

JAERI-Conf
98-011



第109回基礎科学セミナー
—量子計測法の研究—
論文集

1998年1月19-20日、東海研究所、東海村

1998年7月

量子計測研究グループ

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、お申し越してください。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）で複写による実費領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, 1998

編集兼発行 日本原子力研究所

第109回基礎科学セミナー

—量子計測法の研究—

論文集

1998年1月19-20日、東海研究所、東海村

日本原子力研究所先端基礎研究センター

量子計測研究グループ

(1998年6月10日受理)

21世紀における放射線計測を考えると、量子現象を利用した新しい放射線検出原理を追及することが研究者にとって1つの大きな課題・目標となる。この様な状況の中で、日本原子力研究所先端基礎研究センター量子計測研究グループでは、平成5年4月から5年間、「量子計測法の研究」テーマのもとで、He-Neレーザー管を用いた中性子検出法の研究、耐放射線性光ファイバーの開発研究及び超伝導トンネル接合放射線検出器の研究、の3つの研究を行った。これらの研究を終了するにあたり、1998年1月19日-20日に基礎科学セミナーの1つとして「量子計測法の研究」と題する研究会を開催した。本研究会においては、上記3つの研究テーマに関して国内の主要な研究者の最新研究内容の講演を行い、これをもとに討論を深めた。

本稿は、同研究会での講演内容を論文集としてまとめたもので、所内外で精力的に行われている先端的な研究の現状を知ると共に、将来における「量子現象を利用した放射線計測法」の方向と展開を知る上で多くの示唆に富む内容を含むものである。

Proceedings of the 109th Basic Science Seminar on
Research for Quantum Radiation Measurement
January 19-20, 1998, JAERI, Tokai, Japan

Research Group for Quantum Radiation Measurement

Advanced Science Research Center
(Tokai Site)
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received June 10, 1998)

In the field of radiation measurement in next century, one of the main themes for researchers will be to develop new radiation detection techniques based on quantum effects. Thus three research projects for development of new neutron detection method using He-Ne laser cells, radiation-resistant optical fibers, and superconducting tunnel junction radiation detectors have been started five years before in our research group for quantum radiation measurement of the advanced science research center (ASRC) of JAERI. The joint workshop “Research for Quantum Radiation Measurement” was held as one of basic science seminars in ASRC on 19-20th of January 1998 on the occasion of the ending of the projects. There were many presentations concerning the above three themes and the participants had a good opportunity to exchange relating research information.

This proceedings includes all papers of the presentations. It is not only useful to know the present status of advanced study but also very suggestive to see the direction and evolution of “radiation detection techniques based on quantum effects” in the future.

Keywords: Nuclear Pumped Laser, He-Ne Laser, Neutron Detector, Optical Fiber, Radiation Resistance, Radiation Distribution, Radiation Detector, Superconducting Tunnel Junction, High Resolution, X-ray

目 次

1. 「第109回基礎科学セミナー量子計測法の研究」のプログラム	1
2. 講演論文（超伝導トンネル接合）	3
2.1 超伝導トンネル接合放射線検出器の開発研究	5
2.2 超伝導トンネル接合素子のX線天文学への応用	11
2.3 超伝導トンネル接合X線検出器の二重ピーク現象	16
2.4 NIS型超伝導トンネル接合素子の諸特性	21
2.5 超伝導トンネル接合素子の動作モードの研究	26
3. 講演論文（核励起レーザー及び光ファイバーを用いた放射線計測）	33
3.1 核励起レーザーによる中性子計測	35
3.2 核励起レーザーの理論的検討	38
3.3 耐放射線光ファイバによる放射線計測	45
3.4 耐放射線光ファイバの重照射効果	53
3.5 OSLを利用した光ファイバ放射線計測法の基礎検討	62
3.6 光ファイバによる温度・放射線分布測定法	67
3.7 光ファイバ放射線センサによる γ 線・ β 線モニタリング技術	72
3.8 光ファイバを用いた狭隘部における放射線分布測定法	77
4. あとがき	83
謝 辞	84

Contents

1. Proceedings of the 109th Basic Science Seminar on Research for Quantum Radiation Measurement Program	1
2. Superconducting Tunnel Junction	3
2.1 Development of Superconducting Tunnel Junction Radiation Detectors	5
2.2 Superconducting Tunnel Junction Detectors for X-ray Astronomy	11
2.3 Double Peak Phenomenon in Superconducting-tunnel-junction X-ray Detectors	16
2.4 Characteristics of NIS Superconducting Tunneling Junctions	21
2.5 Operating Modes of Superconducting Tunnel Junction Device	26
3. Nuclear Pumped Laser and Optical Fiber	33
3.1 Neutron Measurements by Nuclear Pumped Laser	35
3.2 Numerical Simulation for Nuclear Pumped Laser	38
3.3 Optical Fibers and Their Applications for Radiation Measurements	45
3.4 Heavy Irradiation Effects in Radiation-resistant Optical Fibers	53
3.5 Fundamental Study of Nuclear Radiation Monitor Using Phosphor of Optically Stimulated Luminescence (OSL) with Optical Fiber	62
3.6 Temperature and Radiation Distribution Measurements Using Optical Fibers	67
3.7 Gamma-ray and Beta-ray Monitoring Using Fiber-optic Radiation Sensor	72
3.8 Distribution Measurement of Radiation Intensity with Optical Fiber at Narrow Space	77
4. Postscript	83
Acknowledgement	84

1. 「第109回基礎科学セミナー 量子計測法の研究」のプログラム

1. 日時：平成10年1月19日（月）及び20日（火）

2. 場所：日本原子力研究所東海研究所 第8会議室（1月19日）
ABC会議室（1月20日）
茨城県那珂郡東海村白方白根2-43. 主催：日本原子力研究所先端基礎研究センター
後援：科学研究費「超伝導を用いた放射線検出器の試作」グループ

4. プログラム

平成10年1月19日（第1研究棟2階第8会議室）

- | | | | |
|-------------------------------|-----------------------|-------|--------|
| 1) 13:00~13:05 | 開会挨拶 | 原研先端研 | 棚瀬 正和 |
| 2) 13:05~13:15 | 研究会の主旨紹介 | 原研/東大 | 中澤 正治 |
| - セッション1 超伝導トンネル接合による放射線計測Ⅰ - | | | |
| | 座長 | 九大 | 前畑 京介 |
| 3) 13:15~14:45 | 超伝導トンネル接合放射線検出器の開発研究 | 原研 | 片桐 政樹他 |
| 4) 14:45~15:15 | 超伝導トンネル接合素子のX線天文学への応用 | 都立大 | 大橋 隆哉 |
| - コーヒーブレイク 15:15~15:30 - | | | |

- セッション1 超伝導トンネル接合による放射線計測Ⅱ -

- | | | | |
|----------------|------------------------|-----|-------|
| | 座長 | 東大 | 高橋 浩之 |
| 5) 15:30~16:00 | 超伝導トンネル接合X線検出器の二重ピーク現象 | 電総研 | 大久保雅隆 |
| 6) 16:00~16:30 | NIS型超伝導トンネル接合素子の諸特性 | 京大 | 神野 郁夫 |
| 7) 16:30~17:00 | 超伝導トンネル接合素子の動作モードの研究 | 九大 | 前畑 京介 |

平成10年1月20日（事務2棟2階ABC会議室）

- セッション2 核励起レーザー及び光ファイバーを用いた放射線計測Ⅰ -

- | | | | |
|-----------------|--------------------------|-------|-------|
| | 座長 | 名大 | 井口 哲夫 |
| 8) 9:00~9:30 | 核励起レーザーによる中性子計測 | 原研/東大 | 中澤 正治 |
| 9) 9:30~10:00 | 核励起レーザーの理論的検討 | 原研 | 坂佐井 馨 |
| 10) 10:00~11:00 | 耐放射線光ファイバによる放射線計測 | 原研 | 角田 恒巳 |
| | 座長 | 原研 | 片桐 政樹 |
| 11) 11:00~11:30 | 耐放射線光ファイバの重照射効果 | 東北大 | 四竈 樹男 |
| 12) 11:30~12:00 | OSLを利用した光ファイバ放射線計測法の基礎検討 | 日立 | 北口 博司 |

- 昼食 12:00~13:00 -

セッション2 核励起レーザ及び光ファイバーを用いた放射線計測Ⅱ		座長	
1 3)	13:00～13:30	光ファイバによる放射線・温度分布測定法	電総研 工藤 勝久
1 4)	13:30～14:00	光ファイバ放射線センサによる γ 線・ β 線 モニタリング技術	東大 高田 英治 東芝 前川 立行
1 5)	14:00～14:50	光ファイバを用いた狭隘部における放射線 分布測定法	名大 森 千鶴夫
1 6)	14:50～15:00	閉会のことば	原研/東大 中澤 正治

2. 講演論文 (超伝導トンネル接合)

This is a blank page.

2.1 超伝導トンネル接合放射線検出器の開発研究

Development of Superconducting Tunnel Junction Radiation Detectors

<p>¹ 日本原子力研究所 JAERI</p> <p>² 東京大学 University of Tokyo</p> <p>³ 新日本製鉄 Nipon Steel Co.</p> <p>⁴ 九州大学 Kyushu University</p>	<p>片桐政樹¹⁾、岸本牧¹⁾、浮辺雅宏¹⁾²⁾、 Masaki Katagiri, Maki Kishimoto, Masahiro Ukibe</p> <p>中村龍也¹⁾²⁾、中沢正治¹⁾²⁾、 Tatsuya Nakamura, Masaharu Nakazawa</p> <p>倉門雅彦³⁾、 Masahiko Kurakado</p> <p>石橋健二⁴⁾、前畑京介⁴⁾ Kenji Ishibashi, Keisuke Machata</p>
--	--

1. はじめに

ガンマ線あるいはX線等のスペクトルを測るにはそのエネルギー分解能の向上が不可欠である。しかし、現在実用している中で最良の半導体放射線検出器にしても理論的なエネルギー分解能の限界は100eVである。分解能を上げるには放射線により生成される電荷が多くなればなるほど良いが、半導体検出器にしても放射線がホール・電子対を生成するのに必要なエネルギーが数eVあり、理論的な限界に達している。

一方、金属超伝導体のギャップエネルギー E_g (2Δ) は1meV程度であり半導体に比較して数千倍小さい。従って、放射線により生成される電荷を超伝導体のギャップで取り出せば半導体に比較して数千倍もの電子が励起される。エネルギー分解能は生成する電子の統計変動に依存するため、半導体検出器に比較し数十倍もエネルギー分解能が改善され、数eV以下となる。ここまで改善されるとモノクロメータでしか見られなかった軟X線領域の物理現象等を見ることが可能となり利用分野が大きく広がる。

このため、先端基礎研究センター・量子計測研究グループにおいて、東大グループ及び九大グループと協力しながら超伝導トンネル接合(S T J)を放射線検出に用いた高エネルギー分解能X線検出器の開発研究を5年間にわたって行った。¹⁾

S T Jによるエネルギー分解能が実用上最良のSi半導体検出器より良い結果が得られるようになったことから、本研究の目的を実験現場で使用可能なX線検出器の実現と超伝導トンネル接合による放射線検出メカニズムの解明においた。研究に使用する超伝導トンネル接合素子については、新日鉄の倉門グループの開発した素子を用いた。²⁾

2. 実験システム

超伝導トンネル接合素子をX線スペクトロスコピーに実際に利用するには、クライオスタット外部からX線入射を可能とし素子を極低温まで冷却することが不可欠なことから図1に示すX線外部入射型クライオスタットを設計・製作した。¹⁾冷却には、米国インフラレット社の³He吸着型冷却装置を用いており0.4Kまで約5時間で冷却できる。また、配線等を考慮することにより0.4Kでの維持時間を約60時間とすることができた。接合素子は入射窓から約25mmの位置に取り付け可能とし

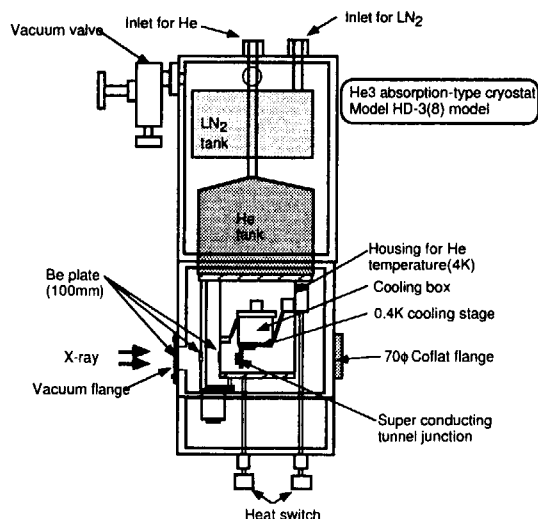


図1 X線外部入射型クライオスタット

検出効率を向上させている。

その他実験に必要なものとして、ジョセフソン電流抑制用磁場及び信号処理用電子回路等がある。ジョセフソン電流抑制用磁場としては、70V7Aの電源により最大200ガウスの磁場を印加できる装置を製作した。信号処理用電子回路については、図2に示す半導体検出器の信号処理に使用している回路を基本とした回路を使用した。また、信号処理及びエネルギー分解能の改善に不可欠な前置増幅器に関しては後に述べるような開発研究を行った。

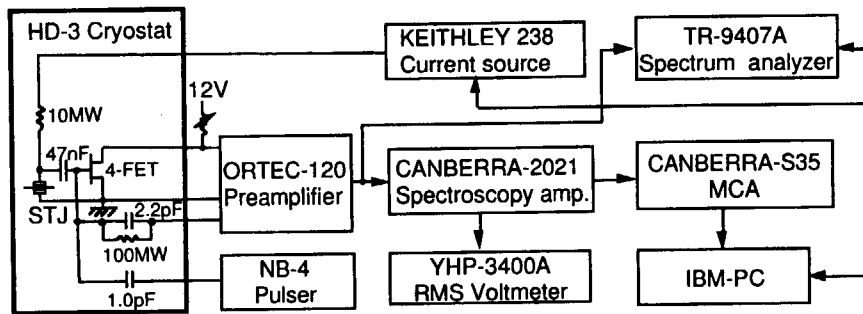


図2 信号処理用電子回路

3. エネルギー分解能改善法

超伝導トンネル接合素子のトンネル障壁層の厚さは2nm程度と非常に薄いため、素子の静電容量が数百から数千PFに達する。このため、信号の増幅に電荷増幅型前置増幅器を用いた場合雑音が大きくなりこの低減化が大きな解決すべき課題であった。4個のFETを並列に用い最適温度に冷却して使用する4-FET冷却型前置増幅器を製作し最適化を行いエネルギー分解能の改善を行った。回路図を図3に示す。FETとして5種類のFETについて、それぞれ雑音評価実験を行った結果(図4参照)2SK190が最適であることを確認した。³⁾

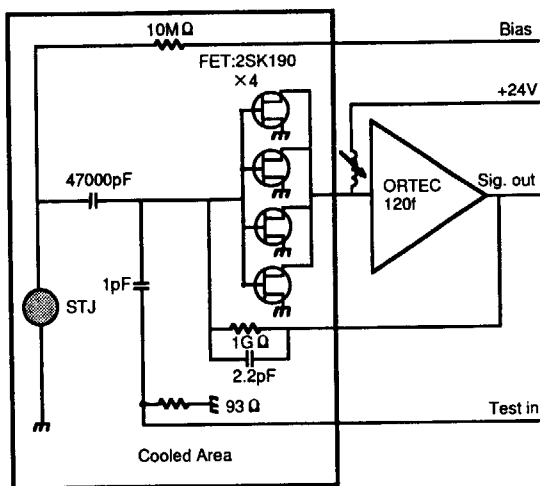


図3 4-FET冷却型前置増幅器

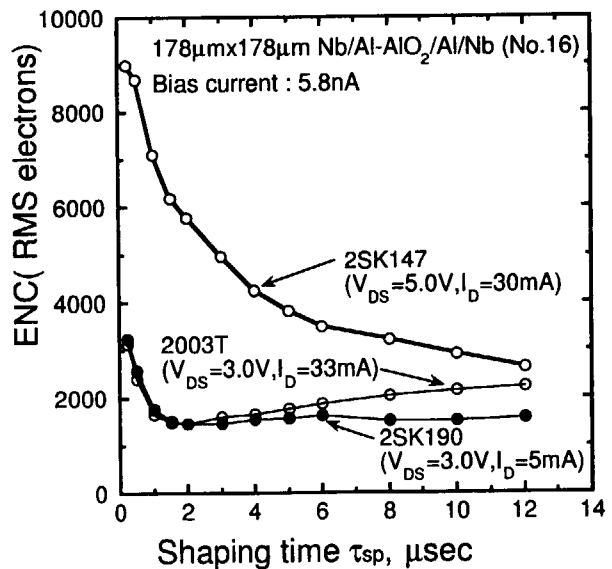


図4 FETの雑音評価実験結果

開発した前置増幅器を図5に示す構造の178μm x 178μm Nb/Al-AIOx/Al/Nb素子に適用することにより⁵⁵Feの5.9keV X線に対してNb接合STJとしては現在最良のエネルギー分解能66eVを得た。測定した⁵⁵FeのX線スペクトルを図6に示す。パルサー分解能は51eVであった。⁴⁾

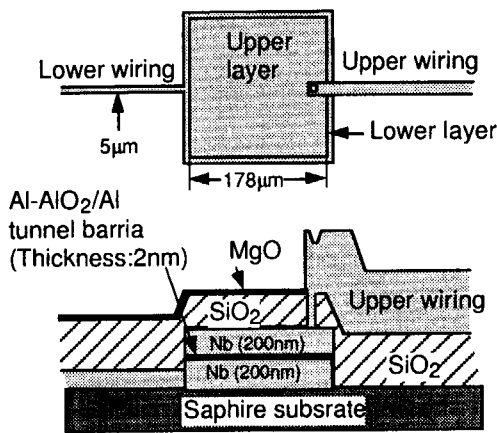


図5 178µm x 178µm Nb/Al-AIOx/Al/Nb 素子の構造

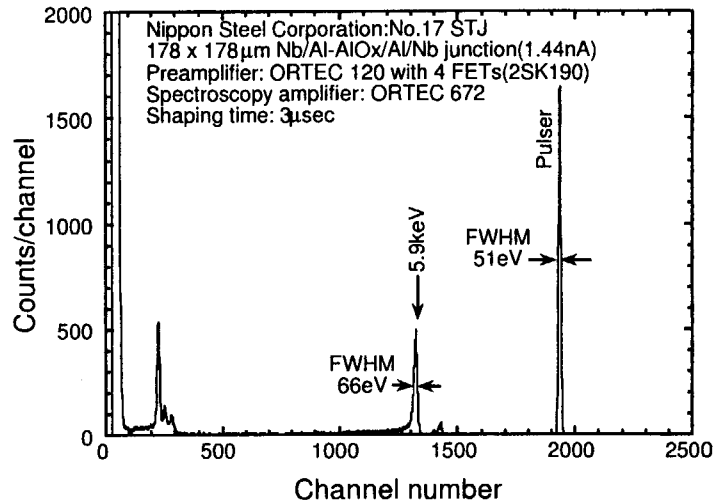


図6 5.9keV X線スペクトル測定結果

4. X線検出特性

超伝導トンネル接合素子の高エネルギー分解能化には素子のバイアス電圧依存性等の最適動作条件を決定する必要がある。このため、詳細にバイアス電流を設定可能な定電流源を用いて、178µm x 178µm Nb/Al-AIOx/Al/Nb 素子について測定実験を行った。X線源としては⁵⁵Feの5.9keVを用いた。別に測定したバイアス電流-バイアス電圧特性をもとに、バイアス電圧をパラメータとしてピーク位置をプロットした測定結果を図7に示す。バイアス電圧の増加と共にピーク位置がリニアに増加し、かつ零点を通ることがわかった。また、ピークの最大値は0.4mVのバイアス電圧の時、得られることがわかった。

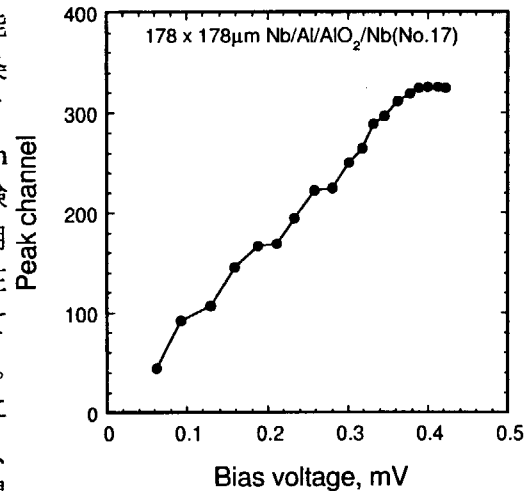


図7 バイアス電圧-X線ピーク位置特性

5. 放射光検出特性

超伝導トンネル接合素子のX線の入射エネルギーを変化させた場合の応答特性を測定するため、放射光を用いて幅広いエネルギー範囲の実験を行った。高エネルギー研究所の放射光施設に開発したX線スペクトロメータを設置し、4keVから25keVまでのX線検出特性を測定した。超伝導トンネル接合素子としては178µm x 178µm Nb/Al-AIOx/Al/Nb 素子を用いた。X線エネルギー対ピーク位置特性を図8に示す。X線エネルギーの増加とともに、ピーク位置は下がってきてしまい直線性がないことがわかる。このデータを用いて準粒子の生成に必要なエネルギーを表す ϵ_{eff}

