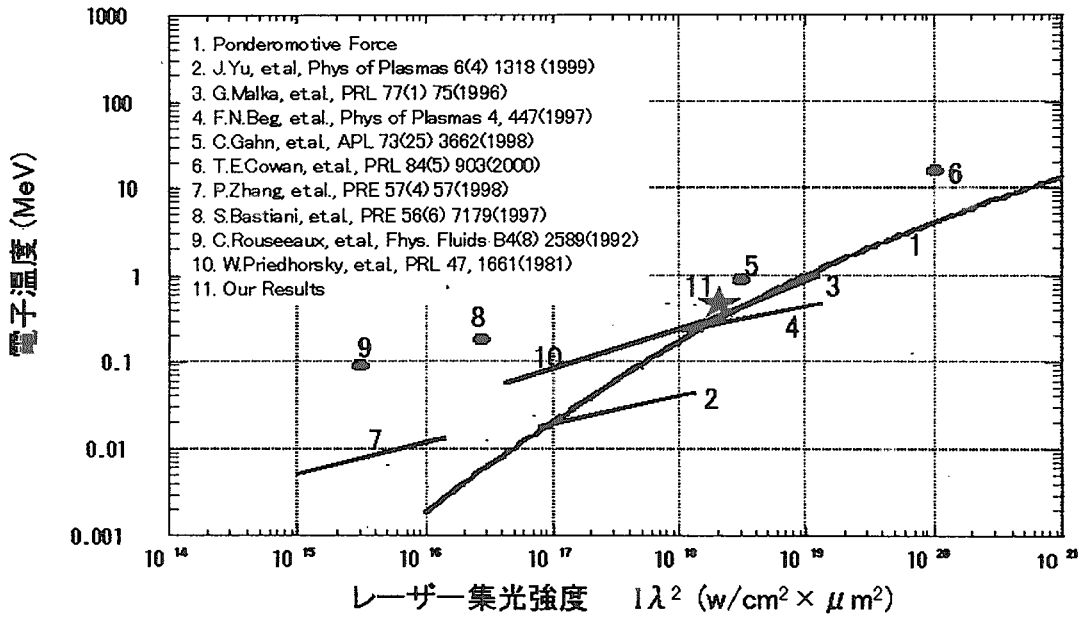


図４　レーザー集光強度と電子温度の関係

図5は、得られた電子スペクトルをもとに、加速器シミュレーションコードGeant4[5]を用いて、生成が期待されるX線スペクトルを求めたものである。計算条件として、(1)電子はターゲットに垂直に入射、(2)入射電子のスペクトルは温度350keVのボルツマン分布(3)入射電子のカットオフエネルギーは 3 MeV、であると仮定した。図の破線は入射電子のスペクトルを表しており、この電子群がターゲットに入射することでX線が生成される。実線は、厚さ30μmの銅テープターゲットに電子群が入射した場合で、電子と同様にボルツマン分布を仮定してX線温度を求めると260keVとなる。電子からの変換効率はおよそ1万分の1程度である。X 線発生効率を上げるには、高原子番号の物質に照射した方が好ましく、ターゲットとして、厚さ1mmのタンタルを想定すると、別の実線に示すように発生効率は、30μmのCuにくらべ1桁程度上がる。ドイツイエナー大学の Schworer らのグループは、60fs のレーザーを厚さ 1mm タンタルに照射して、X 線スペクトルを測定し、それから電子スペクトルを求めている[6]。彼らによると、X線温度 200 keV、電子温度 250 keV であり、今回の結果は彼らの結果と近い値を示している。

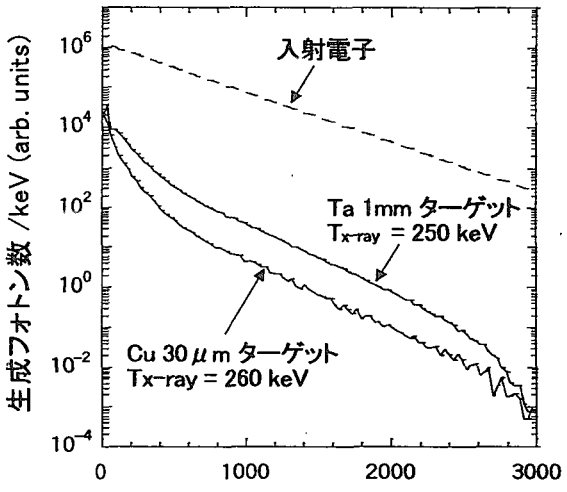


図5 X線エネルギースペクトル
(計算結果)

4 まとめ

43fs, 90mJ (2.1TW)のレーザーを厚さ30μmの銅テープに照射することで、1MeVにもおよぶ相対論的高速電子を発生できることを示した。電子スペクトルメータを用いた測定から、電子温度は約300～350keVと推定された。これはポンデアモーティブ理論から導かれる電子温度250keVに近い値であり、この実験領域での電子加速はポンデアモーティブ力によるものであると考えられる。得られた電子スペクトルをもとに、生成が期待されるX線スペクトルのシミュレーションを行った結果、X線温度は250 keVであり、これまで報告されている結果とほぼ一致した。

参考文献

[1] D. Umstadter, Phys. of Plasma **8**(2001)1774; S. C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**(1992)1383;T. E. Cowan et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000)903; J. D. Kmetec *et al.*,Phys. Rev. Lett. **68**(1992)1527; K. Nemoto *et al.*, Appl. Phys. Lett **78**(2001)595; P. A. Norreys *et al.*, Plasma Phys. Contr. Fus. **40**(1998)175; T. Ditmire *et al.*, Nature **398**(1999)489; C. Gahn *et al.*, Appl. Phys. Lett. **77** (2000)2662.

[2] M. Yoshida *et al.*, Appl. Phys. Lett. **73**(1998)2393.

[3] Y. Oishi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **79**(2001)1234.

[4] G. Malka and J. L. Miquel, Phys. Rev. Lett. **77**(1996)75.

[5] CERN Program Library at http://geant4.web.cern.ch/geant4/

[6] H. Schwoerer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**(2001)2317.

JP0250445

22. TeV-range Laser Ponderomotive Acceleration in a Plasma at Ultrarelativistic Intensities

Igor V. Smetanin, Kazuhisa Nakajima
Advanced photon research center, Kansai research Establishments,
Japan Atomic energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

It is considered a new regime of laser ponderomotive acceleration of particles in a plasma, which emerges as a result of the elastic scattering of particles by the leading front of the laser pulse at ultrarelativistic intensities. This point-like scattering process occurs at pulse group velocities less than the speed of light and becomes impossible in vacuum. The gain in particle energy is determined by the pulse group velocity and does not depend on laser intensity. The laser intensity determines the quantum-mechanical probability for the particle to be accelerated. In the proposed scheme, acceleration of electrons up to TeV and PeV energy range is attainable using modern laser technology.

Keywords: Laser ponderomotive acceleration, Group velocity in a Plasma, Quantum probability of acceleration, TeV energy gain

1. Introduction

Ponderomotive motion of charged particles in the field of non-uniform electromagnetic wave is under investigation for a long time, being initiated by P. L. Kapitza and P. A. M. Dirac [1]. Recent advances in high-intensity laser systems [2] has renewed now an interest in the development of technology for the next generation of high-gradient laser-driven accelerators [3,4].

In the conventional theory of laser ponderomotive acceleration (LPA) in vacuum [5,6], the laser pulse group velocity is assumed to be equal to the vacuum speed of light, $\beta^* = v_{gr}/c = 1$. Acceleration thus originates from the transverse gradient of the ponderomotive potential. As a result, the accelerated particle is expelled from the focal region at a definite non-zero scattering angle, and the gain in energy increases with an increase in peak intensity.

In a plasma, where the laser pulse group velocity is less than c, $\beta^* < 1$, the particle velocity inevitably reaches v_{gr} at a definite intensity. A qualitatively different LPA regime occurs, when the expelled particle is moving in front of the laser pulse. This regime has been invesigated for the first time in [7] , where the 1D motion of electron in a circularly polarized electromagnetic wave has been analyzed.

In this paper, the TeV-range laser ponderomotive acceleration of particles in a plasma is considered. A simple 3D analitical kinematic model reveals the physical mechanism of acceleration, which is the point-like elastic scattering of a particle by the ponderomotive potential in the reference frame moving with the laser pulse. The energy gain is determined for this regime by the initial energy of particle and pulse group velocity only, and does not depend on the peak intensity. Laser intensity determines the quantum probability for the particle to be reflected from the leading edge of the pulse, and, thus, the number of particles captured in the acceleration regime. To determine this probability, we use quantum Klein-Gordon equation. Estimates show that acceleration of electrons up to TeV -range of energy is attainable in a single point-like interaction using current laser technologies.

2. Potential scattering.

Let us assume the high-power ultrashort laser pulse propagating in a medium (a gas or plasma, for example) with a definite group velocity β^*. Let the initial energy and velocity of the particle are γ_0 and β_0, respectively, and the initial angle of collision, α_0 , and $\alpha_0 = 0$ corresponds to the laser pulse co-propagating with the accelerated particle. The particle is reflected by the laser pulse when its energy in the reference frame, moving at the pulse group velocity,

$\gamma' = (1-\beta^*\beta_0\cos\alpha_0)\gamma_0\gamma^*$, $\gamma^* = (1-\beta^{*2})^{-1/2}$ is the characteristic Lorentz factor of the laser pulse, is less than the peak ponderomotive potential,

$$\gamma' \le \left(1+a_0^{\,2}/2\right)^{1/2} , \qquad (1)$$

where a_0 is the normalized peak value of the laser field vector potential amplitude. As an effective Hamiltonian is time-independent in the moving frame, the final energy γ of the particle does not change after scattering and is given (in the laboratory frame) by

$$\gamma(1-\beta^*\beta\cos\alpha) = \gamma'/\gamma^* . \qquad (2)$$

In this implicit relation, β is the particle absolute velocity, and α is the final scattering angle, α=0 corresponds to the co-propagation case.

It is easy to conclude that the following conservation law in this scattering process is valid,

$$\gamma(1-\beta_z\beta^*) = const . \qquad (3)$$

This integral of motiom, resulting from a simple kinematics, corresponds to that of 1D electrodynamics consideration of ultrashort pulse propagation in the cold underdense plasma [4].

The maximum final energy of particle is for scattering at zero angle $\alpha = 0$ and from Eqs. (3) we get the result of the Ref. [7],

$$\gamma_\pm = [(\beta^* \pm \beta_0)^2 + \gamma_0^{-2}]\gamma_0\gamma^{*2} , \qquad (4)$$

where the signs correspond to the initially counter- ("+") or copropagating ("-") laser pulse and accelerated particle. The energy gain, as it follows from Eq. (4), does not depend on the laser peak intensity.

The integral of motion (3) coincides in the limit of vacuum LPA $\beta^* = 1$ with that derived by Harteman et al. [5], $\gamma(1-\beta_z) = const$, which results in a completely different feature in the laser-particle interaction. Scattering at zero angle $\alpha = 0$ is condemned and the expelled particle inevitably has a transverse velocity. At sufficiently high intensities, the quiver amplitude of motion in laser wave becomes comparable to the beam waist, and electron is effectively expelled out from the focal region due to the transverse gradient of the laser field. The laser-particle interaction is thus terminated within a wavelength, which leads to the strong dependence on injection conditions [5]. The energy gain in the vacuum LPA regime is propotional to the laser intensity.

In the Fig.1, the angle dependence of the energy of the expelled particle is shown for different group velocities. Calculations are made for particles of the initial energy $\gamma_0 = 5$. For the vacuum case, the curve asymptotically goes to the infinity, whereas at $\beta^* < 1$ we have a finite energy gain at $\alpha = 0$. The origin of the difference between conventional LPA and the regime proposed is that conventional mechanism utilize the *transverse* intensity gradient, whereas in the case of our interest the scattering of particle by the *leading front* of the laser pulse occurs. In the non-vacuum LPA scheme under consideration, there is no strong dependence on the injection phase. Really, in the moving reference frame, the laser field vector potential is stationary, and the acceleration mechanism in this case is more akin to the well-known potential scattering.

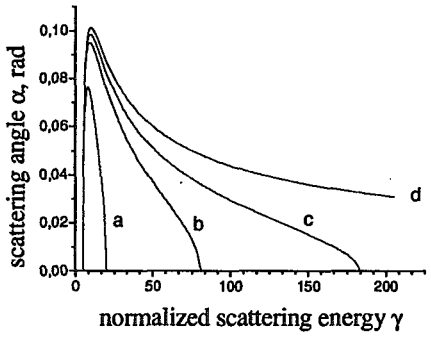


Fig.1 The angle dependence of the energy of the expelled particle for different group velocities of the laser pulse in a plasma. a) $\gamma^* = 10$; b) $\gamma^* = 20$; c) $\gamma^* = 30$; d) $\beta^* = 1$.

3. Scattering probability.

As it has been shown above, the most specific feature of the LPA regime under consideration is that the energy gain for particle accelerated does not depend on the laser pulse intensity, but on the group velocity only, i.e. on the dielectric properties of the medium. The value of the laser peak intensity determines only the threshold of this acceleration regime, i.e. possibility of the acceleration according to the classical scattering condition (1). In a more correct quantum feature, the value of ponderomotive potential determines the

probability of scattering, i.e., the number of accelerated particles. To estimate its value, one can start with Klein - Gordon equation, as the spin effects are evidently not important for LPA.

It is convenient to consider the problem in the moving reference frame, in which the effective potential is time-independent. As the maximum energy gain is acquired by the particle scattered at the angle $\alpha = 0$, one can use for estimates the 1D approximation. The averaged ponderomotive potential is time-independent, and hence the energy of the particle is conserved. One can seek solution of the Klein – Gordon equation in the asymptotical form $\varphi(z,t) \propto \exp(-i\varepsilon t / \hbar \pm ik_0 z)$ where ε is the particle energy in the moving frame, and $k_0 = \sqrt{\varepsilon^2 - m^2c^4} / \hbar c$ is the asymptotic wavenumber of electrons in the field-free regions. In fact, we assume the stationary flow of particles collides with the potential, and seek the parts of this flow which will be reflected and transmitted. Using the standard methods of quantum mechanical calculations [8], one can easily write estimates for the reflection R and transmission T=1-R coefficients in the two following limiting cases .

First, in the case, when the energy of particle is less than the ponderomotive potential, i. e., $k_0 < eA_0 / \hbar c\sqrt{2}$, where A_0 is the peak amplitude of the laser vector potential, the approximate solution can be given in the WKB-approximation :

$$T \approx \exp(-2\Gamma), \qquad \Gamma = \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{e^2 A^2(z)}{\hbar^2 c^2} - k_0^2 \right)^{1/2} dz \qquad (6)$$

Here, the integration is over classically prohibited zone, between the turning points z_1 and z_2, where the integrand becomes zero. In this case, most of the particles, except an exponentially small fraction, are reflected, and consequently, accelerated.

In the opposite case, when the energy is well above the ponderomotive barrier, $k_0 >> eA_0 / \hbar c\sqrt{2}$, the result of the perturbation theory is

$$R \approx \left| \frac{1}{k_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^2 A^2(z)}{2\hbar^2 c^2} \exp(2ik_0 z) dz \right|^2 \sim \left(\frac{eA_0}{\hbar k_0 c} \right)^4 << 1 \qquad (7)$$

which is, in fact the ratio of the quiver momentum to the initial electron momentum in the moving frame.

To illustrate the transition between these two limiting cases, let us consider the specific intensity profile of the laser pulse, $a_0^2 \cosh^{-2}(z / l^*)$, where $l^* = \gamma^* \beta^* \tau_p c$ is the characteristic pulse length in the moving frame. By miodification of the well-known analytical solution for the Pöschl - Teller potential, one can easy find the reflection and transmission coefficients as a function of laser intensity. In the Fig.2, the dependence of the reflection coefficient R on the normalized peak amplitude $\zeta = (1 + a_o^2 / 2)^{1/2} / \gamma$ is shown for different values of the parameter $k_0 l^*$.

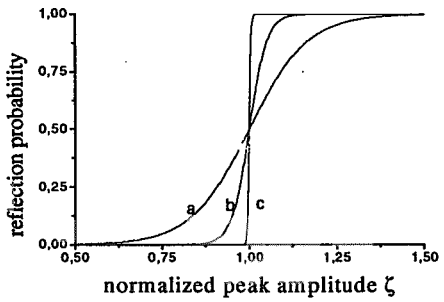


Fig. 2. The dependence of the reflection coefficient R on the normalized peak amplitude ζ a) $k_0 l^* = 3$, b) $k_0 l^* = 10$, c) $k_0 l^* = 20$.

3. TeV-range laser ponderomotive acceleration of particles

Let us assume the electron beam with the initial energy 150 MeV ($\gamma_0 = 300$) is injected into the interaction region in the direction of laser pulse propagation. The maximum energy gain is in the forward direction and given by Eq. (4). At given output energy of electrons, the required group velocity and corresponding Lorentz factor are

$$\gamma^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\gamma + \gamma_0}{\left[1 + \gamma\gamma_0(1 - \beta\beta_0)\right]^{1/2}} \qquad (8)$$

The group velocity determines the required plasma density, $n_e[cm^{-3}] \approx 1.115 \times 10^{21} \gamma^{*-2} \lambda^{-2}[\mu m]$, and threshold peak intensity and normalized laser field amplitude are given by relations (1),(2)

$$a_{0th} = \sqrt{2}(\gamma^{*2} \gamma_0^2 (1 - \beta^* \beta_0)^2 - 1)^{1/2} \qquad (9)$$

The corresponding peak intensity is $I[W/cm^2] = 1.37 \times 10^{18} a_0^2 \lambda^{-2}[\mu m]$. In the Fig. 1, the dependencies of the normalized amplitude and laser peak intensity on the final energy of electrons are shown. The required plasma density and Lorentz factor, corresponding to the pulse group velocity, are shown in the Fig.2.

The regime proposed makes it possible acceleration of electrons up to TeV energy range using modern laser technology. For the injection energy 275 MeV ($\gamma_0 \sim 550$) and plasma density $n_e \sim 1.115 \times 10^{12} cm^{-3}$ ($\gamma^* \sim 3.2 \times 10^4$) the energy gain is ~1TeV ($\gamma \sim 2 \times 10^6$). The threshold normalized laser field amplitude required is then $a_0 \sim 45$ which corresponds to laser peak intensity ~$2.74 \times 10^{21} W/cm^2$.

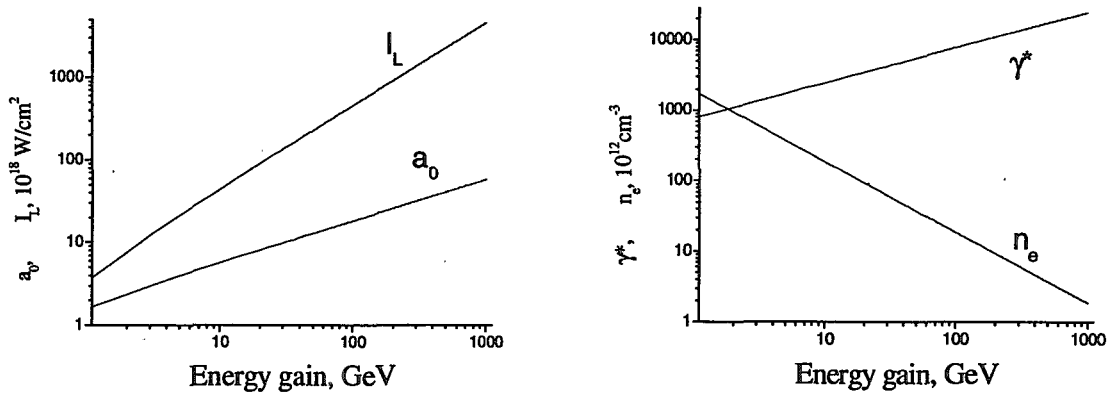


Fig.2. Threshold laser peak intensity and plasma density corresponding to the GeV -domain energy gain of electrons. Injection energy – 150 MeV.

It is interesting to estimate the parameters required for acceleration of electrons up to PeV -range of energies ($\gamma \sim 2 \times 10^9$). At 700 MeV the injection energy and $10^{24} W/cm^2$ the peak intensity, we have an estimate for group velocity Lorentz-factor $\gamma^* \approx 1.6 \times 10^6$, which corresponds to the plasma density $n_e \approx 4 \times 10^8 cm^{-3}$.

In conclusion, we have discussed in this paper a new regime of relativistic laser ponderomotive acceleration, which is based on the scattering of particles by the leading front of the laser pulse moving in a plasma at the group velocity which is less than the speed of light. Acceleration of particles up to TeV energy range becomes available using the modern laser techniques in a single point-like laser-particle interaction. Estimates show that this scheme looks like a good prospect for the next generation accelerator technology.

References

[1] P. L. Kapitza and P. A. M. Dirac, Proc. Cambridge Philos. Soc. **29**, 297 (1933)
[2] M. D. Perry and G. Mourou, Science **264**, 917 (1994)
[3] T. Tajima and J.. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979)
[4] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996)
[5] F. V. Hartemann *et al.*, Phys. Rev. E, **51**, 4833 (1995).
[6] B. Quesnel, P. Mora, Phys. Rev. E, **58**, 3719 (1998)
[7] C.J. McKinstrie, E. A. Startsev, Phys. Rev. E, **54**, 1070 (1996)
[8] A. B. Migdal, *Qualitative Methods in Quantum Theory*, W.A. Benjamin, Inc., Reading, 1977.

JP0250446

23. Tキューブレーザー誘起γ線による核異性体研究

Study of Nuclear Isomer using Gamma-ray by T-Cube Laser

早川岳人、静間俊行、大道道明、山内俊彦、峰原英介、有澤孝
日本原子力研究所　関西研究所　光量子科学研究センター
〒319-1195　茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
Takehito HAYAKAWA, Toshiyuki SHIZUMA, Michiaki DAIOU,
Toshihiko YAMAUCHI, Eisuke MINEHARA, Takashi ARISAWA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
2-4 Sirakata Sirane Toukai-mura, Naka-gun, Ibaragi 315-1195 Japan

1. はじめに

近年の高出力レーザーの発展にともない、高出力レーザーの照射で強力なγ線が発生することが確認された。高出力レーザーを金属照射に照射するとプラズマが発生、電子が加速されて高エネルギーかつ高フラックスのγ線が発生する[1,2]。また、原研の光量子科学研究センターにおいては、テーブルトップテラワットレーザー(以後、T3 レーザー)が開発中である。T3 レーザーは小型でありながら 100TW の高出力を達成、さらに高出力化が進められている。

γ線発生のメカニズム及び基本的な実験方法を図1に示す。高出力レーザーを Ta、W などの融点の高い金属ターゲットに照射する。金属ターゲット中でプラズマが発生し、電子等の荷電粒子が加速される。この荷電粒子によって数10MeVのエンドポイントのエネルギーを持つ大強度のブレムスγ線が発生する。このγ線を実験目的となる金属ターゲットに照射する。ターゲットは(γ、n)、(γ、p)、(γ、α)、(γ、fission)反応などの光核反応によって核変換が行われる。目的とする不安定核のβ崩壊及び核異性体の崩壊によるγ線と X 線を Ge 半導体検出器で測定する。

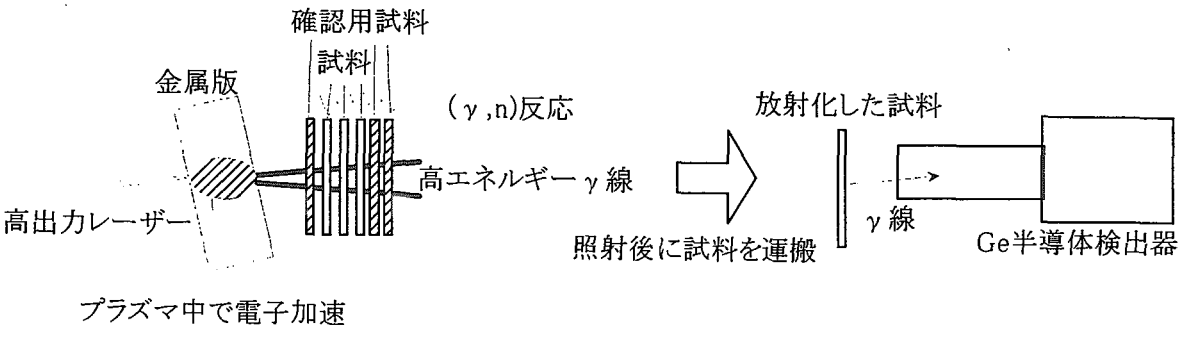


図1　高出力レーザーによるγ線の発生と測定方法

このようなγ線源を用いて、次の3つの研究テーマを計画している。一つには、超新星爆

発等で発生するγ過程と呼ばれる元素合成過程の研究、特に核異性体の寄与である。一つは、光核反応による核異性体に着目した核構造研究である。最後の一つは、産業応用を目指す原子炉の代わりとなる高出力レーザーによる元素の放射化分析法の基礎的開発である。

2. 元素合成過程の核異性体の寄与

鉄より重い重元素で、陽子過剰領域側のp核と呼ばれる安定同位体は中性子捕獲ではできない。P核の生成にγ過程と呼ばれる超新星爆発等による高エネルギーの光核反応による生成が提案され、研究が始まっている[3]。中性子捕獲で生成された重元素を元に、(γ,n)などの光核反応でp核を生成する。p核の生成率には、核異性体のβ崩壊分岐比及び、光核反応による核異性体の生成反応断面積が重要である。

図2に基底状態と核異性体の生成・崩壊図を示す。核異性体は通常は内部崩壊(γ線、内部転換電子を放出して基底状態へ崩壊する過程)が主な崩壊様式であるが、半減期が長い場合にはβ崩壊する。一般に安定核近傍では、両側にβ崩壊が可能である。β崩壊は、結合エネルギーの差だけだく、スピン、パリティー等によって半減期が異なる。そのため、基底基底状態の分岐比A,Bと核異性体の分岐比C,Dが異なるのが普通である(図2参照)。C,Dが精密に測定されていない場合があるので、測定を行う。また、安定核 A から不安定核(A-1)の基底状態と核異性体の生成確率 a、b はほとんど測定されていない。この比を測定する。この分岐比を精密に測定する。この実験の利点は照射するγ線のエネルギー分布を必ずしも必要としない点である。50TWレーザーの1 shotで、Cu試料が5kBq放射化したと報告されている[1]。Ge検出器の検出限界が10Kcps程度であることを考慮すると十分な強度である点を指摘したい。

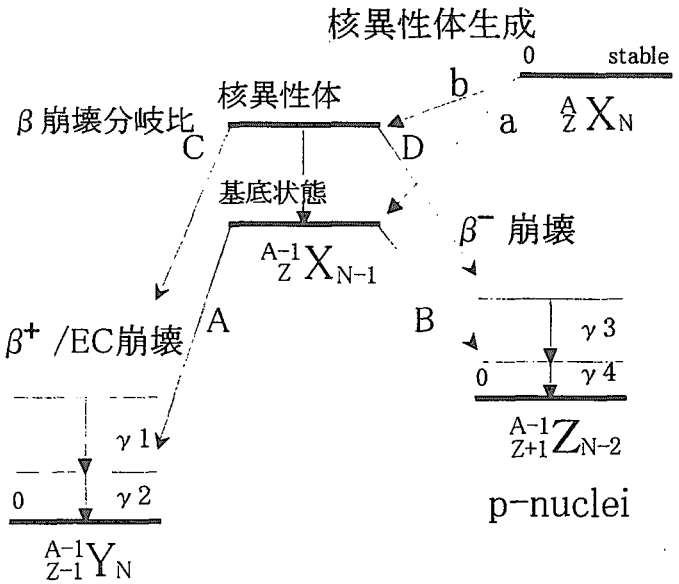


図2　γ線照射による光核反応によって生成される不安定核の崩壊図

3. 核構造研究

天然に存在する準安定な奇奇核は5種類あり、^{40}K、^{50}V、^{138}La、^{176}Lu、^{180}Ta である。奇奇核は、基底状態がすでに2準粒子状態であることから、複数のスピン(及びK)状態が低励起状態に出現しやすい。また、ペアリングによる結合エネルギーのために質量エネルギーが小さいために Q_β 値も小さくβ崩壊の寿命も長くなる。ことから、β崩壊する核異性体が存在しやすい。事実、^{176}Lu には3.7時間、^{180}Ta には8時間(正確には基底状態)の核異性体が存在する。一方、残りの3個の原子核では核異性体の存在は確認されていない。これらの中で、鉄より重たいLaは重元素の元素合成という観点からも重要である。

Laの奇奇同位体では、^{124}La、^{128}La、^{132}La ではβ崩壊する核異性体が存在することが知られている(図 3 参照)。これは、shell model におけるニルソン軌道で、陽子、中性子ともに進入軌道(high-j)の $h_{11/2}$ の状態がフェルミ面まで下がっているためである。そのため、high-j軌道の陽子と中性子のカップルしたスピンの向きによって、高スピン状態と低スピン状態が形成され、片方が基底状態にもう一方が核異性体になり易い。これらのβ崩壊する核異性体の存在は、実験的には親核の連続するβ崩壊によって観測されている。親核のβ崩壊によって生成される状態は、スピンが0,1の状態がほとんどである。一方、核反応で自身を生成した場合には高励起の高スピン状態が生成されてγ線崩壊する過程で高スピン状態の核異性体(あるいは基底状態)を生成する。しかし、^{138}La の親核は安定核であるためにβ崩壊による生成ができない。そのために、発見されていない可能性がある。

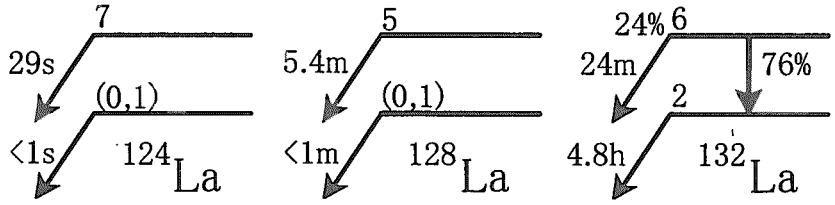


図3 La同位体で知られているβ崩壊する核異性体

Laの元素では、99.9%が^{139}Laであり、0.0902%が^{138}Laである。つまり、^{139}Laより(γ,n)、(γ,p)、(γ,α)反応で生成される原子核が99.9%を占める。これらの反応で生成されるのは、順に^{138}La、^{138}Ba、^{135}Cs であるが、^{138}Ba は安定核であり、^{135}Cs は^{135}Ba に崩壊するために崩壊様式が^{138}Laとは異なる。そのため、γ線のエネルギーが異なるので識別できる。既に知られている基底状態のスピンは5であるので、核異性体のスピンは0,1と予想される。このスピンの状態がβ崩壊する場合には^{138}Baの2^+と0^+状態に崩壊すると推測される。したがって、$2^+ \rightarrow 0^+$の1435.8keVγ線の測定が重要である。

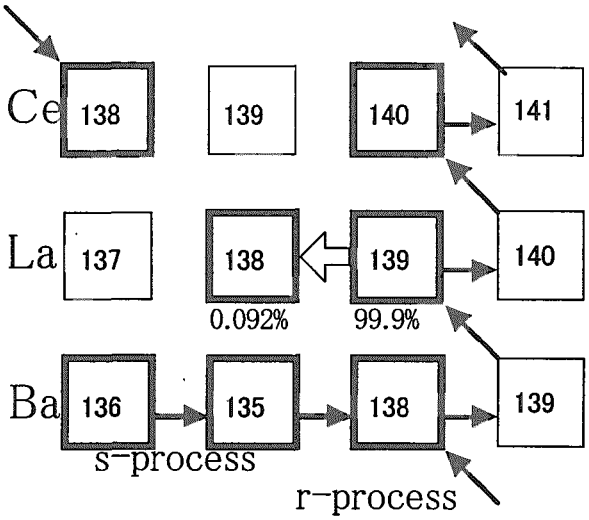


図4 ^{138}La 近傍の核図表と元素合成の道筋

3. 放射化分析法の開発

放射化分析法は元素の測定法として次のような長所がある。原子核反応を用いるので、化学系によらず元素の同定が可能である。感度が高いために比較的微量の試料で測定することができる。しかし、現在では放射化に原子炉の中性子を用いている。そこで、原子炉の代わり、T3 レーザー誘起γ線による放射化分析法の基礎的開発を行う。従来の原子炉を用いた放射化分析法に対して次のような特色がある。

① 原子炉を使用しない。そのため実用化された場合、全計測システムはコンパクトにできる。

② 原子炉の中性子照射による(n,γ)反応で不安定核を生成するのに対して、γ線照射では(γ,n)反応で不安定核を生成する。そのため、同じ元素に対して反応様式が異なり放出されるγ線も異なる。中性子照射では測定が極めて困難だった P,Bi,Pb 等の元素も測定可能になる。

③ 一般的に、照射された試料を原子炉から測定個所に運搬するために時間がかかり、軽元素などの単寿命の元素の測定は困難である。しかし、レーザーは小型かつ測定装置を近接させることができるために、長寿命の元素だけでなく単寿命の元素測定も同時に可能になる。

測定系の開発を行った後に単元素の金属、岩石標準試料等の元素分析実験を行う予定である。

参考文献

[1] T. E. Cowan *et al.*, Phys. Rev. Lett., 84 (2000) 903

[2] K. W. D. Ledingham *et al.*, Phys. Rev. Lett.,84 (2000) 899[3] P. Mohr, *et al.*, Phys. Lett. B488 (2000) 127

JP0250447

24. 質量数180領域原子核の核異性体研究
Isomer Research for Nuclei at the A=180 Region

静間 俊行、 早川 岳人、 山内 俊彦、 峰原 英介、 有澤 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

〒310-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

Toshiyuki SHIZUMA, Takehito HAYAKAWA, Toshihiko YAMAUCHI,

Eisuke J. MINEHARA, Takashi ARISAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Shirakata-Shirane, Tokai, Ibaraki 319-1195 Japan

Nuclear isomers are exicted states in nuclei, with comparatively long half-lives. At the A=180 region, isomers arise due to conservation of the projected componet (K) of the total angular momentum onto the nuclear symmetry axis. Nulcear structure of such isomers is disscussed in this paper. In addition, applications using nuclear isomers with advanced photons are also disscussed in relation to astrophysics and a fringe field between atomic and nuclear physics.

Keywords : Nuclear isomer, Nuclear structure, Astrophysics, Atomic-nuclear interaction

1. はじめに

分子、原子で知られている異性体は、原子核にも存在し、半減期1ナノ秒以上を有する核の励起準位を核異性体(アイソマー)と呼ぶ[1]。核異性体は、その起因により、以下のように大きく3つに分類することができる。

1) スピンギャップアイソマー

2) 核分裂アイソマー

3) K核異性体

1)のスピンアイソマーは、全角運動量とパリティに関する選択則によるもので、大きな角運動量の変化を伴う遷移では、始状態は核異性体となることが多い。2)の核分裂アイソマーは、始状態と終状態の核の形状が大きく異なることによる。核分裂アイソマーの形状は、回転楕円体で長軸と短軸の比が2:1である。一方、終状態では、その比は3:2程度である。したがって、始状態と終状態の波動関数の重なりが悪くなり、ガンマ遷移が強く抑制され、核異性体となり、核分裂をする。一方、3)の K 核異性体は、軸対称四重極変形核において現れる対称性に起因する。このような原子核では、全角運動量の対称軸射影成分(K)が運動の恒量となり、ガンマ遷移において、全角運動量の選択則に加えて、K 量子数に関する選択則が適用される。したがって、K 量子数が大きく変わる遷移は抑制され、始状態は核異性体となりやすい。質量数180領域の核異性体は、3)のカテゴリーに分類され、K 核異性体と呼ばれている。ここでは、この K核異性体について議論する。

上述のように、核異性体の発生起因が、核構造の詳細に依存することから、核異性体は、核物理研究の対象となってきた。一方で、恒星内元素合成への影響や、核・原子相互作用による核異性体の脱励起

に関連して、核異性体が注目されている。ここでは、光量子ビームを用いた核異性体研究についても議論する。

2. K核異性体の核構造的特徴

異なる K 量子数をもつ状態間の遷移では、通常のスピンとパリティに関する選択則に加えて、以下の式で表される K 量子数に関する選択則が適用される。

$$\nu = |K_i - K_f| - \lambda < 0$$

ここでは、λは遷移の多重極度、ν は K 禁止の度合を表わし、ν > 0 となるような遷移は禁止される。K 選択則では、異なる K 量子数をもつ状態間の遷移は、K 量子数の差を最小にするよう起きる。また、大きな量子数の差を伴う遷移は強く抑制される。そのよい例として、3節で議論する^{178}Hf 核異性体($K^{\pi}=16^{+}$、半減期31年)や、^{180}Ta 核異性体($K^{\pi}=9^{-}$、半減期 1.2×10^{15} 年以上)があげられる。これらの核異性体は、ΔK=8遷移のみで崩壊可能であり、その結果、長寿命となっている。

異なるν値もつ遷移の抑制の度合を比較するために以下のように定義されるhindranceファクター F, および reduced hindrance ファクター f_ν という量を用いる。

$$f_\nu = F^{1/\nu} = (T_\gamma/T_W)^{1/\nu}$$

ここで, T_γはガンマ線遷移の半減期、T_W は単一粒子遷移による半減期の Weisskopf 値である。経験値として, M1およびE2遷移に対してf_ν=10～100が得られている[2]。これは、ΔKが1増える毎に、半減期が10～100倍増加することを意味し、上述した^{178}Hf 、^{180}Ta 核異性体のように、ΔK が大きい遷移の場合、非常に長い半減期を有することになる。

他方、ここ15年間で、上述のシステマティクスに従わない、大きな K 量子数をもつ状態から K=0の基底状態回転帯へのガンマ遷移が明らかになってきた[3,4,5]。測定された遷移確率は、経験値に対して、10^3～10^{15}倍程度大きく、非常に強い K 混合が起きていることと思われる。K 混合の要因として、コリオリ相互作用(ΔK=1混合)や、ガンマ変形の揺らぎ(ΔK=2混合)が考えられる。

質量数約180領域原子核の基底状態回転帯は、軸対称四重極変形(ベータ変形)をもち、核全体が対称軸に垂直な軸のまわりに回転している。一方、K 核異性体は同様な変形をもつが, 原子核芯が対称軸のまわりに回転している状態である(図1)。したがって、ガンマ変形パラメータによって、これらの状態が結び付けられているとの見方ができる。

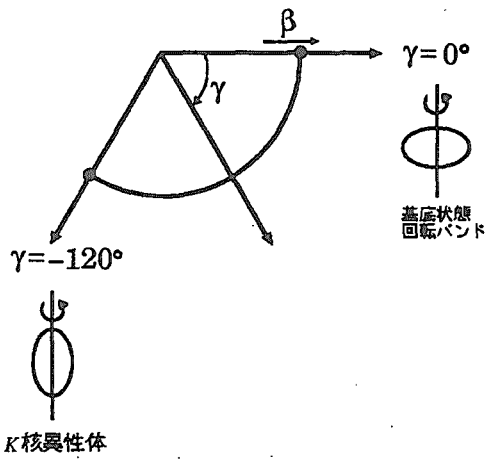


図1. ベータ、ガンマ変形座標での基底状態回転帯と K 核異性体。

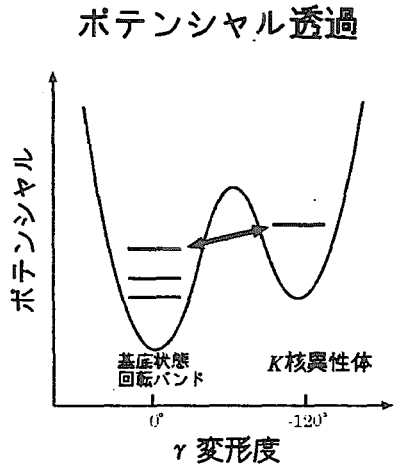


図2. 横軸にガンマ変形度をとった場合のポテンシャルの概念図。

ガンマ変形に対する自由度が、K 核異性体の崩壊において重要であることが指摘されており[5,6]、成松、清水、静間[7]による量子力学的トンネル効果を考慮した K 核異性体崩壊におけるガンマ線遷移確率の系統的な研究がある。この模型は、ガンマトンネリング模型と呼ばれており、図2のように、γ=0°の基底状態回転帯とγ=−120°をもつ K 核異性体の状態が、ガンマ変形方向のポテンシャルによって分離され，ポテンシャル障壁の透過により混合が生じるものとしている。透過率は、障壁の形(高さと幅)に依存し、核のガンマ変形に対する不安定性が、K 核異性体の崩壊確率を決定する。われわれが最近行った実験から、^{183}Os 原子核に新たに核異性体を発見し、ΔK=17 のガンマ線遷移を観測した[8]。この遷移について、ガンマトンネリング模型を用いて、遷移確率の計算を行った。図3に示すように、実験値と計算値のよい一致が得られており、ΔKが10以上の遷移については、ガンマトンネリング模型で説明できると結論できる。

これまでの議論では、基底状態、K 核異性体ともに、軸対称変形をしているとした。一方、軸対称性が破れた(3 軸の長さが全て異なる)状態については、^{184}Os[9]や、^{186}Os[10]原子核において、その存在の可能性が示されいる。Os 原子核では、^{184}Os 付近から、質量数が増加するにしたがいガンマ変形に対して不安定になる傾向にあり、より 3 軸非対称変形状態が現れ易いと考えられる。ここでの 3 軸非対称状態は静的(static)な状態で、ガンマトンネリング模型での動的(dynamical)なガンマ変形不安定状態とは区別される。静的な 3 軸非対称変形状態が K混合、したがって、K核異性体の崩壊に対して、どのように寄与するかは非常に興味深い問題である。

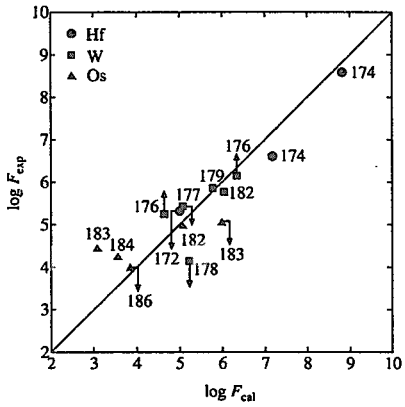


図3. ΔKが10以上の E2 遷移に対する遷移確率の実験値とガンマトンネリング模型による計算値との比較。数字は質量数。

3. 光量子ビームによる K核異性体研究

^{180}Ta 核異性体は、天然に存在する唯一の核異性体で、存在量が最も少ない元素として有名である。さらに、この核異性体は、恒星内元素合成において、どのような過程で生成されたのか明確でなく、非常に関心がもたれている[11]。sプロセス中での強いガンマ線輻射により、^{180}Ta 核異性体が、基底状態へ脱励起する問題について、制動放射光を用いた実験が報告されている[12]。この場合、図4に示しているように、光により、K 混合状態に励起され、その後、基底状態へ崩壊するものと思われている。そこで、1MeV 程度の逆コンプトンガンマ線を用いて、(γ,γ')反応実験を行い、中間状態を探索し、光核反応断面積の測定をする予定である。

一方、^{178}Hf の半減期31年の核異性体(図5参照)については、X 線照射により、崩壊が加速されたという報告がある[13]。その後、否定的な結果が報告されている[14]が、最終的な結論は得られていない。X 線照射による核異性体崩壊のメカニズムの詳細はわかっていないが、原子過程を介して、核の励起、脱励起が起きる可能性がある[15]。核・原子相互作用の断面積は、通常、非常に小さく、このような実験では、高出力レーザーや、放射光等の大強度の光源が必要である。

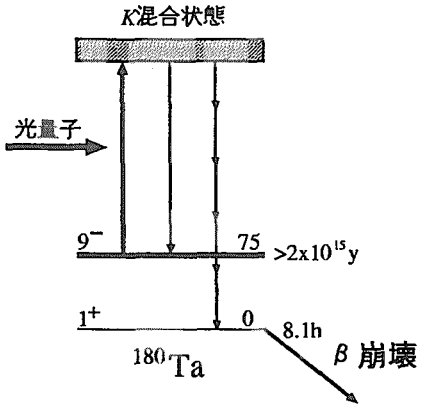


図4. ^{180}Ta の準位構造。

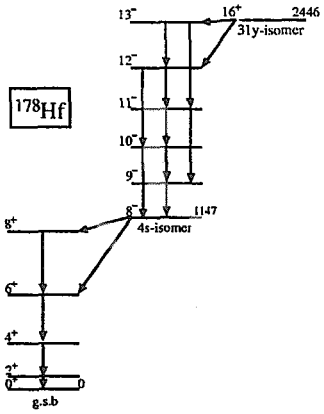


図5. ^{178}Hf の準位構造。

4. まとめ

質量数180領域原子核について核異性体の探索を行い、^{183}Os、^{184}Os 原子核において、新たに核異性体を発見した。^{183}Os 核異性体の崩壊では、基底状態回転体へのΔK=17 のガンマ線遷移を観測した。このような大きなK量子数の差を伴う遷移について、量子力学的トンネル効果を考慮したガンマトンネリング模型を用いて、遷移確率の系統的な分析を行った。その結果、ΔK が10以上の遷移については、ガンマトンネリング模型を用いて実験値を再現でき、ガンマ変形方向の揺らぎによるK混合の結果、遷移が起きていると結論した。また、恒星内元素合成や、核・原子相互作用による核異性体の脱励起問題に関連して、光量子ビームと核異性体を用いた実験について簡単に議論した。

参考文献

[1]P.M. Walker and G.D. Dracoulis, Nature (London) 399 (1999) 35
[2]K.E.G. Lobner, Phys. Lett. 26B (1968) 369
[3]P.M. Walker *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 416
[4]B. Crowell *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1164
[5]P. Chowdhury *et al.*, Nucl. Phys. A485 (1988) 136
[6]T. Bengtsson *et al.*, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2448
[7]K. Narimatsu, Y.R. Shimizu, T. Shizuma, Nucl. Phys. A601 (1996) 69
[8]T. Shizuma *et al.*, Nucl. Phys. A696 (2001) 337
[9]T. Shizuma *et al.*, submitted to Phys. Rev. C
[10]C. Wheldon *et al.*, Phys. Rev. C 59 (1999) R2334
[11]K. Yokoi and K. Takahashi, Nature (London) 305 (1983) 198
[12]D. Belic *et al.*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 5242
[13]C.B. Collins *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 695
[14]I. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 072503
[15]S. Kishimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 1831

JP0250448

25. 液体中色素分子の超高速エネルギー緩和の温度変化
Temperature dependence of ultrafast energy relaxation of a dye molecule in liquid

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

In order to clarify the mechanism of the energy relaxation of a molecule in glass-forming materials in detail, we have accomplished a system possible to measure the temperature dependence of ultrafast fluorescence intensity change. This system is due to the up-conversion fluorescence measurement technique and moving a liquid nitrogen flow-type cryostat. We have measured the temperature dependence of femtosecond time-resolved fluorescence intensity of a coumarin dye in liquid between 130K and room temperature. The experiment result suggests that ultrafast energy relaxation of electronic excited state of the dye molecule varies with temperature.

Keywords: ultrafast relaxation, up-conversion, complex systems, fluorescence spectroscopy,

1．はじめに

液体や高分子など複雑系の構造緩和にはα過程や速いβ過程など普遍的と思われる幾つかの過程が見つかっている[1]。α過程は非指数型緩和を示し、緩和時間の温度依存性もアレニウス型ではなくVogel-Fulcher-Tammann則に従う。一方、速いβ過程は緩和時間が数ピコ秒で温度依存性をほとんど示さない。水素結合やファンデルファールス力など微視的には相互作用の形態や結合様式が異なるにも関わらずなぜそのような構造緩和が複雑系に普遍的に見られるのだろうか？それらを説明するための共通の機構があるのだろうか？

最近、放射光X線やレーザープラズマX線を用いた時間分解構造解析が行われるようになった。しかし、構造誘起法やフォトン数などの問題のために限られた対象しか行われていない。時間分解光学分光は構造誘起法の感度の高い評価法であるばかりでなく、X線による時間分解構造解析と組み合わせることにより物質の原子スケールの構造ダイナミクスを明らかにできると共にそれに伴う電子状態の変化も知ることができ物性を総合的に理解できる。フェムト秒時間分解蛍光分光はそのような光学分光法の一つである。

フェムト秒時間分解蛍光分光は和周波発生ゲートを用いるのが一般的であるが試料を高密度光励起するため有機系溶液や生体高分子試料の場合光退色が問題になる。測定はフローセルを用い試料を流しながら行うためほとんどが室温のみの測定であった。そのため、超高速緩和の機構は分子動力学法などのコンピューターシュミレーションとの比較により議論されるに留まっていた。もし温度や圧力などの外部条件を変えることができればその機構を実験的に詳細に調べることができる。光退色を防ぐためのポイントは試料の同じ位置に光を照射し続けないことであると考えられる。

そこで、我々はフェムト秒時間分解蛍光分光の温度変化測定を目的として、移動型液体

窒素フロー型クライオスタットシステムを開発しこれまでに作り上げたフェムト秒時間分解蛍光分光システムと組み合わせエタノール・メタノール混合液中色素分子クマリンを対象に装置の評価及び温度変化の測定を行った。

２．実験

フェムト秒時間分解蛍光システムの詳細はすでに報告済みである［２］。光源はモード同期チタンサファイアレーザー（平均出力３００mW、パルス幅１００ｆｓ、繰り返し９５ＭＨｚ）で非線形光学結晶ＢＢＯを用いた和周波発生ゲート法を用いている。液体窒素フロー型クライオスタット（室温から約１００Ｋまで制御可能）は２軸のステージに取り付けられ励起光に垂直な面内で自由に動かすことを可能にした。そして、一つのコンピューターで分光システム及びステージをコントロールしクライオスタット移動中内部に固定されている試料が光励起されている間のみ信号取得されるように同期をとった。エタノール・メタノール混合液（体積比４：１）のガラス転移温度は約１３０Ｋであり、この温度付近まで光学的に透明である。その混合液にレーザーの第二高調波の４００ｎm付近に吸収を持つ色素分子クマリン５４０Ａを溶かした試料を用いた。測定システムの時間分解能は第二高調波励起で約２００ｆｓであった。

３．実験結果と議論

図１は１５０Ｋで標記試料を用いてクライオスタットを上下方向に振動させた時と静止した時の光退色の様子を定常蛍光強度の時間変化を通して調べた結果である。クライオスタットが静止していると明らかに色素分子の光退色に起因する蛍光強度の減衰が数１０秒の時定数で起こるのに対しクライオスタットを振動させると蛍光の減衰がほとんど起こらないことが分かる。この時のクライオスタットの動きの速さは約１０mm／秒であった。このように、低温でもクライオスタットを動かして試料の同じ位置に光を当てつづけなければ光退色を防ぐことができることが分かった。そこで、次に同じ試料のフェムト秒時間分解蛍光分光の温度変化測定の結果を図２に示す。

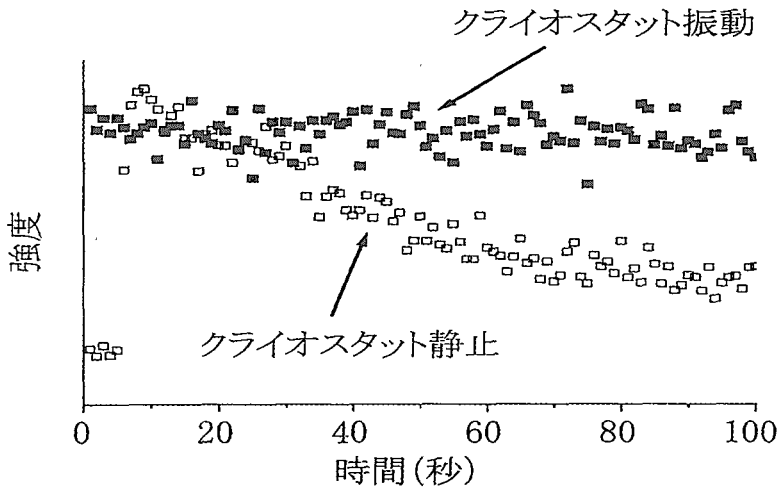


図１．１５０Ｋでのエタノール・メタノール（体積比４：１）中クマリン５４０Ａの固定遅延時間での蛍光強度の時間変化

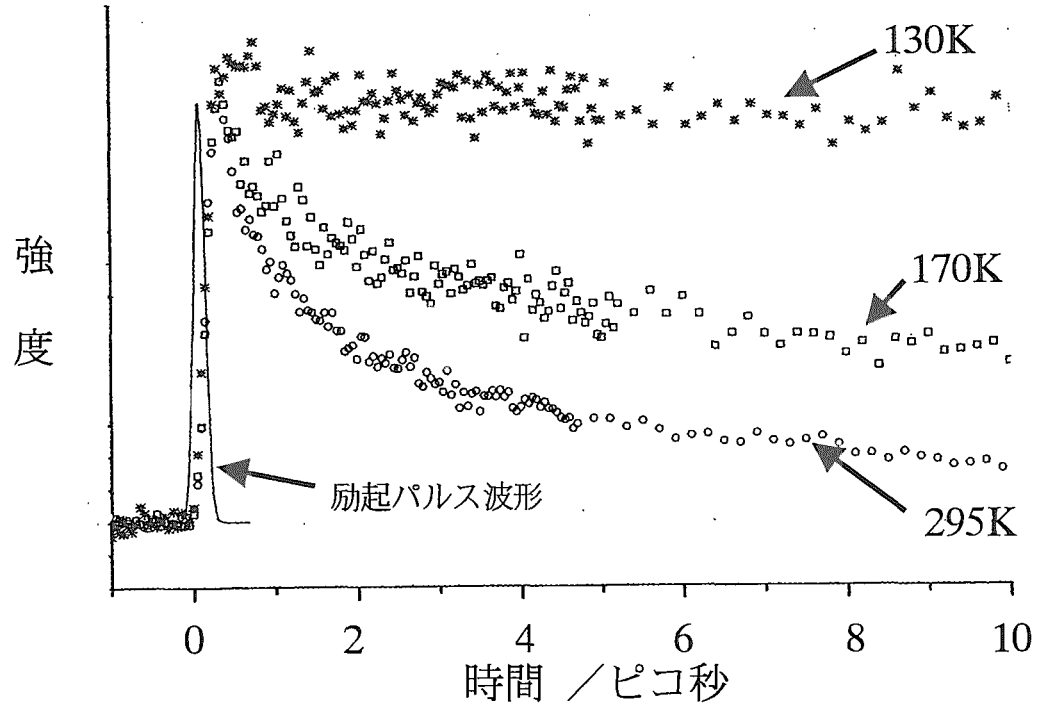


図２．エタノール・メタノール（体積比４：１）中クマリン５４０Ａの４６０ｎｍでのフェムト秒時間分解蛍光強度の時間特性の温度変化

図２から数ピコ秒以下の超高速領域で蛍光強度の減衰は温度が下がるにつれて遅くなっているのが分かる。この試料の蛍光寿命はナノ秒程度であり、２９５Ｋと１７０Ｋに見られる速い減衰は光励起により電子励起状態に作られた分布がエネルギー緩和によってエネルギーのより低い状態、つまり、より長波長の蛍光を発する状態になることにより、４６０ｎｍの蛍光に寄与する分布が減少する過程を反映する。つまり、この結果は超高速領域でもエネルギー緩和は温度が下がるにつれて遅くなることを意味する。これまで液体の粘性に関係するこの時間領域より遅いエネルギー緩和の時定数がアレニウスの式に従って温度減少とともに大きくなる事は明らかにされているが、超高速領域での温度変化の存在を示した例はこれが初めてであると考えられる。

今後は時間分解蛍光スペクトルの温度変化測定を行いエネルギー緩和をより直接的に調べ、この緩和が媒質のフォノン的なモードのみで説明できるのか、配意座標モデル[3]は有効か及び「階層的に束縛されたダイナミクス」[4]との関係を明らかにしたいと考えている。

[1] E. Donth, The Glass Transition ～ Relaxation Dynamics in Liquids and Disordered Materials, (Springer, 2001)
[2] H. Murakami, J. Mol. Liquids, 89, p. 33 (2000)
[3] S. Kinoshita and N. Nishi, J. Chem. Phys. 89, p. 6612 (1988)
[4] H. Murakami, T. Kushida, and T. Tashiro, J. Chem. Phys. 108, P. 10309 (1998); H. Murakami and T. Kushida, Phys. Rev. B54, p. 978 (1996)

JP0250449

26. The Study of Electron Impact Transient Collisional Excitation Laser

Tetsuya Kawachi, Momoko Tanaka, Noboru Hasegawa, Alexander V. Kilpio, Masataka Kado, Shinichi Namba, Peixiang Lu, Huajin Tang, Renzhong Tai, Maki Kishimoto, Keisuke Nagashima, Akira Sasaki, Masato Koike, Hiroyuki Daido and Yoshiaki Kato

Advanced Photon Research Center, Kansai-Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute,

8-1, Umemidai, Kizu, Kyoto, 616-0215, Japan

We observed substantial amplification of the transition of $4d \rightarrow 4p$, $J = 0 \rightarrow 1$ (the transition from $(3d_{3/2}, 4d_{3/2})_0$ to $(3d_{3/2}, 4p_{1/2})_1$) of the Ni-like lanthanum (La) ions at a wavelength of 8.8 nm pumped by a CPA Nd:Glass laser light at a wavelength of 1.053 μm with a pumping energy of 18 J. The experimental gain coefficient and the achieved gain-length product was 14.5 cm^{-1} and 7.7, respectively. In this experiment, the pumping laser pulse consisted of a pre-pulse with a duration of 200 ps and a 7ps-duration main pulse, separated by 250 ps. This configuration generated a pre-formed plasma with short scale length and made it possible by the main pulse to generate population inversion in high density region.

Keywords: x-ray laser, plasma spectroscopy, under-dense and over-dense plasma

1. Introduction

Recent advent of ultra-short pulse lasers by use of CPA (Chirped Pulse Amplification) technology makes possible for us to realize compact soft x-ray lasers in a wavelength region upto ~ 12.0 nm.[1-6] Especially for the transient collisional excitation (TCE) scheme[8], gain-saturation behaviors have been observed with a pumping energy of less than 15 J at wavelengths of 32.4 nm, 14.7 nm, 13.9 nm and 12.0 nm.[1-4] In a wavelength region shorter than 10 nm, the Ni-like Sm ion ($z = 63$) laser at a wavelength of 7.3 nm has been demonstrated by a group of Rutherford Appleton Laboratory (RAL) with a pumping energy more than 60 J. [8] However, this pumping energy may be beyond the performance of table-top laser system at the present time. Demonstration of substantial amplification in this wavelength region using a small pumping system is valuable for the development of high efficient compact x-ray lasers.

In the case of Ni-like x-ray lasers with wavelengths of around 13.0 nm, the optimum electron density, n_e, of the gain region is around $10^{20} \sim 10^{21}$ cm^{-3}, and double pulse irradiation with the pulse separation of 1 ~ 2 ns has succeeded to generate the gains effectively. A target is irradiated by a pre-pulse to generate a pre-formed plasma with a long scale length in the under-dense region, and the following main pulse, which comes 1~2 ns after the pre-pulse, is absorbed effectively in the electron density region of $10^{20} \sim 10^{21}$ cm^{-3} to generate the population inversion. However, in shorter wavelength x-ray lasers, since the electron temperature, T_e, n_e and temporal behavior for ions with an effective nuclear charge z_{eff} are scaled as $T_e \propto z_{eff}^2$, $n_e \propto z_{eff}^7$, and $t \propto z_{eff}^{-4}$ substantial amplification is expected in high temperature and density region, where $z_{eff} = z - 28$ in the Ni-like ion case.[9] For an example, the Ni-like La (z =57) laser at a wavelength of 8.8 nm,[10] the optimum plasma parameters of the gain region and the gain duration are inferred to be $T_e \sim 700$ eV, $n_e \sim 7 \times 10^{21}$ cm^{-3} and 1.5 ps, respectively, which are derived from the parameters of the Ni-like Ag ($z = 47$) laser. ($T_e \sim 400$ eV, $n_e \sim 5 \times 10^{20}$ cm^{-3} and 8 ps.) Thus, substantial gain region is generated in the over-dense

region for Nd:glass pumping laser light.

To provide the pumping energy to high density region, frequency conversion of the pumping laser light, *e.g.*, 2ω, is often used. However the frequency conversion of a few ps laser pulse with an energy of ~ 10 J requires a large-size non-linear medium, and much larger pumping energy is needed due to the low conversion efficiency (~50%), which is not practical and contradict against the concept of table-top x-ray lasers. Rather, it is realistic for our objectives to optimize a plasma condition of the pre-formed plasma to make it possible by the main pulse to heat the high density region effectively.

In this report, we demonstrate substantial amplification of the Ni-like La TCE laser by use of a double pulse pumping, in which the duration of the pre-pulse and the main pulse is 200 ps and 7 ps, respectively, and they are separated by 250 ps. This pulse separation is determined by use of one-dimensional hydrodynamics code, the HYADES.[11] In the case of longer pulse separation, the scale length of the pre-formed plasma becomes longer and the main-pulse can not provide the energy to the high density region, whereas in the case of shorter pulse separation, higher density region may be heated by the main pulse, however, the density gradient is too sweep to guide the amplified x-ray in the gain medium. In the following the details of the experiment are shown.

2. Experiment and Discussion

The experimental set-up is shown in Fig.1. A 2 μm-thick La slab target fabricated on a 1 mm-thick glass substrate was irradiated by our CPA Nd:glass laser light at a wavelength of 1.053 μm in the *y*-direction. The details of our CPA Nd:glass laser system was described in elsewhere (ref. 15). The laser pulse consisted of two pulses, a pre-pulse with a duration of 200 ps and a main pulse with a duration of 7 ps. The pulse separation was 250 ps. We employed a quasi-traveling wave pumping by use of a step mirror with a step of 4 ps (Optical Surface Inc.). [4] The direction of the traveling wave was indicated in Fig.1. A laser-produced La plasma was observed by use of two grazing incidence spectrographs, GIS1 and GIS2, and a KAP crystal spectrograph. GIS1 had a concave mirror with a curvature of 3520 mm and uneven spacing holographic laminar grating with an average grooves number of 1200/mm, which was developed by a collaboration with Shimadzu.[13] GIS1 covered spectral range of 6 nm through 40 nm and was set in the *x*-direction (See Fig. 1.) to observed amplified x-ray line. In order to attenuate the emission from the plasma, we used a 0.5 μm-thick Zr filter fabricated on a Ni-mesh with a period of 200 μm. The transmittance of the filter was around 10 % at 8.8 nm. GIS2 had a toroidal mirror with a large curvature of 5000 mm and a short curvature of 25 mm and uneven spacing ruled grating with 2400 grooves/mm (HITACHI 0450-01). GIS2 covered spectral range of 1.0 nm through 5.0 nm. GIS2 was set in the opposite side of

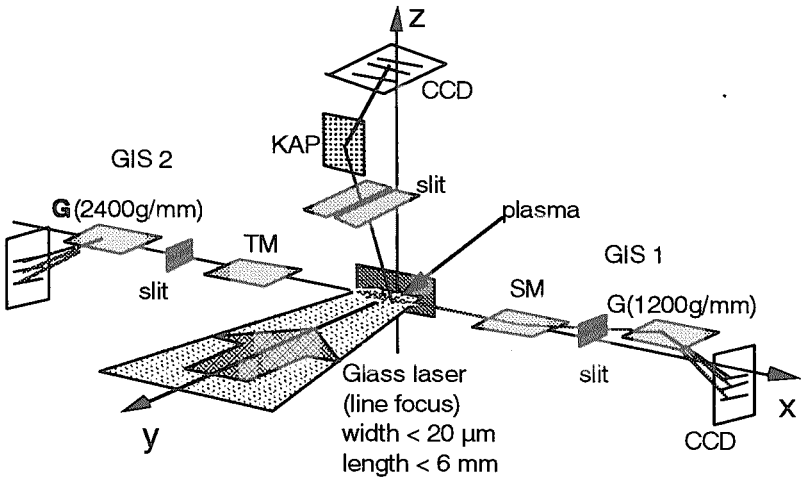


Fig. 1. Experimental set up. G, TM and SM represents grating, toroidal mirror and spherical mirror, respectively.

GIS1, and we observed the n = 3 - 4 transitions of the Ni-like and Co-like La ions to monitor the production of these ions in plasmas, where n was the principal quantum number.

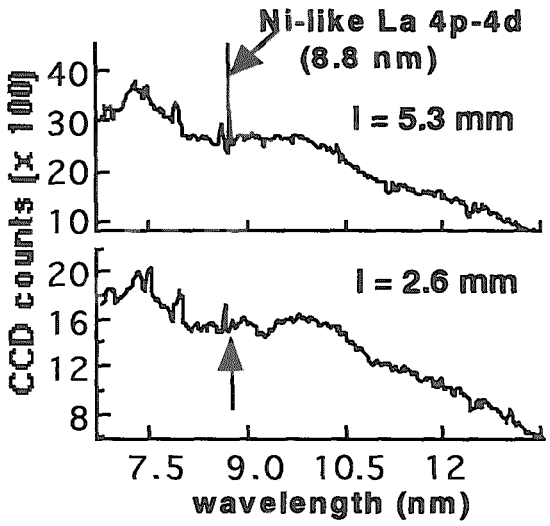


Fig.2. Typical spectra of the La plasma taken by our grazing incidence spectrograph 1 (GIS1) for the target lengths of 5.3 mm and 2.6 mm. The lasing line at 8.8 nm of the nickellike La ion is indicated by an arrow.

The KAP crystal spectrograph was set at the top port of the target chamber and observed the plasma in the z-direction. It covered 0.8 nm through 1.0 nm and the n = 3 - 5 transitions of the Ni-, Co- and Fe-like La ions were observed. We put an entrance slit at the position of 100 mm from the plasma (See Fig.1.) and observed the spatial distribution of the intensity of these lines along the line-focus to monitor the homogeneity of the pumping laser intensity. The detectors of the three spectrographs were back-illuminated CCD (Charge coupled device): Two were Princeton instrument Model SX1024 and one was HAMAMATSU SX-CCD Model 01. We assured that the sensitivities of all the CCD detectors were linear to the incident photon numbers under the present experimental condition.

Figure 2 shows typical spectra of the 8.8 nm line ($4d \rightarrow 4p$, $J = 0 \rightarrow 1$ transition of the Ni-like La ions.) taken by GIS1 for the target lengths of 5.3 mm and 2.6 mm. The duration of the main pulse was set to be 7 ps, and the total pumping energy on the target was 18 J. We varied the target length from 2 mm through 5.3 mm, and measured the output of the 8.8 nm line as shown in Fig. 3. By use of the Linford fitting formula[14], the gain coefficient, g, of 14.5 ± 1.5 cm^{-1} was derived and the achieved gain length product was gL = 7.7 ± 0.8.

It should be noted that we changed the duration of the main pulse to be 1 ps to increase the peak value of the electron temperature. Under the optimum pre-pulse intensity, the output x-ray became smaller by a factor of 4 compared with the 7 ps-duration case. This might be due to the followings. First, since the expected gain duration of the Ni-like La ions, ~ 1.5 ps, was smaller than the step of our quasi-traveling wave system (= 4 ps), the absorption of the 8.8 nm line in the plasma took place in the 1 ps pumping case. Secondly, under the present pre-pulse intensity, the observation using GIS2 showed that the La ions in the pre-formed plasma were mainly populated in the lower ionization stage than the Ni-like ions. Calculation by use of hydrogenic approximation[15] showed that the ionization time from La^{28+} to La^{29+} was ~ 5 ps under the plasma condition of $n_e \sim 10^{21}$ cm^{-3} and $T_e \sim 700$ eV. Thus, the present result showed that it was needed for the main pulse to sustain high electron temperature during the ionization from the lower ionization stages to the nickel-like ions.

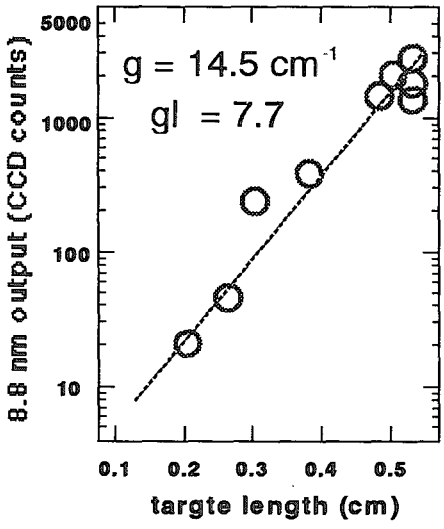


Fig.3. Output x-ray signal for various target lengths. The gain coefficient and gL value are estimated to be 14.5 cm-1 and 7.7, respectively.

In the present experiment, the experimental gain coefficient is not so high compared with those of other TCE lasers, *e.g.*, in the Ni-like Ag (λ = 13.9nm) and Pd (λ = 14.7 nm) lasers, the gain coefficient are typically more than 30 cm^{-1}. This may be due to that the electron density region heated by the main pulse is still lower than the optimum electron density for the La laser (~ 7×10^{21} cm^{-3}). In order to overcome this difficulty, the pulse separation has to be made shorter to generate a pre-formed plasma with much shorter scale length. In this case, however, we may have to employ a new target like a curved target to compensate the diffraction effect due to the steep density gradient.

In summary, we demonstrated substantial amplification of 8.8 nm line in the transient collisional-excitation scheme with a pumping energy of 18 J. This was the first demonstration of substantial amplification at this wavelength in TCE scheme by use of a table-top pumping system and was valuable in terms of development of high efficient compact x-ray laser system.

References

1. M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, M. Schnürer, W. Sandner, V. N. Shlyatsev, C. Danson, D. Neely, E. Wolfrum, J. Zhang, A. Behjat, A. Demir, G. J. Tallents, P. J. Warwick, C. L. S. Lewis, Phys. Rev. A **57**, 4778-4783 (1998).
2. J. Dunn, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter and V. N. Shlyaptsev, Phys. Rev. Lett. **84**, 4834-4837 (2000).
3. 7. A. Klisnick, P. Zeitoun, D. Ros, A. Carillon, P. Fourcade, S. Hubert, G. Jamelot, C. L. S. Lewis, A MacPhee, R. O'Rourcke, R. Keenan, P. Nickles, K. Janulewicz, M. Kalachnikov, J. Warwick, J. C. Chanteloup, A. Migus, E. Salmon, C. Sauteret, J. P. Zou, J. Opt. Soc. Am B**17**, 1093-1097 (2000).
4. T. Kawachi *et al.* submitted in Phys. Rev. A.
5. Y. Nagata, K. Midorikawa, M. Obara, H. Tashiro and K. Toyoda, Phys Rev. Lett. **71**, 3774 (1993)
6. D. V. Korobkin, C. H. Nam, and S. Suckewer, Phys. Rev. Lett. **77**, 5206 (1997)
7. V. N. Shlyaptsev, P. V. Nickles, T. Schlegel, M. P. Kalashinikov, and A. L. Osterheld, Proc. SPIE **2012**, 111 (1993)
8. A. G. MacPhee, R. M. N. O'Rourke, C. L. S. Lewis, J. Y. Lin, A. Demir, G. J. Tallents, J. Collier, D. Neely, D. Ros, Ph. Zeitoun, S. P. McCabe, P. A. Simms, G. J. Pert, *in Proceedings of X-ray Lasers–1998*, Vol. 159 of IOP (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1998), p. 75.
9. T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn, **54**, 2905 (1980)
10. J. Nilsen, Y. Li, J. Dunn and A. L. Osterheld, *in Proceedings of X-ray Lasers–1998*, Vol. 159 of IOP (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1998), p. 135.
11. J.T.Larsen and S.M.Lane. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **51** ,179(1994).
12. T. Kawachi *et al.* submitted in Appl. Opt.
13. M. Koike, T. Namioka, E. Gullikson, Y. Harada, S. Ishikawa, T. Imazono, S. Mrowka, N. Miyata, M. Yanagihara, J. H. Underwood, K. Sano, N. Ogiwara, O. Yoda and S. Nagai, Proc. SPIE **4146**, 163 (2000).
14. G. J. Linford, E. P. Poressini, W. R. Sooy and M. L. Spaeth, Appl. Opt. **13**, 379-390 (1974).
15. D. H. Sampson and H. L. Zhang, Astrophys. J. **335**, 516 (1988)

JP0250450

27. ニッケル様銀X線レーザーの近視野像の観察

Near Field Image of Ni-like Silver X-ray Laser

○田中桃子、河内哲哉、長谷川登、助川鋼太、永島圭介、大道博行
日本原子力研究所 光量子科学研究センター
Momoko TANAKA, Tetsuya KAWACHI, Noboru HASEGAWA, Kouta SUKEGAWA,
Keisuke NAGASHIMA, and Hiroyuki DAIDO
Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute

The spatial gain profile of the transient collisional excitation Ni-like silver x-ray laser in various plasma lengths was observed using the near field imaging method. The gain region was the size of 50 μm and 30-50 μm distant from the target surface. The gain region had two maxima which are separated by 50 μm in the direction parallel to the target surface.

Keywords : X-ray laser, Silver, Near field image

1．はじめに

光量子科学研究センターでは、進行波励起により過渡利得型電子衝突励起方式ニッケル様銀X線レーザーの飽和増幅を達成し、X線顕微鏡やX線干渉計測などの応用研究を計画中である。これらの研究にはX線レーザーがより高強度化、高コヒーレンス化されることが望まれる。X線レーザー媒質の近視野像の観察は、X線レーザーを集光して用いる応用研究において重要であるとともに、X線レーザーの高度化を行う際に必要なプラズマ中のゲインの分布などの情報をあたえる。電子衝突励起方式のX線レーザー媒質の近視野像はいくつかの実験、シミュレーションの結果から均一にならないことが知られている [1-4]。この理由としては、固体ターゲットから発生させるゲイン媒質プラズマの密度勾配が急峻であるため伝搬中のX線レーザーが媒質中で屈折する、プラズマ加熱用レーザーがプラズマ表面での屈折・プラズマ中での自己収束などを起こし加熱部位にムラが生じる、加熱用レーザーが強くはいった部位でイオン化が進みすぎてニッケル様イオンの密度が低くなる、などが考えられる。プラズマの制御は困難であるが、ターゲットの形状やプラズマ生成用レーザーを最適化することである程度改善する。また、現在光量子科学研究センターでは、よりコヒーレンスの良い光を得るためにダブルターゲットによるX線増幅や高調波によるシード光を用いるなどの方法を計画中であり、これらの実験にはゲイン領域の大きさや位置、形状などの情報が必要となる。この発表では、進行波励起によるニッケル様銀X線レーザーのゲイン媒質プラズマの近視野像を観察した結果について報告する。

2．実験

X線レーザーの媒質プラズマは、レーザー光を銀のターゲットに線集光することにより発生させた。ターゲットとしては、光学研磨されたガラス板上に銀を 2 μm 蒸着したものを用いた。照射レーザーはモードロックチタンサファイアレーザーを発振器としたＣＰＡネオジウムガラスレーザーを用いた。発振器からでたレーザー光はパルスストレッチした後チタンサファイアの再生増幅器、ネオジウムガラスの増幅器列を通して順次増幅した後パルス圧縮してピコ秒パルスとした。エネルギーはターゲット上で 12～14 J であった。パルス圧縮後のレーザー光を階段状のミラーで反射することで擬似的な進行波を生成させ、その後放物面鏡で集光し、その像を球面ミラーにより軸外しで転送することで線集光を行った。線集光の大きさは長さ 6 mm、幅 20 μm であった。照射光は２つのパルスで構成し、最初のパルスで銀をプラズマ化し、次のパルスでゲインを作るための追加熱を行った。プラズマ生成用パルスと加熱パルスはどちらもパルス幅 4ps で、パルス間隔は 1.2 ns、強度比は 1：7 であった。

X線の近視野像は、モリブデン/シリコン多層膜ミラー（NTT-AT）で構成した拡大率 10 倍の結像光学系を用いて撮影した。X線レーザー光を球面ミラーで集光し、２枚の平面ミラーで折り返したのち背面照射型軟X線ＣＣＤ（Princeton Instrument, SX1024）上に結像させた。プラズマからの可視光を除くためにアルミニウム又はイットリウムを蒸着した窒化シリコン膜をフィルターとして使用した。

3．結果と考察

ターゲットの長さを変えることによりプラズマ長を変えて近視野像を測定した結果を図１に示した。プラズマの長さは、(a) 1.8 mm (b) 3.4 mm (c) 6.0 mm であった。プラズマ長が短いときにはプラズマ全体の発光が見えていたが、プラズマ長を長くしていくと特定の領域でX線が増幅されていく様子が観測され、プラズマの末端では（図１(c)）X線のエネルギーは 25 μJ であった。X線レーザーのゲイン領域はターゲット表面から 30～50 μm 程度の位置に存在し、２つの特に強いスポットを持っていた。2 つのスポットは励起レーザーに対して垂直方向に 50 μm 程度分かれており、大きさは半値全幅で 20 μm 程度であった。図２に２つのスポットのピーク強度をプロットした。図から分かるように同じプラズマ長では２つのスポットの強度は同程度であ

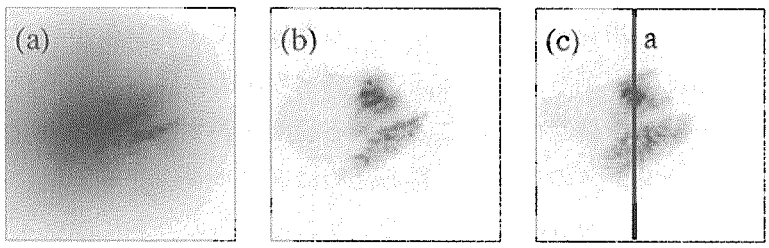


図１　ターゲットの長さを変えて測定した近視野像　それぞれのターゲットの長さは、(a) 1.8mm、(b) 3.4mm、(c) 6.0mm であった。ターゲット表面は向かって右方向で、レーザーは左方向から入射した。

った。図２の実線は Linford の式でフィッティングしたもので、ゲイン係数は 32 cm-1 と見積もられた。また、プラズマ長 4 mm 付近から飽和増幅をおこしていることがわかった。この値は、斜入射分光器を用いて計測した別の実験シリーズで求められた値とよく一致している [5] 。

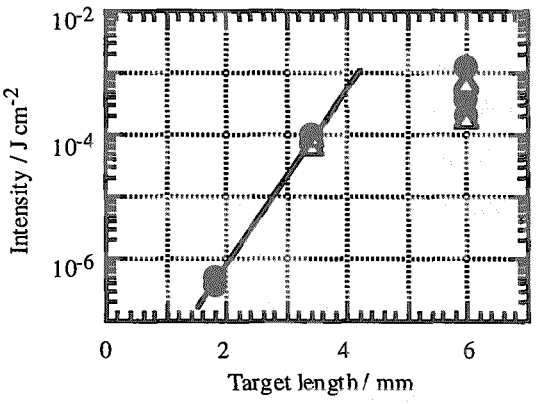


図２　それぞれのターゲット長における X 線のピーク強度。　黒丸は図１のパターン中の上のスポット、白三角は下のスポットの強度をあらわしている。実線は Linford の式によるフィッティング曲線で、ゲイン係数は 32 cm-1 と見積もられた。

X線レーザー光が２つのスポットを持つ理由については、次の２つの理由が考えられる。一つ目はゲイン領域の分布が２つのピークを持っているとする考え方、二つ目はプラズマ中を伝搬するX線がプラズマの密度勾配により屈折し２つに分かれるとする考え方である。今回得られた近視野像については主にゲインの形状を反映しており、X線レーザーの屈折の影響は小さいように見える。図１において、X線の強い領域は二つに分かれているが、密度勾配による屈折が原因とした場合、同じ位置から出発した光が 6 mm 伝搬する間に 50 μm 離れるには屈折角が 4 mrad 程度でなければいけないが、ターゲット長 6 mm の場合と 3.4 mm の場合で屈折角を求めたところ 0～2 mrad となり、屈折だけではパターンが説明できない。従って、図１の実験ではゲインが二つの極大を持った分布を持っていたと考えられる。

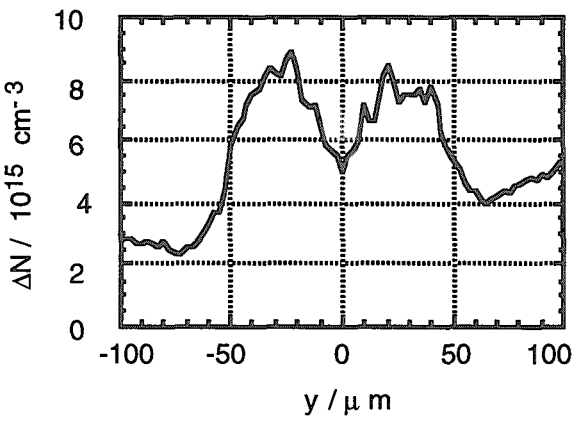


図３　近視野像から求めた図１の断面 a 上での反転分布の分布。

図３は伝搬中の屈折の効果は無視できるものとして求めた図１の断面 a 上のX線レーザー反転分布の分布である。反転分布量の違いは極小と極大で 1.8 倍程度であるが、レーザー増幅が起こると差は 10 倍程度に開き、レーザースポットが二つに分かれて見える。

X 線レーザーのゲイン分布が二つのピークを持つ理由については次の二つの可能性を考えている。第一に、過熱パルスが入る時にプラズマの表面で屈折し二つに割れた可能性がある。第二に、過熱パルスによるイオン化が進行し過ぎて中心付近ではニッケル様イオンの密度が低くなり、その周辺飲みでゲインが生成している可能性がある。どちらが原因であるかは今後詳細な検討が必要である。

文献

[1] Y. Li, J. Dunn, J. Nilsen, T. W. Barbee Jr., L. B. DaSilva, A. Osterheld, and V. N. Sylyaptsev, SPIE Vol. 3776 (1999), 45

[2] J. C. Moreno, J. Nilsen, Y. Li, P. Lu, E. E. Fill, Inst. Phys. Conf. Ser. No 151 (1996), 430

[3] J. Zang, P. J. Warwick, E. Wolfrum, M. H. Key, C. Danson, A. Demir, S. Healy, D. H. Kalantar, N. S. Kim, C. L. S. Lewis, J. Lin, A. G. MacPhee, D. Neely, J. Nilsen, G. J. Pert, R. Smith, G. J. Tallents, and J. S. Wark, Phys. Rev. A 54 (1996), R4653

[4] R. E. Burge, G. E. Slark, M. T. Browne, X. C. Yuan, P. Charalambous, Z. An, X. H. Chang, C. L. S. Lewis, A. G. MacPhee, and D. Neely, J. Opt. Soc. Am. B, 15 (1998), 1620

[5] T. Kawachi, et. al., this proceeding

JP0250451

28. Spatial coherence measurement of the 13.9 nm Ni-like Ag soft x-ray laser pumped by a 1.5 ps, 20J laser

H. Tang[1,2], H. Daido[1], M. Kishimoto[1], K. Sukegawa[1], R. Tai[1], S. Mosesson[1,3,6], T. Kawachi[1], K. Nagashima[1], K. Nagai[2], T. Norimatsu[2], K. Murai[4], H. Takenaka[5], Y. Kato[1], K. Mima[2], K. Nishihara[2,6]

[1]Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute, Kizu, Kyoto, 619-0215, Japan

[2]Institute of Laser Engineering, Osaka University, Osaka 565-0871, Japan

[3]Graduate School Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden.

[4]Osaka National Research Institute, Ikeda, Osaka 563-8577, Japan

[5]NTT Advanced Technology, Musashino 180-8585, Japan

[6]Graduate school of the Science Engineering, Osaka University, 1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka, 560-8531, Osaka, Japan

Abstract:

In this paper, we present the first measurement of the time-integrated transverse spatial coherence of the Ni-like Ag x-ray laser pumped by a 1.5 ps, 20J Nd glass laser, where the Transient Collisional Excitation (TCE) pumping scheme is realized. The time-integrated complex coherence factor(CCF) of the 13.9 nm Ni-like Ag x-ray laser has been determined from partially coherent diffraction patterns of a multi-slit array placed at 1m away from the x-ray laser source. The transverse coherence lengths at horizontal and vertical direction are both estimated to be within 100 μm to 130 μm respectively at the position 1m from the x-ray lasing source. The profile of the CCF is explained with a double disc source model.

1. Introduction:

Since the first demonstration of a soft-x-ray laser in 1984[1], series of x-ray lasers at different wavelengths have been obtained and used in various applications [1-14]. Most of the x-ray lasers are produced by hundred of joules infrared pumping laser pulses with the duration from 100ps to 1ns. Recently, saturated x-ray lasers working under the transient collisional excitation (TCE) scheme have been demonstrated. X-ray lasers at the wavelength as short as 11 nm (Ni-like Sm x-ray laser) are produced by the pico-second pumping laser pulse with the energy about 10~20J. This pumping scheme is considered as the most promising way to improve the efficiency of x-ray lasing and get so-called "table-top" x-ray lasers.

For the applications of x-ray lasers, it is required to characterize the x-ray beam properties, such as beam intensity profile, deflection, divergence and coherence. In particular, the transverse coherence property of the beam is of the key importance to those applications such as x-ray holography and interferometry. For the x-ray lasers pumped by 100ps or longer pulses, many experiments on the transverse coherence have been reported [19,20]. However, for the x-ray lasers of the TCE pumping scheme, to our knowledge, the measurement of transverse coherence still has not been performed yet. Moreover, due to the high gain coefficient and short duration of amplifying region of TCE pumping scheme, some differences on its beam properties are expected. The knowledge of the coherence of TCE x-ray laser is not only useful to various applications, but also helpful to understanding of the mechanism of the TCE x-ray lasing plasma, which is a good subject of the highly non-equilibrium plasma physics.

The TCE Ni-like Ag x-ray laser at the wavelength of 13.9nm has been successfully obtained at Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute[15]. In this paper, we report the measurements of the spatial coherence of this latest developed x-ray laser by a multi-slit-array diffraction experiment. The time-integrated transverse coherence profiles are deduced from the diffraction profiles with the axis of the multi-slit-array parallel and perpendicular to the target surface respectively.

2. Experimental setup:

The x-ray laser can be considered as a quasimonochromatic source and its spatial coherence is characterized by its mutual intensity function, which is approximated as the product of the source intensity distribution and the source complex coherence factor (CCF) [16]. For an idea double-slit interference, in which the double slits are uniformly illuminated, the modulus of the CCF is proportional to the fringe visibility. Double-slit diffraction has been used to investigate the spatial coherence of many extreme-ultraviolet sources [17,18] and x-ray lasers [19].

In this experiment, we use a multi-slit-array as the diffraction unit instead of double-slit. The time-integrated CCF of the x-ray laser is determined from the partially coherent Fresnel diffraction pattern produced by illuminating the multi-slit array with the 13.9 nm wavelength laser pulse. The diffraction pattern is recorded by an x-ray CCD camera and analyzed using a generalized Schell's theorem to obtain the CCF distribution of the X-ray laser beam. The advantage of this technique over the double-slit diffraction is that the CCF at series of transverse distance can be obtained from a single flash exposure of x-ray laser. A similar technique has been successfully used to determine the spatial coherence of a Neon-like 20.6 nm and 21.0nm x-ray laser, in which a redundant slits array was used as the diffraction

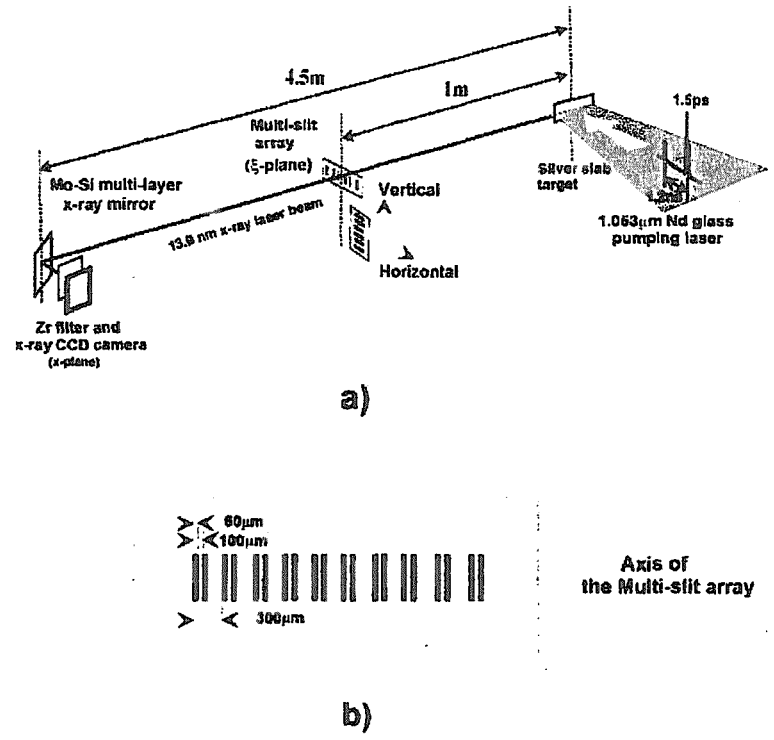


FIG .1 a) Experimental setup of the spatial coherence measurement for the 13.9nm TCE Ni-like Ag x-ray laser. b) Multi-slit array is used as the diffraction unit.

structure. [19]. The experimental configuration is shown in Fig. 1a. One of the beams from the Nd glass CPA laser (1.053 μm) at Advanced Photon Research Center, JAERI, was used to irradiate a slab silver target. To form the plasma column as an x-ray lasing medium, the pumping laser beam is focused by a spherical mirror and a parabolic mirror, forming a 50-μm-wide and 6-mm-long line focus on the target surface. A stepping mirror is used to form the traveling wave pumping scheme along the plasma column [15]. The pumping pulse train is composed of a pre-pulse and a main pulse with the same duration of 1.5ps delayed by 1ns, and the energy ratio of 1:5. Total energy for every shot is kept near 20 J, creating an intensity within the line focus of $\sim 4 \times 10^{15}$ W/cm^2.

As shown in Fig. 1b, the multi-slit array is composed of 10 pairs of double-slit array with the interval of 300 μm. Every double-slit pair is composed of two 1 mm long and 60 μm wide slits with a separation of 100 μm. The multi-slit array was set into the x-ray beam at the position 1 m away from the target. An x-ray laser beam was produced from the end of the Ag slab target. It passes through the multi-slits array, and is projected onto an x-ray CCD camera which is placed 4.5 m away from the x-ray laser. The diffraction pattern was recorded by an x-ray CCD camera (Princeton Instrument) with a pixel size of 25 μm.

To reduce the hard x-ray radiation from the x-ray lasing plasma, a Mo-Si multi-layer x-ray mirror with an incidence angle of 45 degrees was used to fold the x-ray beam to the x-ray CCD camera. The x-ray mirrors are calibrated by a laser plasma source giving the peak reflectivity at the wavelength of 13.9 nm with an estimated reflecting rate of 50%. A 0.55 μm-thick Zr filter coated on a 0.1 μm-thick CH foil with a total transmittance of 1% at the wavelength of 13.9nm was set in front of the CCD camera for blocking the visible light from the x-ray lasing medium.

3. Result and discussion:

The complex coherence factor of the x-ray laser is calculated numerically from the measured diffraction patterns by the use of the Schell's theorem under the Fresnel approximation [16]. Given the distance from slit array to the x-ray CCD (Defined as z: 3.5 m), and the maximum

of the half range of the diffraction pattern on the CCD camera (Defined as x: 12.5 mm), the Fraunhoffer approximation is invalid because following inequality cannot be fulfilled

$$\lambda_{x-ray} \rangle\rangle \frac{x^2}{2z} .$$

Schell's theorem states that the diffraction pattern, here represented by I(x), from any diffraction aperture can be described as following convolution.

$$I(x) = I_{\psi}(x) * \mathrm{F}[g(\delta\xi)]$$

where $I_{\psi}(x)$ is the calculated Fresnel diffraction pattern of the diffraction unit at the detector plane (x-plane) produced by a pure coherent wave described as ψ. F[g(δξ)] is the Fourier Transform of the CCF, which is represented by g(δξ). δξ is a given transverse distance at the diffraction aperture plane(ξ-plane), where the multi-slit-array is placed. The pure coherent wave used in the calculation of $I_{\psi}(x)$ is assumed to be a point source at the position of the end of the x-ray gain region. Given the measurement of I(x), and the calculated $I_{\psi}(x)$ from the transmission of the multi-slit array, the CCF: $g(\delta\xi)$ can be given by the de-convolution. The calculated diffraction intensity profile $I_{\psi}(x)$ is shown in Fig. 2.

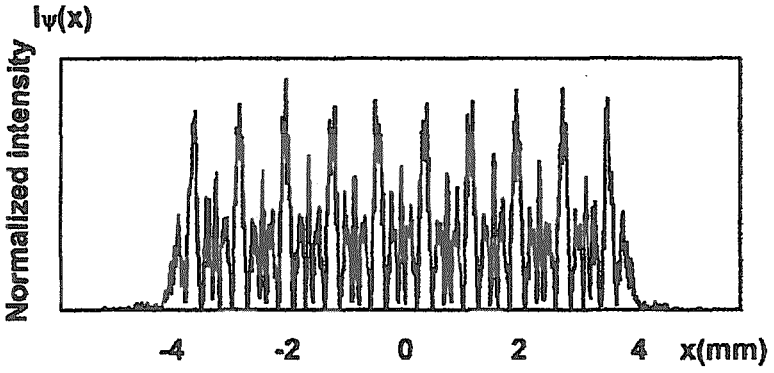


FIG. 2 Calculated diffraction intensity profile of the multi-slat array illuminated by a 13.9nm point source.

The transverse coherence measurements were performed with the axis of the multi-slit-array oriented horizontally and vertically. Figure 3a shows the x-ray diffraction intensity profile measured with the axis of the slit array perpendicular to the x-ray laser target surface. In this orientation, the spatial coherence of the x-ray laser in the horizontal direction can be measured. Fig. 3b shows the profile with the slit-array axis direction parallel to the target surface, which is used for the measurement of the coherence at the vertical direction.

Using the algorithm mentioned above, the modulus of the CCF as a function of relative transverse position δξ across the slit array can be calculated from the measured diffraction patterns. As shown in Fig. 4, we made the inverse-Fourier transform both to the measured diffraction profile and the ideal diffraction profile calculated by the pure coherent point source. Figure 4a shows the modulus of the normalized inverse-Fourier transform corresponding to the diffraction profile of Fig. 3a. Figure 4b shows the same calculation to the profile of Fig. 3b. The modulus of CCF at a relative transverse separation δξ can be deduced from the ratio of the inverse-Fourier transformation of the ideal point source and the measured pattern. Figure 5 shows two set of CCF corresponding to the diffraction pattern

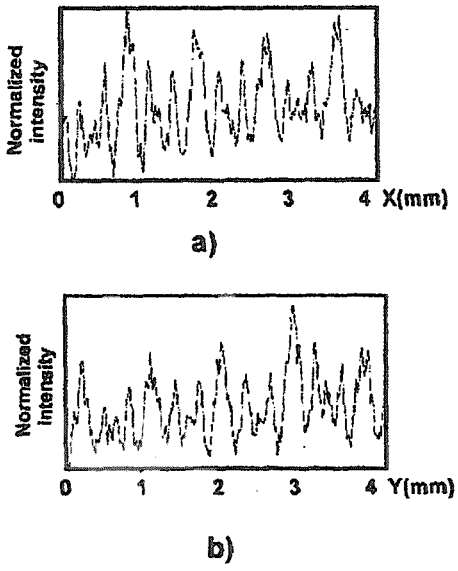


FIG. 3 Diffraction intensity profile of the multi-slit array illuminated by 13.9 nm x-ray laser. a) Axis of the slit array perpendicular to the Ag slab target surface (Horizontal direction). b) Axis of the slit array parallel to the Ag slab target surface (Vertical direction).

in Fig. 3a and Fig. 3b, which gives 2-dimensional CCF distribution of the 13.9nm x-ray laser at the position 1m away from the Ag slab target. Because the multi-slit array only includes discrete slit separations, only the CCF values at these separations are obtained.

From the measured CCF profiles of the 13.9 nm TCE x-ray laser, it can be found that there is an almost uniformed transverse coherence range from 30 μm to 100 μm, in which the CCF modulus of the x-ray laser beam is kept around 0.5—0.7. If we define the CCF modulus of 0.5 as the criterion, the transverse coherence length of the x-ray laser can be deduced within the range of 100-130 μm. The error bars shown in the Fig. 5 are mainly resulted from the variation of x-ray illumination, non-uniformities in the filter. The value of CCF fluctuates within this average range in the case of different sampling region of the diffraction pattern being selected, however, the profile of the average is kept stable.

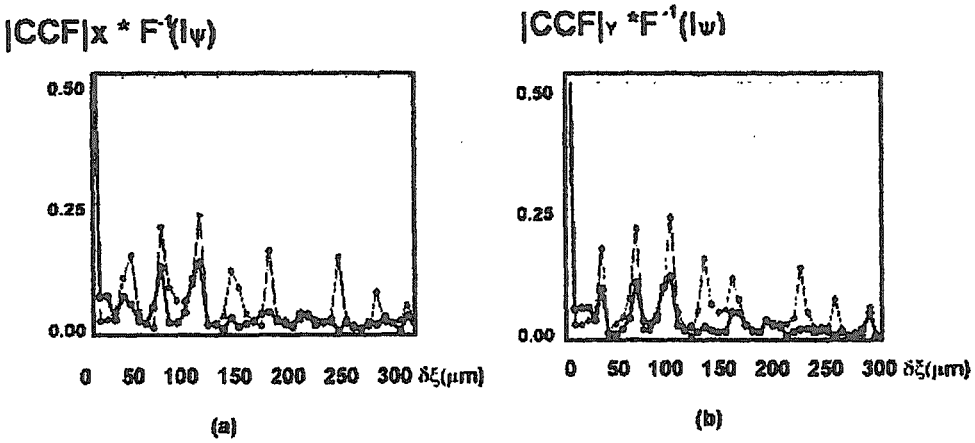


FIG.4. Inverse-Fourier transformation of the measured diffraction profile together with that of the pure coherent disk source. a) Normalized modulus of the inverse-Fourier transformation corresponding to the diffraction profile of Fig.3a. b) Normalized modulus of the inverse-Fourier transformation corresponding to the diffraction profile of Fig.3b. —*—*— refers to Inverse--Fourier Transformation of the multislit diffration pattern by the pure coherent x-ray point souce. —O— corresponding to |CCF| *F⁻¹ (Iψ)

As the simplest model mentioned above, the x-ray laser can be considered as an amplified spontaneous emission source with a uniform quasimonochromatic spatially incoherent source at the end of the plasma gain region. Its CCF distribution can be calculated through taking the Fourier transform of the intensity profile at the source end and compared with the measured result of x-ray laser. The modulus of the CCF profiles of the incoherent disc source with the diameters of 40 μm, 70 μm, 105 μm are shown in Fig. 5. Comparing the measured CCF profile with that of the measured disc source, we find the measured CCF profiles do not precisely consistent with the quashimonochromatic incoherent disc source with an uniform intensity distribution or Gaussian distribution, which give the curve of Bessel function and Gaussian function respectively.

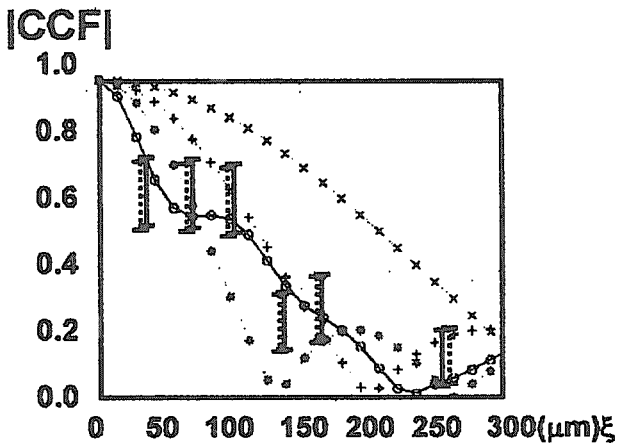


FIG. 5 The modulus of the complex coherence factor of the 13.9nm x-ray laser and the quasimonochromatic incoherent disc source. ├·····┤:|CCF| of horizontal direction. ├——┤ : |CCF| of vertial direction. --o-- CCF of the double incoherent disc source with the intensity profile shown in FIG. 6. |CCF| of the incoherent disc model with the varies diameters: *— 105 μm, +—70 μm, x—40 μm.

To explain the disagreement between the CCF obtained from the x-ray laser diffraction and that calculated from the uniformed incoherent disc model, we propose a double disc model to imitate the transverse intensity profile of the x-ray laser source. As shown in Fig. 6, the double disc is composed with an intense central disc with a diameter of 60 μm, and a 330 μm diameter surrounding disc with a intensity only 8 % of the core area. The CCF modulus of such a source is calculated and shown in Fig. 5, which give a better fit to the CCF profile obtained from the measured diffraction pattern at the δξ range from 30 μm to 100 μm. Comparing with the single incoherent disc model, it can be found that the large diameter surrounding area have a distinct effect on the value of the CCF modulus within the δξ range below 130 μm, even its intensity is much lower compared with that of the central part.

This model can be physically interpreted as follow, the coherent length of 130 μm is mainly determined by the intense central part of the gain region, however, the decreased coherence lever in the small δξ range is due to the x-ray radiation from the expand plasma. In a near-field imaging experiment of the same 13.9nm x-ray laser[20], a crescent shape image at the end of the x-ray source with a size of 50-60 μm was obtained. It is near to the diameter of the core area of the double incoherent disc model. Moreover, an expanded 250-300 μm coronal area with the intensity 0.5%-10% of the central part was found surrounding the crescent shape gain region.

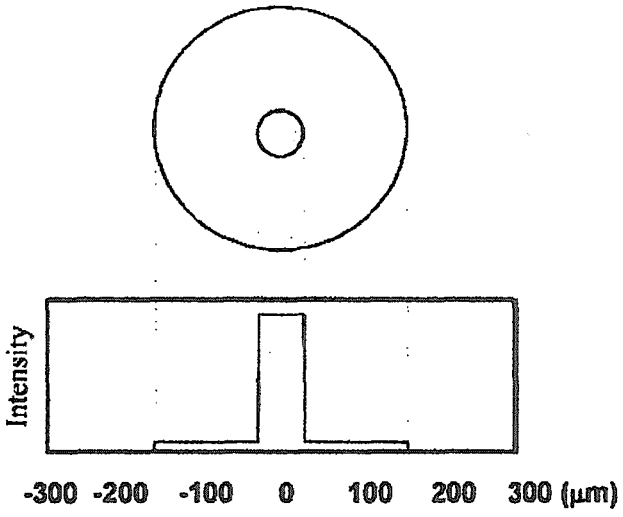


FIG. 6 The intensity distribution of the double disc model: Diameter of the central disc: 60 μm; Diameter of the surrounding part: 330 μm; Intensity ratio: 0.065.

From above consideration, it is therefore suggested that installing a small diameter aperture near the gain region to block the x-ray radiation from the expanded plasma can be used to increase the coherence lever of an x-ray laser.

The CCF distribution at the direction normal to the target surface is almost same as that in perpendicular direction. However, the x-ray laser divergence measured from the far field pattern turns out to be 8-10 mrad horizontally and 15-20 mrad vertically. That means the TCE x-ray laser source is not consistent with the Carter-Wolf quasihomogeneous source in which the low divergence should correlate with high coherence while high divergence correlates with lower coherence. More detail analysis is still required for the understanding of the coherence build-up this type of TCE x-ray laser.

The diffraction profiles are measured under the 6 mm target length with the pumping energy of 18J±2J. Due to the small total energy of the TCE x-ray laser pulse and the low transmission of Zr-CH filetr, we cannot change the target length to demonstrate the properties of the coherence under different gain length products because of the too low signal to noise ratio. Future experiment with different configuration is expected for the investigation of the correlation of coherence property and GL product, which is of the key importance to the well understanding of the TCE x-ray laser.

4. Summary:

The time intergrated spatial coherence of the 13.9nm Ni-like Ag TCE x-ray laser has been measured. The complex coherence factor distribution at 2 dimensions are calculated and compared with the incoherent disc model. The transverse coherence of the x-ray laser 1m away from the x-ray laser source normal and parallel to the target surface is estimated to be both 130μm. The trend of the CCF profile can well explained by a double disc model. These x-ray laser beam characterization will contribute significantly to the application of mechanism study of the soft x-ray lasers under TCE pumping scheme.

Acknowledgements:

The authors are indebted to the Advanced Photon Research Center for their support during experiment and data analyses. H. Tang is a doctor course student financially supported by the scholarship from Monbusho of Japanese government and Japan Atomic Energy Agency.

5. References

[1] D.L. Mathews, P.L. Hagelstein, M.D. Rosen, M.J. Eckart, N.M.Ceglio, A.U. Hazy, H. Medecki, B.J.MacGowan, J.E.Trebes, B.L.Whitten, E.M.Campbell, C.W.Hatcher, A.M.Hawryluk, R.L.Kauffman, L.D.Pleasance, G.Rambach, J.H.Scofield, G.Stone, T.A.Weave: Phys.Rev.Lett. 54, 110 (1985)
[2] B.J. MacGowan, L.B. Da Silva, D. Fields, C. Keane, J. Koch, R. London, D. Matthews, S.Maxon, S. Mrowka S., A.L. Osterheld, J.H. Scfield, G. Shinmkaveg, J.E.Trebes, R.S. Walling: Phys. Fluids B 4,2326(1992).
[3] H. Daido, Y. Kato, K. Murai, S. Ninomiya, R. Kodama, G. Yuan, Y. Oshikane, M. Takagi, H. Takabe, F. Koike: Phys.Rev.Lett. 75, 1074 (1995).
[4] J. Zhang, A.G. MacPhee, J. Lin, E. Wolfrum, R. Smith, C. Danson, M.H. Key, C.L.S. Lewis, D. Neely, J. Nilsen, G.J. Pert, G.J. Talents, J.S. Wark: Science 276,1097 (1997).
[5] A. Carillon, H.Z. Chen, P.Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaegle, G. Jamelot, J. Zhang, M.H. Key, A. Kidd, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C.L.S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D.M. O'Neill, G.J. Pert, S.A. Ramsden, J.P. Raucourt, G.J. Talents, J. Uhomoibhi: Phys.Rev.Lett. 68, 2917 (1992).
[6] S. Wang, Z. Lin, Y. Gu, G. Huang, H. Tang, X. Deng, G. Zhang, Y. Kato, H. Daido, T. Imani, S. Sezaki, S. Hirose, G. Yoon, T. Jitsuno, Y. Takagi, K. Mima, K. Murai: Jpn. J. Appl. Phys. 37, L1234 (1998).
[7] H. Daido, S. Sebban, H. Tang, N. Sakaya, Y. Tohyama, T. Norimatsu, K. Mima, Y. Kato, S. Wang, Y.Gu, G. Huang, K. Murai, R. Butzbach, I. Ushmann, M. Vollbrecht, E. Forster: J.Opt. Soc. B 16, 2295 (1999)
[8] S. Sebban, H. Daido, N. Sakaya, Y. Kato, K. Murai, H. Tang, Y. Gu, G. Huang, S. Wang, A. Klisnick, P. Zeitoun, F. Koike, H. Takenaka, Phys.Rev. A 61, 3810(2000).
[9] J. Zhang, A.G. MacPhee, J. Nilsen, J. Lin, T.W. Barbee, C. Danson, M.H. Key, C.L.S. Lewis, D. Neely, R.M.N. O'Rourke, G.J. Pert, R. Smith, G.L. Tallents, J.S. Wark, E. Wolfrum: Phys.Rev.Lett. 78, 3856 (1997).
[10] H. Daido, R. Kodama, K. Murai, G. Yuan, M. Takagi, Y. Kato, I.W. Choi, C.H. Nam: Opt. Lett. 20, 61(1995).
[11] G. Yuan, K. Murai. H. Daido, R. Kodama, Y. Kato: Phys. Rev. A 52, 4861 (1995).
[12] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaegle, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Mantel, P. Zeitoun: Phys.Rev. A 55, 3858 (1997).
[13] J.Trebs. et al .Science 238,517(1987)
[14] L. B. Da Silva, T. W. Barbee, Jr., R. Cauble, P.Celliers, D.Ciarlo, S. Liby, R. A. London, D. Matthews, S. Mrowka, J. C. Moreno, D. Ress, J. E. Trebes, A. S. Wan, and F. Weber. Phys. Rev. Lett. 3991, Vol. 74, No. 20,15 May 1995.
[15] T. Kawachi, M.Tanaka, N,Hasegawa, M. Kado, A. Sakaki, A. V. Kilpio, S. Namba, K. Nagashima, P. Lu, K. Takahashi, H. Tang, R. Tai, M. Kishimoto, M. Koike, H. Daido and Y. Kato. Submitted to Phys. Rev. A.
[16] J. Goodman, Statitical optics (Wiley, New York,1985).
[17] M.Sher et al., J. Opt. Soc. Am. B 8.15774,1991.
[18] H. Daido, I. C. E. Turcu, I. N. Ross, J. G. Watson, M. Steyer, R. Kaur. M.S. Schulz, M. Amit, Appl. Phys. Lett. 60 (10), 1155,(1992).
[19] P. Lu, E. Fill, Y. Li, J. Maruhn and G. Pretzler, Phys. Rev. A. Vol. 58, No.1, p. 628 July, 1998.

[19] J.E. Trebes, K.A. Nugent, S. Mrowka, R.A. London, T.W. Barbee, M.R. Carter, J.A. Koch, B.J. MacGowan, D.L. Matthews, L.B. Da silva, G.F. Stone, M.D. Feit: Phys.Rev.Lett. 68, 588 (1992)
[20]M. Tanaka, M. Kado, T. Kawachi, N. Hasegawa. K. Sukegawa, P. Lu, K. Nagashima, Y. Kato and H. Takenaka. CLEO/ Pacific Rim 2001 Technical Digest, I-66, Vol. I. The 4th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-optics, Chiba, Japan, 15-19 July, 2001.

JP0250452

29. Study of Transient Collisional Excitation X-Ray Lasers using a Gas Puff Target

P. LU, T. KAWACHI, M. SUZUKI, K. SUKEGAWA, S. NAMBA, M. TANAKA,
N. HASEGAWA, R TAI, M. KISHIMOTO, M. KADO, K. NAGASHIMA,
H. DAIDO, T. ARISAWA, Y. KATO, and H. FIEDOROWICZ*
Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute,
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan
*Institute of Optoelectronics, Kaliskiego 2, 00-908 Warsaw, Poland

We have demonstrated a high gain neonlike argon ion x-ray laser using a gas puff target. The elongated x-ray laser plasma column was produced by irradiating the gas puff target with line focused double picosecond laser pulses with a total energy of 9 J in a travelling-wave excitation scheme. Strong lasing was observed and a high gain coefficient of 18.7 cm^{-1} was measured on the transient collisionally excited $3p\ ^1S_0$ - $3s\ ^1P_1$ transition for neon-like argon at 46.9 nm with targets up to 0.45-cm long. Preliminary result on the nickellike xenon x-ray laser is also discussed.

Keywords: X-ray laser, Transient collisional excitation, Gas puff target

1. Introduction

One of the most promising ways of developing table-top x-ray lasers for applications is a scheme based on transient collisional excitation (TCE). This scheme has the advantage that less than 10 J of laser energy from a table-top laser generating picosecond high-power laser pulses with chirped-pulse amplification (CPA) is sufficient for lasing. The first transient gain x-ray laser was demonstrated at 32.6 nm in neon-like titanium[1]. Saturated operation of transient gain x-ray lasers was demonstrated for both neon-like[2] and nickel-like ions[3,4] with low pump energy. This opened the way for a practical table-top soft x-ray laser suitable for various applications.

In this paper, we present a result on transient collisional excitation x-ray lasers in which the line-shaped gain medium is produced by laser irradiation of a gas puff target. The use of a gas puff instead of a solid target offers several advantages. From the viewpoint of practical applications, the gas puff target provides a high repetition rate x-ray laser without production of target debris. In principle, the gas puff also allows better control over the density and minimizes gradients in the plasma if we can precisely characterize the interaction processes. However, it is practically difficult to control the location of gas plasma in space and time[5]. X-ray lasers using a gas puff target were first demonstrated with a 0.5 ns duration, 500 J energy laser pulse by a German-Polish collaboration[6]. In our experiment, we used two 1.5 picosecond laser pulses with a total energy of 9 J to create soft x-ray lasing in neon-like argon gas puff targets, and a transient high gain of 18.7 cm^{-1} and a narrow beam divergence of less than 3.7 mrad for the neon-like argon 3p-3s lasing line were successfully achieved. Also the nickel-like xenon lasing line at ~10 nm was clearly observed with a combination of a 600 ps prepulse followed by a 1.5 ps driving laser pulse, with a total energy of 22 J.

2. Experimental setup

The experiment was performed on a CPA hybrid laser at the Advanced Photon Research Center of the Japan Atomic Energy Research Institute[7]. This laser provides up to 20 J of light at 1054 nm in a 1.5 ps pulse. For this work, a prepulse had to be applied before the main pulse,

therefore we used the double picosecond pulse as the driving laser pulse for the neon-like argon soft x-ray lasing experiment. The separation time between the double picosecond pulses was set to be about 1.2 ns, and the energy ratio of the first pulse to the second pulse was about 1 : 6.5. The line focus with a length of 0.55 cm and a width of 20 μm was achieved by using a combination of an off-axis parabolic mirror and a spherical mirror[7]. For a typical total output energy of 9 J, the irradiances in the line focus are of about 7.0×10^{14} Wcm^{-2} for the first pulse and about 4.7×10^{15} Wcm^{-2} for the main laser pulse. Traveling wave geometry was used to irradiate the target by using a stepped mirror technique[7].

The gas puff target was formed using a solenoid valve developed at the Institute of Optoelectronics. It was equipped with a 0.6-cm-long nozzle with a 500-μm-wide slit[8]. Argon and xenon gases were used to form gas puff targets. The laser beam illuminated the gas puff target in the transverse direction with respect to the flow of gas. To achieve a high gain, a high gas density around 10^{20} cm^{-3} is required. Therefore, the laser line focus position was placed about 150 μm above the slit nozzle output. The gas backing pressure in the valve was set to be 10 bar and the valve time delay between the opening of the valve and the laser pulse was 400 μs. The maximum gas density in the interaction region was roughly estimated to be ~10^{20} cm^{-3} using the x-ray backlighting method[8]. The maximum plasma column length was set to be 4.5 mm so that the line focus was overfilling the gas puff target in order to avoid residual absorption of the x-ray laser in the cold gas in the direction of the main detector. For the gain measurement, the length of a plasma column was changed by blocking part of the gas puff from being irradiated by means of a thin silver plate.

The main diagnostic, aligned to the axis of the line focus, was a 1200-line/mm flat-field grating spectrometer with a back-illuminated charge-coupled device (CCD). The spectrometer used a gold-coated spherical mirror collection optic to observe the on-axis x-ray emissions. An additional 2400-line/mm flat-field grating spectrometer was aligned 45^0 off the axis to monitor the ionization balance of the plasma column.

3. Results and discussions

Figure 1 presents typical on-axis emission spectra for the laser-irradiated argon gas puff targets with two different plasma column lengths of 0.25 and 0.45 cm. The driving laser pulse with a combination of a ~1.2 J, 1.5 ps prepulse and a ~7.8 J, 1.5 ps main pulse was used to irradiate a target, and the total energy was 9.0 ± 1.0 J. One can clearly see from Fig. 1b that the neon-like argon 3*p* - 3*s* laser line at 46.9 nm dominates the spectrum for a gas puff target length of 0.45 cm. The x-ray laser intensity is weak but still visible in the spectrum for the length of 0.25 cm, as shown in Fig. 1a. A very large increase in the x-ray lasing

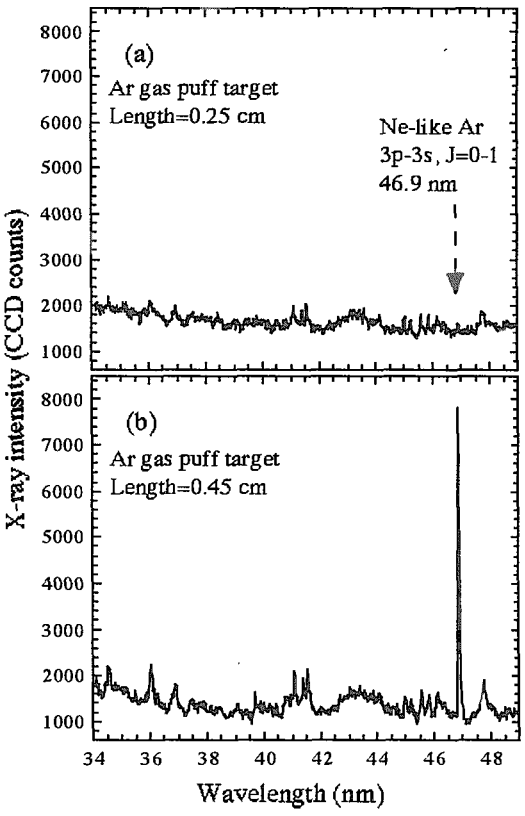


Fig. 1 Typical on-axis emission spectra for (a) 0.25- and (b) 0.45-cm-long argon gas puff targets.

intensity with increasing gas puff target lengths from 0.25 to 0.45 cm strongly indicates a very high gain for the neon-like argon 3p-3s x-ray laser. In our experiment, we did not observe the self-photopumped 3d-3p laser line at 45.1 nm, which was observed to be very strong in the experiment using a combination of a long 600 ps prepulse followed by a 6 ps driving pulse[9]. A shorter pumping pulse of 1.5 ps used in our experiment might be the reason, and our result with only one lasing line is advantageous for possible applications.

The x-ray lasing was very stable and reproducible. Therefore, we performed a gain measurement by moving the thin silver plate to vary the plasma lengths from 0.25 to 0.45 cm. In Fig. 2, we show the intensity versus plasma column length for the neon-like argon $3p$ - $3s$ laser line. These data points were obtained under the condition of a total driving laser energy of 9.0 ± 1.0 J. Using the Linford formula[10], we obtained a high gain coefficient of 18.7 ± 1.0 cm^{-1} for the neon-like argon 3p - 3s, J = 0 - 1 transition lasing. This corresponds to a gain-length product of 8.4 for the 0.45-cm-long plasma column.

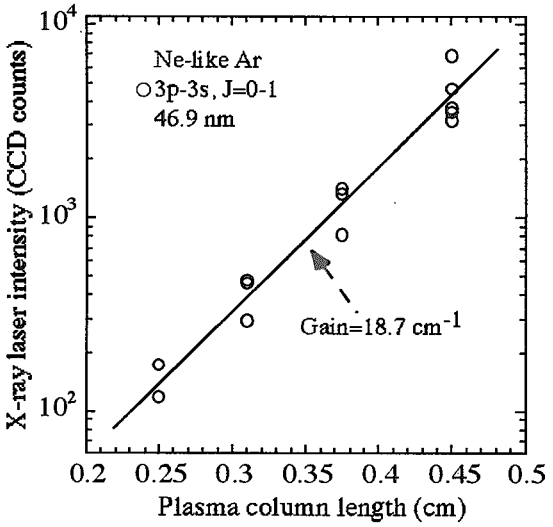


Fig. 2 Neon-like argon $3p\ ^1S_0$ - $3s\ ^1P_1$ x-ray laser line intensity (open circles) versus length of the plasma column. A fitting (solid line) to the Linford formula[10] gives a gain coefficient of 18.7 ± 1.0 cm^{-1}.

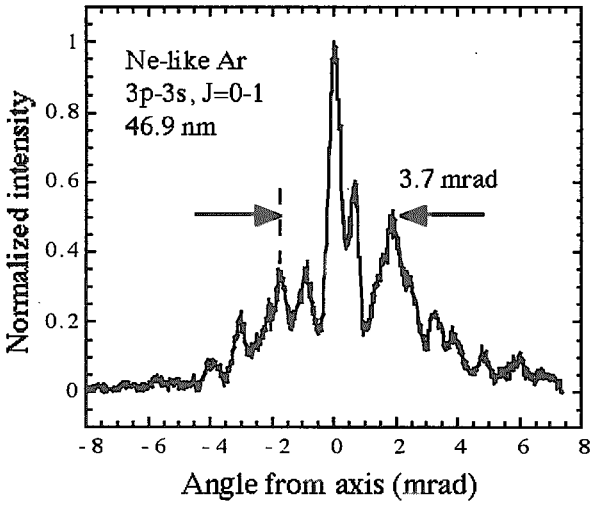


Fig. 3 Angular distribution of the neon-like argon $3p\ ^1S_0$ - $3s\ ^1P_1$ x-ray laser for a 0.45-cm-long gas puff target indicating a beam divergence of less than 3.7 mrad.

From the registered spectral distribution, we could also obtain the angular profile of the x-ray laser line and determine the beam divergence angle. Figure 3 shows the angular distribution of the neon-like argon $3p$ - $3s$ x-ray laser for a gas puff target of 0.45 cm. From Fig. 3, we can estimate the divergence of the x-ray laser beam to be less than 3.7 mrad. However, the angular profile is not so regular and the divergence for the central part is even less than 1 mrad. Tentatively we suppose that this is a result of modes in the amplifier. Also, this value is significantly smaller than that obtained with a combination of a long 600 ps prepulse followed by a 6 ps driving pulse, indicating a larger beam divergence of about 9 - 12 mrad[9]. The small beam divergence achieved in our experiment is mainly due to the 1.5 ps shorter pumping pulse resulting in a more transient gain in the narrower high-density gain region.

In the experiment, we also performed an experiment for the nickel-like xenon x-ray laser at ~10 nm with a combination of a 600 ps prepulse followed by a 1.5 ps driving laser pulse, with a total energy of 22 J. A typical on-axis emission spectrum for the laser-irradiated xenon gas puff target was shown in Fig.4. The lasing line at ~10nm was clearly observed, however we failed to make it stronger for a gain measurement.

4. Summary

In summary, we have observed large soft x-ray amplification in neon-like argon ions by irradiation of a gas puff target with two 1.5 ps driving laser pulses with ~9 J total energy in a traveling-wave geometry. Strong soft x-ray lasing on the transient collisionally excited $3p\ ^1S_0$ - $3s\ ^1P_1$ transition for neon-like argon at 46.9 nm was observed. A high gain of 18.7 cm^{-1} and a narrow beam divergence of less than 3.7 mrad were measured on the laser transition for targets up to 0.45 cm long. A weak nickel-like xenon lasing line at ~10 nm was also observed with a combination of a 600 ps prepulse followed by a 1.5 ps driving laser pulse, with a total energy of 22 J.

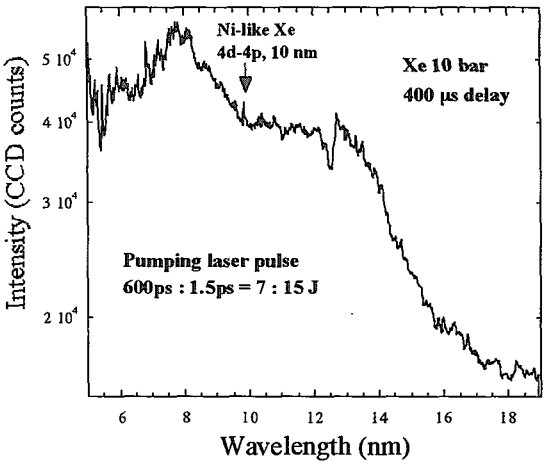


Fig. 4 A typical on-axis emission spectrum for 0.45-cm-long xenon gas puff targets irradiated with a 7 J, 600 ps pulse followed by a 15 J, 1.5 ps pulse.

Acknowledgement

One of the authors (P. Lu) wishes to thank Dr. A. Nagashima for his hospitality, and Professor K. Koyama from the National Institute of Advanced Industrial Science and Technology for useful discussions.

References

1. P. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnurer, I. Will and W. Sandner: Phys. Rev. Lett. **78**(1997) 2748.
2. W. Sandner, V. N. Shlyaptsev, C. Danson, D. Neely, E. Wolfrum, J. Zhang, A. Behjat, A. Demir, G. J. Tallents, P. J. Warwick and C. L. S. Lewis: Phys. Rev. A **57**(1998) 4778.
3. J. Dunn, Y. Li, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter and S. V. Shlyaptsev: Phys. Rev. Lett. **84**(2000)4834.
4. T. Kawachi, M. Kado, N. Hasegawa, M. Tanaka, K. Sukegawa, K. Takahashi, S. Namba, P. Lu, H.Tang, K. Nagashima, A. Sasaki, A. Nagashima, M. Koike, H. Daido and Y. Kato: Tech. Dig. CLEO/Pacific Rim 2001, Chiba, Japan, Vol.-I, pp.64-65.
5. M. Suzuki, S. Yamagami, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Mima, Y. Murakami, T. Nakayama, W. Yu, H. Fiedorowicz, I. W. Choi and H. Daido: to be published in Proc. 2nd Int. Conf. Fusion Science & Applications, Sept. 10- 14, 2001, Kyoto, Japan.
6. H. Fiedorowicz, A. Bartnik, Y. Li, P. Lu and E. E. Fill: Phys. Rev. Lett. **76**(1996)415 .
7. T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Nagashima, P. Lu, K. Takahashi, S. Namba, M. Koike, A. Nagashima and Y. Kato: to be published in Rev. Sci. Instrum.
8. H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szczurek, H. Daido, N. Sakaya, V. Kmetik, Y. Kato, M. Suzuki, M. Matsumura, J. Tajima, T. Nakayama and T. Wilhein: Opt. Commun. **163**(1999)103.
9. H. Fiedorowicz, A. Bartnik, J. Dunn, R. F. Smith, J. Hunter, J. Nilsen, A. L. Osterheld and V. N. Shlyaptsev: Opt. Lett. **26**(2001)1403.
10. G. J. Linford, E. R. Peresini, W. R. Sooy and M. L. Spaeth: Appl. Opt. **13**(1974)379.

JP0250453

30. Measurement of the instantaneous complex transmittance correlations of ferroelectrics $BaTiO_3$ by speckles diffracted with x-ray lasers

R.Z. Tai, K. Namikawa[1], M. Kishimoto, H. Tang, M. Tanaka, K. Sukegawa, N. Hasegawa, T. Kawachi, P. Lu, M. Kado, K. Nagashima, H. Daido, H.Maruyama[2], A. Sawada[3], M.Ando[4] and Y. Kato

Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute, 8-1, Umemidai, Kizu, Kyoto, 616-0215, Japan

[1]*Department of Physics, Tokyo Gakugei University, 4-1-1 Nukui-Kita Machi, Koganei-Shi, Tokyo 184-8501, Japan*

[2]*Graduate School of Science, Hiroshima University; 1-3-1 Kagamiyama, Higashi-hiroshima, 739-8526 Japan*

[3]*Department of Physics, Okayama University; 3-1-1, Tsushimanaka, Okayama, 700-8530 Japan*

[4]*High Energy Acceleration Research Organization, 1-1 Oho,Tsukuba-shi 305-8501, Japan*

By means of coherent soft x-ray lasers (139 A), speckle patterns diffracted from randomly-aligned domains (in parallel) in a single $BaTiO_3$ ferroelectrics crystal were measured at room temperature. The spatial correlation, and the spatial power spectrum which is related to the domains distribution, of the transmittance function of the sample were characterized. The ultra short nature of the x-ray laser shot (several pico-seconds) contributed to this spatial correlation essentially in an instantaneous way, which is inaccessible with present synchrotron radiation.

Keyword: Instantaneous speckles, Ferroelectrics, Domain structures, X-ray laser

1. Introduction

Since the advent of high brilliant x-ray sources, such as synchrotron radiation, great concerns have grown of the speckles in the short wavelengths [1-6]. This is because the shorter the wavelength, the higher the resolution will be expected to a disordered material [2]. However, the accessible underlying dynamics from speckles is limited in the temporal correlation with present synchrotron radiation [2,7]. On the other hand, x-ray lasers exhibit an unique higher peak brilliance in the soft x-ray wavelength for a single shot compared to the other present x-ray sources [8,9]. A Ni-like Ag (139 Å) x-ray laser with a pulse duration of about several picoseconds has recently been successfully operated in a transient collisional excitation scheme [10]. By means of this soft x-ray laser, we here report the first measurement of the instantaneous speckles diffracted from domains structure of ferroelectric materials in room temperature. In this report, the sample used was a single $BaTiO_3$ ferroelectric crystal with alternative *a* domains and *c* domains aligned in parallel. The different phase modulations to the x-ray wave front for *a* domains and *c* domains, each with a random size distribution, contributed to these speckles patterns. The spatial transmittance correlation, and the spatial transmittance power spectrum which is related to the domains distribution, were characterized instantaneously within a time on the order of picosecond (the time duration of the soft x-ray laser pulse), which is inaccessible with present synchrotron radiation.

2 Experiment and analysis

As shown in FIG.1, the Ni-like silver x-ray laser at 139 Å was operated with the Transient Collisional Excitation scheme pumped by a Nd glass laser pulse of 1.5 ps and 20 J, where the average intensity for each x-ray pulse (about several ps) was estimated to be about 5×10^{10} W/cm^2 [10]. The x-ray beam was first reflected by a 45°-incidence Mo/Si multiplayer (M), which acted as two roles here, one was as an x-ray filter (139 Å) due to its multilayer structure, and the other as an x-ray polarizer since the Brewster angle $\theta_B = \tan^{-1}(n_1/n_1)$ is around 45° here. A 0.2μm thick SiN_4 substrate coated with 0.3μm thick yttrium (F) was used to cut the white light.

A near-field image shows that the source size is around 50μm [11]. Therefore, the x-ray field was estimated to be totally coherent along the slit S_2, whose width is 100μm [12]. This slit is placed at 1.6m away from x-ray laser. The domain boundaries (walls), formed from adjacent *a* domain and *c* domain in $BaTiO_3$, were set in a vertical direction. These alternative domains cover a region of about 500μm on the sample, and the size for a single domain covers from several micrometers to several tens of micrometers, as shown in FIG. 1(a), which was taken by an optical polarization microscopy. The grazing incidence angle was around 10 degree.

FIG. 2 (a), (b) shows two typical diffraction patterns reflected from the sample, where the slit S_2 has been precisely adjusted by a goniometer with a resolution of 0.01° to control the incoming beam position on the sample. The displacement of this slit was about 100 μm in the horizontal direction for

these two cases. Similar patterns were also observed in experiment at the nearby, such as ±40 μm, of the slit position of the case of FIG. 2(b). This result is consistent with the observation by optical microscopy because these alternative domains (*a* and *c*) cover a region of about 100 μm if they are projected onto the slit S_2.

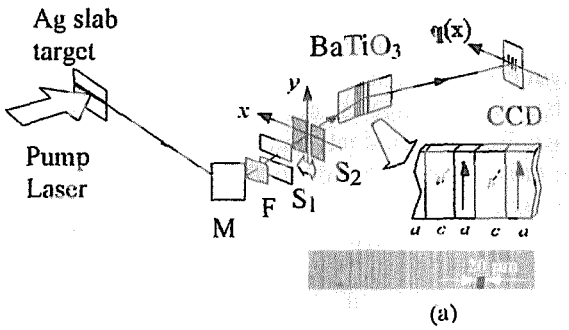


FIG.1. Experiment setup. M: Mo/Si multiplayer; F: filter (0.3μm Y+0.2μm Si_3N_4); S1: 400μm slit; S2: 100μm slit. The S2 can be rotated along the x direction by a goniometer. The image in (a) is the photograph of the domains taken by a optical polarization microscopy..

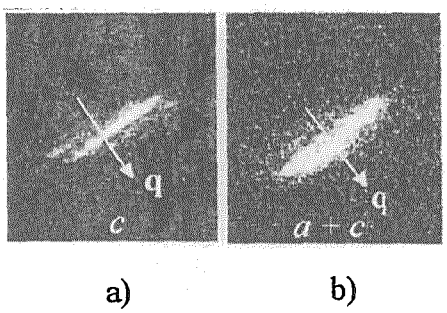


FIG.2. Typical two diffraction patterns measured at the CCD, 0.5m far from the sample. a) is believed to be the case of specular reflection, where only single domain (*c* domain) existed, and so there were no random phase modulations to the wave front. This pattern came from the Fresnel diffraction of the slit S2. b) is a typical one diffracted from domain-walls region, where random phase modulations happened to the wave front of the incident x ray. The tilting of these images was considered to result from the tilting of the sample itself.

The cross section of FIG. 2(a) is shown in FIG.3, which gives the average intensity distribution along the *q*, that is the diffraction direction. Several symmetric weak peaks appear around a strong central peak. This is a typical single slit diffraction pattern, where only the *c* domain existed and the sample acted as a pure specular mirror. The reflectance was estimated to be about 10%. The small divergence angle of the diffraction pattern, which was about 0.8 mrad, gave no significant position-dependent modulation to the reflectance, hence more the intensity, because the measured intensity distribution is basically consistent with the theoretical calculation as shown in the dotted line in this figure according to Fresnel-Kirchihoff integral [13], where the reflectance has been assumed as a constant.

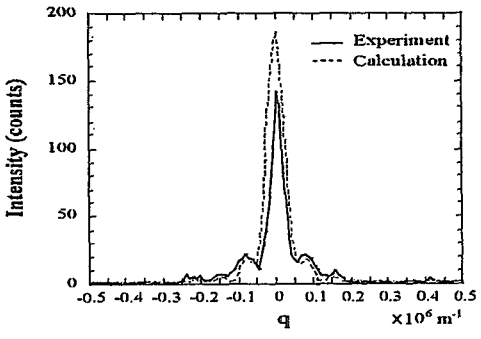


FIG.3. Cross section of FIG.2 (a) along the q, which is the scattering vector along the direction of diffraction. The dotted line is calculation

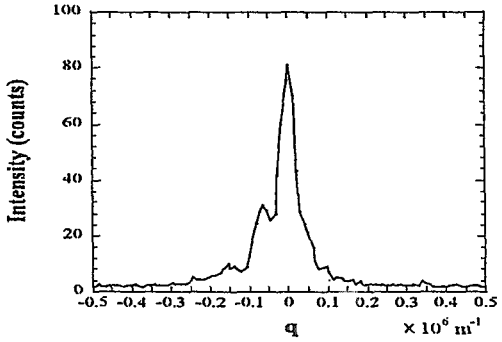


FIG.4. Cross section of FIG.2(b) along the q, which is the scattering vector along the direction of diffraction

The FIG. 2(b), as described previously, was measured by appropriately adjusting the position of slit S_2 to make the incident x-ray beam fall on the *a*-domains region. It is clearly seen that the random intensity modulation occurred in a fixed direction, which is consistent with the single slit diffraction. The almost same direction of the *q* in FIG. 2(a) and (b) suggests that the sample, at least the observed regions, has a reliable flatness. The roughness of the sample surface contributes to a random intensity modulation in an arbitrary direction. Therefore it is natural that this special intensity distribution arose from the domains structure of the sample. The cross section of FIG.2 (b) along the direction *q* is

averaged and shown in FIG.4, and we interpreted this non-regular intensity distribution as follows. The $BaTiO_3$ single crystal was grown with a common flux method. As is well known, $BaTiO_3$ spontaneously develops a dielectric polarization on cooling through 120 °C, where its unit cell distorts from symmetric cubic structure into elongated tetragonal structure in one direction. The polarization is developed just along the same direction, which is the optic axis in visible region. As shown in FIG. 1, the polarization in $BaTiO_3$ crystal was aligned alternatively from one direction parallel to the plate surface (*a* domain) to another direction perpendicular to the plate surface (*c* domain) within a region of about 500μm, beyond which only *c* domain exists. The change of domains was along the horizontal plane. First, anomalous dispersion will take place for the incident x-ray photon because the photon energy (89.05 eV) is very near from the binding energy (89.9 eV) of the N_5-$d_{5/2}$ electrons in Ba [14]. Therefore it would be expected that there is a significant change in the real part of the dielectric constant [15]. The wavelength used here is 139 Å, which is much larger than the Bohr radius (0.5 Å). In addition, the size for each unit cell of $BaTiO_3$ crystal (a=b=3.98Å, c=4.03Å) is also much smaller than the wavelength [16]. Therefore, for the wavelength of 139Å, the macroscopic average birefringence phenomena should reasonably exist in such an uniaxial crystal.

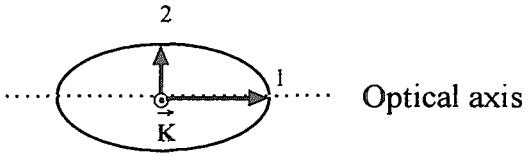


FIG.5. Cross section of the refractive index ellipsoid. $n_1=n_e$, $n_2=n_o$ correspond to the light incident on *a* domain and *c* domain respectively.

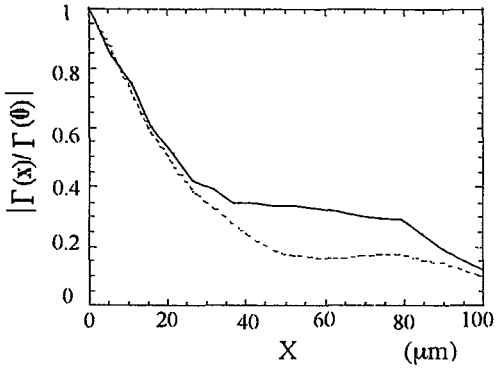


FIG.6. The spatial correlation of the modified transmitted optical field at the slit S2, which are calculated from the Fourier transform of the data shown in FIG. 3 and FIG. 4. The solid line corresponds to FIG. 3, and the dotted one to FIG.4.

FIG. 5 schematically shows the relative magnitude of index of refraction for beams incident on different types of domain [13], where the optical axis stands for the polarization direction of a single domain in $BaTiO_3$ and the light beam propagates perpendicularly to the paper. The n_1 stands for the refractive index for beam incident on *a* domain since the light polarization is parallel to the optical axis of this domain, while the n_2 is the one for beam on *c* domain since the light polarization is perpendicular to the optical axis. The beams reflected from adjacent *a* and *c* domains would exhibit an additional phase difference $\phi_0 = d_p(n_1-n_2)$, where d_p, the average path length of x-ray beam in the sample, which is estimated to be about 0.1 μm. Since each domain has a random size, the modulation of them to the wave front of the incident x-ray beam would behave similar as a phase grating with random groove constant *d*. In this case, if we still use the grating equation ($d\sin(\theta_{max})=n\lambda$, where *n* is the diffraction order and θ_{max} is the deterministic maximum diffraction direction), it will be found that the deterministic maximum intensity only appear in the transmitted direction, that is the zeroth order diffraction. The intensity except this zeroth order will depend on *d* and exhibit fluctuate because the period *d*, a spacing between adjacent *a* domains, is random. It should be noted that the reflectance might also exhibit a little difference in the domain walls due to the non-uniform distribution of the concentration. However this is not critical for our case, because the displacement of Ti^{4+} from the cubic unit center is only 0.06Å, which is much smaller than the present wavelength.

We use a transmittance model (equivalent to a reflectance model) for simplification to study the influence of the domains of the sample. The domains structure might be projected onto the plane of slit S_2 (because the sample was very near from this slit in experiment), then a complex transmittance can be written as follows,

$$T(x)=T_0(x)\exp[i\phi(x)], \quad (1)$$

where the *x* is the coordinate on the slit, the ϕ is the phase retardation which carries the information of the spatial distribution of domains, and the T_0, a transmittance coefficient (still reserved in calculation

although not critical), is of course zero if the x falls beyond the slit, that is $|x| > D/2$. A scattering vector $\boldsymbol{q}$ is defined as $\boldsymbol{q}=k\xi/z\,\mathbf{e}_{\xi}$ where the $\boldsymbol{k}$ is the wave vector of incident x-ray beam, the z is the distance between the slit S_2 and the CCD, the ξ is the coordinate on CCD along the diffraction direction with an unit vector $\mathbf{e}_{\xi}$. The light intensity, scattered into a direction of $\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}$, can be written as follows [13],

$$I(q) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} dx\,dx'\,T(x)T^*(x') \times e^{ik\left(\frac{1}{2z_o}+\frac{1}{2z}\right)(x^2-x'^2)-iq(x-x')} \tag{2}$$

where a point x-ray source, z_0 far from the slit S_2 has been assumed for simplification.

A matter correlation function along the slit S_2, that is the complex transmittance correlation function for our case, can be defined as follows,

$$\gamma(x) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} T(x')T^*(x'+x)\,dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} T(x')T^*(x')\,dx'} \tag{3}$$

As defined in Eq.(1), the phase function $\phi(x)$ is a random function with respect to the coordinate x because the domain size are random in the sample.

The Fourier transform of Eq.(2) gives in general the spatial correlation of the transmitted optical field, which has been modified by a Fresnel phase factor, on the slit. Considering the randomness of phasor with respect to x in Eq. (1), the Fourier transform of Eq.(2) can be factorized simply as follows,

$$\Gamma(x) = \mathscr{F}^{-}\{I(q)\} = \gamma(x) \times \Gamma_0(x) \tag{4}$$

where the complex transmittance correlation function $\gamma(x)$ has been explicitly separated out from $\Gamma_0(x)$, the inherent correlation function of the diffraction system (mathematically the case of $T=1$) and only determined by the slit width, the distances from the source and the CCD, and more the properties of the source. It should be emphasized that the factorization of Eq.(4) is an approximate result for a large number of domains in estimation of the integration.

FIG. 6 shows the spatial correlation of the modified transmitted optical field from the slit, which were calculated from the fast Fourier transform of the experiment data in FIG.3 and FIG.4. The solid line, that is a pure single-slit diffraction, does not exhibit zero at $x = D$ due to the influence of dark current of the CCD. The normalization has been performed with respect to the autocorrelation, that is x=0, of each case respectively. This manipulation is necessary because the energy fluctuations for different shots could be cancelled, and more the absorption difference on the different regions of the sample could be overcome either, so that the discrepancy of the two curves in FIG.6 would arise only from if there are a domains or not. Clearly we can see in FIG.6 that, the existence of randomly aligned domains decreases the correlation degree, which is consistent with the prediction of Eq.(4) since the magnitude of the matter correlation function γ is usually less than unity.

FIG. 7 shows the division of the two curves in FIG.6, which gives the magnitude of $\gamma(x)$, the complex transmittance correlation function, according to Eq.(4). The error bar was calculated from the white noise of the CCD.

The magnitude of $\gamma(x)$, the complex transmittance correlation function, is in general less than unity except the autocorrelation. This discrepancy from unity, originating from the random distribution of domain sizes, results to the decrease of the x-ray coherence for incident x-ray beam. The descending profile in FIG. 7 implies that the domains region is a little less than the slit width when viewed along the direction of light propagation. The structures in the curve are considered to relate with the statistical distribution of domains.

The power spectrum $F(f)$ and the correlation function $\gamma(x)$, of the complex transmittance function $T(x)$ of the sample, are connected in a form of the Wiener-Khintchine theorem [17,18]. According to this theorem, we calculated the spatial power spectrum of the complex transmittance function (the Fourier transform of $\gamma(x)$) and show the results in FIG.8. The first peak (f_{peak1}) near the DC component corresponds to the long-range (about 60μm in real space) correlation of the same kind of domains. The second one (f_{peak2}) corresponds to the short-range (about 28μm) correlation of the same kind of

domains. The cutoff frequency in the high frequency part should correspond to the average domain size. Unfortunately, due to the influence of CCD dark counts, we were unable to observe the weak intensity fluctuations with a larger scattering vector q in the present experiment, which corresponds to the high frequency part in its power spectrum. However, it is anticipated that the horizontal focusing of the x-ray beam would greatly increase its spatial resolution for the future experiment

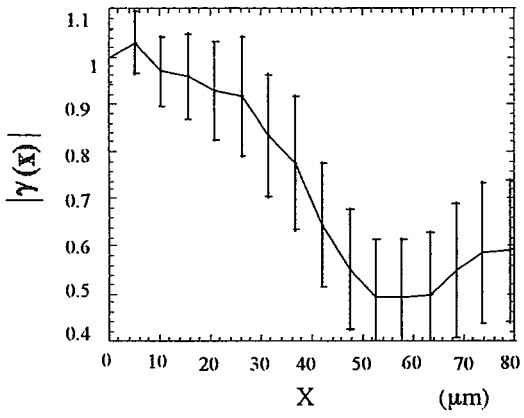


FIG.7. The spatial correlation of the complex transmittance function of the sample. The error bars were estimated from the white noise arising from the CCD dark current.

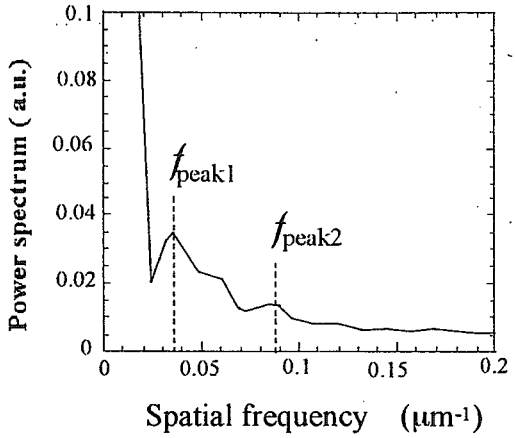


FIG.8. The spatial power spectrum of the complex transmittance function of the sample, calculated from the Fourier transform of the complex transmittance correlation function shown in FIG.7, where $f_{peak1} \approx 0.038$ μm^{-1} and $f_{peak2} \approx 0.088$ μm^{-1}.

3 Summary

This experiment demonstrates a plasma x-ray laser as a potential tool for material science. The speckle pattern diffracted from a single x-ray laser shot includes the information, with a time resolution of several picoseconds, of the spatial correlation of the underlying sample. A direct extension of this experiment is to observe the instantaneous clusters behaviors for ferroelectrics in the paraelectric state above Curie temperature, which is important both in theory and in application for ferroelectric material science [19]. Moreover, For the dynamic application of x-ray laser speckle with pump-probe experiments, it would be possible to measure the time development of the spatial correlation of underlying matter, which is inaccessible with synchrotron radiation at present. This is rather important for studies of the fast relaxation process of a disordered condensed system with higher spatial resolution.

References

[1] R. Alben, G.S. Cargil, III, and J. Wenzel, *Phys. Rev. B* 13, 835 (1976).
[2] M. Sutton *et al.*, *Nature* 352, 608 (1991).
[3] Z.H. Cai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 73, 82 (1994).
[4] S. G. J. Mochrie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 78, 1275 (1997).
[5] D. L. Abernathy *et al.*, *J. Synchrotron Rad.* 5, 37(1998).
[6] B. Ho et al, *Synchrotron Rad. News* 14,11(2001).
[7] P. Muller-Buschbaum *et al.*, *ESRF-newsLetter* 31, 12(1998).
[8] M. H. Key, *Nature* 316,314(1985).
[9] H. Daido, H.Tang, Y. Kato and K. Murai, *Comptes Rendus de L'academie Des Science* 4, 999(2000).
[10] T. Kawachi, *et al.* Submitted to Phys. Rev. A (2001).
[11] M. Tanaka, *et al J. Phys. IV France* 11, 55(2001).
[12] H. Tang, *et al.* Submitted to *Jpn. J. Appl.Phys.* (2001).
[13] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics* (Pergamon, Oxford,1985), p382,p680.
[14] Albert C. Thompson et al, *X-ray data booklet* (Berkeley, California, 2001), p1-5.
[15] B. K. Agarwal, *X-ray Spectroscopy* (Springer-Verlag, 1991), p111.
[16] W. D. Callister, *Material Science and Engineering* (John Wiley and Sons, 1997), p 634.
[17] R. Loudon, *the Quantum Theory of Light* (Oxford, 1983), p84.
[18] L. Mandel and E.Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge,1995),p 59.
[19] T. Mitsui, Ferroelectrics and related substances, § 4.6 in *Springer Handbook Condensed Matters* (ed. W. Martienssen and H. Warlimont), Springer, Berlin(2002).

JP0250454

31. 高空間コヒーレントX線レーザーに向けた高次高調波の発生

High-order harmonics generation for the high spatial coherent x-ray laser

長谷川登、永島圭介、河内哲哉、難波慎一、助川鋼太、田中桃子、
岸本牧、陸培祥、唐華経、台仁忠、大道博行、加藤義章
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, Keisuke Nagashima, Tetsuya Kawachi, Shinichi Nanba, Kouta Sukegawa,
Momoko Tanaka, Maki Kishimoto, Lu Peixiang,
Tang Huajing, Renzhong Tai, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

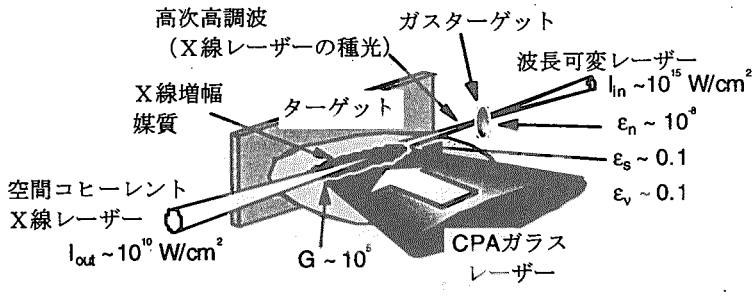
We proposed a method to generate highly spatial coherent x-ray laser, in which high order harmonics was used as a seed light of a laser-produced x-ray amplifier. In this case, the intensity and the spatial coherence of the output x-ray depended on the harmonic conversion efficiency and the spectral and spatial coupling efficiencies between the harmonics and the lasing line. Based on the present x-ray lasers using a transient collisional-excitation (TCE) scheme, we investigated the values of these efficiencies, which were needed to realize a high spatial coherence. For this purpose we constructed a Ti;Sapphire laser system in which the central wavelength and the spectral bandwidth were tunable, and we conducted a preliminary experiment. The experimental result showed that the characteristics of the harmonics were good enough to use as a seed light of x-ray lasers.

Keywords: x-ray laser, spatial coherence, high-order harmonics generation, and wavelength tunable pico-second Ti:Sapphire laser

1. 始めに

近年の過渡利得励起（TCE）方式の出現により、従来大型装置によってのみ発振が可能であったX線レーザーが実験室規模の小型装置により発振可能となった。TCE 方式X線レーザーは単色性、高輝度、短パルスと優れた特性を持ち、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。しかし本方式では空間コヒーレンスにおいては今だ十分な結果が得られていない。現在当研究所で実現されているニッケル様銀X線レーザーではターゲットから3.5 m 地点において25mm径のX線ビーム内で空間コヒーレンスは130μm であり、X線媒質の形状から導かれる理論的な空間コヒーレンスの値とほぼ一致している。空間コヒーレンスはX線媒質長を増大させることで向上するが、そのためには大きな励起エネルギーもしくは複数の励起光が必要となり、装置全体が大型化してしまう。当研究では空間コヒーレンスに優れる高次高調波をX線増幅媒質の外より入射、X線レーザーの種光とすることでX線レーザーの空間コヒーレンスの向上を行う事を目的としている。

2.高空間コヒーレントX線レーザー



$$I_{out} = I_{in}\,\varepsilon_n\,\varepsilon_s\,\varepsilon_v\,G \sim 10^{10}\ \mathrm{W/cm^2}$$

図1) 高空間コヒーレントX線レーザー

表1) X線レーザーのパラメータと結合係数

		X線レーザー	種光	結合係数
波長結合	線幅	10^{-4}	10^{-3}	0.1
	パルス幅	10 ps	1 ps	
空間結合	光源の大きさ	50 μm	45 μm	0.2
	広がり角	3.4 mrad	1.8 mrad	

図1に高次高調波を用いた高空間コヒーレントX線レーザーの模式図を示す。チタンサファイアレーザーとガスターゲットから生成された高次高調波がCPAネオジウムガラスレーザーを線状に集光して得られたX線増幅媒質に入射され、増幅されることで高次高調波の空間コヒーレンスに起因したコヒーレントなX線レーザーが得られる。当方式を実現するためには、X線増幅媒質と高次高調波の波長及び空間カップリングが重要である。表1に典型的なX線レーザーのパラメータとX線の飽和増幅を達成するために必要な種光のパラメータを記載する。空間カップリングはX線増幅媒質の形状と高次高調波の光源の大きさと広がり角によって決定され、光源サイズ45μm、ビーム広がり角1.8mradの場合、空間結合係数(ε_s) 0.2となる。波長カップリングはX線レーザー及び高次高調波の中心波長、スペクトル線幅とパルス幅によって決定される。X線レーザーは10^{-4}程度の非常に狭い線幅[1]と10ピコ秒程度のパルス幅を有するため、0.1以上の波長結合係数(ε_v)を得るためにはピコ秒以上のパルス幅の高次高調波が必要であり、また中心波長を10^{-3}以下の精度で制御する必要がある。今回、この様な高次高調波を得るために波長可変ピコ秒チタンサファイアレーザー[2]を新たに構築し、高次高調波の生成実験を行った。

3.高次高調波生成実験と考察

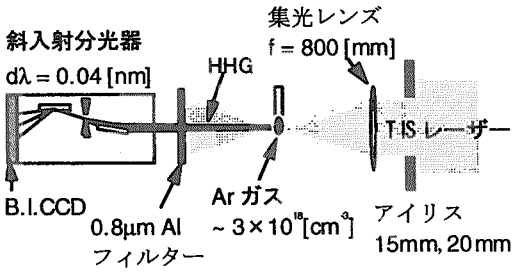


図2) 高次高調波生成実験配置

今回の実験ではネオン様チタンX線レーザー(波長32.6nm)の種光を得るために30nm近辺での波長制御された高次高調波の生成を行った。図2に高次高調波生成実験の配置図を示す。以下では、実験で得られた結果から種光としての高次高調波の評価を行うために、高調波への変換効率、波長及び空間結合効率、空間コヒーレント成分の強度についての評価を行う。

3.1.高次高調波の波長可変性と変換効率

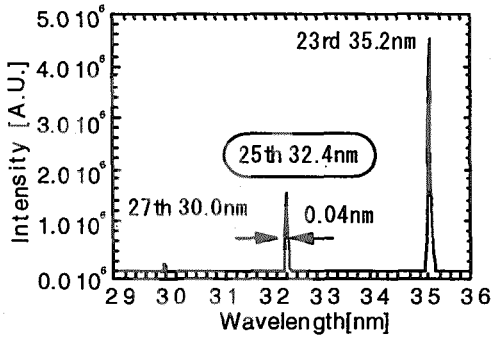


図3) 高次高調波のスペクトル

図3に得られた高次高調波の典型的なスペクトルを示す。入射レーザーの強度は媒質のプラズマ化によるブルーシフトの影響を受けない様に10^{15}W/cm^{2}以下とした。得られた25次の高調波の波長は32.4nmであり、基本波の波長から予測される波長(810nm/25=32.4nm)と一致している。また、基本波の波長を811nmと設定した場合、得られた25次の高調波の波長は32.44nmであり基本波の変化から予測される波長変化(811nm/25=32.44nm)と一致しており、波長可変レーザーによる高次高調波の波長可変性が良好であることが確認された。25次の高調波の絶対光量はCCDカメラの効率[3]、軟X線射入射分光器の効率[4]、フィルターの透過率(30nm近辺で約20%)から0.4nJ/pulseと見積もられ、変換効率(ε_{25})は2.5×10^{-8}と求められた。

3.2.波長に対する結合効率

今回得られた25次の高調波の波長幅は0.04nmと非常に狭く、この値は実験に用いた分光器の装置幅に等しいため、より高分解能の計測が必要である。仮に高調波の線幅を0.04nmと仮定した場合、波長に対する結合係数(ε_v)は0.07と求められる。現在高分解能分光器を用いた高次高調波及びX線レーザーの線幅測定実験を計画中である。

3.3.空間に対する結合効率

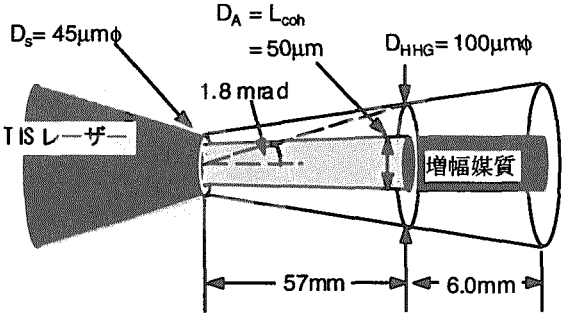


図4) 種光と増幅媒質の配置

今回得られた25次の高調波の空間広がり角はF値40、53のそれぞれの集光条件下で25mrad、18mradであり、それぞれの場合で基本波のビーム広がり角に対して1/10程度と非常に指向性が高い。空間に対する結合効率はX線媒質の形状、高次高調波の光源の大きさと位置、ビーム広がり角によって決定される。図4にX線増幅媒質と高次高調波の配置図を示す。それぞれ高調波の発光領域の大きさ(D_s)、X線増幅媒質の径(D_a)、高調波のコヒーレント長(L_{coh})、高次高調波のビーム径(D_{HHG})を示している。X線レーザーの空間コヒーレンスを向上させるためには高次高調波の空間コヒーレントな部分のみがX線増幅媒質に入射する必要がある。高次高調波の空間コヒーレンスはF値50の場合でターゲット位置より40mm地点で約35μmとの計測結果が報告されており[5]、現在我々の得ているX線レーザー媒質の大きさ(50μm径×6mm長)を考慮して空間コヒーレント長が50μmとなる位置を57mmと求めた。この配置により空間結合効率(ε

$_s$）が0.2と求められた。

3.4.空間コヒーレントX線レーザーのコントラスト

X線レーザーの空間コヒーレント成分とインコヒーレントな成分の比はX線増幅媒質に入射される実効的な種光の強度（$I_{seed} = I_{in}\times\varepsilon_{25}\times\varepsilon_s\times\varepsilon_v$）とX線増幅媒質の端面で発生する自然放出光（$I_{SE}$）の比で定義される。50$\mu$m径、6mm長さのX線増幅媒質が$10^5$の増幅率を持つ場合、ネオン様チタンの発振線（$2p^53s$-$2p^53p$）の自然放出光の強度は、自然放出係数（$A=4.1\times10^8 s^{-1}$）、ネオン様イオンの密度（$dN_i=10^{17}cm^{-3}$）、増幅媒質の端面面積（$S=2\times10^{-5}cm^{-2}$）、自然放出光の発生領域（$L_1$=400$\mu$m）から$I_{SE} = h\nu\, A\, L_1\, dN_i\, S / (4\pi L_1^2) = 9.8\times10^3$ W/cm^{2}と見積もられる。実効的な種光の強度は実験結果から$I_{seed} = 10^{15}\times2.5\times10^{-8}\times0.2\times0.06 = 3.0\times10^5$ W/cm^{2}と求められ、空間コヒーレントX線レーザーのコントラスト（I_{seed}/I_{SE}）は約30となり、今回得た高調波がX線レーザーの種光として十分な特性を持っていることが示された。

4.結論

今回我々は高空間コヒーレントなX線レーザーを実現するために、波長可変のピコ秒チタンサファイアレーザーを用いて高次高調波の生成実験を行った。得られた高調波は良好な波長可変性を示し、かつX線レーザーの種光としての要求を十分に満たしている事が示された。今後はX線レーザー及び高調波の高波長分解能分光を行うことで波長の結合効率を向上させ、X線増幅媒質を用いた高調波の増幅実験を行う予定である。

参考文献

[1] Jeffrey A. Koch, Brian J. MacGowan, Luiz B. Da Silva, Dennis L. Matthews, James H. Underwood, Philip J. Batson, Richard W. Lee, Richard A. London, and Stan Mrowka, Phy. Rev. A **50**, 1877 (1994)

[2] K.Nagashima, et. al, 第3回光量子科学研究シンポジウムプロシーディング

[3] L. Poletto, A. Boscolo, M.G. Pelizzo, L. Placentino, G. Tondello, Laser & Optics in Manufacturing Conference on 'Sensors, Sensor systems, and Sensor Data Processing' MUNICH, 16-20 June (1997)

[4] T. Kawachi et al., submitted in Rev. Sci. Instr.

[5] T. Ditmire, E.T. Gumbrell, R.A. Smith, J.W.G. Tisch, D.D.Meyerhofer, and M.H.R. Hutchinson, Phys. Rev. Lett. **77**, 4756 (1996).

JP0250455

32. High Harmonics from the Ultra-Intense Laser Pulse Propagating inside the Fiber

Sergei BULANOV, Timur ESIRKEPOV* Natalia Naumova, Igor SOKOLOV

General Physics Institute RAS, Moscow, Russia
*Moscow Institute for Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

Due to the nonlinear interaction of the laser pulse with the fiber walls, when the pulse propagates inside a fiber, the high order harmonics are produced. The harmonic radiation with the harmonic number above critical value, for which the fiber walls are transparent, propagates outwards in the form of a finite width pulse. This provides a mechanism for generation of coherent ultrashort light pulses at very short wavelength in a controlled way.

Keywords: High harmonics, Short laser pulse, PIC simulation

1. Introduction

High order harmonics attract great attention because a wide range of their applications for the diagnostics, the UV and x-ray sources of coherent radiation, lithography etc. [1, 2]. At the relativistic laser radiation intensity the generation of high order harmonics is due to nonlinear dependence of the particle mass on the momentum and modulations of the electron density in the field of the electromagnetic wave. In the course of the laser light interaction with the overdense plasmas the reflection layer of the plasma dragged by the electromagnetic wave back and forth as well as in the plane of the surface of the plasma-vacuum forms the oscillating mirror (see Refs. [3-5]). The spectrum of the reflected at the oscillating mirror light contains odd and even harmonics, which polarization and amplitude depend on the incidence angle of the pulse, its intensity and the pulse polarization.

High efficiency of the laser energy transformation into the energy of the high harmonic radiation can be achieved when the laser pulse propagates inside a hollow channel [6]. In this case for sufficiently long channel we have actually a multiple reflections of the laser pulse at the vacuum-plasma interface with a transformation of a portion of the laser energy into high harmonics at each reflection event. If the laser pulse interacts with a fiber, in addition, it becomes possible to extract the high frequency radiation from the fiber in the form of the wave, which propagates aside at some angle with respect to the fiber axis. Since only harmonics with the number above critical value, for which the fiber walls are transparent, propagate outwards, it provides an approach to make the high frequency radiation source with controlled properties, changing the fiber diameter and the wall thickness.

2. Matching conditions

In the two-dimensional case the fiber corresponds to the configuration made by two finite length thin foils parallel to the x-axis in the x,y-plane. The wall thickness of the foil is l with a distance between the foils equal to L. We consider the foils comprised the collisionless overdense plasma with the electron density n_e. Such the configuration can be formed during interaction of the high intensity femtosecond laser pulse with the solid density fiber walls when the wall material is ionized during the first half period of the laser pulse and the length of the laser pulse is much shorter than the time of the hydrodynamic expansion of the plasma. In the framework of this approximation we can assume the ions to be at rest.

From the dispersion equation, $\omega^2 = k^2 c^2$, where ω is the wave frequency and $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, we find the group velocity of the wave inside the channel to be equal to $v_{gr} = \partial\omega/\partial k_x = c\cos\theta$, where $\tan\theta = k_y / k_x$. The matching conditions for the waves inside the channel and the waves radiated outwards show that the radiated outwards waves propagate at the angle θ with respect to the channel axis independently of the wave frequency. Their energy is localized inside of a slab co-moving along the x-axis with the laser pulse. If the laser pulse forms inside the channel the s-polarized fundamental mode, the generated high harmonic radiation is s-polarized, if their

frequency factor n is an odd number, and p-polarized for even n. The p-polarized fundamental mode generates both n-odd and n-even p-polarized high harmonic radiation.