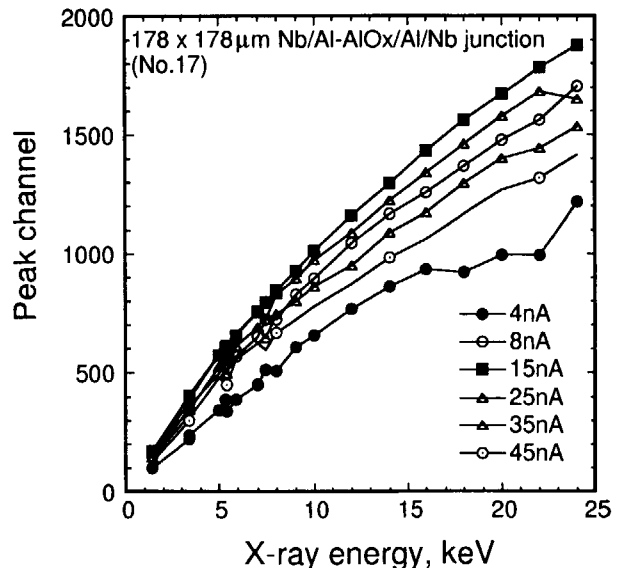


図8 X線エネルギー対ピーク位置特性

を求めた。その結果、図9に示すようにX線エネルギーに対し一定ではなく、X線エネルギーの増加とともに比例して ϵ_{eff} が増加することを確認した。¹⁾

6. 信号生成過程の観測

超伝導トンネル接合素子の信号生成過程を研究するための1つの研究手法として生成される信号を高速の増幅器を用い増幅した後、観測及び信号処理する方法がある。このため、高速の低雑音電流増幅型前置増幅器を開発し、新日鉄で開発したTa系超伝導トンネル接合素子を用いて生成した信号の観測を試みた。測定回路を図10に示すと共に、観測された信号波形を図11に示す。10 ns以下の電流成分のライズタイムを測定可能であることがまず確認できる。また、Ta系超伝導トンネル接合素子の信号生成が大きく分けて3段階により構成されることが確認できた。今後、素子構造との比較によりこの信号波形の原因を探る。

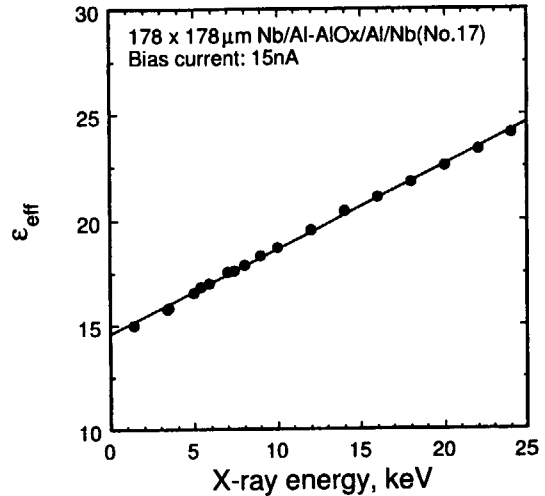


図9 X線エネルギー対 ϵ_{eff} 特性

今後、素子構造との比較によりこの信号波形の原因を探る。

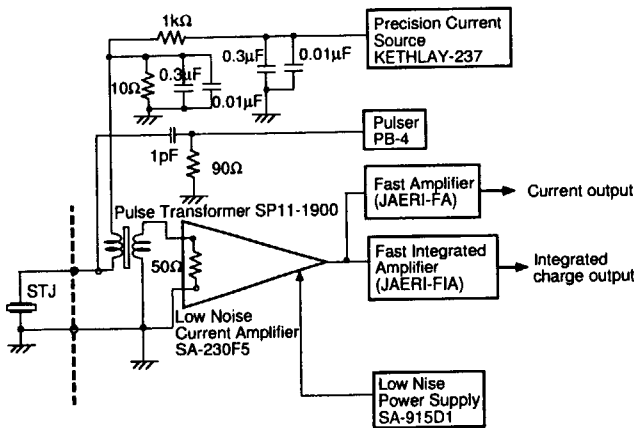


図10 開発した高速電流アンプ測定回路

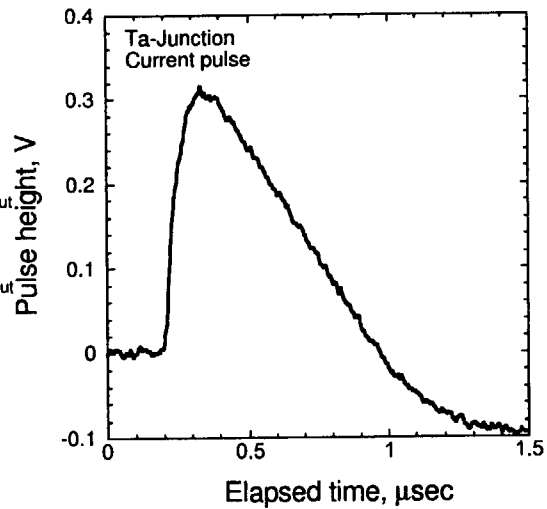


図11 Ta素子の電流出力波形

7. 信号生成・検出メカニズム

超伝導トンネル接合内部での入射X線に対しての信号生成・検出メカニズムの研究は、実用化の研究と共にもう一つの大きな研究課題である。このため、放射光実験等により得られた4 keVから18 keVの単色エネルギーのX線スペクトルをもとにX線信号生成過程について理論的解析を行った。まず、はじめに吸収X線により発生した光電子オージェ電子のクーロン多重散乱過程をモデル化することによりX線の素子内でのエネルギー付与分布を計算しX線エネルギー依存性を求めた。エネルギー付与分布をもとに計算した固有ピーク計数率と実験値を図12に示す。実験値と計算値は12 keV以上の吸収X線エネルギーの高い領域を除いて極めて良く一致した。⁵⁾

また、準粒子が超伝導トンネル接合内で拡散する過程（準粒子拡散過程）をモデル化することにより、X線スペクトルの応答を求めることを試みた。接合素子の電極中に入射したX線に生成した準粒子の拡散と素子周辺部での捕獲を考慮し、古典的な粒子拡散モデルにより計算を行った。5 keVのX線が入射した場合について作成したモデルによる計算した結果と実験により得られたX線スペクトルを比較した結果を図13に示す。両スペクトルは良く一致しておりモデルの妥当性を確認することができた。

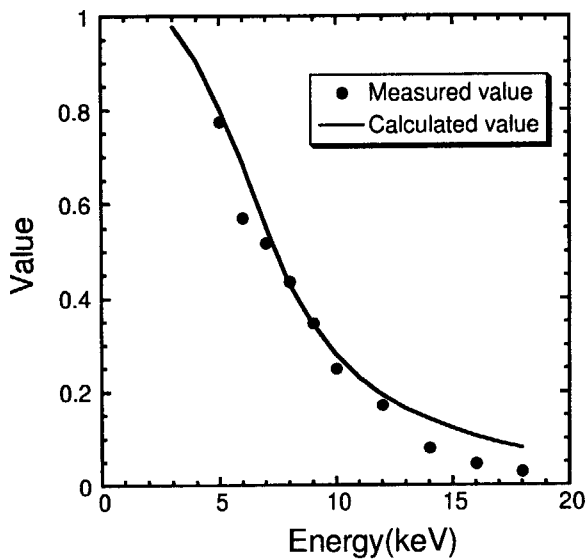


図12 固有ピーク計数率の計算値
実験値の比較

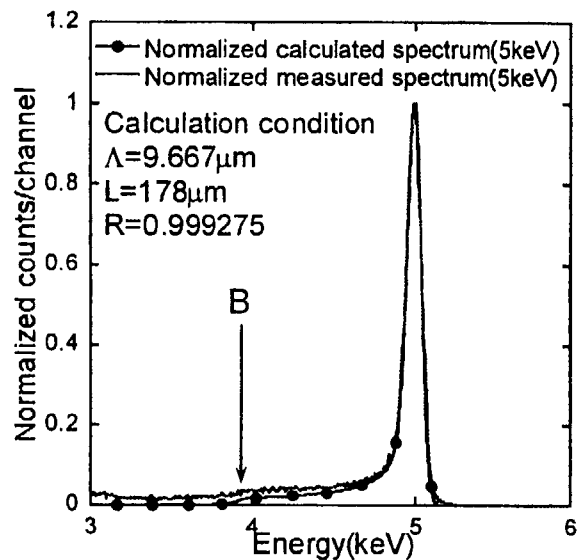


図13 拡散計算結果と実験
スペクトルの比較

8. 超伝導トンネル接合の応用

超伝導トンネル接合素子を用いたX線スペクトロメータの当面の応用分野としては蛍光X線分析への適用がある。このため、Spring-8の放射光施設に開発した178 μ m x 178 μ m Nb/Al-AlO_x/Al/Nb素子を用いたX線スペクトロメータを設置し、強力なX線ビームを用いて蛍光X線分析への適用試験を行った。サンプルとして鶏卵の黄身の部分の蛍光X線分析例を図14に示す。CaのK α 線である3.69 keVのX線に対して84 eVのエネルギー分解能を得ることができた。この結果、検出効率は非常に小さいが高エネルギー分解能を要求する蛍光X線分析に実用できることを確認した。

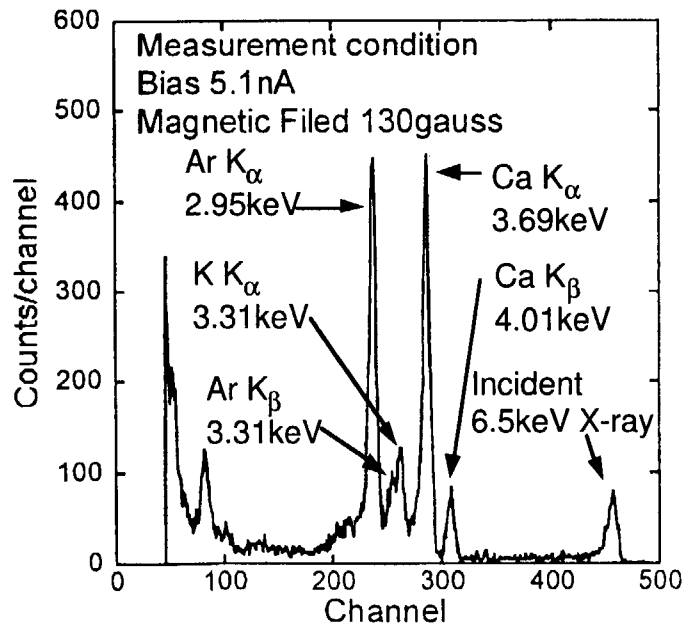


図14 鶏卵の黄身の部分の蛍光X線分析例

9. 将来

以上のように超伝導トンネル接合素子をX線スペクトロメータの検出素子として使用した場合問題となる測定技術上の課題をほぼ解決できた。さらに良いX線検出器とするには、研究成果を生かした素子構造の最適化、Ta等の新しい超伝導材料の選択や単結晶化等を踏まえた超伝導トンネル接合素子の製作及び直列接続型超伝導トンネル接合素子の開発が不可欠である。

今後、電子技術総合研究所との共同研究により、素子の試作研究を行い実用的に使用できる検出素子を開発する予定である。また、現在進めている検出メカニズムの研究を発展させ、超伝導体内でのフォノンの拡散、フォノントラップ、フォノンの寿命、トンネル接合でのバックトンネリングといった問題を実験及び理論的な面から詳細に解明してゆく予定である。超伝導トンネル接合素子の応用面については蛍光X線分析等への適用を図ってゆきたい考えている。

参考文献

- 1) M. Katagiri, M. Kishimoto, M. Ukibe, T. Nakamura, M. Kurakado and M. Nakazawa, X-ray signal production processes in Nb-based superconducting tunnel junctions, Proceedings of Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors, A20 (1997)
- 2) A. Matsumura, T. Takahashi and M. Kurakado, Nucl. Instr. & Meth., A329, 227 (1996)
- 3) M. Kishimoto, M. Ukibe, M. Katagiri, M. Nakazawa and M. Kurakado, Nucl. Instr. & Meth. A370, 126 (1996)
- 4) M. Ukibe, M. Kishimoto, M. Katagiri, M. Kurakado, and M. Nakazawa, Nucl. Instr. and Meth. A401, 299 (1997)
- 5) M. Ukibe, M. Kishimoto, M. Katagiri, t. Nakamura, M. Kurakado, and M. Nakazawa, Nucl. Instr. and Meth. A402, 95 (1998)

2.2 超伝導トンネル接合素子のX線天文学への応用

Superconducting Tunnel Junction Detectors for X-ray Astronomy

大橋隆哉、山崎典子、菊池健一、六反田悦子、久志野彰寛 (都立大理)、倉門雅彦 (新日鐵)
Takaya Ohashi, Noriko Yamasaki, Ken'ichi Kikuchi, Etsuko Rokutanda, Akihiro Kushino
(Tokyo Metropolitan Univ.) and Masahiko Kurakado (Nippon Steel Corporation)

1 はじめに

高いエネルギー分解能に合わせて、位置分解能をも持ちうるX線検出器として、超伝導トンネル接合検出器 (以下STJと略) が注目され、わが国でも開発が進められている。ここでは、「あすか」の結果を中心とするX線天文学の最近の進展を紹介し、今後の宇宙X線のスペクトロスコピーの展望と将来STJに期待される役割を述べ、最後に都立大学における実験の現状について簡単に報告する。実験は新日鐵・倉門雅彦氏の協力の元に進められており、文部省科学研究費、試験研究B(代表者: 大橋隆哉、平成7-9年度)の援助を得ている。

2 「あすか」からASTRO-Eへ

「あすか」衛星はX線天文学という分野において、分光が非常に実りの多い結果をもたらすということ初めて実証してみせたミッションと言える。1993年の打ち上げ以来現在も順調に稼働を続け、多くのデータを送り続けている。多重薄板ミラーという、10 keVまでのX線を約3分角の精度で集光結像できる反射望遠鏡を用いて、鉄のK輝線のエネルギー領域でイメージングが始めて可能になった。焦点面検出器は、エネルギー分解能約150 eV (6 keVでのFWHM)のX線CCDと、分解能約450 eVのガス蛍光比例計数管が搭載されている。分解能の点ではCCDが優れているものの、有効面積(つまり視野)が大きく、10 keV領域での検出効率が高い蛍光比例計数管も非常に役に立っており、競いながら成果を上げている^{1,2}。

あすかの観測から、宇宙では数100万度から1億度にも達するような高温のプラズマが星間空間や銀河間空間の至る所に存在していること、しかもそれらは意外とも言えるほど大量の重元素を含んでいるために、X線領域では輝線や吸収線が多くの情報をもたらしてくれることがわかってきた。星が生まれる直前である原始星から強い硬X線が発見されたり、星の最後の大爆発で作られる超新星残骸の中では重元素が偏った分布をしていること、あるいは巨大ブラックホールのそばで発生する鉄の輝線が重力のために赤方偏移していることなど、あすかは多くの発見をもたらしてきた。あすかの能力を遺憾無く示す一例が図1に示す銀河団の観測結果である³。銀河団というのは、重力的にまとまったシステムとしては宇宙で最大であり、その中には銀河が数100個から1000個も含まれている。可視光観測からは銀河の集団としてしか見えない銀河団が、X線では銀河団をくまなく満たす数千万度の高温ガスの固まりとして出現する。銀河団の高温ガスの質量は銀河の質量の2-5倍に上るのが普通である。それだけでなく、こうした高温ガスを蒸発させること無く閉じ込めるためには、通常物質の5倍ほどの質量を持つ大量のダークマターが必要である。高温ガスをプローブとして、ダークマターの量や広がり分かってきたが、ダークマター

そのものが何であるのかはまだわかっていない。

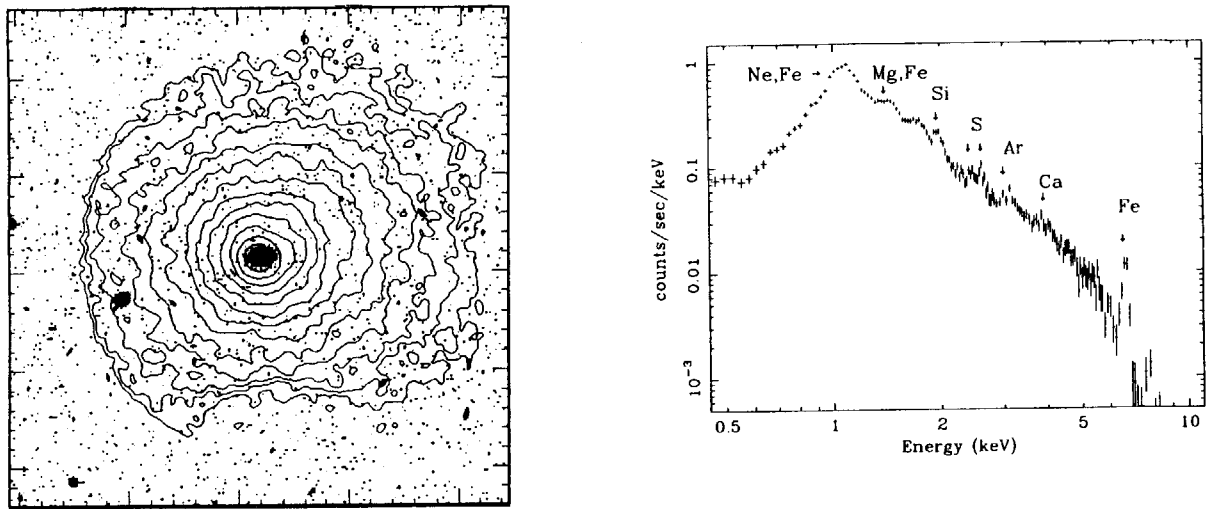


図 1: 「あすか」によるケンタウルス座銀河団のX線像とエネルギースペクトル。銀河団の高温ガスが視野をはみ出して広がっており、スペクトルには重元素の特性X線が見られる。

銀河団の高温ガスのエネルギースペクトルは図1に示すように、多くの元素の輝線を示す。これら重元素は星の中での核融合でのみ作られるものなので、重元素が存在するという事は銀河団の高温ガスの中には星や銀河から放出されたものが混じっていると考えるを得ない。これは銀河が若かった時代に活発な超新星活動を行っていたころの証拠と考えられている。そして重元素の分布の様子は、その後高温ガスがどの程度かき混ぜられたかといった過程も教えてくれる。あすかは銀河団を観測しながら、構成銀河や銀河団の過去の歴史について、重要な手がかりを与えるものと言える。

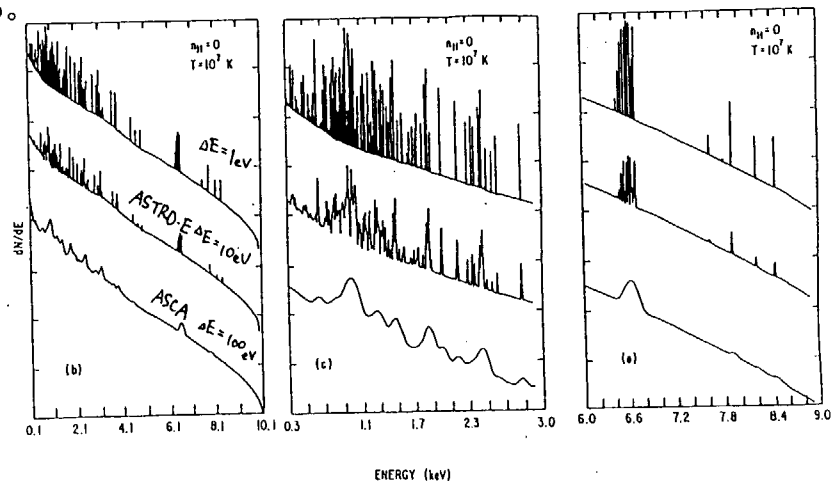


図 2: XRS で期待されるエネルギー分解能のシミュレーション。温度 1keV で重元素を含む高温プラズマからのX線放射を考えている。下段が「あすか」の分解能で観測した場合で、中断がXRSの分解能に対応する。XRSでは輝線がほとんど分離されることがわかる。

2000年初頭に打ち上げを予定しているASTRO-Eは、カロリメータを用いてエネルギー分解能 10 eVを実現するものである⁴。輝線の検出能力が高まるという量的な進歩もさる事ながら、10 eV

という分解能は物理的にも新しい情報をわれわれにもたらすことになる。第一は輝線や吸収線のドップラーシフトを用いた、運動の測定が可能になるという点である。可視光や電波の観測ではすでに広く行われていることではあるが、X線放射に関与するようなガスの運動が直接測れる意義は極めて大きい。ブラックホールや中性子星のまわりを回転しながら落ち込んでいくガスの運動、超新星爆発の衝撃波で加熱されたガスの広がる様子、銀河から吹き出す高温のガス、銀河団同士の合体や、宇宙の大構造を作る大きな重力場の中での運動など、高分解能のX線分光観測がもたらす世界はかなり exciting なものになると期待される。

3 将来のX線天文学

ASTRO-Eに続く2006-2008年ごろのX線ミッションをどうするかという議論が始まっている。今からほとんど10年近く先のミッションではあるが、衛星搭載機器は打ち上げの5-6年前にはフライトとして使用に耐えることが確立していなければならないため、STJにとってはかなり厳しい条件である。ここでは、「あすか」からASTRO-Eへつながる宇宙X線分光をさらに推し進めようという立場から、宇宙論的にも興味深い観測テーマを探ってみることにする。ASTRO-Eのカロリメータは2年という短い寿命であること、撮像についても32素子で2.5分角程度の視野をカバーするだけなので、100-200個程度の非常に限られた対象を見るにとどまると考えられる。将来ミッションでは、1度近くの広い視野全体の本格的分光撮像観測をめざすことになるだろう。