The amplitude of the n-th harmonic wave can be found in the framework of the approximation of a thin foil for the channel walls (see Ref. [4]). It is $E^{(n)} \approx K^{(0,n)} E^{(0)}$, where $E^{(0)}$ and $E^{(n)}$ are amplitudes of the fundamental mode and of the n-th harmonic wave, $K^{(0,n)} \approx (a_0 \sin\theta / \varepsilon)^n$, with $a_0 = eE^{(0)} / m_e \omega_0 c$ the dimensionless amplitude of the fundamental mode and $\varepsilon = 2\pi n_e e^2 l / m_e \omega c$.

3. Results of 2-D PIC simulations

To perform the computer simulations we used the 2D3V PIC electromagnetic relativistic code described in Ref. [7]. Computation box has a size $45\lambda \times 20\lambda$. Since the problem of high harmonic generation requires substantially high spatial resolution, the computation mesh has 50 cells per λ. The particle number per cell is equal to 16 in the plasma region. The channel walls have a length $l_{ch} = 25\lambda$ and width 2λ with a distance between the walls 0.7λ. The ions are assumed to be immobile and the electron density is equal to $8n_{cr}$. Since the channel is assumed to have the distance between the walls less than the laser light wavelength, only the s-polarized electromagnetic wave (with the electric field directed along the z-axis) can propagate inside the channel. For the chosen parameters of the channel walls only high harmonics with the number higher than 4 can propagate through the walls. This condition follows from the boundary conditions for the electromagnetic wave at the plasma-vacuum interface for the oblique incidence at the angle θ.

The s-polarized laser has been initialized in a vacuum region at the left hand side from the channel entry. The pulse aperture is f/1, the length equal 7.5λ and the dimensionless amplitude at the 1λ focus spot $a_0 = 3$, which corresponds to the intensity $I \approx 10^{19} W / cm^2$. In our simulation model the entry of the channel has been smoothed to decrease the laser pulse reflection here. Fig. 1 illustrates the laser pulse – fiber configuration.

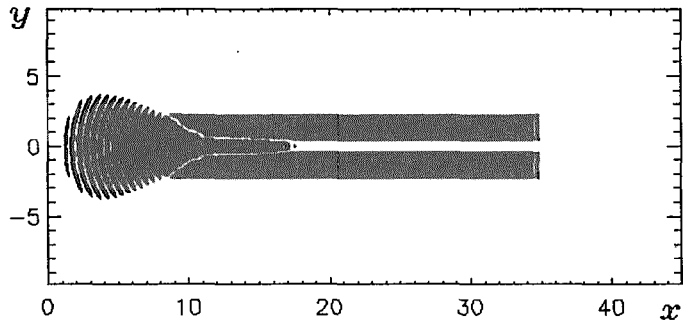


Figure 1. The electromagnetic energy density and the plasma density distribution at $t = 15 \times 2\pi / \omega_0$ when the pulse entries to the fiber.

In Fig. 2 we show the distribution of the z-component of the electric field in the x,y-plane at $t = 45 \times 2\pi / \omega_0$. This figure provides the visualization of odd-number high harmonics, which, as it has been noticed above, have the s-polarization. We see the laser pulse inside the channel and the high harmonics aside the channel. The high harmonic region has a length along the x-axis equal to the laser pulse length and the length along the y-axis equal to $c\,\delta t \sin\theta$, where $\sin\theta \approx 1/2$ and $\delta t \approx 20 \times 2\pi / \omega_0$.

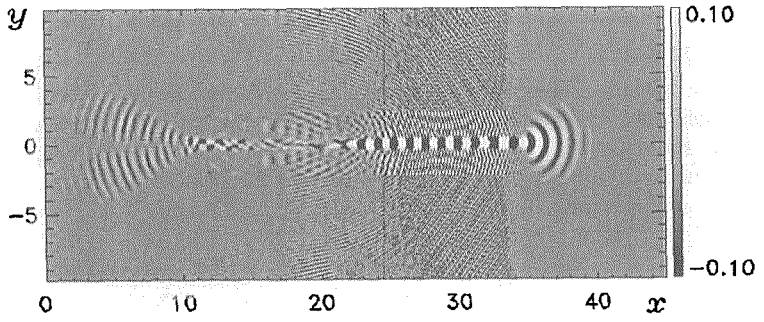
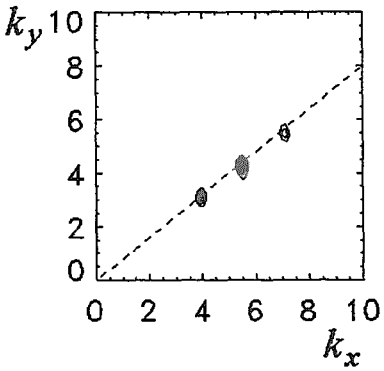


Figure 2. Distribution of the *z*-component of the electric field in the *x,y*-plane at $t = 45 \times 2\pi / \omega_0$.



We performed the spatial Fourier transform of the *z*-component of the electric field inside a sub-domain $(18\lambda < x < 28\lambda, 3\lambda < y < 10\lambda)$ at $t = 30 \times 2\pi / \omega_0$. We show the spectrum of the *s*-polarized light inside this sub-domain in Fig. 3. We see the odd-number harmonics with the harmonic number $n \geq 5$. The discrete points in the k_x, k_y - plane lie along the straight line given by expression $k_y \approx 0.8 k_x$, i.e. the propagation angle is smaller than $\arccos(1 - \pi^2 c^2 / \omega_0^2 L^2)^{1/2}$.

Figure 3. Spectrum of the *s*-polarized light.
Dashed line corresponds to $k_y \approx 0.8 k_x$.

In its turns, it means that the actual channel width is larger than 0.7λ. The increase of the channel width apparently is due to the action of the ponderomotive force on the electrons at the vacuum-plasma interface.

From the expression $m_e c^2 \nabla (1 + a^2)^{1/2} \approx 4\pi n_e e^2 \delta y$, which corresponds to the balance between the ponderomotive force and the force that acts on the electrons in the electric field of the electric charge separation, we find that the channel width becomes larger on $2\delta y \approx 0.1\lambda$. In the case of the channel width equal to 0.8λ the propagation angle is $\theta_{eff} \approx \arctan(0.8) \approx 38^o$ in agreement with the dependence seen in Fig. 3.

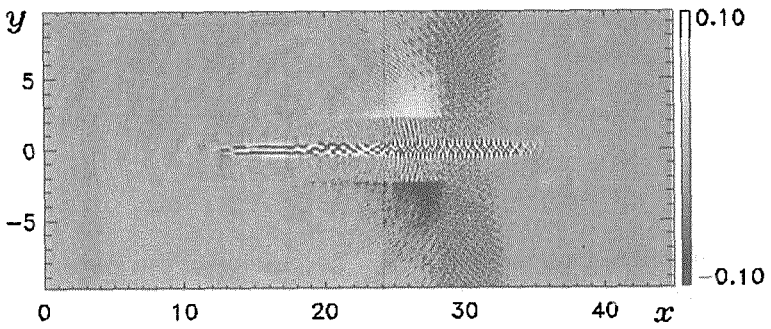
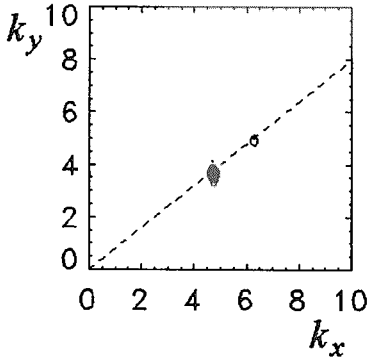


Figure 4. Distribution of the *z*-component of the magnetic field in the *x,y*-plane at $t = 45 \times 2\pi / \omega_0$.

In Fig. 4 we present the distribution of the z-component of the magnetic field in the x,y-plane at $t = 45\times 2\pi/\omega_0$ to show the even-number high harmonics. The even-number harmonics have the p-polarization. The fundamental mode of the laser pulse inside the channel does not contain the p-polarized component and we see only the high harmonics inside and aside the channel, as well as the low frequency surface mode in the vicinity of the outer vacuum-plasma interfaces on both sides of the channel. The even-number high harmonics outside the channel are localized in the same region as the odd-number harmonics.



The spectrum of the even-number high harmonics calculated for the field inside the same sub-domain as in the case of the odd-number harmonics is presented in Fig. 5. We see the even harmonics with the harmonic number $n \geq 6$. The discrete points in the k_x, k_y plane also lie along the straight line given by expression $k_y \approx 0.8k_x$.

Figure. 5. Spectrum of the p-polarized light inside the sub-domain $(18\lambda < x < 28\lambda, 3\lambda < y < 10\lambda)$ at $t = 30\times 2\pi/\omega_0$. Dashed line corresponds to the dependence $k_y \approx 0.8k_x$.

5. Conclusion

We demonstrated the high harmonic generation during interaction of the relativistically intense short laser pulse with a narrow fiber. Due to nonlinear interaction of the laser pulse with the fiber walls the oscillating back and forth electrons form the oscillating mirrors. The high order harmonics are generated as a result of a multiple reflection of the laser light from the oscillating mirrors. The fiber walls are non-transparent for the electromagnetic wave with a frequency below critical value, which depends on the electron density inside the walls and the channel width. As a result, only the harmonic radiation with high enough harmonic number, for which the fiber walls are transparent, propagate outwards at the angle independent of the harmonic number. In addition, we observed in the p-polarized wave the low frequency mode excitation, which is localized at the outer surface of the fiber. The scale-length of the low frequency mode is of the order of the laser pulse length. It provides an example of the nonlinear rectification of the light. The high harmonic energy is localized in the region with a length (along the x-direction) equal to the laser pulse length and the width along the y-direction equal to $l_{ch}\tan\theta_{eff}$. The amplitude of the n-th harmonic can be estimated as $\approx (a_0 \sin\theta_{eff})^n (\omega_0/\omega_{pe})^{1+2n}$.

For $a_0 = 3$, $(\omega_0/\omega_{pe})^2 = 1/8$ and $\theta_{eff} = 38^o$ we obtain $E^{(n)}/E^{(0)} \approx 0.35(0.23)^n$. This proves an effective mechanism for generation of coherent ultrashort light pulses at very short wavelength.

References

[1]J. Zhou et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 752; P. Villoresi et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2494; C. Altucci et al., Phys. Rev. A 61 (1999) 021801(R)
[2]S. Bulanov, et al., in: Reviews of Plasma Physics (Kluwer Academic. Plenum Publishers, New York, 2001), Ed. by V. D. Shafranov, Vol. 22, p. 227
[3]S.Bulanov et al., Phys. Plasmas 1 (1994) 745; R.Lichters et al., Phys. Plasmas 3 (1996) 3425
[4]A. V. Vshivkov, et al., Phys. Plasmas 5, (1998) 2752
[5]M.Zepf et al., Phys.Rev.E 58 (1998) 5253; A.Tarasevitch et al., Phys.Rev.E 62 (2000) 023816-1
[6]S. Bulanov et al., Physics Letters A 195 (1994) 84
[7]T. Zh. Esirkepov, Comput. Phys. Comm. 135 (2001) 144

JP0250456

33. N^{7+}イオンとHe原子の衝突における電荷交換反応

Charge exchange reactions in collisions between N^{7+} ions and He atoms

鈴木慎悟、白井稔三[A]、島倉紀之[B]
e-mail: shingo@apr.jaeri.go.jp

科学技術振興事業団
332-0012 埼玉県川口市本町4-1-8

[A]原研関西研 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]新潟大学理学部
950-2181 新潟県新潟市五十嵐2の町8050

Shingo SUZUKI, Toshizo SHIRAI[A], Noriyuki SHIMAKURA[B]

Japan Science and Technology Corporation
4-1-8 Honcho, Kawaguchi-shi, Saitama, 332-0012, Japan

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

[B]Faculty of Science, Niigata University
8050 Ninocho, Igarashi, Niigata-shi, Niigata 950-2181, Japan

We report single charge exchange cross section in collisions between N^{7+} ions and He atoms at collision energy range 0.016-16 keV/amu. Dominant capture process is the electron capture into n=4 levels of the N^{6+} ion in the most of collision energy range studied here. Total charge exchange cross section increases with decreasing the collision energy, and this value reaches 2.3×10^{-15} cm^2 at collision energy 0.016 keV/amu.

Keywords: charge exchange, charge transfer, electron capture, highly charged ion, X-ray laser

1. はじめに

多価イオンと中性原子の衝突による電荷交換(電子捕獲)反応によって生成する励起イオンは、励起準位の選択性が高いという特徴がある。この利点のため、X線レーザー発振の1つの手段として注目されている。この他にも、核融合プラズマの放射冷却や中性粒子ビーム加熱を始めとし、宇宙物理、プラズマ加工、放射線医療などの分野とも密接に関連している。このような背景があるため、イオン-原子衝突の電荷交換反応の実験及び理論的研究は幅広く行われてはいるものの、これら分野に必要な反応断面積のデータは未だ不足しているのが現状である。

本研究では、N^{7+}イオンとHe原子の低エネルギー衝突(0.016～16 keV/amu)における電荷交換断面積の計算を、分子基底に基づいた緊密結合法を用いて行った。この反応は、高強度レーザー照射による窒素クラスターのクーロン爆発をヘリウム雰囲気中で行って、N^{6+}

イオンの反転分布を形成する場合に応用できるが[1]、この系に対する実験及び理論計算に基づく電荷交換断面積は、現在のところ報告されていない[2].

2. 計算方法

まず最初に、系の断熱波動関数(分子状態)を、Valence-Bond Configuration-Interaction 法を用いて求めた。基底関数には Slater 型軌道を用いた。表 1 に、解離極限におけるポテンシャルエネルギーの計算精度を示す。

表 1 解離極限におけるポテンシャルエネルギーの計算値と実験値[3]の差

Molecular states	Accuracy(eV)
$N^{6+}(3\ell)+He^{+}(1s)$	<0.03
$N^{6+}(4\ell)+He^{+}(1s)$	<0.18
$N^{7+}+He(1s^2)$	0.026
$N^{7+}+He(1s2s)$	0.013

次に、得られた分子状態をもとに各状態間の動径結合と回転結合を求めた。この計算には、衝突の時に電子が原子とともに並進運動していることを表す因子"Electron Translation Factor"を取り込んだ。最後に、断熱ポテンシャルと結合項をもとに、衝突径数法に基づいて緊密結合方程式[4]を解き、断面積を得た。このとき、衝突系における核の古典的運動には直線軌道を採用し、核間距離(R)が 20 a.u.になるまで時間発展を行った。本計算では、初期状態[$N^{7+}+He(1s^2)$]、1 電子捕獲状態[$N^{6+}(n\ell, n=3,4)+He^{+}(1s)$]、励起状態[$N^{7+}+He(1s2s)$]の各状態に対する、Σ、Π、Δ状態を全て取り込んだ。また、水素類似原子である N^{6+} イオンの電子状態は、イオン化した標的の He^{+} イオンの電場の影響で、完全に Stark 混合している。このため、各分子状態に対する遷移確率から原子状態に対する遷移確率へのユニタリー変換を行うことによって、遷移確率の ℓ 分布を求めた。

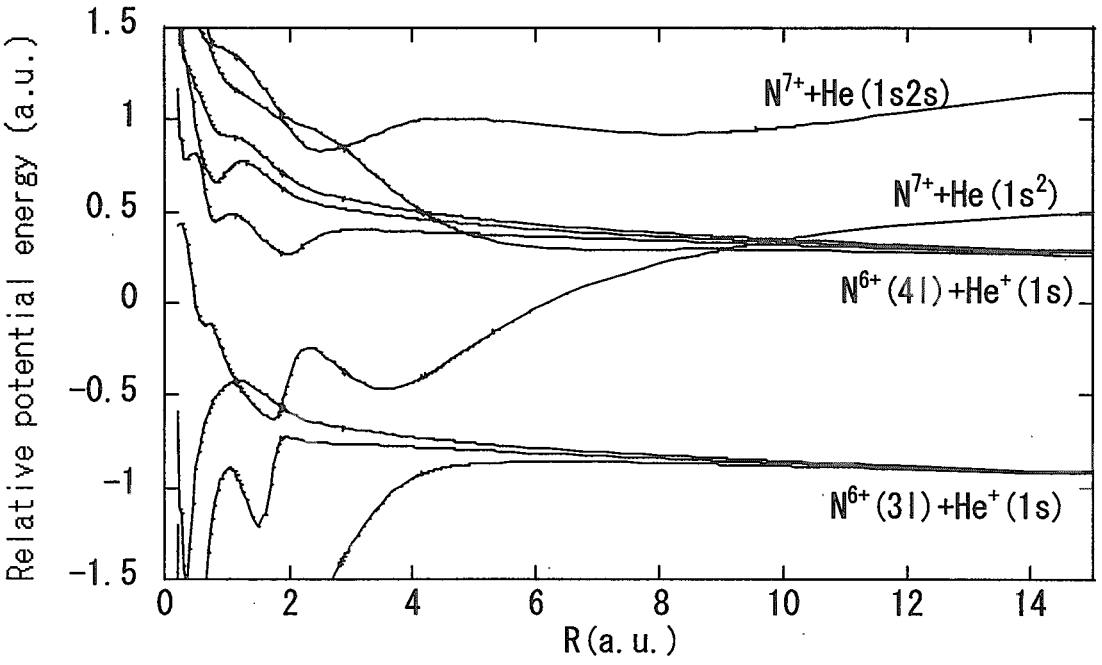


図 1 (N^{7+}+He)系の断熱ポテンシャル曲線。各状態のポテンシャルエネルギーの平均値を 0 としている。ここでは、Σ状態のみを示した。

3. 結果と考察

図 1 に、衝突系のポテンシャルエネルギー曲線を示す。この図で特に注目すべき点は、R_1=9 a.u. 付近に見られる、初期状態と、最も低い $N^{6+}(4\ell)+He^{+}(1s)$ 状態の間の avoided crossing である。この avoided crossing におけるエネルギー差はおよそ 0.01 a.u. であり、低エネルギー領域において、電荷交換反応を引き起こすと考えられる。一方、R_2=1.9, R_3=4 a.u. 付近では、$N^{6+}(3\ell)+He^{+}(1s)$ 状態のポテンシャル曲線上に、エネルギー差がそれぞれ 0.16, 0.5 a.u. の avoided crossing が存在している。特に後者は、高エネルギーで反応を引き起こすと思われる。

以上のことは、実際に遷移確率に現れている。図 2 に遷移確率の衝突径数依存性を示す。この図によって、n=4 への電子捕獲が、R_1 以下の大きな核間距離で起こっていること、n=3 へは、高エネルギーで R_3、低エネルギーでは R_2 以下で反応が起こっていることがわかる。

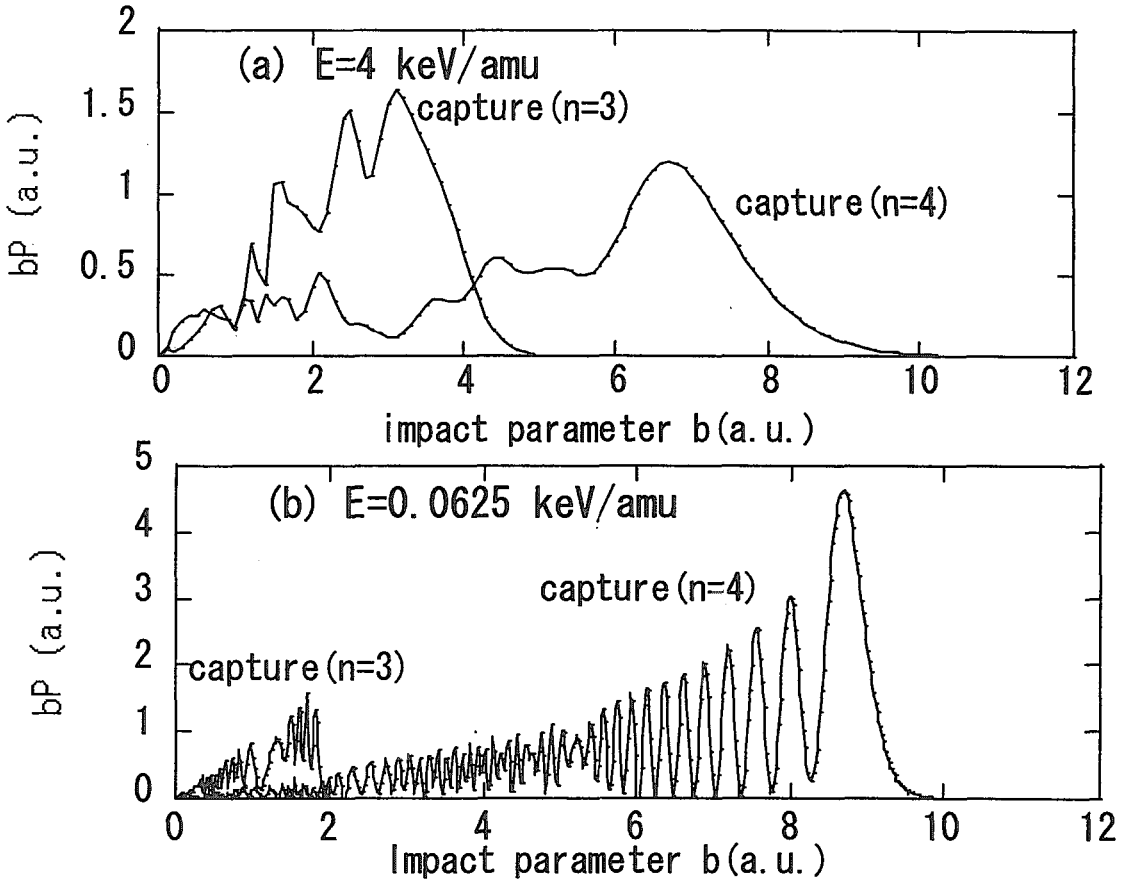


図 2 遷移確率(P)の衝突径数(b)依存性。縦軸は遷移確率と衝突径数の積。図に見られる遷移確率の振動は、経路の異なる遷移確率の flux 間の干渉である。

次に、計算で得られた電荷交換断面積を図 3 に示す。この図を見ると、電荷交換断面積がエネルギーの減少に連れて増加している事がわかる。これは、R_1 における avoided crossing が低エネルギーほど反応を強く引き起こすためである。また、この系では R_1 の値が比較的大きいため、0.016 keV/amu で全断面積が 2.3×10^{-15} cm^2 にも達している事がわかる。一方、高エネルギー側でも全断面積が増加していることがわかるが、これは図 2 に

も見られるように、R_3にある比較的エネルギー差の大きな avoided crossing が働き、n=3 に対する断面積が大きくなるからである。また、部分断面積は高エネルギー側で $N^{6+}(3p)$ 状態、低エネルギー側で $N^{6+}(4d)$ 状態への電子捕獲が支配的であることがわかった。

4. まとめ

分子基底を用いた緊密結合法により、$(N^{7+}+He)$系の電荷交換断面積を求めた。その結果、低エネルギーほど断面積が増加し、0.016 keV/amu では 2.3×10^{-15} cm^2 にも達するため、実験的に N^{6+}イオンの反転分布を形成することが極めて容易な系であることがわかった。今後は、時間発展をより遠方の核間距離まで行ったり、電子捕獲状態の計算精度を高めたりすることにより、断面積の ℓ 分布の精度を高める事や、2 電子捕獲過程の反応への寄与の評価を行うことを予定している。

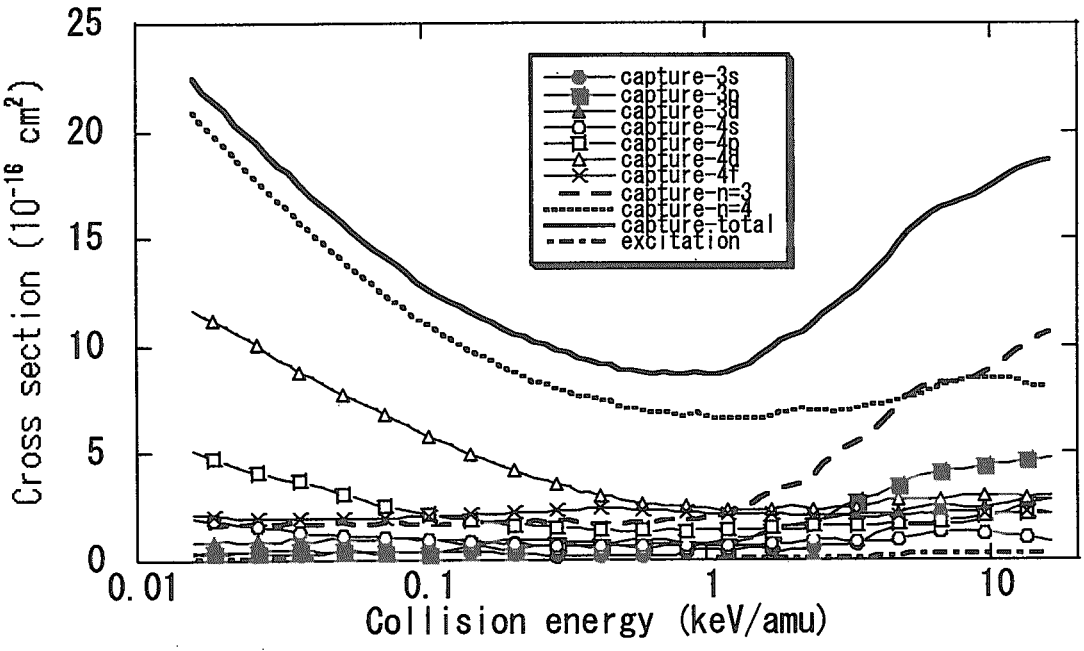


図 3 $(N^{7+}+He)$系の電荷交換断面積。

参考文献

[1] S. Namba *et al*, *第 3 回光量子シンポジウム* (2001) P2-11.

[2] W. Fritsch, *2nd (Final) IAEA Research Co-ordination Meeting on "Charge Exchange Cross section Data for Fusion Plasma Studies"*, International Nuclear Data Committee, *INDC(NDS)-426* (2001).

[3] R. L. Kelly, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 16 *Suppl.* no 1 (1987).

[4] M. Kimura, H. Sato, R. E. Olson, *Phys. Rev.* A28 (1983) 2085.

JP0250457

34. 超短パルスレーザーを用いたダブルノズルガスパフレーザープラズマ軟X線放射特性

X-ray emission from laser plsama using by double nozzle gas-puff target irradiated by ultra-short pulse laser

鈴木将之[1,2]、柳瀬悦也[1]、桶田隆継[1]、乗松孝好[2]、長井圭治[2]、三間圀興[2]、Henryk Fiedorowicz[3]、Andrej Bartnik[3]、Rafal Rakowski[3]、長谷川登[1]、河内哲哉[1]、永島圭介[1]、大道博行[1]

1. 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)
2. 大阪大学レーザー核融合研究センター(〒565-0871　大阪府吹田市山田丘2-6)
3. ワルシャワ電子光学研 (Kaliskiego 2, 00-908,Warsaw, Poland)

Masayuki SUZUKI, Etsuya YANASE, Takatsugu OKETA, Takayoshi NORIMATSU, keiji NAGAI, Kinioki MIMA, Henryk FIEDOROWICZ, Andrej BARTNIK, Rafal RAKOWSKI, Noboru HASEGAWA, Tetsuya KAWACHI, Keisuke NAGASHIMA, Hiroyuki DAIDO

1. Advanced Photon Reserch Center, KANSAI Reserch Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho,Soraku-gum, Kyoto 619-0215, Japan
2. Institute of Laser Engineering , Osaka University
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka, 565-0871, Japan
3. Institute of Optoelectronics
Kaliskiego 2, 00-908,Warsaw, Poland

We characterize a laser produced doudle-stream gas puff plasma for soft x-ray generation. The double-stream nozzle gas puff target could suppress sideway gas expansion by surrounding the gas from the outer nozzle. He-like and Li-like x-ray spectra from argon double gas-puff target irradiated with a high energy laser have been measured. Cr- and Fe-like x-ray spectra from krypton and Mo-, Rb-, Sr-, and Y-like x-ray spectra from xenon double gas-puff target irradiated with a short pulse laser have been measured between 5 and 20 nm region.

Keywords : Laser produced plasma, X-ray source, X-ray generation, Double nozzle gas puff target,

1. はじめに

高輝度なレーザープラズマX線源の応用としては、タンパク質の構造解析[1,2]、X線顕微鏡[3]、縮小転写型EUVリソグラフィー[4]、LIGAプロセス[5]等が挙げられる。これらの応用のためには、レーザープラズマX線源からのX線放射特性およびX線源の形状の制御、均一性等を評価する必要がある。特に軟X線領域におけるX線発生に関しては、様々な研究が行われている。我々のグループでは系統的にガスとレーザーの相互作用解析を通してガスパフプラズマを用いた高輝度なX線源の開発を行ってきた[6-9]。現在、我々のグループではダブルノズルガスパフターゲット[10]を用いてkeV領域のX線発生を目的として研究を行っている。ダブルノズルガスパフターゲットとは、ターゲットとなる内側のガスを外側の低原子番号のガスで包み込むことでターゲットガスの広がり抑制して高密度なガス状態を維持するものである。今回、初期的な実験としてネオジムガラスレーザー（中心波長1053nm、エネルギー5J、パルス幅1ns）のレーザーを用いてkeV領域のX線発生特性の評価を行った。その結果アルゴンガスを用いたとき波長0.3-0.4nmの領域において強いX線発生が見られた。次に、チタンサファイアレーザー（中心波長800nm、

エネルギー150mJ、パルス幅50fs）を用いたときのkeV領域のX線発生の準備実験として軟X線発生特性の評価を行った。これらの実験結果について報告を行う。

2. 実験配置

2.1 高エネルギーレーザーを用いたkeV領域におけるX線発生特性

ネオジムガラスレーザー（波長1053nm、パルス幅1ns、エネルギー5J：最大20J、照射強度10^{13}-10^{14}W/cm^2）をレンズを用いて直径約100μmに集光する。ノズルから760mm離れた場所にX線測定用シリコンダイオード（BPYP41[11]）に厚さ10μmのベリリウムフィルターを設置して2.0nm以下の波長のX線時間プロファイルをオシロスコープ（Tektronix TDS620 500MHz）を用いて測定した。時間分解能は、200psであった。またこれと同時にAmmonium dihyodrgen phoshate（ADP）結晶を用いて波長0.3nm～0.4nmにおけるX線放射特性の評価を行った。分光されたX線スペクトルは、一次元X線CCDカメラを用いて結像を行った。ターゲットガスは背圧10気圧のアルゴンを用い、外側のガイドガスにはヘリウムを用いた。

2.2 超短パルスレーザーを用いた軟X線放射特性

真空チャンバー内にダブルノズルガスパフターゲットの噴出ノズルを設置する。ノズルから1mm上にチタンサファイアレーザー（中心波長800nm、エネルギー300mJ、パルス幅50fs）からのレーザービームをF/3の軸はずし放物面鏡を用いて約100μmに集光した。X線スペクトルは、レーザー入射方向に対して90度の方向に斜入射型分光器（1200grooves/mm）を設置して波長域5-20nmにおける軟X線の測定を行った。検出器には背面照射型の軟X線CCD（SX-TE/CCD-1300PB/1）カメラを用い、データは50ショット積算して取得をした。CCDカメラが波長800nmに感度があることから厚さ0.35μmパリレン（C_8H_8）膜状にジリコニウム0.35μmをコーティングしたフィルターを用いてレーザー光の遮光を行った。ターゲットガスは背圧10気圧のクリプトン、キセノンを用い、外側のガイドガスにはヘリウムを用いた。

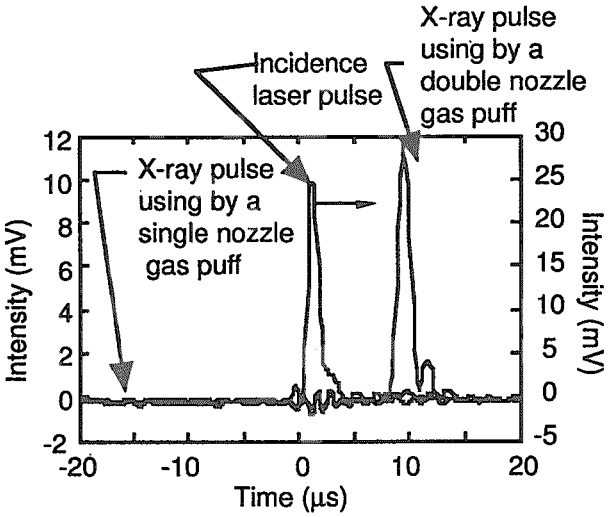


図1. Si-PINダイオードを用いたX線時間分解プロファイルの測定

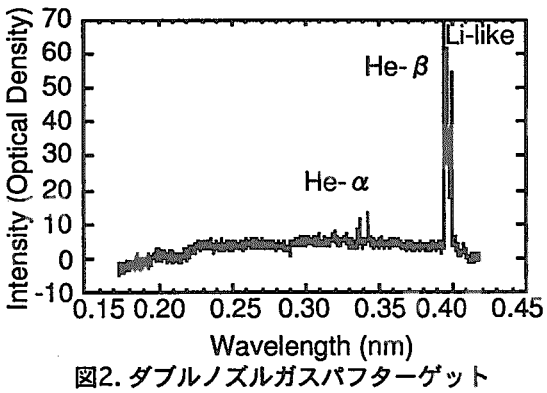


図2. ダブルノズルガスパフターゲットを用いたX線放射特性

3.実験結果

3.1 keV領域におけるX線放射特性

X線シリコンダイオードを用いたX線パルスの測定結果を図1に示す。波長2nm以下のkeV領域におけるX線のパルス幅は1.5nsであり、入射レーザーのパルス幅とほぼ同程度の時間X線発生が起こっている。一方外側のノズルを動作させずに従来のガスパフターゲット方式を用いたときでは、この波長域のX線発生は見られなかった。この結果は以前、筆者らのグループが行った実験[6]からも得られているとおり、照射強度10^{14}W/cm^{2}のレーザー（エネルギー：0.5J、パルス幅：0.9ns）を従来のノズル方式を用いたガスパフターゲットに照射したとき短波長領域では強いX線放射が得られなかったこととも一致する。次にADP結晶を用いて分光した0.3-0.4nmにおける硬X線放射特性の結果を図2に示す。波長0.33-0.34nm近傍でHe-βとそのサテライトからX線発生が見られた。また、波長域0.4nmでHe-αとLi様1s-2pからの強いX線放射が得られた。これらのX線発生機構はレーザーの照射強度（10^{14}W/cm^2）、パルス幅（～1ns）より逆制動放射による電子加熱されたプラズマからX線が発生されたと考えられる。ダブルノズルガスパフターゲットを用いるとレーザー照射部分で高密度状態のガスが得られており固体ターゲットを用いたとき同様にkeV領域におけるX線放射が得られ得ることがわかった。

3.2 軟X線発生特性

ターゲットにキセノンとクリプトンを用いたときの波長5-20nmにおけるX線発生を図3,4に示す。チタンサファイアレーザーをクリプトンに照射したとき5nm近傍でCr様からFe様における4p-3dおよび4s-3p遷移からX線発生が見られた。また10nm近傍ではFe様の4p-3d、12nm近傍ではNi様4p-4dの遷移におけるX線発生が見られた。キセノを用いたときでは8nm近傍でY様、Sr様およびRb様5p-4d、10nm近傍でMo様4d-4p、4f-4dの遷移そして15-18nmの領域ではRh様、Pd様およびAg様の5p-4dの遷移からのX線発生が見られた。また、キセノンガス照射実験において、ダブルノズルを用いたときとシングルノズルを用いたときX線発生量に変化が見られなかった。これは、両方の実験の時の背圧が10気圧でありクラスタのサイズが約10^4atom/clusterと同じであることが予想される。このことから超短パルスレーザーを用いたときのX線発生はクラスタのサイズに強く依存することが予想される。

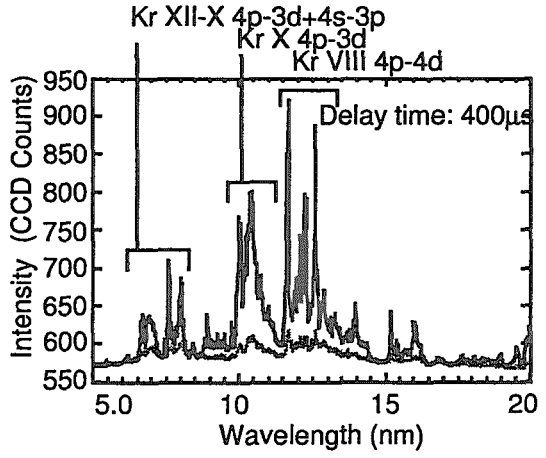


図3. クリプトンガスを用いた 軟X線放射特性

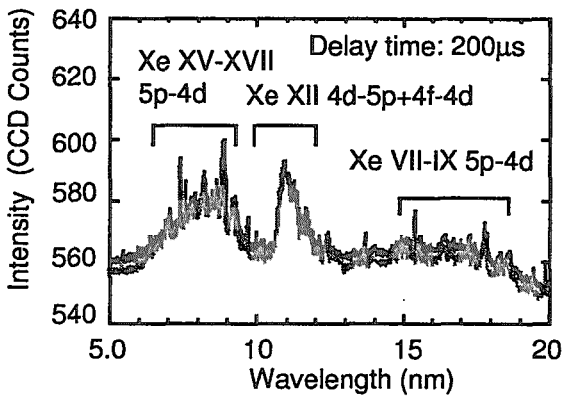


図4. キセノンを用いた軟X線放射特性

4.まとめ

ダブルノズルガスパフターゲットを用いたときに生成するレーザープラズマX線放射特性の評価を行った。ネオジムガラスレーザーを用いたときのkeV領域のX線放射特性の評価を行った。アルゴンガスを用いたときHe-α,βおよびLi様のラインスペクトルが見られた。また、チタンサファイアレーザー照射したときクリプトンで12価まで、キセノンで17価までイオン化が進んでいることが分かった。

5.参考文献

[1] C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P. A. Albouy, J. P. Geindre, P. Audebert, J. C. Gauthier, E. Foster, J. L. Martin, and A. Antonetti, Nature. **390**, 490 (1997).

[2] C. Rose-Petruck, R. Jimenez, T. Guo, A. Cavalleri, C. W. Siders, F. Raksi, J. A. Squier, B. C. Walker, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty, Nature **398**, 310 (1999).

[3] F. Jin and M. Richardson, Appl. Opt. **34**, 5750 (1995).

[4] J. Kiz and Rarback, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1 (1985).

[5] I. C. E. Turcu, R. M. Allot, M. Mann, C. Reeves, I. N. Ross, N. Lisi, J. Maddison, S. W. Moon, P. Prewett, A. W. S. Ross, A. M. Gundlach, B. Koek, P. Mitchell, P. Anastasi, C. McCard, and N. S. Kim , J. Vac. Sci. Technol. B **15**, 2495 (1995).

[6] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szczurek, H. Daido, N. Sakaya, V. Kmetik, Y. Kato, M. Suzuki, J. Tajima, M. Matsumura, T. Nakayama, and T. Wilhen, Opt. Commum. **163**, 103(1999).

[7] H. Fiedorowicz , A. Bartnik, H. Daido, I. W. Choi, M. Suzuki, S. Yamagami Opt. Commum. **184** 161(2000).

[8] H. Daido, S. Yamagami, M. Suzuki, H. Azuma, I. W. Choi, and H. Fiedorowicz, Appl. Phys. B. **72**, 385 (2001).

[9] M. Suzuki, H. Daido, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Mima, H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Rakowski, and Wei Yu, *Applications of High Field and short Wavelength Source IX 2001, October 21-24, 2001 Palm Springs, CA* (Optical Socity of America) pp. TuE 23-1.

[10] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, R. Rakowski, M.Szczurek, Appl. Phys. B **70**, 305(2000).

[11] H. Fiedorowicz, P. Parys, and L. Ryo, *SPIE Vol **1140***, 518(1989).

JP0250458

35. 非平衡プラズマ中での荷電交換反応を用いたX線レーザーの研究

X ray Laser due to a Charge Exchange Recombination in Non-Equilibrium Plasma

難波慎一[A)]、河内哲哉、永島圭介、長谷川登、助川鋼太、田中桃子、大道博行

A) 広島大学大学院工学研究科

〒739-8527 広島県東広島市鏡山 1-4-1

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見台 8-1

Shinichi NAMBA, Tetsuya KAWACHI, Keisuke NAGASHIMA, Noboru HASEGAWA, Kouta SUKEGAWA, Momoko TANAKA, Hiroyuki DAIDO

A) Department of engineering, Hiroshima University,

1-4-1 Kagamiyama, Higashihirosima, Hiroshima 739-8527 Japan

Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute

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

Abstract

A possibility of a realization of x-ray laser due to a charge exchange recombination was investigated by using a collisional radiative model. As a gain medium, a non-equilibrium nitrogen cluster plasma including helium atom, which is produced in interaction of cluster and an ultra-short, high-intensity pulse laser, was adopted. The calculation showed that population inversions large enough to realize the charge exchange x-ray laser could be generated. The method of calculation and time evolution of the population densities and gain are described in detail.

Keywords : Cluster target, Collisional-radiative model, Highy-charged ion, X-ray laser

1. はじめに

荷電交換反応は再結合時に電子が特定の準位に捕獲されるという特徴を持ち、さらにエネルギー的に共鳴反応の場合、非常に大きな反応断面積を持つ[1)]。故にレーザー発振に必要な反転分布を生成する手法の一つとして理論的・実験的に研究が進められている[2)3)4)5)]。しかしながら、現在に至るまで数件の利得の報告例があるのみである[6)7)8)9)]。

Tkach らは 500 eV まで加速したプロトンをナトリウム蒸気に照射し、その際に生じる共鳴的な荷電交換反応、$H^+ + Na \rightarrow H(n=2p) + Na^+$ により H $2p$ 準位に電子を選択的に捕獲することを試みた。その結果、レーザー波長 121.6nm (主量子数 n=1-2 遷移)において利得係数 1.4 cm^{-1} を得ることに成功している[6)]。また、反転分布生成の成功例として Dixon らの実験がある。彼らは Nd:ガラスレーザーをカーボンターゲットに

照射し、荷電交換反応、C^{6+} + C -> C^{5+}(n=4) + C^{+}、あるいは、C^{5+} + C -> C^{5+}(n=4) + C^{+}による反転分布(n=3-4)を観測した[7)8)]。

多価イオンと中性原子との荷電交換反応によるレーザー発振を実現するためには、如何にして媒質となるプラズマと中性原子を共存させるか、という問題に直面する。これを解決する方法として2つの媒質を衝突させるということが考案されたが、媒質の境界付近のみで衝突が生じ、中性原子をプラズマ中に十分浸透させることはできなかった。

別の試みとして荷電交換のターゲットに原子ではなくイオンを採用する方法も提案されている[9)10)]。一般に、イオン一イオン衝突による荷電交換反応の断面積はクーロン反発のために小さいと考えられてきたが、Multi-channel Landau-Zehner モデルによると C^{6+} + C^{2+}($2s^2$) -> C^{5+}(n=3) + C^{3+} の断面積が衝突エネルギー50 eV において約 $10^{-15}cm^2$ にも達することが明らかにされている。また、C^{6+} + C^{2+}($2s2p$) -> C^{5+}(n=3) + C^{3+}は、Classical overbarrier model により同程度の反応断面積を持つことが示されている。Kunze らはキャピラリー放電においてこれらの荷電交換反応が非常に大きな確率で生じていることを明らかにし、C^{5+}(n=2-3: 波長 18.2nm)遷移で GL~16 を得ることに成功している。イオン一イオン反応断面積のより詳細な計算は分子基底展開による Close-coupling 法を用いて Suzuki らによって行われている[11)]。

最近ではクラスターと中性ガスの混合ターゲットに超短パルスレーザーを照射する方法も考案されている[12)]。これはクラスターと単一原子ではイオン化のメカニズムが異なることを利用している。多数の原子の集合体であるクラスターは内部密度が固体密度に匹敵するため、逆制動放射・共鳴吸収による電子加熱が生じる[13)14)]。そのため、クラスター内部では電子は衝突電離を起こすのに十分なエネルギーを持つことになり多価イオンまで電離が速やかに進む。一方、クラスターの周囲に存在する単一原子はその密度が低いためにイオン化のメカニズムはトンネルイオン化である。照射レーザー強度、波長、クラスターサイズといったパラメータを最適化することにより、クラスターから高電離多価イオンを生成し、周りの原子はイオン化されないまま存在するという非平衡状態を作り出すことが可能となる。この方法では多価イオンと原子は元々混合されているため、上述したような二つの媒質を新たに衝突させる必要がないという長所がある。

我々は、このクラスターターゲットを用いた非平衡クラスタープラズマによるX線レーザーに関する研究を行っている。着目するのは、以下のような多価イオン・中性原子衝突による

$$N^{7+} + He \rightarrow N^{6+}(n=4) + He^{+} \qquad (1)$$

という荷電交換反応である。この反応断面積は低エネルギー衝突において $10^{-15}cm^2$ と非常に大きな値を持つことが衝突実験から明らかにされている。今回は、衝突輻射モデルを用いて励起準位の密度を評価し、上記の反応によるレーザー発振の可能性を議論する。

2. 衝突輻射モデルによる数値計算

衝突輻射モデルを用いて、式(1)で示されている荷電交換再結合反応によるレーザー発振の可能性を調べる。ここ想定しているプラズマは、クラスターを含む高密度窒素・ヘリウム混合ガス中に超短パルスレ

ーザーを照射後に生成されるレーザー生成プラズマであり、レーザー照射後における窒素イオン励起準位密度の時間変化を計算する。衝突前の多価イオンは完全電離イオンなので「COLRAD」というコード[15]を用いて水素様イオンの励起準位密度を評価した。ただしこのプログラムは、準定常近似の条件で励起準位密度を算出するため、プログラムを改良して密度の時間変化を計算できるようにした。初期状態は完全電離窒素イオンであり、時間とともに水素様イオンのポピュレーションが形成されていく。

また、衝突輻射モデルから計算された励起準位の密度からレーザー媒質の利得も評価する。式(1)で表される反応によって反転分布が生じる可能性のある遷移として、N^{6+}(n=1s-4p)、N^{6+}(n=2p-4d)が挙げられ、発振波長はそれぞれ 2.0 nm、9.9 nm である。ただし、荷電交換反応により n=4 へ電子が捕獲される際の軌道角運動量分布は統計重率に従うものとし、さらにスペクトルのプロファイルとしてはドップラー広がりを仮定した。

3. 計算結果

図1は、式(1)の反応を考慮しない場合の水素様イオン励起準位密度の時間変化である。ただし、初期条件として T_e=40 eV、n_e=1x10^{19} cm^{-3}、イオン密度 1x10^{19} cm^{-3} を採用した。グラフから明らかなように、初期において主量子数 n=5 準位と下準位との間で反転分布が生じているのが分かる。これは、いわゆる再結合プラズマ法による反転分布の生成機構によるものであるが、反転分布量としては非常に小さい値である(~10^{11} cm^{-3})。

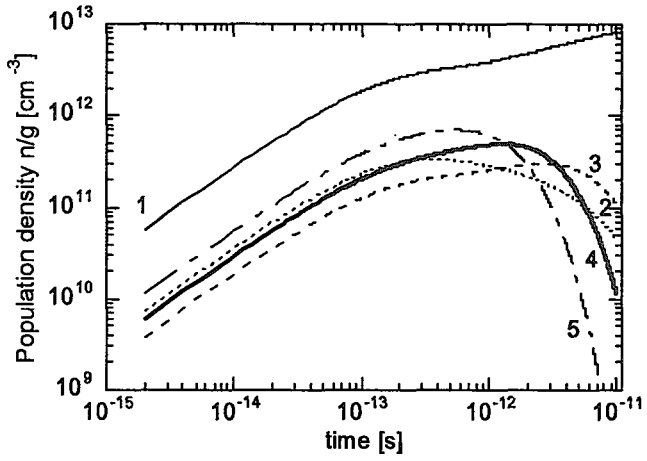


図1. CXを考慮しない場合の占有密度

一方、式(1)を衝突輻射モデルに考慮した場合の結果を図2に示す。初期条件として、T_e=40 eV、n_e=1x10^{19} cm^{-3}、イオン密度 1x10^{19} cm^{-3} ヘリウム原子密度 1x10^{18} cm^{-3}、衝突速度 1x10^{7} cm/sを用いた。この場合、早い時間から式(1)の荷電交換反応により n=4 のポピュレーションが形成され、n=1, 2, 3 との間で約 1ps 程度の反転分布が生じる。この結果から利得を評価したのが図3である。利得の最大値はN^{6+} (n=1s-4p)において g~6 cm^{-1}、n=2p-4d遷移に於いて g~28 cm^{-1}という値が得られ、荷電交換再結合X線レーザー実現の可能性が十分にあることが示された。

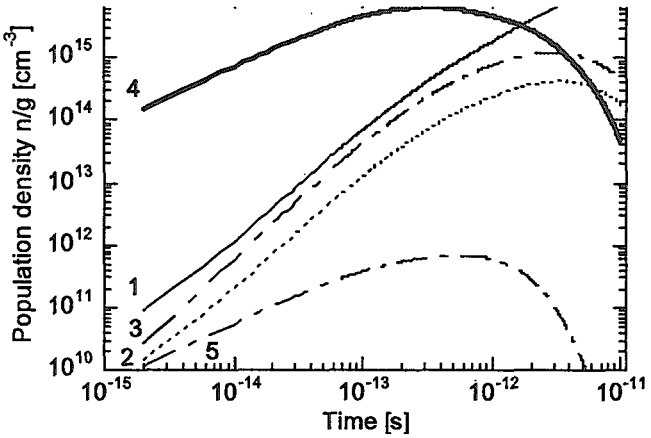


図2. CXを考慮した場合の占有密度

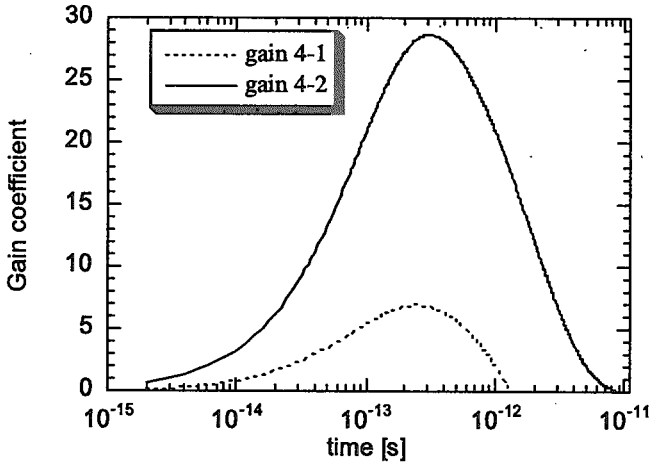


図3. 利得の時間変化

4. まとめと今後の課題

非平衡クラスタープラズマによる荷電交換再結合X線レーザーの可能性を衝突輻射モデルを用いて調べた。その結果、式(1)で示される反応により N^{6+} (n=1s-4p)において g~6 cm^{-1}、n=2p-4d 遷移に於いて g~28 cm^{-1} という利得が得られ、実現の可能性が示された。実際にはヘリウムをトンネルイオン化しない程度の低強度レーザー照射で如何に効率よく非平衡クラスタープラズマを生成するかといった課題が残されている。よって、今後はクラスタープラズマ生成のシミュレーションを行い、最適なレーザー波長、及び、強度、クラスターサイズなどを調査し、具体的な実験を試みる予定である。

References

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) B. M. Smirnov, JETP Lett. 6 (1967) 78.
3) L. P. Presnyakov and V. P. Shevel'ko, JETP Lett. 13 (1971) 203.
4) M. O. Scully, W. H. Louisell and W. B. McKnight, Opt. Commun. 9 (1973) 249.
5) A. V. Vinogradov and I. I. Sobelman, Sov. Phys. JETP 36 (1973) 1115.
6) R. Tkach, H. Mahr, C. L. Tang, and P. L. Hartman, Phys. Rev. Lett. 18 (1980) 542.
7) R. H. Dixon and R. C. Elton, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1072.
8) R. H. Dixon J. F. Sleely and R. C. Elton, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 122.
9) H.-J. Kunze, K. N. Koshelev, C. Steden, D. Uskov, H. T. Wieschebrink, Phys. Lett. A 193 (1994) 183.
10) F. Ruhl, l. Aschke and H.-J. Kunze, Phys. Lett. A 225 (1997) 107.
11) S. Suzuki, T. Shirai, A. Sasaki, K. Moribayashi, S. Namba, T. Kawachi, N. Shimakura, XXII ICPEAC p547.
12) B. N. Chichkov, A. E. Egbert, S. Meyer, B. Wellegehausen, L. Aschke, H-J. Kunze and Y. Kato, Jpn. J. Appl. Phys. 39 (1999) 1975.
13) A. McPherson, B. D. Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer, and C. K. Rhodes, Nature (London) 370 (1994) 631.
14) T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcon, and M. D. Perry, Phys. Rev. A 53 (1996) 3379.
15) N.N. Ljepojevic, R.J. Hutcheon, J. Payne, Comput. Phys. Commun. 44 (1987) 157.

JP0250459

36. Spatial coherence of x-ray laser from compact x-ray laser pumped by pulse-train laser

Naohiro YAMAGUCHI, Yuuji OKAMOTO, Hideki YAMAGUCHI, and Tamio HARA
Toyota Technological Institute
2-12-1 Hisakata, Tempaku, Nagoya 468-8511, Japan

We have started measurements of spatial coherence of x-ray radiation from our x-ray laser source that is pumped by pulse-train laser in the recombination plasma scheme. The dispersing coherent diagnostic system has been constructed. In the preliminary experiments using double-slits of 24 μm and 50 μm separation, the fringe pattern representing the interference from the pair of Young's slits has been observed for the Al XI 3d-4f line. The measured fringe visivility was 0.3 for 50 μm separated two points at 370 mm distant from the source. On the other hand, there has not been observed a clear fringe visibility for the other non-lasing lines.

Keywords : Tabletop x-ray laser, Spatial coherence, Young's double-slit, Recombining plasma scheme, Pulse-train laser

1. Introduction

High brightness coherent radiation at soft-x-ray wavelengths can open many applications such as microscopy, lithography, interferometry and holography. The degree of spatial coherence of radiation plays a critical role in many of the above applications. Therefore, it becomes important to characterize the spatial coherence of x-ray laser sources.

Experimental studies on spatial coherence of x-ray laser radiation have been reported for the laser pumped [1, 2] or the capillary discharge pumped x-ray lasers [3, 4] in the collisional excitation scheme. Soft x-ray laser beams were limited to single-pass amplification of spontaneous emission (ASE) in these experiments.

We performed x-ray laser cavity experiments for Al XI 3d-4f transition line (15.47 nm) [5], that were conducted in the recombining plasma scheme, because our x-ray laser medium pumped by the pulse-train YAG laser could maintain x-ray laser gain with a duration of about 1 ns [6]. It would be interesting to observe development of the degree of coherence of x-ray laser beam from the x-ray laser cavity.

We have started coherence measurements of our x-ray laser source. The diagnostic system was based on the dispersing coherence diagnostic method [1]. It consisted of a Young's double-slit, a transmission grating, and an x-ray CCD camera. Each of the two slits is itself crossed by a narrow diffraction grating with lines and spaces perpendicular to the slit length. This provides wavelength dispersion by diffraction through the transmission grating in a direction perpendicular to the interference direction of the double-slit. Thus, this diagnostic system can separate the x-ray laser spectral lines from the other emission lines of the laser-produced-plasma, and gives us the fringe pattern representing the interference from the pair of Young's slits for individual spectral lines.

In this report, we present the preliminary results of Young's interference experiments for the x-ray laser radiation in a single-pass and double-target configuration.

2. Experimental setup

A 100 ps laser pulse from a mode-locked YAG oscillator, 1.064 μm, was transformed into a linearly polarized 16-pulse-train through an optical stacker and a delay line component. The interval of each pulse was 200 ps. The envelope of the pulse-train was shaped so that the former eight pulses were more than four times as intense as the latter ones. The shaped pulse-train YAG laser has a 1.5-2 J energy. An Nd:glass amplifier having a 25 mm diameter rod was added to the YAG laser system. The output laser energy was increased up to 6 J. The laser beam was divided into two beams through a half mirror and each beam impinged onto an Al slab target via the segmented lens system. The lens assembly consists of a segmented prism, a beam expander and a cylindrical lens, and forms an 11-mm-long focused-line on a target. Therefore, plasmas produced in this experiment had a total length of 22 mm in the double-target configuration.

The schematic diagram of the diagnostic system is shown in Fig. 1. Several pairs of Young's slits were fabricated on a stainless steel plate of 30 μm thickness, whose center-to-center separations were 24 μm, 50 μm, 74 μm, 100 μm and 125 μm. The transmission grating (X-OPT, F002HA0805:FS-210) had free standing parallel gold bars with a 5000 lines/mm grating (100 nm wide line with a 200 nm period). A single slit of 0.1 mm width and 2 mm height was settled parallel to the grating bar in front of the transmission grating. The source-to-slit or source-to-grating distance was 370 mm, and the slit-to-camera or grating-to-camera distance was about 500 mm. Therefore the reciprocal dispersion on the detection plane was 0.4 nm/mm for the first order light. The detector used was an x-ray CCD camera (SX-TE/CCD 512TKB, Princeton Instrum.) using a back-illuminated CCD of 512×512 pixels with 24×24μm pixel size.

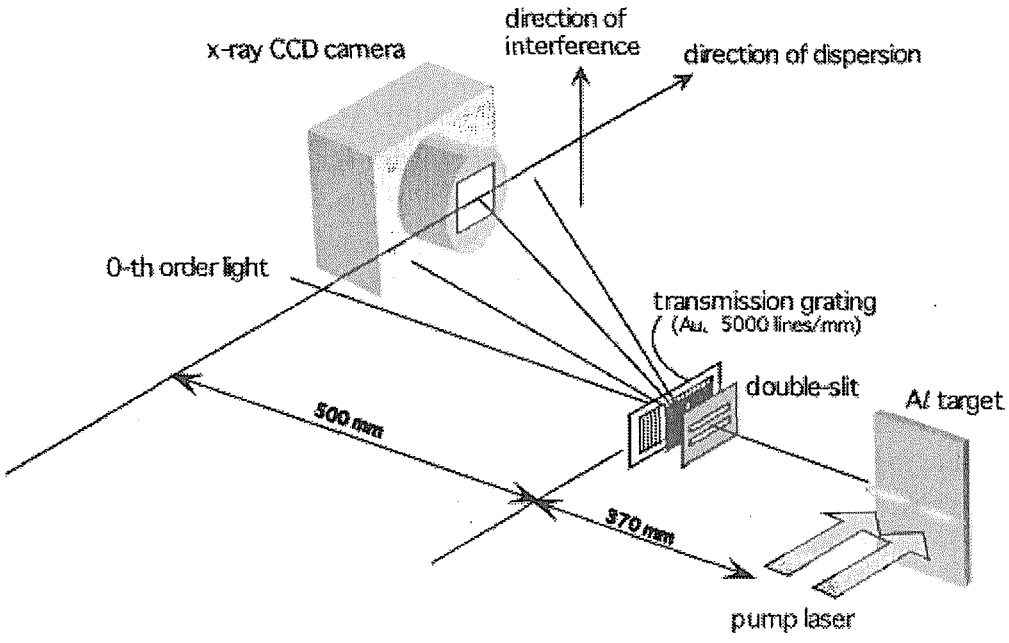


Fig. 1 Schematic diagram of spatial coherence measurement

2 Experimental results

Emission spectra were observed mainly in the wavelength range from 12 nm to 16.5 nm including the Al XI 3d-4f transition line. The plasma configuration was the double-target one and the x-ray output was the single-pass case. In this preliminary experiment the double-slit used had a 24 μm or 50 μm separation. An example of spectrophotograph taken by the CCD camera is shown in Fig.2 where the slit separation was 50 μm. Fringe pattern has been observed for the Al XI 3d-4f line, with the fringe separations consistent with the calculated value. The measured interference pattern was analyzed with comparing the calculation that was based on two-beam interference with partially coherent light in the two-pinhole geometry [7]. We assumed the source intensity profile as Gaussian in our calculation [8]. One of the results of calculation for a slit separation

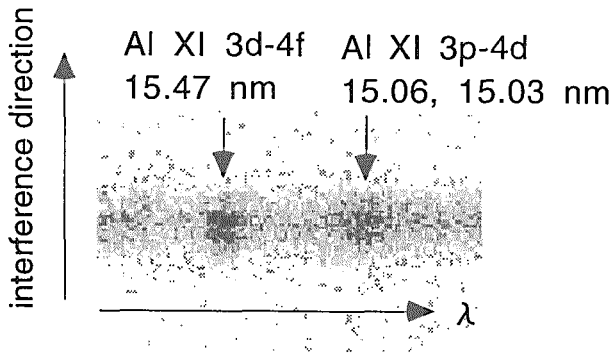


Fig. 2 Dispersed Young's interference output for the Al XI 3d-4f line and its neighborhood.

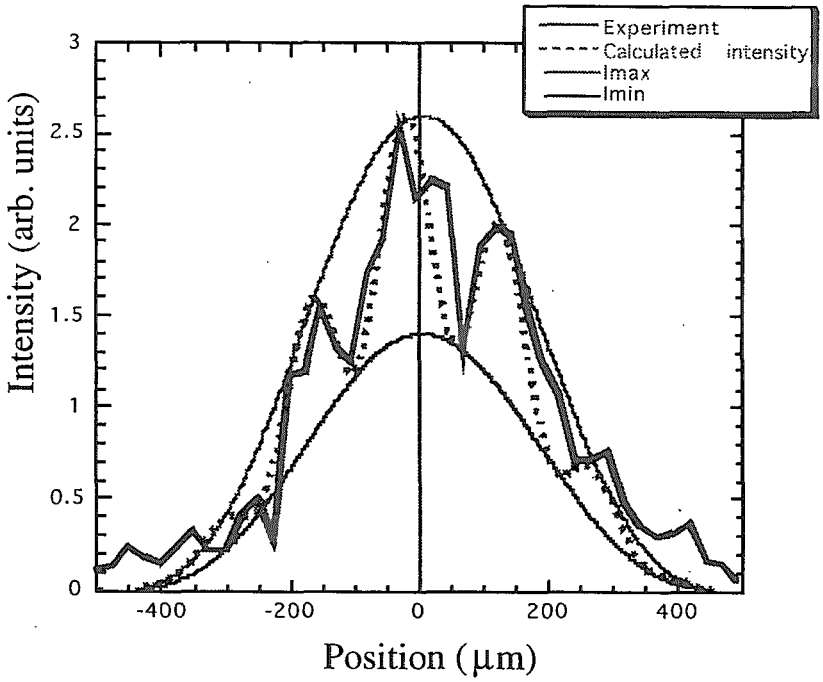


Fig. 3 Experimental interference pattern for 15.47 nm radiation in the first order diffraction (thick curve). The slit separation is 50 μm. Calculated intensity from Gaussian source model is shown as a dotted curve. Two thin lines represent the envelopes of intensity maxima, I_{max}, and minima, I_{min}, of the interference pattern. The prameters in the calculation are as follows: source width is 66.5 μm (fwhm), source-to-interference optical axis misalignment is 17 μm.

of 50 μm is shown in Fig. 3 along with the measured result. The fringe visibility in this measurement is determined to be 0.3. On the other hand, fringe patterns were not clear for the non-lasing lines around 15.1 nm including the Al XI 3p-4d transition line, whose fringe visibility was 0.06.

4. Conclusions

The dispersing coherence diagnostic system has been constructed to measure the spatial coherence of our x-ray laser source. In the preliminary experiment, the fringe pattern representing the interference from the pair of Young's slits has been observed for the Al XI 3d-4f line, while there has not been observed the fringe visibility for the other non-lasing lines.

Measurements will be continued using other slit pairs and under the various configurations of x-ray laser amplification. The data accumulated would clarify the spatial coherence of our x-ray laser source and its build-up in an x-ray laser cavity.

References

[1] N. M.Ceglio, D. G. Stearns, D. P. Gaines, A. M. Hawryluk, and J. E. Trebes, Opt. Lett. **13**, 108 (1988).
[2] P. Lu, E. Fill, Y. Li, J. Maruhn, and G. Pretzler, Phys. Rev. A **58**, 628 (1998).
[3] M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, C. H. Moreno, B. R. Benware, and J. J. Rocca, Phys. Rev. Lett. **79**, 2799 (1997).
[4] Y. Liu, M. Seminario, F. G. Tomase, C. Chang, J. J. Rocca, and D. T. Attwood, Phys. Rev. A **63**, 033802 (2001).
[5] N. Yamaguchi, T. Hara, T. Ohchi, C. Fujikawa, and T. Sata, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 5114 (1999).
[6] N. Yamaguchi, T. Hara, C. Fujikawa, and Y. Hisada, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, L1297 (1997).
[7] B. J. Thompson and E. Wolf, J. Opt. Soc. Am. **47**, 895 (1957).
[8] D. T. Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation* (Cambridge University Press, New York, 1999), Chap. 8.

JP0250460

37. Guiding high intensity femtosecond laser pulses in a capillary for a soft X-ray laser

J.Q. LIN H. NAKANO T. NISHIKAWA T. OZAKI and K. OGURI

NTT Basic Research Laboratories, Nippon Telegraph and Telephone Corporation

3 -1 Morinosato Wakamiya, Atsugi, Kanagawa 243-0198, Japan

We succeeded in generating an extended plasma column that was ten times longer than the Rayleigh range by propagating high intensity femtosecond laser pulses in a gas-filled capillary. We obtained a spectral blue shift in the transmitted femtosecond laser pulses with a 5 torr nitrogen-filled capillary and used this shift to demonstrate extended plasma column formation in a gas-filled capillary. We conducted a preliminary soft X-ray laser experiment as an application of this laser-pumped gas-filled capillary.

Key words: short-pulse laser, capillary, guiding, blue shifting, X-ray laser

Many applications in physics require the propagation of intense, femtosecond laser pulses over a distance of several times the Rayleigh range (Z_R). These applications include laser particle accelerators [1], high-order harmonic generation [2] and X-ray lasers [3]. In usual cases, the absence of an additional guiding mechanism would make it difficult to generate a high–intensity field over a sufficient length with a modestly powered, ultra-short pulse laser, since the maximum vacuum focusing length is of the order of the Rayleigh range. Moreover, for intense laser pulses propagating through dense plasma, the interaction length is further limited by ionization-induced refractive defocusing. This means the effective interaction length will be less than the Rayleigh range if only natural focusing is used.

To propagate high intensity laser pulses beyond distance of Rayleigh range of focusing optics, we use hollow capillary to guide intense laser pulses. Several groups have studied ways of guiding a high intensity femtosecond laser pulse over many times the Rayleigh range of focusing optics in a hollow capillary in a vacuum [4-6]. However, in terms of the practical application of this guiding technique, no one has yet realized a laser pulse capable of such propagation. It is essential to form an extended plasma column in a capillary. This makes it important to investigate high intensity laser pulses propagating in a capillary that contains plasma. The idea of laser pulse propagation beyond the Rayleigh range in a capillary containing plasma can be realized by injecting gas into a hollow capillary tube, and simultaneously employing guided high intensity laser pulses to ionize the gas over an extended region. Figure 1 shows our experimental set up.

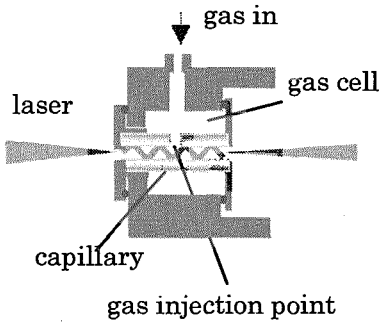


Fig.1 Target configuration of gas-filled capillary

In the experiment of laser propagation in the gas-filled capillary, the first point to be clarified was

whether the gas in the capillary could seriously attenuate the laser energy when the propagated laser intensity was sufficiently high to ionize the gas. Figure 2 shows the measured normalized laser transmission as a function of the backing gas pressure at a laser intensity of 1 x 10 ^{16} W/cm^2. Generally, laser transmission decreases with increasing gas pressure. Increasing the gas density enhances not only absorption but also energy coupling to a high order transverse mode via ionization. The latter effect also reduces the laser throughput as a result of the increased propagation losses of the high order mode, and impairs the output beam quality. Self-defocusing of the incident beam in front of the capillary entrance may also reduce the transmission. Potential applications of femtosecond high intensity laser propagation in a gas-filled capillary, such as that demonstrated by the recombination mechanism soft X-ray laser experiment, usually require a very low operating gas pressure (< 10 torr) [7]. We therefore focused our attention on laser transmission under low gas pressure conditions. Figure 2 reveals that laser energy propagating through a 5 torr nitrogen-filled capillary remains at about 0.9 of the value it exhibits when propagating through the same capillary in a vacuum. Therefore, a slight reduction in the energy (intensity) of propagated laser pulses under low gas pressure will be beneficial in terms of generating an identical ionic state along their propagation path in a gas-filled capillary.

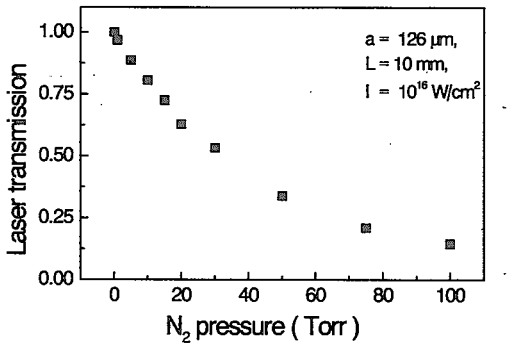


Fig.2 Dependence of normalized laser transmission on backing pressure of nitrogen-filled capillary

The spectral variation in output laser pulses can provide information about the laser propagation situation in a capillary. We employed the spectral change in the output femtosecond pulses from a gas-filled capillary to estimate the length of the plasma column generated in the capillary. Figure 3 shows that the laser transmitted spectrum broadens in relation to the input spectrum after passing through a 10-mm-long nitrogen-filled capillary. Interestingly, the spectral broadening shown in Fig. 3 is only towards the blue side and is significantly different from the experimental result obtained by M. Nisoli et al. for laser propagation in a nitrogen-filled capillary [8], where the broadened spectrum showed both a blue shift and a large portion of red-shift components. The essential difference between these two experiments

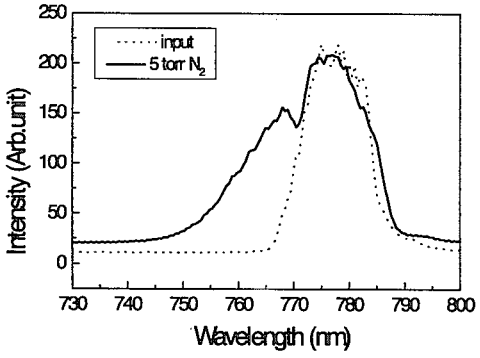


Fig.3 Spectral blue shifting of the transmitted laser pulses after 10 mm long nitrogen-filled capillary, where laser intensity is 10^{16}W/cm^2 and radius of capillary inner hole is 126 μm.

is the laser intensities that were employed. In Nisoli's experiment, the laser intensity was lower than the multi-photon ionization or self-focusing threshold, thus neutral electronic nonlinearity played a major role in the spectral broadening, and the self phase modulation process induced by neutral electric nonlinearity shifted the broadened spectrum towards both the blue and red sides. However, the laser intensity used in our experiment was about 10^{16} W/cm^2, for which a significant proportion of the nitrogen valence electrons was ionized around the pulse peak. Under low gas pressure, the optical field ionization process can cause a rapid increase in electron density, and hence a decrease in refractive index. This leads to the complementary effects of spatial defocusing and spectral broadening. The plasma-induced spectral shift [9] can be described as $\Delta\lambda = \frac{\lambda_0 L}{c}\frac{dn}{dt}$, where λ_0 is the incident laser wavelength, L is the length of the gas ionization region, and n is the plasma refractive index: $n = (1\text{-}Ne/Ncr)^{1/2}$, where Ne is the electron density and Ncr is the critical density. As the ionization process is irreversible on a femtosecond time scale, this corresponds to $\frac{dn}{dt} < 0$ during the whole laser pulse duration, which makes the spectrum shift only in the blue direction. The blue spectral shift under low operating gas pressure obtained above becomes obvious only when the gas ionization region L is sufficiently long. When we simply focused the laser pulses at the same intensity into a 5 torr nitrogen gas cell without using a capillary (the length of the nitrogen gas ionization region under this condition is about twice the Rayleigh range of the focusing lens), or when we guided the laser pulses in the same capillary without filling it with nitrogen gas, we were unable to observe any obvious spectral blue-shift component for either case. The above experimental results indicate that the laser ionization range in a 5 torr nitrogen-filled capillary is a distance much greater than double the Rayleigh range.

In the experiment, we simultaneously monitored the duration of the output laser pulses and found that they exhibited a slight broadening in their temporal duration. The measured pulse duration was typically about 120 fs under the above experimental conditions. From the measured laser parameters (focus spot size, pulse duration and laser transmission) at the capillary exit, the estimated output laser intensity was about 10^{15} W/cm^2. We can therefore infer that plasma is created along the whole length of the capillary ($> 10\, Z_R$).

By exploiting the propagation of intense femtosecond laser pulses over several times the Rayleigh range in a gas-filled capillary, we were able to carry out an experiment in which we employed a laser-pumped gas-filled capillary for soft X-ray laser recombination. Figure 4 shows the measured axial soft X-ray emission from a nitrogen-filled capillary pumped by femtosecond laser pulses. We obtained this result with a soft X-ray transmission grating spectrometer, which we have described elsewhere [7]. We can see clearly that the transition 3s–2p(N^{2+}) at 45.2 nm is anomalously strong at backing pressure of 0.5 torr. From our previous research [7] we know that this anomalously strong emission can be attributed to the realization of a population inversion between energy levels 3s and 2p. Compared with our previous work in which a soft X-ray emission was obtained from a laser-pumped gas cell, an obvious feature of the present result is that the candidate lasing line at 45.2 nm is much stronger if we normalize the

experimental data. We ascribe the enhanced soft X-ray emission to the longer plasma column formed in the present experimental set up. The other feature of the present experimental result is that high order harmonics emerge at lower gas pressure. The strong high order harmonics that emerge at a lower gas pressure with a gas-filled capillary than with a gas cell can be explained as follows. The phase mismatch between the pumping laser and the harmonics, which usually occurs while focusing laser pulses in a low pressure gas cell, is reduced due to the guiding effect of the laser pulses in the gas-filled capillary, and this enhances the generation of high order harmonics [2].

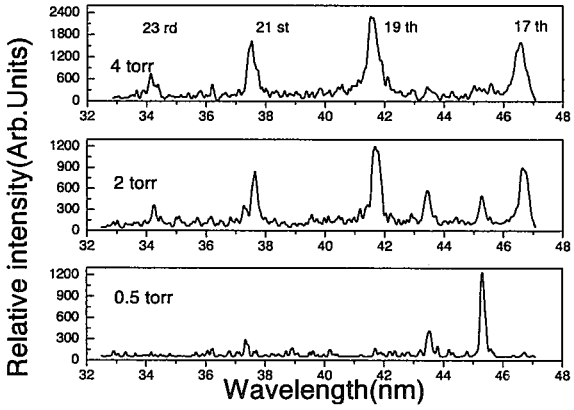


Fig.4 Axial soft X-ray emission was obtained from laser-pumped nitrogen-filled capillary, where input laser energy is 40 mJ and pulse duration is 100fs. The capillary length and radius of inner core are 10 mm and 126μm, respectively.

In conclusion, a plasma region with a length greater than 10 Z_R in a gas-filled capillary is generated by propagating high intensity (> 10^{16} W/cm^2) laser pulses. An anomalously strong soft X-ray emission at 45.2 nm was obtained from a laser-pumped nitrogen-filled capillary. A scheme involving the use of a femtosecond laser to pump a gas-filled capillary shows great potential as regards the realization of soft X-ray lasers with a large gain length product.

References

[1] K. Nakajima et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 4428(1995); A. Modena et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-24**, 289 (1996).

[2] A. Rundquist et al., Science **280**, 1412(1998).

[3] D. Korobkin et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1607 (1998).

[4] S. Jackel et al., Opt. Lett. **20**, 1086 (1995).

[5] M. Borghesi et al., Phys. Rev. E**57**, R4899 (1997).

[6] C. Courtois et al., J. Opt. Soc. Am. B **17**, 864 (2000).

[7] P. Lu et al., Opt. Comm. **170**, 71-78 (1999).

[8] M. Nisoli et al., Appl. Phys. B **65**, 189 (1997).

[9] S. C. Rae et al., Phys. Rev. A **46**, 1084 (1992).

JP0250461

38. 高温超伝導体ウイグラーの開発

Development of high-T_c superconducting wigglers

松沢秀典*、峰原英介#

*山梨大学　工学部　電気電子システム工学科
〒400-8511 山梨県甲府市武田 4-3-11
#原研東海駐在　関西研　光量子科学センター
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4
Hidenori MATSUZAWA*, Eisuke MINEHARA#
*Faculty of Engineering, Yamanashi University,
Takeda 4-3-11, Kofu 400-8511, Japan
#FEL Lab., Tokai Site, Japan Atomic Energy Research Institute
Shirakata-shirane 2-4, Tokai, Ibaraki Prefecture 319-1195, Japan

As one of applications of high-T_c superconductors, we have developed a high-T_c superconducting wigglers for free-electron lasers. In a previous experiment, a pair of Bi-based sintered electrodes with a sinusoidal surface was confirmed to deflect intense electron beams (~340 keV, ~1 kA, and ~10 ns) along the wiggled axis for an atmosphere of 0.1-Torr order neon. At present, we have a plan to examine a Bi-based sintered wiggler that is to be inserted into a superconducting linac driven free-electron laser that has lased at a wavelength of ~20 μm with an output of more than 2.3 kw quasi-continuous wave, a world record, at Tokai site, JAERI. As the first step toward the high-T_c superconducting wiggler, a pair of the copper-made electrodes whose dimensions are the same as those of the high-T_c superconducting wigglers was machined and its cooling characteristics were observed. The temperature at the top of the copper electrodes was lower than 40 K.

Keywords: free-electron lasers, high-T_c superconducting wigglers, supertron, superconducting linear accelerator (linac)

1．はじめに

約 15 年前に発見された高温超伝導体の一応用として、山梨大学グループは高温超伝導体ウイグラーを提案し、その可能性を予備実験で以前に示した[1]。その原理は簡単である（図１、図２）。超伝導体は周知のように反磁性特性（マイスナー効果）を有する。したがって、電子ビームが超伝導体に接近すると、そのビームの自己磁場が超伝導体内の誘起遮蔽電流によって遮蔽・反発されて、電子ビーム自身も反発力を受ける。その結果、電子ビームは超伝導円筒（ダクト）の中心軸に沿って進行・伝播する（図１）。一対の正弦波状の超伝導電極（ウイグラー）の間に入射した電子ビームは、二つの電極から反発力を受ける結果、正弦波

状に蛇行しながら進行する（図２）。すなわち、従来の永久磁石ウイグラーと同等の効果を、超伝導体ウイグラーによって実現できる。本方式は、軽く安価であり、液体窒素もしくは冷凍機によって冷却すれば容易に動作状態となる。以前の予備実験では、強電子ビーム (~340 keV, ~1 kA, and ~10 ns) をネオンガス雰囲気中（0.1 Torr の桁）のビスマス系焼結形超伝導体ウイグラーへ入射した。なお、このような超伝導体と電子ビーム（荷電粒子）との相互作用を利用して、電子ビームを案内・集束するレンズ系をスーパートロン (Supertron) と命名して、山梨大学グループは提案・開発を続けてきた[2, 3]。

他方では、日本原子力研究所 FEL グループは、超伝導線形加速器によって加速した電子ビーム (~20 MeV) を永久磁石ウイグラーへ入射する方式としては世界で初めて、赤外域レーザ発振 (波長~20 μm, 準連続 2.3 kW 以上) を実現した。それ以来、FEL 出力の世界記録を次々と更新している[4, 5]。この超伝導線形加速器駆動 FEL システムは現在、使用済み電子ビーム回収機構を組み込む改修工事中であり、間もなく完成すれば、装置全体として類例のない高出力・高効率 FEL を目指している。本研究では、このような FEL システムに超伝導ウイグラーを組み合わせることによって、全超伝導 FEL の実現を目指している。

本研究で使用する超伝導体は、ビスマス系焼結形超伝導体（臨界温度~103 K）である。何故ならば、焼結形超伝導体は粒径~10 μm の粒子が弱結合した状態であり、フェライトコアと非常に類似した構造を有する。フェライトコアが印加高周波磁場に対して良好に動作すると同じように、焼結形超伝導体の粒子内の誘起遮蔽電流は、外部高周波磁場に対して速く立ち上がる（フェライトコア・モデル[2, 3]）。

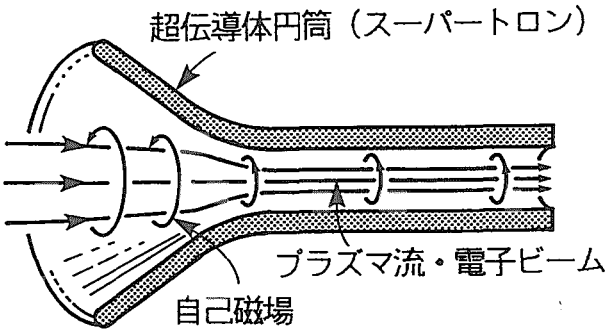


図１． スーパートロンの動作原理

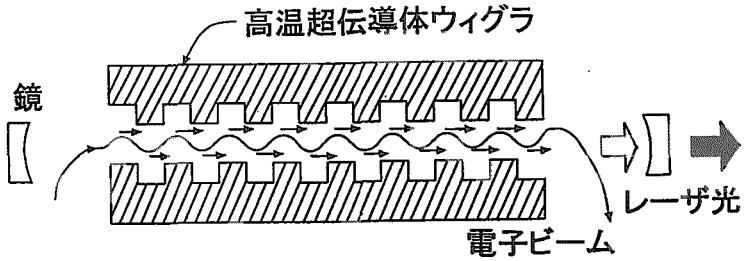


図２． 高温超伝導体ウイグラーを用いた自由電子レーザ (FEL) の概念図

2．実験装置の準備状況

超伝導ウイグラーを実験する前に、ウイグラーの冷却、ウイグラー中の電子ビーム通過特性、真空系統の確認などを目的として、まず、超伝導ウイグラーと同一寸法の銅製電極（ウイグラー）を用意して予備実験することにした。図３に銅製ウイグラーの形状寸法を示す。全長 100 mm、ウイグラー部の幅 20 mm、一周期長 4 mm、溝の深さ 1 mm である。同一形状の電極を半周期ずらして対向させる（図２）。組み立てた銅製ウイグラーの外観を図 4 に示す。また、銅製ウイグラーを冷凍機のコールドヘッド上に設置して、冷却特性を測る概略図を図５に示す。銅製ウイグラー上面の冷却到達温度は 40 K を下回り、使用予定の超伝導体の臨界温度よりも十分に低い値になった。

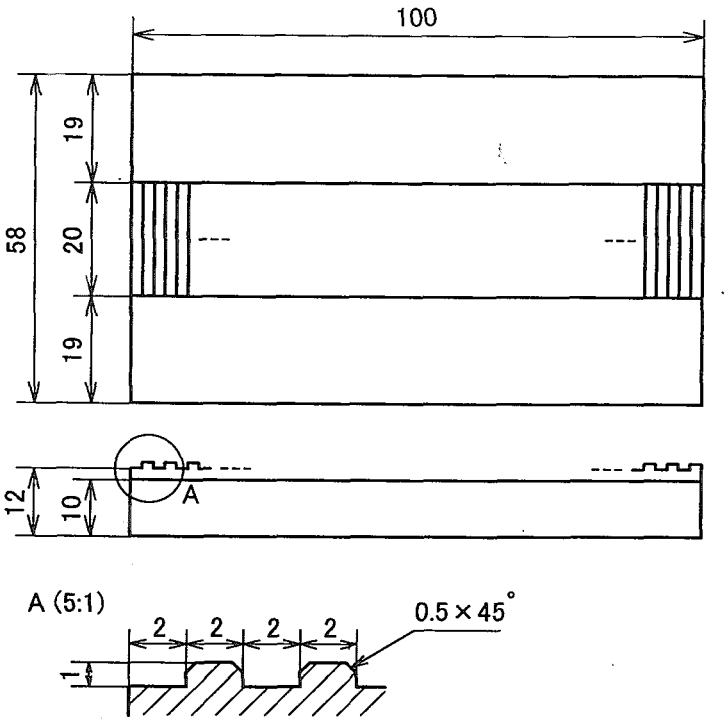


図 3. 試作した銅製ウイグラーの寸法図

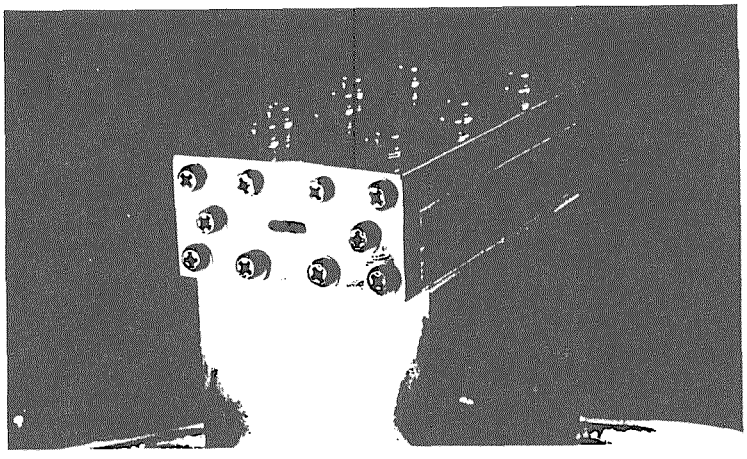


図 4. 組み立てた銅製ウイグラーの外観

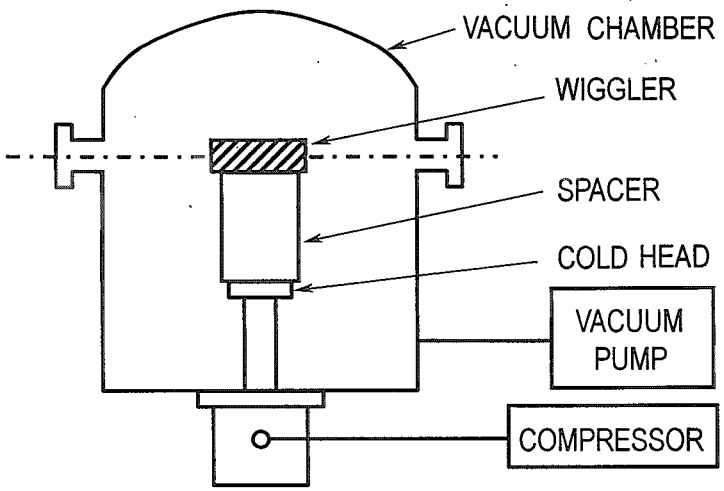


図５． 銅製ウイグラーの冷却特性を測定する概略図

３．今後の方針

銅製ウイグラーの冷却特性を確認した後に、そのウイグラーを原研 FEL の電子ビームダクト中に設置できるように周辺設備の整備を進める。その後に、電子ビームを実際に通過させて、FEL 装置全体が順調に稼動することを確認する。ただし、これらの作業は、FEL 本機運転の合間を縫って遂行する必要がある。

参考文献

[1] H. Matsuzawa, Y. Ishibashi, M. Ariizumi, and H. Saegusa, Appl. Phys. Lett. 59 (1991) 141-142

[2] H. Matsuzawa, J. Appl. Phys. 74 (1993) R111-R131 [Erratum: ibid. 76 (1994) 624]

[3] H. Matsuzawa, K. Mikami, and A. Ibi, Appl. Phys. Lett. 78 (2001) 3854-3856

[4] N. Nishimori, R. Hashima, R. Nagai, and E. Minehara, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5707-5710

[5] R. Nagai, R. Hashima, N. Nishimori, M. Sawamura, T. Shizuma, and E. Minehara, J. Nucl. Sci. Technol. 38 (2001) 15-18

JP0250462

39.High repetition rate grid pulser for thermionic electron gun for BINP FEL.

E.A.Kuper, V.K.Ovchar

Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia.

Abstract.

Grid pulser was designed for electron gun of free electron laser. Grid pulser, power supply and control system are under high voltage 300 kV inside electron gun, filled SF6 gas. The main parameters of grid pulser are:

Very wide repetition rate	0-22,5 MHz
Output pulse voltage	120 V
Output current (50 Ω load)	2,4 A
Pulse duration (FWHM)	1,3 ns
Jitter between fiber optic triggering and output pulse is less than	50 ps

The circuit diagram of grid pulser includes fiber optic triggering, time diagram circuit, two transistor gates, short circuit coaxial line and SRD (step recovery diode) switch. The grid pulsar reliable works during more then three years.

Keywords : Electron gun, Electron accelerator, Grid pulser, Pulse generator, Modulator of cathode-grid unit

Introduction.

A grid pulser was dedicated for 2-MeV injector of the Novosibirsk high power free electron laser. Injector consist of a 300 keV electron gun, one bunching and two accelerating RF cavities with RF generators, vacuum system, magnetic system and a beam dump. The electron gun uses a cathode-grid unit and provides an electron beam with average current 45 mA, repetition rate 22.5 MHz and peak current 2 A . The RF system operates at 180 MHz frequency. The CW RF power supply provides up to 260 kW output power. The injector will serve as the beam source for the accelerator-recuperator of the high power free electron laser, which is under construction in Novosibirsk now [1].

A general view of the electron gun manufactured at INP SB RAS is presented in Fig.1.

1. The cathode-grid unit

The electron beam source is the thermionic cathode-grid unit, which is a metal-ceramic construction with cylindrical electrode leads, the sponge-metal oxide cathode and one ore two control grids. The pulses from the grid pulser were received by the cathode but the grids have a constant voltage and guarantee the grid pulser output protection during HV discharges in the accelerating tube. The microwave collet of the cathode-grid unit is designed to provide minimal additional inductance and capacitance between the cathode and grids. It also eliminates the necessity of forced cooling of the ceramics. Excessive heat is removed from the ceramics by a special radiator with a small parasitic capacitance.

2. The grid pulser.

The grid pulser is used, together with the cathode-grid unit, to form short electron bunches. The grid pulser is a former of strong and short voltage pulses with a wide range of repetition rate on the cathode .

The block diagram of our grid pulser is similar well known solutions [2,3] and is shown in Fig.2.

The grid pulser is started by the leading edge of a 10 ns pulse from the fiber-optical cable. The optical receiver consists of a HFBR2524 microcircuit and an AD9696 TTL comparator. The leading edge of a TTL signal from the comparator exit starts two sequential pulse formers. The formers form a 10ns pulse and, after a 5 ns delay, a 5 ns pulse. The first pulse switches on current key.K1 with a current of 4A. This key provides charge accumulation in a step recovery diodes (SRD). Switch K1 is switched off but switch K2 is switched on. With this a current polarity reversal an energy accumulation in the accumulation line L1 takes place. After a clean-out of minor charges in the SRD there is occurs a sharp restoration of SRD resistance and the energy accumulated in line L1 is sent to the load (the cathode). Pulse duration is determined by the length of line L1 and pulse amplitude is determined by the amplitude of the current accumulated in line L1. For the purpose of current increase the non-symmetrical values of the supplying voltages of keys K1 and K2 were chosen. It is interesting that output voltage three times more then voltage of power supply. The main parameters of the grid pulser are :

- Amplitude of the voltage in the load 120-150 V
- Output current 2.4-3 A
- Pulse duration 1.3 ns
- Repetition rate 0-22.5 MHz
- Power consumption at a maximum repetition rate 50 W

General view of grid pulser and microwave collet presented in Fig 3.
Fig 4 and Fig 5 show the output signals from grid pulser, measured by an oscilloscope TDS3052 with bandwidth 500 MHz.

3. Design of the grid pulser.

The main problem to design very high frequency devises is to get very low parasitic inductance and capacitance. So we use metallic tapes instead wires. We cut all components leads as short as possible. We mount the critical parts not on the printed board. but in air. Though the design of grid pulser was very careful, there was some problems with output-input parasitic feedback. Output signal is 120V but input signal on the photodiode is about 100mV, the output-input distance less then 80mm and the band width more then 300 MHz. It is difficult to shield output signal which feed cathode-greed unit. So input part must be shielded very carefully.

The second problem is high dissipated power on a small area. This problem was solved by a big heat sink, good heat-conductance from the powerful components and using the BeO ceramic. The treatment with Be ceramic must be careful because of its dust toxicity.

4. Power sources for the grid pulser and cathode-grid unit.

The power sources are intended to feed the grid pulser and of the injector, under computer control. Remote adjustment is used for : filament voltage, cathode bias voltage , voltage of the grid 2 and positive voltage of the grid pulser. Remote measurement is applied to all the voltages of the power sources and currents.

The power sources are located in the immediate vicinity of the cathode-grid unit. Power sources and grid pulser are at a potential of -300 kV. Power isolation is executed through a high-voltage gas-isolating transformer, to which a current of a 20 kHz frequency is applied from the inverter. The sources are controlled through a communication block and two optical

cables. The control board provides monitoring and control over the power sources with the help of a 4-channel, 12 bit DAC and a 16-channel, 12 bit ADC through the computer.

5. The fiber-optical isolating system.

The fiber-optical isolating system is used for sending control signals from the control cables to the high potential of -300kV and back. To input signals from the control cables to the tank with increased pressure of the SF_6 gas (1.3 ati), a glass vacuum-tight connector is used. Adjacent to this, inside the tank there is the optical converter, which converts electrical signals to optical ones and vice versa. From the converter along the accelerating tube there are placed 3 plastic optic cables . To eliminate break-downs over their surface, voltage is smoothed over the surface of the cables, from the sectionalized divider of the accelerating tube. The starting signal for the grid pulser is transmitted with a special care, to provide minimal signal delay and minimal delay instability. The summary delay at the inside tank transmission is 15 ns .

6. References

[1] N.G.Gavrilov et al, «Status of the Novosibirsk project for a high-power free electron laser» in Free-Electron Laser Challenges, Proceedings of SPIE, 2988, 185(1997)
[2] R.F. Koontz, IEEE Trans. Nuclear Scien. 26 (1979) 4129
[3] N.Nishimori, R.Nagai, R.Hajima, T.Shizuma, E.I.Minehara, "A thermionic electron gun system for JAERI superconducting FEL. Nucl. Int. and Meth.

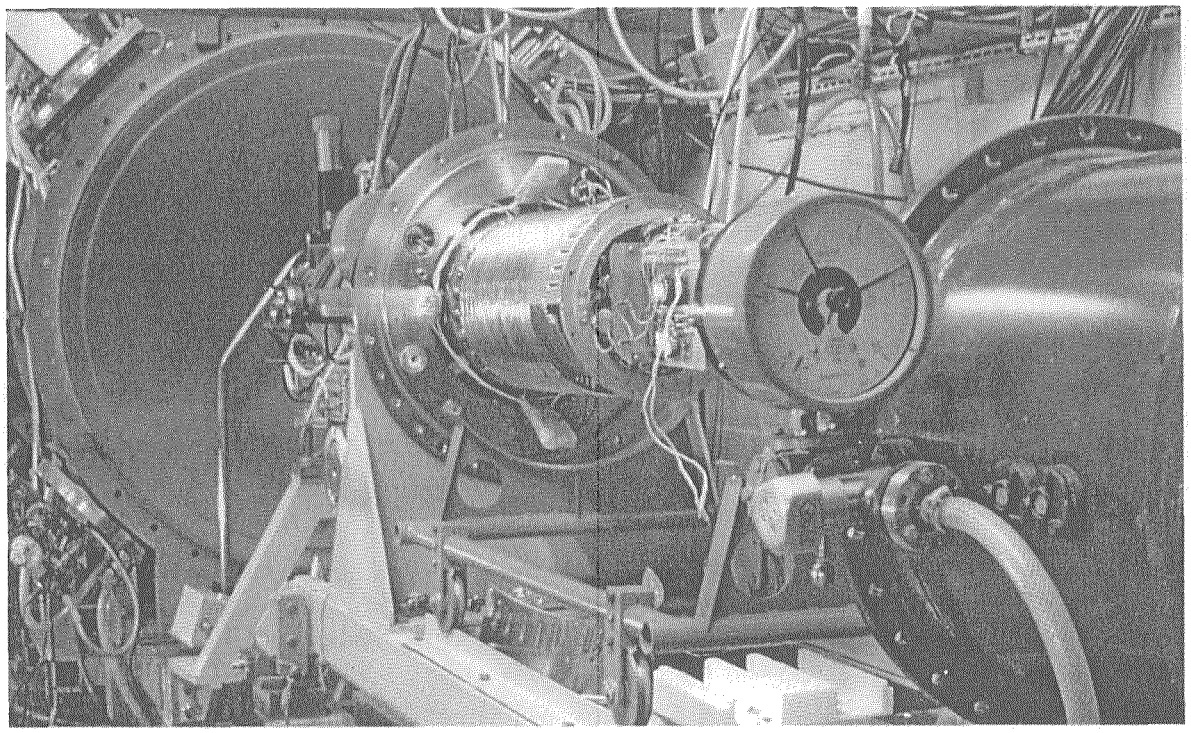


Figure 1: General view of the electron gun.

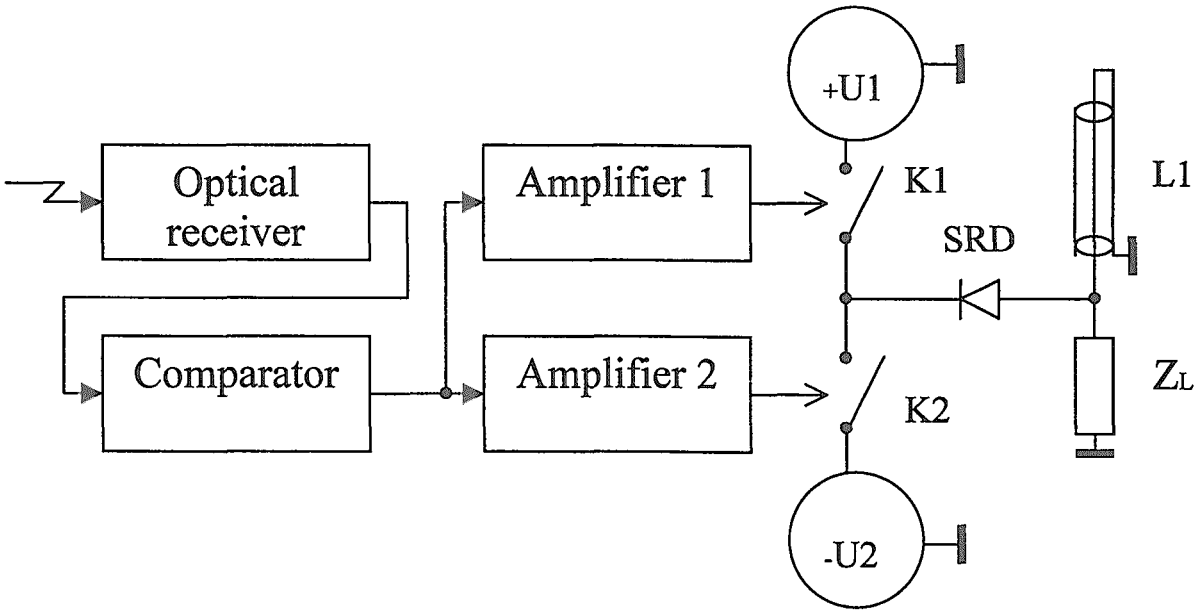


Figure 2: Block diagram of the grid pulser.

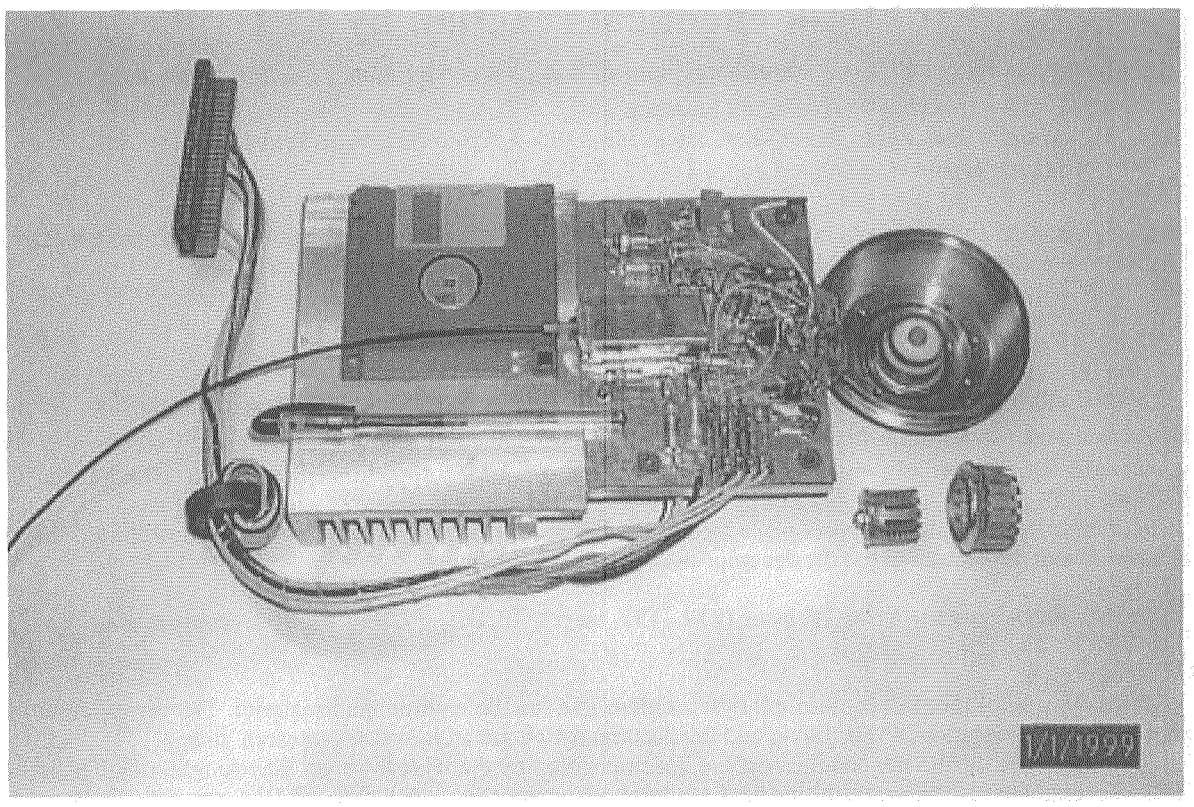


Figure 3: General view of the grid pulser.

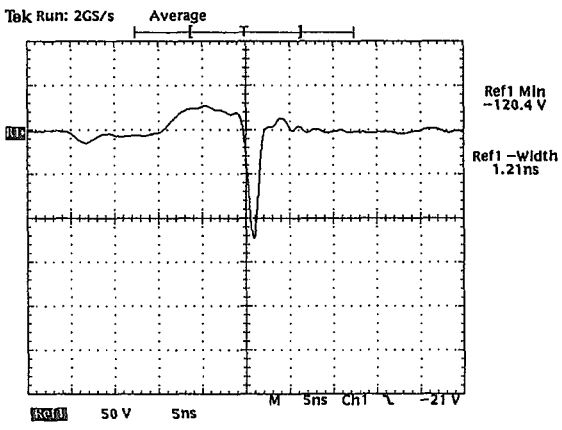


Figure 4:
Shape of the output signal
on the load 50 Ω

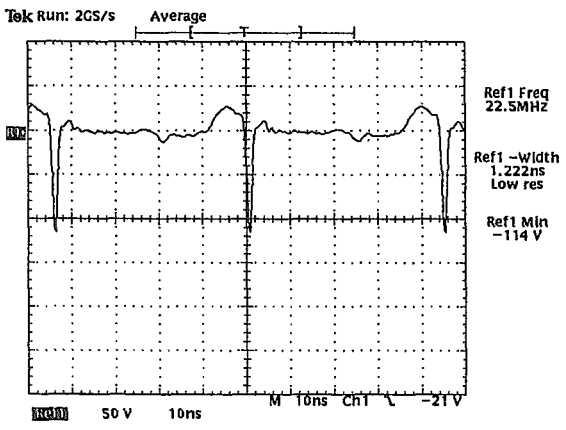


Figure 5:
Shape of the output signal
with repetition rate 22.5 MHz.

JP0250463

40. Study of bulk chemical reaction by FEL

Toshihiko Yamauchi, Eisuke Minehara, Shinichi Itoh+, Yasutaka Kamei+, Takehito Hayakawa, Toshiyuki Shizuma
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan 319-1195, + Kyoto Biseibutsu kenkyujo
ytmauchi@popsvr.tokai.jaeri.go.jp, Tel292825285, Fax292826057

Two application studies associated with the free electron laser are presented separately, which are the titles of "(1)Decomposition of Dioxin Analoguies" and "(2)Ablation Study for Carbon Nanotube".

(1) Decomposition of Dioxin Analogues

The decompositions of dioxin analogues by infrared (IR) laser irradiation are based on the thermal destruction and the multiple-photon dissociation. It is important for the decomposition to choose the laser wavelength which is highly absorbed. Here, the wavelength of 7 μm oscillated by FEL was irradiated into PCDDs and PCDFs.

The thermal decomposition takes place by the irradiation of the low IR laser power. It is proposed that the adjacent water molecules assist the decomposition of dioxin analogues.

Keywords : Dioxin, IR laser (FEL, CO_2 laser), PCDD, PCDF, PCB, Decomposition

1. Introduction

The generation of dioxin becomes a large problem as a hostile environment material. The measurement for controlling the generation of this dioxin and the decomposition are an important research theme.

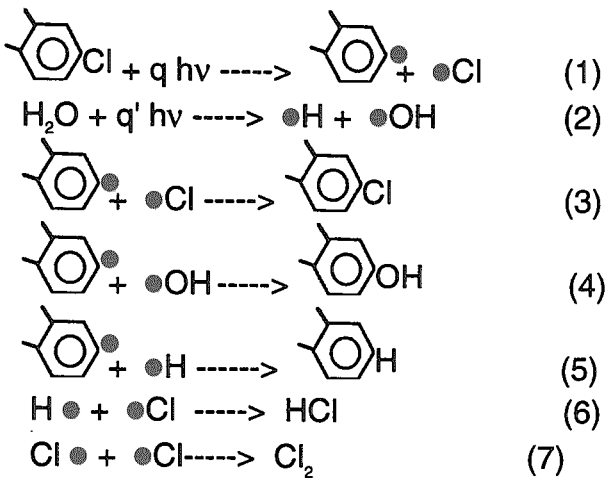
It is studied here to find the condition of the decomposition by the wide infrared wavelength range of JAERI FEL. To begin with, the possibility of the photolysis using the wavelength of 10.6 μm by CO_2 laser was examined. The FEL (7 μm, 22 μm and 25 μm are chosen) being available to change the wavelength in the infrared region as well as CO_2 laser was used[1]. And, OCDD (Octachloro dibenzo-para-dioxin) and OCDF (Octachlorodibenzofuran) whose toxicity equivalency quantity (TEQ) was the lowest were initially chosen[2] 、and then PCB, PCDDs (Polychlorinated dibenzo-p-dioxins) and PCDFs (Polychlorinated dibenzofurans) were also chosen.

2. Decomposition reaction of dioxins

One of the decomposition of dioxin by IR laser is the dechlorination, which becomes the free radical after removing the chlorine. The reactions are shown in eqs.(1)-(8).

where  is the dioxin, q and q' are the photon count, qhν (ν is the laser frequency) is the laser energy. The eq.(1) shows the dechlorination by the absorption of laser, and eq.(2) shows the dissociation of surrounding water with dioxins (dissociation rate:11%). The free radical of dioxins combines with the atoms of chlorine, or hydrogen, or hydroxyl radical (eqs.(3)-(5)).

The another advanced reaction is the combustion reaction, which produces CO_2 combined with Oxygen, etc.



3. Experimental arrangement

The laser beam was focused on the dioxin sample by the lens and the focusing radius was ~ 50 μm. The FEL laser of 600 μs pulse duration (macropulse) with the repetition frequency 10 Hz is composed of the pulse train of 1~40 ps (micropulse) with the repetition rate 10.4 MHz. The laser power of the macropulse was 10~20W, and the power of the micropulse was 1~10 MW. The CO_2 laser power was 10 W, the pulse width could be varied from milli-second to continuous.

4. Experimental result

The strong absorption spectra of dioxin OCDD exists at wavenumbers 999 cm-1 and 1425 cm-1 from the Fourier transform infrared (FTIR) absorption spectrum[3]. Three samples (first one was left in the chemical laboratory, second was irradiated and third was not irradiated) were made using the liquid of dioxin dissolved in toluene.

The experimental result of decomposition efficiency (dioxin quantity of (without - with irradiation) x 100/dioxin without irradiation) over 90 % was obtained by the following method. In the first place, the wavelength 10.6 μm (pulse width : 80 μs, laser power : 4 W, 50 minutes' irradiation) was irradiated into the octachloride dioxin, and the decomposition rate was high, which was measured by gaschromatograph. Next, the wavelengths 22 μm and 25 μm were irradiated into the same octachloride dioxin, and the decomposition could not be clearly observed. The experimental result of the decomposed dioxin quantity on laser wavelength is represented in Fig.1[4].

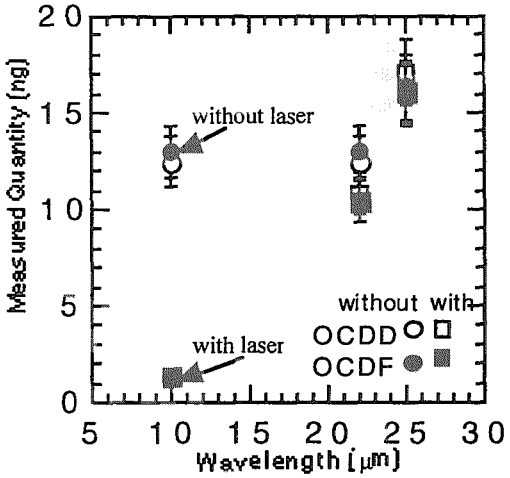


Fig.1 OCDD and OCDF decomposition quantity depedent on incident laser wavelength.

Next, the dioxin sample mixed with TCDDs, TCDFs, PCDDs, PCDFs, HpCDDs, HpCDFs, HxCDDs, HxCDFs, OCDD, ODCF, and PCB sample were used. In our experiment, the decomposition efficiency of TCDD was higher than OCDD, and the decomposition efficiency of PCDFs was higher than PCDDs except for OCDD at 7 μm irradiation. The decomposition rate of PCB was 88.7 % [5].

5. Summary

The decomposition of the dioxin was studied using four infrared wavelengths. As the result, the decomposition successfully observed by irradiating with the infrared laser. The followings were clarified by the experiment.

(1) By irradiating with the wavelength 10.6 μm which is aaround the peak of infrared absorption spectrum, the decomposition of dioxin was observed.

(2) At the the wavelengths 22 μm and 25 μm, the effective decomposition could not be observed.

(3) The resolved dioxin did not become the 4~7 chloride dioxin, or it was decomposed into other chemical substances or the 1~3 chloride dioxin. The noxious dioxin disappeared.

(4) The hydrogen atom and hydroxye radical desociated from water by laser play an important role into the free radical of dioxins.

(5) By irradiating with the wavelength 7.0 μm of FEL, PCDDs and PCDFs were decomposed.

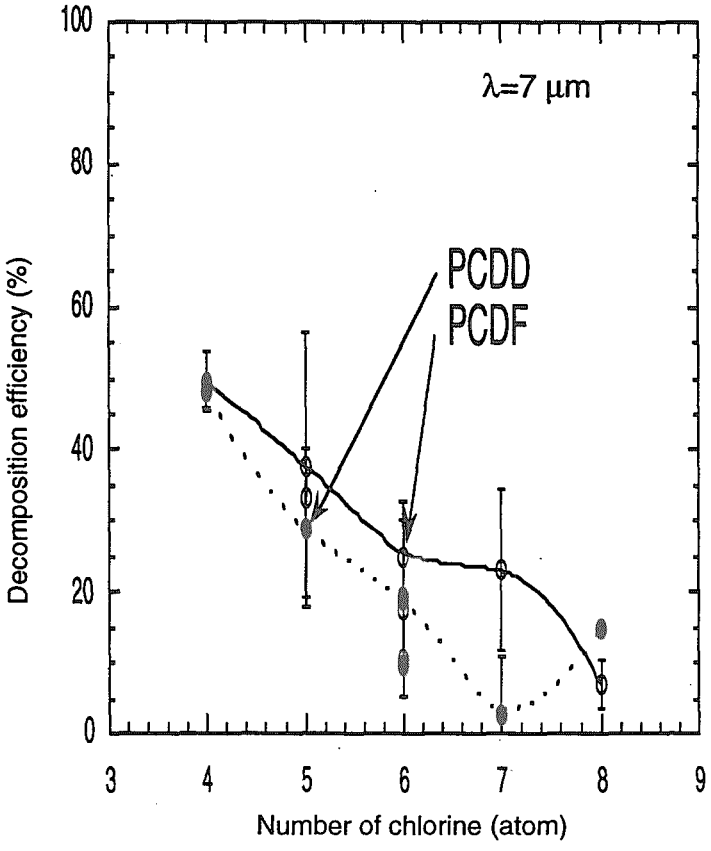


Fig.2 Decomposition efficiency by FEL

References

[1]N. Kikuzawa et al. : Nucl. Inst. and Meth. A331, 276 (1993).

[2]edited by J. Kanei : "Daiokisinrui Sokutei Manyuaru", Kougaitaisaku Gijyutu Doyukai Vol.33, 77 (1997).

[3]S. Sommer et al. : Analy. Chem. 69,

1113 (1997).
[4]T.Yamauchi et al.: Soc. of Environ. Sci. .13, 383 (2000).
[5]T.Yamauchi et al.: Soc. of Environ. Sci. .14, 73 (2001).

(2) Ablation Study for Carbon Nanotube

The laser ablation is studied for the aim of a carbon nanotube synthesis. The vapor of the ablation is weakly ionized in the power ranges of several~hundred megawatts. The plasma internal energy is kept over an 8.5 times longer than the vacuum. The cluster was produced from the weakly ionized plasma in the enclosed gas. The cluster is composed of the rough particles in the low power laser, which is contrast with the high power composed of the fine particles.

Keywords: Nanotube, Laser ablation, FEL, Plasma

1.Introduction

It is well known the nanotubes[1] are useful for the materials of field emission[2] and hydrogen occlusion[3]. However, the mechanism of its synthesis is not clear yet, and it is difficult to produce the mass synthesis by the method of arc discharge[1] or YAG laser ablation[4] except for the chemical vapor deposition (CVD)[5]. The nanotube by the former has a perfect structure and a good mechanical strength and a good electrical conductivity more than the latter. Therefore, the FEL with a high power of GW and a controllable laser wavelength is considered to be useful for the mass synthesis of single wall nanotube (SWNT) . Before this synthesis, the fundamental study of laser ablation in the rare gases was performed. It is found that the weakly ionized vapor by the laser ablation is kept for a long time in the gas, which means the high collision frequency of particles for clusters.

2. Experimental arrangement

The experimental arrangement is shown in Fig.3. The laser beam was 1.5 mm in radius after passing through the aperture and a pair of lens. The laser beam was irradiated on the target and the target was rotated by the shaft and the vapor was produced about 90 times. The vapor expanded toward the the same direction with laser. A used diagnostic instruments are as follows; weakly ionized gas velocity---Image Intensified Streak Camera and the double probe, and spectral line emission---spectrometer (G250). The gas pressure was varied from 0.1 to 10 torr.

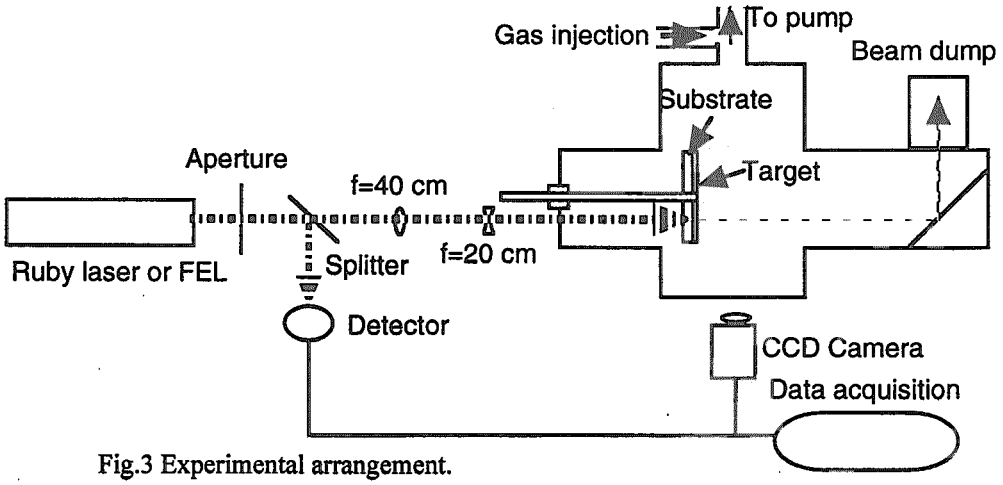


Fig.3 Experimental arrangement.

3. Experimental result

The carbon or metal vapor produced by the laser ablation were weakly ionized, which were plasma[6]. The vapor velocity was strongly affected by the enclosed gas. The collisional ionization---blast wave (interaction length~1 mm)---between the vapor and the enclosed gas and the photoionization (or photoexcitation) by the plasma light and/or the fast electron were observed within 7 cm[7].

The plasma expansion in Xe gas are shown in Fig.4. The ellipsoid in upper figure shows the region of ionization of Xe gas including the Al plasma inside, which is contrast with the lower figure , whose ionized shape is the sphere and the expansion is suppressed in the higher gas pressure. These show the extent of electron-Xe neutral gas collisional frequency. Figure 5 shows the plasma expansion and the fast electron observed by the streak camera.

The initial line-averaged electron temperature was ~3.3 eV, which was constant in a varity of enclosed gas pressure. The electron density was ~3×10^{15} cm^{-3}, which was also constant corresponding to the gas pressure. The decay of internal electron energy are shown in Fig.6. The internal energy at 1 torr of Xe gas was 8.5 times larger than in vacuum. This shows that the decay of plasma internal energy is controlled by the enclosed gas.

The average ion velocity was 1.3×10^6 cm/s at the condition of 1×10^{-5} torr and laser intensity 84 MW/cm^2. The neutral gas velocity in a plasma estimated by the theoretical equation is 5.2×10^5 cm/s. The ion velocity is nearly two times faster than the neutral gas velocity. In the enclosed gas, the plasma velocity becomes slow. The initial plasma velocity 4×10^6 cm/s decreased till the velocity 7.5×10^4 cm/s at the Xe gas pressure of 1.0 torr.

Here, we consider the interaction between the plasma and the enclosed gas. The plasma particle A collides with the enclosed gas B; $A^+ + B \dashrightarrow A + B^+$ ($B^+ \dashrightarrow B + h\nu(1)$) and $A^+ \dashrightarrow A + h\nu(2)$ The spectral lines emitted from the enclosed gas and plasma were measured clearly. In this condition, the plasma was ionized multiplely. The Al II spectral line (6201.7 Å et al.) was emitted strongly by the effect of enclosed gas. It is considered that the cluster is produced by the high collision frequency and the high temperature through the gas blanket.

4.Summary

The ablation study was performed for the aim of nanotubes synthesis. The several mechanisms of nanotube synthesis are presented in ref.[8]. That is, it is considered that the characteristics of plasma by the laser abalation is important. It is understood that the cluster is controlled by laser power, an enclosed gas density, a kind of gas. The author propose that the carbon nanotube is produced effectively by the choice of laser wavelength in FEL. The summaries are as follows;

(1)The plasma was multiplely ionized.

(2) The electron internal energy in enclosed Xe gas (1 torr) was improved by 8.5 times compared to in vacuum.

(3) The rough cluster was obtained in the low laser power in the enclosed gas, which was contrast with the fine in high power(~100 MW/cm^2).

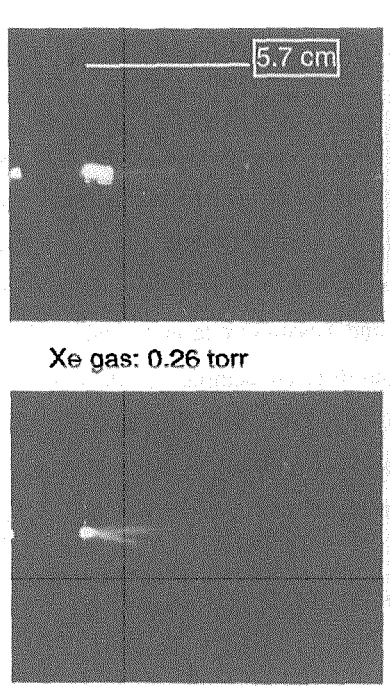


Fig.4 Plasma expansion and ionized gas (shutter: open)

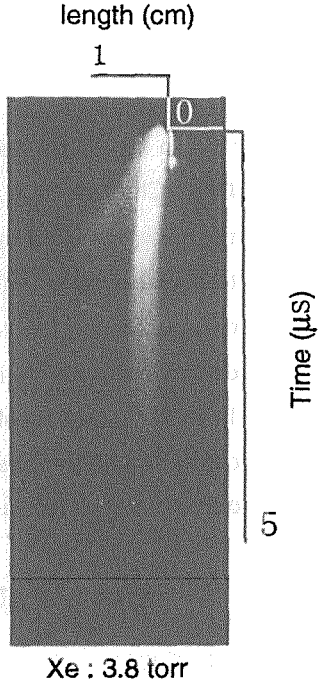


Fig.5 Plasma expansion by streak camera

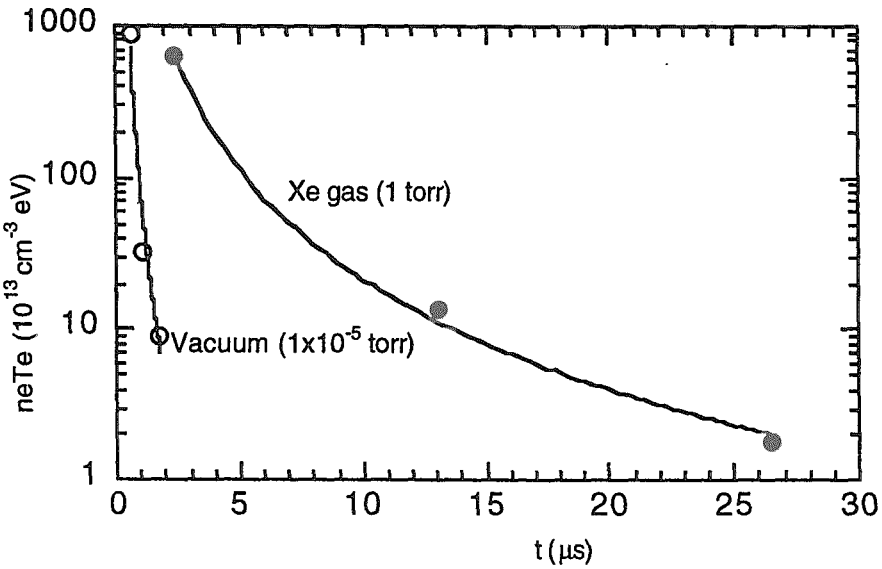


Fig.6 Slow decay of plasma internal energy in enclosed Xe gas.

References

[1]Iijima: Nature **354**, 56 (1991).

[2]A.G. Rinzler: Science **269**, 1550 (1995).

[3]P. Chenbirth et al.: J. Phys. Chem. **B102**, 4253 (1998).

[4]A.Thess et al.: Science **273**, 483 (1996).

[5]H.Dai et al.: Chem. Phys. Lett. **260**, 471 (1996).

[6]T.Yamauchi et al.: J. Inst. Electr. Eng. Jpn. **99**, 8 (1979).

[7]S.O.Dean et al.:Phys. Rev. Letters **27**, 487 (1971).

[8]Y.Saitho et al.: "Kahbon Nanocyubu no Kiso" Korona Co. (1998).

JP0250464

41. レーザートモグラフィーによる光学素子内部の欠陥測定
Defects Density Measurements Inside Optical Materials Using a Laser Tomography Method

杉山　僚、福山裕康
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, Hiroyasu FUKUYAMA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

In the development of high quality and large laser crystals suitable for ultra high peak power CPA (Chirped Pulse Amplification) laser systems, non-destructive method is essential to detect micro defects occurring in the crystal growth. A laser tomography method is devised and applied to measure micro defect density in different types of optical materials such as silicate glass, YAG crystal, sapphire crystals, and Ti:sapphire laser crystals. As a result, the accurate densities of micro defects are measured in four different samples: $2\times10^{10}/cm^3$ for a silicate glass: $5\times10^{7}/cm^3$ for a YAG; $1\times10^{8}/cm^3$ for a sapphire; $1\times10^{10}/cm^3$ for Ti:sapphire crystals, respectively. We also measure the defect densities in Ti:sapphire with different doped concentrations. The results show that measured defect densities increase in proportion to the doped concentration.

Keywords: Laser Tomography, Optical Material, Scattering Signal, Defect Density

1. はじめに

超高ピーク出力 CPA レーザー用の大型結晶の開発を行なうためには、結晶育成中に生じる内部の微少欠陥量を測定・評価し、より高品質の結晶育成を行う技術開発が不可欠である。育成後の結晶の光学特性を評価しつつ、得られたデータと育成中の育成履歴、すなわち、るつぼ温度、結晶育成部温度勾配、結晶回転数などの諸パラメーターを相互比較することは、理想的な大型結晶を育成する上で大変重要である。光透過率、蛍光強度、上準位寿命、レーザー発振特性に代表される光学特性については、分光器や励起用レーザーを使って測定することが可能である。これに対して、光損失に密接な結晶内部の欠陥状態の把握は、従来X線偏光解析法が用いられてきた。この場合には、計測用にあらかじめ薄板のサンプルを作成して測定するため、実際に使用する光学素子内部の欠陥を評価することができない。そこで我々は、シリコンウエハー評価用の３次元計測が可能なレーザートモグラフィー装置[1)~3)]を用いて光学素子内部の微少欠陥の測定技術開発を行っている。この測定技術を確立するために、いくつかの点を考慮する必要があった。すなわち、光学特性が異なるサンプルにおいて、欠陥部から生じる微弱な散乱信号を精度良く測定するためには、カメラノイズの除去、サンプルの光吸収、散乱信号の規格化および二値化演算手法を考慮した測定手法の最適化が必要であった。そこで、無色透明な光学サンプルとしてガラス、

YAG および sapphire 結晶を、またプローブ光の吸収がある Ti:sapphire 結晶について欠陥測定を行なった。その結果、ガラス、YAG、sapphire、Ti:sapphire 結晶の欠陥密度は、各々2×10^{10}、5×10^{7}、1×10^{8}、1×10^{10} 個／cm^3 となった。また、Ti:sapphire 結晶について欠陥密度のドープ濃度依存性を測定した結果、濃度の増加とともに欠陥密度も増加する傾向を示すことがわかったので報告する。

2. 微少欠陥測定装置

当装置は、光源及び測定用光学装置からなる光学ユニット並びに CCD カメラで計測した画像データを解析するためのデータ解析ユニットから構成される（図 1)。光散乱トモグラフィーは、結晶内にプローブレーザー光を入射させて、欠陥部分で生じる散乱光あるいは蛍光を、この入射光軸と直交する方向で検知し解析する装置である。サンプル内部の任意の位置で三次元計測を行うために、サンプルは X, Y, Z 方向に移動可能な微動ステージに配置されている。光学ユニット内の ND フィルターや偏光素子によってレーザー光強度及び偏光状態をサンプルに最適になるように調節したプローブレーザー光を、倍率 20 倍の対物レンズでビームウエスト約 10μm に絞った後に、サンプルに直入射させる。プローブ光通過領域から発光した散乱光あるいは蛍光を 90° 上方に設置した光学顕微鏡を通して CCD カメラで検知する。

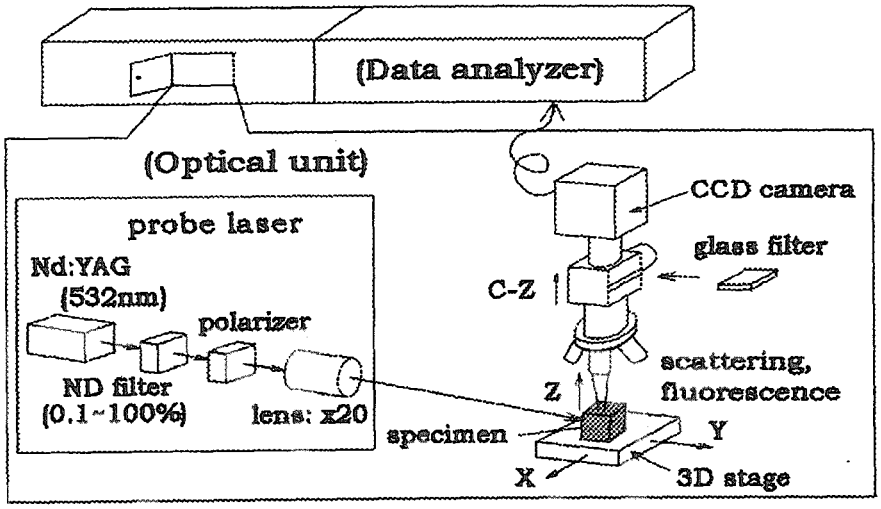


図 1 レーザートモグラフィー装置概念図

3. 実験

標準粒子による欠陥密度測定

本装置の検出限界は解析領域（512×472 画素＝241,664）すべてに 0.4μm の最小欠陥（3×3 画素＝9）が存在した場合、欠陥数は 26851 個であり、体積（204μm×189μm×5.6μm）から最大欠陥密度は 1.2×10^{12} 個／cm^3 となる。また、解析領域内に欠陥が 1 個存在する時の最小欠陥密度は 4.6×10^{6} 個／cm^3 である。そこで、装置の測定分解能及び計測によって得られる欠陥サイズを評価するために、粒径が既知のポリエチレン製標準球形粒子を用いて測定を行った。標準粒子（MORITEX 社製）の直径は各々0.4μm、1μm、5μm で、（χ,

σ）＝1.5%の粒径分布をもち、純水中に分散している。計測時に問題となる粒子の自由度をなくすために、水飴の中に標準粒子を一定量注入し過剰な水分を蒸発させた後、撹拌して測定用サンプルを製作した。水飴と標準粒子の割合は粒径0.4μm時で10:1、粒径1μm、5μmで3:1とし、測定用サンプル中の標準粒子密度はそれぞれ2.90×10^{10}、5.76×10^{9}、5.13×10^{7}個／cm^3に設定した。粒径0.4μmの標準粒子は装置の分解能を確認するために用いた。粒径1μmと5μmのサンプルを用いて、散乱画像から得られるサイズと標準粒子の粒径及び画像情報から算出された粒子密度と標準粒子濃度の設定値及び散乱画像を示す（図 2)。顕微鏡対物レンズの焦点深度は倍率50倍において1.1μmであり、プローブレーザー光のビームウェストが10μmであることから、粒子直径0.4μm、1μmのサンプルを計測した場合には、信号強度は球直径部からの最も大きな散乱によると考えられる。図 2(a)から、最小分解能0.4μm粒径が十分に検出できていることがわかる。しかし、実測された粒子密度は設定値よりも小さい結果となった。これは、標準粒子の不均一分散によると考えられる。画像からも明らかに散乱光の強弱が局部化していることがわかる。従って、最小分解能程度の粒径サイズでは隣り合った粒子を認識できず、1つとして計算してしまう結果、設定値に比べ実測値が極端に小さく見積もられてしまったと考えられる。図 2(b)では、逆に設定値よりも実測値のほうが大きい結果となった。これも標準粒子の不均一分散が生じていることが明らかであるが、(a)よりも影響は小さい。粒径が1μmと2倍になっていることで、隣り合う粒子を比較的認識できていること、水飴中の気泡が設定値と同じオーダーで存在していることにより生じた差であると考えられる。これらに対して図 2(c)では、設定値よりも実測値が極度に大きくなった。この原因は、気泡によると思われる。(c)の画像内に存在する標準粒子数は、14個である。この粒子数と測定部体積（$2.16\times10^{-7}cm^3$＝204μm×189μm×5.6μm）から6.4×10^{7}個／cm^3となり、この値は設定値とほぼ等しい。

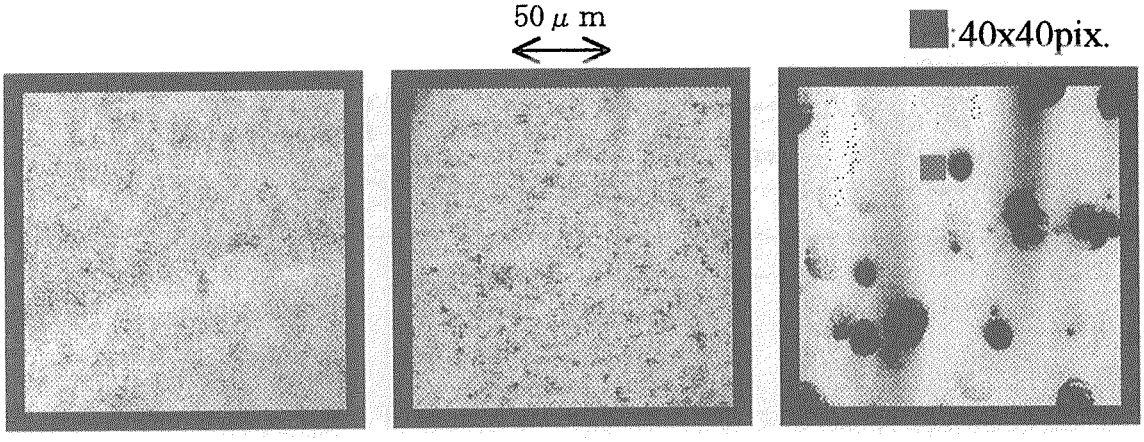


図 2　標準粒子を用いた散乱光測定データ

光学素子の欠陥密度測定

チタンドープ濃度が異なった場合の欠陥分布の違いを調べるため、3種類のチタンサファイア結晶を用いた。図3(a)～(c)に2.5倍の低倍率測定画像の結果を示す。図から、ドープ濃度が最も低い(a)の欠陥は上半分に分布し、中央部付近では欠陥は検知できない。これに対し、(b)の欠陥は結晶全体に均一に分散している。最も濃度の高い(c)では(a),(b)に比べて大きな欠陥が局所分布している。これらの図から、ドープ濃度が高くなるほど1μm以下の微小欠陥が多くなる反面、1μm 以上の欠陥が減少するがドープ濃度が高いほど欠陥密度が高くなる傾向であることがわかった。ドープ濃度が高くなるにつれて次第に微小な欠陥が導入され、その結果、欠陥数は増えると考えられる。

育成方法の違いによる欠陥分布についてドープ濃度0.15w%の結晶を用いて5倍の倍率で測定した結果を示す（図3(d)～(f)）。このように、3つの異なる育成法、ブリッジマン法、HEM 法及びチョクラルスキー法によって育成された結晶は 6.4×10^{8}～1×10^{10} 個/cm^3 の欠陥密度を示すことから、当装置を用いて測定を行なうことは有意義であると思われる。

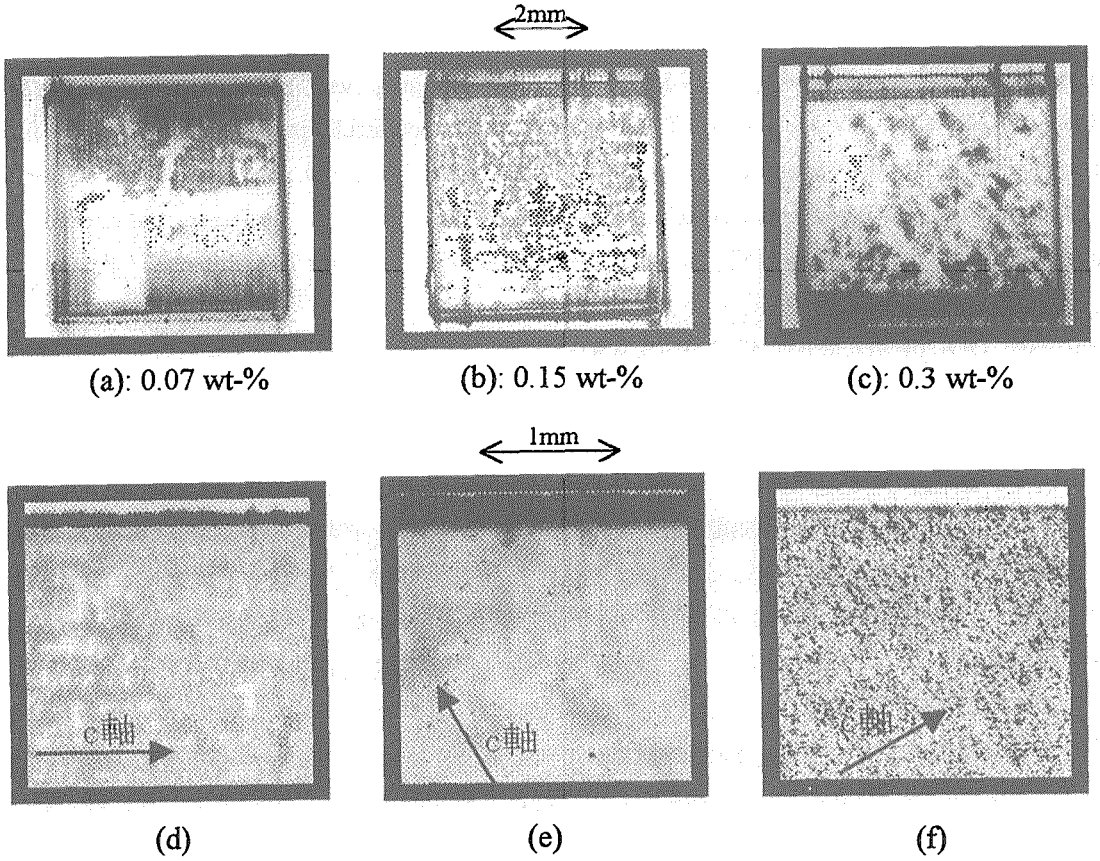


図3 チタンサファイア結晶の微少欠陥による散乱光測定画像

4. 参考文献

1 守矢一男,「光学」14, 97 (1985)
2 守矢一男,“応用物理”55, 545 (1986)
3 小川智哉,“応用物理”65, 1158 (1986)

JP0250465

42. レーザー蒸着法による TiO_2 膜の作製と構造評価

Characterization of TiO_2 Films Prepared by Pulsed Laser Deposition

山本 春也、住田 泰史、宮下 敦巳、伊藤 久義
日本原子力研究所 高崎研究所 材料開発部
〒370-1292 群馬県高崎市綿貫町 1233
Shunya YAMAMOTO, Taishi SUMITA, Atumi, MIYASHITA, Hisayoshi ITOH
Department of Material Development, Takasaki Radiation Chemistry Research Establishment,
Japan Atomic energy Research Institute
1233 Watanuki, Takasaki, Gunma 370-1292 Japan

Epitaxial titanium dioxide thin films with anatase and rutile structure have been deposited by pulsed laser deposition (ArF excimer laser and Nd:YAG laser) under the controlled O_2 atmosphere. Epitaxial anatase films have been prepared on several kinds of oxide substrates with different lattice parameters. The anatase TiO_2 (001) films have been prepared on $LaAlO_3$ (001), LSAT (001), $SrTiO_3$ (001) and YSZ (001) substrates. Also the high quality epitaxial rutile TiO_2 (100) films were grown on α-Al_2O_3 (0001) substrate. In addition, Cr, Nb, Ta and W doped rutirle TiO_2 (100) films were successfully prepared. The quality of films and crystallographic relationships were assessed by x-ray diffraction, x-ray pole figures and Rutherford backscattering spectroscopy (RBS)/channeling. The photocatalytic activity was evaluated by Photo-Induced Charge Separation measurement (PITCS) and measuring decomposition rates of methylene blue.

Keywords: TiO_2, photocatalyst, PLD, RBS, XRD

1. はじめに

近年、酸化チタンに代表される半導体表面の光触媒反応を利用した機能材料の研究が盛んに行われている。しかし、光触媒効果を利用するためにはバンドギャップ以上のエネルギーの光が必要となり、約 3 eV のバンドギャップを有する TiO_2 では、自然光に含まれるわずか数%の紫外光しかその反応に利用することができない。そこで本研究では Cr, Nb 等の遷移金属や窒素等の軽元素を TiO_2 に添加することによりバンド構造の制御を行ない、可視光下で光触媒反応が機能する材料の開発を目的としている。このため出発材料としてルチル及びアナターゼ構造の高品質な単結晶膜や高配向性膜の作製が不可欠である。特に Cr, Nb 等の遷移金属の添加による TiO_2 のバンド構造制御に関する研究では、これらの元素を添加したエピタキシャル膜を作製する手法の確立する必要がある。

本研究では、酸素雰囲気中のレーザー蒸着法により結晶構造、格子のミスマッチ等を考慮し選択した種々の単結晶基板上にルチル及びアナターゼ TiO_2 のエピタキシャル成長を試みた。作製した膜は、X 線回折、ラザフォード後方散乱(RBS)により構造評価を行ない、基板と膜との結晶方位関係、基板温度と膜の結晶性、界面近傍の結晶状態等を明らかにした。さらに種々の遷移金属(Cr, Nb, Ta, W)を添加したルチル型 TiO_2 膜の作製を試み、膜の結晶構造及び光触媒性能を評価した。

2. 実験

TiO_2膜は、ArFエキシマレーザー及びYAGレーザーを備えた各レーザー蒸着装置を用いて種々の単結晶基板($LaAlO_3$, LSAT, $SrTiO_3$, YSZ, α-Al_2O_3)上に蒸着を行った。 ArFエキシマレーザーを用いた蒸着装置では、ターボ分子ポンプにより約5×10^{-7} Torr まで排気した真空容器内に酸素ガスを導入し、排気側のバルブの開閉により容器内が約 6×10^{-3} Torr になるように調節した。1パルス当たり 150 mJ、繰返し周波数 10 Hz のレーザーを 1 mm×3 mm 程度に集光し、金属チタンターゲットに入射させ、対向して配置した（距離：5 cm）した単結晶基板（10 mm×10 mm）上にTiO_2の成膜（~200 nm）を行った。YAGレーザーを用いた蒸着装置では、1パルス当たり100 mJ、繰返し周波数 10 Hz で直径 1 mm 程度に集光したレーザーを回転するTiO_2焼結体ターゲットに入射し、TiO_2の成膜を行った。また、この装置ではTiO_2膜中に遷移金属(Cr, Nb, Ta, W)を添加するために、TiO_2焼結体ターゲット上に添加する金属板を置いてレーザー蒸着を行った。作製した膜の結晶構造及び単結晶基板との結晶方位関係は、X線回折法により評価した。さらに膜の深さ方向の結晶性や基板との反応の有無、添加した金属元素の濃度をラザフォード後方散乱(RBS)/チャネリング法を用いて評価した。RBS/チャネリング測定は、原研高崎研究所・イオン照射施設の3 MV 静電加速器を用いて行った。作製した膜の光触媒性は、パルス光励起表面電荷分離測定法及び色素の分解により評価した。

3. 結果及び考察

ArF エキシマレーザーを用いた蒸着装置で基板温度 500℃、$LaAlO_3$(001)基板上に成膜したTiO_2(001)膜の X 線回折パターンを図1に示す。回折パターンは、基板からのピークを除くと、アナターゼの(004)および(008)からのピークに対応することから、この膜は(001)面のアナターゼが $LaAlO_3$(001)基板上にエピタキシャル成長していると帰結される。同様に LSAT(001), $SrTiO_3$(001), YSZ(001)基板上にはアナターゼTiO_2(001)がエピタキシャル成長することがわかった。各単結晶基板上にエピタキシャル成長させ TiO_2 膜の基板との結晶方位関係を表1にまとめて示した。アナターゼ TiO_2(001)膜では、基板との格子のミスマッチが小さいほど高い結晶性の膜が成長する傾向にあり $LaAlO_3$ 基板上で最も結晶性の高い膜が得られた。さらに同様の蒸着条件で4つ異なった面方位のα-Al_2O_3基板上に成膜を行った結果、いずれもルチル型のTiO_2が成長することが確認できた。

図2は解析ビーム：2.0 MeV $^4He^+$を用いたルチルTiO_2(100)/α-Al_2O_3(0001)基板の後方散乱スペクトルを示している。軸チャネリングにおける後方散乱スペクトルでは、TiO_2 膜およびα-Al_2O_3基板からの散乱収量がともに減少しており、α-Al_2O_3基板方位と平行にTiO_2がエピタキシャル成長していることがわかる。YAG レーザーを用いた蒸着装置においてもα-Al_2O_3(0001)基板上にルチル型TiO_2(100)を成膜することができた。

図3は基板温度500℃で成膜したルチル型TiO_2(100)/α-Al_2O_3(0001)基板のAFM像(1 μm×1 μm)を示している。蒸着後ではTiO_2が数十～数百 nm の島状に成長していることがわかる。さらに大気中で 800℃、1時間の熱処理を行うことにより平坦な膜表面になることがわかる。また、この熱処理により膜の結晶性も向上していた。金属を添加したルチル型TiO_2膜は、基板温度500℃でα-Al_2O_3(0001)基板上で金属とTiO_2を交互に蒸着し、成膜後に大気中で800℃、1時間の熱処理を行って作製した。X線回折及びRBS測定の結果から、各金属を添加したルチル構造のTiO_2(100)がエピタキシャル成長し、添加した金属元素が格子位置に置換していることが確認できた。図4

はWを添加したTiO_2(100)膜のRBS測定結果を示している。軸チャネリング入射におけるスペクトルでTiピークとWピークが共に減少していることから、W原子が格子位置に置換していることがわかる。今回の実験では各金属元素は約1 at.%程度の添加量であった。

図5にCr, Nb, Ta, Wを添加したルチルTiO_2膜のパルス光励起表面電荷分離測定法により評価した結果を示す。この測定により、正孔の薄膜表面への輸送能力を評価することができる。横軸には入射パルス光の波長を、縦軸には入射したパルス光の強度に対して表面に励起された正孔・電子数（量子効率）をプロットしている。TiO_2表面の光触媒反応とは、この正孔の持つ酸化力に起因するものであるので、この量子効率が高いほど光触媒膜として優れていることが予測される。図より、Wを添加したTiO_2膜の量子効率が高いことがわかるが、可視光域での応答は見られない。またTaを添加したTiO_2膜では表面に電子の励起が観測された。次に、実際の光触媒性能の評価を行った。評価法は石英容器に試料、および有機色素（メチレンブルー）溶液を入れ封入し、ブラックライトを光源として室温で照射しながら、色素の分解を吸光度変化として一定時間おきに観測した。図6にその測定結果を示す。縦軸は色素の除去率、横軸はブラックライトの照射時間でプロットしている。この測定結果から、Wを添加したTiO_2膜の光触媒活性が高いことが確認できる。

4. まとめ

酸素雰囲気中のレーザー蒸着法によるルチル及びアナターゼ構造の二酸化チタン(TiO_2)のエピタキシャル成長条件を明らかにした。特にルチル型 TiO_2(100)/α-Al_2O_3(0001)基板及びアナターゼ型 TiO_2(001)/$LaAlO_3$(100)基板で結晶性の高いエピタキシャル膜が得られた。さらに蒸着後の熱処理（大気中、800℃）により平坦な表面が得られることがわかった。また、種々の遷移金属(Cr, Nb, Ta, W)を添加したルチル型TiO_2膜のエピタキシャル膜を作製し光触媒性を評価したが、今回の添加量では可視光応答性は見出せなかった。

表1：エピタキシャル成長させたTiO_2膜と各単結晶基板との結晶方位関係.

基板	成長方向	面内方向	結晶構造
$SrTiO_3$	(001)/(001)	[100]//[100]	アナターゼ
$LaAlO_3$	(001)/(001)	[100]//[100]	アナターゼ
LSAT	(001)/(001)	[100]//[100]	アナターゼ
YSZ	(001)/(001)	[100]//[100]	アナターゼ
MgO	(100)/(001)	[010]//[100] [001]//[100]	アナターゼ
α-Al_2O_3	(100)/(0001)	[010]//[$1\bar{1}20$]	ルチル
	(101)/($1\bar{1}20$)	[010]//[$\bar{1}10\bar{2}$]	ルチル
	(101)/($\bar{1}102$)	[010]//[$\bar{2}110$]	ルチル
	(001)/($10\bar{1}0$)	[100]//[0001]	ルチル

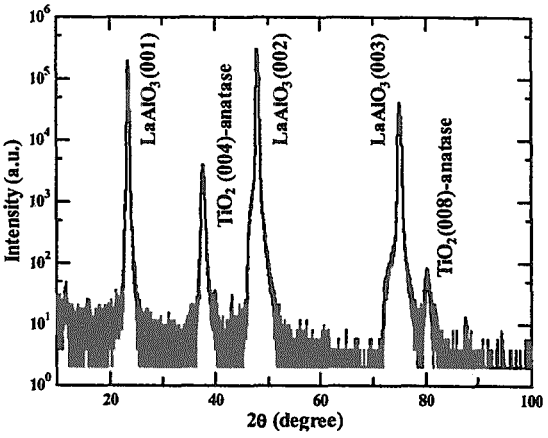


図 1: $TiO_2/LaAlO_3(001)$基板からのX線回折パターン.

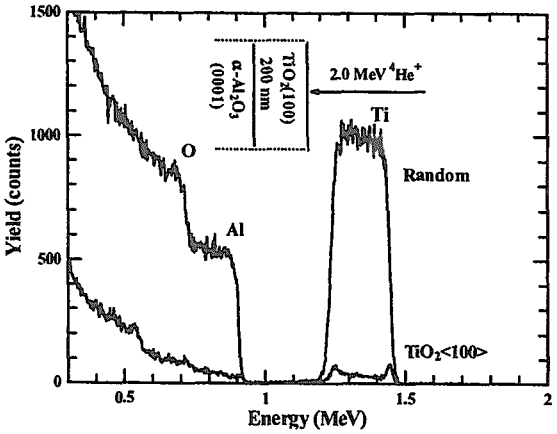


図2: $TiO_2(100)/\alpha\text{-}Al_2O_3(0001)$基板の後方散乱スペクトル.

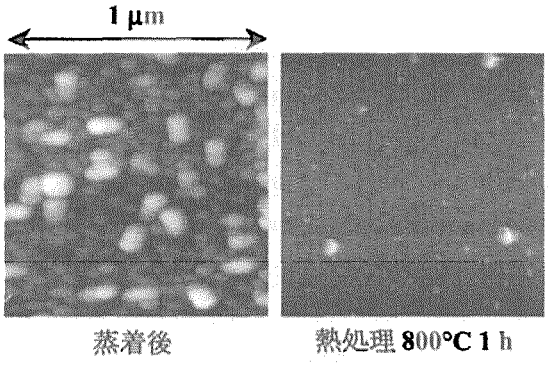


図3：$TiO_2(100)/\alpha\text{-}Al_2O_3(0001)$ 基板の蒸着後及び熱処理後のFAM像.

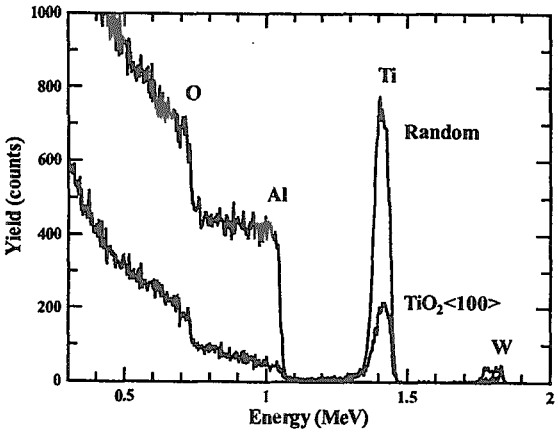


図4:Wを添加した$TiO_2(100)/\alpha\text{-}Al_2O_3(0001)$基板の後方散乱スペクトル.

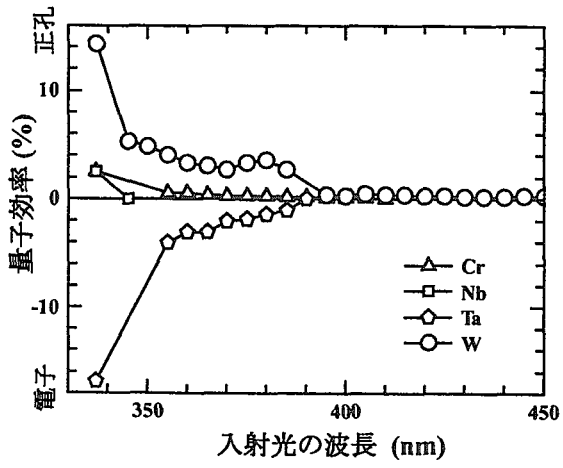


図 5: 金属元素を添加したルチル型TiO_2膜のパルス光励起表面電荷分離測定.

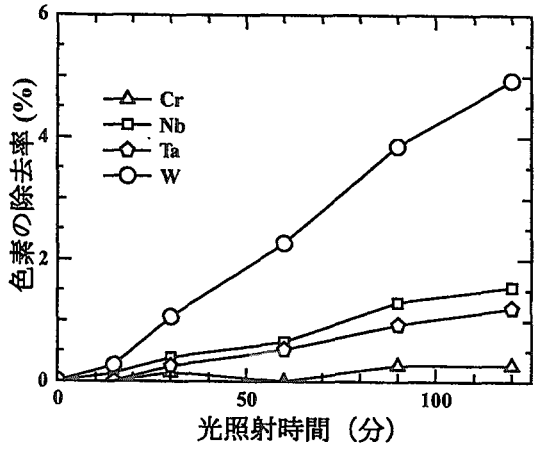


図 6:金属元素を添加したルチル型TiO_2膜による色素(メチレンブルー) の分解.

JP0250466

43. 光電子分光用シュワルツシルドミラーの開発と評価

Development and Evaluation of Schwarzschild Mirror In Photoelectron Spectroscopy

森谷 直司[1], 原田 高宏[2], 森久 祐司[2], 渡辺 正幸[1], 松田 直樹[1], 林 茂樹[2],
竹部 雅博[3], 川田 勝[4]

[1] (株)島津製作所 基盤技術研究所（けいはんな）
619-0237 京都府相楽郡精華町光台3-9

[2] (株)島津製作所 基盤技術研究所（秦野）
259-1304 神奈川県秦野市堀山下380-1

[3] (株)島津製作所 設計技術センター
604-8511 京都市中京区西ノ京桑原町1

[4] (株)島津製作所 モノ作りセンター
604-8511 京都市中京区西ノ京桑原町1

Naoji Moriya[1], Takahiro Harada[2], Yuuji Morihisa[2], Masayuki Watanabe[1], Naoki Matsuda[1]
Shigeki Hayashi[2], Masahiro Takebe[3], and Masaru Kawata[4]

[1] Technology Research Laboratory, Shimadzu Corporation
3-9,Hikaridai, Seika-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0237, Japan

[2] Technology Research Laboratory, Shimadzu Corporation
380-1, Horiyamashita, Hadano-city, Kanagawa, 259-1304, Japan

[3] Production/Design Technology Center, Shimadzu Corporation
1,Nishinokyo-Kuwabara-cho, Nakagyo-ku, Kyoto 604-8511, Japan

[4] Manufacturing Center, Shimadzu Corporation
1,Nishinokyo-Kuwabara-cho, Nakagyo-ku, Kyoto 604-8511, Japan

We have developed a high spatial resolution Schwarzschild mirror system, which was used in an X-ray photoelectron spectrometer with a laser plasma X-ray source. The system was employed a two stage focusing system to achieve the X-ray spot size less than 0.1mm, as well as large working distance. To diminish focus degradation from alignment error, the Schwarzschild mirror was designed to have fairly large hetero-centricity, while an ordinary one has concentric design. Obtained X-ray spot size was evaluated by X-ray transmission measurement with a transmission grating, and found to less than 0.1μm.

Keywords: **X-ray photoelectron spectroscopy(XPS), laser plasma X-ray(LPX), Schwarzschild mirror**

1. はじめに

次世代半導体素子では0.1μm以下の微細加工技術が要求される。このためには新しい生産プロセスが必要であり，そのなかで0.1μm以下の空間精度で薄膜などの化学状態を迅速に評価する新

しい非破壊分析法の確立が求められている。ここでは前記要請に応える事を目標に開発したX線光電子分光(XPS)用軟X線光学系について述べる。

光電子分光用X線源として通常X線銃が用いられるが，これに使ったXPSの空間分解能は数μm程度にとどまっている。一方，輝度の高い放射光（SR)を利用しフレネルゾーンプレート（FZP)によりX線を集光し，空間分解能0.1μm以下の光電子分光分析を行っているが汎用的な分析装置とは言い難い。そこで，我々は空間分解能の高い汎用的光電子分光分析を実現するために，光源径が小さく高輝度でコンパクトなレーザープラズマX線源 (LPX)[1-3]と集光用X線ミラーにより微小X線スポットを得る方法を採用した。発散光であるLPXと相性のよい集光用X線ミラーを開発し，これによるX線集光径の評価を行った。

2. 光学系デザイン

微小部光電子分光を行うためには，強収束の集光光学系が必要となる。そこで，集光用X線ミラーとして，集光特性のよいシュワルツシルド型X線ミラー[4] を採用した。但し，LPXで発生したX線は発生源径が少なくとも数十μm程度あるため，直接シュワルツシルド型X線ミラーで

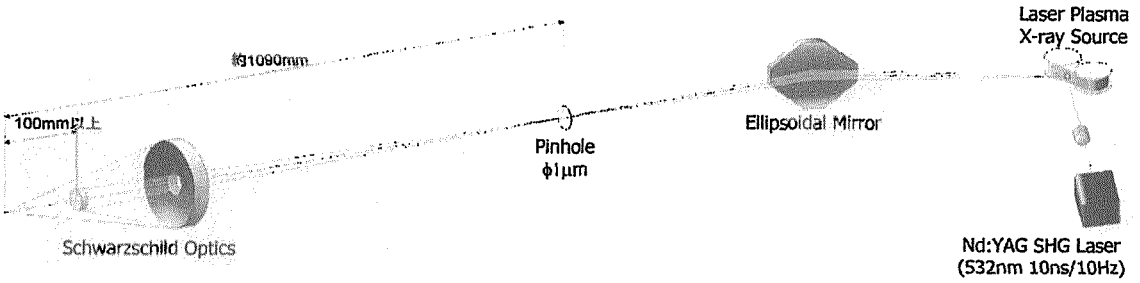


Fig- 1 光電子分光用X線光学系の構成

0.1μm以下の集光径を得るには、ミラーの縮小率を1/100以下にする必要がある。そうすると、XPS測定の際、光電子を捕捉するための充分な作動距離が取れない等の問題がある。そこでFig- 1に示すような二段集光光学系を採用した。

一次集光鏡（等倍縮小率の楕円鏡)の集光点にφ1μmのピンホールを置き，そのピンホールを二次光源とすることによりシュワルツシルドミラーの縮小率を1/20に抑え，、集光径0.1μm以下を得ると共に，充分な作動距離（約120mm)を確保することができた。

二次集光光学系であるシュワルツシルドミラーでは，凹凸面鏡間の偏心量(凹凸両鏡の中心軸の変位)がその集光性能に最も影響を与えることが知られている。その影響を低減するため，非共心量（凹凸面鏡の光軸方向への中心位置のずれ）を大きくする必要がある。凹凸面鏡間の偏心で発生する光学軸のずれをミラーホルダーの精密チルト調整により補正対処することとした。

3. シュワルツシルドミラーの製作

シュワルツシルド型X線ミラーに使用する凹面鏡，凸面鏡の基板について各々の表面形状をフィゾー干渉計(ZYGO Mark IV)を用いて測定した結果，集光に利用する有効領域内での表面形状精度がλ/50（λ=632.8nm:He-Neレーザー)以下であり、充分な表面形状精度を有することが確認できた。また表面粗さについても，ミラウ干渉計(MAXIM-3D)で測定した結果，凹面鏡が0.35nm(RMS)以下，凸面鏡が0.29nm(RMS)以下であり，非常に高精度で表面研磨されていることが確

認できた。

なお，凹凸面鏡の表面にはイオンビームスパッタ法により40pairsのMo/Si多層膜を成膜した。そのX線反射率は60%以上が得られている。

ミラーの組み立てに関しては，アライメント調整にフィゾー干渉計計測，三次元測定器計測を用いてFig- 2に示すミラーホルダーに調整固定することでアライメント精度と安定性の向上を図った。調整の結果，凹凸面鏡間の偏心量は6μm以下に抑えられた。

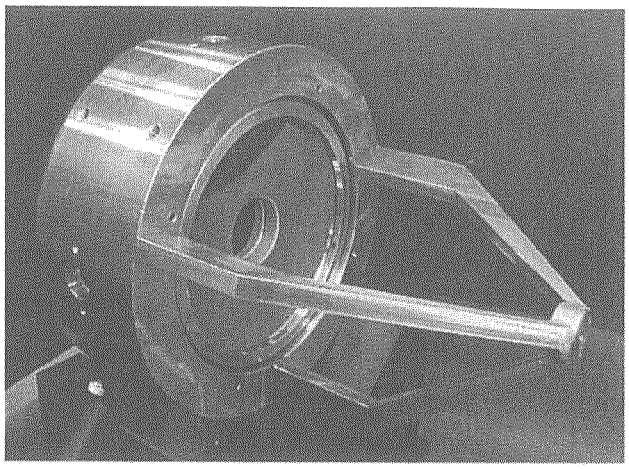


Fig- 2　シュワルツシルドミラー

4.　光学系の評価

製作したシュワルツシルド鏡を、LPX光源を含めた光学系に組み込んだ。フィゾー干渉法を応用して調整を行い，最終的にはX線集光径の評価によりアライメントを行った。軟X線の集光位置に透過型回折格子（XOPT-5000）を置き，これを走査して透過X線強度の変化を測定することにより，X線集光径の評価を行った。

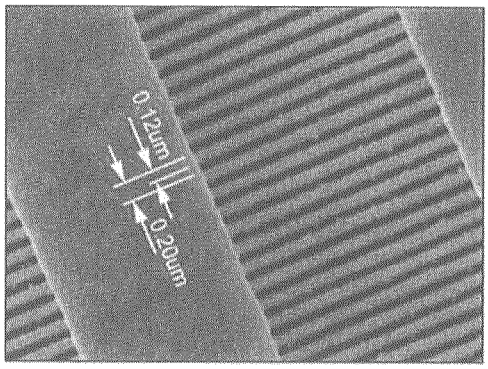


Fig- 3　XOPT-5000のSEM写真

透過型回折格子の最小線幅である約0.1μmのライン・アンド・スペース部分における透過率を測定し，Fig-4に示される明瞭な透過パターンが得られた。この結果，本X線光学系の集光分解能が0.1μmであることを示している。

更に，スポットサイズを推定する為，波長13nmのX線透過率とその測定結果を用いて透過像シミュレーションを行った。

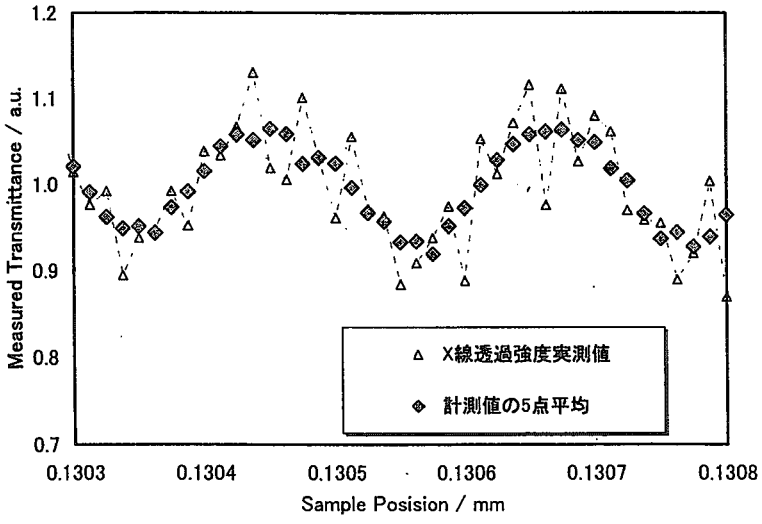


Fig- 4　透過型回折格子によるX線透過率測定

XOPT-5000は，約0.1μm幅のAu:20nm/Cr:5nmライン部がポリイミド支持体上に周期約0.2μmで形成されている。波長13nmにおけるライン部とスペース部の透過率比は約0.367と計算される。集光スポットにガウス分布を仮定し測定結果にフィットするX線集光径とパターンを

計算した。

計算結果をFig- 5に示す。ライン部とスペース部の幅0.115/0.102μmが最も再現し，X線径(ナイフエッジ応答：25-75%)は96nmであることが分かった。

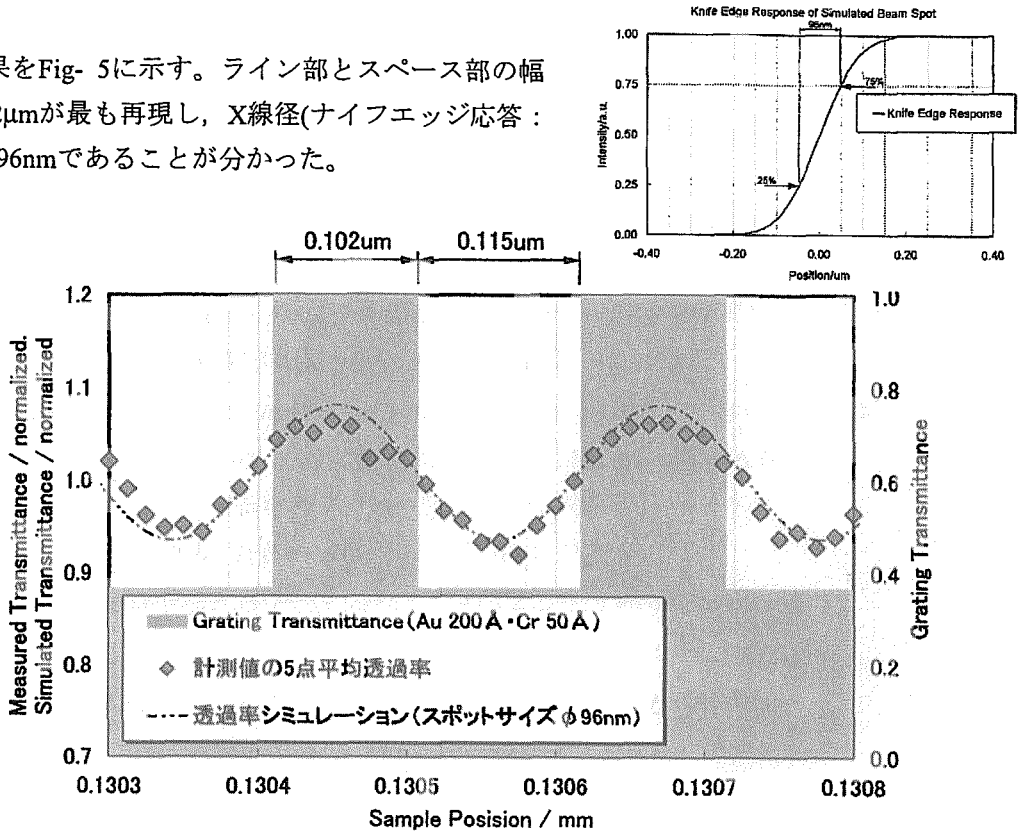


Fig- 5 透過X線シミュレーションの結果

5. 結論

レーザープラズマX線源とシュワルツシルド型X線ミラーを用いた微小部光電子分光用光学系を開発し，その集光性能を評価した。集光されたX線ビームは，0.1μmパターンを充分分解し，シミュレーションからスポットサイズは96nmと見積もられ空間分解能0.1μmの光電子分光を可能とする非常に良好なものであった。

6. 謝辞

本研究は，NEDO(新エネルギー・産業技術総合開発機構)の委託により経済産業省が実施している産業科学技術開発プロジェクト「フォトン計測・加工技術」で得られた成果の一つである。

参考文献

[1] 望月孝晏: "レーザープラズマX線源の特性と実用化への課題"、 表面科学 20 (1999) 140.