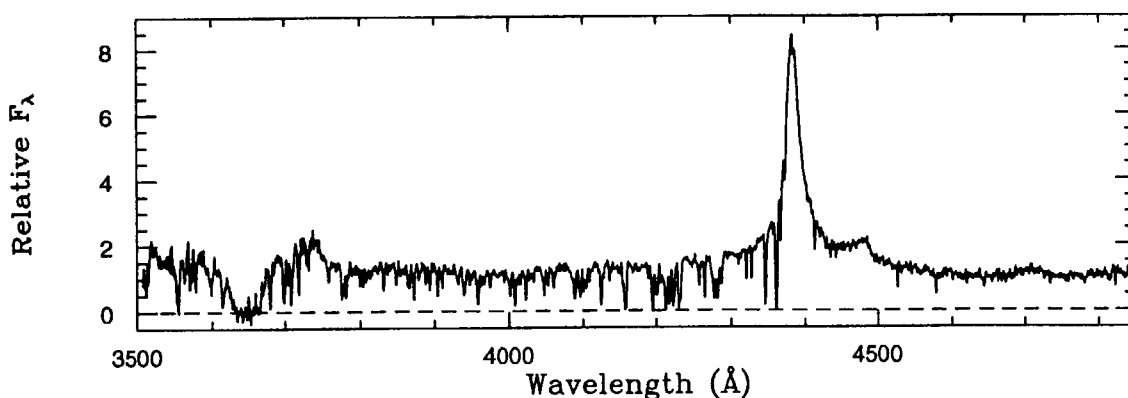


図 3: 可視光のライマン α の吸収の森。

高感度のX線分光で成果が期待される一例として、遠方のクェーサーを光源とした銀河間物質の吸収の観測があげられる。可視光の観測からは図3に示すように、クェーサーの手前にある無数のガスの固まり(それらの一部は銀河へ進化していくと考えられる)による吸収構造が見られる⁵。個々のガスはライマン α 線のエネルギーで鋭い吸収を示し、いろいろな赤方偏移にあるガスのために吸収線の森として見えている。このような可視光の吸収として観測に引かかる銀河間物質の量は実はわずかで、大部分の物質は数万度以上に電離した状態にあることがわかっている。その全貌を知ることができるのはX線の吸収である、というのは電離した元素の吸収線は主にX線領域に出るからである。地上の望遠鏡が7-8 mなのに対し、X線望遠鏡はまだ1 mにも達しないため観測条件としては厳しいが、銀河間物質の観測は宇宙論にとっても重要なテーマである。

宇宙が重力的に閉じているか開いているかは大問題である。これに決定的な答えを与えるため

には、非常に大きなスケールでの質量の分布を観測する必要がある。近傍の宇宙では少なくとも銀河や銀河団は大構造という数10Mpcスケールの泡構造を持つことがわかっている⁶。この中の質量を推定するには、重力場中でのテスト粒子の運動を調べるのが現実的な方法である。ところが銀河をテスト粒子にしようとしてもそれらは数が多すぎて平均の速度を出すのが難しい上、銀河団に所属していると大構造の重力場を教えてくれないことになる。そこで重力的に閉じた系として最も大きな銀河団をテスト粒子にする手が考えられる。幸いX線で見える銀河団はガスの固まりなので、平均の視線速度を求めることは難しくない。宇宙膨張による運動と、大構造の重力場中での運動を分けるには別の方法で距離を推定しなければならないが、それには他の波長も用いているいろいろな観測を組み合わせる必要がある。これは銀河団という広がったガス全体の運動を知る必要があること、多数の銀河団をサーベイ的に調べる必要があることなどから、将来の広視野、高感度のX線分光観測が不可欠である。

4 都立大の実験

都立大では³Heクライオスタットに、アイソトープを内蔵して実験を行なっている。特徴としては、波形データを計算機で取り込めるよう波形デジタイザー(ソニーテクトロRTD710A)を用いていること、直列接合素子で位置検出特性を調べるために二つのプリアンプ(Canberra 200CとORTEC142C、ただしORTECアンプは室温動作)を接続したことである。磁場を与えるため、素子を覆う4Kシールド容器に超伝導線を巻き付けて電流を流している。ここで報告する結果はすべて六反田⁷によるものである。

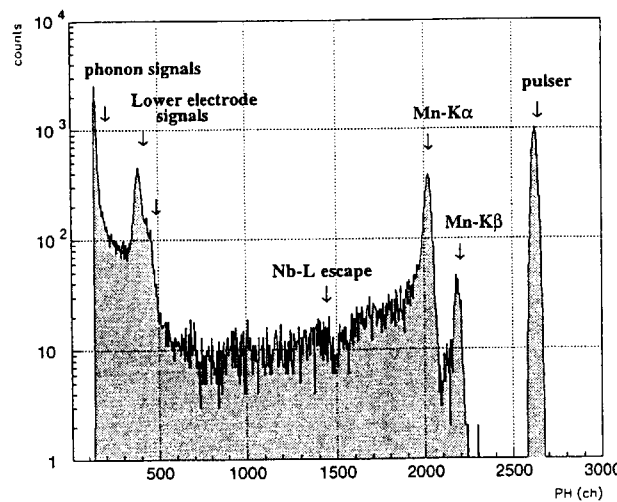


図4: 単接合STJによる⁵⁵Feのパルスハイトスペクトル。エネルギー分解能は112 eV。

プリアンプノイズを減らすために各種のFETのノイズ特性を測定し、2SK190を採用した。これは原研の実験によっても低雑音として選ばれているものである。単接合素子に⁵⁵Feを当てた結果を図5に示す。Mn-K α 線のエネルギー分解能は112 eV、パルサーノイズは95 eVである。世界レコード、日本レコードには及ばないが、半導体検出器をしのぐ分解能を得ることができている。

倉門の開発した直列接合素子は、フォノンを媒介として信号を読み出すもので、X線の検出感

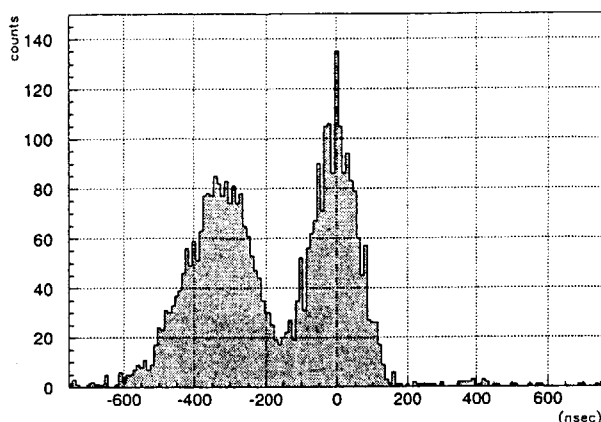


図 5: 直列接合素子に α 線を入射した実験の結果。入射位置をはさむ二つの直列接合の出力の時間差を測定した。 α 線を 1 mm オフセットした 2 個所に入射させると、時間差分布のピーク位置が変化する。

度が高い、1 cm ていどの大きな面積が可能といった利点に加えて、位置分解能を持つという大きな特徴がある。都立大では直列接合素子をグループ分けして読み出すことで位置分解能の性能を調べた。信号レベルが低いため、 ^{241}Am の α 線 (5.5 MeV) を入射させて測定した。入射場所を挟んで向かい合う二つの直列接合素子の立ち上がり時間を調べたところ、 α 線の入射位置のより時間差が有意に変化した。結果を図 5 に示す。ピークの幅が位置分解能に対応すると考えると、これは約 0.5 mm となる。信号レベルを上げて X 線に対する位置分解能を得る必要があるが、直列接合をならべることにより 0.5 mm 程度の位置分解能は実現できるという見通しが得られた。

5 おわりに

宇宙 X 線観測の立場から STJ に関して期待を述べるならば、カロリメーターに匹敵するような 20-30 eV レベルのエネルギー分解能を達成しながら、1 cm オーダーの面積と 0.1 mm オーダーの撮像性能を実現してもらいたいと考えている。10 年後のミッションでは、まだ総合的に見てカロリメータを凌ぐところまでにはいかないかもしれないが、もう一つ先も考えながら、STJ による宇宙 X 線観測を実現すべく、今後の開発実験を推進していく必要があると考えている。

参考文献

- 1 Ohashi, T. et al. 1996, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **48**, 157.
- 2 Makishima, K. et al. 1996, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **48**, 171.
- 3 Fukazawa, Y. et al. 1994, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **46**, L55.
- 4 Ogawara, Y. "The Hot Universe", ed. by K. Koyama, 1998, (Kluwer Academic Publishers), in press.
- 5 Wolfe, A.M., Turnshek, D.A., Lanzetta, K.M., and Lu, L. 1993, *Astrophys. J.*, **404**, 480.
- 6 Geller, M.J., and Huchra, J.P. 1989, *Science*, **246**, 897.
- 7 六反田悦子 1998, 修士論文 (東京都立大学)

2.3 超伝導トンネル接合X線検出器の二重ピーク現象 Double peak phenomenon in superconducting-tunnel-junction x-ray detectors

電総研 大久保 雅隆
Electrotechnical Lab. Masataka Ohkubo

1. はじめに

超伝導トンネル接合(STJ)は、高エネルギー分解能のX線検出器として有望である。STJ検出器では、超伝導体内でX線吸収によって発生する準粒子の増加分をトンネル接合を使って検出する。

STJ検出器の問題点の一つは、単色のX線に対して二つのピークが生じることである。STJ検出器では、一般的には超伝導電極がX線の吸収体として使われ、トンネル接合を構成するために二つの超伝導電極が必要とされる。二重ピーク現象は、このトンネル接合の構造に起因していることは明らかである。二重ピークが生じることは広く認められた事実であるが、その発生メカニズムの詳細は明らかにされていない。

本研究では、 ^{55}Fe を使ったX線検出実験と低温走査型電子顕微鏡(LTSEM)による分析を実施した。その結果、二重ピーク現象に影響する幾つかの要因を明らかにした。

2. 実験

Nb/Al超伝導トンネル接合を、dcスパッタリングとフォトリソグラフィにより、 Al_2O_3 基板上に作製した。接合の構造は、トンネル障壁に対して対称であり、Al(5)/Nb(200)/Al(20)/ AlO_x /Al(20)/Nb(200)/基板である。括弧内の数字は膜厚(nm)である。絶縁障壁の厚みは、常伝導トンネル抵抗が約 $10\mu\Omega/\text{cm}^2$ になるように調整している。接合の品質因子(R_d/R_n)は、1500から 2×10^6 の範囲である。ここで、 R_d は0.4K、0.5mVにおけるダイナミック抵抗、 R_n は常伝導トンネル抵抗である。

X線の測定は、 ^{55}Fe 線源を用いて0.4K以下にて行った。接合は、0から約 Δ/e の範囲でバイアスした。LTSEM分析は2.1Kにおいて、接合の応答強度の2次元分布と、準粒子寿命測定を行った。LTSEMの詳細は、文献(1)に述べられている。

3. 結果と議論

図1にX線スペクトルを示す。これらのスペクトルは、磁気シールドを用いないで地磁気中で冷却した後で測定された。磁場依存性は後で述べる。この図から明らかのように、二重ピーク現象はバイアス電圧に強く依存する。0.36mVでは、二つのX線ピークが見られるが、0.52mVでは一つのピークしかなくなる。さらに、上げて0.67mVにすると再び二つのピークが現れる。

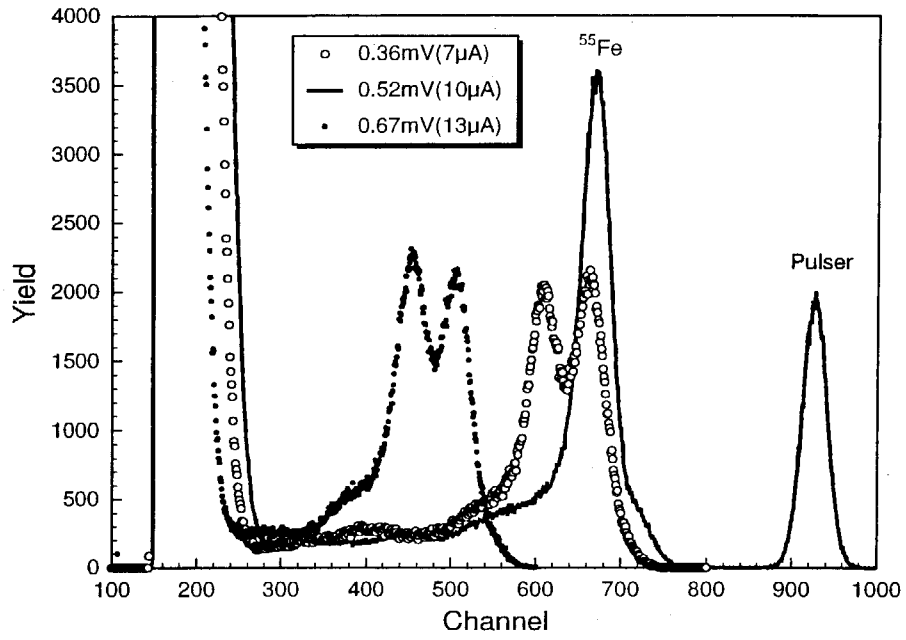


図1 X線スペクトルのバイアス電圧依存性。

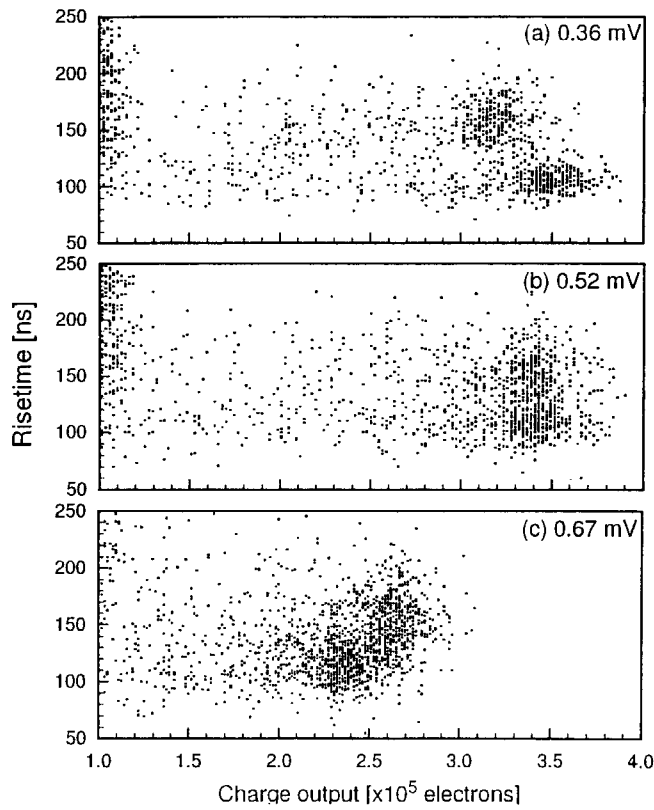


図2 電荷感応型プレアンプの立ち上がり時間と電荷出力のスキッタープロット。

個々のX線吸収イベントを見ることにより、図1の特性をよりよく理解できる。図2は、電荷感応型プリアンプの信号立ち上がり時間（準粒子寿命に相当）と検出器からの電荷出力のスキッタープロットである。吸収イベントは、110nsの立ち上がり時間と、150nsの二つのグループに分けられる。バイアス電圧によって、立ち上がり時間はほとんど変化しない。しかし、電荷出力はバイアス電圧に依存し、0.36mVと0.67mVでは高低が逆転している。0.52mVでは、二つのグループの電荷出力は等しくなり、図1では一つのピークしか見られなくなる。立ち上がり時間の違いは、どちらの超伝導電極でX線が吸収されたかによると考えられる。これを明らかにするには、LTSEMによる分析が有効である。図3は、10keVの電子線励起に対する接合の応答の二次元マッピングと準粒子寿命の測定結果である。同じウェーハー上の、丸い形状の接合を測定した。1.3mVのバイアスでは、下部電極の信号強度が上部より強いことが分かった。また、準粒子寿命は、上部電極で150ns、下部電極で210nsであった。準粒子寿命の絶対値は直接比較できないが、図2の短い立ち上がり時間のグループは上部電極、長いグループは下部電極での吸収イベントと同定できる。LTSEMでの信号強度は、高いバイアス電圧で下部の方が大きいことになり、図2と矛盾しない。

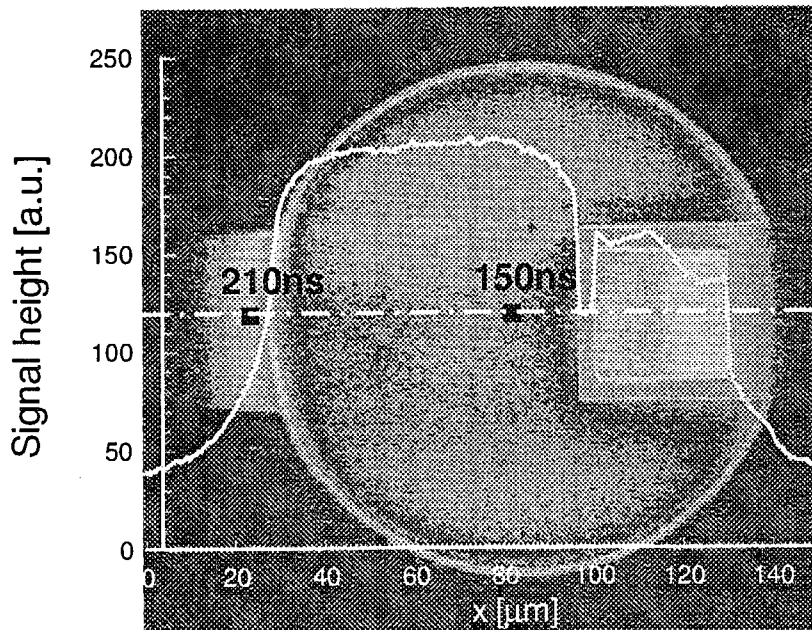


図3 電子線に対する接合の応答強度の2次元マッピングと準粒子寿命。

図4は、二つの電極からの電荷出力のバイアス電圧依存性を示す。この図は、熱平衡状態の準粒子トンネル確率のバイアス依存性をほぼ反映している。この図には、磁場依存性も示してあるが、磁気シールド中で冷却した場合については後述す

る。実線で示されているように、二つの電極はわずかに異なるバイアス電圧依存性を示し、0.52mVで二つの曲線が交わることにより、二重ピークが消滅することが分かる。上部と下部電極のわずかな違いは、準粒子の損失過程が異なることを示している。

準粒子の損失過程には、準粒子のクーパー対への再結合、フォノンの散逸、準粒子トラップ、準粒子拡散が関係している。ここでは、接合を貫く磁束量子による準粒子トラップの影響について議論する。図4に示されているように、接合を磁気シールド中で冷却した場合には、電荷出力が30%大きくなる。同時に、プリアンプの立ち上がり時間も20%長くなった。地磁気中で冷却すると、電極が第二種超伝導体のNb薄膜であることを考慮すると、接合内に $0.02\Phi_0/\mu\text{m}^2$ 程度の密度で磁束量子が凍結されると考えられる。磁束量子の中心は常伝導金属であり、その回りでは超伝導エネルギーギャップが減少している。このため準粒子は、磁束量子にトラップされることになる。このため、準粒子寿命が短くなり、かつ電荷出力も減少することになり、実験結果と一致する。

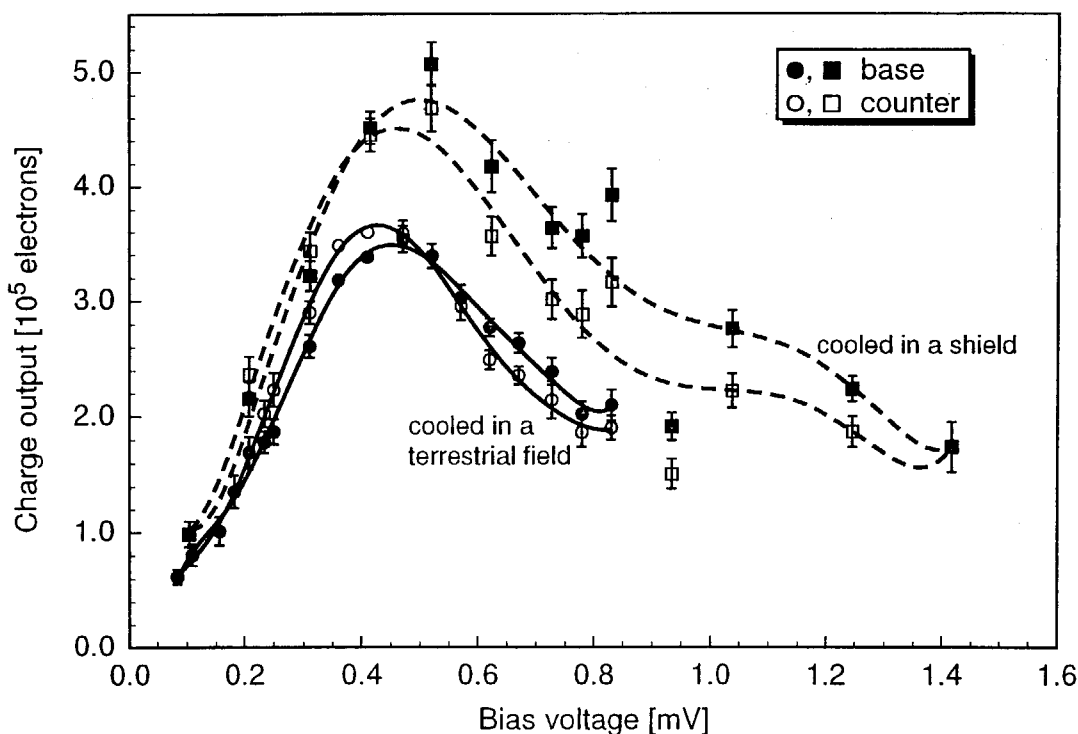


図4 電荷出力のバイアス電圧依存性。実線は、地磁気中で接合を冷却した場合、点線は磁気シールド中で冷却した場合を示す。

磁気シールド中で冷却された場合には、凍結される磁束はほとんどないと見なせる。この場合には、点線の曲線が示すように、どのバイアス電圧でも下部電極の電

荷出力が上部より大きい。これは、下部電極の準粒子寿命が長いことと一致する。実線の曲線で交点が生じた理由は、下部電極の磁束トラップ密度が上部よりわずかに大きく、下部電極の電荷出力低下率が上部より大きいためと思われる。磁束トラップ密度の違いは、多結晶Nb薄膜の微細構造の差によるであろう。

準粒子寿命が上部と下部で異なる原因は現時点では特定できない。一因として上部電極表面の準粒子トラップが挙げられる。(2)

4. まとめ

二重ピーク現象は、バイアス電圧と磁束トラップに依存することが明らかになった。今回測定した検出器では、磁束トラップが無い場合には、下部電極での準粒子寿命が上部より長く、広いバイアス範囲で下部電極からの電荷出力が上部より大きく二重ピークが観測された。ところが、0.4G程度の地磁気が接合中に凍結されると、大きな変化を引き起こすことが明らかになった。この場合には、あるバイアス電圧で、二重ピークが消失し一つのピークしか観測されなかった。これは、磁束のトラップのされ方が上部と下部で異なることによって、電荷出力-バイアス電圧曲線に交点ができ、二重ピークが消失したと結論される。