[2] W.C. Mead, E.K. Stover, R.L. Kauffman, H.N. Kornblum, and B.F. Lasinski, Phys. Rev. A38 (1988) 5275.

[3] K. Okada, T. Mochizuki, M. Hamada, N. Ikeda, H. Shiraga, T. Yabe, and C. Yamanaka, Japan. J. Appl. Phys. 22 (1983) L671.

[4] 池滝慶記、永井宏明、持丸象一郎、堀川嘉明: "レーザープラズマX線光源の開発"、表面科学 19 (1998) 433.

JP0250467

44. 金属薄膜内装ガラスキャピラリバンドルを用いた軟X線用コリメータ

Collimator optics for soft X-ray composed of metal-coated glass capillaries

豊岡 理人，松浦 祐司，宮城 光信，柳瀬 悦也*，鈴木 将之*，大道 博行*

東北大学大学院 工学研究科 電気・通信工学専攻 宮城研究室

Rihito Toyooka, Yuji Matsuura, Mitsunobu Miyagi, Etsuya Yanase, Masayuki Suzuki, Hiroyuki Daido

〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 05

Miyagi laboratory, Department of Electrical Communications, Tohoku University,

05 Azaaoba Aramaki, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579 Japan

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*

An X-Ray collimator optics composed of metal-coated glass capillaries is proposed. The inner surface of the capillaries are coated with silver and aluminum film for different X-ray wavelengths.Experimental results using a laser-induced plasma X-ray source show that the bundle optics fulfill its collimator function and that smoother metal surface is necessary far further loss reduction.

Key words: Metal-coated glass capillaries, X-ray delivery, Collimator

1. はじめに

EUVリソグラフィーの光源として期待されるプラズマ誘起X線源等の点光源から拡散して発生する軟X線を平行化するための光学素子として，ポリガラスキャピラリバンドルがよく用いられている．本研究では，このガラスキャピラリの内面に目的波長において高反射率を示す金属薄膜を形成することによる，高効率X線伝送用バンドル素子の製作を行なった．また，製作した素子の光学特性についてレーザ誘起プラズマX線源を用いて測定した結果，素子のコリメート機能と集光性が示された．

2. 構造と製作

目的波長で高反射率を示す金属薄膜をガラスキャピラリ(以下 SiO_2)に内装し，軟X線の低損失伝送を行なう．製作に当たり幾何光学的手法を用いて金属内装ガラスキャピラリの伝送損失計算を行なった．内径1 μm 長さ1 mのチューブに，ビーム拡がり角2°(FWHM)の光が入射する条件で計算を行なった結果を，図1に示す．この

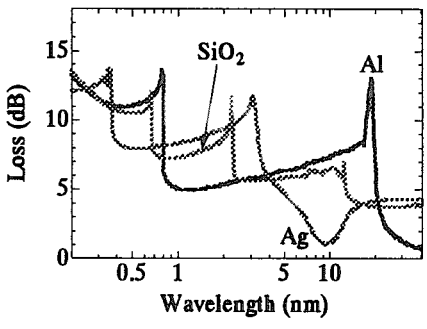


図1 伝送損失計算結果

結果から，銀薄膜が EUV リソグラフィーの光源波長として注目される 10 nm 前後でガラスよりも低損失になっていることがわかる．また，波長 20 nm 以上ではアルミニウムが有効である．そこで，内装する金属として銀とアルミニウムを選択した．

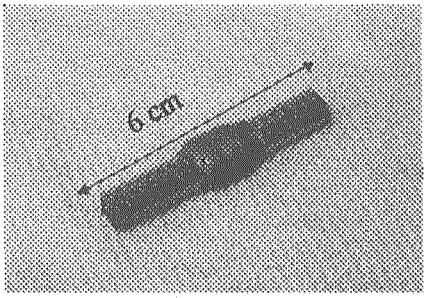


図 2 製作したバンドル素子

銀薄膜は，製作が容易な液相法によって内径 320 μm のガラスキャピラリに内装する．この銀薄膜内装ガラスキャピラリ(以下 Ag/SiO_2)を長さ 60 mm にカットする．それらを直線状に 500 本束ね，素子長 60 mm 素子径 10 mm のバンドル素子を製作した．製作した素子の写真を図 2 に示す．

また，アルミニウム薄膜は MOCVD 法によって同径のガラスキャピラリ内に内装し，Ag/SiO_2 バンドルと同様の方法により，アルミニウム薄膜内装ガラスキャピラリバンドル(以下 Al/SiO_2 バンドル)を製作した．尚，内装した 2 種の金属薄膜の内面粗さは約 10 nm(RMS 値)である．

金属内装の効果を調べるために SiO_2 バンドルと Ag/SiO_2 バンドル，Al/SiO_2 バンドル各々の伝送特性を比較する．

3. 測定

以上のように製作した素子の伝送特性を，図 3 に示す測定系によって測定を行なった．Nd:YAG レーザ光を図のようにチャンバー内に入射させ，金属ターゲットに照射すると，強力な X 線が拡散して発生する．プラズマ誘起 X 線源の光源として，Cu ターゲットを用いた．その光源のスペクトルを図 4 に示す．また，銀薄膜内装の有効波長である 17 nm 以下の波長を取り出すときには Zr フィルタ(厚さ 0.15 μm)を用い，17nm 以上の波長を取り出すのに Al フィルタ(厚さ 5.5 μm)を用いた．

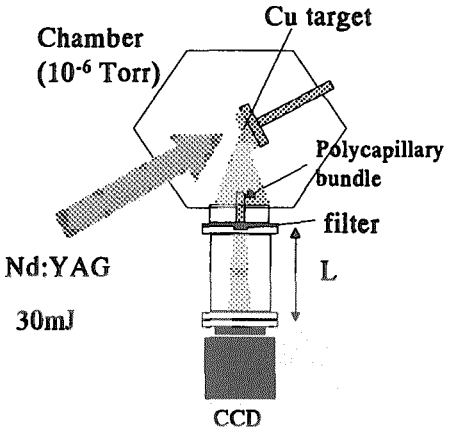


図 3 測定系

伝送特性測定は，Cu ターゲットと CCD の間に製作したバンドル素子を挿入することで行なった．はじめに空間分解能 20μm を持つ CCD のカウント数によりビーム密度を測定した．

金属内装の効果を確かめるために図 5 に SiO_2 バンドルと Al/SiO_2 バンドルの出射光強度分布の測定結果の比較を示す．

SiO_2 バンドルのビーム密度は 1598 counts/pix であり，Al/SiO_2 バンドルは 1247 counts/pix であった．Al フィルタでカットした 17 nm 以上の波長域において，伝送損失の理論計算を行なった図 1 を見ると，17~19 nm 付近にアルミ

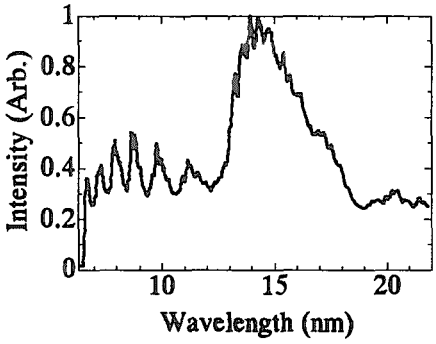
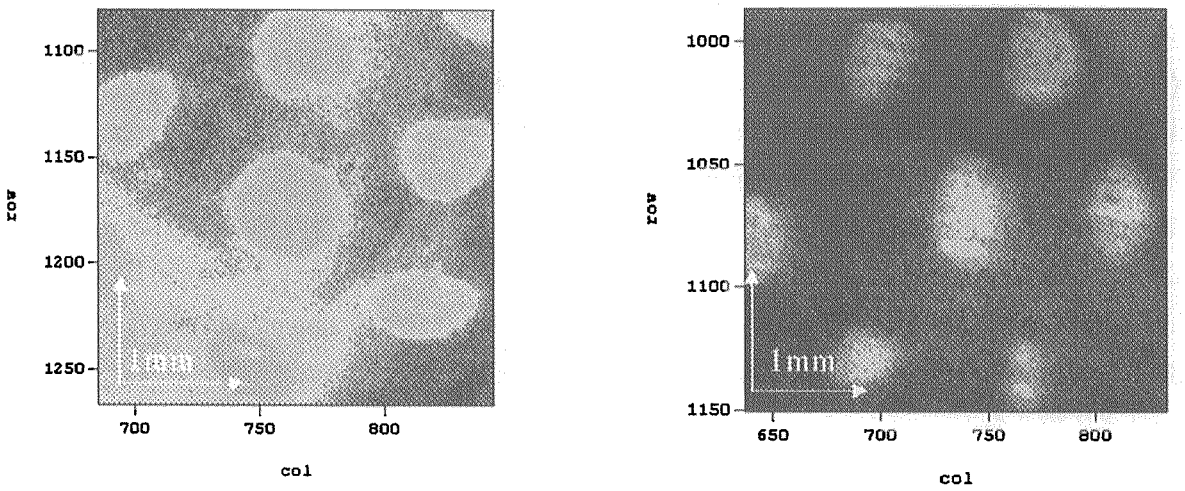


図 4 光源のスペクトル

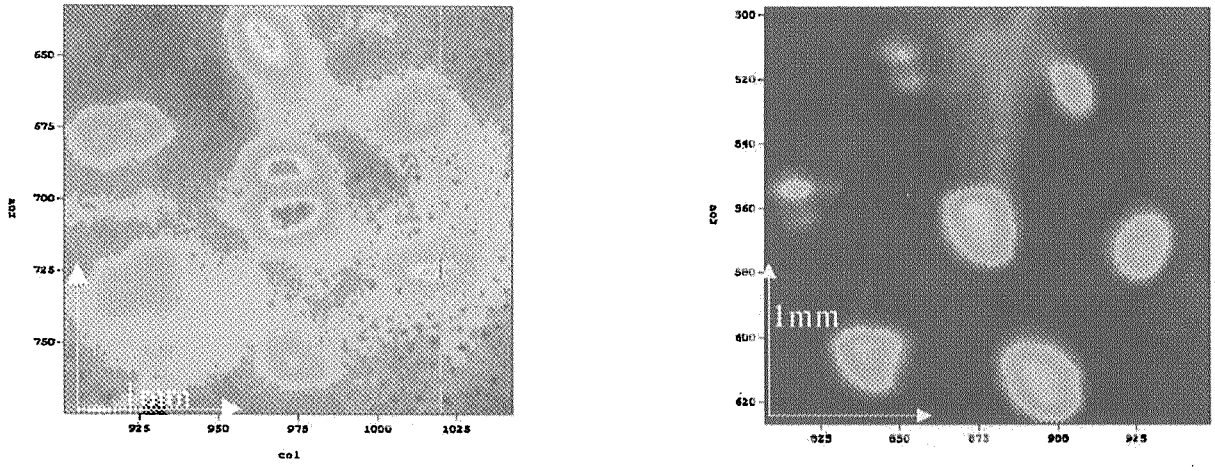
ニウムは吸収端を原因とする損失のピークがあり，20 nm 以上で低損失性を示している．よってビーム密度の差の原因が，アルミニウムの特性によるものか，内面粗さによるものか特定する事が難しい．そこで，17nm 以下の全ての波長域においてガラスよりも低損失と予想される Ag/SiO_2 バンドルを，Zr フィルタによって 17 nm 以下の波長を取り出し，金属内装の効果を確認する．



(a)SiO_2 バンドル　　(b)Al/SiO_2 バンドル

図 5 SiO_2 バンドルと Al/SiO_2 バンドルのビーム密度比較

SiO_2 バンドルと Ag/SiO_2 バンドルの光強度分布からビーム密度を比較したので，その結果を図 6 に示す．SiO_2 バンドルは 23103 counts/pix，また，Ag/SiO_2 バンドルは 10418 counts/pix と 2 倍以上 SiO_2 バンドルが高い値を示した．



(a)SiO_2 バンドル　　(b)Ag/SiO_2 バンドル

図 6 SiO_2 バンドルと Ag/SiO_2 バンドルのビーム密度比較

この理論検討と異なる結果の原因としては，銀薄膜の内面粗さが 10nm(RMS 値)と，波長オーダーの大きさであることが原因であると考えられる．

また，フィッティングの長さ L を 100 mm から 300 mm に変化させ，光強度分布を比較する

事で拡がり角を測定した．これより Ag/SiO_2 バンドルの拡がり角は 0.16°，Al/SiO_2 バンドルは 0.24° とほぼ平行光が得られており，コリメータとして機能していることが分かった．

この拡がり角測定によって，素子の有無によってビームの拡がり角が大きく変化することが分かった．よって，素子を挿入する事で，素子の出射端から観測点までの距離を離しても，ビーム密度の変化は小さいと考えられる．そこで出射端からの距離とビーム密度の変化を図 7 に示した．このグラフより，ガラスキャピラリバンドル素子は 100mm 以下でビーム密度が逆転し，銀薄膜内装ガラスキャピラリバンドルでも 700mm で素子のない時を上回る事が分かる．

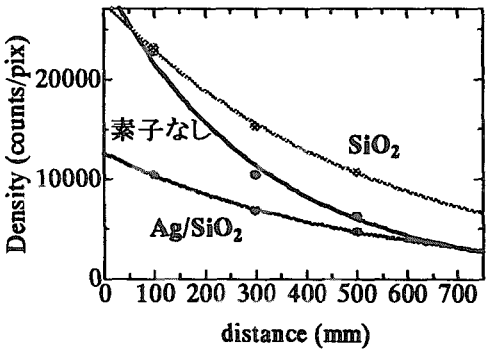


図 7 距離とビーム密度の関係

また，金属薄膜の内面粗さを現在の 10 nm から，成膜条件を変化させることによって低減すれば，銀薄膜内装ガラスキャピラリバンドルはガラスキャピラリバンドル以上のビーム密度を出射する事が期待される．

4. まとめ

金属内装ガラスキャピラリバンドルの製作を行ない，レーザ誘起プラズマ X 線源により伝送特性の測定を行なった．ビーム密度としては金属内装の効果を得る事が出来なかったが，この原因は内面粗さによるもので，成膜条件の変化により低減が可能である．また，素子の有無によるビーム密度の変化を観察し，集光素子としても機能する事が分かった．

JP0250468

45. X線レーザーを用いた結像型軟X線顕微鏡の開発

Development of Soft X-ray Microscopy System Using X-ray Laser

岸本 牧、田中桃子、Renzhong Tai、助川鋼太、加道雅孝、長谷川 登、
Huajing Tang、河内哲哉、Peixiang Lu、永島圭介、大道博行、加藤義章
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
Maki KISHIMOTO, Momoko TANAKA, Renzhong TAI, Kota SUKEGAWA,
Masataka KADO, Noboru HASEGAWA, Huajing TANG, Tetsuta KAWACHI,
Pexiang Lu, Keisuke NAGASHIMA, Hiroyuki DAIDO, Yoshiaki KATO
Advance Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

永井宏明、竹中久貴
Koumei NAGAI, Hisataka TAKENAKA
NTT アドバンステクノロジ（株） 光デバイス事業部 機能材料技術部
〒319-1193 茨城県那珂郡東海村白方白根 162 NTT 茨城研究開発センタ内
NTT Advanced Technology Corporation
162 Shirakata, Tokai, Naka, Ibaraki, 319-1193, Japan

1. はじめに

現在X線画像技術は、物理学、生物学、医学などの様々な分野で大きな役割を担っている。特にX線顕微鏡は従来の光学顕微鏡に比べて一桁以上高い10nmオーダーの空間分解能が可能であるため、例えば従来困難であった生体細胞内の微細構造を直接観察出来る可能性がある。ところがX線顕微鏡のX線源として放射光を用いた場合、X線イメージを取得するのに必要とされる露光時間が数秒程度と比較的長いため試料の熱変性・熱膨張によるイメージの劣化が避けられず、また速い形態変化を伴う試料の観察が難しいという問題点があった。そこで本研究では、ピコ秒オーダーのパルス幅を持つX線レーザーを光源とし、さらにシュバルツシルトミラーをコンデンサーレンズに、そしてゾーンプレートを対物レンズとして用いた結像型軟X線顕微鏡の開発を行った。

2. 実験装置

図1にX線顕微鏡実験体系を示す。ガラスレーザーシステムからのポンプ光が銀薄膜ターゲット上に線集光され、TCE(transient collisional-excitation) schemeによって数psのパルス幅を持つ波長13.9nmのX線レーザー光が発生する[1]。発生したコヒーレントなX線レーザーパルスは、まずシュバルツシルトミラー（NTTアドバンステクノロジ製）によって集光され、さらにピンホール、サンプルを通って、ゾーンプレートによってX線透過イメージがCCD上に結像される。シュバルツシルトミラーを構成するMo/Si多層膜の凹面ミラー及び凸面ミラーは、口径がそれぞれ25.4mmと4.9mm、ミラー反射率は70%／面で、これらのミラーがステンレスブロック削りだしの筐体内に取り付けられている。さらにこの筐体は、XYZステージの上に設置されたあおり角調整機能付きミラーホルダーに固定され、X線レーザー光入射方向に対する微妙な角度調整が可能となっている。ここでピンホールは、凸面ミラーと凹面ミラーの隙間を通過してくる余分なX線及び可視光をカットする役目を持つ。またゾーンプレートは、直径275μm、最外郭

ゾーン幅 100nm、焦点距離は2mm で、これによりX線顕微鏡の倍率は約140倍となる。図2に、実際のX線顕微鏡機器配置を示す。ピンホール、サンプル及びゾーンプレートは1μm精度の分解能をもつマイクロゲージ付き XYZ ステージに設置されており、さらに高精度の位置調整を必要とするゾーンプレートのピント合わせ方向の移動には≦30nm 精度を持つニューフォーカス製ピコモーターを使用している。

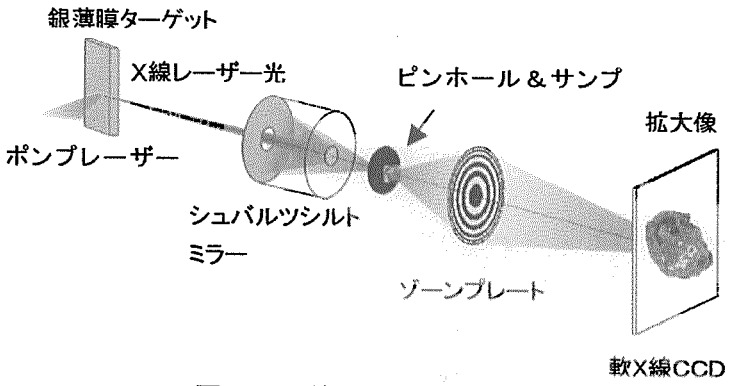


図1　X線顕微鏡実験体系図

3．　実験結果

まずX線顕微鏡の測定対象として、予備品として購入してあったゾーンプレートの縞構造のX線透過イメージ取得を試みた。図3に、得られたゾーンプレートの縞構造のX線透過イメージを示す。図よりゾーンプレートの縞構造が立体的に観察されていることが分かる。

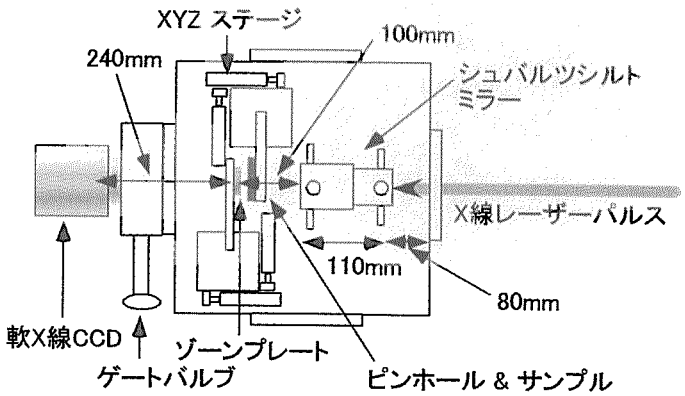


図2　X線顕微鏡機器レイアウト

次に Cu #1000 メッシュイメージの取得を行った。その取得イメージと空間分解能の評価結果を図4と図5に示す。図を見て分かるように非常に鮮明なメッシュ像が得られている。さらに取得されたメッシュイメージのエッヂ部でのX線強度 25%－75%変化は、CCD 素子2ピクセル分（48μm）で、これより評価されたX線顕微鏡の空間分解能は 343nm となり、ほぼ CCD の分解能の限界近い性能が得ることが出

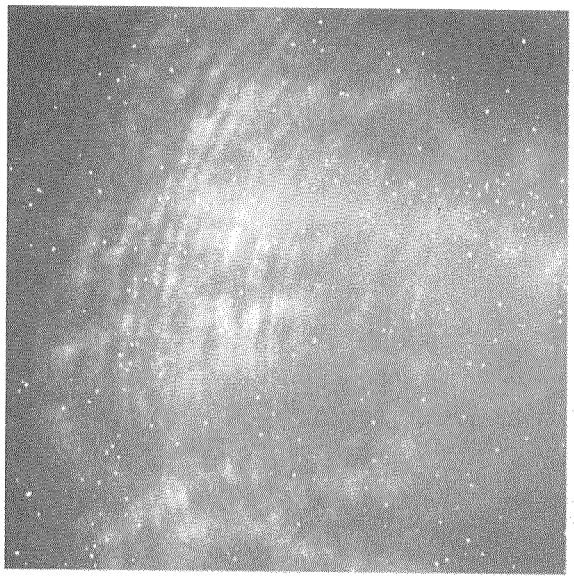


図3　ゾーンプレートの縞構造

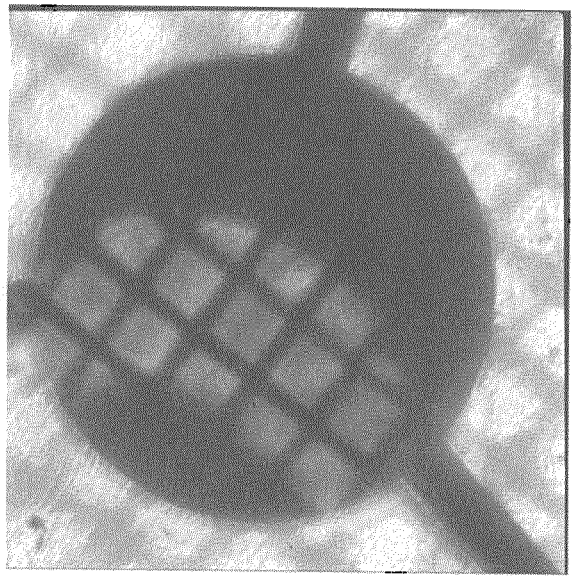


図4　Cu#1000 メッシュイメージ

来た。

以上ピコ秒X線レーザーパルスのシングルショットでX線透過イメージを取得することに成功し、試料状態の高速変化に対する時間分解イメージングの道を開くことが出来た。

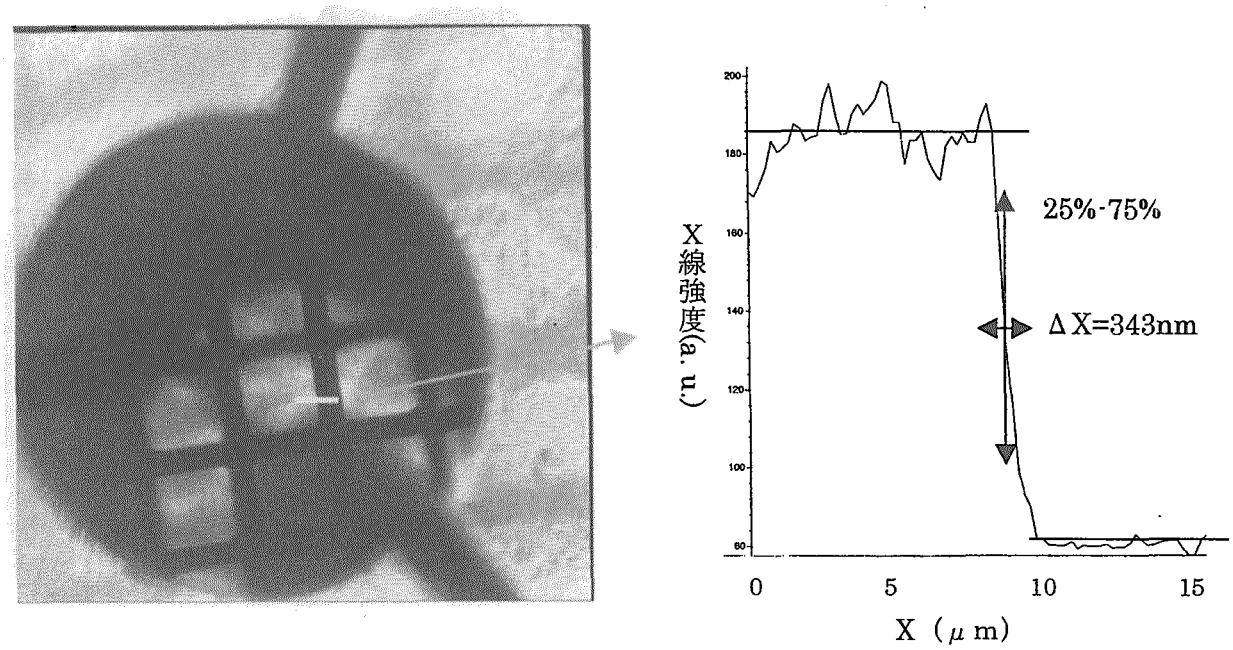


図5　Cu #1000 メッシュイメージとX線顕微鏡の空間分解能評価結果

参考文献

[1] T. Kawachi et al., CLEO-Pacific Rim 2001, Technical digest vol.1, pp. 66 (2001)

JP0250469

46. 軟X線 Monk-Gillieson 型円錐回折分光器の開発

Development of Soft X-ray Monk-Gillieson type Conical Diffraction Monochromator

小池 雅人[1], 佐野 一雄[1,2], 依田 修[1], 石野 雅彦[1],
原田 善寿[3], 笹井 浩行[3], 神野 正文[4], 波岡 武[5]
[1]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
[2]（株）島津総合科学研究所
101-0054 東京都千代田区神田錦町 1-3
[3]（株）島津製作所 モノ作りセンター
619-0237 京都府相楽郡精華町光台 3-9
[4]（株）島津製作所 システム事業センター
154-0015 東京都世田谷区桜新町 2-12-19
[5]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

Masato KOIKE[1], Osamu YODA[1], Masahiko ISHINO[1], Kazuo SANO[2],
Yoshihisa HARADA[3], Hiroyuki SASAI[3], Masafumi JINNO[4], Takeshi NAMIOKA[5]
[1]Advanced Photon Research Center,Kansai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
8–1 Umemidai, Kizu-cho, Soraku-kun, Kyoto 619–0215 Japan
[2]Shimadzu Scientific Research Inc.
1–3 kannda Nishikicho, Chiyoda-ku, Tokyo 101–0054 Japan
[3]Production Engineering Laboratory, Shimadzu Corporation
1–1 Nishinokyo-Kuwabaramachi, Nakagyo-ku, Kyoto 604–8511 Japan
[4]Technology Research Laboratory, Shimadzu Corporation
3–9 Hikaridai, Seika-cho, Soraku-kun, Kyoto 619–0237 Japan
[5]Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials
2–1–1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980–8577 Japan

For the purpose of realizing an evaluation beamline for characterizing soft X-ray optical elements in a wide wavelength range of 0.5–25 nm, we have designed and constructed a new type of monochromator that combines two types of Monk-Gillieson monochromators. One is a conventional type equipped with three varied-line-spacing plane gratings, allowing a choice of two included angles. The other is a new type that employs a scanning mechanism based on Surface Normal Rotation (SNR). The SNR scheme provides high throughput at short wavelengths taking advantage of conical diffraction configuration and simple scanning mechanism by means of a grating rotation about its normal. The monochromator is operated in the SNR and conventional modes over the ranges of 0.5–2.0 nm and 2.0–25 nm, respectively. In this paper we describe the optical and mechanical designs of the monochromator, a method of wavelength calibration in the SNR mode, and preliminary experimental data, such as the transmittance of an Al filter at ~0.8 nm and the total yield photoelectron measurement on a MgO powder in a wavelength rage of 0.5–3 nm.

Key words : Spectrometer, monochromator, conical diffraction, and diffraction grating.

1. はじめに

軟X線光学素子の開発では、生成技術開発と共に軟X線領域での反射率の波長特性、入射角特性などを詳しく知ることが研究上非常に重要であり、光量子科学研究センター基盤技術研究グループでは平成10年度から軟X線光学素子評価システムの開発に着手した。この装置の光学素子評価装置としての性能の現状は既に報告した[1,2]。

本装置の最大の特徴は分光器として 0.5nm<λ<25 nm 領域に測定可能波長領域を拡張するため、2偏角を持つ従来型 Monk-Gillieson 型不等間隔溝平面回折格子分光器（MG-VLS と略）[3,4]と SNR(Surface Normal Rotation) [5]と呼ばれる波長走査方式を持つ Monk-Gillieson 型の円錐回折平面回折格子分光器（MG-SNR と略）を複合したことである。 MG-VLS においては回折格子として迷光、高次光が少なく非球面波露光による不等間隔溝ラミナー型ホログラフィック回折格子[6,7]を搭載している。MG-SNR の実用的な利点は回折格子面中心での垂線の周りの回転のみと言う究極的にシンプルな波長走査機構と所謂シャドー効果[8]が回折格子の回転角が大きくなるにつれて小さくなり高スループットが得られることである。 また、入射角が大きい従来型の MG-VLS 等の斜入射分光器では、1枚の回折格子で可能な波長走査領域が狭いだけでなく、波長により分散も大きく変化するが、MG-SNR では、分散が波長とほぼ比例して小さくなるため、最大波長は原理的には無限大でスリット幅を一定とした場合、分解能はほぼ一定になる特徴があり、X 線顕微鏡などの応用に適している。 MG-SNR の設計理論は文献[9]で述べられているので省略し、第 2 節では、これらの設計理論に基づいて行った光学系の概要について述べる。 さらに、複合型分光器の波長走査にための機械機構について述べる。 完成した複合型分光器は軟 X 線光学素子評価システムの一部として、現在立命館大学 SR センターにある超伝導コンパクト・ストレージリング（AURORA）の、BL-11 に設置、運用されている。 第3節では Al フィルターの吸収端を用いた波長較正方法、及び応用例として MgO 粉体試料とチャンネルトロンを用いた全電子収量測定の結果について述べる。

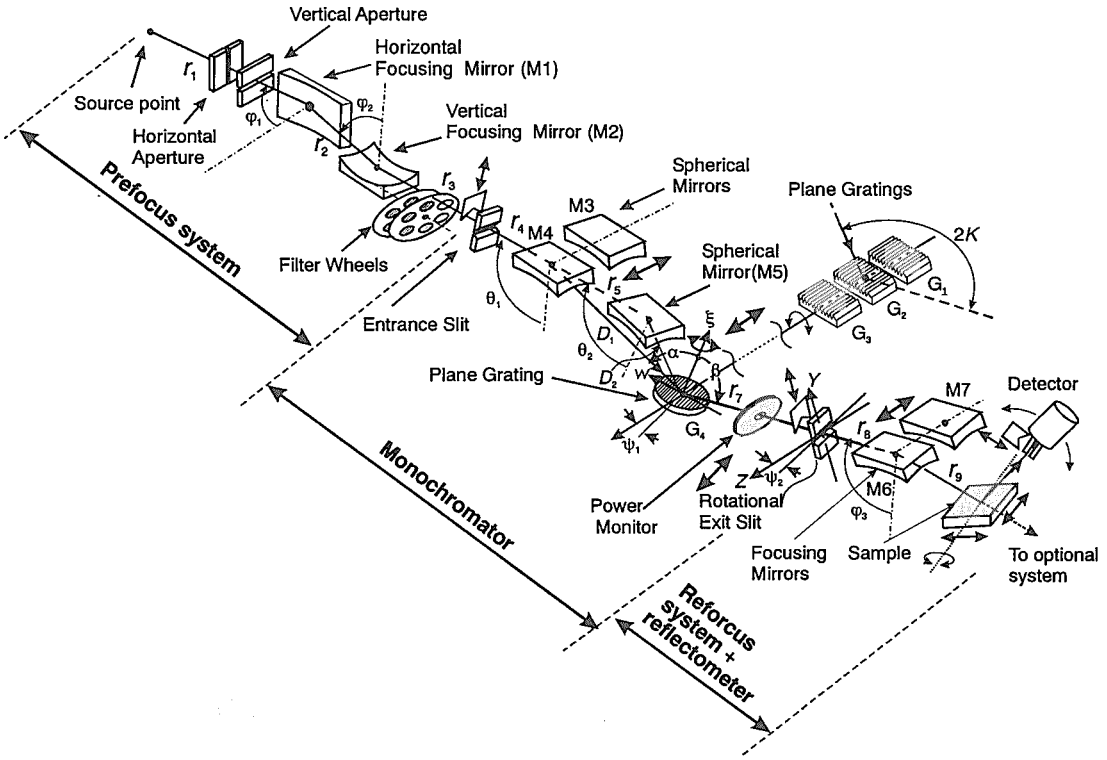


図1 軟X線光学素子評価システムの光学系

2. 光学及び機械設計

軟 X 線光学素子評価システムの光学系を図１に示す。 また、光学系のパラメータを表１に示す。 なお、光学系についての全般的な説明については文献１，２を参照されたいが、本報告に関係する分光器部分について多少重複するが理解のため説明する。

前置鏡系は点光源が望ましい MG-SNR からの要請で-水平、垂直方向とも入射スリット（S1）に結像するようになっている。S1 から複合 MG 型分光器内に入った光は MG-VLS-PGM として使用する場合、垂直方向結像鏡（M3、偏角 88×2 度)、M５（偏角 86×2 度））のいずれかで反射され、さらにラミナー型不等間隔溝平面回折格子（G1(格子定数：300 本/mm), G2(同：600 本/mm), G3(同：1200 本/mm)）のいずれかで回折され（偏角：86×2 又は 88×2 度）出射スリット(S2)に至る。M3, M5 と G1,G2,G3 の種種の組み合わせにより概略測定可能波長範囲は 2-25nm である。 図２に水平、垂直の各方向における光束図（最大取り込み角：5mrad（水平方向)、3mrad（垂直方向)、M3、G1～G3 を使用の場合）を示す。

一方、MG-SNR として使用する場合、垂直方向結像鏡（M4、偏角 88 度）で反射され、さらにラミナー型等間隔溝平面回折格子（G４(1200 本/mm)）で回折され出射スリット(S2)に至る。 この分光器の測定可能波長範囲は～0.5-2nm である。 また、このモードの場合 S2 上にできるスペクトル像オフプレインイーグル型分光器と同様に長波長になるにつれてわずかながらスリット面内で傾くので（第３章参照）[9]、波長走査装置に S2 を回転させる機構が付属してある。

表１ 軟 X 線光学素子評価システムの光学系のパラメータ

	M1	M2	S1	M3	M4	M5	G1	G2	G3	G4	S2	M6	M7	SM1
Distance from source(mm)	2400	3000	4200	6200	6200	6451	6700	6700	6700	6700	8200	9200	9200	10200
Distance from previous element (mm)	2400	600	1200	2000	2000	2251	500 or 251	500 or 251	500 or 251	500	1500	1000	1000	1000
Incidence angle(deg)	88	88	-	88	88	86	88 or 86	88 or 86	88 or 86	88	0	88	88	-
Shape	Spherical	Spherical	-	Spherical	Spherical	Spherical	Plane	Plane	Plane	Plane	-	Toroidal	Toroidal	-
Material	SC.Silicon	F.Silica	-	F.Silica	F.Silica	F.Silica	F.Silica	F.Silica	F.Silica	F.Silica	-	F.Silica	F.Silica	-
Raduis of curvature(W,mm)	58945	49121	-	57307	79647	28232	∞	∞	∞	∞	-	28654	35640	-
Radious of curvature(H,mm)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	58.0	86.0	-
CLS or VLS	-	-	-	-	-	-	VLS	VLS	VLS	CLS	-	-	-	-
Grating constant(l/mm)	-	-	-	-	-	-	300	600	1200	1200	-	-	-	-
Dimenstion W (mm)	400	300	-	200	200	150	100	100	100	120Phi	-	200	200	-
H(mm)	50	50	-	40	40	40	40	40	40	65	-	40	40	-
D(mm)	40	40	-	40	40	40	18	18	18	25	-	40	170	-
														-
Coating Material	Au	Au	-	Au	Au	Au	Au	Au	Au	Au	-	Au	Au	-

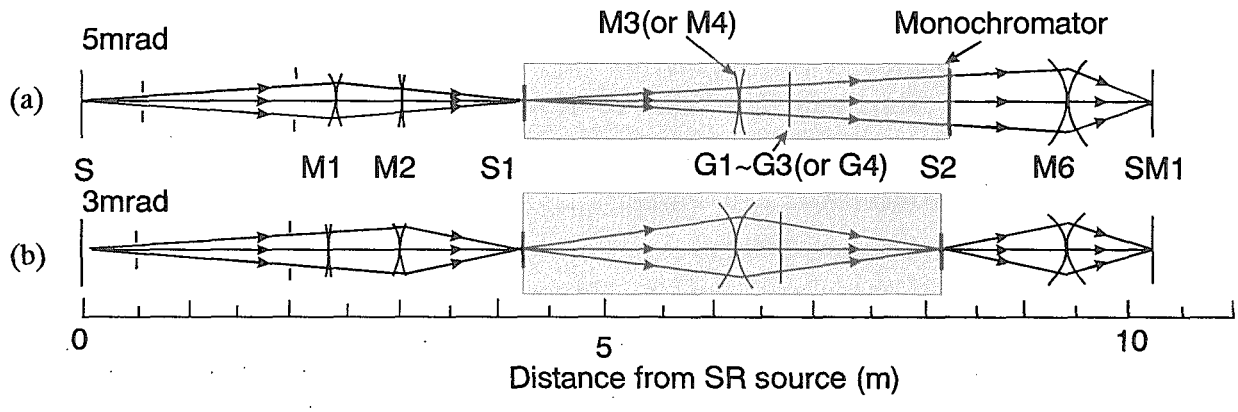


図２ 軟 X 線光学素子評価システムの光束図 (a)平面図、(b) 側面図

図3に特定の回折格子と波長走査モード（MG-VLS又はMG-SNR）を選択出来る分光器内の機械系の仕組みを示す。 回折格子G1、G2、G3は回転台Eに設置されて、ホイールWにより水平軸RH廻りに回転する。 G4はターンテーブルT上にあり、垂直軸RV廻りに面内回転する。 また、主フレームMFにとめられているネジR1およびガイドロッドR2によってE、W、およびTがスライド台Fとともに平行移動する。 従って、Fを動かすことによって特定の回折格子を入射ビーム中に持ってくることができる。 MG-VLSモードにおいて波長走査は、Eを回転させることに行われる。 回転ロッドRDの回転は、プーリーP（RDに対してスライド式）に巻かれて与圧を付加された金属ベルトBを介してWからEまで伝達される。 MG-SNRモードにおいてG4は、RDにより直接駆動された1対のベベルギア（RD側はスライド式）によって回転される。 以上述べたようなメカニズムにより真空を破らずに、特定の回折格子とこれに関連した走査モードの選択が同時にできる。

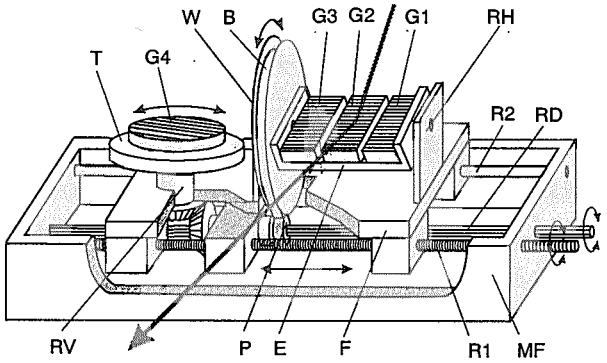


図3 回折格子駆動系 特定の回折格子と波長走査モードが選択出来る。

3．吸収端の波長位置を用いたMG-SNRの波長較正方法

MG-SNRの走査波長λと主回折光線の方向の関係は回折格子への主光線の入射角をα、回折格子の回転角ψが0（図3でG4の溝方向がG1～G3のそれと平行）のときの分散面内（x_2y_2平面）に投影した主回折光線の射影と回折格子の法線となす角度をβ_0、さらに、x_2y_2平面に垂直な面内での主回折光線のx_2y_2平面になす角度をη_0とする場合

$$\sin\alpha+\sin\beta_0\cos\eta_0=(m\lambda/d)\cos\psi, \quad (1)$$

$$\sin\eta_0=(m\lambda/d)\sin\psi, \quad (2)$$

で表される（図4参照）[6]。ここでdは格子定数である。但し、軟X線領域ではλ≪dでありη_0は≦0.1°であるのでこれを無視すると式(1)は

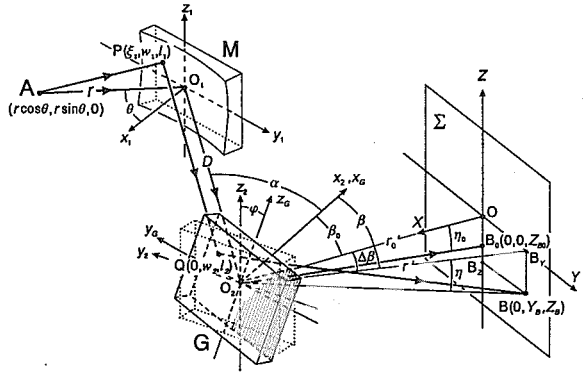


図4. MG-SNRの光学系

$$\sin\alpha+\sin\beta_0=2\sin\delta\cos K\approx(m\lambda/d)\cos\psi \quad , \quad (3)$$

となりる。 ここで、Kは1/2偏角の角度、δは回折格子の法線方向と偏角の2等分線のなす角である。 式(3)から最短波長λ_0はψ_1=0の場合で、この場合式(1)は、$\sin\alpha+\sin\beta_0=m\lambda_0/d$と表されるので、走査波長λと$\lambda_0$との間には

$$\lambda\approx\frac{\lambda_0}{\cos\psi}=\frac{2d\cos\delta\cos K}{m\cos\psi} \quad (4)$$

の関係がある。ここで留意すべきことは、式(1)-(4)のα,β_0,ψの実際の角度は測定が困難で、輝線位置や吸収端位置が既知の試料の測定から波長較正する必要があることである。 但し、回折格子

の回転角ψの増分はエンコーダにより高精度で計測可能である。MG-SNR の基本設計は偏角 $2K$=176°；格子定数 d=1/1200mm；最短波長λ_{0D} = 0.5nm；回折次数 m = −1 となっている。 したがって設計上の回折格子の法線方向と偏角の 2 等分線のなす角δは

$$\delta = \sin^{-1}\left(\frac{m\lambda_{0D}}{2d\cos K}\right) = -0.492527033^\circ \quad , \tag{5}$$

であり、主光線の設計上の入射角α、回折角β_0はそれぞれ

$$\alpha = K + \delta = 87.50747297^\circ \quad , \tag{6}$$
$$\beta_0 = K - \delta = -88.49252703^\circ \quad ,$$

である。

次に、光路に Al フィルターを挿入し、Al の吸収端波長と、光学素子基板の材質から現れる Si の吸収波長位置から波長較正を行う手順について述べる。

この実験においては仮に式(4)で最短波長をλ_{0T}= 0.1 nm とし、仮の走査波長λ_{Si} (i=1,2)を定める。 図 5 は参照光強度(I_0) Al フィルター(0.5μm 厚)の透過光強度(I)である。 参照光強度から Si の K端(λ_1 = 0.675nm)の吸収位置、透過光強度から Al の K端 (λ_2= 0.795nm) が観測された。 これらの仮の走査波長はそれぞれ、λ_{1T} = 0.275nm, λ_{2T} = 0.334nm で、回折格子の波長走査を最短波長λ_{0T}にした場合の回転角を原点とした回折格子の回転角ψ_1、ψ_2は式(4)より

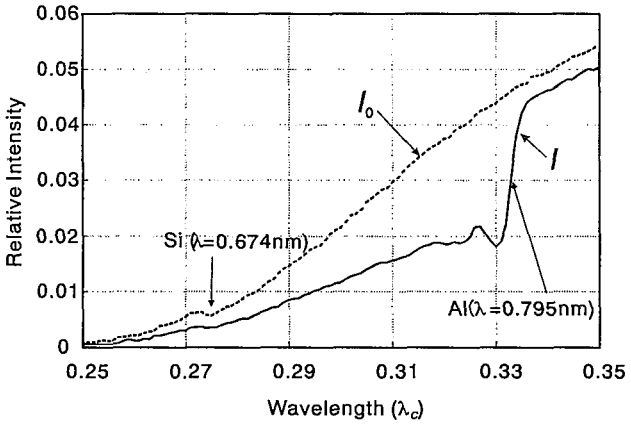


図 5. 波長較正前の参照光強度(I_0) Al フィルター(公称 0.5μm 厚)の透過光強度(I).

$$0.275 = \frac{0.1}{\cos\psi_1} \quad , \quad 0.334 = \frac{0.1}{\cos\psi_2} \quad , \tag{7}$$

から計算でき、ψ_1 = 68.67631374°, ψ_2 = 72.57835878°となった。 次に式(4)で定義される角度ψが零のときの真の最短波長λ_0と、機械的な回転角の読みと式(4)で定義される角度との差φを求める。この場合、真の走査波長λ_i(i=1,2)と最短波長λ_0及び回転角$\psi_i+\varphi$の関係は

$$\lambda_i = \frac{\lambda_0}{\cos(\psi_i + \varphi)} \quad , \qquad (i = 1, 2) \tag{8}$$

となる。 したがって、λ_1, ψ_1 とλ_2, ψ_2 を式(8)に代入し連立方程式にして解く。このことにより、λ_0 = 0.278639nm, φ = −3.095622° の値を得た。 逆に式(8)にλ_0, φ の値を代入することにより任意のψの値に対して走査波長を求めることが出来る。

なお、式(7),(8)の計算式には直接的な計測が困難な偏角 $2K$ の値を含んでいないため、これが原因となる波長誤差も生じない。 また、偏角が設計通り $2K$=176°と仮定すると、設計上の回折格子の法線方向と偏角の 2 等分線のなす角δ=−0.492527033°に対して、

$$\delta' = \frac{1}{m}\sin^{-1}\left(\frac{m\lambda_0}{2d\cos K}\right) = -0.278639^\circ \quad , \tag{9}$$

となり、設計値より 0.213888°傾いていることになる。 このため、設計上の最短波長は 0.5nm であるが、実際の(走査可能)最短波長は 0.278639nm となった。

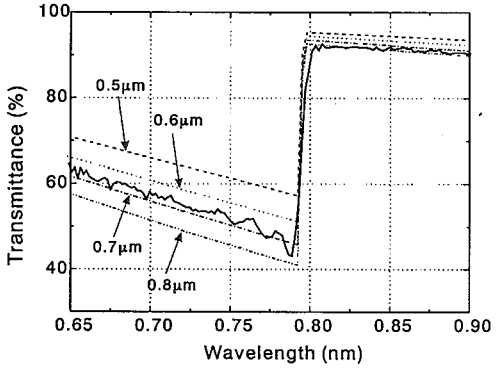


図６． Alフィルター(公称0.5μm厚)の透過率.

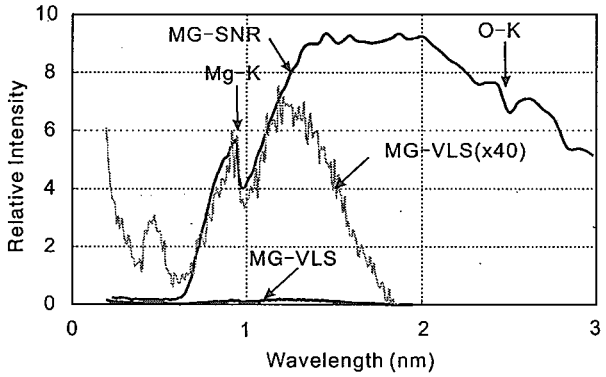


図７． MgO 粉体試料とチャンネルトロンを用いた全光電子収量スペクトル.

４．測定例

図６に図５に示した測定値に波長校正を施した参照光強度(I_0) Al フィルター(公称 0.5μm 厚)の透過光強度(I)から I/I_0 で計算された透過率を示す。点線で示した計算[10]による透過率と比較すると実験に用いたAlフィルターの膜厚は実際にはほぼ 0.7μm 厚であると見込まれる。

図７は反射率計後方のチェンバ内に置いた MgO 粉体試料から放出される光電子をチャンネルトロンで測定した全光電子収量スペクトルを示す。 比較のため、MG-VLS でも同じ測定を行った。 使用した垂直方向結像鏡と回折格子はそれぞれ M3 と G3(格子定数：1200 本/mm、偏角：88×2°)である。 MG-VLS での強度が非常に弱かったため、MG-VLS（×40）として原データを40倍したスペクトルもあわせて示している。 MG-VLS は MG-SNR に比較して分散が大きいが、これを考慮しても約 3 倍 MG-SNR の方が光量が多い。 また、MG-VLS の場合 2nm で $\beta = -90°$ となりそれ以上長波長の-1 次の回折光が存在しないので、極めて波長走査可能な波長幅が狭い。さらに、MG-VLS においては、回折格子からの散乱光に起因する零次光のすそ（shoulder）が見られるが、MG-SNR においてはこの現象は 1nm 近辺の信号強度に比較して相対的に非常に小さい。 これらの結果は全て～１nm 領域での分光測定における MG-SNR の有効性を示している。

参考文献

1. 小池雅人、依田 修、石野雅彦、佐野一雄、小枝 勝、原田善寿、笹井浩行、森谷直司、神野正文, JAERI-Conf, 2001-011, 72 (2001).
2. M. Koike, K. Sano, O. Yoda, Y. Harada, M. Ishino, N. Moriya, H. Sasai, H. Takenaka, E. Gullikson, S. Mrowka, M. Jinno, Y. Ueno, J. H. Underwood, T. Namioka, Rev. Sci. Instrum. 73, 1641-1544 (2002).
3. M. Koike, R. Beguiristain, J. H. Underwood, and T. Namioka, Nucl. Instr. Methods, A347, 282 (1994).
3. M. Koike and T. Namioka, J. Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 80, 303 (1996).
4. M. C. Hettrick, Appl. Opt. 31, 7174-7178 (1992); U. S. Patent No. 5,274,435 (1993).
6. M. Koike and T. Namioka, Appl. Opt. 36, 6308 (1997)
7. M. Koike, U.S. Patent No. 5,978,110 (1999).
8. M.C. Hutley, *Diffraction Gratings* (Academic Press, London, 1982), p.278.
9. M. Koike and T. Namioka, Appl. Opt.41,245-257(2002).
10. Web: http://cindy.lbl.gov/optical_constants/filter2.html.

JP0250470

47. 高輝度X線の発生と医療応用（その２）

Generation of High Brightness X-Ray Source and Its Medical Applications (2nd Report)

佐藤 栄治[1]、藤井 貞夫[1]、大道 博行[2]、柳瀬 悦也[2]、鈴木将之[2]、金城 康人[3]

1 川崎重工 技術研究所、2 原研 関西研究所、3 東京都立産技研

1 〒278-8585 千葉県野田市二ツ塚 118

2 〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

3 〒158-0081 東京都世田谷区深沢 2-11-1

Eiji SATO[1], Sadao FUJII[1], Hiroyuki Daido[2], Etsuya YANASE[2], Masayuki SUZUKI[2], Yasuhito KINJO[3]

1 Technical Institute, Kawasaki Heavy Industries, Ltd.,

118 Futatsuzuka, Noda, Chiba, 278-8585

2 Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute,

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

3 Tokyo Metropolitan Industrial Technology Research Institute,

2-11-1 Fukazawa, Setagaya-ku, Tokyo, 158-0081

A laser produced plasma X-ray is one of the most feasible sources to be used for medical applications: Angiography, Protein crystallography and X-ray microscopy, etc. In the present paper, we have carried out fundamental experiments to investigate X-ray characterization, spectroscopy of X-rays from laser produced plasmas and the effect of debris from a target. Human lymphocyte cells have been observed with X-ray contact microscopy and atomic force microscopy.

Keywords: X-Ray Source, High Brightness, Laser Plasma, Spectroscopy, Medical Application, X-ray Contact Microscope, Human Lymphocyte

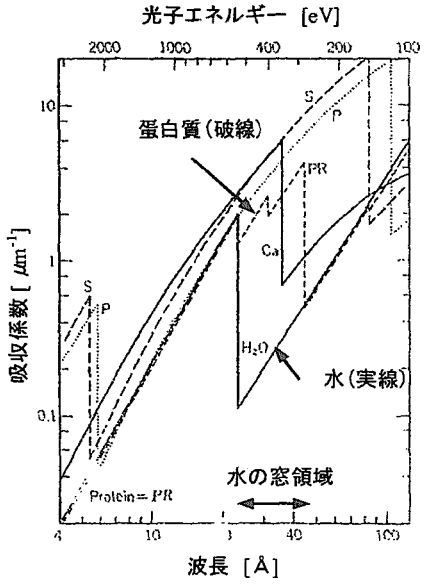


図１ X線の吸収特性

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、これにより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につなげる。特に細胞生物学分野では、細胞を生きたままの状態で観察したいという要望が強い。図１に示すように、一般に水の窓と呼ばれる酸素と炭素の吸収端の間の波長(2.3～4.4nm)を利用すると、生体中の炭素、窒素と水の酸素の吸収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。

現在、高性能X線顕微鏡の開発に必要な技術課題について検討を進めており、その一環として、本報ではYAGレー

ザー照射による水の窓領域のX線の分光実験を各種ターゲットを用いて実施するとともに密着型X線顕微鏡実験による生物試料の観察を行った結果について報告する。

2．密着型X線顕微鏡実験

2.1 実験装置及び実験方法

図2に、実験装置を示す。励起用のYAGレーザーは出力0.7J/パルス、パルス幅8ns、繰返し数10Hzである。X線分光には1200、2400ライン/mmの回折格子と電子冷却CCDカメラを用いた。ターゲットには$_{6}$C、$_{40}$Zr、$_{41}$Nb、$_{79}$Auを用い、試料はNi製の標準グリッド、ヒトのリンパ球由来細胞（ドライ、ウェット）を用意した。試料はいずれもターゲット焦点位置から10mm、照射角度45度とし、試料に5mm角のPMMAを密着した。照射後PMMAを現像した。現像にはPMMAを溶かすメチルイソブチルケトン(MIBK)とその薄め液イソプロピルアルコール(IPA)を適度に混合して用いた。現像処理したPMMAを微分干渉顕微鏡により観察し、カメラにて像を撮影した。ここで撮影時の顕微鏡倍率は33倍と66倍としている。詳細な断面プロファイルの観察にはAFMを用いた。

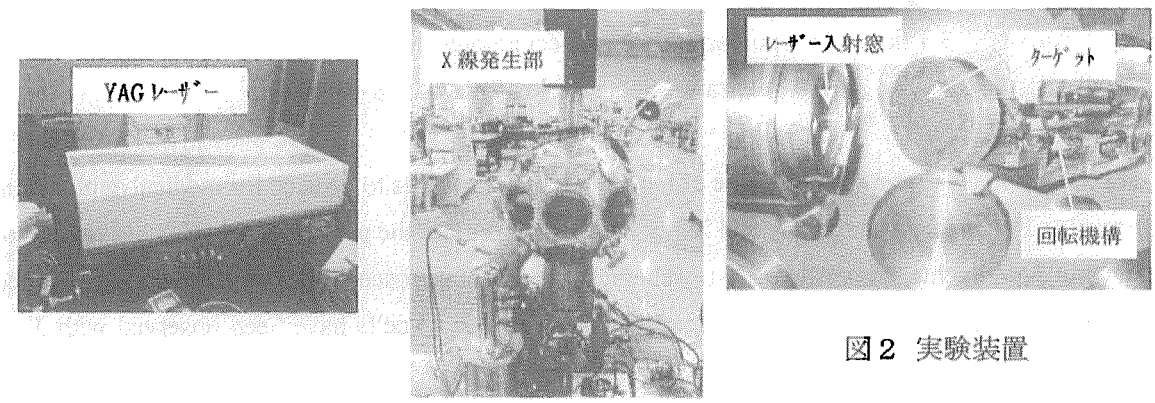


図2 実験装置

2.2 発生X線の特性

プラズマより発生するX線を、Auコートミラー（トロイダルミラー）を用いて縦方向（分光方向）は回折格子に集光し横方向はCCDに結像するとともに、不等間隔平面結像型回折格子を用いて分光することにより、CCD画像面の縦軸に波長、横軸にプラズマ横方向の距離を結像させた。今回スリット幅は100μmとした。本分光器のスペクトル測定範囲は、約2～5nmである。図3に、Cターゲットのスペクトルを示す。水の窓領域ではC及びAuがX線発生量が多いことが分かった。

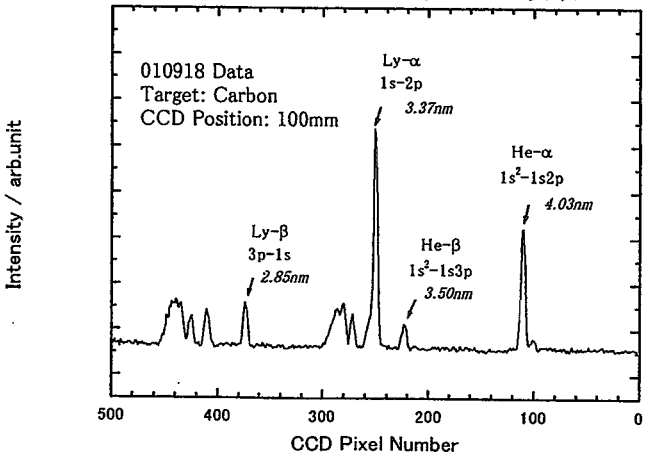


図3 Cの分光スペクトル

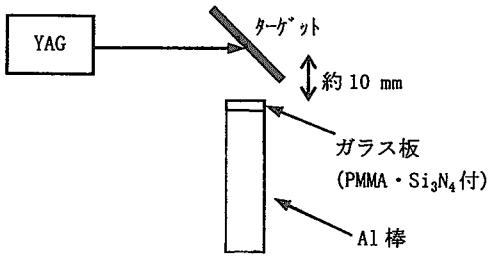


図4 照射試料の配置

図４に示す配置でターゲットより発生するデブリの試料への影響を見た。ターゲットには C、Zr、Nb、試料には図５に示す PMMA と Si_3N_4 窓(膜厚 200nm)を用いた。ショット数は 1、20、50 ショットとした。標準グリッドは Ni グリッドでワイヤー径 9μm、ワイヤー間隔 18μm であった。

図６、７に C、Nb ターゲットによる１ショットの光顕像及び AFM 像を示す。図６に見られる黒または白い斑点はデブリによる PMMA の損傷である。また C はデブリの影響で像が不鮮明になっているが、Nb は非常に鮮明な像が観察された。C のみ 50 ショットで SiN 膜が破損していた。C は水の窓領域 X 線源としてよく利用されるが、デブリの問題を克服する必要がある。

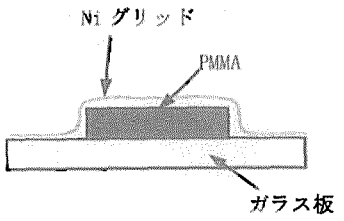


図５ 標準ｸﾞﾘｯﾄﾞ試料

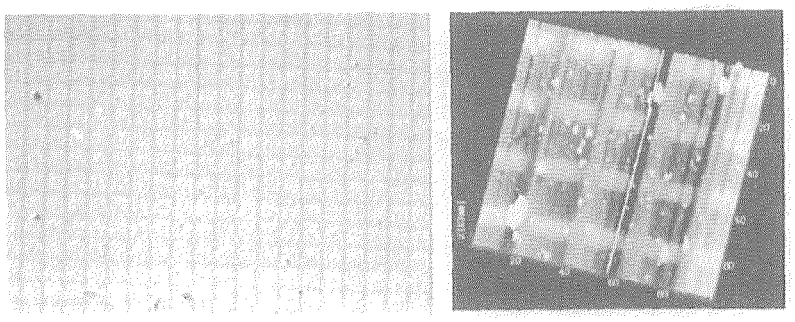
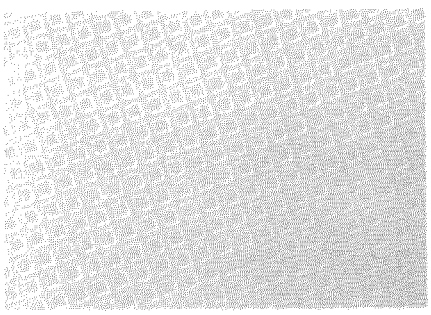


図６ Cﾀｰｹﾞｯﾄによる光顕像及び AFM 像

断面プロファイルを見ると、PMMA の表面自体がかなりの凹凸があった。これは最初から存在するものか、露光の関係で生じたものかは不明である。凹凸の平均で見た場合、深さは X 線照射量に関係するが、C では約 100nm、Nb では約 50nm となっており、C のほうが照射量は大きいことが分かる。グリッドの間隔は約 20μm、グリッドの幅は約 10μm となっており、グリッドのカタログ



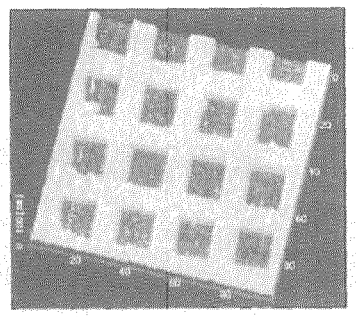


図７ Nb ﾀｰｹﾞｯﾄによる光顕像及び AFM 像

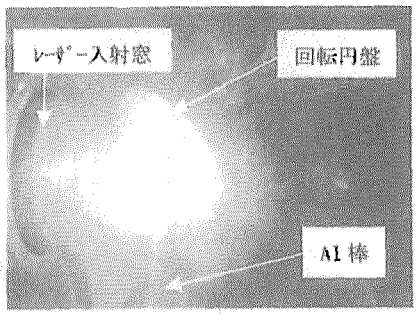


図８ 発生したﾌﾟﾗｽﾞﾏ

値（それぞれ、18μm、9μm）にほぼ等しいことが分かる。

図８に、レーザー照射によって形成されたプラズマの写真を示す。写真では広い範囲で感光しているがプラズマはターゲットのごく近傍に形成される。

2.3 生物試料の観察

ターゲットには Au 箔を用い、１ショット、試料は人間のリンパ球由来細胞である。図９に、ドライ試料を示す。図 10 に、照射後の観察像を示す。細胞が分裂する直前にまず染色体が移動する様子が鮮明に捉えられていることが分かる。染色体の微細構造が観察されていることから分解能は 10～数 10nm と見積もられる。

ウェット試料では恒温槽で培養した細胞を遠心分離機で堆積し、次に界面展開全裁法と呼ばれる方法で試料を作製する。最後に図 11 に示すように、試料を真空中に設置するため 100nm 厚の SiN 薄膜で覆い、周囲をシールテープで封じた。そのため試料の厚さは約 14μm にもなり 1 ショットでは光量不足で観察可能な光顕像を得ることができなかったが図 12 に示すように AFM では捉えられていることが分かった。

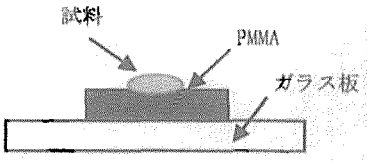


図 9 ドライ試料

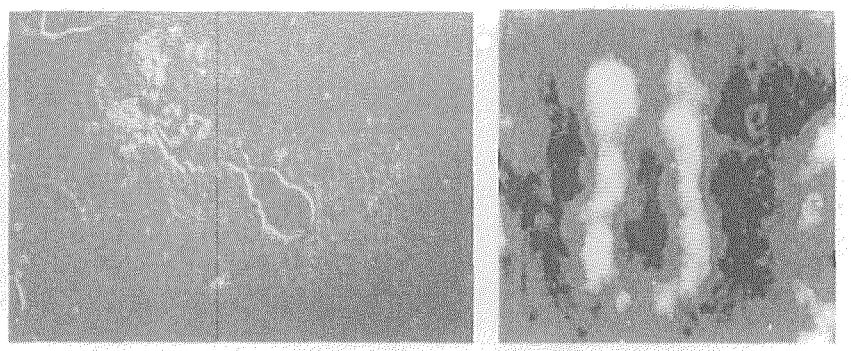


図 10 ドライ試料(ﾘﾝﾊﾟ球由来細胞)の観察像

3．結言

YAG レーザー照射による水の窓領域の X 線の分光実験を各種ターゲットを用いて実施するとともに密着型 X 線顕微鏡実験による生物試料の観察を行った。その結果、Au ターゲットを用いたドライ生体試料の鮮明な X 線像を得ることができたが、ウェット試料では試料の厚さや X 線光量不足の問題はあるが AFM により観察可能な像を得ることができた。

以上の実験結果に基づき技術課題をまとめ、高性能 X 線顕微鏡の開発に繋げる予定である。

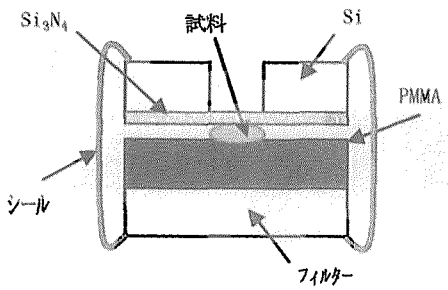


図 11 ウェット試料

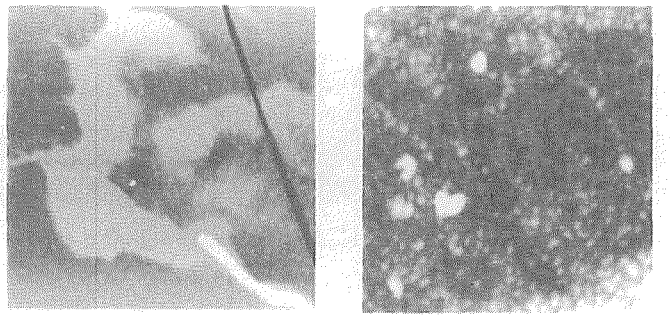


図 12 ウェット試料の AFM 像

JP0250471

48. がん治療小型シンクロトロンのためのレーザーイオン源
Laser Ion Source for Compact Synchrotron dedicated for Cancer Therapy

○野田章、岩下芳久、頓宮拓、中村衆、ファディル　ヒシャム、森田昭夫、白井敏之、山崎淳,
大道博行*、山極満*、松門宏治*、加藤義章*,
マンフレッド　グリーザー$、ミシェッル　ボイテルスパッヒャー$

Akira Noda, Yoshihisa Iwashita, Hiromu Tongu, Shu Nakamura, Hicham Fadil, Akio Morita, Toshiyuki Shirai,
Atsushi Yamazaki , Hiroyuki Daido*, Mitsuru Yamagiwa*, Koji Matsukado* and Yoshiaki Kato*,
Manfred Grieser$ and Michael Beutelspacher$

京都大学・化学研究所、日本原子力研究所・関西研究所*
Institute for Chemical Research, Kyoto University, JAERI Kansai Research Establishment*
Max-Planck-Institut für Kernphysik$

Keyword: Cancer Therapy, Laser Ion Source, Injector for Compact Synchrotron Phase Rotation

For the purpose of promoting the ion cancer therapy , an injector for a compact synchrotron is under development, utilizing the laser ion source composed of a high power-short pulse laser focused on a solid target, an RF cavity synchronized with the pulse laser to rotate the produced ion beam in a longitudinal phase space and beam cooling system.

1. はじめに

陽子・炭素などの荷電粒子線によるがん治療は、人体に対する機能及び形状の損傷がない点から患者の Quality of Life の観点から近年注目を集めており、肝臓がん・肺がん等の日本人に多いがんにも高い治療効果を挙げている。こうした治療法の広範な普及に向けて、こうした治療のために必要となる陽子及び炭素線のシンクロトロンの小型化を図る目的から原研関西研の大電力(100TW),超短パルス(20fsec)レーザーを固体ターゲット上に収束して得られる High Density Plasma から生成されるイオンビームをこのシンクロトロンへの入射ビームとして活用する可能性について開発を進めている。米国の Lawrence Livermore Laboratory 及び英国の Rutherford Appleton Laboratory の実験でレーザーのパワー密度が 10^{18} W/cm^2 を越えるような条件では、数十 MeV に及ぶ高エネルギーイオンが生成されることが報告されているが、こうした生成イオンビームは、エネルギー分布にピークが無く、エネルギーの増大につれて、生成イオン数は指数関数的に減少している。我々はこうした状況を改善し、レーザー生成イオンビームのエネルギースペクトルにピークを形成して、実用に耐えうるビーム強度を達成することを目指している。

2． レーザーイオン源のスキーム

具体的なスキームとしては、まず薄膜固体ターゲットで生成されたイオンビームがレーザーの超短パルス Structure を反映して、時間幅が殆ど無い点を利用して、一定距離を飛行させた際に、エネルギーの違いによって生ずる位相差を利用して高周波電圧によるエネルギー補正を行う(位相空間回転)(図１参照)。これにより当初±5%程度のエネルギー幅のビームを切り出したものを、±1%程度にまで縮減する。これをさらに電子ビーム冷却によるビーム冷却を施すことにより、±0.1%に縮減して、後段のパルス超強磁場シンクロトロンの運動量アクセプタンス（±0.1%）と整合をとるスキームとなっている。

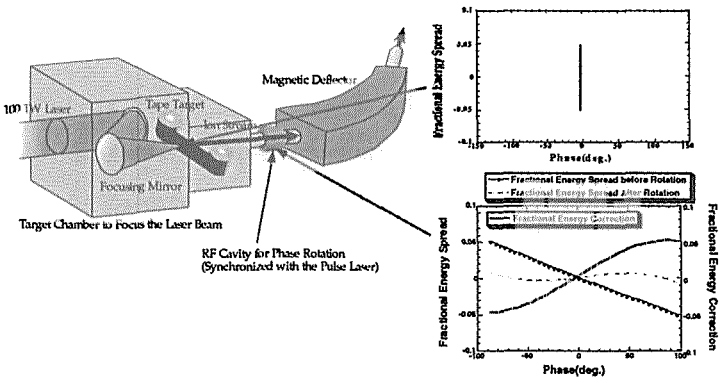


図１ レーザーイオン源で生成されたイオンの位相空間回転によるエネルギー幅縮減のためのスキーム

2．1．位相空間回転によるエネルギー幅圧縮

位相空間における回転により、エネルギー幅の縮減を実現するためには、イオンプロダクションに用いるパルスレーザーと同期のとれたＲＦ電場により、イオンビームを加・減速してやる必要がある。レーザーの種レーザーの発振周波数は 80MHz 近辺であるので（原研関西研の 100TW レーザーの場合は 79.3MHz）この整数倍に位相空間回転用のＲＦの周波数を選んでおくと同期がとりやすい。我々はレーザーの集光点からＲＦキャビティーまでの距離を当面１ｍ程度と想定し、このＲＦ周波数を 160MHz 近辺に選ぶ案で検討を進めている。図２にこのＲＦ空胴のテストのために東大・工学部・原子力工学施設の実験室内のターゲットチェンバーに隣接して設置した位相空間回転のテストＲＦ空胴を示した。

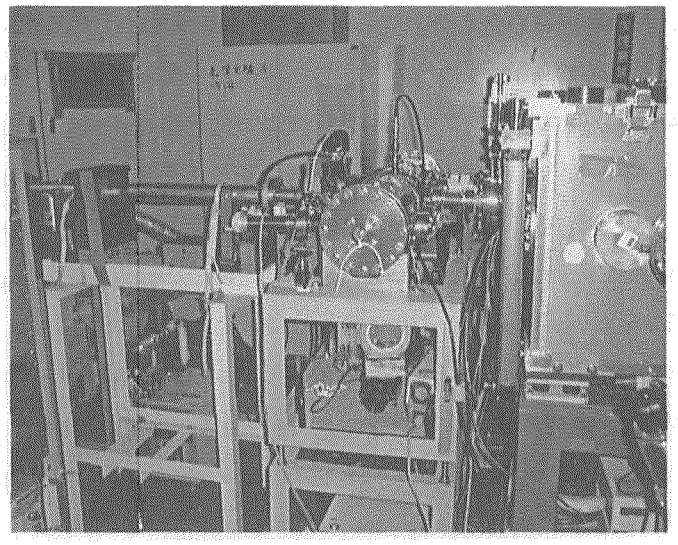


図２ 東大工学部原子力研究施設のターゲットチェンバーに隣接して設置された位相空間回転のテストＲＦ空胴

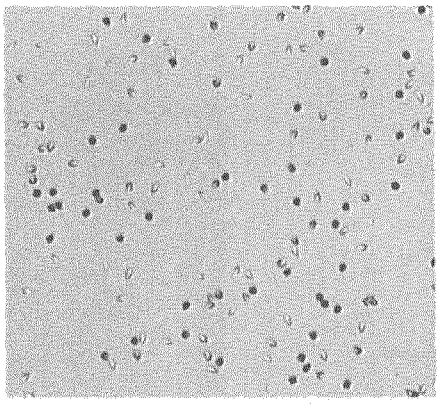


図３．ＣＲ３９に陽子ビームにより形成されたエッチピット

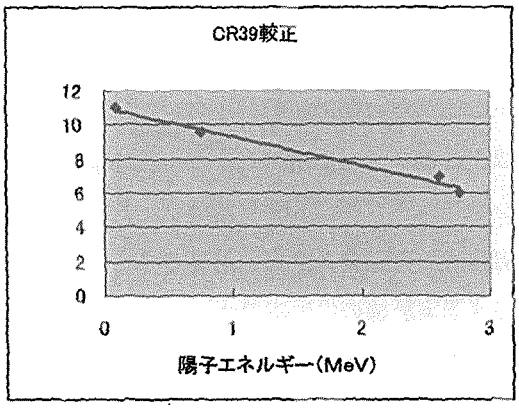


図４　ＣＲ３９の較正曲線

また、こうしたスキームの定量的評価のため、原研関西研の 100TW レーザーを用いた実験が可能となるまでの予備実験として、東大・工学部・原子力研究施設の１０ＴＷレーザーを用いて、ＣＲ３９を用いたレーザー生成イオンのエネルギー分布及び角分布の測定に向けた取り組みを開始している。その手始めとして，京都大学理学部のタンデムバンデグラーフを用いたＣＲ３９の較正実験を行った。図３にＣＲ３９上のエッチピットの様子を、図４にこの実験で得られた較正曲線をそれぞれ示した。

２．２．ホットイオンビームの電子ビーム冷却

我々は 2MeV/u の炭素ビームを電子ビーム冷却することを考えている。この領域の炭素ビームの電子ビーム冷却自身は目新しいものではないが、電子ビームの冷却力は図５に示したように±0.1%の領域で有効に作用し、この外側の領域では急速に減衰するので、我々が扱うことを目指す運動量幅が±1%と広いホットビームに対しては電子ビーム冷却の冷却時間が長くなり、適用の可能性は自明ではない。ホットイオンビームを実用的な冷却時間で冷却を行うため誘導加速装置を用いたイオンビームの加速と電子ビーム冷却を組み合わせたシステムのフィージビリティーに関する予備実験をドイツハイデルベルグのマックスプランク原子核研究所のＴＳＲを用いて２００１年７月に行った。図６にその実験結果を示す。図から判るように、誘導加速無しの場合、-1%から中心(0%)まで冷却するのに 2.5 秒程度を要していたものが、0.4V の誘導加速電圧の印加により、0.6 秒まで短縮できることが判明している。

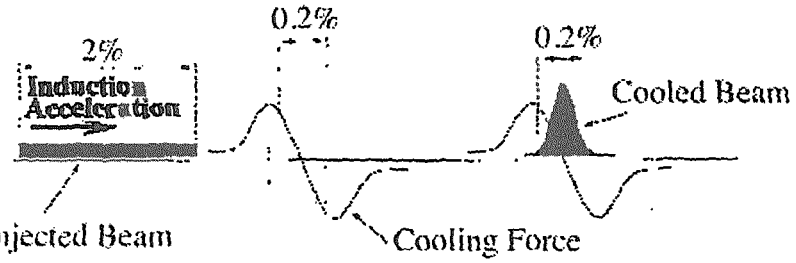


図５　電子ビーム冷却の冷却力とホットビーム冷却の原理図

3．レーザーイオン源の実証テストファシリティー

上に述べた大電力超短パルスレーザーで生成されたイオンを冷却し、パルス超強磁場シンクロトロンに入射可能なビーム特性を実現する実証機を京大・化研のイオン線形加速器実験棟の中に実現する計画を推進している（図７参照）。５０ＴＷレーザーを固体ターゲットに集光し、生成したイオンを位相空間回転した後、イオン冷却リングＬＳＲに入射し、電子ビーム冷却を行い、トータルシステムとしてのフィージビリティーテストを行う予定である。

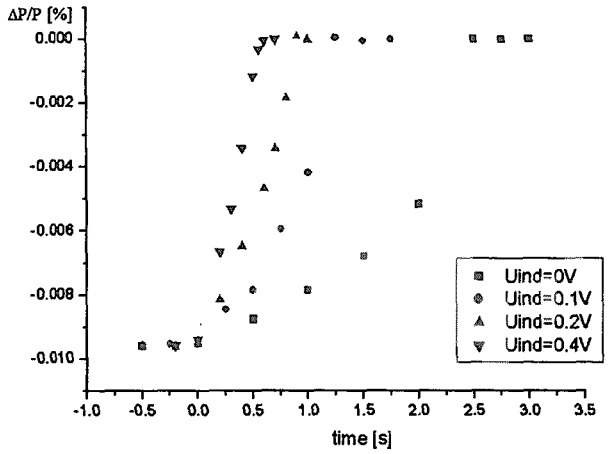


図６種々の誘導加速電圧のもとでの電子ビーム冷却による炭素ビーム（63.3MeV）の運動量変化の様子

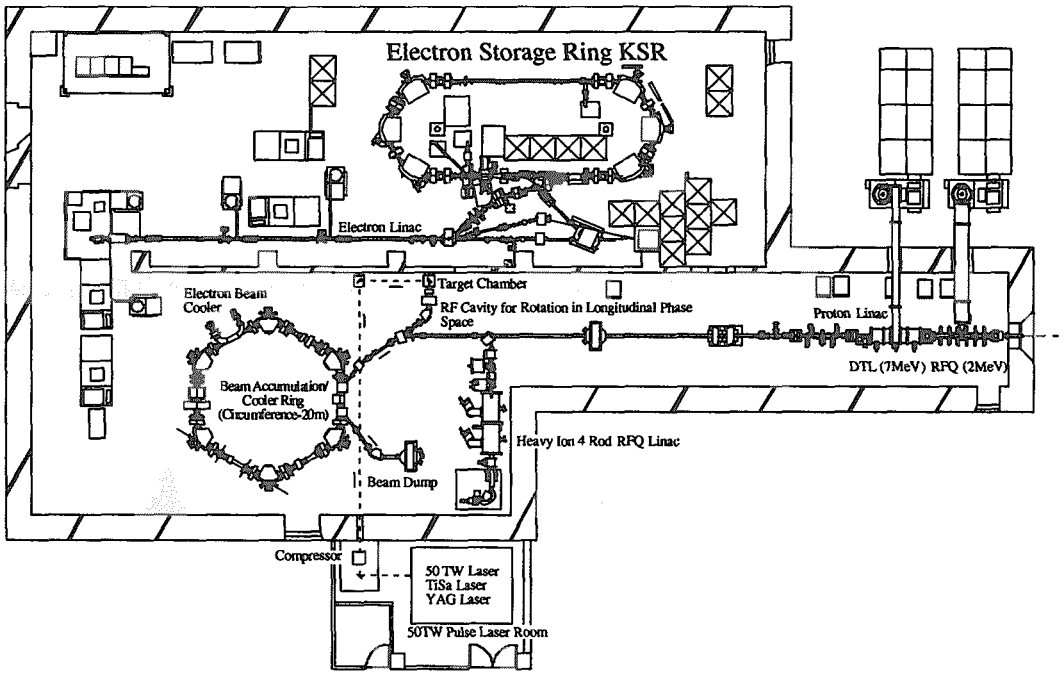


図７　京大・化研・原子核科学研究施設に設置予定のレーザーイオン生成・ビーム冷却試験施設ＬＳＲのレイアウト

JP0250472

49.ラマン圧縮増幅システムとそのレーザ加工への応用
Pulse Compressor/amplifier System by Backward Raman Scattering and its Application to Laser Processing

出来恭一，松岡史哲，鄭和翊*，和田孝一，西村昭彦，有澤孝，
下別府祐三**，早坂昇**，久保至***
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
*東海大学工学部，
**富士通株式会社電子デバイス事業本部，
***カンタムエレクトロニクス株式会社

A compact DPSS Raman pulse compressor–amplifire system was developed and 15ps-50ps duration pulses with 5mJ energy at 1203nm were obtained at 100Hz repetition rate. Laser processing characteristics of silicon wafer and polyimide film were investigated experimentally by the use of this laser system.