謝辞

本研究は、チュービンゲン大学R. P. Huebener教授の実験物理講座との共同で実施したものです。LTSEMの実験を担当していただいた、J. MartinとF. Panteleitに感謝致します。また、接合の作製とX線測定では、福田大治、H. Pressler、電総研の超伝導エレクトロニクスグループの諸氏に感謝致します。

参考文献

1. R. Gross and D. Koelle, *rep. Prog. Phys.* 57, 651 (1994).
2. M. Ohkubo *et al.*, *Phys. Rev. B* 54, 9484 (1996).

2.4 NIS 型超伝導体トンネル接合素子の諸特性

Characteristics of NIS Superconducting Tunnel Junctions

京都大学 神野郁夫
Kyoto Univ. Kanno Ikuo

1. 緒言

高エネルギー分解能が期待できる放射線検出器として、超伝導体を利用した検出器の開発研究が世界的に行われている。この研究の当初から、超伝導体(S)-絶縁体(I)-超伝導体接合(SIS 接合)が利用されてきた。この理由の一つとして、SIS 接合を製作するためには、真空槽内部に一つのスパッタ源があればよく、スパッタシステムを比較的簡便に製作できることが挙げられる。この SIS 接合検出器は超伝導体トンネル接合の基本であり、その放射線に対する応答は詳細に研究されてきた。しかし、SIS 接合検出器は放射線の吸収体を兼ねる二つの同じ材料の超伝導体からなるため、放射線が吸収された超伝導体の電位に依存して放射線によるスペクトルが二つに分かれる、という性質を示す¹⁾。また、SIS 接合検出器では吸収体となる物質が超伝導体であることが不可欠であるため、材料の選択に制限がある。すなわち、放射線、特に X 線や γ 線などの電荷を持たない放射線の測定のためにはこのような放射線と相互作用を起こす大きな断面積を持つ高い原子番号の物質を利用することが望ましい。しかし、そのような物質は利用しやすい温度で超伝導体となるとは限らない。この欠点を補う方法の一つが倉門らによる基板を用いた放射線吸収法である。この方法では、サファイヤなどの基板で放射線を吸収し、その際に放出されるフォノンを周囲に配置した SIS 接合群で検出する²⁾。

SIS 接合検出器と異なる方式の超伝導体放射線検出器として、常伝導体(N)-絶縁体-超伝導体の NIS 接合を利用した方法がある。この方法は、放射線により常伝導体にエネルギーが付与されたことによって常伝導体の電子温度が上昇する現象を利用し、電子温度上昇により常伝導体から超伝導体へトンネルする電子がもたらす電圧変化を測定する方法である³⁾。NIS 接合を製作するには、2 ないし 3 のスパッタ源あるいは蒸発源が必要であり、接合製作システムを若干複雑にする。我々は京都大学においてこの NIS 接合を用いて超伝導体放射線検出器を製作すべく、現在スパッタシステムを鋭意準備中である。

本報告では、筆者が英国ケンブリッジ大学で行ってきた一つの常伝導体吸収体を共有する複数の NIS 接合間のフォノンカップリングについて報告する。

ケンブリッジ大学物質科学部デバイス材料グループでは、スパッタ技術をもとに磁性体薄膜、磁気抵抗体薄膜、超伝導体薄膜および高温超伝導体薄膜などの生成・加工を行ってきた。これらの研究の一部として、超伝導体放射線検出器の製作を 1990 年代の初期から行ってきた。この研究活動としては、SIS 接合検出器を製作し米国海軍研究所の D. van Vechten らにその特性評価を協力研究として行ってもらい⁴⁾ほか、複数の SIS 接合の一つから電流を注入し、もう一つの検出器接合で検出されるフォノン数の変化を測定する、注入-検出実験などを行っていた⁵⁾。

筆者がデバイス材料グループに滞在する少し以前に海軍研究所における研究活動が下火となったこともあり、超伝導放射線検出器の研究としては NIS 接合を用いたボロメータの研究を行うこととした。

本研究の目的は、放射線検出器として有望である NIS 接合を製作するためにスパッタ工程を最適化する事、NIS 接合を読みとり装置とするボロメータの設計、およびボロメータ内部におけるエネルギーの輸送・消滅の研究である。このため、経験がある注入-検出実験を NIS 接合を用いて行なった。

2. 実験

NIS 接合は、サファイアに Nb/Al/AlO_x/Al/Nb をスパッタした基板を加工して製作した。サファイアは長さ約 12mm、幅約 4mm、厚さ 0.5mm の R 面サファイアである。それぞれの典型的な膜厚は、下部 Nb:1800 Å, Al:100 Å +480 Å, 上部 Nb:60 Å である。最後にスパッタした Nb は Al 層の保護のために製作した薄い膜であり、加工過程のイオンミルにより削除する。

基板を反応性イオンエッチング、陽極酸化、リフトオフなどで加工し、スパッタおよび蒸着により常伝導体吸収体を製作する。NIS デバイスを製作する。図 1 に素子中央部のデバイス部分の概念図を示す。

各フィンガは幅 20μm で互いに 10μm の間隔で上下それぞれ 8 本配置されている。上下のフィンガ間隔は 40μm である。冗長性の確保のため、フィンガを二本ずつ途中で短絡してある。接合部分の面積は 10μm×10μm である。常伝導体吸収体は 30μm×110μm の面積を持つ。吸収体の厚さは、Pd, Au および Nb それぞれ 250nm, 500nm および 50nm であった。注入-検出実験の際に常伝導体が抵抗要素となり電流-電圧(I-V)曲線が注入電流により電圧軸に対し移動し、電流注入による効果が観測しにくい。このため、常伝導体吸収体の上に薄い Nb 層を製作し、吸収体内部での電気勾配をなくした。

液体ヘリウム温度で各接合の動作確認を行った後、オックスフォードインスツルメンツ社のヘリオックスに装荷し、約 0.3K の温度に保った。

注入-検出実験は、以下のように行った。常伝導体吸収体を共有する NIS 接合の一つを検出器とし、この検出器接合にサイン波電流を流し、同時に検出器接合に発生する電圧を測定する。もう一つの NIS 接合を注入器接合とし、この注入器接合から直流電流を注入する。検出器接合と注入器接合との接地端子として、もう一つの NIS 接合を共用した。注入電流は(-0.1mA - +0.1mA)から(-1mA - +1mA)まで、それぞれ 21 点あるいは 101 点に変化させた。注入電流が無い場合の検出器接合の I-V 曲線との差を余剰電流として評価した。検出器接合の I-V 曲線、直流電流が注入された場合の I-V 曲線およびそれらの差である余剰電流の例を図 2 に示す。検出器

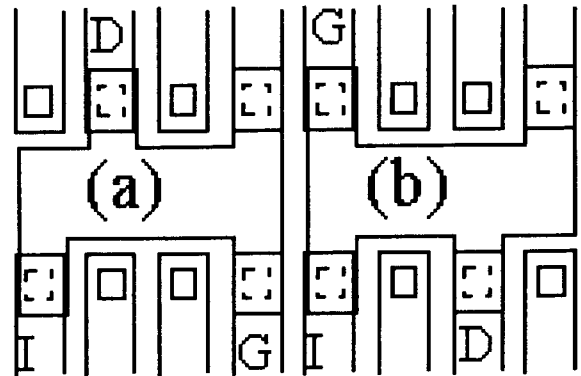


図 1. Nb/Al/AlO_x/Al/Nb フィンガ, NIS 接合および常伝導体吸収体の概念図. D, I および G は、検出器, 注入器および接地接合を示す。

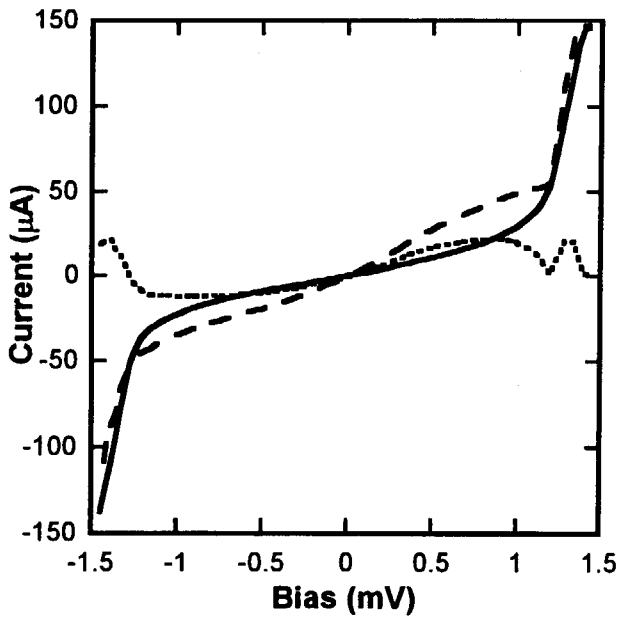


図2. 検出器接合における I-V 特性. 実線は注入電流がない場合. 破線は直流電流を注入した場合. 点線はそれらの差で, 余剰電流.

3. 考察

電氣的に絶縁された二つの吸収体に付属する検出器接合と注入器接合とを用いた場合にもステップ状の余剰電流が観測されたことから, この余剰電流は検出器接合と注入器接合との電流の干渉による効果ではない, と結論できる. また, 余剰電流の増加が Nb のエネルギーギャップに相当する電圧まで続いたことから, 余剰電流はフォノンによって検出器接合に引き起こされた効果であると結論づける.

すなわち, NIS 接合の I-V 特性は超伝導体の温度にはあまり依存せず, 常伝導体温度に敏感である. 注

接合と注入器接合との幾何学的配置には, 大きく分けて二種類ある. 一つは, (a)検出器接合が吸収体に対し注入器接合および接地接合と反対側にある場合であり, もう一つの配置は, (b)検出器接合が注入器接合あるいは接地接合と同じ側にある場合である.

この二つの場合の余剰電流の例を注入電流に対応するバイアス電圧の関数として図3に示す. (a)の場合には, 注入電圧が変化しても余剰電流はほとんど観測されなかった. 一方, (b)の場合には, ギャップエネルギーに対応する注入電圧まで余剰電流が急激に増大し, その後ほぼ一定値を示した. この結果は, 検出器接合と注入器接合とが電氣的に絶縁された二つの異なる吸収体に付属する場合にも同様に観測された. また, 二つの電氣的に絶縁された吸収体の間に, Nb, Au および Au+Nb で製作した帯を置いた場合の実験をも行なった.

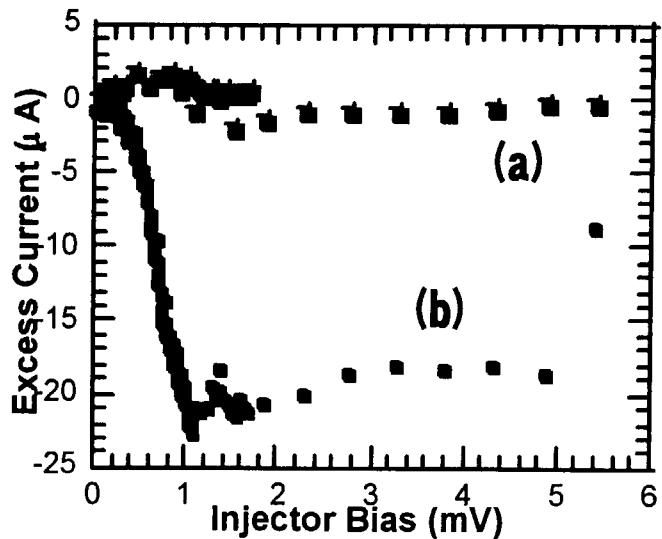


図3. 検出器接合が注入器接合あるいは接地接合と吸収体に対して(a)反対側にある場合, (b)いずれかと同じ側にある場合, の余剰電流.

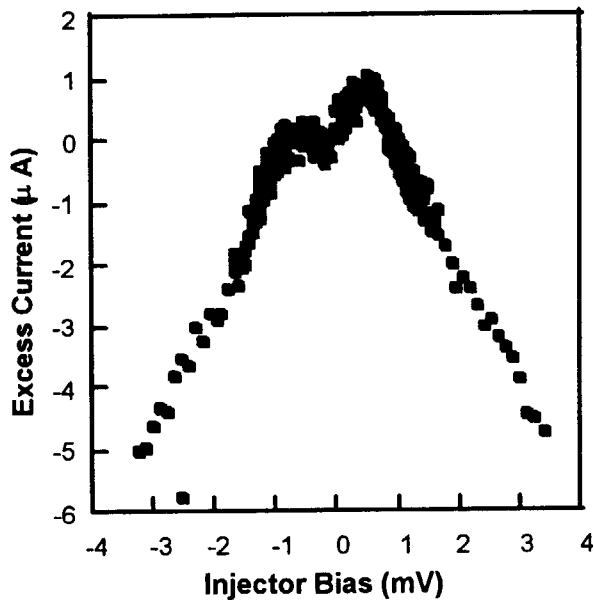


図 4. 窒化シリコン膜上にデバイスを製作した場合の余剰電流.

ノンはサファイア中での平均自由行程が長く、遠方まで拡散するため、常伝導体の局所的な温度上昇には寄与しない。

基板をサファイアから厚さ $1\mu\text{m}$ の窒化シリコン膜に変えた場合の余剰電流を図 4 に示す。この場合には、フォノンが基板を介して伝播することができないので、全てのフォノンが常伝導体吸収体に吸収され、常伝導体金属の温度が上昇する。バイアス電圧がギャップエネルギー以下の場合には、温度が高い電子が常伝導体から超伝導体へトンネルすることにより、電子温度の冷却が観測された。

4. 結論

常伝導体吸収体を共有する複数の NIS 接合を用いて注入-検出実験を行なった。注入器接合から放出されるフォノンが検出器接合近傍の常伝導体金属の電子温度を上げることにより、検出器接合に余剰電流が観測された。また、吸収体を挟んで検出器接合が注入器接合と反対側にある場合には余剰電流が観測されなかったことから、フォノン-電子相互作用の平均自由行程は $10\mu\text{m}$ 程度であると確認された。デバイスを窒化シリコン膜上に製作した場合には、電子の冷却が観測された。

謝辞 本研究は、文部省在外研究員として筆者が英国ケンブリッジ大学に滞在して行ないました。PhD 学生の Mr. G. Burnell, 私の滞在を引き受けてくれた Dr. M. G. Blamire およびデバイス材料グループのリーダーである Dr. J. E. Evetts ほか、当グループの方々に感謝いたします。また、文部省はじめ、筆者が留守にした京都大学工学研究科原子核工学専攻の方々に感謝いたします。最後に、筆者を研究会にお呼び下さいました東大・原研の中沢先生、原研の片桐氏に感謝します。

入器接合において注入電流に対応する電圧がギャップエネルギー以下の場合には、電子のトンネルに伴ってフォノンが放出される。このフォノンがサファイア基板を介して伝播し、検出器接合近傍の常伝導体に吸収され、局所的に温度を上昇させる。検出器接合近傍の常伝導体の温度上昇により、検出器接合内部の N-I-S トンネルが増加し、電流が増える。

このフォノンは常伝導体金属内での平均自由行程が $10\mu\text{m}$ 程度である⁹⁾。このため、幅 $30\mu\text{m}$ の吸収体を挟んで注入器接合と検出器接合が配置されている場合には、余剰電流は観測されない。

また、注入バイアス電圧がギャップエネルギー Δ を超えた場合には、電子のトンネルに伴い 2Δ フォノンが放出される。この 2Δ フォ

参考文献

- 1) M. Ohkubo, J. Martin, F. Panteleit, T. Schroder, J. B. le Grand, M. P. Bruijn, F. B. Kiewiet, I. Sakamoto and R. P. Huebener, *Proc. of the 7th. Int. Workshop on Low Temp. Detectors*, 5 (1997).
- 2) 倉門雅彦, 放射線 21, 27 (1995).
- 3) M. Nahum, J. M. Martinis and S. Castles, *J. Low Temp. Phys.* 93, 733 (1993).
- 4) D. van Vechten, C. Boyer, G. G. Frits, S. King, M. P. Kowaski, M. N. Lovellette, M. G. Blamire, E. Kirk and R. E. Somekh, *IEEE Trans. Magn.* 27, 2665 (1991).
- 5) P. A. Warburton and M. G. Blamire, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3, 2066 (1993).
- 6) F. C. Wellstood, C. Urbina and J. Clarke, *Phys. Rev. B* 49, 5942 (1994).

2.5 超伝導トンネル接合素子の動作モードの研究

Operating Modes of Superconducting Tunnel Junction Device

九州大学工学部 前畑京介
Kyushu University Maehata Keisuke

1. はじめに

近年、工学や物理学等の広い分野におけるX線分析の高精度化に伴い、そのようなX線分析装置に使用するX線検出器に対して高いエネルギー分解能が要求されている。分析装置等に使用されるX線検出器の中で、高いエネルギー分解能を有するものとして半導体検出器がある。しかしながら、半導体検出器のエネルギー分解能も、ほぼ理論限界に達しており、半導体検出器に優るエネルギー分解能を有するX線検出器の開発が望まれている。超伝導トンネル接合(STJ)はmeV程度の半導体に比べ3桁小さいエネルギーギャップを有するので、半導体検出器より優れた高エネルギー分解能X線検出器として期待されている¹⁾。

STJにX線が入射した場合、X線のエネルギー付与によりクーバー対が破壊され、入射X線のエネルギーに比例した多数の準粒子が励起される。この励起した準粒子の絶縁層を介したトンネル過程において信号電荷が生成される。通常は、電荷有感型前置増幅器により、入射X線のエネルギーにほぼ比例した波高を有する電圧パルス信号へ変換される。このような原理に基づいてSTJ素子をX線検出器として使用するときに、接合を介して流れる超伝導電流を抑制するために、接合面に平行に100G程度の磁場を印加し、信号電荷を得るためにSTJ素子の超伝導電極間に0.1mV程度のバイアス電圧を加える。このとき、出力信号のパルス波高及び信号対雑音(S/N)比は、STJ素子の動作点近傍における動作抵抗 R_d 及び静電容量 C_d の電気的特性に大きく依存する。静電容量 C_d の値はSTJ素子の面積及び絶縁層の厚さと誘電率で決定し、面積が $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ の場合、 $C_d = 500\text{pF}$ となる。一方、動作抵抗 R_d の値は数 $\text{k}\Omega$ ～数 $100\text{k}\Omega$ 程度であるが、STJ素子の電流—電圧特性が印加した磁場やバイアス電圧に大きく影響されるために正確に評価することは困難である。そこで、STJ素子の電流—電圧特性と検出器の動作特性との関係を調べることは重要である。

電子技術総合研究所(ETL)において $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ の面積を有する非常に高品質のNb系STJが作製された²⁾³⁾。我々は ^{55}Fe 線源を用いて、この大面積STJのX線に対する応答を測定した。この測定において、前置増幅器からの出力パルス波高が異なる2つの動作モードが観測された。そこで本研究では、このような2つの動作モードが生じる機構を理解するために、それぞれの動作モードにおける素子の電流—電圧特性を解析した。

2. 2つの動作モードの観測

本研究で使用した $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ の面積を有するNb系STJは、仲川等が開発したフ

オートリソグラフィ法⁴⁾を用いてETLにおいて作製された²⁾³⁾。作製したSTJ素子の構造を図1に示す。また、素子の仕様を表1に示す。この素子を小型³Heクライオスタットのコールドステージに取り付け0.4 Kに冷却し、100Gの磁場を印加して測定された電流—電圧特性の写真を図2に示す。図の電流—電圧曲線に示されるように、このSTJ素子では多くのFiskeステップ⁵⁾が観測されることがわかる。電流—電圧曲線のFiskeステップのベースラインから、表1に示される0.5mVにおける漏れ電流と動作抵抗 R_d の値として、それぞれ3nA及び100k Ω が得られた。

⁵⁵Fe線源を用いて、このSTJ素子の⁵⁵Mnの K_{α} 及び K_{β} 特性X線に対する応答を測定した。STJに微小直流電流を通電することで検出器としての動作に必要なバイアス電圧を設定した。印加磁場の強度及びバイアス電流を調整することで、図3に示されるような、5.9keVの K_{α} 特性X線に対するエネルギー分解能が93eVの最良の検出器のパルス波高分布が得られた。このときの磁場及びバイアス電流はそれぞれ70G及び5.21nAであった。

STJ素子のX線応答特性の測定において、超伝導電流抑制磁場の印加速度を変化することで、印加磁場強度及びバイアス電流がほぼ等しい動作条件においても、図4に示すような出力パルス波高が異なる2種類の安定な動作モードがあることがわかった。磁場の印加速度がおよそ200 G/sより速い場合はパルス波高の高いモードで動作し、磁場の印加速度が遅い場合は低いモードで動作することがわかった。さらに、1

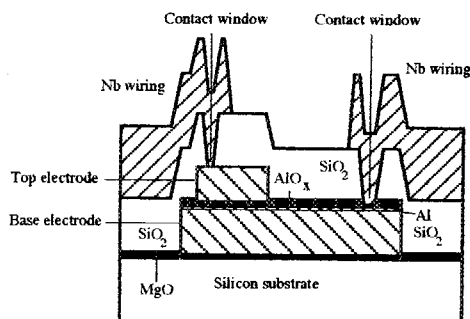


図1 作製したSTJ素子の構造図

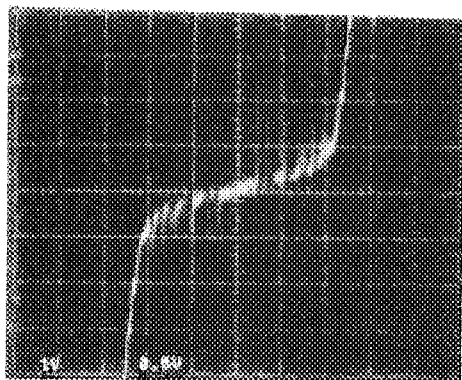


図2 温度0.4K、磁場100Gで測定した200×200 μm^2 STJの電流—電圧特性曲線
横軸:500mV/div.、縦軸:10nA/div.

表1 素子の仕様

Structure	Nb/Al-AlO _x /Nb
Junction dimension	200 x 200 μm^2
Al thickness	10 nm
Nb thickness	150 nm (top electrode) 200 nm (base electrode)
	450 nm (wiring)
Nb wiring width	4 μm
Contact window size	4 x 4 μm^2
MgO thickness	20 nm
SiO ₂ thickness	300 nm
Critical current density J_c	196 A/cm ² at 4.2 K
Leakage current (I-V)	3 nA at 0.5 mV, 0.4 K
Dynamic resistance R_d (I-V)	170 k Ω at 0.5 mV, 0.4 K

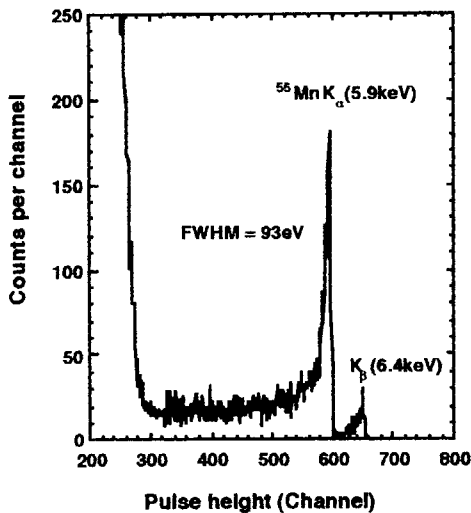


図3 ^{55}Fe 線源からのX線に対する $200\times 200\mu\text{m}^2$ STJの応答

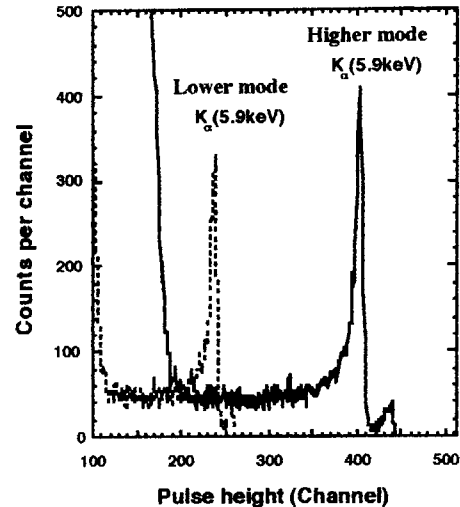


図4 $200\times 200\mu\text{m}^2$ STJを用いた ^{55}Fe 線源からのX線照射実験で観測されたパルス波高に対する2つの動作モード

度どちらかの動作モードに設定されると、バイアス電流が変化しても設定された動作モードが保持されることが確認された。但し、バイアス電流の極性が零点を通過して変化する際には、動作モードは不定になることが観測された。2つの動作モードについて、5.9keVの K_{α} 特性X線に対する全エネルギーピークに相当する前置増幅器の出力パルス波高をバイアス電圧依存性を測定した結果を図5に示す。この図から、バイアス電圧が0.1mV近傍においてSTJ素子から十分なパルス波高が得られることがわかる。また、パルス波高が高い動作モードでは、バイアス電圧が0.02mV付近において出力パルス波高が最大値を示している。

3. 2つの動作モードにおける電流—電圧特性

STJ素子のパルス波高が高い動作モードと低い動作モードの設定条件は、素子の電気的特性に依存することが推測される。そこで、2つの動作モードにおけるSTJ素子の電流—電圧特性を測定した。測定では大きさが100Gの磁場を図1の断面図に対して垂直方向(90°方向)に印加した。図6に示すように、高いモードにおけるSTJ素子の直流電流成分は、低いモードの場合より小さいことがわかる。また、低いモードではSTJ素子の両端電圧が0.1mV近傍においてFiskeステップが観測されている。

磁場が90°方向に印加された場合の電流—電圧特性を明確にするために、Nerenberg等の手法に基づいて得られるSine-Gordon方程式の空洞共振モードに関する第1次近似解⁶⁾を用いて、STJ素子の直流電流成分を計算した。この手法を用いると、STJ素子の直流電流成分が接合面にわたる2次元空間における解析解として得られる。第1次近似解を使用するので、得られる直流電流成分の絶対値に対する精度は良

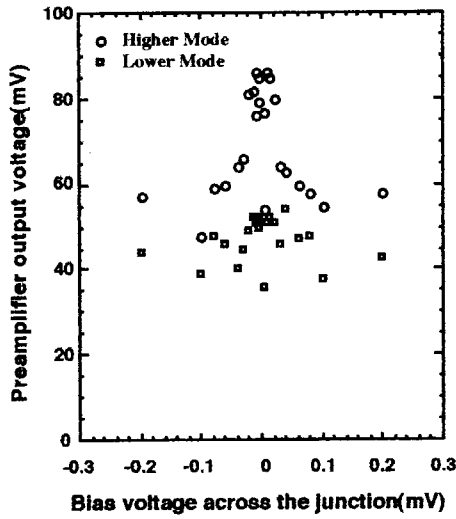


図5 200×200 μm^2 STJ検出器の5.9keVの K_α 特性X線に対する全エネルギーピークに相当する前置増幅器の出力パルス波高とSTJ両端電圧との関係

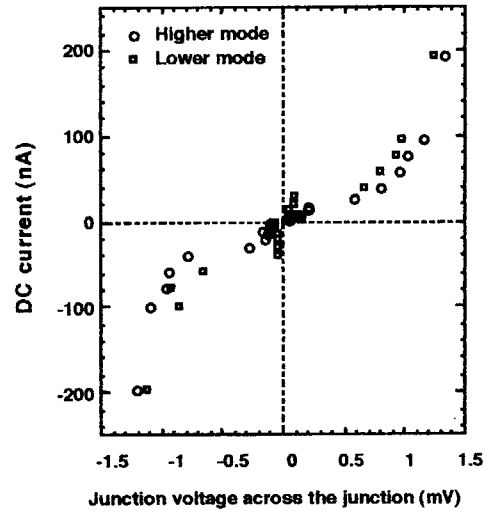


図6 パルス波高が高いモードと低いモードで測定された電流—電圧特性

くない。しかしながら、直流電流成分が解析解で与えられるので見通しが良いので、Fiskeステップが発生する電圧を評価するのに有効である。本研究で測定した200×200 μm^2 の面積のSTJ素子の直流電流成分の計算に使用したパラメーターを表2に示す。接合面近傍も非常に弱い超伝導状態と考えられるので、外部から磁場を印加した場合も磁束量子を単位として侵入する。磁束量子の1/2に相当する大きさの磁束の侵入により、STJ内の電子の状態を表す波動関数の位相差は π だけ変化する。表2で示したパラメーターを用いて、この大きさを単位とした印加磁場の大きさを n で表すと、 $n = 154$ のときに印加磁場は100.42Gとなる。図7に計算で得られたSTJ素子の直流電流成分を示す。印加磁場の大きさが $n = 154$ から155へ変化すると、Fiskeステップが発生する電圧の値が大きく移動することがわかる。さらに、STJ素子の電流—電圧特性は外部から印加される磁場の方向が、 90.0° から 88.8° へ変化しただけで大きく影響を受けることがわかる。磁場の印加方向が 90.0° の場合と比較して 88.8°

表2 計算に用いたパラメーター

Critical current density J_c (A/m^2)	1.96×10^6
Magnetic length (m)	7.95×10^{-8}
Josephson penetration depth (m)	4.1×10^{-5}
Tunnel resistance per unit area (Ω/m^2)	0.004
Capacitance per unit area (F/m^2)	0.0472
Propagation velocity in the barrier region (m/s)	1.46×10^7

のときは直流電流成分は低くなる。印加磁場の大きさが $n = 154$ の場合と比較すると、磁場の方向が 90.0° から 88.8° へ変化したとき電圧が 0.07mV 付近に示される $(1,0)$ 共鳴ピークの電流値が約 $1/20$ に減少する。磁場の印加方向が 88.8° のときは、図1の断面図の平行方向に対して約 2G の磁場が存在する。この磁場は、 $n = 154$ の場合に現れる $(2,0)$ 共鳴ピークに加えて $(2,2)$ 共鳴ピークを発生するのに十分な大きさである。この 0.2mV 付近の $(2,2)$ 共鳴ピークについても、磁場の方向が 90.0° から 88.8° へ変化したときに直流電流は大きく減少する。

図8に示されるように、2つの動作モードにおける電流—電圧特性の計算結果は測定値を良く再現した。クライオスタット内に取り付けたSTJ素子を含む測定系の配置の精度を考慮すると、この結果は妥当であると考えられる。パルス波高が低い動作モードにおいて電圧—電流の測定値が示す 0.07mV 付近でピークは、計算結果から $(1,0)$ 共鳴ピークに対応している。一方、高いモードの 0.2mV 付近のピークは、 $(2,2)$ 共鳴ピークに対応している。図2の電流—電圧曲線の写真に示される 0.21mV のピークは高いモードの $(2,2)$ 共鳴ピークであると考えられる。磁場の印加速度による誘導電流の効果で、接合面に侵入する実効的な磁場の方向及び大きさがわずかに変化し、このことが、2つの異なる電流—電圧特性を導き、パルス波高が異なる2つの動作モードが観測されたと推測される。

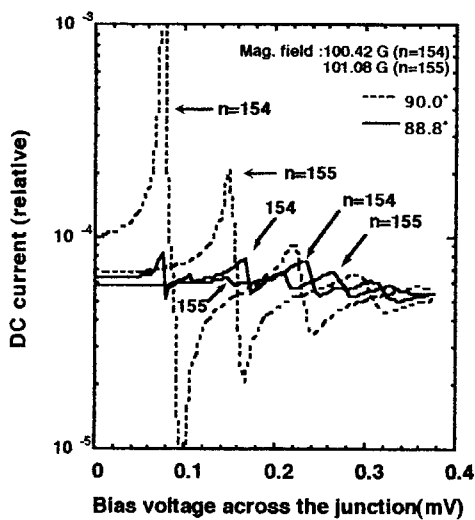


図7 計算で得られた $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ STJ素子の電流—電圧特性

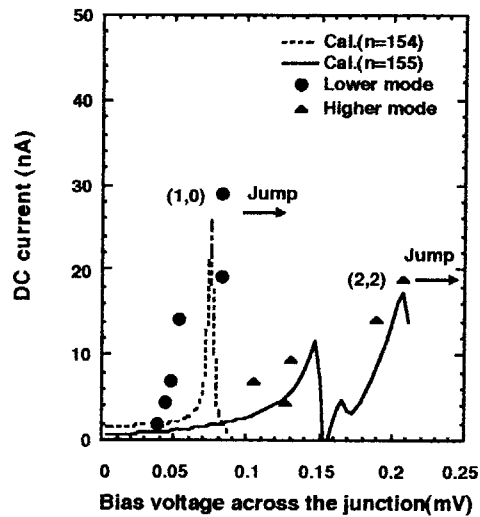


図8 $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ STJ素子のパルス波高が異なる2つの動作モードのバイアス点近傍における電流—電圧特性の計算値と測定値の比較

3. まとめ

200 x 200 μm^2 の面積を有するNb系STJのX線照射試験において、超伝導電流抑制磁場の印加速度の違いにより、パルス波高が異なる2つの動作モードが観測された。このような2つの動作モードが生じる機構を理解するために、それぞれの動作モードにおける素子の電流-電圧特性をSine-Gordon方程式の空洞共振モードに関する第1次近似解を用いて解析した。解析結果から、磁場の印加速度による誘導電流の効果で、接合面に侵入する実効的な磁場の方向及び大きさがわずかに変化し、このことが、2つの異なる電流-電圧特性を導き、パルス波高が異なる2つの動作モードが観測されたと推測された。

参考文献

- 1) Booth, N. E. and Goldie, D. J.: *Supercond. Sci. Technol.*, 9, 493 (1995).
- 2) Joosse, K., Nakagawa, H., Akoh, H., Takada, S., Maehata, K., and Ishibashi, K. : *Appl. Phys. Lett.*, 68, 702 (1996).
- 3) Joosse, K., Nakagawa, H., Akoh, H., Takada, S., Maehata, K. and Ishibashi, K. : *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35, 2633 (1996).
- 4) Nakagawa, H., Pepe, G., Akoh, H., Frunzio, L., Crisutiano, R., Esposito, E., Pagano, S., Peluso, G., Barone, A. and Takada, S., : *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32, 4535 (1993).
- 5) Fiske, M. D. : *Rev. Mod. Phys.*, 36, 211 (1964).
- 6) Nerenberg, M. A. H., Forstyth, Jr. P. A. and Blackburn, J. A. : *J. Appl. Phys.*, 47, 4148 (1976).

This is a blank page.

3 . 講 演 論 文

(核励起レーザー及び光ファイバーを用いた放射線計測)

This is a blank page.

3.1 核励起レーザーによる中性子計測

Neutron Measurements by Nuclear Pumped Laser

原研/東大・工 中澤 正治
JAERI/Univ.of Tokyo Nakazawa Masaharu

1. 始めに

本研究は、 ${}^3\text{He}(n,p)t$ 反応によって、Ne ガスのポンピングを生じた場合、Ne の 2p 準位から 1s 準位への遷移に伴って、585.3nm のレーザー発振を生ずるので、これを中性子検出器として使うことを目的としたものである。放射線測定器としては、Ne のガスシンチレーション検出器であるが、Ne ガスの特殊性から、ガスシンチレーションがレーザー発振になるということ、従ってその output 信号が可視のレーザーなので、中性子測定結果が、直接目で見えるようになるであろうことを目的としている。

この研究は、1992 年からの 5 年プロジェクト研究で実施されたものであるが、プロジェクトに先立って、東大の弥生炉で原子炉照射中の ${}^3\text{He}+\text{Ne}$ レーザー管は、発振開始電圧が約 6 割程度にまで減少すること（なお、 $\text{He}+\text{Ne}$ レーザー管の市販品は、 ${}^3\text{He}$ ガス入りであるらしいこと）、発振中の ${}^3\text{He}+\text{Ne}$ レーザー光強度は、中性子照射によってその出力が増えるらしいことなどを確認していた。⁽¹⁾

2. ${}^3\text{He}+\text{Ne}+\text{Ar}$ ガスセルでの実験

円筒形のガラスセル(8mmφ×250mm)に ${}^3\text{He}(2280\text{torr})+\text{Ne}(760\text{torr})+\text{Ar}(100\text{torr})$ の混合ガスを封入し、弥生炉(10^9nv)や JRR-4(10^{12}nv)の炉容器外表面の水プール内にて中性子照射した。このガラスセルの一端から光ファイバーにて集光した光を、光スペクトルアナライザーにて分析し、585.3nm の光以外に、Ar ガスのシンチレーション光 703nm などを観察した。JMTR でも同様に 10^{14} – 10^{15}nv の照射をしたが、このガスセルから ${}^3\text{He}$ が漏れてしまい失敗した。また、NSRR での照射も計画したが、現在のところ実現には到っていない。

3. シミュレーション計算

上記の実験に対応するシミュレーション計算を実施した。⁽²⁾ この研究については、次の論文「核励起レーザーの理論的検討」(坂佐井肇)を参照して頂きたいが、実験を再現できるような計算が可能になった。この結果より、このガス系でレーザー発振する中性子束を算出すると、 10^{14} n/cm²·sec の中性子束が必要ということが分かった。なお、Ar ガスを H₂ ガスにすると、更に発振効率がよくなって、中性子束も更に少なくてすむだろうと言われているが、この H₂ ガスのセルからの漏洩対策が必要になるであろう。

4. ガス増幅シンチレーション計数管としての可能性

このレーザー管は、 10^{14} n/cm²·sec の中性子束以上で発振するという結論が得られたが、この

値自身は、大きすぎて実用性に乏しい。そこで、このレーザー発振開始の中性子束値を下げるため、このレーザーガスに電圧を印加し、ガス中での光増幅効果を用いることにした。

このガス系について、九大の納富他は、ガス比例シンチレーション計算管としての実験を実施し、585.3nm 発光線が、電圧印加により、 10^4 – 10^6 倍程光増幅されることを示した。この効果を取り入れて考えれば、このガス系について、発振開始中性子束を 10^4 – 10^6 だけ下げられ、 10^8 – 10^{10} n/cm²·sec 以上の中性子束場で、レーザー発振するであろうと考えられる。(Fig. 1&2 参照)

5. まとめ

この実験を通して、このレーザー発振管自身が、中性子計測に利用できるであろうことについて見通しを得たと言える。特に、光増幅効果を用いた方式は、有望であろうと考えられる。自己出力型の光検出器で、出力自身がレーザー光になるという大変特徴ある炉内モニターになるものと考えられる。今後は、光ファイバーやガラス材自身の耐放射線損傷の問題を検討する必要があるが、これはかなり進展しているところである。

また、この実験より、 $^3\text{He}(n, p)t$ 反応というトリチウム t を生成する反応を利用する際の面倒さを実感した。特に原子炉の場合、このガラスセルからのトリチウム 対策を考えると、実験自身が不可能かと思うこともあった。逆に、今後は、実用的に用いている ^3He ガスの比例計数管についても何らかの対策が必要になろうと考えられる。

[参考文献]

- (1) 空本 誠喜、東京大学博士論文 (平成4年度)
- (2) N. Yamanaka, M. Nakazawa, K. Sakasai, T. Kakuta, H. Yamagishi, M. Katagiri,
“Analysis of a nuclear pumped lasing mechanism for application to nuclear radiation measurements”, Nucl. Instr. & methods, A389 (1997) 533-522
- (3) 納富 昭弘、栄 武二、的場 優、百武 幹雄、中沢 正治、“ α 線の射によりガス計数管中に発生する放電の分光計測” 日本原子力学会「平成8年秋期学会集Ⅱ-6」

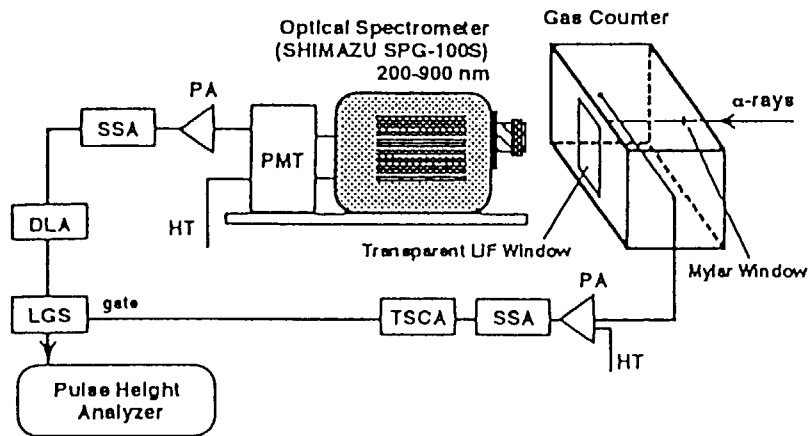


Fig.1 Measurement system of optical emission.

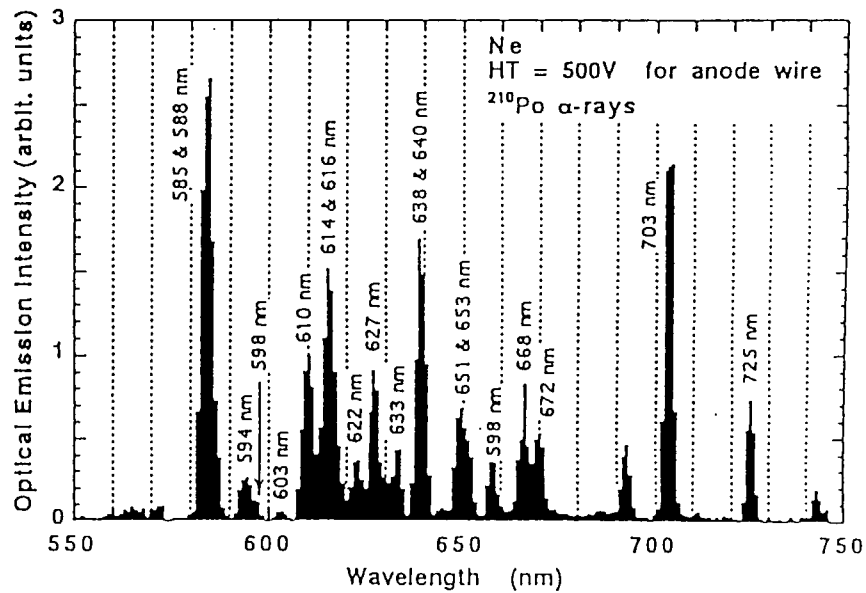


Fig.2 Optical emission spectrum of Ne.