Keywords: Stimulated backward Raman scattering, Pulse compression, Laser processing

１．　はじめに

CSP(chip size package)やBGA(ball grid array)などに代表される高密度実装技術の進展やCPU の高性能化に伴い半導体材料のレーザを用いた穴あけや切断加工が注目を集めている．これらのデバイスでは従来の機械的加工で追随できない微細加工や加工周辺でのクラックやチッピングの発生を極限に抑えた加工が要求されているからである．一方，超短パルスレーザ加工は極限まで熱影響領域を制限でき，再付着も少ないとされておりこのような用途に適すると考えられるが，通常採用されているCPA方式の超短パルスレーザ装置は，産業用実用機として考えた場合，システム構成が複雑で高価，取り扱いが難しい等の問題点がある．そこでCPA方式以外の小型で取り扱いの容易なパルス圧縮方式について調査，研究を行ってきた．その結果 SBS セルと後方誘導ラマン散乱を利用することにより 4.2 ns(1064nm)から 15 ps(1204nm)へ約280倍のパルス圧縮が可能であることを実験的に示した．ここではこのシステムの概要について報告する．またこのシステムを用いたシリコンウエファーおよびポリイミドフィルムについてのレーザ加工特性をロングパルスレーザ(27 ns, 1064nm,532nm)および超短パルスレーザ(67 fs, 800nm)などを用いた加工特性と実験的に比較，検討を行ったのでこれについても報告する．

２．　ラマン圧縮／増幅システム

図１にラマン圧縮／増幅システムのブロック図を示す．ラマン光発生用のポンプ光はNd:YAGレーザで，これはQCW 半導体レーザを用いた端面励起方式(繰り返し周波数100Hz)のMOPA構成である．その発振器の共振器長は約50mmで縦多モード発振を抑制している．その中にBrewster角で挿入されたCr^{+}:YAG可飽和吸収体によりQ-スイッチングされ，4.3nsec, 60μJ, M^2<1.2のパルスを得ている．発振器からの出力は初段の前置増幅器を経た後SBSセルにて最初のパルス圧縮を受けパルス幅は約350psに圧縮され，引き続く２段目の前置増幅器と終段増幅器によって約23mJまで増幅されラマン光増幅用のポンプ光となる．終段増幅器からの出力のビーム品質はNd:YAGロッドの熱レンズ効果によりM2=1.8～2.5程度に劣化するため，ビーム品質が劣化しない前置増幅器出力の一部を利用してラマン光発生用ポンプ光

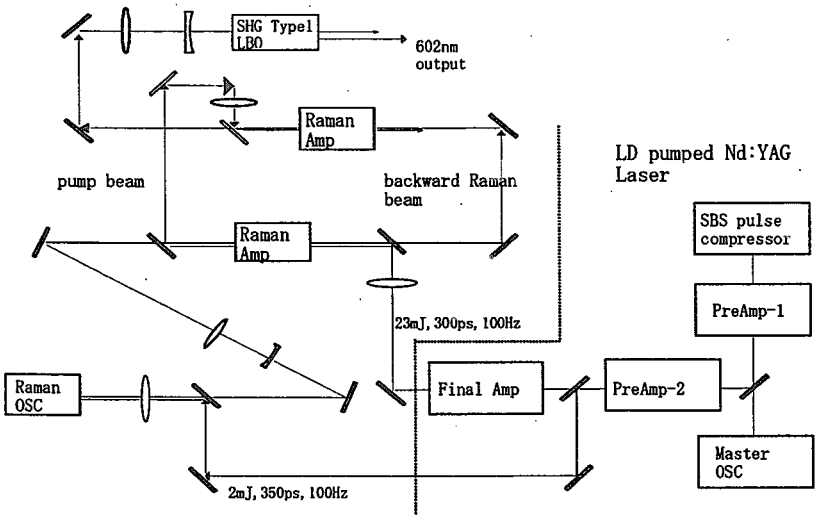


図１　ラマン圧縮／増幅システム

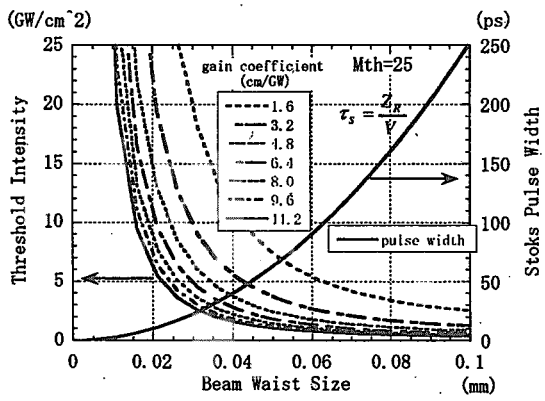


図２　ビームウエスト半径対ラマン発振閾値および後方ストークス光パルス幅.

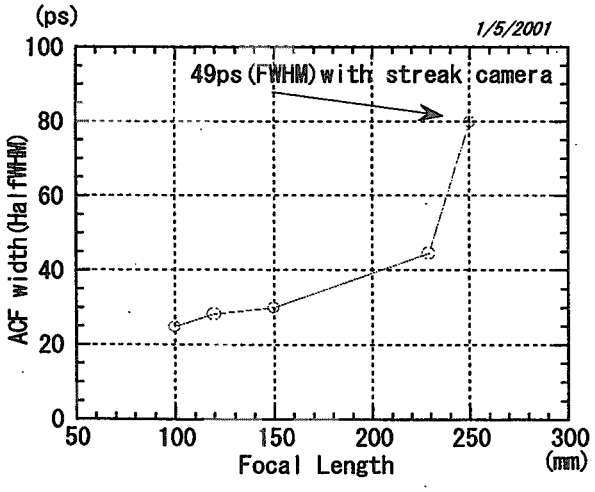


図３　焦点距離対自己相関信号幅（半値半幅）

としている．ラマン媒質としては比較的ダメージ閾値の高いカルサイトを用いた．後方誘導ラマン散乱光は，飽和しない高ラマン利得を得ながら伝搬するためパルス前縁でパルス圧縮効果を持つ[1]．発生した後方ラマン光をダイクロイックミラーで分離し,終段増幅器からのポンプ光と同期して次段のラマン結晶で出会うように互いに逆方向から入力することによりその増幅が可能となる．図１に示す２段までのラマン増幅で最大5mJのラマン光を得た．この時のポンプ光合計は約 25mJ であったのでポンプーラマン変換効率は約20%と見積もられる．一方，後方ラマン光のパルス幅 t_s は，Z_R/V に比例する．ここで，Z_R はラマン媒質への集光のレーリーレンジ，V はラマン媒質中の光波の伝搬速度である．比例係数を１と仮定して集光のウエスト半径とパルス幅との関係を図２に示した．同図にはラマン発振閾値強度も同時に示した．パラメータはラマン利得係数でラマン発振のトータル利得に対する閾値を25として計算した．強い集光を行い，レーリーレンジを短くするだけパルス幅が短くなるがラマン利得係数の大きな材料を用いないとポンプ光強度がラマン結晶の surface damage 閾値を越えるようになる．即ち，パルス圧縮と結晶の damage とは trade-off の関係であることが判る．図３に集光の焦点距離の変化に対するラマンパルス幅の実測値（オートコリレーション信号の半値半幅）の変化を示す．f=250mm でのパルス幅（半値全幅）が別途ストリークカメラで 49ps と実測されているのでf=100mm でのパルス幅（半値全幅）はおよそ 15ps と見積もられる．図４にラマン発振器からの出力光のビームプロファイルを示

す．M_x^2=1.17, M_y^2=1.10 を得ている．
図５は f=250mm レンズで集光した場合のラマン発振器の入出力特性である．

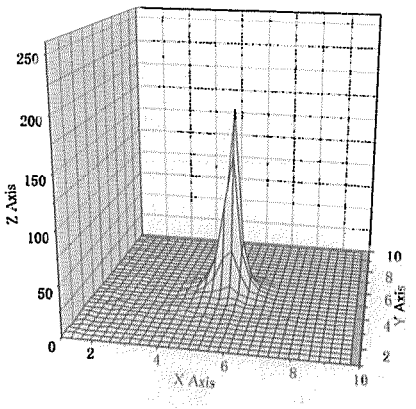


図４ ラマン発振器出力光のビームプロファイル

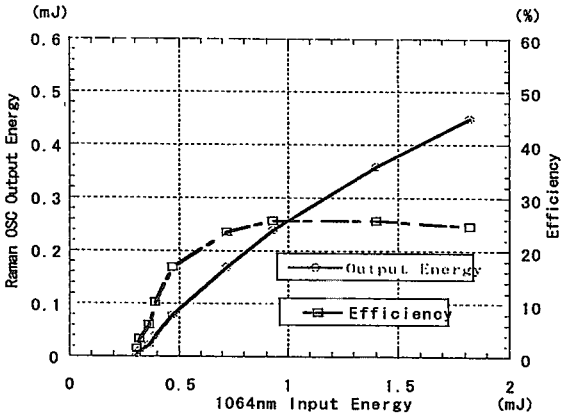


図５ ラマン発振器の入出力特性

３．レーザ加工実験

上記ラマンシステムを利用したレーザ加工実験を行った[2]．光源として，ラマン基本波出力(1203nm, 30ps)，およびその第２高調波（602nm）出力，さらに比較のためチタンサファイヤフェムト秒レーザ光（800nm, 68fs），ロングパルス Nd:YAG SHG レーザ（1064nm, 27ns）なども用いた．試料として，厚さ 50μm のシリコンウエファーおよび厚さ 70μm のポリイミドフィルムを用いた．図７はシリコンウエファーへのビームの重なりのない照射を行った場合で，(a)はロングパルス(27ns) Nd:YAG SHG 光(532nm)を，(b)はラマン SHG 光(602nm, 30ps)を，(c)はチタンサファイヤフェムト秒レーザ光（800nm, 68fs）を照射した場合の形状を示している．(b)と(c)はよく似た形状を示し，ロングパルスの(a)とは全く異なる．100ps パルスに対する熱拡散長は 0.17μm と計算され問題とならないことからも理解できる．また，(c)では再付着による加工痕周辺のデブリが多く認められ，(b)の方が少ない．これは一般に言われている“フェムト秒加工では再付着が少ない”こととは矛盾する．システム構成上回避することが難しいプリパルスによるプルム発生と主パルスによるサンプル面への再付着が原因と考えられる．Table1 に同一集光系，同一掃引速度，同一パルスエネルギーでの 50μm 厚さシリコンの切断までの掃引回数を調べた結果を示す．ラマン光の第２高調波で最も掃引回数が

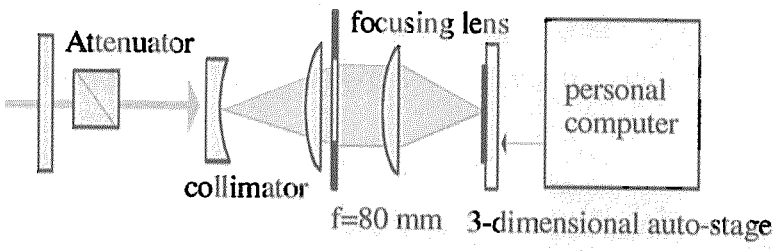
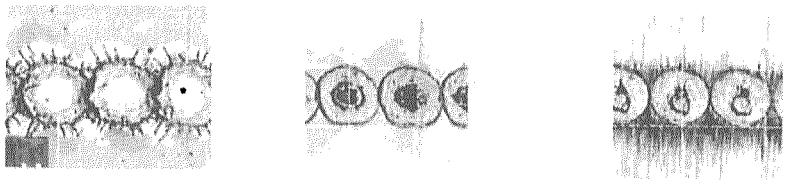


図６ レーザ加工実験光学系



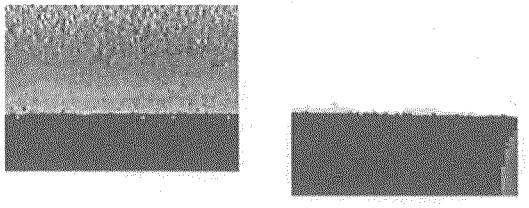
(a) (b) (c)

図７ シリコンウエファーへのビーム重なりの内照射痕．(a) ロングパルス(27ns) Nd:YAG SHG 光(532nm)，(b)ラマン SHG 光(602nm, 30ps)，(c)チタンサファイヤレーザ光（800nm, 68fs)

少なく切断できた．図８は現在行われているダイアモンド刃による切断との比較写真で，ラマンSH波を用いた場合にはチィッピングやクラックはほとんど認められない．これらの結果はシリコンのレーザ加工にとっては朗報である．複雑，高価なCPAシステムが不要となるからである．　図９はポリイミドの溝加工の結果の１例で，チタンサファイヤフェムト秒レーザとラマン SH 波での加工とを比較している．同一エネルギーであるが後者の方が黒化が見られずエッジ形状が円滑である．また溝形状は前者がV字，後者が台形状であり，除去体積の大きさが予想され．その測定結果(図１０)もそれを裏付けている．ポリイミドを構成する多くの一重結合の結合エネルギーが3.2-3.7eV近傍にあり，それらはラマンSH波の２光子エネルギー4.1eVよりも小さく，チタンサファイヤーレーザ光のそれ(3.1eV)よりも大きいことが寄与していると考えられる．

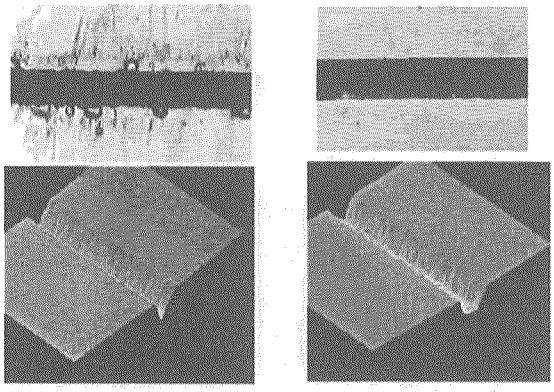
表１　シリコンウエファー切断実験結果

Laser	Raman	Raman SHG	Ti:Sapphire
wavelength	1204nm	602nm	800nm
Pulse duration	30ps	30ps	67fs
Pulse energy	0.7mJ		
Scan speed	0.5mm/sec		
Scanning times untill cutting completion	15 times	5 times	8 times



(a)　(b)

図８ シリコン切断エッジ形状 (a) ラマンSHG　(b)ダイアモンド刃



(a)　(b)

図９ ポリイミドフィルムへの溝加工．(a) チタンサファイヤレーザ光（800nm, 68fs）(b) ラマンSHG光 (602nm, 30ps)

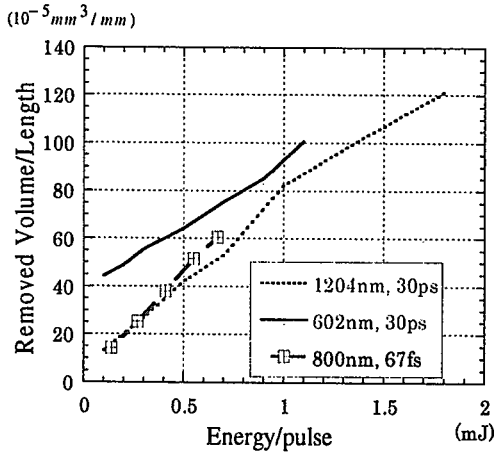


図 10 ポリイミドフィルムの除去体積比較

４．まとめ

簡易，コンパクトなシステム構成が可能な数十フェムト秒のラマンレーザとその高調波光が半導体デバイス関連材料のレーザ加工に極めて有効であることが判明した．産業用として実用化が容易であり，今後の実際的展開が期待される．

文献

[1]J.R.Murray et al.:IEEE J. Quantum Electron, vol.QE-15 (1979)342.
[2]K.Deki et al.:Technical digest CLEO/Pacific Rim 2001 vol. II (2001) P2-30.

JP0250473

50. 高出力・短パルスレーザーによるシリコン基材の貫通穴加工

Through-hole Processing of Silicon Wafer using High Power Short Pulse Laser

金井真樹、滝沢広幸

(株) 東京カソード研究所

〒355-0812 埼玉県比企郡滑川町大字都 25-33

Masaki KANAI, Hiroyuki TAKIZAWA

Tokyo Cathode Laboratory Co.,Ltd.

25-33 Miyako, Namegawa-machi, Hiki-gun, Saitama 355-0812 Japan

出来恭一、松岡史哲、有澤孝

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

Kyouichi DEKI, Fumiaki MATSUOKA, Takashi ARISAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

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

Fine processing of silicon using high-power short-pulse laser has been studied. Through-holes are formed on silicon wafer by irradiation of the laser pulses, and the relationship between hole shapes and the laser-beam characters has been studied. The hole shape strongly depends on the beam profile, pulse width and wave length. Ultra-short (60fs) laser pulses shaped by image-relay technique give better results, namely, good shape and high speed. If the wavelength is short, processing using longer pulse laser (350ps) is also possible, although it often causes damage of the wafer. The data shown here indicate the advantage of ultra-short laser for the fine processing of silicon.

Keywords : Laser processing, Ultra-short pulse, Through-hole, Silicon

1. はじめに

近年、短パルスレーザーによる材料の微細加工が、熱損傷の少なさや処理雰囲気の自由度の大きさなどの点から注目されている[1, 2]。 我々は、半導体デバイスの周辺部品への応用を目的として、短パルスレーザー光照射によるシリコンの微細加工の研究、特にシリコンウェハーに対する貫通穴形成を試みている。数種類のレーザー光をウェハー上に集光して貫通孔を形成し、加工部の形状や加工速度を比較した。その結果、パルス幅・波長・ビームプロファイルなどにより、結果に大きな差が現れる事がわかったので報告する。

2. 実験

試料として 425-525μm 厚のシリコンウェハー（アセトン洗浄）を用い、光源として原研設置

のフェムト秒レーザー（波長：800nm，発信周波数：100Hz，パルス幅：60fs，出力：0.25mJ）及びパルス圧縮されたYAGレーザー（発信周波数:100Hz，パルス幅:350ps）の基本波（波長:1064nm，出力：1.1mJ）、2倍波（波長：532nm，出力：0.9mJ）、3倍波（波長：355nm，出力：0.3mJ）を用いた。

シリコンウェハー（厚み 425-525μm）に対しレーザー光を集光し、貫通孔を形成した。光学系として、f=80mm 及び f=40mm レンズによる単純集光系と、10：1 及び 14.3：1 のイメージリレー光学系を用いた[3]。単純集光系では、照射しながら試料をレンズ方向へスキャンした場合とレンズ-試料距離を固定した場合の比較実験も行った。すべての場合において、開始時にウェハー表面で焦点が結ばれるようにセッティングを行った。今回の実験ではレーザー光がウェハー裏面より透過した段階で加工終了と見なしている。加工後、貫通孔開口部をキーエンス社製超深度顕微鏡VK-8500を用いて観察し評価した。実験はすべて大気中で行った。

3. 結果

フェムト秒レーザー光をレンズによりウェハー上（425μm^t）に単純集光した場合、f=80mm レンズを用いて約 50 秒（5000 パルス）で貫通孔が形成できた。一方 f=40mm のレンズを用いた場合には貫通まで約 2 分（12000 パルス）を要した。集光率の高い f=40mm の方が加工速度が速い

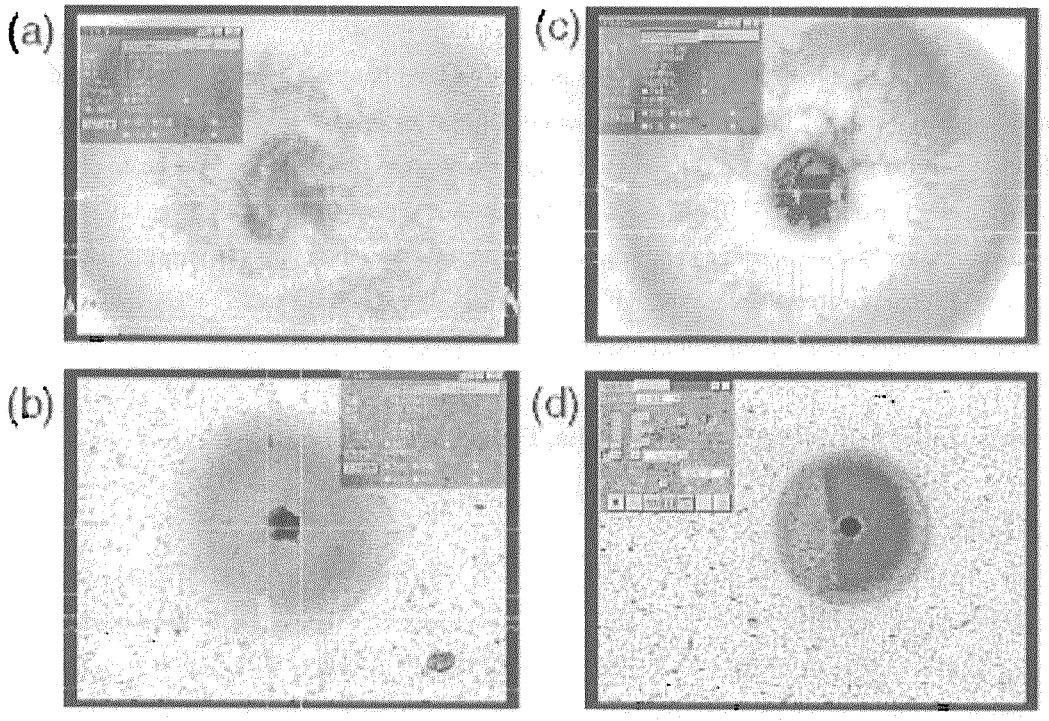


図1　フェムト秒レーザーを単純集光して形成した貫通孔開口部の超深度顕微鏡写真。(a)試料ーレンズ距離固定条件での表面、及び(b) 裏面。(c) 試料ーレンズ距離スキャン条件（5μm/s）での表面、及び(d) 裏面。

と予想されたが、逆の結果であった。f=40mm レンズは f=80mm と比べて焦点距離での集光率は高

いが、発散も大きい。加工速度が光強度密度に対し強い依存性を有することから考えて、距離ズレによる光強度密度の低下が加工速度の低下となって現れたと推測される。図 1(a,b) は、上記の単純集光条件で得られた貫通孔の形状である。穴の形状がかなり激しく歪んでいる事がわかる。そこで形状と加工速度の改善をねらい、試料ーレンズ間距離を低速でスキャン (5μm/sec) した。結果を図 1(c,d)に示す。穴形状は比較的良好で円に近いものの、加工速度はかえって低下し、貫通までに 2 分以上要した。試料ーレンズ間距離を固定した場合に比べ、2 倍以上の速度低下である。

加工後の貫通穴の形状を観察すると、試料ーレンズ間距離をスキャンした場合、固定条件に比べて、ウェハー表面の開口径がかなり広がっている事がわかる。(図 1 参照) 裏面の開口径はほぼ同じで、スキャンによりかなり極端なテーパー形状を持つ貫通孔が形成されたことがわかる。この結果は、試料位置スキャンにより生じるフォーカスずれの効果が非常に強い事を示唆している。このため形状は一見改善されるが、より広い領域を加工してしまうため、結果として加工速度が低下したものと考えられる。

以上の結果から、形状と速度を同時にを改善するためには、試料位置は固定したまま、レーザーのビームプロファイルを改善する方法が有効ではないかと考えた。そこで、アパーチャー (800μmφ) でビームを整形し、イメージリレー光学系を用いてウェハー上に結像し、貫通孔を形成した。試料上でのスポットサイズが 80μm 及び 56μm となる条件で実験を行ったところ、表面の開口径がほぼ計算値通りである貫通孔が形成された (図 2 参照) 。穴形状は期待通り改善され、真円に近いものが得られている。貫通に要する時間も短く、最短では約 20 秒 (2000 パルス) であった。ただし、現状ではテーパーが激しいので、この点は改善を要する。

YAG レーザーを用いて同様の加工を試み、レーザーパルス幅と波長の効果を検証した。基本波を用い、パルスあたりのエネルギーをフェムト秒レーザーと同じ(0.2mJ/pulse)にして実験を行ったところ、加工速度が 1 桁以上低下した。原因としては、パルス幅の広がりにともなうエネルギー尖頭値の低下が影響した可能性と、シリコンの基礎吸収がこの波長領域で極めて低いためである可能性が考えられる。そこで、2 倍波・3 倍波を用いて実験を行ない比較した。3 倍

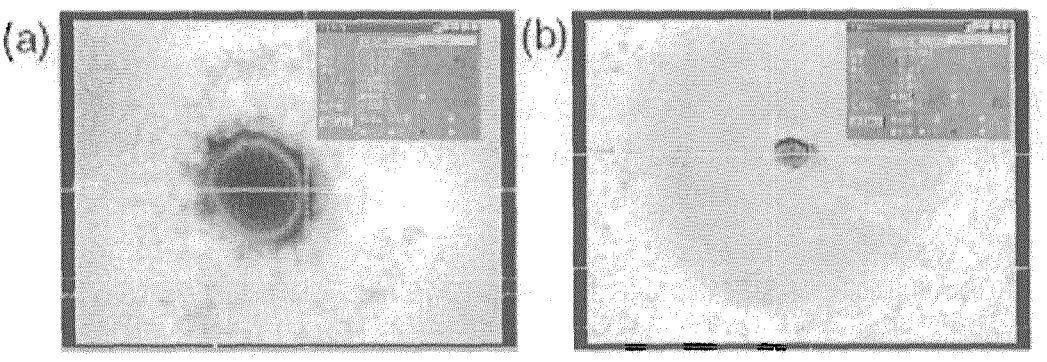


図 2　フェムト秒レーザーをイメージリレー光学系を用いて集光し、形成した貫通孔開口部の超深度顕微鏡写真。(a) 表面、及び(b) 裏面。

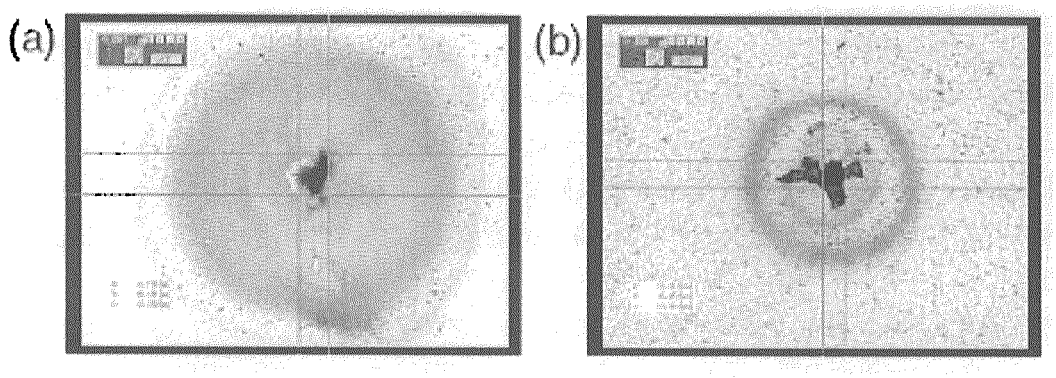


図３　サブナノ秒ＹＡＧレーザーの３倍波を単純集光して形成した貫通孔開口部の超深度顕微鏡写真。。（a）表面、及び(b）裏面。

波（0.3mJ/pulse)を用いた場合、約 23 秒（2300 パルス）で貫通孔が形成できた。フェムト秒レーザーによる加工と比べ、加工速度は遜色ないレベルにある。2 倍波(0.9mJ/pulse)では、パルスあたりのエネルギーは高いにもかかわらず約 40 秒（4000 パルス）を要した。少なくともサブナノ秒パルス領域においては、波長効果が極めて顕著であることがわかる。

図 3 に YAG レーザーの 3 倍波により形成した貫通孔の形状を示す。特に裏面側にカケが発生しやすく、場合によってはクラックが入る。フェムト秒レーザーを用いた場合に比べ、試料の損傷が大きい傾向がある（図 1、図 3 参照）。加工速度がほぼ等しいにもかかわらず、ダメージが異なることから、加工メカニズムの違いや熱的効果の影響が現れた可能性が考えられるが詳細は不明である。いずれにせよ、損傷まで含めて評価すれば、シリコン微細加工に対しては短パルスレーザーがより適していると結論できる。

4. 結論

フェムト秒レーザー・サブナノ秒 YAG レーザーをシリコンウェハーに集光・照射し、貫通孔形成を試みた。フェムト秒レーザーでは、ビーム整形を行うことにより良好な形状を有する貫通孔を形成できた。YAG レーザーでは波長効果が大きく現れ、低エネルギーであっても短波長を用いた方が良好な結果が得られた。加工速度もフェムト秒レーザーに近い。ただし、YAG レーザーでは試料損傷が大きく、微細加工には短パルスレーザーがより適している。

参考文献

[1] H. K. Tonshoff and O. Gedrat, Proc. SPIE, 1132, High Power Lasers and Laser Machining Technologies (1989) 104.

[2] M. Geiger, Appl. Surf. Sci., 96-98, (1996) 309.

[3] Y. Yamanaka, Tech. Report of Laser Assoc., 72 (1992) 1.

JP0250474

51. 超短パルスレーザによる高機能材料のナノ／マイクロファブリケーション
Nano-/ Micro- Fabrication of Sapphire Wafer with Ultrashort Laser Pulses

堀澤 秀之*, 田村 深 安永暢男*
松岡 史哲**, 和田孝一**, 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*, Shin Tamura*, Nobuo Yasunaga*
Fumiaki Matsuoka**, Koichi Wada**, 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

A study on machining characteristics of Sapphire using a ultrashort-pulse laser has been conducted. As a result, a control of the removal depth is easier than conventional nano-second pulse lasers. Also, little redeposition of molten material around the craters, holes, and grooves is seen and a clean surface removal is found to be possible. Small pits are found being induced at the first stage of laser pulse irradiation at the spots of intrinsic lattice defects along the crystal orientation of an original polished-surface.

Keywords : Ultrashort pulse laser, Micromachining, Surface machining, Sapphire

1．はじめに

シリコン，サファイヤなどの高機能材料は，電子デバイス・センサヘッドなどをはじめ，様々なマイクロマシン要素部品としての利用が期待されている．しかしながら，これらの材料は高硬度脆性材料であるため，従来のレーザ加工法では熱歪・熱的衝撃あるいはプラズマ放出時のリコイル力による衝撃によるひび割れ，また，レーザ照射時に試料照射点表面から飛散した溶融・蒸発物の再付着によるデブリなどの熱影響が避けられず，微細加工が極めて困難であった．そこで本研究では，超短パルスレーザを使用することにより，これらの材料の微細加工における熱影響低減の可能性について検討した．超短パルス幅のレーザを使用すれば，パルス幅が極めて小さいことから，材料内部への熱拡散がほとんどなく，表面照射部における溶融・熱歪などが抑制され，熱影響の極めて小さい高精度加工が期待できる．このような加工技術が確立されれば，ビーム軸方向への除去量制御，あるいは均一ビームを用いた光による表面研磨など，レーザの新しい利用領域を提供するものと期待される [1-3].

2. 実験装置および方法

本実験においては，日本原子力研究所関西研究所光量子科学研究センター所有の超短パルスレーザ（中心波長：波長 800nm，パルス幅：70fsec，10mJ/pulse，繰返し周波数：～100Hz）を用いた（図 1）．発振されたパルスはレンズ（f=230mm）によって試料表面に集光し真空中で照射した．試料には両面研磨されたサファイヤウェハ R 面（(1012)面，t=0.6mm）を使用した．なお，本研究におけるパルスエネルギは，深さ方向への微小除去加工特性を評価する目的で，最小パルス数（1 発）で表面の照射痕が目視で確認できる最低限（閾値）のエネルギ（密度）付近とした．

この低エネルギパルスを照射した場合の深さおよび径方向への損傷（熱影響）の程度を見積るため，表面損傷の状態を SEM ならびにレーザ顕微鏡で観察･評価した．

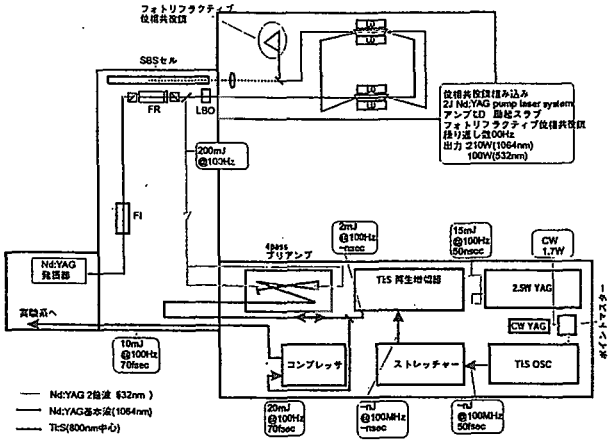


図 1　超短パルスレーザ発振装置

3. 実験結果および考察

(1) 超短パルスレーザによる形状加工

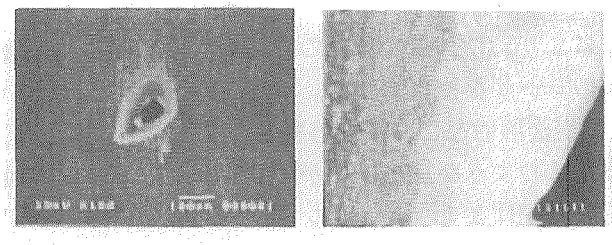
(a)穴あけ加工

図 2(a)（(b)は拡大図）に超短パルスレーザ（パルスエネルギ：9mJ，パルス幅：70fsec，繰返し周波数：100Hz，照射時間：50sec）を用いてサファイヤに形成した貫通穴の SEM 写真を示す．図 3 はその穴あけ加工時に照射点から発生したのプルームの写真である．図では発振器からのビームをそのまま集光しているため円形のビーム形状ではないが，照射部周辺の溶融再付着物やひび割れなどの熱影響がほとんど見られず，シャープな角部が形成されているのがわかる．図 3 でみられるように，この種のレーザをこの条件で材料に照射した場合に発生するプラズマのプルームはさほど拡散せず，比較的収束した状態で飛散しているのがわかる．

(b)溝加工

図 4 は同様の条件（(a)パルスエネルギ：7mJ，パルス幅：70fsec，繰返し周波数：100Hz，移動速度：0.03mm/sec）でサファイヤに形成した溝の SEM 写真を示す．溝加工についても穴加工と同様に，ひび割れ･溶融物の残留などの熱影響はほとんど認められず，良好な加工形状が得られていることが確認された．

一方，図 4(b)（(a)に対して 2 倍に拡大）には移動速度を高くして同様の条件（パルスエネルギ：



(a)全体図　　(b)周辺部拡大図

図 2　穴あけ加工の一例

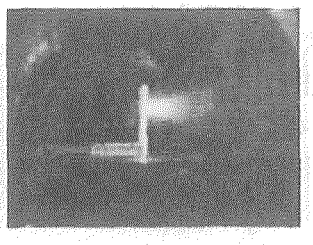
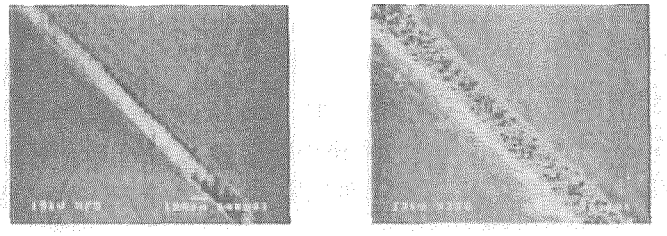


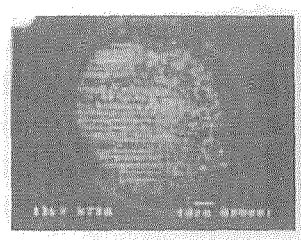
図 3　レーザ照射時のプルーム



(a)移動速度：0.03mm/sec　　(b)移動速度：0.24mm/sec

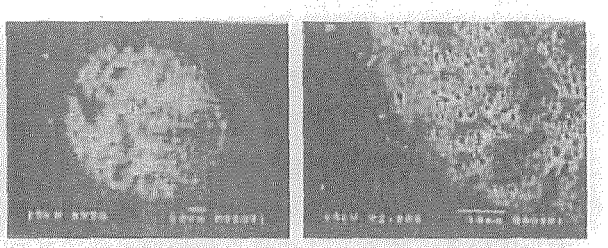
図 4　超短パルスレーザで形成した溝

7mJ，パルス幅：70fsec，繰返し周波数：100Hz，移動速度：0.24mm/sec）でサファイヤに形成した溝の SEM 写真を示す．移動速度を高くした場合，(a)に比べて，エッジ部が明瞭でなく，溝底面の凹凸も認められる．これはパルス毎のエネルギの変動が影響しているものと考えられ，従って，図 4(a)のように，同じ点に対してある程度パルスを連発する（重ねる）のが望ましいといえる．



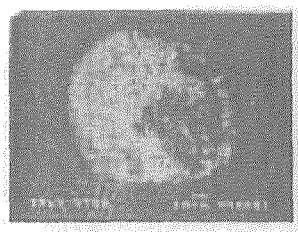
(a)全体図　(b)周辺部拡大図

図 5　照射痕の SEM 写真（1 発照射）



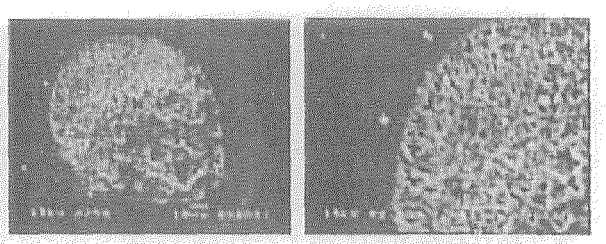
(a)全体図　(b)周辺部拡大図

図 6　照射痕の SEM 写真（2 発照射）



(a)全体図　(b)周辺部拡大図

図 7　照射痕の SEM 写真（3 発照射）



(a)全体図　(b)周辺部拡大図

図 8　照射痕の SEM 写真（5 発照射）

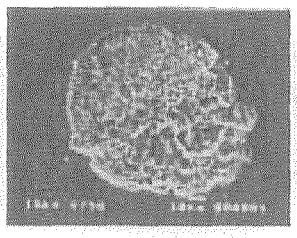
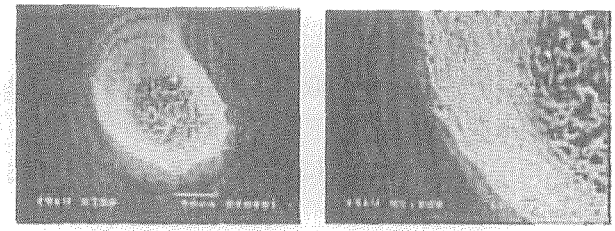


図 9　照射痕の SEM 写真（10 発照射）



(a)全体図　(b)周辺部拡大図

図 10　照射痕の SEM 写真（50 発照射）

(2) 超短パルスレーザ照射パルス数に対する照射痕の変化

図 5 から 10 に超短パルスレーザのパルス数を変化させた各場合における照射痕を SEM 観察した結果を示す．図 5 は 1 発照射した場合（深さ約 5μm）で，照射部において結晶方位（C 面の劈開面）に沿う方向に直径 100nm～1μm 程度の粒子状の粒塊が直線的に行列状に並び，個々の粒塊が直径数十～百 nm 程度の無数の微小孔列に囲まれている様子がわかる．ビームモードの影響で若干の不均一性はあるが，局所的（図(b)中の局所）には，これらの粒塊がある程度均一に等間隔で形成されている．

図 6 は 2 発照射した場合（深さ約 10μm）で，図 5 でみられた方位性のある粒塊の配列はほとんどみられず，比較的ランダムな配列で各粒塊がランダムに結合したような形状の粒塊列とそれを取り囲むような数十～数百 nm 程度の微小孔（およびそれらがランダムに結合した穴列）が形

成されているのがわかる．一部ビームモードの不均一性により，これらの粒塊・小孔が目立たない部分があるが，拡大して観察すると，粒塊が形成されていない領域でも少数ではあるが直径数十 nm 程度の微小孔がみられる．

図 7 は 3 発照射した場合，図 8 は 5 発照射した場合（深さ 15～20μm）で，図 9 は 10 発照射した場合（深さ 18～24μm）である．これらの図では，図 6 と同様な比較的ランダムな配列・形状の粒塊とそれを取り囲むような数十～数百 nm 程度の微小孔およびそれらがランダムに結合した孔列が形成されているのがわかる．一部ビームモードの不均一性により，エネルギ密度が比較的低い領域でこれらの粒塊・小孔が目立たない部分がある．この部分を拡大して観察すると，粒塊が形成される途中の段階，すなわち粒塊の上部が表面で形成され他の粒塊と分離し切れていない状態がみられ，また，直径数十 nm 程度の少数の微小孔列がそれらを取り囲んでいる．一方，エネルギ密度が比較的高い領域では，粒塊間の微小孔列の深さが増大し，この領域全体の深さが増大している．また，この場合粒塊間の微小孔列の深さが増大し，それぞれの粒塊の境界が明瞭に分離するのに伴い，粒塊の数が増大している．これに対して粒塊の大きさはさほど顕著に成長しないことがわかる．図 10 は 50 発照射した場合（深さ約 43μm）である．パルスを連発で照射した場合，照射部とその周辺との境界が明確に形成され，すなわち，照射部のみが除去され，その周辺部には，溶融物およびその再付着物，あるいはひび割れなどがほとんど見られず，端部のエッジがほぼ直角に明確に形成されていることがわかる．

これらのことから，パルスを重ねて照射した際には，粒塊上およびそれらの隙間から，(1)微小孔（列）形成（局所的アブレーション除去），(2)粒塊形成，および(3)これらの結合・成長，が繰り返されるものと考えられる．これによって，微小孔およびその結合した孔列はより連結し，深くなる．これに伴って，粒塊の数は増大する．この繰り返しで，結果的に照射痕全体は深さが増大している．

4. ま と め

超短パルスレーザを低エネルギパルスで高機能材料に照射したときの照射痕について比較検討した．主たる結論は以下の通りである．

(1)穴あけ加工，溝加工において，熱影響などはほとんど見られず，シャープな角部が形成されているのが確認された．

(2)微小（表層）除去加工においては，ひび割れ，溶融物の付着などの熱影響はほとんど認められず，ビームモードの影響が表面に転写されているのが認められた．

(3)パルスを重ねて照射した場合，粒塊上およびそれらの隙間から，(1)微小孔（列）形成，(2)粒塊形成，および(3)これらの結合・成長，が繰り返され，結果的に照射痕全体は深さが増大する．

謝　辞: レーザ顕微鏡の測定に際し，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出来研究員にご協力頂きました．ここに感謝申し上げます．

参 考 文 献

1) 田村ら：YAG レーザ高調波によるサファイヤウェハの微細加工，2001 年度精密工学会春期大会学術講演会講演論文集，p.114，2001.

2) Tamura, S. et al.: Laser Ablation of Sapphire with a Pulsed Ultra-Violet Laser Beam, Initiatives of Precision Engineering at the Beginning of a Millennium, p.224, 2001

3) 田村ら：短パルス YAG レーザ高調波による高機能材料の微細加工，2001 年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，p.149, 2001.

JP0250475

52. Detection of Early Dental Caries with Short Pulse Laser

[a] Nahoko OKUBO, Hiroshi TANAKA, Akira OHZU, [a] Shigeru GOTO, Takashi ARISAWA
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan
[a] Osada Research Institute, Ltd.
5-20-16 Nishigotanda, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0031 Japan

Differences in the optical properties of polarization and photoluminescence between caries and noncaries (sound) lesion have been investigated by focusing a pulsed Nd:YAG laser of 532 nm on the surface of teeth. Significant difference in the polarization property of the scattering light from the surface can be observed with some carious samples. For photoluminescence spectral lines appear at around 650 nm, the intensity of caries lesion has been approximately two times higher than that of sound one. A discussion is presented in which early caries are potentially detectable by the pulsed laser.

Keywords: Early caries, Pulsed Nd:YAG laser, Polarization property, Photoluminescence spectra, *in vivo* diagnosis

1. Introduction

Early caries is the initial state of caries, which is characterized by small amount of the mineral loss and the change in the enamel structure on the surface of teeth. It can be recovered with the remineralization by proper dental cares when early caries were limited to be very small. From the standpoint of the prevention of caries, early and/or accurate diagnosis for detecting fine early caries is very important. So far, some methods such as clinical, chemical and radiographic techniques, etc. have been developed to detect early caries. However, their diagnostic techniques do not have ordinarily the considerable sensitivity or specificity available clinically to allow early detection of fine early caries[1]. In order to achieve the non-contact, noninvasive and *in vivo* diagnosis tools, optical methods using polarization and photoluminescence had also studied. Some research groups studied thick slices (100 μ m) of early caries by polarized light microscopy[2]-[4] and suggested that the polarized light micrographs might be effective for detecting early caries with the difference of the characteristic polarization properties. In addition, a photoluminescence technique was applied to the detection of early caries. It is a little bit difficult to detect it clearly, because of large luminescence emitted from bacterial products or scales[5]. Their studies were mostly made by using CW lasers or light sources of low power, so that optical non-linear effect could not be expected. We have investigated the polarization properties and luminescence spectra of crude tooth enamel by applying a pulsed Nd:YAG laser to the surface of teeth.

2. Materials and Methods

Sample of Teeth

The samples of human permanent teeth, which have both early caries lesion and sound enamel on the surface of a tooth, were used. In order to eliminate potential luminescence from the bacterial products, EOG (Ethylene oxide Gas) sterilization process was made. Thus, the contribution of the luminescence spectrum from any remaining components of the preservative reagent could be considerably rejected and independent of scattering properties.

Polarization properties and Photoluminescence measurement

A S-polarized Nd:YAG laser (λ=532 nm, pulse duration~10 ns, repetition rate=10 Hz), was irradiated on the surface of the teeth under the same conditions. The irradiated laser pulse was focused within a diameter of 0.6 mm. The intensity of the laser pulse was around 5 mJ/cm^2. Polarization of the scattering light from the surface of caries lesion and sound enamel was measured by a pin-photo diode with a polarizer. Photo-luminescence emitted from the surface was measured with a spectrometer provided with a fast-gate CCD camera.

3.Results & Discussion

3.1 Polarization properties measurements

Polarization of the scattering light from the surface was investigated as shown in Fig.1 (sample 1) and Fig.2 (sample 2). It was observed that the scattering intensity of caries lesion was definitely higher than that of sound enamel, as well as those of other samples. It can be considered that caries lesion is opaquely white rather than sound enamel. Normalized intensity in the maximum is shown in Fig.1 (b) and Fig.2 (b), respectively. For sample 1, the polarization properties were clearly different between sound enamel and caries lesion. On the other hand, for sample 2, the difference did not appear at all. As a result, difference of the property similar to Fig.1 (b) was identified only with around a half of ten samples. This means that the difference does not depend on caries lesion but the inherent surface condition of teeth.

3.2 Photo-luminescence measurements

Fig.3 shows the peak intensity of remarkable photo-luminescence spectral lines appeared in wide spectral range from 300 to 1,200 nm. Pulse width of the spectral lines was almost equal or within that of the irradiated laser pulse. This suggests that these spectral lines result from the nonlinear effect induced by the pulse laser. It is estimated that spectral lines from 300 to 800 nm are caused by the laser irradiation of 532 nm, while the rest of the lines from 800 to 1,200 nm results from a laser pulse of 1,064 nm included in the irradiated laser pulse (532 nm). It was observed that peak intensity of caries lesion from 300 to 700 nm is significantly higher than that of sound enamel. The peak intensity of caries lesion at around both 650 and 670nm was approximately twice as high as that of sound enamel. This might be related to the opaqueness of caries lesion as described above. The significant difference of the peak intensity could be certified only with the samples in which the difference in the polarization property could be observed. Beside the photo-luminescence in the figure, several small photo-luminescence lines which intensity were around a tenth smaller than that of the minimum line were observed.

4. Conclusion

This investigation has revealed the difference in polarization property and

photo-luminescence between caries lesion and sound enamel by using a Nd:YAG laser of 532 nm. In around a half of samples used, significant differences in the intensity of both polarized scattering light and photo-luminescence have been observed. It can be considered that these differences are useful for detecting a small caries lesion in the sound enamel. However, they are not effective for all teeth because the difference between caries and sound enamel did not clearly appear for all samples. For the rest of samples, clear difference in both polarization and photo-luminescence was not obtained at all. It is supposed to be due to the inherent difference in composition and structure on the surface of teeth. No detailed reason can be drawn from these results until further measurements have been done. The measurements to examine it is now in progress.

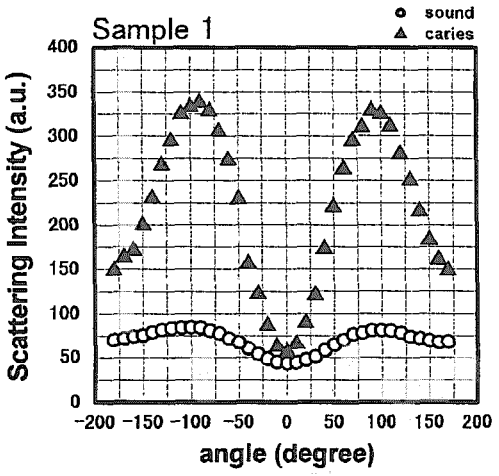


Fig.1 (a)

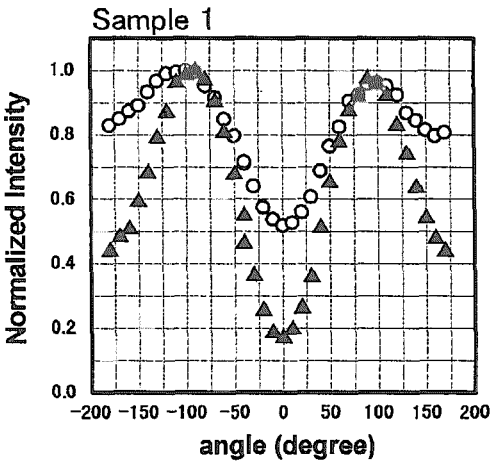


Fig.1 (b)

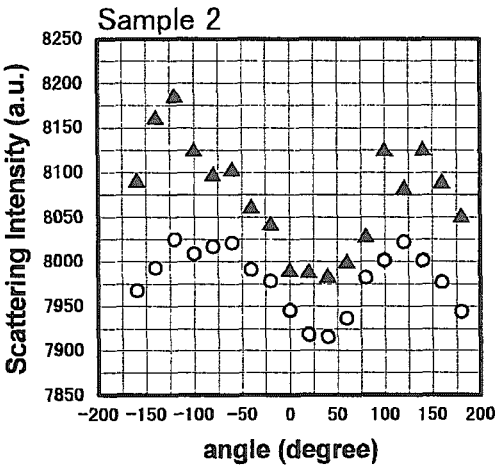


Fig.2 (a)

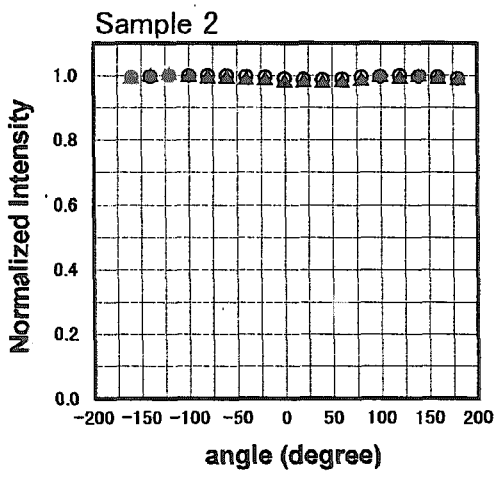


Fig.2 (b)

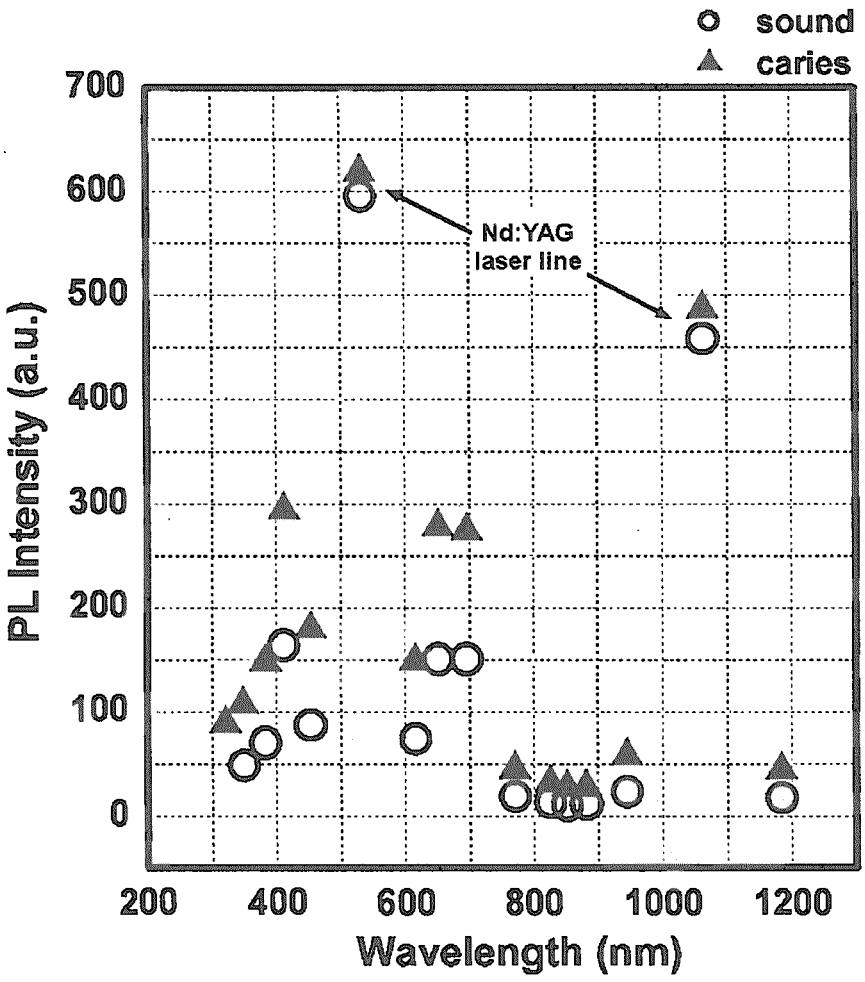


Fig.3

References

1) C.Longbottom, Proc.SPIE 3910(2000) 212-218
2) Y.Iijima et al.,Caries Res. 33(1999) 206-13
3) Darling, A.I. Brit.Dent.J. 101(1956) 289-97 and 329-41
4) Soni,N.N. et al., J.Dent.Res. 38(1959) 1187-94
5) K.Koning et al., Cel. Mol. Biol. 44(8) 1293-1300
6) V.I.Masychev et al., Proc.SPIE 3910(2000) 269-75

JP0250476

53.リサイクルプロセスのシステム設計と光技術の導入

- Recycling Processes Require Innovative Concept and Optics Technologies -

○大矢 仁史[1)]、西村 昭彦[2)]、古屋仲 茂樹[2)]、出来 恭一[2)]、遠藤 茂寿[2)]、猿倉 信彦[3)]
産業技術総合研究所 環境調和技術研究部門 305-8569 茨城県つくば市小野川 16-1[1)]、
原研関西研 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[2)]、
分子科学研究所 分子制御レーザー開発研究センター 444-8585 愛知県岡崎市大寺町西郷中 38[3)]

○OHYA Hitoshi[1)], NISHIMURA Akihiko[2)], KOYANAKA Shigeki[1)], DEKI Kyoichi[2)], ENDOH Shigetoshi[1)], SARUKURA Nobuhiko3)

1) National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, 16-1 Onogawa, Tsukuba, Ibaraki 305-8565, Japan
2) Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute, 8-1 Umemidai Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan
3) Laser Research Center for Molecular Science, Institute for Molecular Science, 38 Nishigonaka, Myodaiji, Okazaki, Aichi 444-8585, Japan

In order to develop the recycling process for scraped electrical appliances, Life Cycle Assessment (LCA) technology requires the introduction of the following new optical technologies to the design of recycling process. A highly focused laser field enables to separate the particles of smashed printed circuit board of the electrical appliances. A wavefront sensor can monitor the fluid motion of particle-dispersed liquid of the smashed printed circuit board. The quantitative analysis by LCA technology leads the appropriate research and development on recycling process.

Keywords: Life Cycle Assessment, Recycling Technology, Optical Technology

1．はじめに

急速な情報化社会を反映してパソコンなど電子情報機器類の出荷台数は極めて急速に増加しており、その廃棄量も急速に増加すると予想されている。平成９年の廃棄量は、デスクトップパソコンが 123 万台／年、ラップトップパソコンが 43 万台／年と試算され、平成 14 年では約 20 万 t／年ものパソコンが廃棄されると予想されている。また，**図１**のような循環型社会形成推進基本法のもとにリサイクル推進を目的として各種リサイクル法が施行され，その一つとして平成 13 年４月より家電リサイクル法が施行された。これにより電子機器内臓の大型家電の大規模リサイクルを進めることがひっ迫した状況になってきている。その中でパソコン，テレビ，携帯電話などに多く含まれるプリント基板は銅などの貴重な非鉄金属が多く，種類によっては金，パラジウムなどの貴金属が存在する場合もある．したがって，大量に破棄されているこれらの電子機器を構成する金属、プラスチックなどのリユース、リサイクルに必要な要素技術の確立が，環境をターゲットにした新産業創出に繋がる可能性が高い．そのためには，以下の技術開発が必要である[1]．

１）単体分離を想定した環境調和型粉砕技術
２）その成分粒子を対象にした分離技術の高度化
３）各技術を総合的に評価する環境評価技術

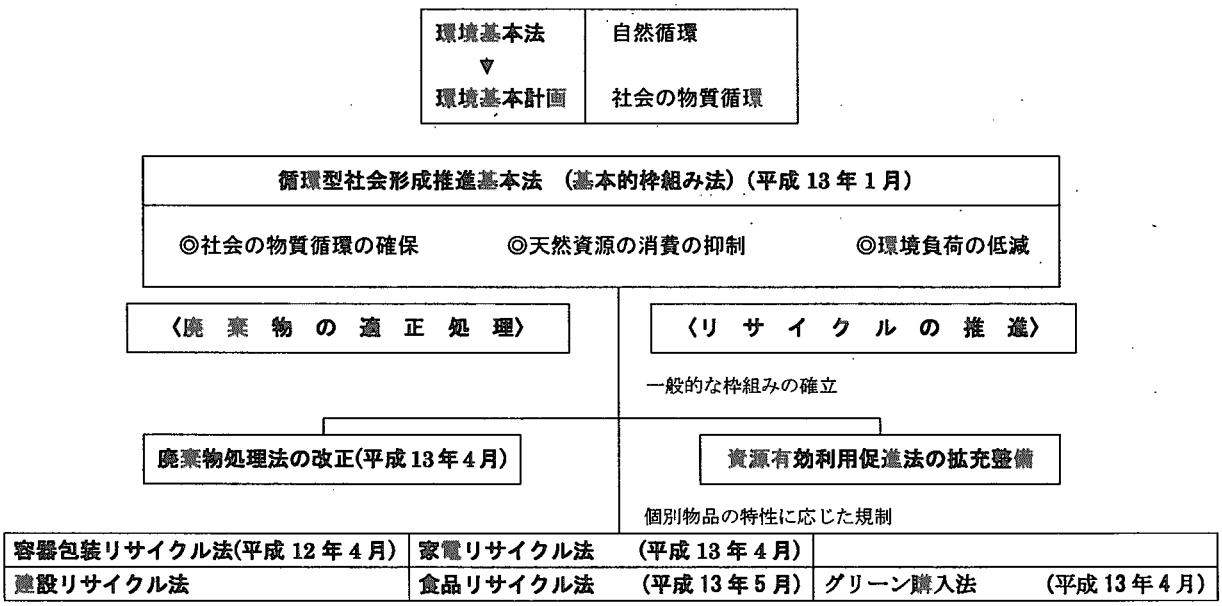


図1 循環型社会形成促進のための各種リサイクル法

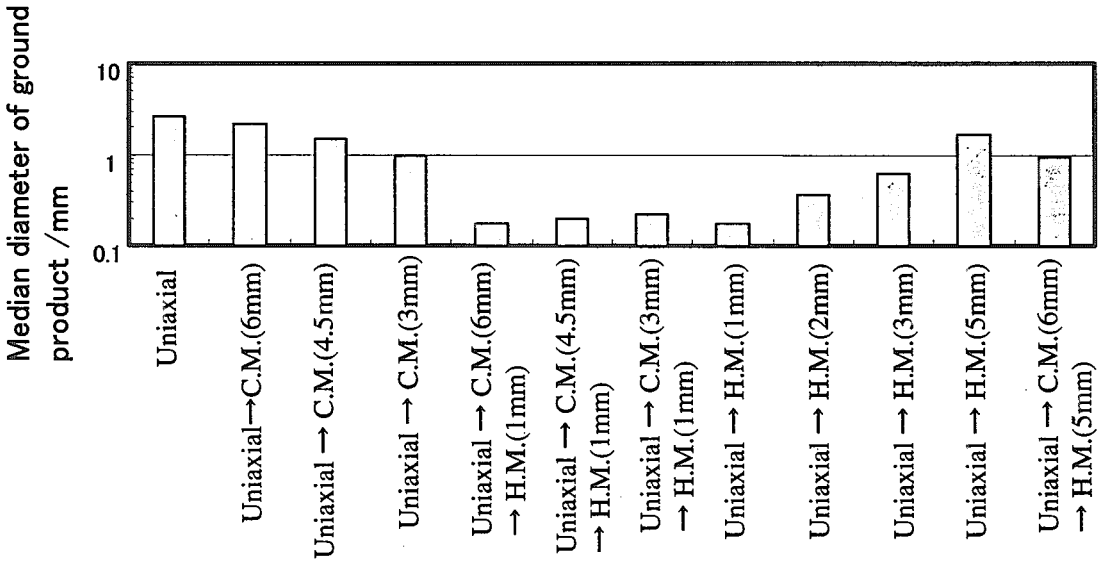
2．単体分離技術

一例として，電子機器に使われるプリント基板端材の粉砕/単体分離試験を以下の３種類の粉砕機を用いて行った。

（1）一軸剪断式破砕機（Nissui Kako 製 SA-23 型、以下 Uniaxial と表す）で端材を 2～3mm に切断した。

（2）カッターミル（オリエント社製 オリエント竪型粉砕機 VM-16 型、以下 C.M. と表す）を用いて、スクリーン（以下 Sc と表す）の目開きを 3mm、4.5mm、6mm で一軸剪断式破砕機粉砕産物を 1～2mm に粗粉砕した。

（3）スイングハンマータイプの衝撃型粉砕機（東京アトマイザー社製ハンマーミル 1018-LA、以下 H.M. と表す）を用いて、モータ回転速度を 3000ｒｐｍ、6000ｒｐｍ、9000ｒｐｍ、スクリーンの目開きを 1mm、2mm、3mm、5mm、供



Uniaxial: uniaxial shear crusher C.M.: cutter mill H.M.: hammer mill

図2 プリント基板の各種粉砕条件での粉砕中位径（H. M. 回転速度.6000rpm）

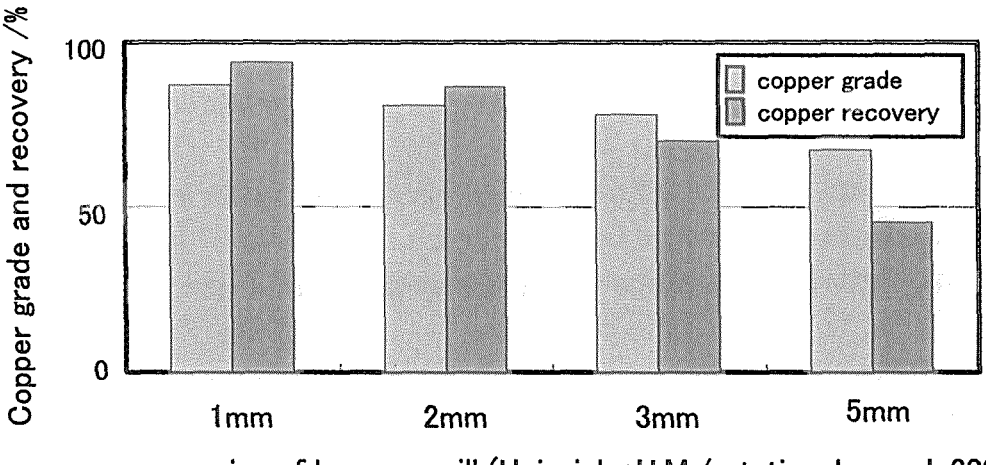


図3 プリント基板の各種粉砕条件での銅品位と回収率

給試料の処理速度を 0.5kg/h で微粉砕した。ハンマーミルでは一軸剪断式破砕機粉砕産物とカッターミル粉砕産物を微粉砕した。

この粉砕実験から各粉砕物を振動ふるいにより 10 分間ふるいわけしてその粒度分布を求めた。**図 2** に各粉砕方法における最終粉砕物の中位径をしめす．また、密度 2.96g/cm^3 であるテトラブロモエタンを用いて重液選別を行い、銅を主成分とする沈下物と非銅を主成分とする浮揚物に分離した。両成分から硝酸により銅のみを溶解し、それぞれの銅含有量をＩＣＰ発光分光分析により測定し、銅品位、銅回収率を求めた結果を**図 3** にしめす．

3．光を用いた分離技術

光に質量はないが運動量とエネルギーが付随している。従って，光をある物体に照射するとその物体にはフォトン−粒子間に成立する運動量保存則に基づく力学的な作用が働く。この力は光の「放射圧」または「光圧力」と呼ばれる。この放射圧の大きさは非常に微弱ではあるが，指向性に優れたレーザー光を集光し強度を十分に高めて照射することにより微粒子のハンドリングが可能になる。レーザー光圧による微粒子ハンドリングは，生体試料やマイクロマシン構造物等の精密操作技術（光トラッピング法）として既に実用化されており，これまでに 20nm〜50μm の大きさの粒子に対して光操作が報告されている。微粒子に作用する光圧は，粒子屈折率，粒子形状，粒子径に依存していることから，光学系を「トラップ目的型」から「選択・輸送目的型」へと改良することにより，固− 固分離を目的とする新しい微粒子分離技術を開発できる可能性がある。この分離法はまだ研究段階であるが，現時点において考えられる特徴は，以下のようなものである．



図4 プリント基板粉砕粒子(水)

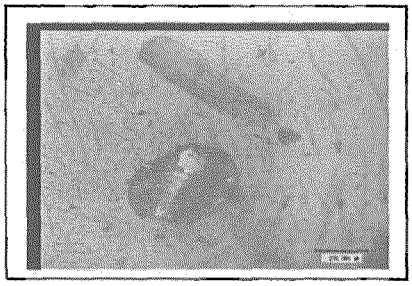


図5 プリント基板粉砕粒子(1−ブロモナフタレン)

- 非常に小さな微粒子を分離対象にすることができる。原理的には光トラップが達成　されている数 10nmー数・m の大きさの微粒子の分離が可能である。
- 粒径差や密度差が小さい微粒子群についても屈折率や形状の違いによって分離でき る。これは他の手法にはないユニークな特徴と言える。
- レーザー光圧は微粒子の凝集・分散を支配する力とは競合しない力であるため，微粒子を良く分散させた状態で分離が行える。これは微量成分の濃縮を行う上で大きなメリットとなる。
- ただし，大量処理の点で難点がある。実用化を図るには光学系と粒子供給・回収法に特段の工夫が必要になる。

図４はプリント基板の粉砕粒子を水に分散させた顕微鏡写真である。粉砕粒子には光を反射する銅などの金属箔／粒子と光透過性のグラスファイバーが多量に含まれる。一方、図５はプリント基板の粉砕微粒子を Yb グラスとサファイヤの複合型レーザー媒質の開発において屈折調整のため使用した 1-ブロモナフタレン中に分散させた顕微鏡写真である。図５において 1- ブロモナフタレンの屈折率はガラスより大きいため液中に分散させたグラスファイバーは内部を透過する光を拡散させている。

古屋仲らは、液中に分散させた微粒子にアルゴンイオンレーザーを照射し、微粒子が光強度勾配のある場に置かれた際に非一様な光散乱により微粒子に生じる力を利用して分別を行った。微粒子の軌道解析も行い本手法が実際のリサイクル技術として適用できるよう改良を進めている[2]。さらに，図６のようにシャックハートマン型波面計測器を用いることによって，流体中の粒子移動状態を計測できその分離特性を微視的な側面からも考察可能となる．図６に示した波面計測はレーザー固体素子の冷却性能向上に利用されており 30Hz の繰り返しで時間分解計測が可能である[3,4]。波面形を用いることによって実際に分離プロセスを構築するために必要なデータとして、粉砕に際しての環境負荷が小さくなるような合理的な粒子径の導出、時間分解波面計測による流動状態の観測、光強度を増加させたとき流体中の微粒子のプラズマ化にいたる閾値の測定等がある。また、現在の硬 X 線による撮影では判別困難なプラスチックに対して、極短パルスレーザーによるテラヘルツ電磁波の吸収の利用が期待できる。近年、グラスファイバーCPA レーザーと半導体ターゲット及び高強度磁場を組み合わせた高強度テラヘルツ光源の開発が進んでいる[5]。

４．おわりに

以上のような，単体分離，成分分離技術によりプリント基板廃材を例に銅の回収プロセスを述べた．現状では経済的にリサイクルが成り立たないことが多く，場合によってはそのことでリサイクル技術の発展が妨げられることがある．家電リサイクル法では現状の経済的な価値からは回収不可能な廃家電品からの金属およびガラスなどのリサイクルについて環境をよくするためのコスト負担を消費者に求めたものと言える．リサイクル技術開発を進める上で、どのようなリサイクルが環境負荷を低減するのを評価する環境影響評価技術が必要になる．上記のプリント基板廃材を例にしたその評価技術の一例としてＬＣＡによる環境評価を図７に示す．この図では環境負荷として二酸化炭素排出量をとりその環

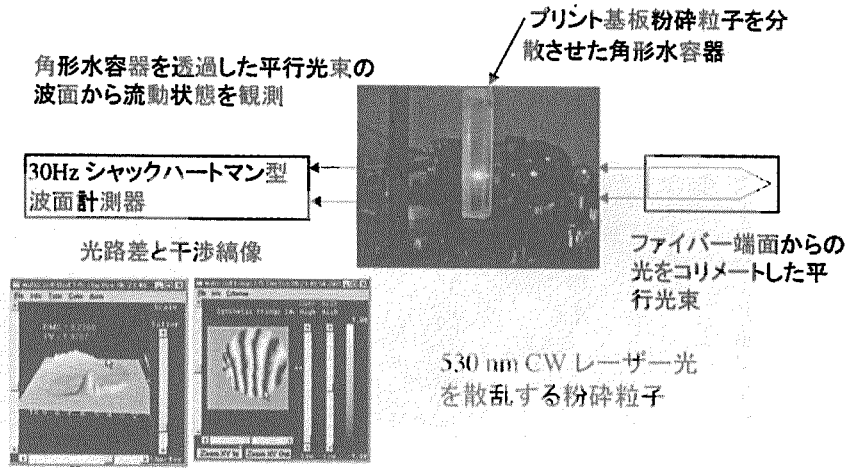


図６　波面計測器を用いた水中に分散した微粒子の観察

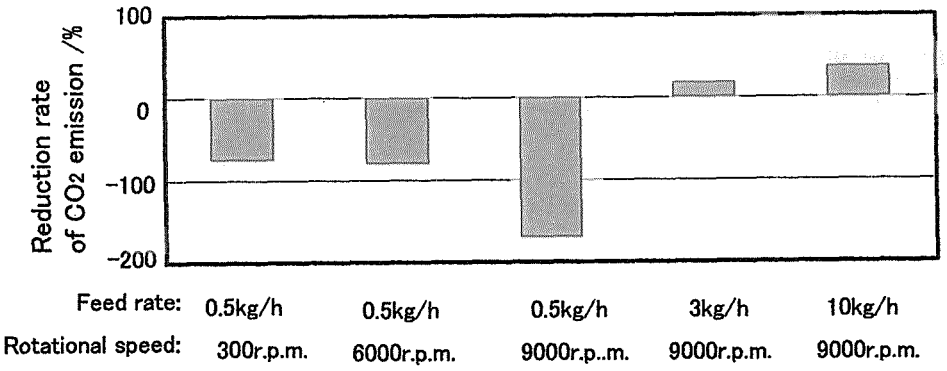


図7 銅生成プロセスと比較したCO2 排出削減量 (H. M. スクリーンサイズ: 1mm)

境評価を行ったが，実験条件によっては二酸化炭素排出量がリサイクルによって多くなる場合もあった．一般に，コストと環境負荷両面から有利といわれている物理的な操作によるリサイクルでも環境負荷評価を定量的に行わない限り優位性をいうことはできない．常にＬＣＡによる環境評価を行いつつ分離技術や分析技術に先端光技術を取り入れ高度化を行うことが必要である。

５．引用文献

[1] H. Ohya, et. al, "Exergy Analysis of Plastic Recycling", 2nd Int. Conf. on Processing Materials for Properties", 519-522, 2000.

[2] S. Koyanaka, et. al, "The effect of refractive index on monosized particle movement under laser radiation pressure", Advanced Power Technol., **10**, 205, 1999.

[3] A. Nishimura, et al, "Temporal Change of Thermal Lens Effects on Highly Pumped Ytterbium Glass by Wavefront Measurement", J. Nucl., Sci. Technol., **38**, 1043, 2001.

[4] 小林茂典、高野聡、"波面計測技術", 第２回光量子科学シンポジウム, JAERI-Conf 2001-011, 97-100, 2001.

[5] H. Ohtake, S. Ohno, M. Sakai, Z. Liu, T. Tsukamoto and N. Sarukura, N. Sarukura, "Saturaton of THz-radiation power from femto second-laser-irradiatied InAs in a high magnetic field", Appl. Phys. Lett, **76**, 1398, 2000.

JP0250477

54. 原子構造・衝突輻射断面積計算コードの開発
Development of the computer code for the Atomic Structure, and the Radiative and Collisional Atomic Process

内海 隆行、ジェームス甲賀
日本原子力研究所　関西研究所、〒619-0215　京都府相楽郡木津町梅美台 8-1
Takayuki UTSUMI, James KOGA
Japan Atomic Energy Research Institute, 8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

In the development of the x-ray laser and the laser produced plasma spectroscopy, the atomic structure and cross sections for various atomic process such as the collisional ionization and excitation, autoionization and electron capture, photoionization and radiative recombination, etc., are important. The atomic database is required for simulating plasma emission and absorption spectra via a collisional radiative model. There exists some general-purpose computer codes for this purpose. However, they have not been completely verified and the validation tests are now being carryied out. In other words, there are continuing interests in developing more confident and accurate atomic physics codes. Then we started to develop the new accurate relativistic atomic physics code based on the multi-configuration Dirac-Fock method and the Distorted Wave Born Approximation method, and, numerically, the Constrained Interpolation Profile method. Here, we describe the general feature of the developing code and the schedule of this plan.

Keywords: atomic structure, cross section, MCDF method, DWBA method, CIP method, Adaptive Stepsize Controlled Runge-Kutta method, Phase-Amplitude method

1．緒言

X 線レーザー開発と、レーザーの固体やプラズマへの照射実験におけるレーザー生成プラズマの状態解析においては、原子のエネルギー準位、光励起・電離、電子衝突励起・電離、オージェ遷移過程及びそれらの逆過程の断面積や確率といった原子ー電子ー光量子相互作用の素過程データが重要である。しかし多電子原子、多価イオンは構造が複雑なために、素過程データの理学的・工学的重要性にもかかわらず、高精度で大量の原子素過程データを求める高信頼性コードが完備していない。現状では、grasp92 コード [1]、Hullac コードなどが存在するが実験及びコード間での検証を必要とする段階である。ここでは、関西研の超並列計算機を活用した相対論的原子構造・衝突輻射断面積計算コードの開発基本方針と開発状況を報告する。

2．コードの概要

開発している相対論的原子構造、衝突輻射断面積計算コードの概要を図 1 に示す。原子構造コードでは、multi-configuration Dirac-Fock (MCDF)方程式[2]を解くことにより波動関数を求める。N電子系の原子状態（ASF）はconfiguration state function(CSF)を基底関数として表す。CSFは

$$(n_1\kappa_1)^{N_1}(n_2\kappa_2)^{N_2}\cdots(n_W\kappa_W)^{N_W},\quad \sum_{i=1}^{W} N_i = N$$

の状態を表す関数である。ここで、n_i, κ_iはそれぞれi 番目のサブシェルの主量子数、相対論的全角運動量の量子数である。角運動量の結合規則を

$$((\cdots((J_1J_2)X_1J_3)X_2\ \cdots)X_{N_W-2}J_{N_W})J$$

とすると、CSFは

$$|T, M> = |T_1, T_2, \cdots T_{N_W}, \alpha JM>$$

と表される。但し、$|T_i, M_i> = |(j_i^{N_i})v_i w_i J_i, M_i>$ である。また、ASFは

$$\Phi = \sum_i c_i |T_1, T_2, \cdots T_{N_W}, \alpha_i JM>$$

と表される。このN電子の結合状態の表現は行列要素計算に既約テンソル代数が適用できる利点があり、原子構造計算に用いる。しかし、1電子波動関数はブラ状態、ケット状態で同一でなくてはならないという制約があるために、始状態と終状態が異なるポテンシャル中の状態となる光ー電子ー原子相互作用計算における遷移行列の計算には適していない。このため、このN電子の結合状態表現を次式のようにスレーター行列式で展開した表現に変換する。

$$|T,M> = |T_1, T_2, \cdots T_{N_W}, \alpha JM> = \sum_{\alpha,\beta,\cdots} A_{\alpha,\beta,\cdots} a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger \cdots |0>$$

ここで、$a_\alpha^\dagger$は状態αの生成演算子であり、次の交換関係を満たす。

$$\left[a_\alpha, a_\beta^\dagger\right] = \delta_{\alpha\beta},\ \left[a_\alpha^\dagger, a_\beta^\dagger\right] = 0,\ \left[a_\alpha^\dagger, a_\beta^\dagger\right] = 0$$

これは原子状態を非結合状態の基底関数で展開することになるが、緩和効果を取り入れた遷移行列計算となり断面積データの精度が向上する利点がある。

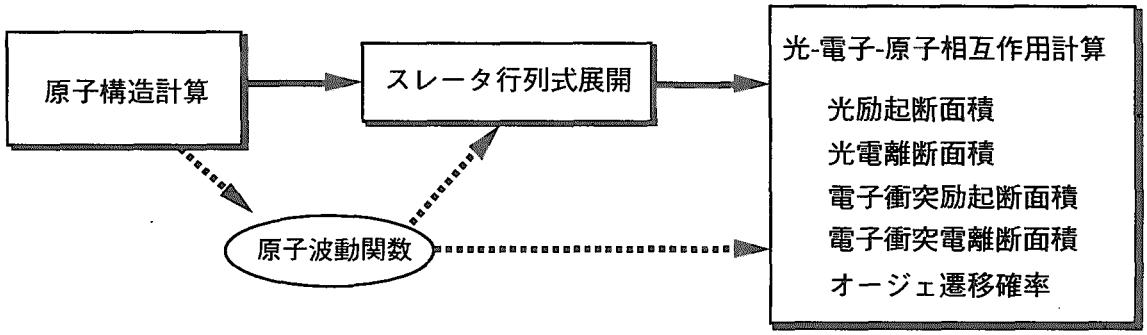


Fig.1 The general structure of the developing relativistic atomic physics code.