3.2 核励起レーザーの理論的検討 Numerical Simulation for Nuclear pumped Laser

原研 坂佐井 馨

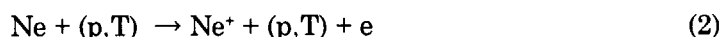
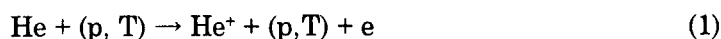
JAERI SAKASAI KAORU

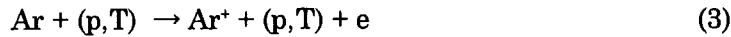
1. はじめに

核励起レーザー (Nuclear Pumped Laser) とは、核反応によるエネルギーを励起エネルギーとするレーザーのことである。核励起レーザーの開発は、レーザーが開発された 1960 年代に原子力エネルギーを光エネルギーに変換するための技術として開始された。その特徴は、高エネルギー出力であること及びコンパクトな核エネルギー源であることである。その応用として、当初は長距離情報伝達やエネルギー輸送が考えられていたが [1]-[2]、最近では、その高出力を利用したプラズマ診断用高出力レーザー、慣性核融合のドライバレーザー等 [3] が提案されている。また、そのレーザー光を利用した光学的な中性子検出 [4]-[7] も試みられている。核励起レーザーを利用した中性子検出の最大の利点は、他の通常のフィッションカウンターや比例計数管のような中性子検出器とは違って、外部から印可電圧を必要としないことであり、また、出力がコヒーレントなレーザー光であるため、周囲の電磁雑音等の影響を全く受けないことである。したがって、全く新しいタイプの自己出力型中性子検出器となる可能性がある。本報告書は核励起レーザーを中性子検出に応用するため、 ${}^3\text{He-Ne-Ar}$ 混合ガスをレーザー媒質としたときの筆者の行った検討結果をまとめたものである。この場合のレーザー発振ラインは Ne 原子の第 2 励起状態 ($\text{Ne}^{**}(3p)$ 準位) から第 1 励起状態 ($\text{Ne}^*(3p)$ 準位) への遷移のうちの 1 つ、 $3p'[1/2]_0-3s'[1/2]_0$ 遷移 (波長 585.3nm) となる。ここに、アスタリスク (*) は、励起状態を示す。

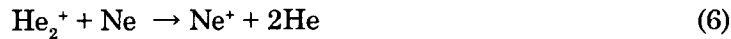
2. 主な反応プロセス

${}^3\text{He-Ne-Ar}$ 混合ガスに中性子を照射したときの、 $3p'[1/2]_0-3s'[1/2]_0$ 遷移に至る主な反応プロセスは以下の通りである [8]。まず、 ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反応によって高速のプロトン及びトリトンが生成される。 ${}^3\text{He}$ の反応断面積は熱中性子に対して 5400(barn) であり、核反応エネルギーは 765keV である。このエネルギーはプロトン及びトリトンに分配され、反応直後のプロトン及びトリトンのエネルギーはそれぞれ、573.47keV 及び 191.53keV である。この 2 つの荷電粒子によって ${}^3\text{He}$ 、Ne、Ar が以下の過程によって電離される。つまり、 ${}^3\text{He}$ ガスは、中性子との核反応によってエネルギーを生成するだけでなく、生成した荷電粒子によって電離されるレーザー媒質でもある。なお、以下では、とくにことわらない限り、He は ${}^3\text{He}$ 原子を意味する。





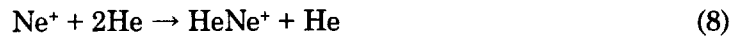
次に、 He^+ のエネルギーは以下の電荷交換過程によって、 Ne^+ イオンに移行する。



ここに、 M は中性原子を表し、具体的には、 $\text{M}=\text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}$ である。この Ne^+ イオンと Ne 原子及び中性原子との3体衝突過程



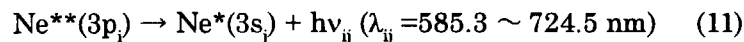
によって Ne_2^+ イオンが生成される。また、 Ne_2^+ イオンは、



によっても生成される。 Ne_2^+ イオンは、解離再結合反応

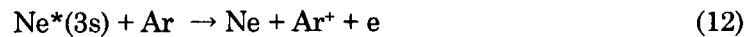


によってレーザーの上位レベルを生成する。ここに、 $\text{Ne}^{**}(3p)$ は $\lambda=585.3 \text{ nm}$ の上位レベルを含む Ne 原子の第2励起状態 (3p 準位) を示し、全部で10準位ある。3p 準位は第1励起状態である、3s 準位 (全部で4準位ある) に遷移する：

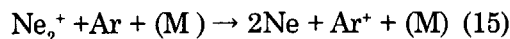
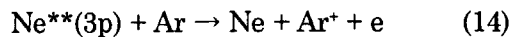
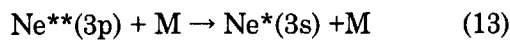


この遷移ラインは全部で30本あり、その波長範囲は $585.3 \sim 724.5 \text{ nm}$ である。

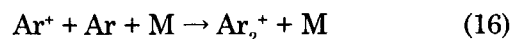
Ar の作用はレーザー反転分布生成を促進するため、レーザー下位レベルである $\text{Ne}^*(3s)$ をペニング反応



によってクエンチすることである。こうして熱中性子束がだんだん大きくなるにつれ、レーザー上位レベルの密度が増し、レーザー下位レベルの密度に近くなり、上位レベルの密度が下位レベルの密度より大きくなって、ある閾値を超えるとレーザー発振が達成されることになる。一方、これらのレーザー発振過程を阻害する反応として、以下の反応がある。



反応 (13) は、中性原子との衝突によってレーザー上位レベルが減少する反応、反応 (14) は Ar 原子がレーザー上位レベルをもクエンチしてしまう反応、反応 (15) は Ar 及び中性原子との衝突によって Ne_2^+ が減少してしまう反応である。また、 Ar のペニング反応でできた Ar^+ イオンは3体反応



によって Ar_2^+ となり、 Ar_2^+ は解離再結合反応

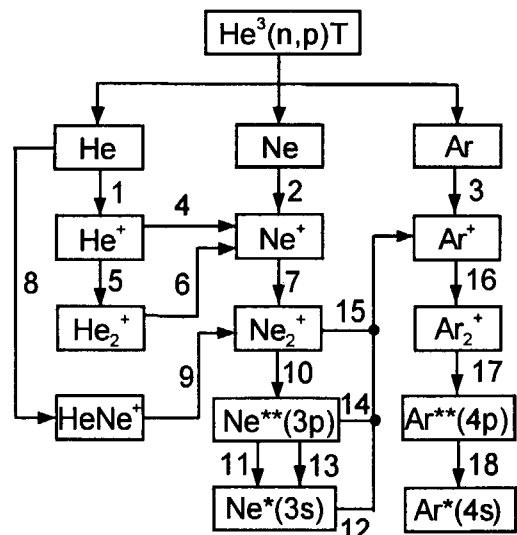
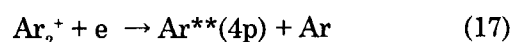
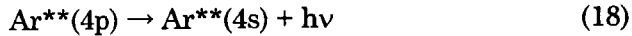


図1 媒質中での主な反応プロセス

によって、 $Ar^{**}(4p)$ となったあと、通常の放射遷移



を行って $Ar^*(4s)$ となる。この一連の反応過程を図 1 にまとめて示す。なお、図中の番号は上記反応の番号に対応している。

3. シミュレーション計算

3He -Ne-Ar レーザーのガス組成を最適化するためにレーザーのシミュレーション計算を行った。以下にその内容について述べる。

本シミュレーションに仮定したイオン、励起原子は、 He^+ , He_2^+ , Ne^+ , Ne_2^+ , $HeNe^+$, Ar^+ , Ar_2^+ , Ar_3^+ , He^* , He^{**} , He_2^* , He_2^{**} , $Ne^*(3s)$, $Ne^{**}(3p)$, $Ne^{**}(4s,5s)$, Ne_2^* , Ne_2^{**} , $HeNe^*$, Ar^* , Ar^{**} , Ar_2^* , Ar_2^{**} である。ただし、レーザー上位レベルと下位レベルを含む $Ne^{**}(3p)$ 準位と $Ne^*(3s)$ 準位はさらに細かくそれぞれ 10 レベル、4 レベルを考慮している。また、考慮した反応の数は約 130 である。計算方法は、各イオン、励起原子に対してレート方程式をたて、これと電子エネルギーバランス方程式、及び電荷保存法則を連立微分方程式として時間積分するものである。電子エネルギーの輸送プロセスには、2 次生成荷電粒子による直接電離、ペニング電離、及び中性原子との弾性衝突によるエネルギー輸送を考慮した。通常、核励起レーザーは中性子パルスによって励起されるが、そのパルス幅はこれらの反応時間 (数十 μ sec) より数桁大きい (数 msec) ので、各イオン及び励起原子は平衡に達している (つまり、時間微分の項がゼロ) ものと考えられる。したがって、実際の計算では時間積分を 1msec で終了させている。計算時間が 1msec でも十分に平衡に達していることは確認できる。

さて、レーザー発振が達成されるには、通常の放射遷移で発生した光がレーザーセル内で増幅されなければならない。レーザーセル (長さ L) 内での対数増幅率 G は、

$$G = \alpha_0 - \beta - p \quad (19)$$

であり [9]、ここに、

$$\alpha_0 = \sigma_{st} \Delta N \quad (20)$$

$$p = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (21)$$

であって、 σ_{st} は誘導放出断面積、 ΔN は反転分布数、 β は媒質内での吸収係数、 R_1, R_2 はミラーの反射係数である。 $G > 0$ がレーザー発振条件であるが、 $\alpha_0 - \beta$ はセルの長さやミラーの反射率に依存しないので、最適なガス組成を決定するのに有用である。つまり、 $\alpha_0 - \beta$ はレーザー媒質の増幅係数とみなすことができる。したがって、 $\alpha_0 - \beta$ が最大となるガス組成を決定することによって、He-Ne-Ar 系ガスの最適化を行うことが可能となる。

図 2 は、熱中性子束が 7×10^{14} (n/cm²/s) のとき、Ar 圧を 10Torr と固定し、Ne 圧を変化させたときの増幅係数を計算したものである。He 圧が増大すれば増幅係数は大きくなるが、Ne 圧は大体

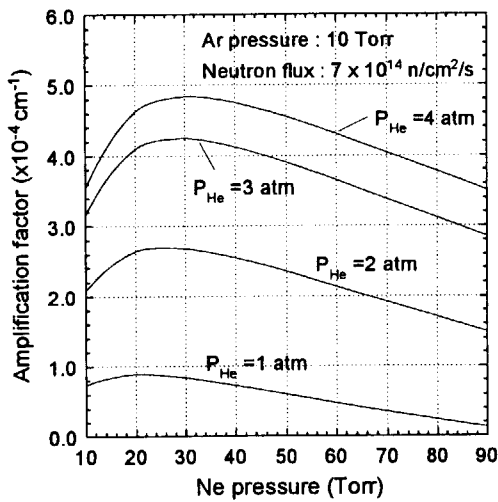


図2 Ne 圧を変えたときの増幅係数

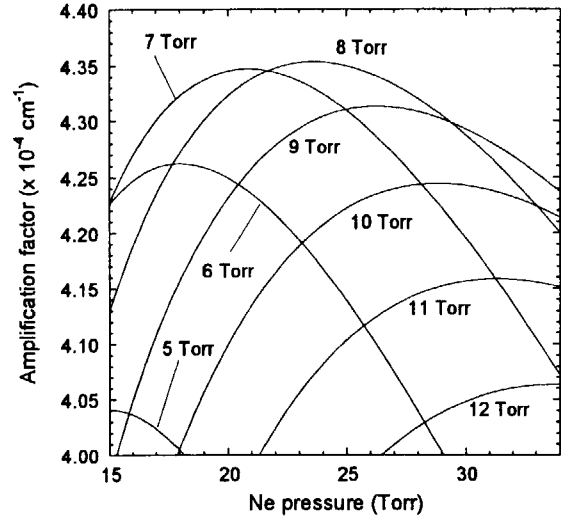


図3 Ne 圧と Ar 圧を変えたときの増幅係数

20Torrから30Torrの間に最適な値を持つことがわかる。Heは基本的にエネルギー入力密度を増大させる役割を果たすので、以下の計算ではHe圧を3気圧と固定して考える。

図3はHe圧を3気圧に固定し、Ne圧とAr圧を変えたときの増幅係数を示す。He圧3気圧のときは、Ar圧によって最適なNe圧は異なってくるが、Ne圧24Torr、Ar圧8Torrのときに最大の増幅係数が得られることガスがわかる。Ar圧に最適な圧力が存在することを明瞭に示すため、図4に、He圧を3気圧、Ne圧を24Torrに固定し、Ar圧を変化させたときの増幅係数を示す。これを見ると、Ar圧8Torrで最大の増幅係数が得られることがわかる。Ar圧に最適値があるのは以下の理由による。つまり、レーザー下位レベルはAr圧が増大するにつれ反応(12)によって減少するが、同時にレーザー上位レベルも同様にクエンチされ(反応(14))、また、レーザー上位レベル密度を決定する解離再結合反応(10)に寄与するNe₂⁺もまた、Arとの電荷交換反応(15)によって減少してしまうからである。図5はHe圧3気圧、Ne圧24Torrに固定し、Ar圧を変化させたときのレーザー上位レベル及び下位レベルの密度及び反転分布数を示す。分布反転はArが2Torrのときに起こるが、反転分布数はAr圧が8Torrのときに最大となり、これは上に述べた最適なAr圧と一致している。ただし、この場合の、反転分布数はレーザーが起こっていないと仮定したときのものであり、実際にレーザー発振しているときは、この値とは違うことに注意する必要がある。同様に、図6はHe圧3気圧、Ar圧8気圧に固定したときのレーザー上位レベル及び下位レベルの密度及び反転分布数を示す。この場合は、Ne圧24Torrにて最適化されていることがわかる。

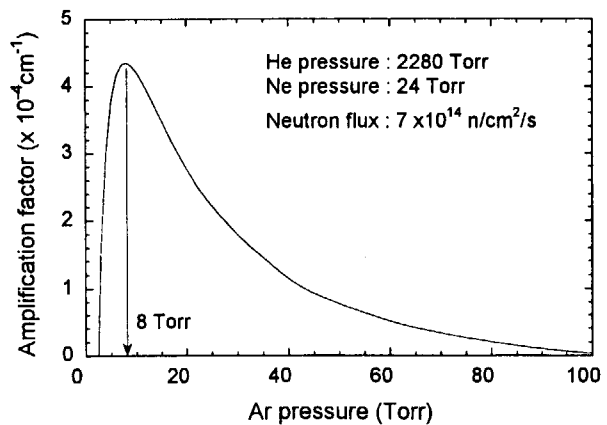


図4 Ar 圧を変えたときの増幅係数

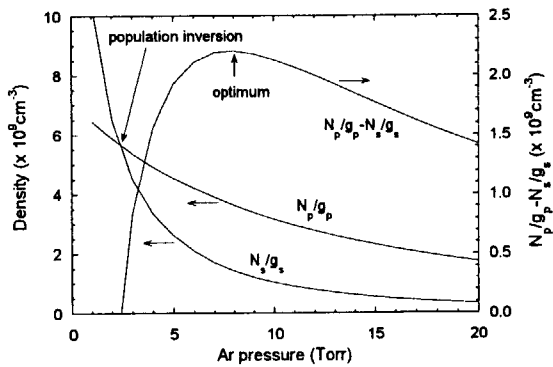


図5 Ar圧を変えたときの反転分布数
He:2280 Torr, Ne:24 Torr,
 $\phi=7 \times 10^{14}(\text{n/cm}^2/\text{s})$

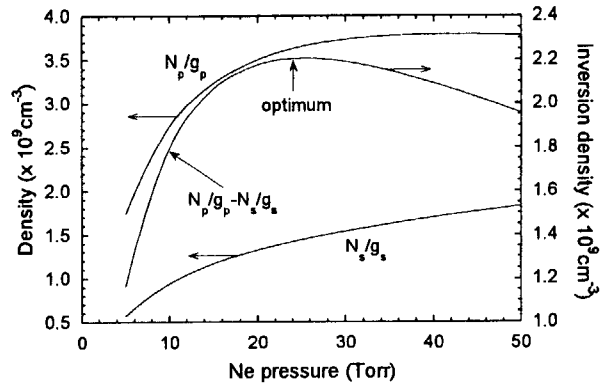


図6 Ne圧を変えたときの反転分布数
He:2280 Torr, Ne:24 Torr,
 $\phi=7 \times 10^{14}(\text{n/cm}^2/\text{s})$

図7はレーザー発振が起こっていないと仮定したときの、He圧3気圧、Ne圧24Torr、Ar圧8Torrの場合の、中性子束に対するレーザー上位レベル及び下位レベルの密度、反転分布数及び対数増幅率を示す。分布反転は約 $5 \times 10^9(\text{n/cm}^2/\text{s})$ で起こることが予想され、ミラーの反射率が $R_1=R_2=99\%$ 、セルの長さが50cmの場合には、レーザー発振は中性子束が $3.3 \times 10^{14}(\text{n/cm}^2/\text{s})$ のときに達成されることがわかる。図8は同じ混合ガスでのレーザー発振後のレーザー出力及びエネルギー変換効率を示す。レーザー出力は中性子束に比例し、光学的な中性子検出に有用であることがわかる。なお、この場合、エネルギー変換効率(入力エネルギーと出力パワーの比)は0.4%を超えないことがわかる。

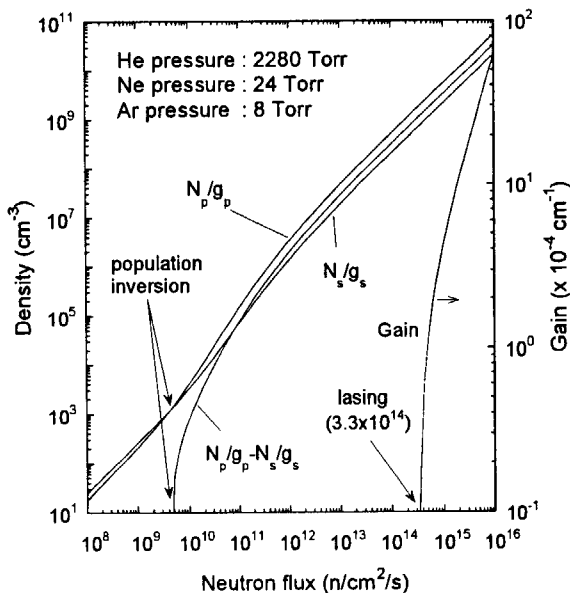


図7 反転分布数及び対数増幅率の中性子束依存性

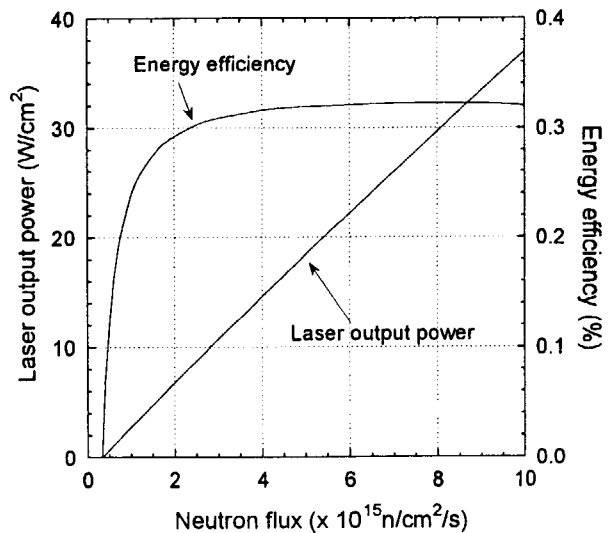


図8 レーザー出力とエネルギー効率

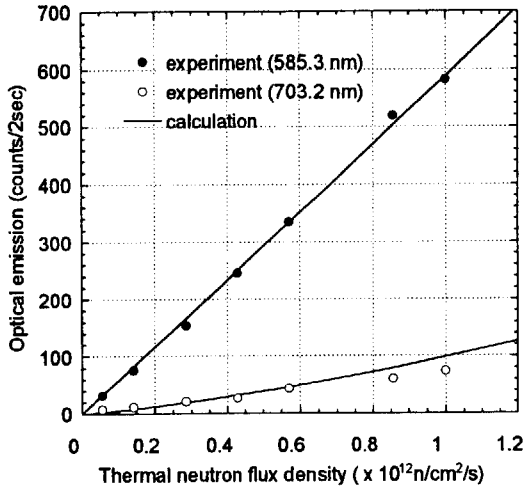


図9 発光強度の計算結果

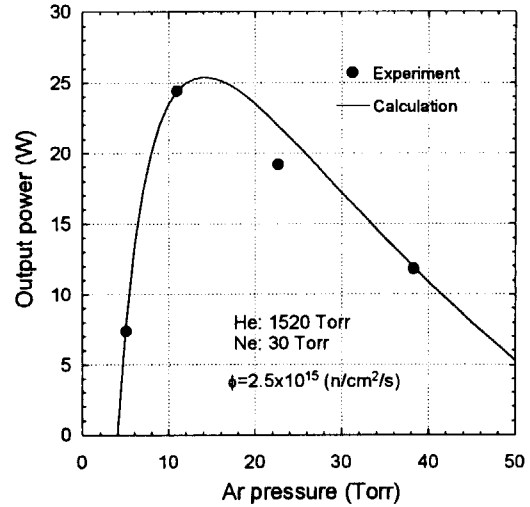


図10 レーザー出力の計算結果

最後に、本シミュレーションの妥当性を示すため、文献に報告された値と計算結果の検討を行った。それを図9及び図10に示す。図9はHe圧1140Torr、Ne圧540Torr、Ar圧206Torrでの $3p'[1/2]_0-3s'[1/2]_0$ 遷移(波長585.3nm)と $3p[1/2]_1-3s[3/2]_2^0$ 遷移(波長703.2nm)の中性子束に対する発光強度を示したものの[7]で、計算結果は中性子束 $0.57 \times 10^{12}(\text{n}/\text{cm}^2/\text{s})$ の実験値にノーマライズしたものである。実験結果と比較すると、シミュレーション計算は585nmと703nmの強度比及びその中性子束依存性を良く再現していることがわかる。図10は、熱中性子束が $2.5 \times 10^{15}(\text{n}/\text{cm}^2/\text{s})$ のとき、He圧が1520Torr、Ne圧30Torrの場合に、Ar圧を変化させたときのレーザー出力を示した[10]もので、計算結果はAr圧5Torrの実験値にノーマライズしたものである。計算によると、レーザー発振はArが2Torrで起こり、最大の出力を与えるAr圧は13Torrである。この傾向は実験結果と良い一致を示すことがわかる。

4. まとめ

$^3\text{He-Ne-Ar}$ ガスを用いた核励起レーザーを光学的な中性子検出に応用するため、その最適なガス組成をシミュレーション計算によって検討した。その結果、この混合ガスはHe圧3気圧、Ne圧24Torr、Ar圧8Torrにて最適化されることがわかった。この場合、レーザーセルの長さを50cm、ミラーの反射率を99%としたとき、熱中性子束 $3.3 \times 10^{14}(\text{n}/\text{cm}^2/\text{s})$ でレーザー発振が達成されることがわかった。レーザー発振後のレーザー出力は中性子束に比例し、 $^3\text{He-Ne-Ar}$ ガスを用いた核励起レーザーを用いることにより、光学的な中性子検出の可能性を示すことができた。

5. 参考文献

- [1] R. T. Schneider and F. Hohl, Adv. Nucl. Technol., 16, 123(1984).