N電子系原子のハミルトニアンは

$$H = \sum_i [h^D(i) - \frac{Z}{r_i}] + \sum_{i<j} \frac{1}{r_{ij}} + H_{Breit} + H_{Lamb}$$

である。ここで、$h^D = c\,\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{p} + (\beta - 1)\,c^2$ は自由電子のハミルトニアンであり、第2項以降はそれぞれ電子間相互作用、Breit相互作用、Lamb shift相互作用を表す。原子構造計算では、

$$\sum_j H_{ij}\, c_j = \lambda\, c_i$$

$$\frac{dP_{n\kappa}}{dr} + \frac{\kappa}{r} P_{n\kappa} - \frac{1}{c}(\lambda_{n\kappa} - \frac{Y(r)}{r} + 2c^2) Q_{n\kappa} = X_{n\kappa}^{(P)}(r)$$

$$\frac{dQ_{n\kappa}}{dr} - \frac{\kappa}{r} Q_{n\kappa} + \frac{1}{c}(\lambda_{n\kappa} - \frac{Y(r)}{r}) P_{n\kappa} = X_{n\kappa}^{(Q)}(r)$$

を自己無撞着的に解くことになる。ここで、λはレベルのエネルギーであり、P,Qはディラック・スピノルの動径方向波動関数である。従来、2点境界値問題であるMCDF方程式の解法としては差分法による積分とシューティング法を組み合わせたものが用いられてきた。これは、適応範囲に制約があることが難点であった。このため、ここでは、Green関数によるMCDF方程式の

求解という新しい高精度数値解法を採用する。この手法の特徴は、流体計算手法として開発されたCIP(Constrained Interpolation Profile)法[3]により高精度Green関数を求める点にある。

単位時間あたりの遷移確率は

$$w_{fi} = \frac{2}{\hbar}\delta(f-i)Im\,T_{fi} + \frac{2\pi}{\hbar}\delta(E_f - E_i)\left|T_{fi}\right|^2$$

である。ただしここで、$T_{fi} = < f|H_I|i >$ であり、H_Iは相互作用ハミルトニアンである。また、断面積は

$$\sigma_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\delta(E_f - E_i)\left|T_{fi}\right|^2 / Flux$$

となる。分母は単位面積・単位時間あたりの入射粒子の数である。光ー電子ー原子相互作用計算では、相互作用ハミルトニアンは光励起・光電離断面積計算に対して

$$H_I(x) = e\alpha A(x)$$

であり、電子衝突励起・電子衝突電離断面積およびオージェ遷移確率計算に対して

$$H_I(x_i, x_j) = \frac{e}{r_{ij}}$$

となる。ここで、$A(x)$は電磁場のベクトル・ポテンシャルである。この行列要素計算では、相互作用演算子の行列要素を1粒子または2粒子演算子の既約行列要素の和に展開する。さらに、CIP法を適用することにより内積計算の精度を向上する。また、Distorted Wave Born Approximation(DWBA)での自由電子の波動関数を高エネルギー状態を含めて遠方域まで最小の計算格子点により高精度に計算することが必要となるために、遠方域でのDirac方程式はPA(Phase-Amplitude)法[4]、CIP法、最適刻み幅制御Runge-Kutta(ASCRK)法[5]により解く。

3．開発スケジュール

図2に相対論的原子構造・衝突輻射断面積計算コードの開発工程を示す。FY13までにコードの全体を設計･製作し､FY14より検証を実施する｡ただし､積分精度を向上するためにASCRK法を採用したために実行時間が大幅に増加する。このため、関西研の超並列計算機に移植する。

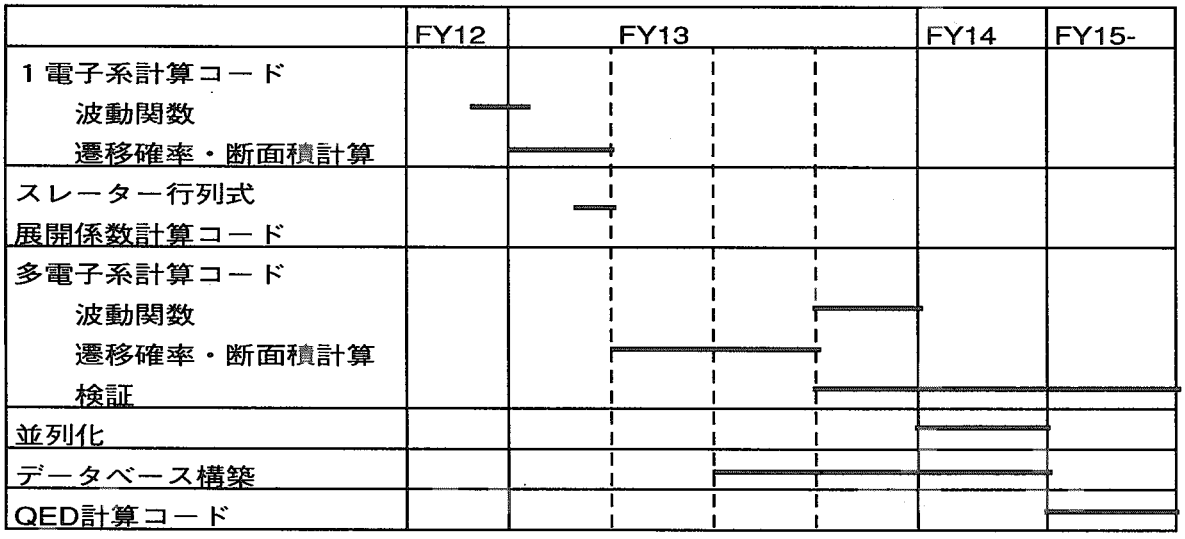


Fig.2 The shedule to develop the relativistic atomic physics code.

4．実行結果

相対論的原子構造では、MCDF 方程式を高精度で解くことが重要な要件である。ここでは、新しい計算手法を grasp92 コードに組み込んで、X 線レーザー発振媒体として重要な高 Z 原子の Ni-like 多価イオン（Eu(Z=63)）のレーザー遷移準位計算に適用した結果の例を表１に示す。表１より各軌道の波動関数が正しいノルム、ノード数、位相で計算され、エネルギーパラメータは grasp92 とよく一致していることがわかる。また、grasp92 では 4f-, 4f 軌道は斉次 MCDF 方程式の固有値に近すぎるとして他の軌道と異なる積分手法が用いられたが、提案した手法では問題なく解くことができ、対応可能範囲が広いことが確認できた。

Table. 1 The orbital parameters obtained by atomic structure calculation for Ni-like Eu(Z=63)

orbital	energy	norm	no. of node	phase	energy(grasp92)	norm(grasp92)
1s	1851.14507100	1.00000000	0	+	1851.14508900	0.99999901
2s	354.40909670	1.00000000	1	+	354.40909840	1.00000000
2p-	338.73495020	1.00000000	0	+	338.73495580	0.99999981
2p	314.70186700	1.00000000	0	+	314.70187150	0.99999994
3s	118.43721320	1.00000000	2	+	118.43720610	0.99999992
3p-	111.87578760	1.00000000	1	+	111.87578220	0.99999975
3p	106.58675230	1.00000000	1	+	106.58674610	1.00000009
3d-	95.75914683	1.00000000	0	+	95.75914423	0.99999986
3d	94.59558945	1.00000000	0	+	94.59558663	1.00000004
4s	56.05606215	1.00000000	3	+	56.05605603	0.99999720
4p-	53.46105876	1.00000000	2	+	53.46105303	0.99999690
4p	51.71754549	1.00000000	2	+	51.71754030	0.99999853
4d-	47.61437515	1.00000000	1	+	47.61436958	0.99999845
4d	47.18247513	1.00000000	1	+	47.18246989	0.99999957
4f-	42.87245988	1.00000000	0	+	42.87245502	1.00000000
4f	42.67960019	1.00000000	0	+	42.67959330	1.00000000

スレーター行列式展開計算は、cesd コード [6]と一致する結果が得られ、直交基底モードでの１粒子、２粒子演算子の展開結果が Racah 代数による角運動量結合係数計算 MCP コード [1]の結果と一致することを確認した。

また、衝突輻射断面積計算では、光励起・光電離断面積計算、電子衝突励起・電子衝突電離断面積およびオージェ遷移確率計算を少数電子系の原子について実行し、Hullac コードの結果と比較して良好な結果を得た。

4．まとめ

相対論的原子構造・衝突輻射断面積計算コードの開発基本方針、特に新規開発に伴うコードの特徴、と開発状況について報告した。FY１４においては作製したコードを関西研の超並列計算機に移植して検証を行う予定である。

参考文献

[1] F.A. Parpia, C.F. Fischer, and I.P. Grant, Comput. Phys. Commun.,94(1996)249.

[2] I.P. Grant, Advan. Phys., 19 (1970) 747.

[3] T. Yabe, and T. Aoki, Computer Phys. Comm.,66 (1991), p.219.

[4] A. Bar-Shalom, M. Klapish, and J. Oreg, Comput. Phys. Commun., 93(1996)21-31.

[5] W.H. Press et. al., 'Numerical Recipes in Fortran 77', Cambridge Univ. Press, 1986.

[6] Fritzsche, I.P. Grant, Comput. Phys. Commun.,103(1997)277.

JP0250478

55. 高強度レーザーのクラスター照射における原子過程シミュレーション

Simulation of Atomic Processes for High Intensity Laser Irradiation on Clusters

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

We study the production of highly charged ions and inner-shell excited states in high density hot plasma generated by the interaction between giant Kr clusters and high intensity lasers. We discuss not only the effects of electron density and temperature but also that of the inner-shell ionization processes on the highly charged ion production. Further it is found that the production ratio of the inner-shell excited states to the ground states of Ne-like Kr ions becomes larger, as the electron density increases.

Keywords: High intensity laser, Inner-shell excited states, Kr clusters, Short-wavelength x-rays, X-ray sources

1. はじめに

高強度レーザーを固体やプラズマに照射すると高輝度 X 線、高速電子、多価イオンの高エネルギー放射・粒子が生成する。これらの放射・粒子を新しい励起源として他の標的に照射すると内殻電離過程とそれに伴う原子過程が重要となり、内殻励起状態や中空原子を生成し、短波長 X 線を発生する。これまで、この X 線を X 線レーザー[1,2]、X 線源[3]、プラズマ診断[3,4]へ適用に関して検討してきた。この論文では、Kr や Xe など大きな原子番号の原子で構成された巨大クラスターへの高強度レーザー照射における多価イオン、内殻励起状態生成過程に関して、および内殻励起状態から発生する短波長 X 線の X 線源や X 線レーザーへの応用に関して議論する。

McPherson ら[5]と Schroeder ら[6]は高強度レーザーを Kr や Xe の巨大クラスターに照射すると多価イオンの内殻励起状態を生成し、それから数Åの短波長 X 線を発生することを観測した。この過程は、高強度レーザーをクラスターに照射した際に発生する高温高密度状態が生成され、その中の高速電子が多価イオンの内殻励起状態を作り出し、短波長 X 線を発生すると考えられている[7]。この高温高密度状態がわずか数 100fs 程度しか持続しないので、X 線も短パルスになり、短波長短パルス X 線源や X 線レーザーとして利用できる可能性があり、この検討を進めている。

2. 原子過程

初期状態を Ni 様 Kr イオンとし、10^{22} から $10^{24}cm^{-3}$ の電子密度、1 から 40keV の電子温度を取り扱い、ネオン様イオンのポピュレーションを計算した。考慮した原子過程は電子衝突電離、$3s$, $3p$, $3d$ 状態間の電子衝突励起、輻射遷移過程、自動イオン化過程である。

電子衝突電離断面積は BEB 理論[8]

$$\sigma=\frac{S}{t+\frac{u+1}{n(q+1)}}\left[\frac{\ln t}{2}\left(1-\frac{1}{t^2}\right)+1-\frac{1}{t}-\frac{\ln t}{t+1}\right], \qquad (1)$$

から求めた。ここで、$t=T/B$, $u=U/B$, $S=4\pi a_0 N(R/B)^2$ であり、T, B, U, N, a_0, q, R はそれぞれ、初期電子エネルギー、軌道束縛エネルギー、軌道運動エネルギー、軌道電子の占める数、ボーア半径、電荷、Rydberg エネルギーを表す。輻射遷移確率と自動イオン化率は文献[9]の公式を用い、その公式に必要となる平均した値は Cowan のコード[10]から求めた。電子衝突励起断面積は、同様の公式[4]を用い、平均した値は Declaux のコード[11]から求めた。ここでは高温状態を短い時間だけ取り扱うので再結合過程は遅い過程となり無視できると考えられる。

Mn^{6+}イオンの電子衝突電離断面積の計算を行い、Rejoub らの実験結果[12]と比較したところ電子エネルギーが閾値付近の小さいとき、例えば、

$$Mn^{6+}(3p^6\,3d)+e^- \rightarrow Mn^{6+*}(3p^5 3d4d)+e^- \rightarrow Mn^{7+}(3p^6)+e^- \qquad (2)$$

のような電子衝突励起の後、自動化イオンが起こる 2 段階の過程が支配的であり、電子エネルギーが大きくなれば内殻電離過程が電離過程に大きな寄与をすることがわかった[13]。ここでは、高温（高エネルギー）の電子状態を取り扱うので図 1 に示すような内殻電離を含むモデルを採用する必要があり、多価イオン生成における内殻電離過程の役割を調べた。

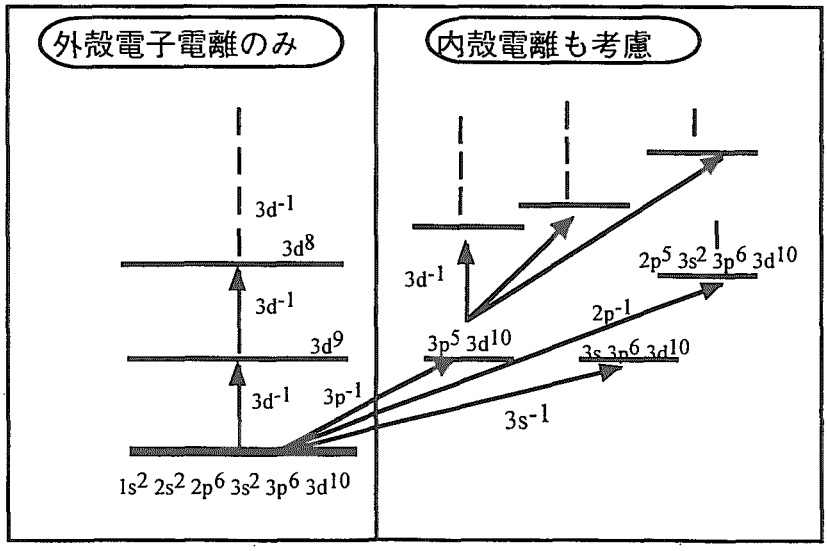


図 1　多価イオン生成の原子過程モデル。内殻電離過程も考慮した。

3. 結果と考察

図2(a))は電子温度が20keVの時のいろいろな電子密度に対するNe様Krイオンのポピュレーションの時間依存性が示されている。電子密度が$10^{22}/cm^3$のときは$10^{23}/cm^3$と比べると100f秒後、ポピュレーションが10桁程度小さいことがわかる。図2(b)は電子密度が$10^{23}/cm^3$のときのいろいろな電子温度に対するポピュレーションの時間依存性が示されている。電子温度が1keVのときはポピュレーションは小さいが、5keVを超えるとポピュレーションは飽和し、ほぼ一定になることがわかる。このように短い時間で多くの多価イオンを生成するには極めて高温高密度状態にする必要があることを明らかにした。

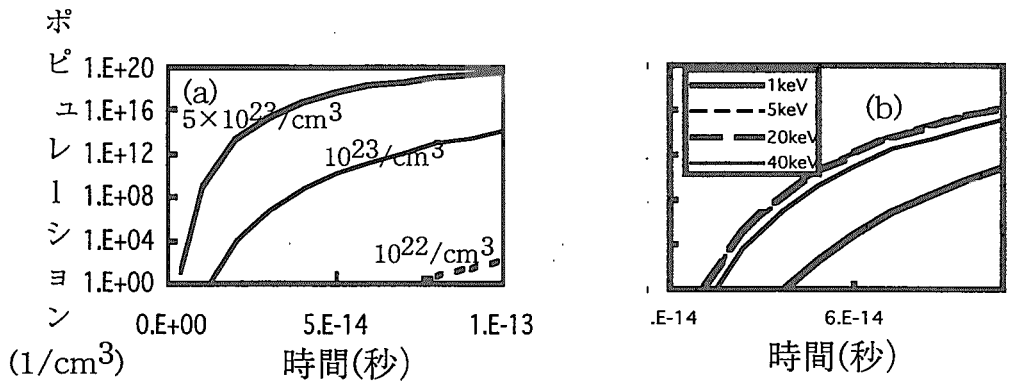


図2 Ne様Krイオンのポピュレーションと時間との関係。(a)電子温度20keV, 電子密度10^{22}～$5\times10^{23}/cm^3$、(b)電子温度1～40keV、電子密度$10^{23}/cm^3$。

図3は最外殻電離過程のみを考慮した場合と内殻電離過程を含む場合、両方についてNe様Krイオンのポピュレーションの時間依存性を計算した結果が示されている。内殻電離過程を含むと100f秒後にはポピュレーションが8桁程度大きくなり、内殻電離過程が多価イオン生成に大きく寄与することを明らかにした。図4はNe様Krイオンの内殻励起状態($1s^22s^22p^53d$)と基底状態($1s^22s^22p^6$)の生成比が示されている。生成比は密度と共に増加していることがわかる。生成比が大きいことは、内殻励起状態を効率良く作り出し、その結果、短波長X線発生量も増加することにつながる。

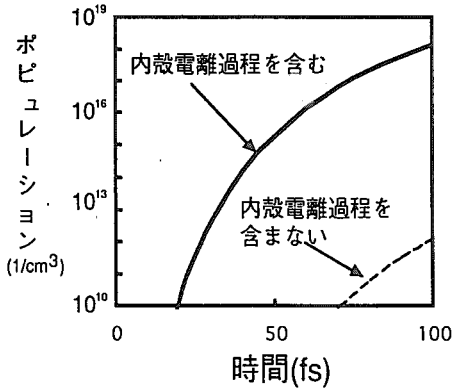


図3 ネオン様クリプトンイオンポピュレーションの時間発展。内殻電離（2s,2p,3s,3p）を考慮する場合（実線）と考慮しない場合（波線）。

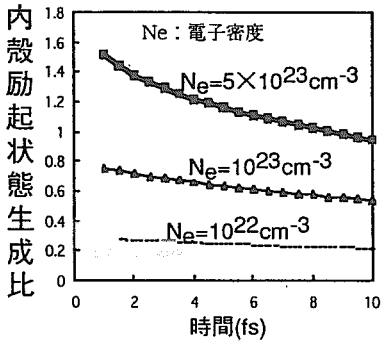


図4 Ne様Krイオンの内殻励起状態と基底状態との生成比。この図により生成比、すなわち、X線発生率が密度とともに増加することをはじめて明らかにした。

4. おわりに

高強度レーザーのKrクラスター照射で生成するような高温高密度状態での多価イオン生成過程に関して検討した。電子温度、電子密度依存性を調べたところ多くのNe様Krイオンを得るには4keV以上の電子温度、$10^{23}/cm^3$の電子密度が必要であることがわかった。また、内殻電離過程が多価イオン生成に重要な役割を演じていることを明らかにし、内殻励起状態の生成率が密度と共に増加することを見い出した。今後は電子温度、電子密度のレーザーのパルス、波長、強度依存性を調べることによりX線のパルスのレーザーでの制御の可能性に関して今後、研究する予定である。

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グループリーダ、山極満サブグループリーダ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、およびA. Zhidkov博士（東大原子力工学施設）、岸本泰明博士（原研那珂研）に感謝いたします。

参考文献

[1] K. Moribayashi, A. Sasaki, and T. Tajima, *Phys.Rev.A*, **58**, 2007 (1998)

[2])K. Moribayashi, A. Sasaki, and T. Tajima, *Phys.Rev.A*, **59**, 2732 (1999)

[3]K. Moribayashi, K. Suto, A. Zhidkov, A. Sasaki, and T. Kagawa, *Laser and Particle Beams*, 掲載決定 (2001)

[4]K. Moribayashi, A. Sasaki, and A. Zhidkov, *Physica Scripta*, **T92**, 185 (2001)

[5] A. McPherson, T.S. Luk, B.D. Thompson, A.B. Borisov, O.B. Shiryaev, X. Chen, K. Boyer, and C.K. Rhodes, *Phys.Rev.Lett.*, **72**, 1810 (1994)

[6]W.A. Schroeder, T.R. Nelson, A.B. Borisov, J.W. Longworth, K. Boyer, and C.K. Rhodes, *J. Phys.B*, **34**, 297 (2001)

[7]T. Ditmire, T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falcone, and M.D. Perry, *Phys. Rev. A*, **53**, 3379 (1996)

[8] Y.K. Kim and M.E. Rudd, *Phys.Rev.A*, **50**, 3954 (1994)

[9]K. Suto and T. Kagawa, *Phys. Rev. A*, **58**, 5004 (1998)

[10] R.D. Cowan, *J.Opt.Soc.Am.*, **58**, 808 (1968)

[11]J.P. Declaux, *Comp. Phys. Commun.*, **9**, 31 (1975)

[12] R. Rejoub, R.A. Phaneuf, and E.D. Emmons, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **43**, 1339 (1998) and private communications

[13] K. Moribayashi and Y.K. Kim, 21st International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Sendai, Japan, July 22-27, Abstracts of contributed papers, 363 (1999)

JP0250479

56. ＥＢＩＴによるＮｅ様Ｘｅイオンのスペクトルの理論的解析

Theoretical Analysis for X-ray from Neon-like Xenon Ion Produced in EBIT

奈良女子大人間文化研究科　物理科学専攻　辻　七夕、香川　貴司
〒631-8506　奈良市北魚屋東町　奈良女子大学　理学部
原子・プラズマ物理学研究室
Graduate School of Human Culture, Nara Women's University
Department of Physics, Nara Women's University[A]
Nayu TSUJI and Takashi KAGAWA[A]
Department of Physics,Nara Women's University
Nara 630-8506,Japan

We have analyzed the energy dependent X-ray spectra from Ne-like Xe ion observed by EBIT. We have used the collisional-radiative plasma model to simulate the spectra observed, in which exicitation only from the ground state by electron impact and radiative decays from all excited states are assumed. It is found that simuation spectra are improved by taking the cascade effects into account in the model.

Keywords:X-ray spectra、EBIT、Ne-like atom

1　序論

ＥＢＩＴでは一定の入射エネルギーをもつ電子ビームにより高電離イオンが生成されている。この入射エネルギーの変化に伴うイオンから放射されるＸ線スペクトルの強度の変化は、ＥＢＩＴ内で発生しているプラズマの診断に利用できる可能性がある。ＥＢＩＴでは通常の実験室のプラズマに比べて電子が一定のエネルギーで入射しているという事実から、比較的シンプルな理論モデルで解析できると考える。Ｔｏｋｙｏ－ＥＢＩＴ（電通大）においては、入射電子エネルギーを変えてＮｅ様Ｘｅのスペクトルの観測が行われた。

本研究の目的は、ＥＢＩＴ内のプラズマの状態を記述するプラズマモデルを構築し、入射電子エネルギーと、イオンから放射されるＸ線スペクトルの関係を明らかにすることである。ここではＮｅ様Ｘｅのスペクトル線の解析を衝突輻射モデルが成り立っているとして、2つのプラズマモデルを仮定しシュミレーションを行った。

2 理論

2.1 モデルI

いま、イオンのレベルiからレベルjへの遷移によるスペクトル線強度I_{ij}はレベルiのポピュレーションN_iとiからjへの輻射遷移確率A_{ij}によって決まる。

$$I_{i\to j} = N_i A_{i\to j} \tag{1}$$

このモデルではレベルiのポピュレーションN_iを崩壊定数$\alpha = \sum_k A_{i\to i}$と基底状態からの励起確率$C_{1\to i}$のつりあいで決定する。

$$N_i = \frac{C_{1\to i}}{\sum_k A_{i\to k}} \tag{2}$$

ここで基底状態からレベルiへの励起確率$C_{1\to i}$は電子密度n、励起断面積$\sigma_{1\to i}$、電子速度vの積である。

$$C_{1\to i} = n\sigma_{1\to i}v \tag{3}$$

2.2 モデルII

モデルIIでは、モデルIで考慮されていないカスケードを取り入れる。このときの各レベルのポピュレーションは速度方程式

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\alpha_i N_i(t) + \sum_{k>i} A_{k\to i}N_k(t) + C_{1\to i}N_1(t) \tag{4}$$

から求める。熱平衡状態を仮定すると、$N_i(t)$は一定値をとる。このとき式(4)の右辺を0となり、$N_i(t)$に関する連立一次方程式になる。これを解いてポピュレーションを求める。この際必要な、イオンに関するエネルギーレベル、輻射遷移確率、及び電子励起確率等のデータは、本研究室で開発されたＲＣＩ原子構造コードを用いて計算した。

3 結果

EBITのスペクトルと、今回求めた振動子強度、モデルⅠ、モデルⅡを比較する(図1)。

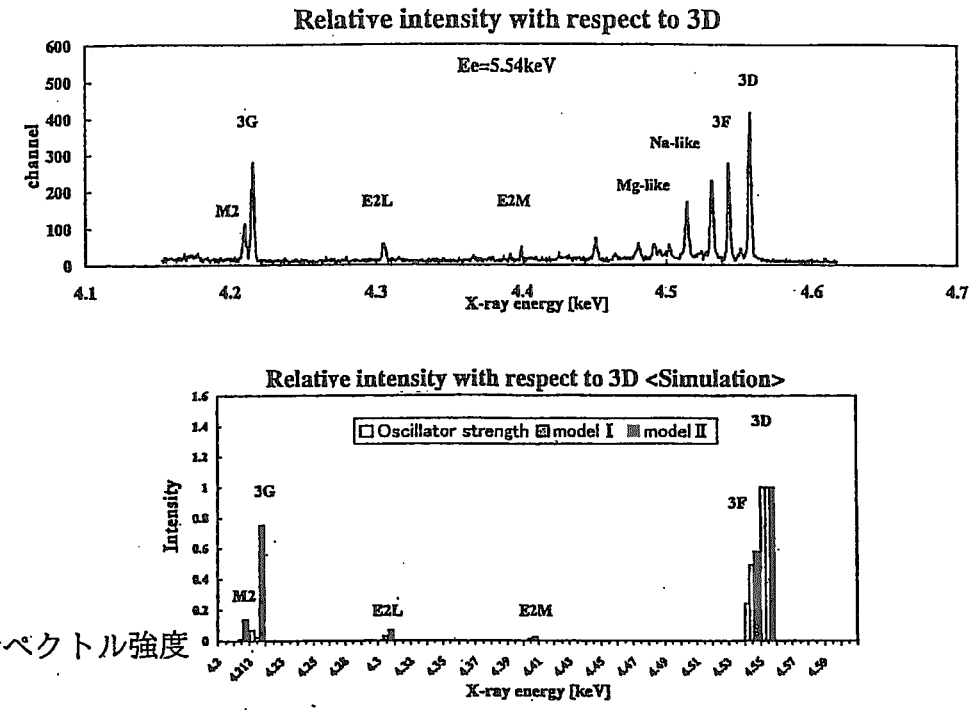


図1：スペクトル強度

振動子強度では、禁制遷移であるM2、E2L、E2Mはほとんど現れない。E1遷移である3F、3G遷移は実験値に比べて小さい。モデルⅠでは、3Gの強度のみ振動子強度よりも小さくなるが、それ以外の遷移の強度は振動子強度よりも大きくなり、実験値に近づく。モデルⅠにカスケード効果を加えたモデルⅡでは、いずれのスペクトル強度もモデルⅠよりさらに大きくなり、EBITのプラズマに最も近い値となった。　このモデルⅡを使って、スペクトルの入射電子ビームエネルギーの依存性を調べた。EBITの実験値と計算結果を比較した(図2)。

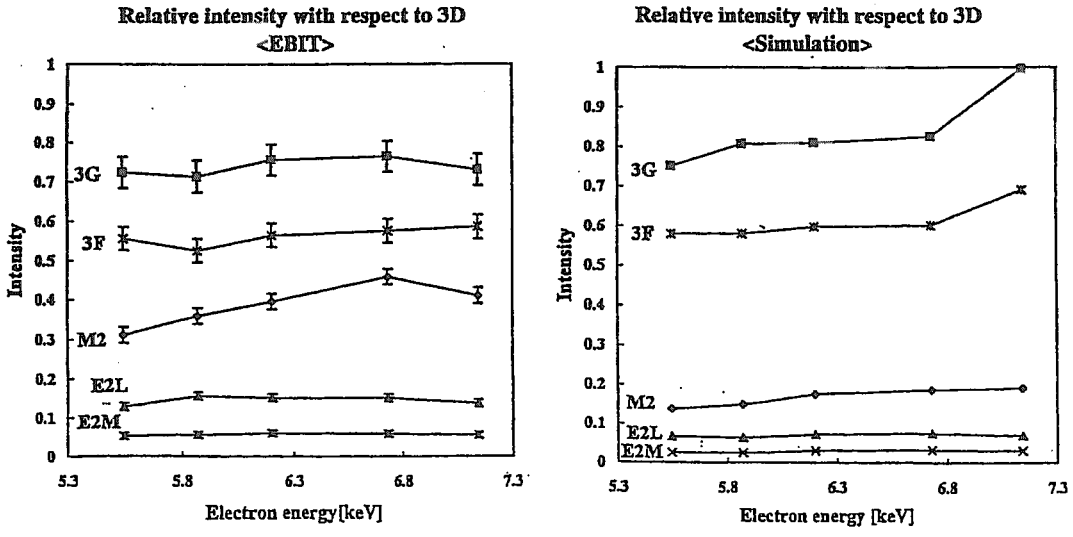


図2：スペクトル強度の入射電子エネルギー依存性(3D=1.0)

いずれの遷移の強度も実験値より、モデルIIによる理論値のほうが小さい。EBITでは測定誤差を越える変化が見られたのはM2遷移のみである。理論値でも増加傾向が見られたが、EBITでの結果ほど顕著ではなかった。その他の強度は実験値、理論値ともにほとんど変化は見られなかった。入射電子エネルギー7.14keVのときに理論値では3F、3G遷移は急激に増加する。この原因の一つとして、散乱断面積の値の変化が考えられる。ポピュレーションは電子励起断面積に大きく依存している為、散乱断面積の値の精度についてさらに検討する必要がある。

JP0250480

57. CIP 法を用いた超短パルスレーザープラズマ熱輸送過程シミュレーション

The Simulation of Thermal Transport in Ultra-Short Pulse Laser-Plasma Interaction with CIP Method

近藤 芳昭(†), 矢部 孝(‡)

(†)東京工業大学総合理工学研究科 〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1

(‡)東京工業大学理工学研究科 〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1

Yoshiaki KONDOH, Takashi YABE

(†)Department of Energy Sciences, Tokyo Institute of Technology,

(‡)Department of Mechanical Sciences and Engineering, Tokyo Institute of Technology

O-okayama, Meguro-ku 2-12-1, Japan

As for the laser-plasma interaction, a lot of research has been performed experimentally and theoretically. In addition to this, there is a growing interest in fs-ps short pulse laser. In order to investigate the electron transport in such short pulse laser, we perform 1.5-dimensional simulation of the Vlasov equation with the collision term of Fokker-Plank model using the CIP method. The calculation results are compared with Spitzer-Harm conductivity. It is found that the classical thermal transport process is established well after the laser ends because of the reflection of electrons from the virtual cathode and collision with solid part.

Keywords : fs laser, plasma, processing, simulation, CIP method

1. はじめに

1990 年代以降の急激なレーザー技術の進歩により、現在ではフェムト秒オーダーといった超短パルスレーザーを用いたプラズマ中における電子の輸送現象等については実験的にも理論的にも多くの研究が行われるようになってきている。[(1),(2),(3)] 工業的な分野においては、そのような超短パルスレーザーを用いる事により、従来では成し得なかった超微細かつ精密な加工を実現することが模索されている。フェムト秒オーダのレーザ光をターゲットに照射、加工を行う際にアブレーションが起こる。このとき、ターゲット内部へは熱伝導による熱波が伝搬して内部までプラズマ化が進む。この過程にはいくつかの機構が関与しているものと思われるが、現在そのプラズマ生成の初期段階に関しては、あまり明確なことは判っていない。本研究ではそういった状況を考え、荷電粒子間の衝突の影響を考慮し、電子の流れや熱の移動などについてのシミュレーションを行う。この時、電子の流れを計算するためには、より正確に粒子の速度分布を考慮しなければならない。そこで、Vlasov 方程式の右辺に衝突項を加えた式を考え、高精度である CIP 法を用いた数値解析を行う。

2. 基礎方程式系

位相空間内における粒子群の位置と速度を表す分布関数を $f(r,v,t)$ とすると、$f(r,v,t)$ が満たさなければならない基礎方程式として Vlasov 方程式の右辺に、粒子の衝突の影響を考慮するための衝突項を

加えた形の方程式を考える。

$$\frac{\partial f}{\partial t}+V\frac{\partial f}{\partial r}+\frac{F}{m}\frac{\partial f}{\partial V}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \qquad (1)$$

ここで F は粒子に働く力で、電子に対しては $F=-\mathrm{e}(E+v\times B)/\mathrm{m_e}$ となる。ただし v は電子の速度、e は素電荷、$\mathrm{m_e}$ は電子の質量である。
式右辺の衝突項に関して、今回の計算では Fokker-Plank 型のものを用いて計算を行った。

$$\frac{1}{Y}\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}=\left(-\nabla_v\cdot(f\nabla_v H)+\frac{\nabla_v\nabla_v : f\nabla_v\nabla_v G}{2}\right) \qquad (2)$$

ここで、H(v),G(v)はローゼンブルースポテンシャルであり、Y は温度と密度に関係した数である。また、(1)式 F 中の E、B はそれぞれプラズマ中の電場と磁場であり、Maxwell 方程式を同時に解くことによって求めることができる。これらの Vlasov-Fokker-Plank-Maxwell 方程式を解いていくが、シミュレーションにおいては次の様な無次元量を用い計算する。

$$x\to\frac{x}{\lambda_D}\ ,\quad t\to\frac{t}{\omega_p}\ ,\quad V\to\frac{V}{V_{th}}\ ,$$

$$n\to\frac{n}{n_0}\ ,\quad \rho\to\frac{\rho}{en_0}\ ,\quad J\to\frac{J}{en_0V_{th}}\ .$$

ただし、λ_D はデバイ波長、ω_p はプラズマ振動数、V_{th} は電子熱速度、n_0 は初期密度である。また、J、ρについては分布関数を速度についてのモーメントをとり決定することができる。

3. 計算条件

フェムト秒オーダーの超短パルスレーザーをプラズマ表面に照射したときのシミュレーションの結果を示す。具体的にはレーザーを模擬した外電場を与える事により、ターゲットプラズマ表面が加熱され、加熱された電子の運動によって行われる熱の輸送に関して数値シミュレーションを行った。

このとき、初期分布関数 $f(r,v,t)$ は Maxwell 分布型のものを仮定した。また、空間的な密度勾配が存在しているとし、計算領域内で高密度部分と低密度部分を設け、高密度領域表面にレーザを模した外電場を加える。Fig. 1 にその初期条件を簡単な模式図で表わす。

計算領域については実空間 x 方向に $1000\lambda_D$ 取っているが、高密度部分と低密度部分を指数関数的に連結し,速度空間方向は (v_x,v_y) の 2 次元を考える。温度の初期条件は一様な分布としている。境界条件は実空間方向及び速度空間方向に関しては共にフリーとしている。また、イオンはバックグラウンドとして扱い、静止して動かないものとして均一に分布しているものと仮定している。ここで温度 T は 2 乗平均速度$\langle v^2\rangle$から計算でき、x 方向関しての熱流 Q は、$\langle v_x v^2\rangle$から見積もることができる。また、加える外電場に関しては次のような形のものを仮定している。

$$E_{ex}=E_0\sin(\omega t)\ ,\quad E_0=A\sqrt{T}$$

無次元化後の値として具体的には

$$E_{ex}=\eta\sqrt{T}\sin(t/2)$$

を用いた。これを、照射表面（臨界密度面）n_c から $1/e$ に減衰する距離（表皮深さ）まで与えた。

4. 計算結果、考察

古典論的なプラズマ中での Spitzer-Harm 理論による熱の輸送現象の詳細については多くの文献に記述されている。[4],[5] 熱流はSpitzer、Harmらなどによって研究され[6]、彼らの理論は一定の条件については精度の良いものとして知られている。特に小さな速度の変動領域では、熱流は Spitzer-Harm 理論によって良く近似される。また、ここで出てくる λ_{mfp} は電子平均自由行程、L はプラズマ中の不均一さに関係したスケール長である。

以下に計算結果を示す。Figure 2 は温度 T 及び熱流 Q（$<v_x v^2>$）に関しての図である。この図からは、時間とともに温度勾配が広がっていく様子を見ることができる。それと同様に熱流も時間とともに広がっていく。最大となる値が加熱領域近傍で起こり、ここから徐々に空間的に熱が広がり、heat front が形成されていくのが確認できる。

このとき、照射面からは外電場で加速された電子がアブレーションにより飛散していくが、その際に発生する自己電場によって再入射していくものも発生する（バーチャルカソード現象が起こる）。これにより一種の電子の循環が起こる部分が生じ、それが維持されることで時間と共に、徐々に照射部分より遠い領域へと熱が輸送されていくと予測される。

Figure 3 は温度 T と熱流$<v_x v^2>$について、入射させるレーザ（電場 E_{ex}）の強度を変えた場合の比較である。強度が大きくなるほど熱が輸送される距離が伸びていることが分かる。入射強度が大きいほど照射面付近（x=0 近辺）で温度 T、熱流$<v_x v^2>$が共に高い値を示し、より高いエネルギーを持って運動していることが分かる。よって、初期に大きく加速されて発生する電子の飛散が多くなるほど、発生する電子の循環量が増えるためにより遠くまで熱の輸送が行われることが確認できたといえる。

Figure 4 では数値シミュレーションから得られた熱流 Q（$<v_x v^2>$）と Spitzer-Harm 理論により得られる熱流 Q_{sh} について free-streaming limit Q_{fre} で割って対数をとったものと、L/λ_{mfp}（このとき L は局所的な温度勾配∇T の逆数に関連した値で L=T/(dT/dx)とし、平均自由行程 $\lambda_{mfp} \sim v^4/n$ として計算している）の対数でプロットしている。十分に時間が経った後（$100\omega_p^{-1}$ 程度後）には Fig.4 の計算プロットが、Spitzer-Harm 理論曲線に対して良く一致している結果が得られた。

これはフェムト秒オーダーという極めて短い時間で起こっている電子の微視的な運動（運動論的現象）が繰り返されていくうちに、より時間スケールの長い巨視的な現象（流体論的現象）と同一の性質を持つものに変わっていくことを表している。それが、ここでの熱流のプロットが古典論的な熱伝導の理論式（Spitzer-Harm 理論曲線）に一致するということで確認できた。

5. 結論

今回、電子の流れや熱の移動について運動論的な Vlasov-Fokker-Plank 方程式系に CIP 法を用いた計算を行った。計算モデルとして超短パルスのフェムト秒オーダーのレーザープラズマ相互作用現象についての数値シミュレーションを行ったが、その結果が古典的な熱伝導の理論式に沿う形の結果を得ることができた。以上の結果から、フェムト秒レーザーでの加工で起こっている過程の１つを明らかにすることができた。

参考文献

[1]Carsten Momma, et al, Optics Comm., 129, 134, (1996).

[2]B.C.Stuart, et al, J.Opt.Soc.Am.B, Vol.13, No.2, 459, (1996).

[3]Shinki Nakamura, et al, Jpn.J.Appl.Phys.35,101,(1996).
[4]J.Delettrez, Can.J.Phys. 64, 932, (1986).
[5]L.Spitzer, Jr., "Physics of fully ionized gases.", Wiley-Inter-science, New York, NY. 1967.
[6]L.Spitzer,JR., R.Harm, Phys.Rev.Lett.89, 977 (1953).

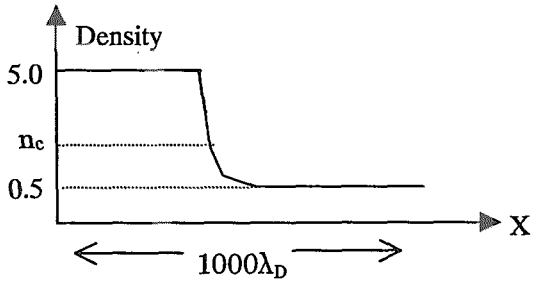
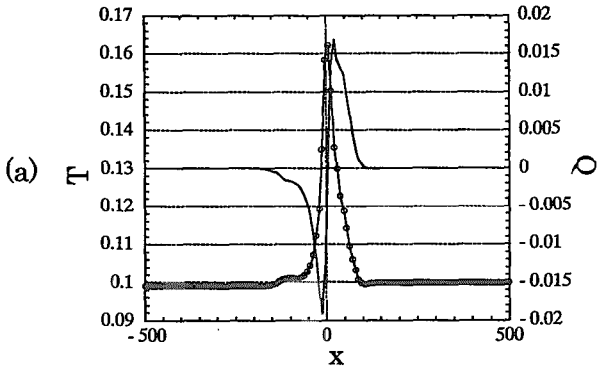


Fig.1 Sketch of initial condition.



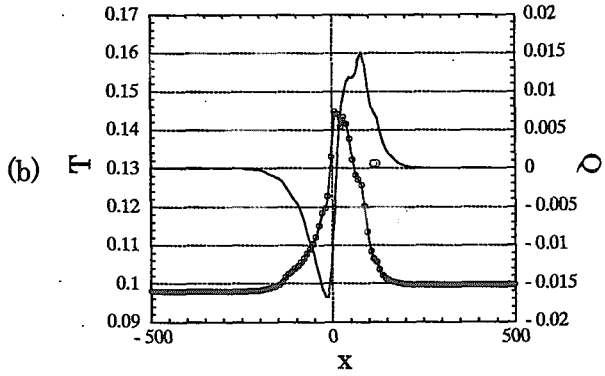
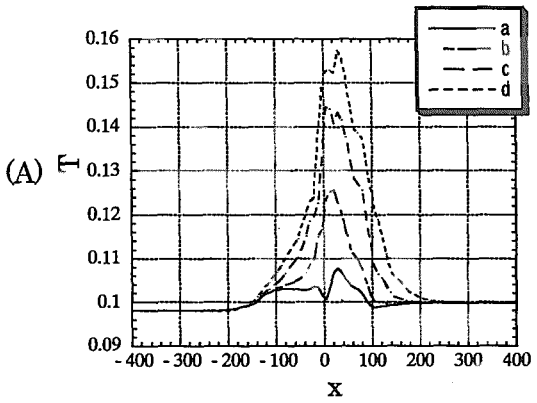


Fig.2. Temperature and heat flows as functions of x at times (a) t=50, (b) t=100ω_p^{-1}. The plotted line(left side axis): temperature, solid line(right side axis): heat flux Q($<v_x v^2>$).



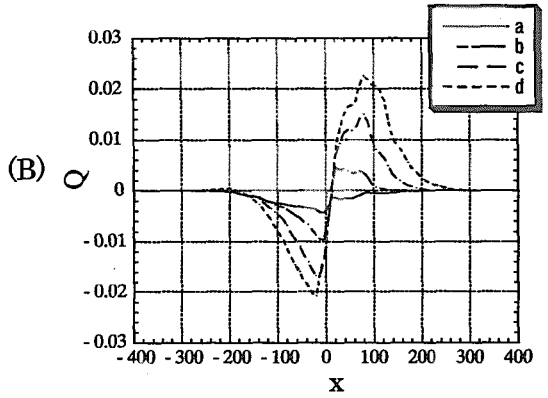


Fig.3. (A)Temperature T and (B)heat flows Q($<v_x v^2>$) as functions of x at times t=100ω_p^{-1} for different laser energy fluences (E_{ex}). (a) η=0.02, (b) η=0.04, (c) η=0.08, (d) η=0.12.

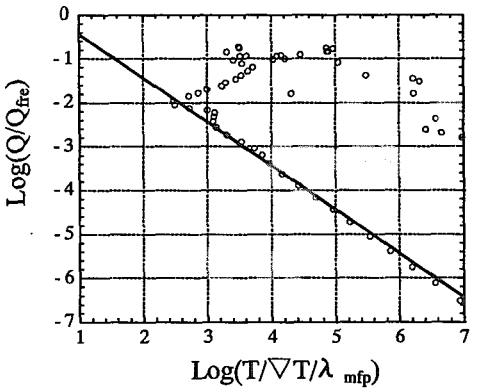


Fig.4. Heat flows vs inverse temperature gradient at times t=100ω_p^{-1}. Computed results are plotted. The solid line gives the Spitzer-Harm theory.

JP0250481

58. Web 指向階層化原子モデルの開発

Development of the Web oriented HIerarchical Atomic Model (WHIAM)

佐々木明

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 SASAKI

Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute

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

The development of the Web oriented HIerarchical Atomic Model (WHIAM) is described. The model has been developed to understand atomic processes with many excitation lines. The tree structure of the atomic level is reproduced in the data structure in the program, based on the Object Oriented Programming method. The calculated gain of the transient collisional x-ray lasers is found to be consistent with experiments.

Keywords: collisional radiative model, object oriented programming, x-ray laser, atomic process

1. はじめに

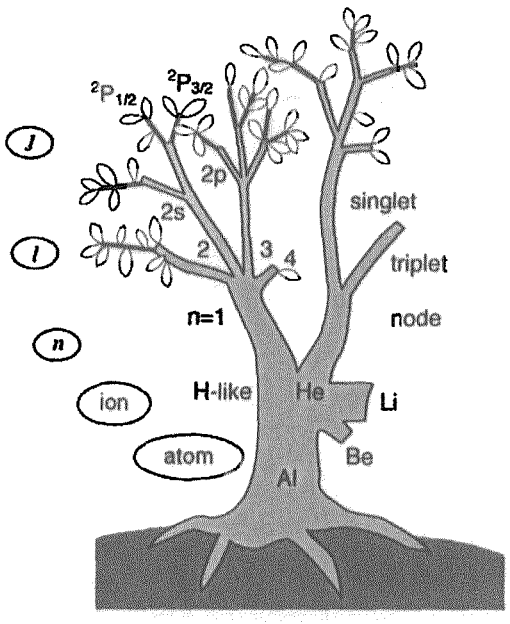
高温プラズマ中のイオンは、指紋のように複雑ではあるが構成原子と媒質の温度、密度に固有の特徴を持つスペクトルを放出する。その解析のために、イオン占有比、ポピュレーション、スペクトルを理論的に求めるには、対象イオンのエネルギー準位と電離や励起過程の遷移確率、衝突断面積を用い、レート方程式を解く衝突輻射モデル(CRM)が必要である。モデルの原理は比較的単純で、H 様や He 様イオンのモデルは 1980 年代に詳しく調べられたが [1]、複雑なイオンのモデルはまだ必ずしも確立されているとは言えない。より一般的なイオンを対象とするスペクトルラインコードは、X線天文学のような基礎科学、X線レーザー、X線源、プラズマプロセッシング、放電光源開発、核融合ダイバータプラズマ解析などに応用され役立つと考えられる。

本研究では、HULLAC コード[2]をはじめとする計算コードで理論的に求めたデータを用い、オブジェクト指向の方法によりあたかも原子構造をプログラム中にそのまま再現する「階層化原子モデル」の開発を進めているので報告する。そして、X線レーザーの特性評価に応用した例を示す。

2. モデルの構成

高温プラズマ中で原子は電子衝突や輻射による電離、励起過程によって多価電離イオンになる。その状態は、電子配置と軌道電子の角運動量の合成により無数の微細構造レベルに分かれる。このため、放出されるスペクトルは多くの場合膨大な線スペクトルからなる複雑な構造を示す。しかし、軌道電子の主量子数が大きくなるに従い、微細構造レベルに起因する個々のスペクトル線のエネルギーの差異は小さくなり、あたかも一本の線のように振舞うようになる。そこで、レベルの微細構造が重要な低い励起状態については詳細に取り扱い、その他については電子配置単位やその集合について平均化し、あるいはプラズマ中で発光スペクトルやX線レーザーの利得などを決定するのに重要なイオン種の構造は詳細に扱うが、その他のイオン種のレベルは平均化して扱うことで多くの荷電状態を取り込み、少ない状態数でプラズマの価数のようなマクロな特性と、スペクトル線の細かな特性とを同時に再現できるモデルの構築を考えた。

今回のモデルで扱う原子レベルのこのような構造は自然界の樹木[3]になぞらえて木構造と言われる。(図1)に模式的に示すように、樹木は全体としては太い幹が次第に分岐して葉に至るある種の階層構造を持つけれども、それは不均一で、一般に一つの幹の先についている枝葉の数、根元から葉までの分岐(ノード)の数は一定ではない。オブジェクト指向の方法に従うと、不規則なデータ構造を扱うことができて原子の構造をより現実に近い形式で記述できることに注目してプログラムを作成した。



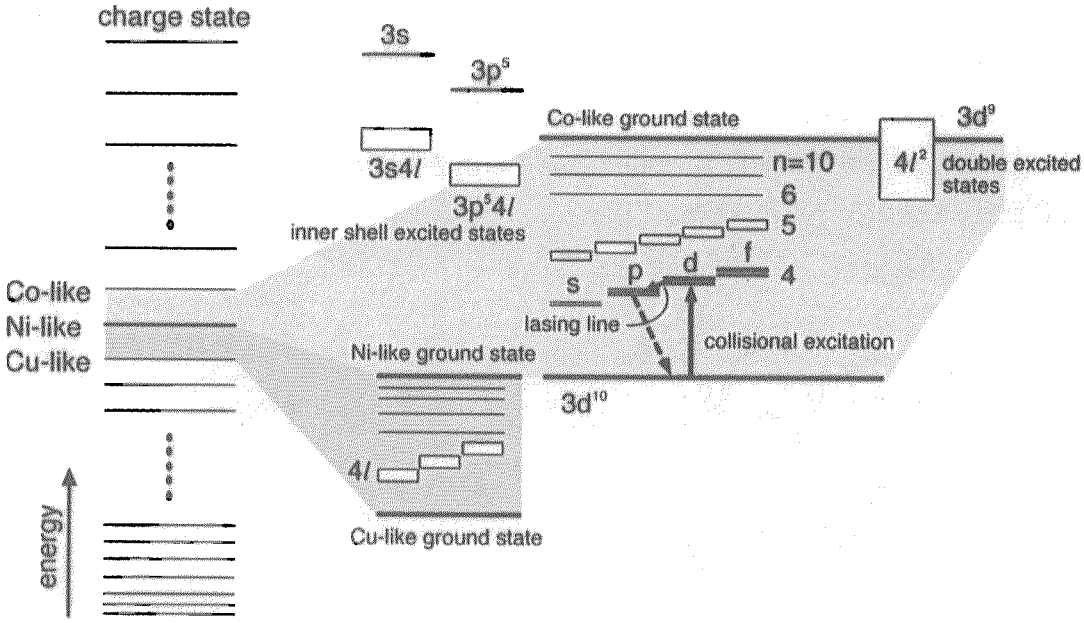
(図1)原子構造の木構造の模式図。原子種、イオン種、電子配置、微細構造からなる階層構造をなす。実際の分光解析では、イオン種や電子配置により詳細に取り扱う場合とそうでない場合があることを示す。

3. X線レーザー利得のモデリング

X線レーザーは、より短波長での発振を目指して研究開発が進められている。過渡利得型

電子衝突励起方式とは、高強度短パルスレーザー照射プラズマ中で、原子番号 40 以上の重元素を Ni 様の状態まで電離し、その 4d-4p 励起状態間に反転分布を生成する方式で、原研では励起エネルギー約 15J で、La(波長 8.8Å)までの発振を得た[4]。

今回は、Ag および Sn レーザーの利得を計算し実験と比較した。Ni 様イオンの準位図を(図2)に示す。レーザー発振に直接関係する Ni 様イオンの低い励起状態($3d^9 4l$)については HULLAC でエネルギー準位、レート係数を計算し詳細に取り扱った。高い励起状態($3d^9 5\,l$、$3d^9 6\,l$)、内殻励起状態($3s4\,l$、$3p^5\,l$)などは詳細な原子データを計算したあと、電子配置ごとに平均化した。さらに高い励起状態と Ni 様以外のイオンのレベルとレート係数は遮蔽近似で求め、全体で Ni 様とその周辺のイオンについて約 150 状態、全体で 300 状態を含む衝突輻射モデルを構築した。そして、HYADES1次元流体コードで求めたプラズマの温度、密度の時間発展を用い[5]、プラズマの価数と Ni 様イオンの励起状態のポピュレーションの時間発展を求めた[6]。



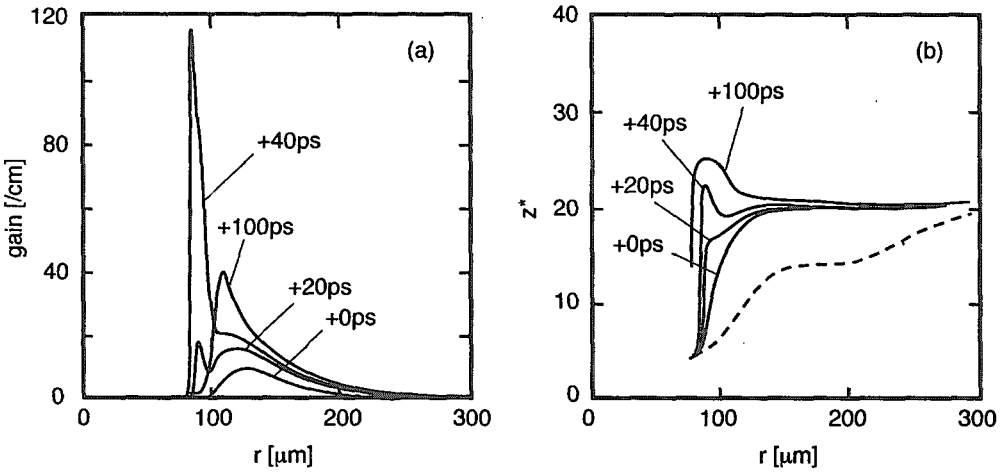
(図2)電子衝突励起X線レーザー媒質 Ni 様イオンの準位図

(図3)は、Sn レーザーの利得とプラズマの価数の分布の時間発展を示す。それぞれ強度 1.6×10^{14} および 8×10^{14} W/cm^2、パルス幅 1.5ps、間隔 1.2ns のプリパルスとメインパルスに加えて、2つのパルスの間に強度が 10^{12} W/cm^2 のペデスタルが付随している条件を想定して計算したところ、ペデスタルの存在によりプリパルス照射で生成したプラズマが約 200eV に保たれて Ni 様イオンのポピュレーションが維持されるために、メインパルス照射によって高い利得が得られ

る結果を得た。利得のピークの値が実験(30/cm)より高いのは、実験では利得が空間的に平均化されているためと考えられる。

4. まとめ

「階層化原子モデル」の開発と、X線レーザーの利得計算に応用して実験を再現する結果を得た例を示した。今後は、レーザープラズマなどでより多くの原子種やイオン種を対象とした分光解析に応用し、モデルの有効性を確認したいと考えている。



(図3)過渡利得型電子衝突励起 Ni 様 Sn レーザーの利得(a)とプラズマの平均価数(b)。時間はメインパルスのピークを基準とする。点線はパルス間にペデスタルが無い場合のメインパルスピーク時点における価数分布を示す。

References

[1] 藤本孝、核融合研究、65,338(1991)、加藤隆子、核融合研究、65, 346 (1991)参照

[2] M.Klapisch and A.Bar-Shalom. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 58, 687 (1997).

[3] P. Prusinkiewicz and A. Lindenmayer, "The algorithmic beauty of plants", Springer Verlag 1990.

[4] T.Kawachi 他、Phys. Rev. A 投稿中。およびこの proceedings 参照

[5] J.T.Larsen and S.M.Lane. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 51 ,179 (1994).

[6] A.Sasaki, T.Utsumi, K.Moribayashi, M.Kado, M.Tanaka, N.Hasegawa, T.Kawachi, H.Daido, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 71, 665 (2001).

JP0250482

59. Java言語による原子過程シミュレーションの可視化

Scientific visualization with Java for atomic process simulation

佐々木明、周藤佳子、横田恒

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 SASAKI, Keiko SUTO, and Hisashi YOKOTA

Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute

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

We are interested in the development of database of atomic data available vie the internet to a broad community. For this purpose, visualization programs for the atomic spectrum line code has been developed. Using the Java language, atomic data stored in the remote database server is downloaded along with the applet program for the client PC to perform interactive graphical display. Usefulness of this technology as a tool of analysis of the atomic spectrum is discussed.

Keywords: Atomic process, visualization, database, Java

1. はじめに

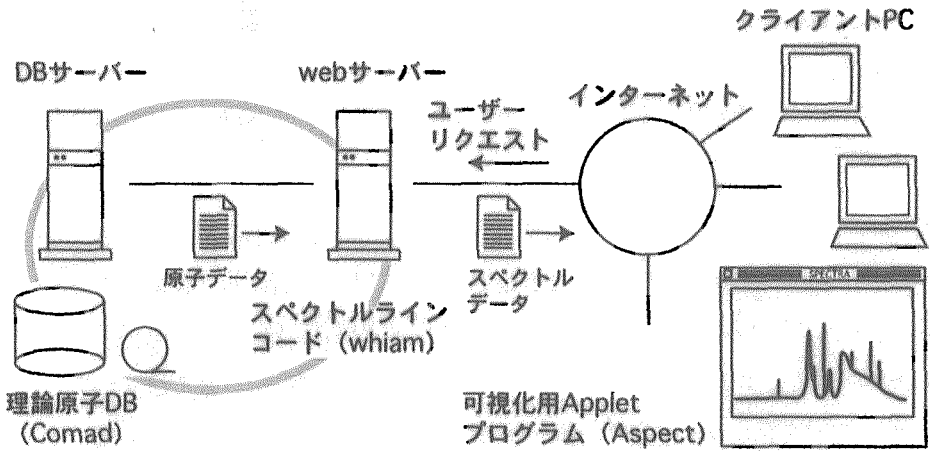
われわれは原子物理コードの計算で求めた原子素過程データのインターネットを通じた公開データベース化を目指している。原子データベースを分光実験との比較に用いる時、光やX線のスペクトルの計算、可視化表示(spectrum synthesis)が重要である。これを国内、国外の研究者ができるようにするためには、遠隔地にあるクライアントコンピュータ(PC)に、サーバー上に保存されている原子データを加工して配信する必要がある。

現在、web(ホームページ)を活用してこのような遠隔可視化を行う方法が、大きく分けて2つ考えられる。ひとつはサーバー上で可視化を行って画像をクライアントPCに転送する方法、もうひとつは数値データをクライアントPCに転送し、そこで計算と画像の作成を行う方法である。前者は、データ量が多く(>1GB)ネットワークを通じた数値データの転送が難しい大規模シミュレーションの結果を遠隔地の研究者が共有するために有用な方法として考えられている。これに対して、原子スペクトルデータは、現在の尺度では量が比較的少ない(数MB)のに対して、ユーザーが結果をインタラクティブに可視化してユーザー自身の目的に利用できるようにするため、後者の方法がより適していると考えられる。

2. 可視化プログラムの開発

本研究では Java Applet による原子スペクトルの可視化を行った。今回開発したプログラムは、(図1)のように、ホームページデータと同じように web サーバー上に保存されていて、ユーザーの要求によってwebサーバー上の階層化原子モデルコード(whiamコード)でレベルポピュレーションと各スペクトル線の輻射レートを計算する処理が行われた後で、結果のデータとともにクライアント PC にダウンロードされて画像表示処理を行う。Applet は、いったんダウンロードされたあとは PC の CPU とメモリを使って実行される。(図2)にスペクトルを表示しているところを示す。この Applet は、まず各々のスペクトル線についてスペクトル広がり理論に基づき温度、密度に依存するプロファイルを求める。現在はドップラー広がりと装置広がりを考慮している。ユーザーの指示に従って波長、強度域を変更してインタラクティブに表示するために、マシンはグラフィックスと同時に計算の能力も必要とするが、現在の PC の能力を活用すれば、高速の可視化を行うことができる[1]。

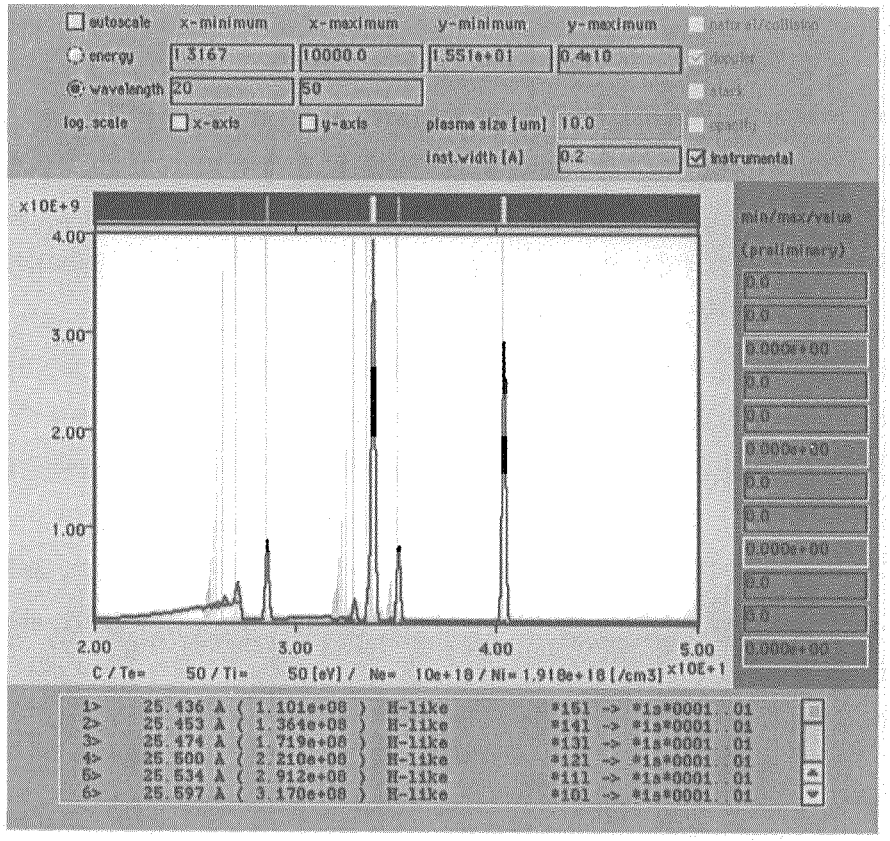
このようにサーバーからクライアントにプログラムを転送して起動する方法はセキュリティに対する配慮が必要なことから、現在 Applet および Microsoft の ActiveX のような web ブラウザから起動する形式のソフトウエアに限定されているが、現在はほぼすべての PC が web ブラウザを搭載しているので、事実上すべての PC との互換性がある。そして適切な Web サイトを構築すればインターネットから利用可能になる。Applet プログラムは実行する時にサーバーからダウンロードされ、終了すると消滅し、Applet プログラムからクライアント PC のディスクへの読み書きは禁止されている。サーバーからクライアント PC に障害を与えることがないと同時に、サーバーのプログラムやデータが不正にコピーされることもないようになっている。



(図1)原子スペクトル可視化のシステム構成

Java はオブジェクト指向言語のひとつである。互いに関係をもつ変数の集まりとそれに対する操作をまとめたオブジェクトをプログラムの単位として扱い、現在のコンピュータの持つ高度な機能を扱いやすくしている。特に AWT(Abstract Window Toolkit)というクラスライブラリを用いることで、グラフィカルユーザーインターフェース(GUI)を備えたプログラムを作成できる[2,3]。AWT では、GUI を実現

するコンポーネントと呼ぶ画面上の部品が用意されている。(表1)に主なコンポーネントの種類を示す。



(図2) Applet によるスペクトル表示例。上部のボタン、テキストフィールドより表示条件を入力する。強いラインのリストや所定の波長(エネルギー)範囲で積分した強度も表示する。

従来 GUI プログラムを作成するには、画面の動作を細かく設定しなければならなかったのに対して、Java では AWT コンポーネントを配置することによって比較的簡単に実装できるようになった。それぞれがオブジェクトであるコンポーネントには、属性値と機能、例えばチェックボックスであれば選択されているかどうか、テキストフィールドであればどのような文字列が書き込まれているかなどの情報と、ユーザープログラムの中からその値を読み取る関数とが予め用意されている。

また、Java では印刷の機能やファイルの選択のような定型処理についてオペレーティングシステムの機能を利用する仕組みも提供されている。しかも、従来のプログラミング言語で機種、オペレーティングシステム毎に異なるライブラリを用いていたものが、Java の言語仕様の中に組み込まれたため、機種やオペレーティングシステムに依存しないプログラムを作成できる。

(表 1)AWT コンポーネント

コンポーネント	スーパークラス	説明
Button	Component	動作を実行させるためのボタン(テキストラベル付き)
CheckBox	Component	オンまたはオフの状態を持つコンポーネント
Dialog	Window	モーダルウインドウ
FileDialog	Dialog	ファイルを選択するためのダイアログボックス(プラットフォーム依存)
Frame	Window	タイトルバーとボーダーを持つトップレベルウインドウ
Label	Component	文字列を表示するコンポーネント
List	Component	テキストのエントリを含むスクロール可能なリスト
Panel	Container	コンポーネントの一般的なコンテナ
Scrollbar	Component	項目をスクロールする Adjustable なコンポーネント
TextArea	TextComponent	スクロール可能な複数行のテキストフィールド
TextField	TextComponent	テキストを入力する単一行のコンポーネント

一方、従来のプログラムではプログラマが処理の流れを完全に制御していたのに対して、GUI プログラムはユーザーのマウスの押し下げ、ボタン操作などのイベントを起点として処理するイベント駆動型プログラムという処理方式に従う必要がある。イベントはユーザーの思いつきで非同期に発生するので、イベント駆動プログラムは本質的に並列処理の性質を持つ。Java プログラムはスレッドを単位として実行されるので、進んだプログラムではスレッド間の同期、メッセージの伝達が重要になる。

3. まとめ

Java Appletを用いて原子過程シミュレーションの結果をインターネットで接続されたクライアントPC上でスペクトルとして表示する方法を実証し、これが遠隔可視化の方法として有用であることが確かめた。Java 技術は、従来煩雑であったグラフィクスプログラムの作成を容易にし、科学プログラマが計算処理と連携した可視化を行うためにも役立つと考えられる。Web 技術の活用によりいろいろな方法で実験、計算の結果を公開、配信するできるようになったが、実現のためにはサーバー、クライアントの各レベルでのプログラミング手法の理解が必要とされていることもわかった。

References

[1] 佐々木明、米田仁紀:プラズマX線レーザーシミュレーションの動画解析, プラズマ・3 核融合学会誌第 75 巻 CD-ROM 特別企画, 75, 507(1999).

[2] コア Java2 vol.1 基礎編、C.S.Horstmann、G.Cornell、アスキー出版局、2000 年.

[3] グラフィック Java2 vol.1、D.M.Geary、アスキー出版局、2000 年.

JP0250483

60. 研究者のためのITBL環境整備

ITBL as Production Computing Environment for Researchers

井原 均 福田 正大 上島 豊 神成 政明 武田 康宏 磯貝 健太郎 佐々木 明#
日本原子力研究所 関西研究所
計算科学技術推進センター
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

Hitoshi IHARA, Masahiro FUKUDA, Yutaka UESHIMA, Masaaki KANNARI, Yasuhiro TAKEDA, Kentaro ISOGAI, Akira SASAKI
Center for Promotion of Computational Science and Engineering
Advanced Photon Research Center,
Kansai Research Establishment,Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

The ITBL (IT—Based Laboratory) is a Japan national project based on the concept of the "e-Japan" strategy. Since many computational resources of ITBL including researchers and engineers are focused on the platform to effectively drive the industrial competition, stimulating the new development of science and technology, that otherwise may not be realized by the individual resources.

Keywords: IT, IT-Based Laboratoy, e-Japan strategy, Information Power Grid, HPC

1. はじめに

ITBLプロジェクトは、原研及び理研等の旧科技庁6機関が提案した国レベルのプロジェクトであり、国の高度情報通信ネットワーク社会の形成に関する重点計画(e-Japan 重点計画)の一つとして認知されている。ITBLはInformation Technology Based Laboratoryの略称であり、各種のスパコンや応用ソフト、データベースをIT技術により共有化し、地理的分散された人的資源や計算機資源をシームレスに利用する高度な研究環境を実現するものである。このためのインフラ整備を行うと共にITBL環境の基で利用可能なアプリケーション・ソフトウェア開発、データベースの整備、普及等を目指すものである。その中核施設となるITBL棟が本年度末に日本原子力研究所 木津地区に建設され、1Gbpsの高速ネットワークに1TF以上の性能のITBL計算機システムが平成14年度に設置、本格運用される。

2. ITBLプロジェクトの概要

計算科学技術推進センターが文科省傘下の機関と共同で提案し、平成12年年度の補正予算によって、共同利用センター並びに計算機システム、基盤ソフトウェア開発が認められ、推進している国家レベルのプロジェクトである。このプロジェクトは、90年代中頃から注目されてきたGridコンピューティング要素技術(米国:IPG(Infomation Power Grid))などの情報処理技術、高速ネットワークにより全国に散在するスパコンを接続し、

計算資源、ソフトウェア、データベース、研究データや実験データなどの共有化のみならず異分野の研究者、技術者等の人的共有化を推進し、先端科学などの研究開発を飛躍的に発展させることを目的としている。

そのために、必要となる基盤ソフトウェアが並列処理基本システム開発グループにより進められ、また、関西研究所には新たに、ITBL利用推進室と量子生命情報解析グループが平成13年度に設置された。ITBL利用推進室は、ITBLの利用を推進するために、応用ソフト、データベース等の知的資源の流通支援、HPC技術等の先端科学研究の推進、コミュニティーソフトウェアの整備・標準化、計算機利用等の情報科学技術人材の育成等を主な業務としている。

量子生命情報解析グループは、様々な実験で得られたタンパク質立体構造、動的な構造の解析や放射線によるDNA損傷、修復酵素のデータベース開発並びにITBL計算機システムの計算資源、高速ネットワークを活用した分子シミュレーション、生体分子機能シミュレーション、また、原研が推進している中性子散乱、X線散乱、NMR等で得られた実験データの解析法の開発により創薬や農学などへの応用を目指している。

このように国のプロジェクトであるITBLは、研究機関や大学、産業界からの遠隔実験、複数のスパコンを利用する大規模シミュレーション、複数のスパコンの機能分散的処理、分散型データベース、可視化データベースなど様々な要望に答えるための手段としての基盤整備であり、共有化された計算機やネットワーク、ソフトウェア、データ等が必要としている研究者のみならず誰でも、必要なとき、必要なだけ、どこでも、電気のように利用できる事を最終の目標としている。

3. H13年度のITBLプロジェクト

平成13年度のITBLプロジェクトは、中核施設となるITBL棟の関西研究所 木津地区への建設、ITBL計算機システムの整備、高速ネットワーク構築、ITBL基盤ソフトウェアα版の開発及び原研所内ネットワークによる接続、機能試験を行うことである。ベースになる計算機システムの設置がH14年度に持ち越されたために、基盤ソフトウェアの整備等に影響が出ている。ITBL計算機システムは富士通(株)製のPRIME POWERで、1.28TFLOPS、1.15Tbyteメモリー、15Tbyteディスクの規模である。教育用PCクラスタは36ノード、72GFLOPS、分子構造解析PCクラスタは16ノード、60GFLOPSが整備された。また、高速ネットワークはバックボーンが10GbpsのSuper SInetに、けいはんなプラザ経由京大の吉田キャンパスにおいて1Gbpsで接続させる。これにより、全国の主要な大学とは物理的に高速なネットワークで接続されたことになる。

今年度は、建物、計算機とも整備中のため、光量子先端科学研究をベースにしたITBLコンテンツ整備、理論原子データベース整備、更に、患者のCT、MRI画像によりITBL計算機システムで高速な線量計算を行い、治療現場に結果、最適治療情報をを配信する放射線治療遠隔支援システム整備をモデルケースとして推進した。

IT人材育成については、教育用PCクラスタ計算機整備及び基礎教育教材の整備を行った。教育用教材では、windowsの台頭で非常に技能レベルの低下の激しいUNIX利用技術をはじめとした計算手法、並列処理、Java、ネットワーク、可視化、Gaussian等の汎用科学アプリケーション等の教育教材だけでなく、PC系ソフト(Word,Excel,Power Point等)やITBL施設、設備利用ガイダンス等を整備した。

先端科学研究の一つとして光量子SSCシステムを駆使して、整備した光量子科学研究の教育用コンテンツは、極短パルス超高強度レーザーと物質との相互作用によって生じる時空間的極微世界と広大な宇宙の類似点を説明することで、その極限的性質を理解し、興味を持ってもらうことを目的としている。

超高強度レーザーと物質との相互作用では避けて通ることのできない相対論的世界を大画面のバーチャルリアリティー技術を駆使して、その非日常な世界を身近に体感することができるよう設計している。これらコン

テンツは、、研究棟コーポレートスペースの大画面高精細ウォールディスプレイで、光量子科学研究センターへの訪問者、見学者等に実演し、好評な評価を得ている。

各研究機関では、理研の細胞フルシミュレーション、航空技研の航空宇宙数値シミュレーション、物材機構の材料設計シミュレーション、防災研の実大三次元振動破壊実験シミュレーションがある。また、JST による公募研究として、計算機ナノマテリアルデザイン手法(阪大)、タンパク質の量子化学反応システム(富士総研)、仮想スパコンセンター利用 Grid ライブラリー構築(産総研)が採用され、研究が始まっている。

4. 今後の展開・計画

ITBL プロジェクトは、原研所内、文科省傘下の6機関、大学等のスパコン等を段階的に高速ネットワークで接続し、5年後には仮想研究環境を構築するものである。また、既存の研究形態に加えて、組織あるいは地理的な枠を越えて、様々な科学技術分野の研究者、技術者が協調する研究形態が形成されるものと期待されている。

ITBL 利用推進室は、ITBL 環境を活用するため、平成13年度に実施した ITBL 調査委員会を発展させ、研究者、技術者が協調して研究を進めるための「研究コミュニティ」の構築、支援を検討している。また、既存ソフトウェアの共有化整備、HPC 利用技術の開発・利用普及、IT 人材の育成等について利用者のニーズを反映させながら推進する計画である。利用推進室の業務として、

(1) 共有化ソフトウェア、データベースの移植・変換
(2) 汎用化ライブラリー整備
(3) 利用者マニュアル整備
(4) HPCソフトウェア開発技術支援
(5) ITBL推進委員会、研究シンポジュウム開催等
(5) 人材育成教育教材整備
(6) ITBL技術相談

が考えられ、業務推進においては、ITBL 計算システム、高速ネットワーク等の ITBL 資源、ITBL の目的等について十分に理解した上で、産官学連携、IT 先端技術普及の一翼を担う等の意識を持って推進する。

図 1 は、ITBL 計算機システム導入後の原研の計算機資源、ネットワークを示したものである。

ITBLプロジェクトの経緯

- 旧科技庁6機関の協力体制のもとで提案(平成12年度 e-Japan重点計画)
- ITBL棟及びITBL計算機システム(平成12年度補正)
- ITBL棟　関西研究所内に建設決定(平成12年12月)
- ITBL棟建設着工(平成13年4月)
- ITBL利用推進室及び量子生命情報解析グループ新設(平成13年4月)
- ITBL計算機システム(平成13年9月　富士通落札　PRIMEPOWER)
- ITBL棟竣工(平成14年3月27日)、ITBL計画本格稼動(平成14年4月)

運転スケジュール

●24時間連続運転（月1回の定期保守等は除く）

利用研究の例

- 並列処理基盤技術の研究開発
  並列処理技術の利用拡大に不可欠な、並列基本システム、並列計算法及び並列処理支援ツールの開発を進めている。
- ＩＴＢＬ利用の推進
  各種スーパーコンピュータや応用ソフト、データベースを高速ネットワーク上に共有化し、高性能研究環境を実現する、ITBL計画の中核として、共同利用と基盤技術の普及を推進。
- 原子力分野における計算科学研究
  第一原理計算による物性研究及び流体乱流の大規模シミュレーションを行っている。
- ＮＥＸＴ（数値トカマク）研究
  核融合プラズマの複雑な現象を解明し、トカマク型核融合炉の実現に向けた、基本原理に基づくシミュレーションモデル及びコードを開発している。
- 光量子シミュレーション
  光量子ー物質相互作用、レーザー加速及びＸ線レーザー発振等の先端シミュレーションを行うと共にソフト開発を推進。
- ハドロン多体系シミュレーション、中性子科学等

利用施設の概略

地区	機種	CPU数	1CPUの性能（GFLOPS）	システム性能（GFLOPS）	主記憶（GB）
東京	VPP300	16	2.2	35.2	9.5
	SX-4	6	2.0	12.0	1.5
	SR2201	64	0.3	19.2	16.0
	SP3	16	1.5	24.0	17.7
東海	VPP5000	64	9.6	614.4	512.0
	SR8000F1	160	1.5	240.0	240.0
那珂	Origin3800	768	1.0	768.0	768.0
関西	AlphaServer SC/ES40	908	1.7	1512.7	2056.0
	VPP300	16	2.2	35.2	32.0
	PRIMEPOWER	640	2.0	1280.0	1152.0
			総演算処理性能	4,540.0	

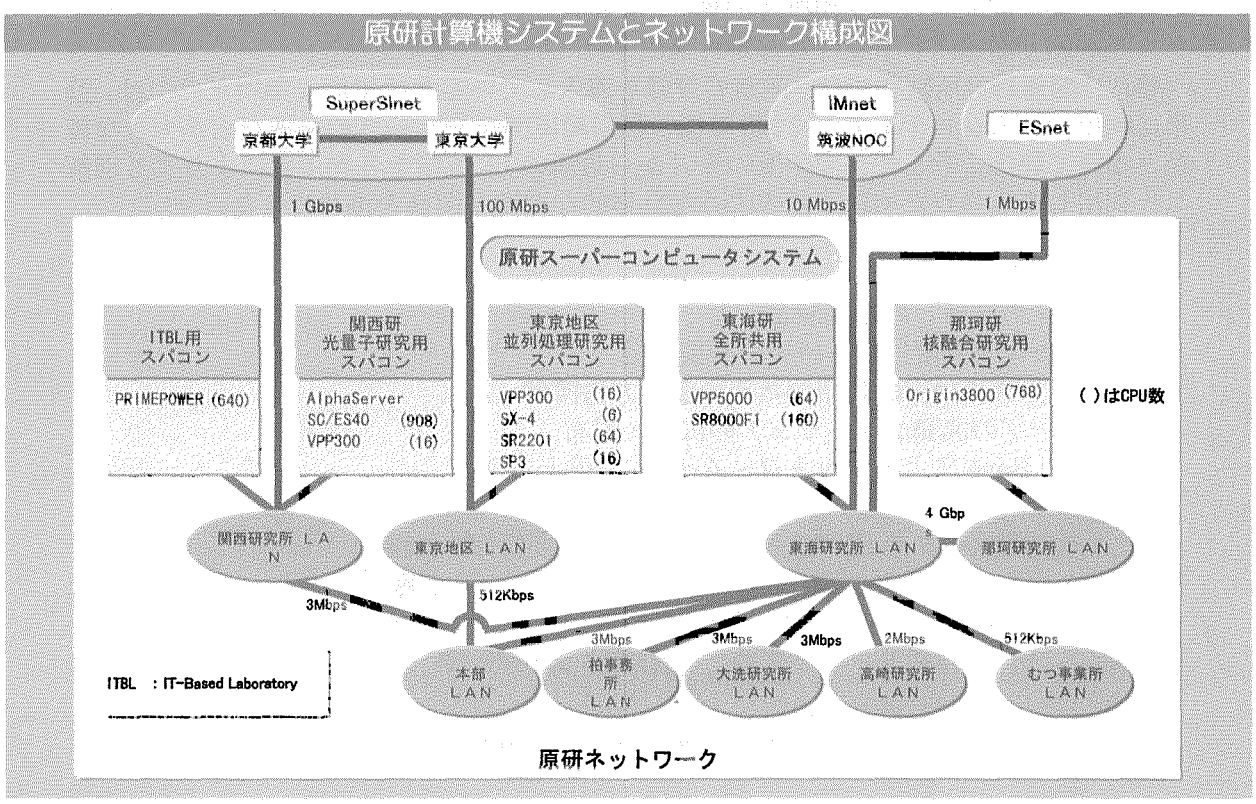


図1　ITBLプロジェクトと原研計算機ネットワーク

JP0250484

61. 関西研究所におけるIT（情報技術）の企画・開発活動

Developing and planning activity of "IT" in Kansai establishment

○山崎　和彦、神成　政明、原口　弘志、田辺　亜紀、巽　知秀、津田　克三
Kazuhiko YAMAZAKI, Masaaki KANNARI, Hiroshi HARAGUCHI,
Aki TANABE, Tomohide TATSUMI, Katsumi TSUDA
上島 豊　井原　均
Yutaka UESHIMA, Hitoshi IHARA

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute
計算科学技術推進センター
Center for Promotion of Computational Science and Engineering

At the Center for Promotion of Computational Science and Engineering (CCSE), Kansai Research Establishment Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), the Super Simulation Center (SSC) utilizes the fastest computers in Japan and high performance graphic servers attached to high speed networks.

We, Information Systems Operating Division, provide and administer the most advanced computational resources, including massive parallel supercomputer Compaq SC40 (1.5TFlops), vector parallel supercomputer Fujitsu VPP300, visualization saver SGI Onyx 3200 with fiber optical network services and mailing facilities are contributing for the advanced photon research purpose.

日本原子力研究所　関西研究所駐在　情報システム管理課では、一般のネットワークサービスや電子メールサービスのみならず、木津地区に設置されているSSCシステムの計算機運用・管理・環境開発を行っている。SSCシステムは、超大規模な複合HPC計算機システムであり（下記図-1参照）、実質的に日本最高性能の計算機、グラッフィクスサーバ、高速ネットワーク等から構成されている。

特に、関西研究所駐在では、最新の設備を導入しているため単純な運用だけでは、簡単に利用できるシステムでなく、計算機の利用環境開発やニーズの発掘などが大きな課題となっている。そこで、今年度の6月から最新のIT技術を各利用者によりよく理解し、利用してもらうために下記のような具体的な企画・開発を進めてきた。

- 可視化講習会の開催
- 「可視化の基礎」の執筆配布
- 可視化モニタ制度による研究の直接支援
- IPアドレスの効率的利用のための管理方法模索
- 各グループの開発ソフトウェアの広報・配布
- Media Baseによるネットワーク Live配信とVOD
- VTR、MPEG、DV等のメディアコンバート
- 一般の画像データをSHD、RC用データへの変換ツール開発
- Super High Definition（SHD）液晶モニタによる画像データベースと研究紹介
- 大画面高精細ウォールディスプレー（RC）を使ったプレゼンテーション支援
- SSCシステムのグラッフィクス、CPU、ネットワーク、I/O等の性能測定

本発表では、そのいくつかの活動と成果について報告する。

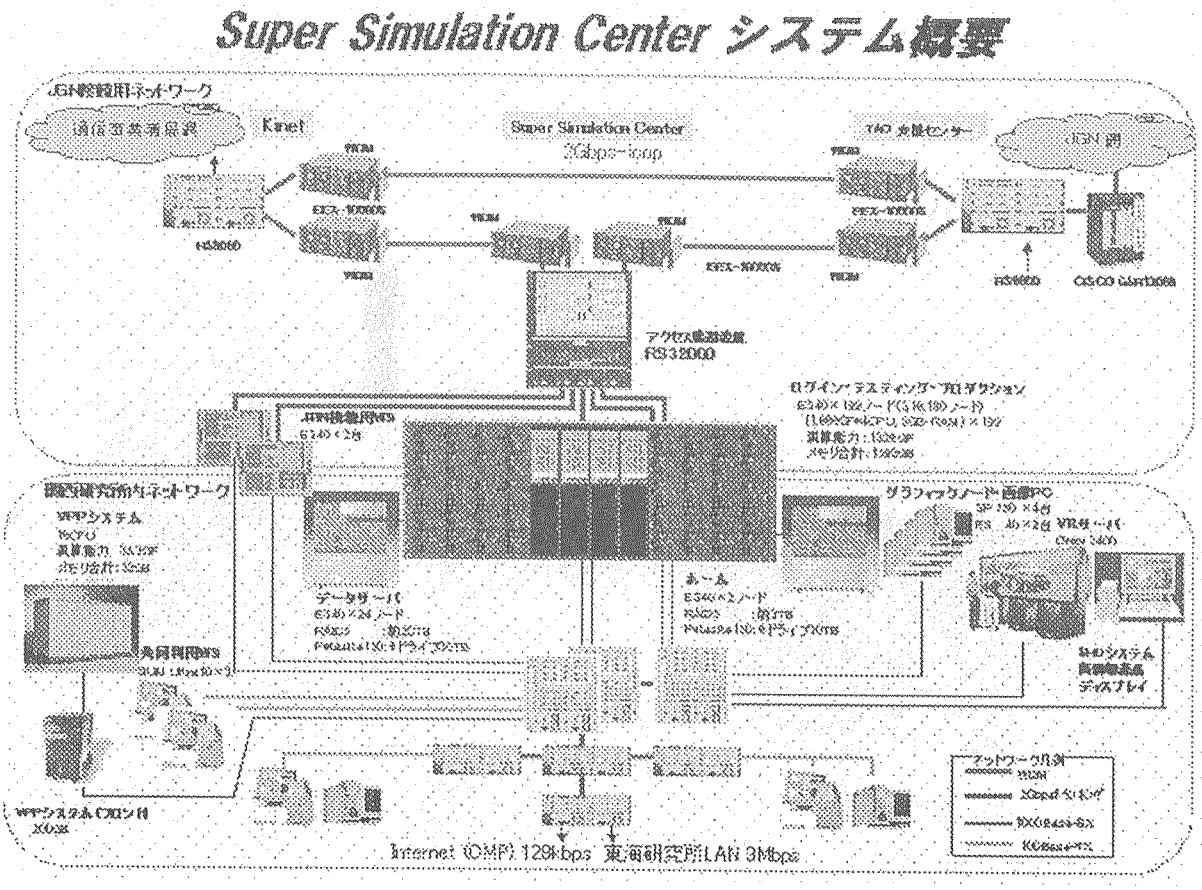


図-1 関西研究所 超並列計算機システム概要図

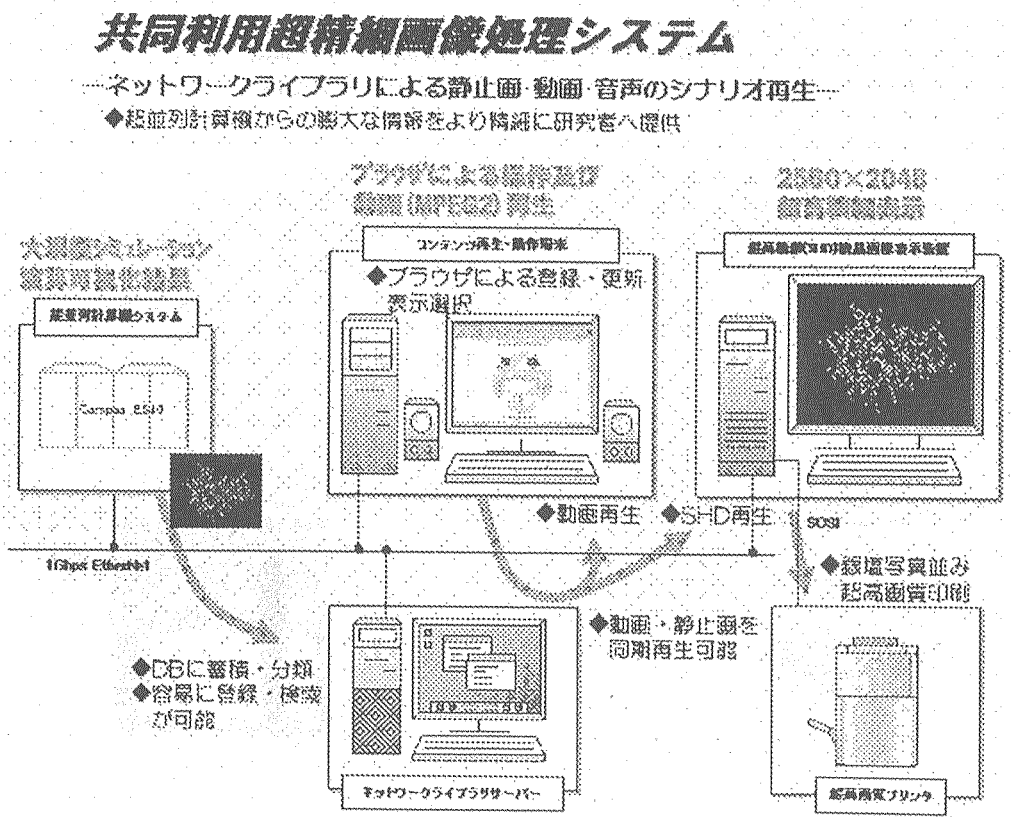


図-2 超精細画像処理システムの構成

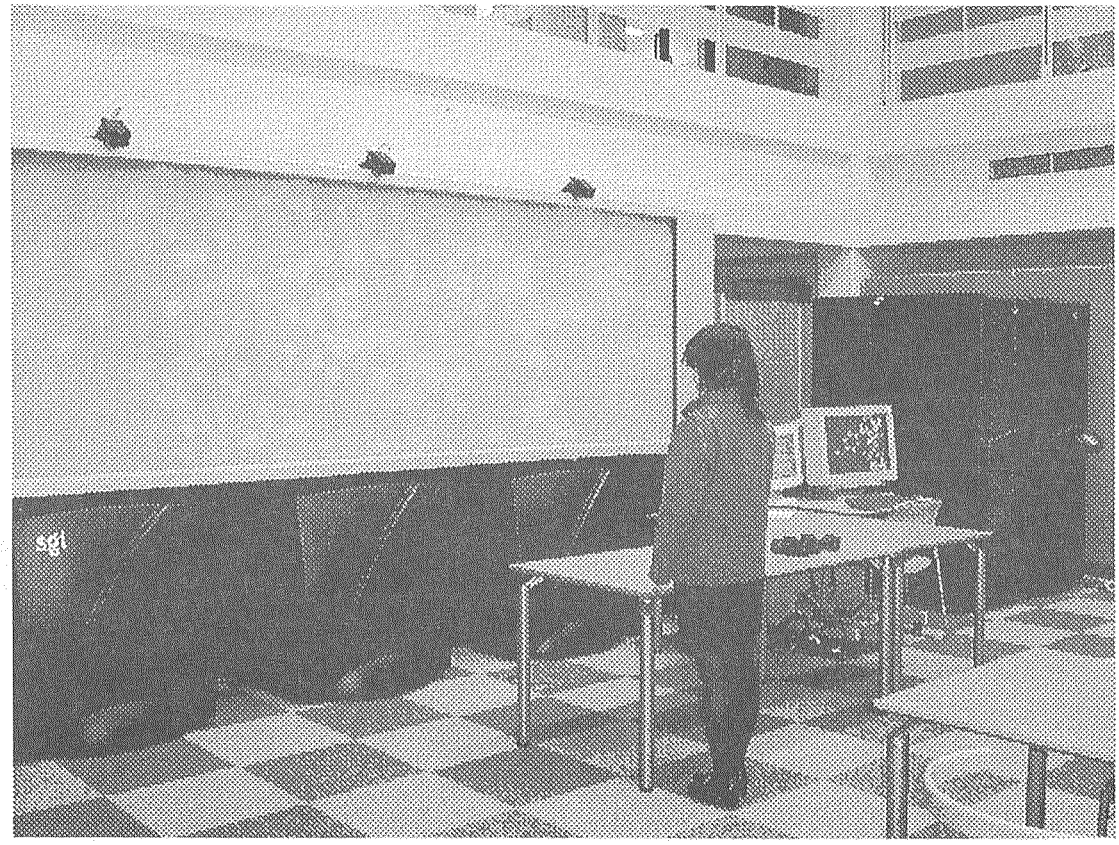


図-3 大画面ウォールディスプレイによる3次元表示

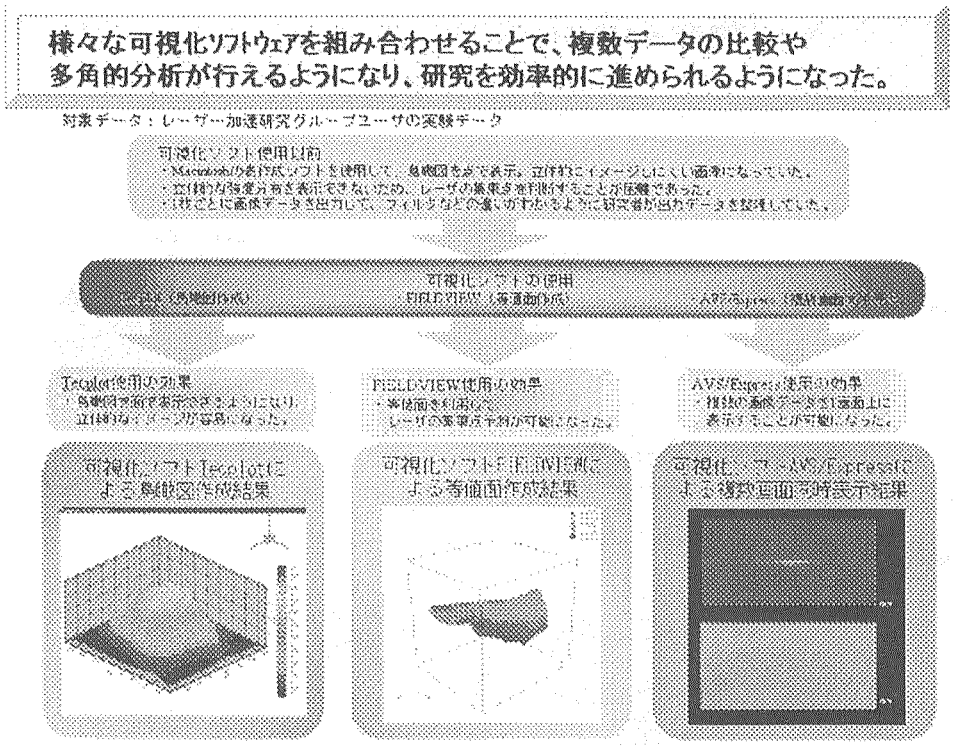


図-4 研究支援の一例

JP0250485

62. 大規模研究・遠隔研究を支える分散システム

Distributed System for Large-Scale Remote Research

上島 豊

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

Yutaka Ueshima

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

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

In advanced photon research, large-sclae simulations and high-resolution observations are powerfull tools. In numerical and real experiments, the real-time visualization and steering system is considered as a hopeful method of data analysis. This approach is valid in the typical analysis at one time or low cost experiment and simulation. In research of an unknown problem, it is necessary that the output data be analyzed many times because conclusive analysis is difficult at one time. Consequently, output data should be filed to refer and analyze at any time. To support research, we need the automatic functions, transporting data files from data generator to data storage, analyzing data, tracking history of data handling, and so on. The supporting system will be a functionally distributed system.

Keywords : Large-sclae research, Remote research, Numerical simulation , Experiment, Functional distributed system, Automatic functions

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では、レーザー加速・X 線レーザー実験などの実験研究とともに、テラフロップス、テラバイト級の超並列計算機及びギガビット級のネットワークが整備され、物理過程解明のためのシミュレーション研究を強化している。光量子科学研究では、実験、シミュレーション研究ともに極めて高精度の時間空間分解計測が必要なため、大量のデータが発生する。しかしながら、現在のデータ転送・解析・管理技術では、研究者に大きな負担がかかり、創造的研究の遂行に大きな支障をきたす。本論文では、大容量データを研究者に負担無く、効率的かつ有効に転送・解析・管理するための方法について発表する。特に、最近注目されているデータ転送・可視化技術について現状と将来像について問題提起する。

2. 大規模・多次元・多種データ解析の問題点

2.1 大規模データについて

シミュレーションや実験から出力されるデータが大規模な研究を進めるためには、データから目的となる情報をできるだけ短時間で人手をかけずに抽出・整形できなければならない。従来の研究では、データが小規模であったため簡単な統計解析や原データを眺めたり、データをプロッティングしているだけで、有用な知見が得られた。しかしながら、大規模データに関して

は、原データを眺めたり、単純にプロッティングすることは、非常に時間がかかるだけでなく、現実的に目的となる情報を抽出・整形できない。一方、大規模データが出力される研究は系統化されていない発見的研究が多く，データ解析が自動化されていなかったり、データ保存状態が各個人にゆだねられている傾向が高い。そのため、1研究者の判断において出力データを敢えて制限したり、データを出力しても解析対象外として解析を行わない事が多い。このような問題を解決するには、データの研究者がデータ目ね-地面と二時間を割かなくても研究が遂行できるように出力・移動・解析などを自動化し、それらの手続きを管理するシステムが必要である。

2.2 多次元データについて

次元数が大きいデータの場合、有用（現象把握に役立つ）な情報を得る可視化には、非常に工夫がいる。この問題を解決するためには 4 次元（3 次元時系列）可視化、様々な種類のデータを比較検討できる Viewer、領域・オブジェクト抽出、データ変換ツールなどの技術開発が重要である。次元数が大きい場合、同じファイルサイズでも低次元のものと比べるとデータサンプリング・可視化処理に時間がかかる。したがって、クライアントサーバタイプの可視化アプリケーションや可視化データ Viewer，データサンプリング、LOD，分散可視化技術が可視化装置の設備コストを下げ、インタラクティブ性を確保し、研究の推進に役立つはずである。

2.3 多種データについて

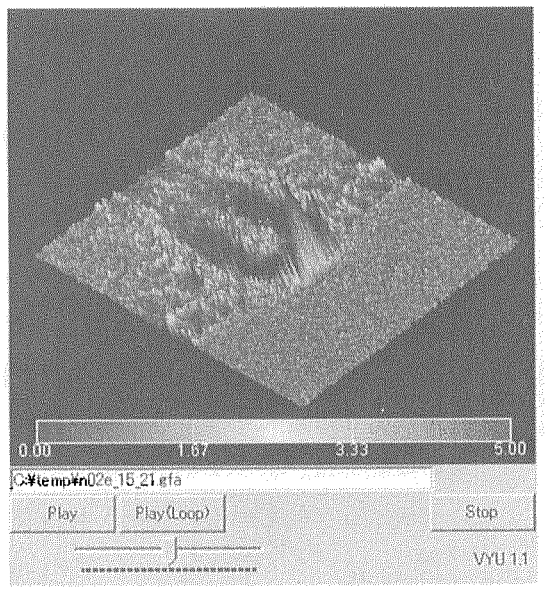
多種データを取り扱うような研究の場合、遠隔地の専門研究者と共同で研究推進していくことが多い。しかしながら、遠隔研究の場合 LAN 環境下と比べ、ネットワーク帯域の低下により研究の質が大きく低下する。この問題に対しては、現在インターネットでも普及しているストリーミングや高次元データのデータ圧縮フォーマットの科学技術版の確立が必要である。また、実際の研究の臨場観（発見的過程）を遠隔地の専門研究者に伝えることも非常に重要な点である。この点においては、それらデータの Viewer のマルチプラットフォーム化が望まれる。

これらの開発技術すべてにわたって、より技術的に洗練していくためには OPEN-SOURCE 環境が必須である。

3．多次元・大規模・多種データ解析のためのツール紹介

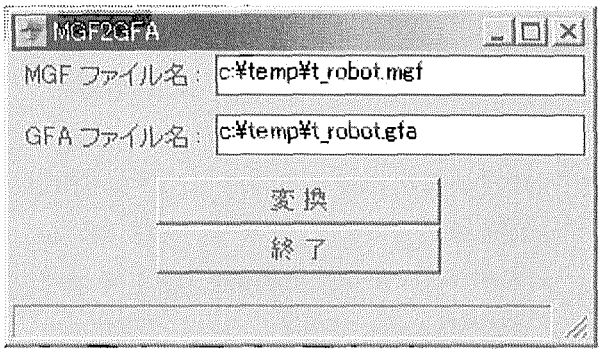
1）GFA Player（3 次元ポリゴン動画 Viewer）

GEOM（3 次元オブジェクトフォーマット）、GFA（AVS の未公開 3 次元時系列オブジェクトフォーマット）を読み込み表示できる GFA Player は、AVS/Express の Uviewer3D のウィンドウと同様にして、回転、拡大・縮小、移動をマウス＋キー操作にて行なうことができる。これにより、従来のムービー動画とは違い、再生しながら対象物を操作することが可能となり、発見的研究やその過程を外部プレゼンテーションへ持ち出すことが可能になる。



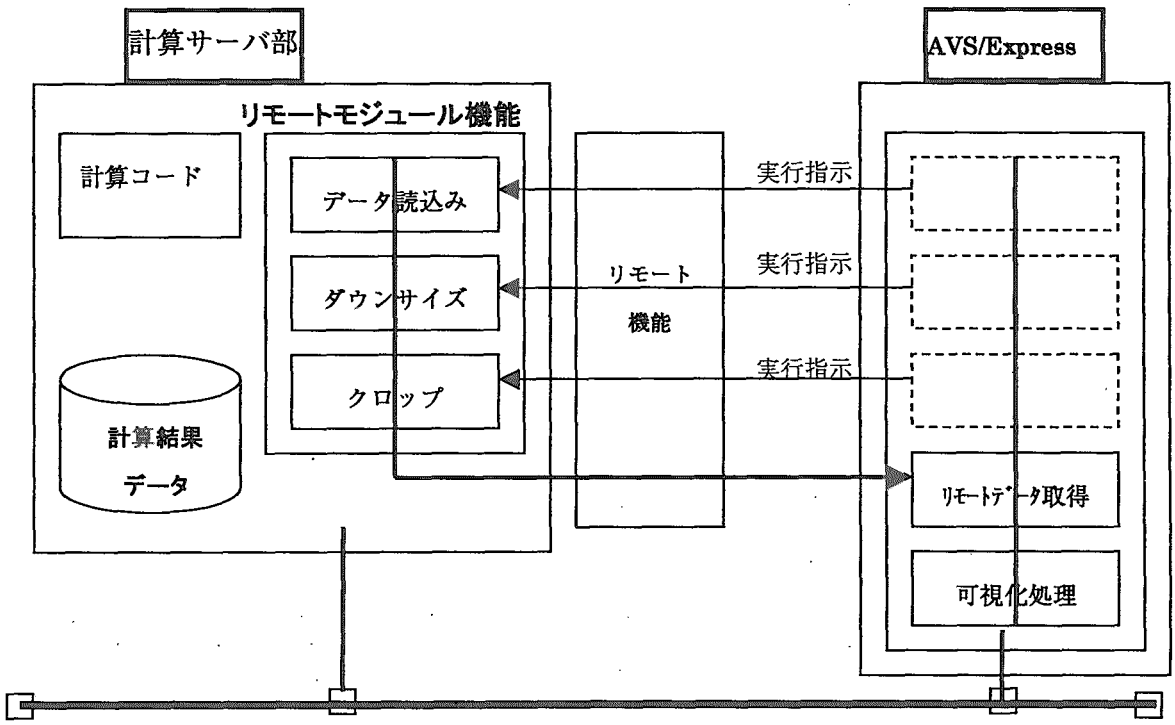
2）mgf2gfa （3 次元ポリゴン動画作成ツール）

MGF（ASCII の公開 3 次元・時系列オブジェクトフォーマット）から GFA（Binary の AVS の未公開 3 次元時系列オブジェクトフォーマット）へ変換し、3 次元ポリゴン動画データのサイズを小さくし、可搬性をより向上させる。また、MGF が公開フォーマットなのでシミュレーションプログラム中に MGF への変換を組み込み、その後 mgf2gfa を使い、さらに、GFA Player を使うことで、有料アプリケーションを介せず、3 次元ポリゴン動画データを作成、表示できる。



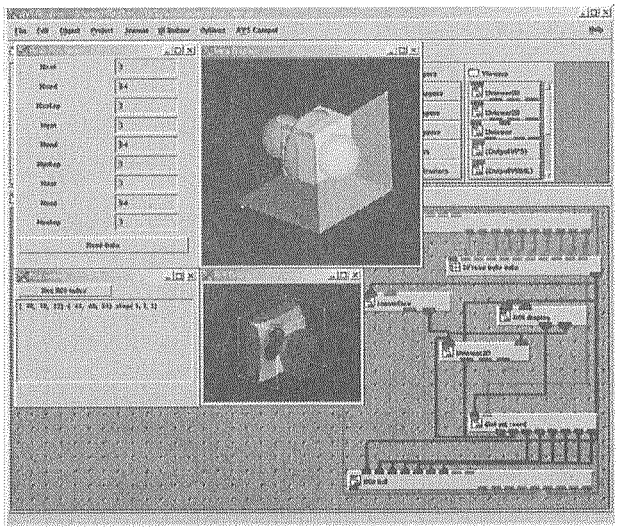
3）AVS/Express におけるクライアントサーバモジュール

AVS/Express 上でサーバ・クライアントタイプのネットワークを利用した可視化を行なうシステムであり、従来の AVS で使用されていたリモートモジュール機能を AVS/Express 上で実現するためのプロトタイプシステムとして作成したものである。クライアント機能は AVS/Express 上に実装されており、AVS/Express 上において、サーバへのデータ要求が発生した場合に、サーバ側にその旨を通知してサーバ側のプログラムを起動し、クライアント側で指定されたデータの読込み、読込んだデータの切り出し及び間引き処理を行い、その結果データをクライアントに転送し、クライアント側ではそのデータを AVS/Express の下位の可視化処理モジュールに渡す仕組みになっている。サーバ側を並列化に対応させることによって、より Rich な I/O、CPU 環境をクライアントから利用できるようになる。シミュレーション並列プログラム自体をこのシステムのサーバー側に位置付けることで、実質的なファイル I/O や CPU 使用の削減＝よりタイトなデータ処理が図れる。



4）AVS Express の3次元インタラクティブ自動 I/O モジュール

AVS/Express で読込んだデータを視覚的に領域抽出処理を行う機能をモジュール化したものであり、3 次元データ格子についてインタラクティブに領域指定が行えるインターフェースを備えている。3 次元直行等間隔バイナリデータを読込み、表示されるウィンドウ上でマウスイベントにより ROI 情報を生成し、ROI 領域枠、ROI 領域内のプレビューデータを出力します。また ROI 情報のロード、ストア機能も備えています。これらの機能は、全てモジュール単位で提供されているので、AVS/Express で利用している可視化ネットワークに組込むことが可能です。ROI 抽出については、ROI として抽出されたプレビューデータは、データサイズや画面解像度を考慮して、自動的にサンプリング値を計算する機能を組込んでおり、大規模なデータに対応するように配慮されている。



5）広域機能分散システム

実験装置や超並列計算機等のデータジェネレーター、データを蓄えるファイルサーバ、長期間データを保存しておくテープライブラリ装置、外部へ情報発信する Web サーバ、インタラクティブな可視化をおこなうグラフィックスサーバ、これらの情報履歴をすべて収集する DB サーバ、全システムコントロールを行うコントロールサーバなどの専用機能に特化した計算機群を有機的に連動させる。このシステムによりデータの出力、移動、保存、履歴、検索などを一括して扱うことで研究者をデータマネージメントの煩雑さから開放する。また、履歴データなどを分析することで発見的研究の傾向性や個人の分析の性向を定量化することで知識ベース構築への道も開ける。

4．　結論

多次元・大規模・多種データ解析の問題点を指摘し、その解決のために必要な技術的課題を列挙した。次に,現在、開発中もしくはすでにあるツールについて紹介し、その適用方法とその効果・将来性について言明した。これらの研究開発を進めていくことで、大規模多次元データから必要な情報抽出が容易にできるようになれば、一人では解析できないほどの情報でも複数人や異分野の人が集まることで個人や専門分野の枠組みにとらわれない研究体制を形成することができる。その結果として、従来では見出せない新規な結果が導き出されることが期待できる。

5．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。

JP0250486

63. 高解像度表示システム：解明かされる電離気体の動きと骨董硝子に秘められた美

The SHD (Super High Definition/Super High resolution Digital) display system: revealing beauty in plasma motion as well as ancient glass

佐々木 亜衣、上島 豊、James 甲賀、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
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台8－1
Ai Sasaki,Yutaka Ueshima,James Koga,Akihiko Nishimura
Advanced Photon Research Center,Kansai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute
8-1 Umemidai Kizu-cho,Souraku-gun,Kyoto 619-0215 Japan

The SHD high resolution display can show us vivid images of hidden and lost beauty in nature. First, numerical simulation results of plasma density distributions with thousands of colors show the wave motion of a highly focused laser pulse (? 10^{15} W/cm^2)propagated through a rarefied gas chamber over 30 cm. Super computing extracts the silent beauty hidden within several fundamental equations. Second, about 150 years ago far before they found remarkable energy in uranium, they loved green emissions from uranium doped glass in daily life. Electron impact and ultraviolet light in a discharge chamber excites uranium 6+ ions doped in a wine glass and plasma waterfall flowing over out of the wine glass. The SHD display has infinite possibilities to present scientific beauty.

Keywords; Super High Definition, Super High resolution Digital, Highly Focused Laser Pulse, Super Computing, Uranium Doped Glass

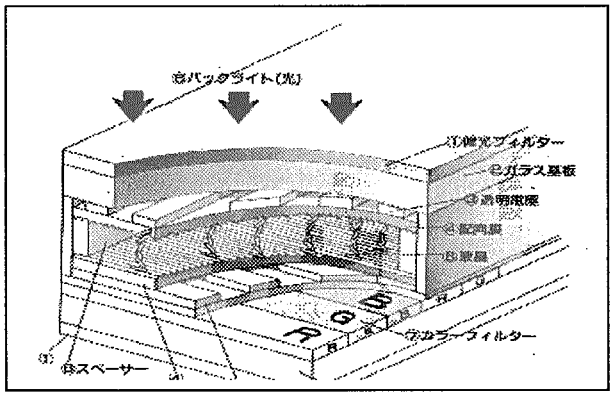
1 はじめに

光の三原色 RGB (Red・Green・Blue) の掛け合わせ=加法混色によりさまざまな色彩が表現可能である。絵画では印象主義が現れて以降、いわゆる点描画法が好んで用いられ始めた。この点描画法を極めた人物としてジョルジュ・スーラの名をあげることができる[1]。一方、同時期に電気工学の分野ではブラウン管の原型が考案された。その後、三原色に対応する希土類元素を蛍光面に使用することでカラー化が成功し、カラー画素の加法混色により無数の色彩を表現するマルチメディア時代になったわけある。今後、空間分解能はもちろんのこと発色数に対する要求も増大する。とりわけ、文化遺産の電子データ化や遠隔医療といった分野から高精細画像への期待が大きい。本報告で紹介する SHD(Super High Definition/Super High resolution Digital)高解像度カラー液晶モニターは、デジタルデータと人の視覚のインターフェイスとして益々性能向上が望まれる。

以下では光量子科学研究センターのコーポレートスペースに設置した高解像度カラー液晶モニターの原理と構造を紹介する。また、現在までにいくつかのコンテンツをプログラムを決めて SHD 上で上映中である。その中で、1）超並列計算機を用いた超短パルスレーザーのガス中伝搬の数値シミュレーション、2）原子力の源流にも係わるウランガラス工芸品の美、の2つについて紹介する。

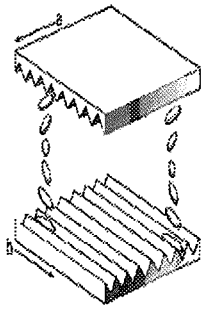
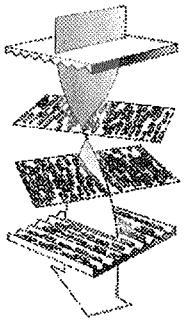
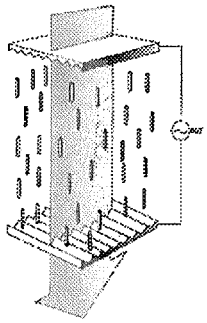
2　高解像度カラー液晶モニター画面の原理と構造

SHD システムの核となる液晶モニター＝LCD (Liquid Crystal Display) の基本原理を下図に、全体構造を右図に示す。



電圧をかけると電界に沿って並ぶ性質を持つ液晶分子を、液晶分子配向膜の中である角度にねじって配列する。それを2枚のガラス基板と液晶分子の間を通る光をコントロールするための偏光フィルタではさみ、色彩を表示する側にRGBのカラーフィルタを反対側には光源となるバックライトを配置する。

光は、電圧をかけない状態では液晶分子のねじれに沿って、電圧をかけるとそのまま進む。

		
微細な溝が刻まれた2枚の板を異なる角度で置くと、その間にある液晶分子はねじれて配列する。	この液晶の間を光が通ると光も同じ角度でねじれる	ここに電圧をかけると、液晶の向きが変わる。　この状態で光を通すと、光は対向する電極の片側に向かって通ってゆく。

SHDモニターのようなTFT (Thin Film Transistor) 液晶の場合、電圧制御のための薄膜状のトランジスタを搭載して、個々の画素透過光量の256段階制御を可能にしている。

このような仕組みを持つ、ドットまたはピクセルと呼ばれる画素が画面全体に組み込まれていて、それぞれがバックライトの光を受けながら色を現出することで、全体としてひとつの画面イメージが現れているのである。よって、高精細であるということは、ピクセルが非常に細かくたくさん敷き詰められていることになる。モニターの性能を比較するときに使われる解像度とは、ある画面サイズでのピクセルの量のことなのである。この数値が大きければ大きいほど、その画面はきめ細かな画像を表示できる。

光量子科学研究センターに設置されている高解像度カラー液晶モニターは、A4サイズの印刷物と同等の表現力、すなわちドットピッチ(＝各ドット間の距離)は0.136mm以下、精細度186ｐｐｉ (＝Pixel per Inch　1インチあたりのピクセル数) 以上 (2.18mmの最小高の文字を16画素以上で構成) を目標に設計されている。画面サイズ28インチ、解像度はQSXGA (Quad Super eXtended Graphics Array) すなわち2560ピクセル×RGB×2048ピクセル＝524万画素、走査線は2048本 (＝走査線768本のＴＶの約2.7倍)、色数は256階調各色8ビットで256×8＝1670万色の表現力を持っているのである[4]。

3 利用例

1）方程式の中に秘められたフラクタル構造～非線形分極自己集束による高強度レーザーの動力学～

高強度レーザーパルスがガス中を伝播する時、中性ガスにはいくつかの競合する効果が生じる。例えば、ガスの非線形分極による集束効果、またはイオン化によるプラズマ生成による発散効果がある。そのために、レーザーパルスのプロファイルは変形を受け、フィラメント形成等も起こり得る。様々な結果がガスチェンバーやガスセル実験で観測されている。例えば、真空のレイリー長より長い距離にわたって高強度レーザーの伝播が観察された。また、関西研究所の実験[5]では、数センチメートル伝播しているレーザーパルスが超広帯域放射やジェットの生成をともなって観測された。このような様々な現象を調べるために、次の非線形シュレーディンガー方程式をもとにシミュレーション[6]コードを開発した。

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + ik_0 n_2 |E|^2 E - i\frac{k_0}{2}\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)E$$

ここで、Eはレーザーの振幅、n_2は非線形屈折率、ρはプラズマ密度である。プラズマはOptical field ionization (OFI)を通して作られる。この方程式を2次元グリッドの有限差分法を使って解く。光（電磁場）が広がり側面境界に達した場合、内側に影響しないよう側面境界では電磁場を吸収させるようにしている。グリッドは光のスピード程度で動いている。これはMoving Frameと呼ばれ、電車の窓から側道の自動車を見ているような感じだと考えていただければよい。図1は、レーザーパワーが、非線形分極により自己集束する臨界パワーを上回る場合の、レーザーの強度のパターンである。潮の満ち引きに似た波紋の模様が形成されている。　この波模様の構造には、同じパターンが異なるスケールで繰り返し形成されるフラクタル[7]パターンと非常に良く似ているのが興味深い。

この計算ではCOMPAQ ES40/227の大型並列計算機64ノードを用いて、グリッド数は2048×2000とした。

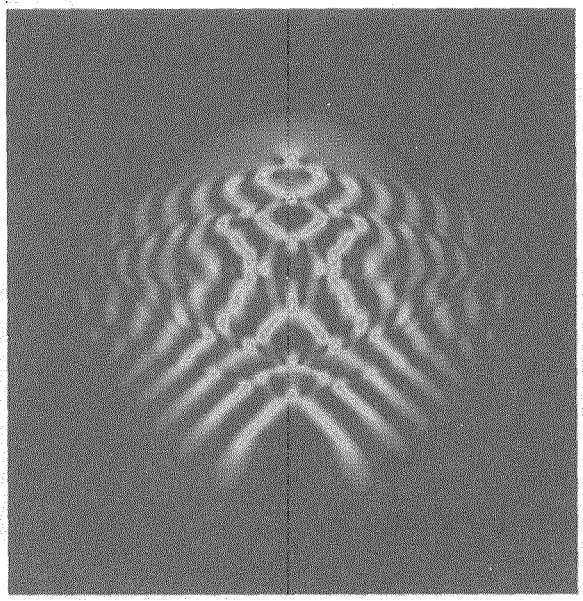


図1　シミュレーション結果

2）時の彼方から甦るウランガラスの輝き

１９６０年にメイマンにより初めてルビーレーザーの発振が行われた[8]。その４年後には液体ヘリウムで冷却された半導体レーザーとウラン３価イオンを含む蛍石結晶により全固体レーザーの発振が行われている[9]。これらのレーザー開発におけるこれらの歴史的な成果を更に溯り、ハーンとシュトラスマンによるウラン核分裂の発見が両刃の剣である原子力の未来を定めた[10]。しかし、源流は２０世紀初頭のベクレルによるウランからのベクレル線の発見、これに続くキュリー夫妻によるラジウムの発見である。ラジウムがウランを取り出した鉱石の屑から抽出されたことは良く知られている。では当時、放射線の概念すら存在しなかったころウランは何の目的で採掘されていたのか？その用途はガラスの着色のための添加剤である[11]。当時、チェコスロバキアを中心とするボヘミア地方は世界でも有数の美術工芸ガラスの生産地であった。植物の灰を利用する古来からのボヘミアガラスの製法は紫外線により緑黄色に蛍光を発するウランガラスを素材として、さまざまな作品を生み出していた。一方、英国にはこの紫外線励起とは異なり電子衝突励起を利用した照明装置を生み出した人物が居た[12]。ロンドンのガシオットはガラス製容器の中にウランガラス製のゴブレットを起き、容器内部を減圧し放電によりウランガラスを発光させた。残留する空気とウランガラスからの華々しいエレクトロルミネッセンスの輝きは、多くの人々を魅了したと云われている。しかし、カラー写真もない当時、この美しさを伝える術はそれを観た人が残した言葉に頼るしか無い。今回、多くの人達の協力でこの「ガシオットのカスケード」の再現に向けての第一歩を踏み出すことが出来た。写真で示すようにウランガラス製のワイングラスは緑黄色に輝いている。現在でもウランガラスは熱膨張係数の値が金属とパイレックスガラスの中間にあることから両者の接合には欠かせない素材である。このワイングラスの作製には接合用ウランガラスを使用した。真空排気にはロータリーポンプ、放電にはテスラコイルを使用した。緑黄色の発光はガラス中に２%程度含まれるウラン６価イオンの蛍光である。ワイングラスから溢れるような流れは残留気体の電離による。真空度をあげると気体の平均自由行程が長くなり残留気体の発光はガラス容器内部全体に広がり発光強度も低下する。緑黄色の発光の波長は530nmに第１ピークを有する。この波長はチタンサファイヤの励起に使用しているNd:YAGの２倍高調波の波長と一致している。ランタノイドのネオジウムは原子番号６０番、アクチノイドのウランは原子番号９２番、周期律表ではランタノイドの真下のアクチノイドに位置する。f 電子が決めるエネルギー準位にこの一致の謎の一部が隠されているのかもしれない。今後、SHD モニターの利用とともに上記に関する考察を深めてゆきたい。



Fig Uranium glass art works

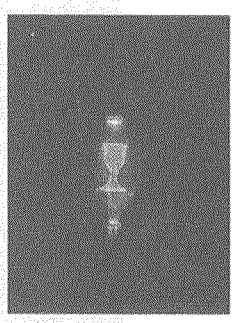


Fig. Discharge plasma with an uranium doped wine glass.

4．謝辞

ウランガラスについては元核燃料サイクル機構の堀江水明氏に御教授頂きました。また、エミール・ガレの製作した貴重なウランガラス作品の写真掲載を快諾して頂きました。厚く御礼申し上げます。

5．参考資料

[1] H. W. ジャンソン著、“美術の歴史”、村田 潔　西田秀穂 監修、美術出版社 発行、東京、1990.
[2] SHARP, “液晶ディスプレイの原理と技術”, http://www.sharp.co.jp/products/lcd/tech/index2.html
[3]Atsushi Ban 他、“超高精細 TFT 液晶ディスプレイ(28 型 QSXGA)の開発”, シャープ技報, 47-50、2001
[4]M.Kando,H.Ahn,H.Dewa,H.Kotaki,T.Ueda,M.Uesaka,T.Watanabe,H.Nakanishi,A.Ogata,
and K.Nakajima,Jpn.J.Apl.Phys,Part2,38,L967(1999)
[5L.Berge and A.Couairon,Phys.Pev.Lett.,86,1003(2001)
[6]B.B.Mandelbrot, “The Fractal Geometry of Nature”,New York,W.H.Freeman(1982)
[7]T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby”, Nature, **187**, 493-494, 1960.
[8]R. J. Keyes and T. M. Quist, “Injection luninescent Pumping of CaF2:U3; with GaAs Diode lasers”,
Appl. Phys. Letters, **4**, 50-52, 1964.
[9]別冊日経サイエンス, “核と戦争の２０世紀”, 119, Scientific American 日本版,
日本経済新聞社, 1997.
[10]K. Tomabechi, “URANIUM GLASS”, 岩波ブックサービスセンター, 1995.
[11]L. Badash, “The discovery of dadioactivity”, パリテイ, 12, 25-33, 1997.

JP0250487

64.電離プラズマと再結合プラズマにおけるOVスペクトル線について
Properties of OV Spectral Lines in Ionizing and Recombining Plasmas

村上　泉[1]、加藤　隆子[1]、Ulyana I. Safronova[2], 小淵　隆[1]、後藤　基[1]、森田　繁[1]
[1] 核融合科学研究所　〒509-5292 岐阜県土岐市下石町322-6
[2] Univ. Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA
Izumi MURAKAMI[1], Takako KATO[1], Ulyana I. SAFRONOVA[2],
Takashi KOBUCHI[1], Motoshi GOTO[1], Shigeru MORITA[1]
[1] National Institute for Fusion Science, 322-6 Oroshi-cho, Toki-shi, Gifu-ken 509-5292, Japan
[2] Univ. Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA

A collisional-radiative model for Be-like oxygen ions has been constructed for OV plasma spectroscopy. The model takes into account recombining processes as well as collisional ionization, radiative transitions, and collisional excitation/deexcitation. Two sets of atomic data are used for comparison. We obtain OV line intensities as functions of electron temperature and density. The line ratios of 2s3s ^{3}S – 2s3p ^{3}P$_{J=0,1,2}$ are measured in LHD plasmas and are consistent with the model. The line ratio of 2s2p ^{3}P – 2p^2 ^{3}P and 2s^2 ^{1}S – 2s2p ^{3}P is sensitive to electron temperature in recombining plasma. The calculated ratio in ionizing plasma is always smaller than 1, although the measured ratio is larger than 1 in steady-state phase of LHD plasma. We need an advanced model including effects of B-like ions.

Keywords: OV spectral lines, Be-like oxygen, plasma diagnostics, collisional-radiative model

1. Introduction

プラズマの分光計測によって測定される不純物イオンからのスペクトル線強度は、プラズマの電子密度や温度に関する情報をもち、これらプラズマの状態を探るプラズマ診断として用いることが出来る。実験室プラズマでは酸素は主な不純物イオンとしてよく観測されており、核融合科学研究所のLHD装置においても可視光分光によるOV三重項2s3s ^{3}S$_1$ – 2s3p ^{3}P$_{0,1,2}$ (λ 2781-2790Å)や、真空紫外分光によるOV共鳴線(λ 630Å)やOV三重項2s2p ^{3}P – 2p^2 ^{3}P (λ 760Å)などのベリリウム様酸素からのスペクトル線が測定されている。特にLHDにおいてはトカマク型装置とは異なり、加熱終了後プラズマが消える前に再結合プラズマ状態が実現されている。スペクトル線を用いたプラズマ診断を行うためには、再結合過程も考慮したスペクトル線強度に対するモデルも必要となるが、これまで多く行われてきた理論モデルでは再結合過程は考慮されていなかった。

そこで我々は、ベリリウム様酸素イオンに対して、再結合過程を含む衝突過程を取り入れた衝突輻射モデルを構築し、それによって得られたOVスペクトル線強度とLHDにおける測定との比

較を行った。

2. 衝突輻射モデル

衝突輻射モデルは、イオンの各励起状態 i における電子占有密度 $n(i)$ を、それに対する速度方程式 (1) を準定常近似のもとで解いて求めるものである。ここでは、ベリリウム様イオンに対して、主量子数 $n = 50$ までの励起状態について、放射性遷移 $A_r(i,j)$、電子衝突励起・脱励起 $C(i,j)$、電子衝突電離 $S(i)$、放射性再結合 $\alpha_r(i)$、二電子性再結合 $\alpha_d(i)$、三体再結合過程 $\alpha_t(i)$ を取り入れたモデルを構築した。

$$\frac{dn(i)}{dt} = -\sum_{j\neq i}[C(i,j)n_e + A_r(i,j)]n(i) + \sum_{j\neq i,1} C(j,i)n_e n(j) + \sum_{j>i} A_r(j,i)n(i) - S(i)n(i)$$
$$+C(1,i)n_e n_1 + [\alpha_d(i) + \alpha_r(i) + \alpha_t(i)n_e]n_e n_+ \quad (1)$$
$$\simeq 0 \quad (2)$$

電子占有密度は、ベリリウム様イオンの基底状態の密度 n_1 と、リチウム様イオンの基底状態の密度 n_+ のそれぞれに比例する項、電離プラズマ成分 $N_I(i)$ と再結合プラズマ成分 $N_R(i)$ の線形和として得られる：$n(i) = N_I(i)n_1 + N_R(i)n_+$. モデルでは、励起状態 $2snl$ $(n \leq 50)$, $2pnl$ $(n \leq 6)$ についてそれぞれの成分を電子密度・温度を与えて求めた。

モデルで用いた式 (1) に対する原子データは次の通りである。エネルギーレベルと遷移確率は、$n \leq 6$ のレベルに対しては Cowan code[1] で計算し、$7 \leq n \leq 50$ のレベルは、水素様近似を用いた。衝突励起速度係数は、$2lnl$,$3snl$ 間は、R-matrix 法による Ref.[2] のデータを用い、$n > 6$ は Mewe の経験則 [3] を用いた。それ以外については 2 つのデータセットを用いた。Model 1: $n = 2-3$ 間は Ref.[4] のデータを、それ以外は Mewe の経験則を用いた。Model 2: Hullac code[5] で計算したデータを用いた。二電子性再結合速度係数は、Cowan code で計算した遷移確率と自動電離確率を用いて計算した [6]。放射性再結合速度係数は、Ref.[7] や水素様近似による光電離断面積を用いて評価し、三体再結合速度係数と電子衝突電離速度係数は Lotz の経験式 [8] を用いて計算した。

4. OV スペクトル線強度

4.1. 三重項 $2s3s\ ^3S_1 - 2s3p\ ^3P_{0,1,2}$ (λ 2781-2790 Å)

標記のスペクトル線は紫外可視域分光器を用いて LHD 第 3 サイクル (1999) に測定した。それぞれ数秒間持続した放電に対し、0.6-1 秒の露光時間で数回データを取得した。初期の ECH 加熱期を除き、中間の NBI 加熱による定常状態でのデータ及び、NBI 加熱終了後の再結合状態のデータをモデルと比較する。3 本のスペクトル線に対し、定常状態における強度比 $I(2s3s\ ^3S_1 - 2s3p\ ^3P_2)/I(2s3s\ ^3S_1 - 2s3p\ ^3P_0)$ と $I(2s3s\ ^3S_1 - 2s3p\ ^3P_1)/I(2s3s\ ^3S_1 - 2s3p\ ^3P_0)$ を取り、モデル計算結果と比較したものが図 1 である。計算値は、電離プラズマ成分を用いた。モデル 1 では、電子温度 10-30eV, モデル 2 では、電子温度 100eV あたりが測定値と一致した。図には、Extrap 装置によって測定された値 [9] も比較のため示す。この場合、モデル 1 では電子温度 30eV 程度と一致するが、Kato らの予想より低めの温度を与えている。一方、より良いと思われる原子データを用いているモデル 2 ではこのデータは説明できない。密度の高い領域でのモデル 1 と 2 の違いは、モデル 1 に

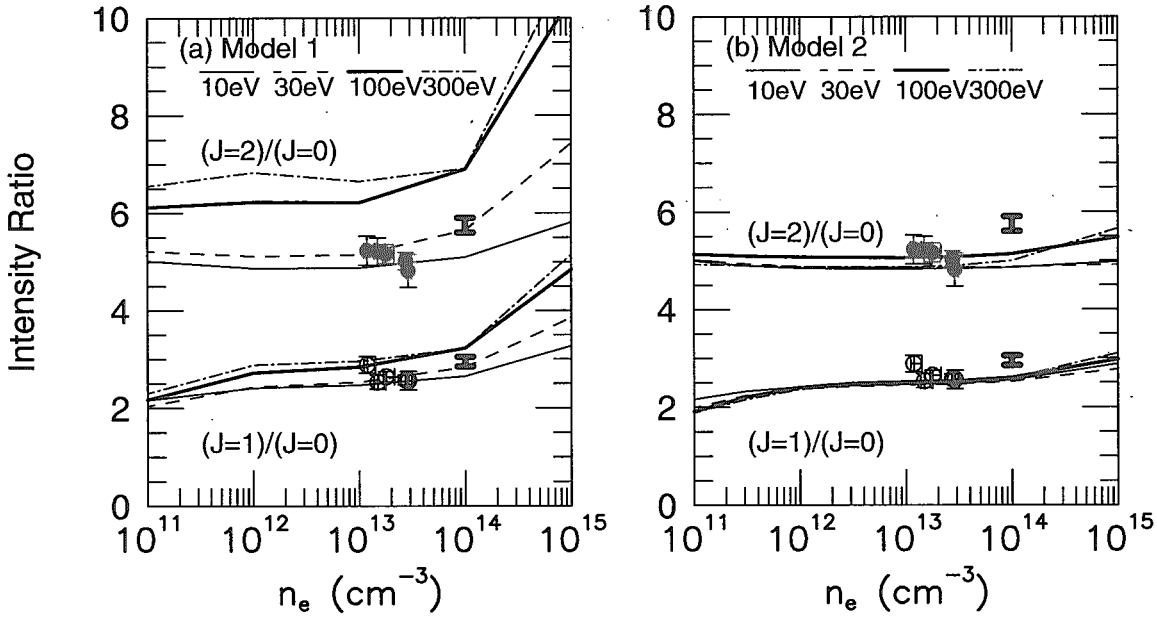


図 1: 三重項 ($2s3s\ ^3S_1 - 2s3p\ ^3P_J$) 間の強度比の電子密度依存性。実線、破線、一点鎖線は計算値。(a) Model 1, (b) Model 2。黒丸 ((J=2)/(J=2)) および白丸 ((J=1)/(J=0)) は LHD の測定値を、$n_e = 10^{14}cm^{-3}$ でのバーは Extrap[9] の測定値を示す。

おいて禁制遷移に対する衝突励起による電子の流れによって、このスペクトル線の上位準位の電子占有密度が大きく影響を受けて統計重率による分布からずれてしまうことにより起こっている。

再結合状態に関しては、LHD での有効な測定データは 1 点しか得られていないが、定常状態よりいずれも低い強度比を示している。モデル計算との比較では、モデル 1 は電子温度 10-30eV, モデル 2 では ~ 10eV 程度で一致している。

4.2. 共鳴線 (λ630Å) と三重項 $2s2p\ ^3P - 2p^2\ ^3P$ (λ 760 Å)

真空紫外分光器を用いて LHD 第 3 サイクル、ショット番号 15078 で露光時間 0.184 秒毎に測定した標記 OV スペクトル線に対し、定常状態及び再結合状態の強度比について、モデル計算と比較した。測定では三重項は分解できていない。測定したスペクトル線の強度比 $I(2s2p\ ^3P - 2p^2\ ^3P)/I(2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^1P)$ は、定常状態で ~ 3.3, 再結合状態で ~ 2 であった。一方、モデル計算で得られた強度比の電子温度に対する依存性を図 2 に示すが、明らかに、電離プラズマ成分や電離平衡プラズマ（図中 eq. で表示）では、定常状態の時の比は説明できない。モデルでは、電離プラズマ成分では共鳴線の方が強くなるため、1 以上の比は得られない。再結合状態については、電子温度 ~ 7eV を示すことになる。

定常状態での測定値を説明するためには、このモデルでは考慮していないボロン様イオンからの内殻電離による準定常状態 $2s2p\ ^3P$ への遷移や、観測の視線上に存在するリチウム様イオンやボロン様からの寄与など、隣り合う価数の異なるイオンの影響を考慮する必要があると考えられる。

5. まとめ

再結合過程も考慮に入れたベリリウム様酸素の衝突輻射モデルを構築し、OV スペクトル線強

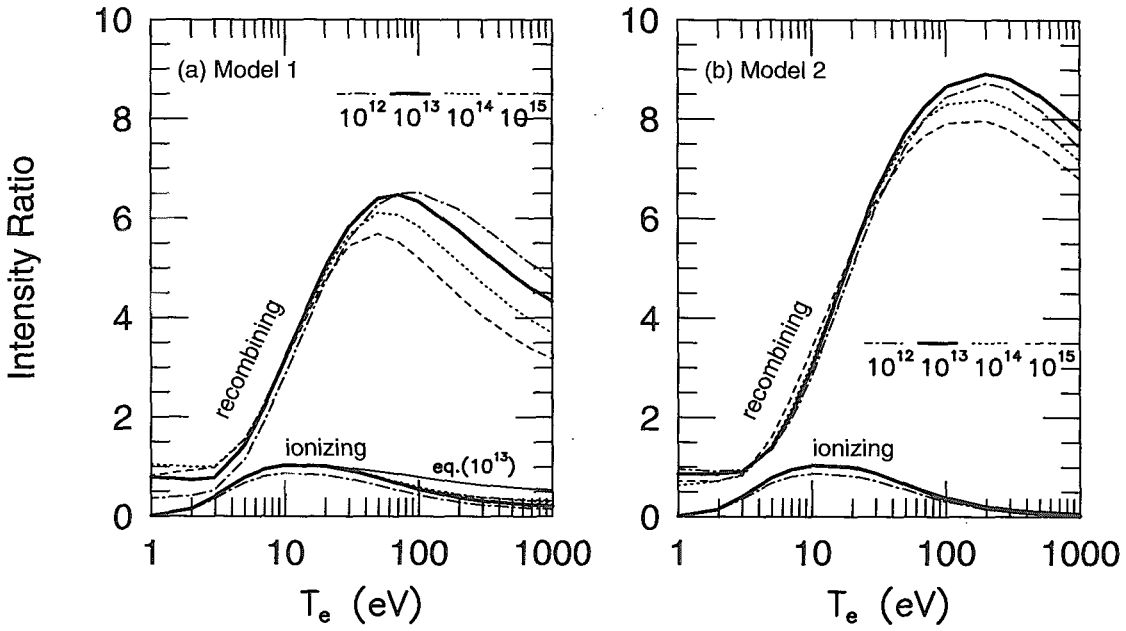


図 2: 共鳴線に対する三重項 ($2s2p\ ^3P - 2p^2\ ^3P$) の強度比の電子温度依存性。電離プラズマ成分及び再結合プラズマ成分を、(a) Model 1, (b) Model 2 について示す。電離平衡を仮定した場合の強度比を $n_e = 10^{13}\mathrm{cm}^{-3}$ の時について実線 (eq.) で示す。(b) については、電離プラズマ成分との差がほとんど見られない。

度比の電子温度・密度依存性について、異なる原子データを用いてモデル計算を行った。結果を比較すると、計算した強度比は原子データに依存し、信頼のおける原子データを用いることや実験による検証が必要であることがわかった。可視域の三重項のスペクトル線強度に関しては、LHD の測定値は二つのモデルともおよそ一致した。一方、紫外域のスペクトル線強度に関しては、視線上のプラズマ中のイオン分布や隣り合うイオンからの影響を考慮したモデルを用いて実際の測定値と比較する必要があることがわかった。

参考文献

[1] R.D.Cowan, *The theory of atomic structure and spectra*, University of California Press (1981).

[2] T.Kato et al., At. Data Nucl. Data Tables **44**, 133 (1990).

[3] R.Mewe, Astron. Astrophys., **20**, 215 (1972).

[4] D.H.Sampson et al., At. Data Nucl. Data Tables **30**, 125 (1984).

[5] A.Bar-Shalom et al., Phys. Rev. A **38**, 1773 (1988).

[6] I.Murakami et al., NIFS report, NIFS-DATA-66 (2001).

[7] R.E.H.Clark et al., At. Data Nucl. Data Tables **34**, 415 (1986).

[8] W.Lotz, Astrophys.J.Suppl. **14**, 207 (1967).

[9] T.Kato et al., J. Phys. B **29**, 4241 (1996).

付録　第3回光量子科学研究シンポジウム 参加者リスト

区分	No.	氏名	所属（平成13年12月）	TEL	FAX	E-mail
大学	1	Andreas Tünnermann	Friedrich Schiller University Jena, Germany	49 3641 657640	49 3641 657680	tuennermann@iapnt.iap.uni-jena.de
	2	中塚　正大	大阪大学 レーザー核融合研究センター	06-6879-8726	06-6877-4799	naka@ile.osaka-u.ac.jp
	3	西村　博明	大阪大学 レーザー核融合研究センター	06-6879-8772	06-6877-4799	nishimu@ile.osaka-u.ac.jp
	4	川﨑　昌博	京都大学 大学院工学研究科	075-753-5546	075-753-5526	mkawasa7@ip.media.kyoto-u.ac.jp
	5	藤本　孝	京都大学 大学院工学研究科 機械物理工学専攻	075-753-5211	075-771-7286	fujimoto@kues.kyoto-u.ac.jp
	6	矢島　千秋	京都大学 大学院工学研究科 原子核工学専攻	075-753-5846(呼出)	075-753-5821	yajima@nucleng.kyoto-u.ac.jp
	7	山田　秀尚	京都大学 大学院工学研究科 分子工学専攻	075-753-5536	075-753-5526	t30y6032@ip.media.kyoto-u.ac.jp
	8	田中　耕一郎	京都大学 大学院理学研究科	075-753-3756	075-753-3757	kochan@scphys.kyoto-u.ac.jp
	9	野田　章	京都大学 化学研究所	0774-38-3281	0774-38-3289	noda@kyticr.kuicr.kyoto-u.ac.jp
	10	桜井　明夫	京都産業大学 理学部	075-705-1606	075-705-1640	sakurai@cc.kyoto-su.ac.jp
	11	後神　進史	甲南大学 理工学部	078-431-4341		gokou@konan-u.ac.jp
	12	堀澤　秀之	東海大学 工学部 航空宇宙学科	0463-58-1211or 4400	0463-50-2060	horisawa@keyaki.cc.u-tokai.ac.jp
	13	篠原　邦夫	東京大学 大学院医学系研究科	03-5802-2937	03-5802-4329	kshino@m.u-tokyo.ac.jp
	14	Ghaly Waleed	東京大学 大学院工学系研究科	029-287-8986	029-287-8488	waleed@tokai.t.u-tokyo.ac.jp
	15	並河　一道	東京学芸大学 教育学部	042-329-7481	042-329-7481	namikawa@u-gakugei.ac.jp
	16	近藤　芳昭	東京工業大学 総合理工学研究科	03-5734-2860	03-5734-2860	ykondo@es.titech.ac.jp
	17	豊岡　理人	東北大学 大学院工学研究科 電気・通信工学専攻	022-217-7108	022-263-9316	licht@miyagi.ecei.tohoku.ac.jp
	18	佐藤　俊一	東北大学 多元物質科学研究所	022-217-5146	022-217-5145	sato@tagen.tohoku.ac.jp
	19	柳原　美広	東北大学 多元物質科学研究所	022-217-5377	022-217-5379	m.yanagi@tagen.tohoku.ac.jp
	20	岡本　裕司	豊田工業大学	052-809-1837	052-809-1837	y_okamoto@toyota-ti.ac.jp
	21	山口　直洋	豊田工業大学	052-809-1836	052-809-1837	yamagch@toyota-ti.ac.jp
	22	香川　貴司	奈良女子大学 理学部	0742-20-3375		kagawa@cc.nara-wu.ac.jp
	23	辻　七夕	奈良女子大学 大学院人間文化研究科	0742-20-3375	0742-20-3377	nayu@phys.nara-wu.ac.jp
	24	川瀬　俊為	新潟大学 医学部 保健学科	025-227-2394	025-227-2394	skawase@clg.niigata-u.ac.jp
	25	難波　愼一	広島大学 大学院工学研究科	0824-24-7615	0724-24-7615	namba@hiroshima-u.ac.jp
	26	窪寺　昌一	宮崎大学	0985-58-7572	0985-58-3899	
	27	松沢　秀典	山梨大学 工学部 電気電子システム工学科	055-220-8477	055-220-8477	matuzawa@es.yamanashi.ac.jp
研究所	28	Bedrich Rus	Institute of Physics, PALS Research Centre, Czech	420-2-66052620	420-2-86890265	rus@fzu.cz
	29	Antoine Rousse	Laboratoire d`optique Appliquee, ENSTA, France	33 1 69 31 99 01	33 1 69 31 99 96	rousse@ensta.fr
	30	Edouard A. Kuper	Budker Institute of Nuclear Physics, Russia	7 3832 356031	7 3832 342163	E.A.Kuper@inp.nsk.su
	31	Sergei V. Bulanov	Genaral Physics Institute, Russian Academy of Science	0774-71-3394	0774-71-3316	bulanov@apr.jaeri.go.jp
	32	Sergey N. Andrianov	Kazan Physical and Technical Institute, Kazan Scientific Center of Russian Academy of Science	7-8432-763681	7-8432-76505	andrianov@kfti.knc.ru
	33	村上　泉	核融合科学研究所 研究・企画情報センター	0572-58-2264	0572-58-2528	mizumi@nifs.ac.jp
	34	梶野　敏貴	国立天文台	0422-34-3740	0422-34-3746	kajino@nao.ac.jp
	35	小山　和義	産業技術総合研究所	0298-61-5710	0298-61-5754	k.koyama@aist.go.jp
	36	大矢　仁史	産業技術総合研究所 環境調和技術研究部門	0298-61-8086	0298-61-8569	ohya@aist.go.jp
	37	菊田　惺志	(財)高輝度光科学研究センター	0791-58-0454	0791-58-0878	kikuta@spring8.or.jp
	38	大石　祐嗣	(財)電力中央研究所	03-3480-2111	03-3480-3401	oishi@criepi.denken.or.jp

JAERI-Conf 2002-008

付録　第3回光量子科学研究シンポジウム 参加者リスト

区分	No.	氏名	所属（平成13年12月）	TEL	FAX	E-mail
研究所	39	藤井　隆	(財)電力中央研究所 電気物理部	03-3480-2111	03-3480-3401	fujii@criepe.denden.or.jp
	40	根本　孝七	(財)電力中央研究所 電気物理部	03-3480-2111	03-3480-3401	nemoto@criepi.denken.or.jp
	41	山中　千代衛	(財)レーザー技術総合研究所	06-6878-1264	06-6878-1508	yamanaka@ilt.osaka-u.ac.jp
企業	42	新井　健史	(株)新井製作所	048-583-3611	048-578-1003	takeshi-arai@araiss.co.jp
	43	松本　義充	(株)アライドレーザー	0774-73-9804	0774-73-9804	rasei@mb.infoweb.ne.jp
	44	竹内　雅哉	(株)アライドレーザー			
	45	永井　祐介	(株)アライドレーザー			
	46	金内　靖臣	(株)アライドレーザー			
	47	江浦　隆	(株)イオン工学研究所 第1研究部	072-859-6651	072-859-6299	eura@host.ion-unet.ocn.ne.jp
	48	倉重　哲雄	石川島播磨重工業(株)	045-759-2512	045-759-2886	tetsuo_kurashige@ihi.co.jp
	49	中野　秀俊	NTT物性科学基礎研究所	046-240-3496	046-270-2361	hnakano@will.brl.ntt.co.jp
	50	Jingquan Lin	NTT Basic Research Laboratories	046-240-3487	046-270-2361	lin@will.brl.ntt.co.jp
	51	岩田　章	川崎重工業(株) 技術研究所	0471-24-0228	0471-24-5152	iwata_a@khi.co.jp
	52	藤井　貞夫	川崎重工業(株)	0471-24-0302	0471-24-5917	fujii_s@khi.co.jp
	53	田中　光弘	(株)光学技研 営業部営業技術担当	046-224-2555	046-224-8007	mituhiro@kogakugiken.co.jp
	54	大谷　文彦	(株)島津製作所 基盤技術研究所	0774-95-1660	0774-95-1669	otani@shimadzu.co.jp
	55	森谷　直司	(株)島津製作所 基盤技術研究所	0774-95-1660	0774-95-1669	moriya@shimadzu.co.jp
	56	綱澤　義夫	(株)島津製作所 基盤技術研究所 計測グループ	0774-95-1640	0774-95-1619	tunazawa@shimadzu.co.jp
	57	杉山　泰久	ダイトロンテクノロジー(株) 技術部	0771-24-1011	0771-23-1684	sugiyama@dtc.daitron.co.jp
	58	久田　祥之	(株)デンソー 基礎研究所	05617-5-1074	05617-5-1185	yhisada@rlab.denso.co.jp
	59	金井　真樹	(株)東京カソード研究所	0493-56-3185	0493-56-4680	Masaki_Kanai@tclab.co.jp
	60	小長井　主税	(株)東芝 電力産業システム技術開発センター	045-770-2379	045-770-2308	chikara.konagai@toshiba.co.jp
	61	青木　延忠	(株)東芝 電力産業システム技術開発センター	045-510-5202	045-500-1416	nobutada.aoki@toshiba.co.jp
	62	大久保　菜穂子	(株)長田中央研究所	03-3492-7651	03-5496-9759	research-t@osada-electric.co.jp
	63	中野　正文	日本アドバンストテクノロジー(株) 関西支社	075-342-4711	075-342-4781	nakano99@osk4.3web.ne.jp
	64	飯田　武	(株)日本製鋼所	045-787-8454	045-787-8459	takeshi-iida@jsw.co.jp
	65	本山　聡	(株)日本総合研究所 サイエンス事業本部	06-6243-7870	06-6243-7872	
	66	加瀬　貞二	日本電気(株) NECネットワークス 誘導光電事業部 観測・情報技術部	042-333-1146	042-333-1886	t-kase@ay.jp.nec.com
	67	高橋　宏典	浜松ホトニクス(株) 中央研究所	053-586-7111	053-586-6180	hironori@crl.hpk.co.jp
	68	中村　俊一	浜松ホトニクス(株) 新規事業本部レーザーグループ レーザー営業部	053-584-0200	053-584-0228	shunichi@crl.hpk.co.jp
	69	早坂　昇	富士通(株) 電子デバイス事業本部 LSI実装統括部 生産技術部	042-532-2165	042-532-2884	hayasaka.noboru@jp.fujitsu.com
	70	下別府　祐三	富士通(株) 電子デバイス事業本部 LSI実装統括部 生産技術部	042-532-2165	042-532-2884	shimobeppu@jp.fujitsu.com
	71	波多江　隆光	HOYAコンテニュアム(株) 営業本部レーザー営業部	03-5730-3490	03-5730-3494	scisales@hoyacont.co.jp
	72	手嶋　登志夫	HOYAコンテニュアム(株) 営業本部レーザー営業部	03-5730-3490	03-5730-3494	scisales@hoyadont.co.jp
	73	宮前　修	松下電器産業(株)	06-6949-2269	06-6949-6997	PAN04976@pas.mei.co.jp
	74	池田　直昭	三菱重工業(株) 神戸造船所 機械・宇宙部高密度エネルギー装置開発グループ	078-672-2911	078-672-2986	nikeda@ene.kobe.mhi.co.jp
その他	75	山本　岳夫	産経新聞大阪本社 編集局けいはんな支局	0774-94-5585	0774-98-2082	
	76	若狭　弘	産経新聞大阪本社 編集局けいはんな支局	0774-94-5585	0774-98-2082	

付録　第3回光量子科学研究シンポジウム 参加者リスト

区分	No.	氏名	所属（平成13年12月）	TEL	FAX	E-mail
その他	77	橋間　督	讀賣新聞大阪本社 学研都市支局	0774-72-7003	0774-72-9291	hasi4103@yominet.ne.jp
	78	永井　士郎	きっづ光科学館ふぉとん	0774-71-3193	0774-71-3190	nagai@k-photon.com
日本原子力研究所	79	飯村　秀紀	東海研究所 物質科学研究部 原子核科学研究グループ	029-282-5525	029-282-5922	iimura@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	80	宇佐美　力	東海研究所 原子炉安全工学部 熱水力安全研究室	029-282-5320	029-282-6728	usami@lstf3.tokai.jaeri.go.jp
	81	山本　春也	高崎研究所 材料開発部 高機能材料第2研究室	027-346-9422	027-346-9687	yamamoto@taka.jaeri.go.jp
	82	山崎　和彦	（関西駐在）計算科学技術推進センター 情報システム管理課	0774-71-3481	0774-71-3107	yamasaki@apr.jaeri.go.jp
	83	佐々木　亜衣	（関西駐在）計算科学技術推進センター 情報システム管理課	0774-74-3373	0774-71-3316	chibi@apr.jaeri.go.jp
	84	井原　均	（関西駐在）計算科学技術推進センター ITBL利用推進室	0791-58-2607		ihara@apr.jaeri.go.jp
日本原子力研究所　関西研究所	85	加藤　義章	関西研究所 所長	0774-71-3002	0774-71-3072	ykao@apr.jaeri.go.jp
	86	有澤　孝	光量子科学研究センター センター長	0774-71-3304	0774-71-3316	arisawa@apr.jaeri.go.jp
	87	山川　考一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3327	0774-71-3338	yamakawa@apr.jaeri.go.jp
	88	西村　昭彦	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3322	0774-71-3316	nisimura@apr.jaeri.go.jp
	89	大図　章	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	029-282-6842, 6157	029-282-5936	ohzu@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	90	河仲　準二	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3397	0774-72-3338	kawanaka@apr.jaeri.go.jp
	91	桐山　博光	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3329	0774-71-3338	kiriyama@apr.jaeri.go.jp
	92	赤羽　温	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3328	0774-71-3338	akahane@apr.jaeri.go.jp
	93	横山　啓一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3402	0774-71-3338	kei@apr.jaeri.go.jp
	94	出来　恭一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3336	0774-71-3338	deki@apr.jaeri.go.jp
	95	田中　宏	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G			
	96	松岡　史哲	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3332	0774-71-3338	matuoka@apr.jaeri.go.jp
	97	井上　典洋	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3333	0774-71-3338	inoue@apr.jaeri.go.jp
	98	青山　誠	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3335	0774-71-3338	aoyama@apr.jaeri.go.jp
	99	福田　祐仁	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3334	0774-71-3338	fukuda@apr.jaeri.go.jp
	100	安原　陽生	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G			
	101	八木　謙一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G			
	102	和田　孝一	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G	0774-71-3324	0774-71-3338	wada@apr.jaeri.go.jp
	103	馬　景龍	光量子科学研究センター 光量子源システム研究G			
	104	永島　圭介	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3341	0774-71-3319	nagasima@apr.jaeri.go.jp
	105	岸本　牧	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3401	0774-71-3316	kishi@apr.jaeri.go.jp
	106	河内　哲哉	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3346	0774-71-3319	kawachi@apr.jaeri.go.jp
	107	長谷川　登	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3345	0774-71-3319	nhasega@apr.jaeri.go.jp
	108	田中　桃子	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3344	0774-71-3319	momoko@apr.jaeri.go.jp
	109	助川　鋼太	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3347	0774-71-3319	suke@apr.jaeri.go.jp
	110	邰　仁志	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3349	0774-71-3319	tairenz@apr.jaeri.go.jp
	111	陸　培祥	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	0774-71-3352	0774-71-3319	lu@apr.jaeri.go.jp
	112	唐　華経	光量子科学研究センター X線レーザー研究G	33-1-69-15-63-31		thj2002apl@yahoo.com.cn
	113	小池　雅人	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G	0774-71-3362	0774-71-3319	koikej@apr.jaeri.go.jp
	114	依田　修	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G	027-346-9374, 9327	027-346-9687	osamu@apr.jaeri.go.jp

付録　第3回光量子科学研究シンポジウム 参加者リスト

区分	No.	氏名	所属（平成13年12月）	TEL	FAX	E-mail
日本原子力研究所　関西研究所	115	杉山　僚	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G	0774-71-3365	0774-71-3319	sugiyama@apr.jaeri.go.jp
	116	石野　雅彦	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G	0774-71-3366	0774-71-3316	ishino@apr.jaeri.go.jp
	117	福山　裕康	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G	029-282-6165	029-282-6950	fukuyama@sgl.sun.tokai.jaeri.go.jp
	118	佐野　一雄	光量子科学研究センター 光量子基盤技術研究G	0774-71-3305	0774-71-3319	sano@apr.jaeri.go.jp
	119	大道　博行	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3306	0774-71-3316	daido@apr.jaeri.go.jp
	120	清水　雄一	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3363	0774-71-3316	yusimizu@apr.jaeri.go.jp
	121	黒崎　譲	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3400	0774-71-3316	kurosaki@apr.jaeri.go.jp
	122	小倉　浩一	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3376	0774-71-3316	ogura@apr.jaeri.go.jp
	123	村上　洋	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3368	0774-71-3316	mhiroshi@apr.jaeri.go.jp
	124	匂坂　明人	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3377	0774-71-3316	sagisaka@apr.jaeri.go.jp
	125	織茂　聡	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3367	0774-71-3316	orimo@apr.jaeri.go.jp
	126	西内　満美子	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3304	0774-71-3316	nishiuchi@apr.jaeri.go.jp
	127	柳瀬　悦也	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3364	0774-71-3319	yanase@apr.jaeri.go.jp
	128	江　潤卿	光量子科学研究センター 光量子利用研究G			
	129	安池　和仁	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3371	0774-71-3316	yasuike@apr.jaeri.go.jp
	130	室　幹雄	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3387	0774-71-3316	muro@apr.jaeri.go.jp
	131	永井　亨	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3388	0774-71-3316	tnagai@apr.jaeri.go.jp
	132	鈴木　将之	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3355	0774-71-3316	msuzuki@apr.jaeri.go.jp
	133	桶田　隆継	光量子科学研究センター 光量子利用研究G	0774-71-3355	0774-71-3316	oketa@apr.jaeri.go.jp
	134	馬場　洋樹	光量子科学研究センター 光量子利用研究G			
	135	中島　一久	光量子科学研究センター レーザー加速研究G（高エネルギー加速器研究機構）	0298-64-5248	0298-79-6130	nakajima@post.kek.jp
	136	金沢　修平	光量子科学研究センター レーザー加速研究G	0774-71-3385	0774-71-3316	kanazawa@apr.jaeri.go.jp
	137	小瀧　秀行	光量子科学研究センター レーザー加速研究G	0774-71-3381	0774-71-3316	kotaki@apr.jaeri.go.jp
	138	近藤　修司	光量子科学研究センター レーザー加速研究G	0774-71-3382	0774-71-3316	kondoh@apr.jaeri.go.jp
	139	神門　正城	光量子科学研究センター レーザー加速研究G	0774-71-3384	0774-71-3316	kando@apr.jaeri.go.jp
	140	横山　隆司	光量子科学研究センター レーザー加速研究G			
	141	益田　伸一	光量子科学研究センター レーザー加速研究G	0774-71-3383	0774-71-3316	masuda@apr.jaeri.go.jp
	142	Igor V. Smetanin	光量子科学研究センター レーザー加速研究G	0774-71-3369	0774-71-3316	smetanin@apr.jaeri.go.jp
	143	山極　満	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3391	0774-71-3316	yamagiwa@apr.jaeri.go.jp
	144	白井　稔三	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3393	0774-71-3316	t-shirai@apr.jaeri.go.jp
	145	佐々木　明	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3398	0774-71-3316	sasaki@apr.jaeri.go.jp
	146	甲賀 ジェームズ	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3392	0774-71-3316	koga@apr.jaeri.go.jp
	147	森林　健悟	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3337	0774-71-3316	kengo@apr.jaeri.go.jp
	148	上島　豊	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3494	0774-71-3316	ueshima@apr.jaeri.go.jp
	149	内海　隆行	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3399	0774-71-3316	utsumi@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	150	荒川　拓也	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G			
	151	福本　一郎	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G			
	152	周藤　佳子	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3496	0774-71-3316	suto@apr.jaeri.go.jp

付録　第3回光量子科学研究シンポジウム 参加者リスト

区分	No.	氏名	所属（平成13年12月）	TEL	FAX	E-mail
日本原子力研究所　関西研究所	153	鈴木　慎悟	光量子科学研究センター 光量子シミュレーション研究G	0774-71-3498	0774-71-3316	shingo@apr.jaeri.go.jp
	154	峰原　英介	（東海駐在）光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G	029-282-5464	029-282-6057	eisuke@jfel.tokai.jaeri.go.jp
	155	山内　俊彦	（東海駐在）光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G	029-282-5285	029-282-6057	ytmauchi@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	156	早川　岳人	（東海駐在）光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G	029-282-6701	029-282-6057	hayakawa@jbail4.tokai.jaeri.go.jp
	157	静間　俊行	（東海駐在）光量子科学研究センター 自由電子レーザー研究G	029-282-6315	029-282-6057	shizuma@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	158	的場　徹	光量子科学研究センター 光量子科学研究推進室	0791-58-0961	0791-58-0965	matoba@spring8.or.jp
	159	土田　昇	光量子科学研究センター 光量子科学研究推進室	0791-58-0308	0791-58-0360	tsuchida@spring8.or.jp
	160	原山　清香	光量子科学研究センター 光量子科学研究推進室	0774-71-3052	0774-71-3318	sayaka@apr.jaeri.go.jp
	161	藤田　修一	光量子科学研究センター 光量子科学研究推進室	0774-71-3054	0774-71-3318	fujita@apr.jaeri.go.jp
	162	森　繁	光量子科学研究センター 事務室	0774-71-3310	0774-71-3316	mori@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	163	菊池　和徳	光量子科学研究センター 事務室	0471-42-2338	0471-42-2349	kazunori@hems.jaeri.go.jp
	164	勘米良　直彦	光量子科学研究センター 事務室	0774-71-3314	0774-71-3316	kayoran@apr.jaeri.go.jp
	165	中島　淳	光量子科学研究センター 事務室	0774-71-3053	0774-71-3318	jun@apr.jaeri.go.jp
	166	上原　範子	光量子科学研究センター 事務室	0774-71-3111	0774-71-3076	uehara@apr.jaeri.go.jp
	167	重成　昌子	光量子科学研究センター 事務室	0774-71-3315	0774-71-3316	shige@apr.jaeri.go.jp

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	$m\cdot kg/s^2$
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	ジーメンス	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	℃	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照度	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
線量等量	シーベルト	Sv	J/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
バーン	b
バール	bar
ガル	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10^{-10}m

1 b=100fm^2=10^{-28}m^2

1 bar=0.1MPa=10^5Pa

1 Gal=1cm/s^2=10^{-2}m/s^2

1 Ci=3.7×10^{10}Bq

1 R=2.58×10^{-4}C/kg

1 rad=1cGy=10^{-2}Gy

1 rem=1cSv=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）

1．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。

2．表4には海里，ノット，アール，ヘクタ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。

3．barは，JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。

4．EC閣僚理事会指令ではbar，barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10^5dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度　1 Pa·s(N·s/m^2)=10 P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度　1 m^2/s=10^4St(ストークス)(cm^2/s)

圧力	MPa(=10bar)	kgf/cm^2	atm	mmHg(Torr)	lbf/in^2(psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10^3	145.038
	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= 4.18605J（計量法）

= 4.184J（熱化学）

= 4.1855J（15℃）

= 4.1868J（国際蒸気表）

仕事率　1 PS(仏馬力)

= 75 kgf·m/s

= 735.499W

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

（86年12月26日現在）

第3回光量子科学研究シンポジウム論文集　2001年12月13日-14日、光量子科学研究センター、京都

R100
古紙配合率100%
白色度70%再生紙を使用しています