- [2] K. Thom and R. T. Schneider, *AIAA Journal*, 10, 400(1972).
- [3] D. E. Beller et al., *Laser & Particle Beams*, 11, 537(1993).
- [4] A. Okumura et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 306, 530(1991).
- [5] S. Soramoto et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 306, 524(1991).
- [6] N. Yamanaka et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 389, 513(1997).
- [7] K. Sakasai et al., *IEEE Trans. NS-43*, 1549(1996).
- [8] E. G. Batyrbekov and V. A. Danilychev, *Kazah SSR Academy of Science Institute of Nuclear Physics, Preprint No.82*(1992).
- [9] たとえば、霜田光一、レーザー物理入門（岩波書店、1983）。
- [10] Konak et al., *Quantum Electronics*, 25, 739(1995).

3.3 耐放射線光ファイバによる放射線計測

先端基礎研究センター 量子計測研究グループ
角田 恒巳

Optical Fibers and Their Applications for Radiation Measurements

T. Kakuta

Research Group for Quantum Radiation Measurement,
Japan Atomic Energy Research Institute

1. はじめに

紫外域から赤外域まで幅広い光波長帯域を低損失で伝送できることに加え、軽量かつ柔軟な特性を持つ光ファイバは、単に光信号の伝送目的としての利用だけでなく、あらゆる技術分野において光計測媒体として盛んに利用されている。しかし、プラスチックやガラスを素材とする光ファイバが“放射線に弱かった”という短所ゆえに、強い放射線環境下での利用に遅れをとっていた。最近の耐放射線性や耐熱性の向上はめざましいものがあり、厳しい使用環境にも対応できる光ファイバを容易に選択できる状況となってきた。これを契機に、原子力技術分野においても光ファイバを用いる試みが急速に進み、医療から原子炉ドシメトリにいたる広範な分野での利用研究が盛んに進められている。

本稿では、光ファイバを強い放射線場で利用する際に不可欠な耐放射線性の向上について、石英ガラスを素材とする光ファイバに例をとって述べ、次いで耐放射線性の向上によって可能となった新しい放射線計測法や種々のパラメータ計測法、さらに光ファイバの特長を利用した今後の技術的な展開について述べる。

2. 光ファイバの耐放射線性

光ファイバを強い放射線場で使用する場合に最も深刻なことは、着色により光の吸収が生じ、その透過性を悪化させることである。これは、光ファイバ内で放射線によるイオン化や原子のノックオンなどが生じ、これによる格子欠陥が電子やホールを捕捉しカラーセンターを形成することによる。光ファイバの宿命ともいえる現象で、光ファイバの耐放射線性とは通常この問題を指し、放射線場での利用において解決すべき最も重要な課題とされてきた。したがって、光ファイバの耐放射線性の向上には、カラーセンター生成の要因となる欠陥形成の機構解明と、その生成を抑制する技術開発が重要である。

放射線による光ファイバのカラーセンター生成の要因は、大別して二つある。一つは、素材の結合の不完全構造に基づく電荷捕獲である。放射線の照射によって生じた電子・正孔対の多くは短時間のうちに再結合し消滅するが、その一部がこれら不完全構造に捕獲され、新たな欠陥を生じカラーセンターとなる。前駆体と呼ばれるこれら不完全構造は、多くの場合光ファイバ製造時に導入され、その多寡がカラーセンター生成に大きく影響する。他の要因は、放射線によって結合の切断や原子変位が

生じ、新たな電荷捕獲準位を形成することによる。光ファイバが素材としているガラスや高分子材料の結合は、放射線によって容易に切断され、新たな欠陥を生成しカラーセンターを生じる。いずれも、電離性の放射線場でごく普通に起こる電子捕獲作用が、特性上最も重要な光の透過性に大きな影響を与えることから“光ファイバは放射線に弱い”という宿命をを裏付ける事由となっている。

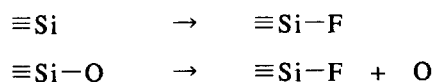
光ファイバは、中心部のコアと外周部のクラッドにより構成されており、その屈折率差により信号光はクラッドとの界面で反射されながら、コア内を伝送する構造となっている。したがって、放射線の影響を考えると、基本的には信号光を伝送するコアの材質を第一に注目すればよい。この点で、放射線に強い光ファイバは、コアの組成構造が単純であるとともに共有結合性が強く、不完全構造の少ない素材を用いて製造する事が肝要である。ドーパントや不純物を含まない高純度の石英ガラス SiO_2 ($\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$) を素材とすることが、耐放射線性の面で優位性があるといえる^{1,2)}。しかし、高純度の石英ガラスといえども製造の際に、酸素欠陥 ($\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$)、非架橋酸素 ($\equiv\text{Si}-\text{O}$)、過酸化酸素 ($\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{O}-\text{Si}\equiv$)、水酸基 OH、酸素及び水素分子の拡散、さらに出発原料の四塩化珪素 SiCl_4 などに起因する微量な不純物により、種々の不完全構造が導入される。これらの多くは、前駆体として電荷捕獲の準位となりカラーセンター形成の要因となる。したがって、単純に組成の純度だけで耐放射線性の良否を判断することは難しい。初期構造欠陥の少ない光ファイバを作製するには、製造のノウハウに係わる部分が多い。

次に、放射線の照射により新たに生成する欠陥について、良質な結合構造を持つ SiO_2 ガラスを例に見てみよう。 SiO_2 ガラス結合 ($\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$) は放射線によって、



として、2分される割合が最も大きい。前者の電荷捕獲が E' センター ($\equiv\text{Si}\cdot$) 215nm で、後者が非架橋酸素正孔センター NBOHC ($\equiv\text{Si}-\text{O}\cdot$) 260、630nm となる。その裾引きにより紫外領域から可視域に至る短波長領域に大きな吸収を生じる。そこで、耐放射線性の改善策として、放射線により生成する新たな欠陥を、他の分子やイオンの結合によって埋め、電荷捕獲を抑制する方法が考えられる。この方法は、光ファイバの製造時に導入される初期構造欠陥に起因する電荷捕獲を抑制する効果も合わせ持っている。従前から、光ファイバ内に水酸基 OH や水素 H_2 を拡散させる方法^{3,4)}が提案されており、特に OH 基による抑制法が良く知られている。 10^6Gy 程度の照射に耐える光ファイバが容易に得られるようになり、原子力施設の放射線環境下での利用に道を拓いてきた^{5,6)}。しかし、OH 結合は 945、1240、1390nm などの波長に大きな吸収を生じるため、広い波長領域で利用できる光ファイバの特長をより有効に利用するには制限がある。

筆者らは、フッ素 F をコア内に拡散させることで電荷捕獲の抑制を図る方法を試み、好結果が得られた^{7,8)}。 SiO_2 ガラスの初期欠陥及び照射欠陥の生成を、F の拡散により、



の結合形態とする方法である。E' センター及び NBOHC 生成を大幅に抑制することができ、格段の耐放射線性を示す光ファイバが得られるようになった。Fig. 1 は、 SiO_2 ガラスにおける E' センターや NBOHC の欠陥形成抑制法を示す模式図である⁹⁾。

コア SiO_2 ガラスに 1.6wt%、クラッド SiO_2 ガラスに 5.6wt% の F を拡散した光ファイバは、中性子及

び γ 線が混在する原子炉の炉心内で $\sim 10^{24}$ n/m²、 $\sim 10^9$ Gy以上の照射に耐えることが確認されている^{7,8)}。Fig. 2は、原研の照射用研究炉JMTR炉心における照射結果で、従来の耐放射線性を付加した光ファイバとの比較で誘起損失の波長依存性を示した。僅かにNBOHCに起因する損失が残るが、大幅に改善されていることがわかる。

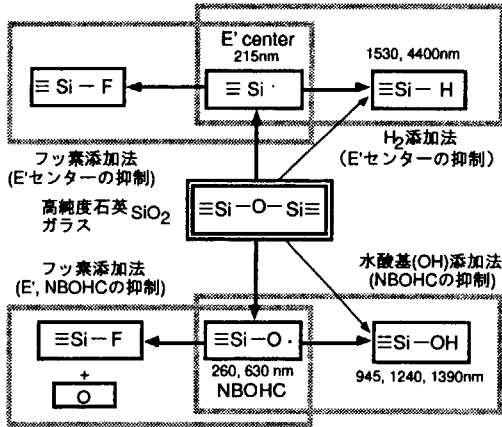


Fig.1 光ファイバの耐放射線性改善法

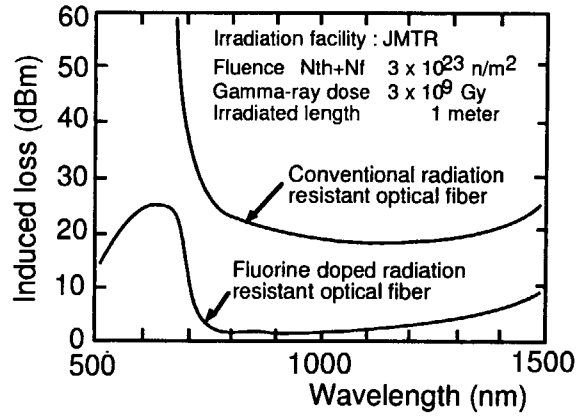


Fig. 2 JMTR炉心照射におけるフッ素ドープ光ファイバの耐放射線性

上記のように、高度に耐放射線性を付与された光ファイバは例外として、多くの光ファイバはE'センター及びNBOHCの生成により、紫外領域～可視領域の波長帯に誘起損失を生じ易い。通常“耐放射線性”と言われる光ファイバは、線量率が ~ 10 Gy/hr程度の放射線環境で使用する場合、広い波長範囲にわたってほとんど問題ないが、より厳しい放射線場で使用するには、耐放射線性の付与状況や利用目的を明確にし、使用可能な線量と波長との関係を把握しておく必要がある。一般的には、おおむね700nm以上の長波長領域で使用することが望ましい。今後、より広範に光ファイバの利用を図るには、更なる耐放射線性の向上と、長波長光の利用技術を開発してゆくことも重要な課題となろう。

3. 放射線場における光ファイバ計測法

光ファイバの耐放射線性の向上により、環境放射線モニタのような微小レベルから、原子炉環境の高レベル放射線場にいたるまで、広範・多岐な利用に適合する光ファイバを選択できるようになった。特に、今まで不可能と考えられていた原子炉の炉心内で光ファイバの使用も可能な状況となり、強放射線場における新しい光計測技術として展開されつつある。以下に、耐放射線性光ファイバを用いた放射線場における計測例として、筆者らが試行的に行った強放射線の検出実験等について述べる。光ファイバ利用の計測法には、光ファイバ自身の量子的効果を利用しセンサ機能と信号光伝送を兼ねるタイプと、小型センサを光ファイバに取り付け信号光を導くタイプの二つがある。いずれも、強放射線場での計測法として耐放射線性光ファイバが“Key Component”となる。

3.1 光ファイバ自身の量子効果を利用した放射線計測例

光ファイバを強放射線場で照射したとき、顕著に現れる誘起発光(Radio-Luminescence)の例を Fig. 3に

示す。400nm~1600nm にいたる広い波長領域において、放射線による誘起発光を観測することができる。Fig. 3 の例は、耐放射線性光ファイバを、原研の研究用原子炉 JMTR の炉心に挿入し測定したもので、定格出力 50MW で運転中の放射線レベルは、高速・熱中性子束密度がそれぞれ $E > 1\text{MeV} : 1.5 \times 10^{22} \text{ n/m}^2\text{s}$ 、 $E < 0.678\text{MeV} : 3.6 \times 10^{22} \text{ n/m}^2\text{s}$ で、 γ 線線量率 $5.0 \times 10^3 \text{ Gy/s}$ である。光ファイバの照射長は約 1 m で、炉心から直接光スペクトラムアナライザへ光ファイバで導き測定した。

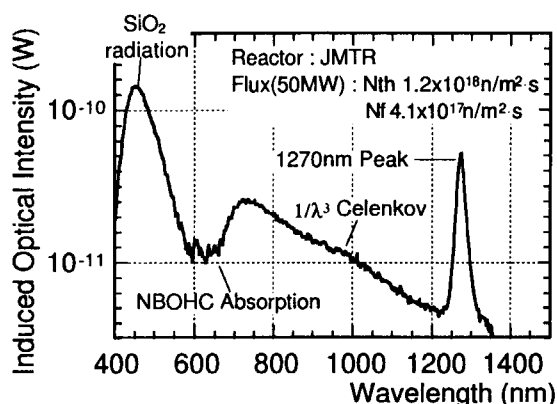


Fig. 3 JMTR 炉心で照射中の光ファイバの誘起発光

誘起発光は、450nm を中心とする比較的ブロードな発光ピーク、1270nm の鋭いピーク、700~1600nm 領域で波長の 3 乗に逆比例 (パワレベル表示で $1/\lambda^3$) する部分にわけることができる。SiO₂ は結合構造に係わる発光として、酸素空孔での励起子による 450nm 近傍の固有発光が良く知られているが¹⁰⁾、強放射線場では 1270nm 付近に鋭い発光ピークがみられる¹⁰⁾。 $1/\lambda^3$ に比例する発光はチェレンコフ発光である¹¹⁾。いずれも発光強度は放射線レベルに比例し、光ファイバ自身をセンサ要素として利用できる機能を有している。

センサ要素として、コア/クラッド径 0.8/1.0mm の大口径光ファイバを用い、JMTR 炉心において観測された SiO₂ の発光スペクトルを、Fig. 4 に示す⁽¹²⁾。比較的ブロードな 450nm の発光ピークが、50MW の定格出力まで明瞭に観測できた。強放射線場では照射欠陥の成長によって、発光強度やピークエネルギーの変動 (波長変動) が予測されるが、その影響も無く高純度の SiO₂ ガラスは欠陥生成の非常に少ない材料であると言える。また、高純度の SiO₂ ガラスを用いた効果として、F センタ(415nm)など不純物による近傍の発光ピークも抑えられている。50MW における試料温度は、 γ -heating により約 500°C となるが 450nm の波長領域では、熱放射による影響も少ない。唯一、チェレンコフ光と重畳されるため、放射線レベルとの関係の評価するには、これを差し引く必要がある。チェレンコフ光は、波長の二

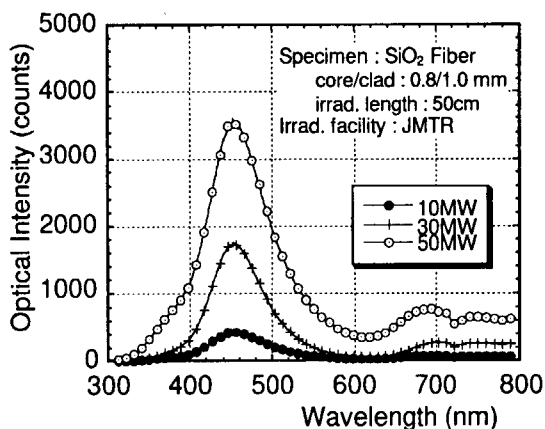


Fig. 4 450nm 帯の SiO2 発光

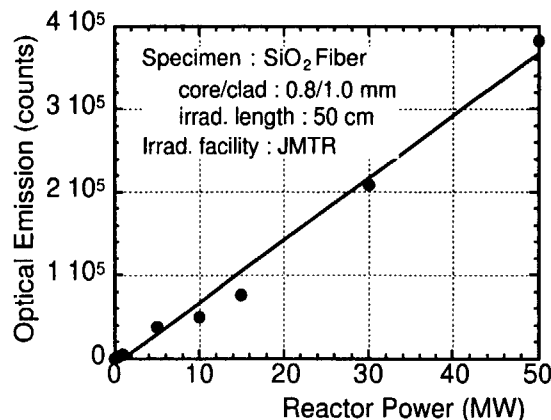


Fig. 5 450nm 帯発光と炉出力の関係

乗に反比例（リニア表示で $1/\lambda^2$ ）することから補正法は比較的単純である。チェレンコフ光を補正した 450nm ピーク領域の発光量（総カウント数）と原子炉出力との関係を、Fig. 5 に示す⁽¹²⁾。測定した炉出力領域として、20kW～50MW に至るまで良好な直線性を示した。いずれにせよ、発光の過程は試料の初期欠陥と含まれる不純物に大きく影響し、放射線種やエネルギーに対しても依存する。SiO₂ ガラスの発光効率を考えると、試料内の欠陥種や不純物などの把握と共に、放射線種とエネルギー同定が重要な課題である。

一方、1270nm の発光ピークに例をとり、その強度と原子炉出力の関係を Fig. 6 に示す。本例では、 γ -heating による影響を少なくするため、センサ要素として細径のコア/クラッド 200/250 μ m の光ファイバを用いた。原子炉出力との関係は良好な直線性を示し、照射による発光ピークの変動も少なかった。

いずれも、高度に付与された耐放射線性の光ファイバにより可能となった計測法と言えよう。光ファイバは放射線場での発光の他に、偏光、散乱、波長シフトなどの量子的効果を有しており、温度、圧力などのパラメータと相関関係を持っている。

これらの効果を有効に使えば、全く新しい概念による原子炉の光計測法へと展開が期待される。また、光ファイバの細径、柔軟性などの特長を生かせば、センサ要素として何処にでも取り付けられることができる。さらに、長尺で使用できるという特長を生かし飛行時間法(TOF)や Time Domain 法を併用すれば、高レベル放射線の分布計測が可能である。

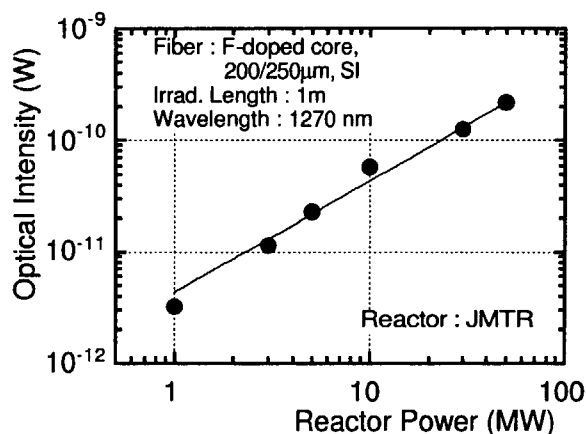


Fig. 6 1270nm ピークと炉出力の関係

3.2 小型センサとの組合せによる光ファイバ検出器

小型のシンチレータなど他の検出素子と光ファイバを組み合わせた検出法としては、検出素子を光ファイバ先端に取り付ける方法、長尺の光ファイバの途中数カ所に取り付ける方法などがある。いずれも微弱な信号光を光ファイバで光電子増倍管など光/電子変換素子に導くタイプである。前者の例として、名大森教授らにより熱中性子測定法などが報告されており、実用性が高い⁽¹³⁾。これは、光ファイバの外径ほどの超小型 ZnS(Ag)シンチレータに、⁶Li の化合物 LiOH を塗布した光ファイバ検出器により炉心マッピングを行うもので、小型で柔軟な特長をいかんなく発揮し、短時間の測定を可能にしている。

筆者らは、高レベルの γ 線検出法として、アルミナ Al₂O₃ を用い不純物 Cr³⁺ による 690nm の発光ピークの利用を提案している⁽¹⁴⁾。⁶⁰Co γ 線による Al₂O₃ の発光波長スペクトルを、Fig. 7 に示す。数 R/hr ~ 10⁶R/hr 以上の線量率に対し良好な直線性を有している。中性子の混在する原子炉の炉心近傍での計測にも好結果を示し (Fig. 8 ~ 9) ており、動力炉の将来型計装として提唱されている炉出力を γ 線レベルで測る方法⁽¹⁵⁾への適用も可能である。また、アルミナ Al₂O₃ は耐熱・耐放射線性共に良好で、500°C 程度の高温下での測定も可能である。純度の高いアルミナと Cr 含有量の調整によって、より実用性の

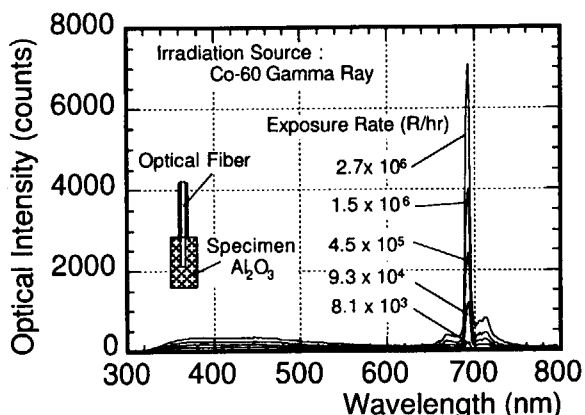


Fig. 7 ⁶⁰Co γ 線によるアルミナの発光スペクトル

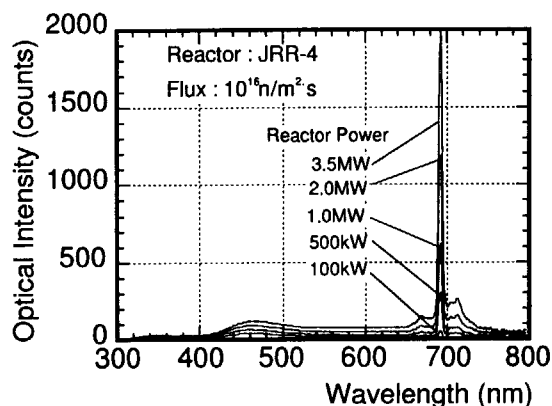


Fig. 8 JRR-4 炉心近傍でのアルミナの発光スペクトル

高い検出器へと発展が期待できる。

一方、重照射下のアルミナ Al_2O_3 からは、放射線による誘起発光(Radio-Luminescence)と共に、アルミナ自身が受ける γ -heating によって、Fig.10 に示すように長波長領域に熱放射光(Thermal-Radiation)を観測することができる。幅広い波長領域から多くの情報を得ようとするには、波長の狭帯域分割により、それぞれの持つ情報を有効に利用することが得策である。熱放射光についても、一つの波長に着目すれば、下記プランクの放射法則により温度計測が可能である。

熱放射束 $\Phi(\lambda)$ は、

$$\Phi(\lambda) = a\epsilon C_1 / \lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1] \quad [W/m]$$

ここで、 λ : 波長、 a : キャビティの放射面積 (光ファイバの受光面積)、 ϵ : 放射率、 C_1 : 第1放射定数 $3.74 \times 10^{-16} Wm^2$ 、 C_2 : 第2放射定数 $1.43 \times 10^{-2} mK$ 、 T : 絶対温度

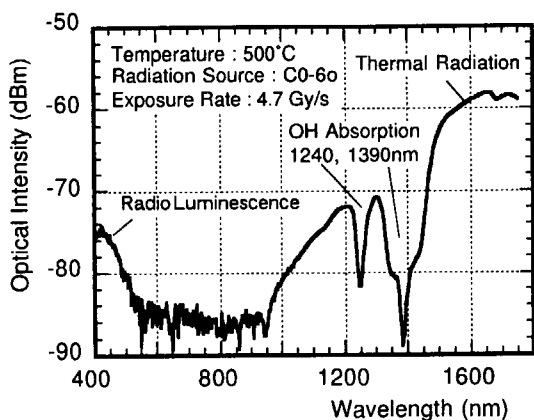


Fig. 10 アルミナ素子からの熱放射光

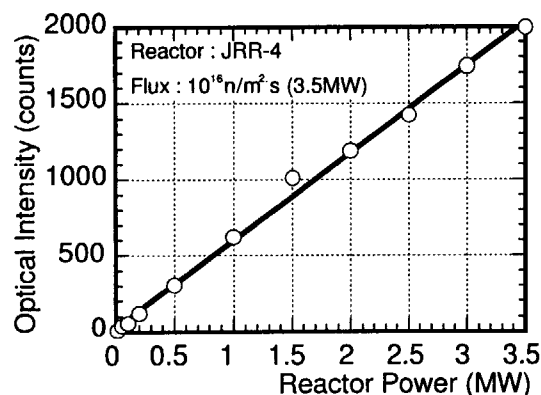


Fig. 9 アルミナ素子の発光強度と JRR-4 炉出力の関係

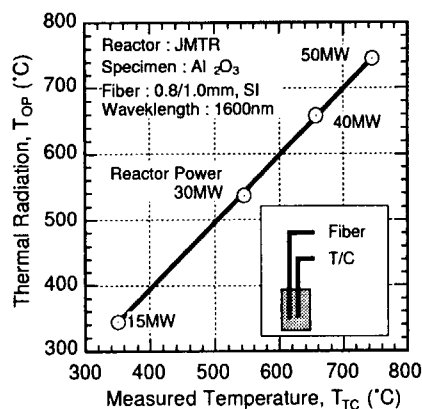


Fig. 11 熱放射光と熱電対温度の比較

JMTR 炉心で照射中のアルミナ Al_2O_3 からの熱放射光を、プランクの放射法則によって計算した結果の一例を Fig.11 に示す。熱電対との比較による直線性も良好であり、 γ -Thermometer として展開できる。また、本法で JMTR で照射中のアルミナ試料の温度をモニタし、十分な耐性 ($\sim 10^{24}$ n/m²) を有することも確認されている¹⁶⁾。

4. まとめ

強放射線場における光ファイバ利用の道をさらに拓くため、その耐性強化の研究と並行し、計測分野への応用について試行的研究を行った。本稿ではこれらの一部を紹介した。

耐放射線性の面では、原子炉の炉心レベルでの使用が可能な光ファイバが得られるようになり、放射線と係わる広範な技術分野で利用研究が盛んに進められるようになった。

放射線計測分野への応用に例をとれば、センサ機能として光ファイバ自身の量子効果の利用や、小型センサとの組合せにより、微弱な放射線から原子炉炉心内の強力な放射線場に至るまで、非常に広い範囲を計測する“Key Component”としての機能を有している。現状は、放射線と係わる光学的メカニズム解明や、その妥当性の面などで模索が続けられている状態といえるが、利用研究はさらに進むものと思われる。また、光学的な計測法は、波長分離により異なるパラメータの計測が可能であるとともに、TOF や Time Domain 法を併用すれば光ファイバの長さ方向の分布計測が可能である。今後、異なるパラメータと共に放射線を同時測定する光学的計測法として集約され、その有利性をいかに発揮することになるだろう。

光ファイバとセンサ要素のさらなる耐放射線性の強化によって、より強力な放射線場での使用が可能になる。例えば、動力炉のインコアモニタとして放射線のみならず、温度、圧力、流量などを同時分布計測するマルチパラメータ計装の利用へと発展が期待される。

文 献

- 1) E. J. Friebele and M. E. Gingerich ; J. Non-Cryst. Solids, 38 & 39, 245(1980).
- 2) T.Kakuta, K.Sanada, et al. ; J. Lightwave Technol., LT-4, No.8, 1139-1143(1986).
- 3) E. J. Friebele, R. E. Jaeger, et al. ; Appl. Phys. Lett., 32, 95 (1978).
- 4) 中居, 徳永, 石川 : “石英系光ファイバの γ 線照射特性”, 電気学会研究会資料, EIM-82-28 (1982).
- 5) 矢作吉之助(編) : 原子力学会誌, Vol.27, No.9, pp.768-803(1985).
- 6) 電気学会技報, II 部 316 号, pp 61-94(1989).
- 7) T. Kakuta, T. Shikama, et al., : 1994 IEEE Conference Record, Vol. 1, NSS11-11, Oct. 30 - Nov. 5, Norfolk, USA, p. 371 (1994).
- 8) 角田恒巳, 他 : JAERI-conf 95-002, p.28 (1995).
- 9) T. Kakuta, T. Shikama, et al., : “Behavior of optical fibers under heavy irradiation” : To be published in the journal of Fusion Engineering and Design.
- 10) K. Tanimura et al., “Creation of quasistable lattice defects by electron excitation in SiO_2 ”, Phys. Rev., Lett. 54, 1650 (1983).
- 11) T. Shikama, T. Kakuta et al., “Study of optical radiation from SiO_2 during reactor irradiation”, NIM B 91

- 342-345 (1994).
- 12) 角田, 坂佐井, 四竈, 他 : “SiO₂ 発光と放射線計測への利用”, 研究会「放射線検出器とその応用」, 21-23 Jan. '98, KEK, 5-6 (1998).
 - 13) C. Mori, et al., : J. Nucl. Sci., 31 [3], 248 (1994).
 - 14) T. Kakuta, et al., : Radiation Detectors and Their Uses, KEK Proc. 96-4, p.197 (1996).
 - 15) R. Raghavan, C. L. Martin, et al., : “Application of the Gamma Thermometer as BWR Fixed In-core Calibration System”, OECD Proc., In-core Instrumentation and Reactor Core Assessment, 203 (1996).
 - 16) F. Jensen, T. Kakuta, T. Shikama, et al., : “Optical measurements of high temperatures for material investigations in nuclear reactor environments” : To be published in the journal of Fusion Engineering and Design.

3.4 耐放射線光ファイバの重照射効果

Heavy Irradiation Effects in Radiation-Resistant Optical Fibers

東北大・金研・大洗 四竈 樹男

Tohoku Univ., IMR, Oarai, Tatsuo Shikama

1. 序

東北大学金属材料研究所附属材料試験炉利用施設では、原子炉内のような重照射場での材料の動的照射挙動の研究のために、原子炉内光学測定を行うためのシステムの開発を行ってきた。〔1〕 このシステムでは、原子炉内の光信号を光ファイバにより炉外計測システムへと伝送しようとしている。これまで、光ファイバは放射線に対して脆弱であると考えられてきており、原子炉のような重照射場で光ファイバを使用する試みは皆無に近かった。しかし、日本原子力研究所先端基礎センタ量子計測グループ、及び(株)フジクラとの共同研究を通じて、熔融シリカベースの光ファイバの照射挙動に関して多くの知見が得られ、耐放射線特性に優れた光ファイバ開発への見通しが得られつつある。また、熔融シリカ光ファイバの重照射下での興味ある挙動が明らかになってきている。〔2-4〕

熔融シリカにおける重照射効果は極めて複雑なものであり、これまで比較的良く研究されてきている、金属系材料、結晶性のイオン結合性セラミックスにおける照射効果モデルはそのままでは適用できない。また、ガンマ線のような純電離放射線の比較的 low 線量照射に対して適用されてきたモデルも成立しないといって過言ではない。本稿ではこれら光ファイバの重照射効果の特徴について概説する。

2. 熔融シリカベース光ファイバ

光ファイバはコア及びクラッドより構成され、コア/クラッド界面での全反射を利用して光を伝送する。重照射を想定する使用環境では通常、コア/クラッドとも熔融シリカが用いられ、添加元素によりそれぞれの屈折率を変化させ、界面の反射率を制御する。シリカは約 200-4000 nm の波長範囲にわたって優れた光伝送特性を示し、伝送ロスはこの波長範囲で $1-10^3$ dB/km 程度であり、重照射下で使用される長さ 1 m 程度を考えた場合、伝送損失は 10-30 dB と非常に小さい。つまり、近紫外から遠赤外の範囲で優れた伝送特性を示す。

波長領域、300-2000nm(紫外から赤外)付近での、透明絶縁系セラミックスにおける光吸収はこの波長に対応するエネルギー準位を持つ電子により生ずると考えられる。理想的な透明石英、サファイアなどの光学結晶ではこれら準位は不純物、構造欠陥と関連してのみ現れる。溶融シリカは長い工学的歴史を持ち現在製造されているものは非常に純度が高く、通常含まれる不純物は水酸基(OH)である。このOHラジカルは近赤外から赤外で大きな吸収を示す。また、サファイアにおいて知られるように、酸素空孔等の格子欠陥が紫外領域での吸収に寄与することが考えられる。化学量論組成がきつく極微量の酸素空孔しか熱平衡では許容しないサファイアと比較してシリカは酸素過剰側に大きな許容組成を持つことは良く知られている。

3. シリカの構造と照射効果(一般)

共有結合性が強いセラミックスであるシリカは基本的には珪素で構成される四面体を酸素が3次元的に結合させた構造であり、陰イオンである酸素が稠密構造を取ることで近似的に理解されるイオン結合性の強い結晶構造(例えばアルミナにおけるコランダム構造、マグネシアにおける岩塩構造)とは大きく異なる。つまり、多数の派生構造を持ち、充填密度が小さい。シリカの中で高温形石英が最も密な構造を有し、その密度は 2.65 g/cm^3 とアルミナ、マグネシアの 3.96 、 3.95 g/cm^3 と比較して小さいが、光ファイバに用いられる溶融シリカはさらに小さな密度を持つ。

溶融シリカはガラス構造であると言われるが基本的には上記四面体の結合構造である。空隙の大きな構造であり、重照射により体積を減少させるのが特徴である。(稠密構造に近いアルミナ等ではスウェリングにより膨張する) アルミナ、マグネシア等のイオン結合性結晶においては、照射により電子的欠陥及び空孔、侵入型原子等の構造欠陥、及びそれらの複合体が生成される。このモデルは複雑であることと、電子的欠陥が存在することを除けば基本的に金属における照射損傷機構と同様である。一方、共有結合性のシリカにおいてはこのようなモデルは必ずしも適切に照射効果を表してはおらず、むしろ、有機化合物における結合の切断、架橋等のモデルが使われる場合が多い。表1にこれまで同定されている欠陥を示し、その構造の例を図1に示す。[5] 通常、金属系材料、イオン結合性材料の照射損傷において用いられる、

空孔(Vacancy)

侵入型原子(Interstitial)

ホール(Hole)

捕獲電子(Trapped electron)

表1 シリカ (SiO₂) における欠陥

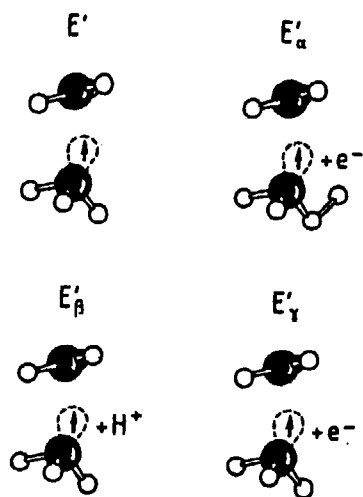
Oxygen-vacancy centres (E' and B) and impurities (A) for crystalline quartz

Label	Spin	Absorption (eV)	Comments	Model
	1/2	5.8	Optical bleaching (ultraviolet, 5.6 eV) (less efficient at liquid-nitrogen temperature) Thermal bleaching (100-400°C) Appears only after previous particle irradiation	Oxygen vacancy with an unpaired electron localized in the sp ³ hybrid orbital extending into the vacancy from an adjacent silicon (parallel to the "short" Si-O bond direction)
	1/2	5.3	Shows proton hyperfine splitting Produced by γ irradiation	"No definitive model". As E' ₁ , but the hybrid is pointing parallel to the "long" Si-O bond direction Could be thermally populated excited state of E' ₁ centre
			Shows proton hyperfine splitting	Hydride ion (H ⁻) trapped in an oxygen vacancy with an additional unpaired electron shared unequally between the two silicon atoms neighbouring the vacancy, or neutral oxygen vacancy forming an E'-type defect with a captive hydride H ⁻ ion
			Produced by X-rays of energy 100 keV or less at T ≤ 77 K Present in as-grown silica Anneal at T ≥ 200 K	(1) Radiolytic process: oxygen moves from an undisturbed site into a neighbouring "bonded" position (i.e. no net breakage of the bond) $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv \xrightarrow{h\nu} \equiv\text{Si}-(+\text{O}-\text{O})+e^-$ (2) Momentary rupture of strained Si-O bond $\equiv\text{Si}\dots\text{O}-\text{Si}\equiv \xrightarrow{h\nu} \equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$
		Optically bleachable	Two neighbouring E' ₁ centres with various possible geometries	
Para 1 = 1		~5.0	Thermally unstable (30-100°C) Can be reactivated by ionization if annealed at T < 120°C Not observed in γ-, X- or neutron-irradiated optical spectra	
		2.65 (τ ≈ 10 ms)	Optically bleachable (λ = 245 nm) Produced <i>only</i> by ion beams (other than H ⁺)	"No definitive model"
		4.3 (τ < 10 ns)	Chemical and radiation annealing Responsible for SiO ₂ -Si interface states in metal-oxide-semiconductor devices Correlated with oxygen deficiency Due to singlet-to-singlet transition	(1) Neutral oxygen vacancy on (≡Si:Si≡) i.e. the precursor of E _γ (2) Produced by breaking of Si-Si bonds (3) Two-coordinated silicon, i.e. with only two neighbouring oxygen atoms (neutral Si ⁰)
A ₁		2.0	Radiation annealing. Some workers resolved these into three Gaussian bands:	Occur only at temperatures high enough to support alkali ion diffusion (T ≥ 200 K)
A ₂		2.7	A ₁ , 1.85 eV (620 nm) A ₂ , 2.55 eV (480 nm) A ₃ , 2.85 eV (355 nm) Optically bleachable by E' ₁ light (5.8 eV)	Hole trapped in a non-bonding p orbital of an oxygen ion located adjacent to a substitutional aluminium (AlO ₄) ⁰ Optical absorption due to light-induced transfer of holes from an O ²⁻ site to an equivalent site

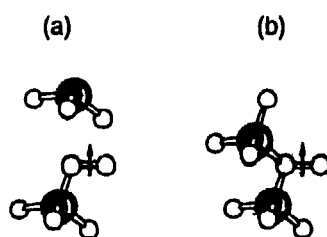
表1 (つづき) シリカ (SiO₂) における欠陥

Oxygen vacancy centres (E' and B) and impurities (A) for amorphous silica

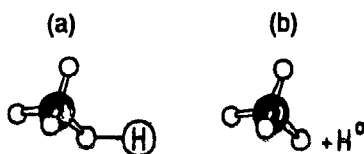
Label	Spin	Absorption (eV)	Comments	Model
E' _β	$\frac{1}{2}$	5.8	Concomitant growth with decay of radiolytic H ⁰ Similar EPR spectrum to that of the surface E' centre observed in silica as well as in α-quartz when fractured in high vacuum	(1) Mobile atomic hydrogen (H ⁰) reacts with pre-existing positively charged three-coordinated silicon (present in the unirradiated as-grown silica). $\equiv\text{Si}+\text{H}^0\rightarrow\equiv\text{Si}\cdot+\text{H}^+$ (2) Due to long-range relaxations of an atomic hydrogen with a neutral oxygen vacancy $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv+\text{H}^0\rightarrow\equiv\text{Si}\cdot\equiv\text{Si}-\text{H}$ The three-coordinated silicon tunnels out of the plane such that hydride ion projects away from the oxygen vacancy NB H ⁺ to unpaired spin separation $\geq 5 \text{ \AA}$
E' _γ			Caused by knock-on collisions Sometimes referred to as E' ₁	Hole trapped at the site of a neutral oxygen vacancy $\equiv\text{Si}-\text{Si}\xrightarrow{h\nu}\equiv\text{Si}\cdot\equiv\text{Si}+e^-$
B ₂		≈5.0	Produced in unirradiated impure amorphous silica Unbleachable optically	Suggested as Al ³⁺ substituting Si ⁴⁺ with an adjacent oxygen vacancy
A ₁		2.3	Intensity increases with aluminium content Peak positions vary with type of alkali present Radiation annealing	Unknown
A ₂		2.9	Band structure changes with time Optically bleachable with E' _γ light (5.8 eV)	



Variants of the E' centre in quartz: \uparrow , unpaired spins; \bullet , silicon atoms; \circ , oxygen atoms. Associated neighbours or charges are also indicated.



Models of the peroxy radical in quartz; (a) non-bridging; (b) bridging.



A model of the non-bridging oxygen hole centre in quartz (a) before and (b) after rupture of an OH bond.

図1 シリカ (SiO₂) における欠陥構造

に対してシリカでは

架橋酸素(Bridging Oxygen): 2個のSiと結合した酸素 Si-O-Si

非架橋酸素(Non Bridging Oxygen):

1個のSiとのみ結合し、1つのダングリングボンドを持つ酸素 Si-O-

非架橋酸素ホールセンタ(Non Bridging Oxygen Hole Center):

上記のものでダングリングボンドにホールを持つもの Si-O⁰

ペロシキ結合(Peroxy bond): 酸素-酸素の直接結合 O-O

ペロシキ架橋(Peroxy bridging): ペロシキ結合を介した四面体結合 Si-O-O-Si

ペロキシラディカル(Peroxy Radical or Superoxide Radical):

珪素に関して見かけ状5個の酸素が結合したもの Si-O-O⁰

などの用語が使われる。

照射効果は通常電子的なものと構造的なものに分けて議論するが、特に金属においては放射線の電子的な効果(Electronic Excitation, Ionization)は原子的な効果(Atomistic Displacement)へは通常は転化しない。そして一般的には熱エネルギーとなり散逸する。しかしながら、セラミックス材料、絶縁物の中には電子的欠陥が構造欠陥へと転化するものがある。これをラディオリシス(Radiolysis)と呼ぶ。熔融シリカにおいてはラディオリシスが生ずることが報告されており、純電離放射線(原子のはじき出しを伴わない放射線、物質の電子系にのみエネルギーを付与する)による照射でも構造欠陥が生成される。熔融シリカに内在する構造欠陥、OH等の不純物がこのラディオリシスを助けるとの結果が報告されている。

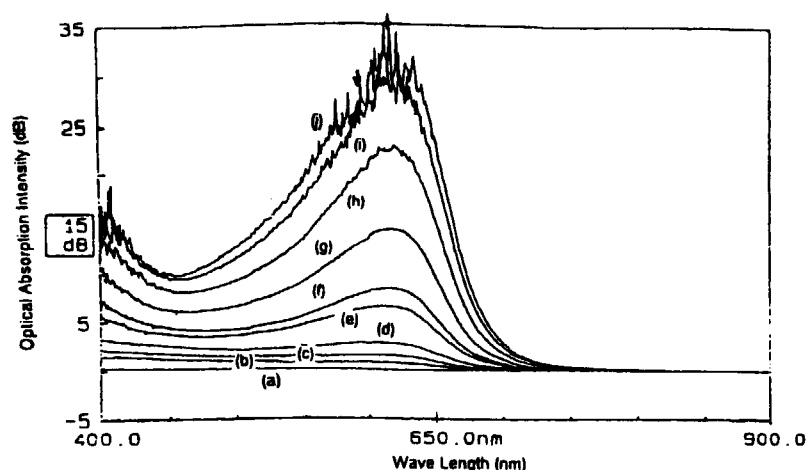
これらのことから、一般にシリカの照射効果は極めて複雑であり、物性物理の領域での照射欠陥の同定がなされているのみで、重照射における欠陥構造、そのエボリューション等についてはほとんど理解されていないのが現状である。

4. 高フラックス核分裂中性子炉による照射結果

図2に原子炉起動時の可視領域での光吸収の成長の様子を示す。大きな光吸収が照射初期より生成する。ここでの照射長さは約1 mであり、50 MW到達時の可視領域の吸収強度はほぼ 10^5 dB/kmを上回る。高速中性子フルエンスにして 10^{24} n/m²程度、電離放射線線量として 10^9 Gy程度まで照射した光ファイバでは可視領域における透光性がほとんど逸失している。

一方、可視領域での光吸収の成長を検討すると、吸収は主に630 nm付近にピークを持つ吸収帯によること、また、300 nmより短波長側にピークを持つ吸収帯が存在することがわかる。これらはこれまでに報告されているE'センタ及びNB OHC(Non Bridging Oxygen Hole Center; 非架橋酸素電子空孔センタ)による吸収に該当すると考えられる。純電離放射線であるガンマ線照射の場合には、

1000 nm付近までに広がる吸収の成長が認められるが、原子炉照射では吸収は700 nmより短波長側に限定される。また、E'センタよりNBOHCの寄与が相対的に大きいのが特徴である。基本的には原子炉照射では、可視領域の吸収はNBOHCと呼ばれる吸収に支配されていると考えられる。



Transmission optical loss through OH-fiber caused by the irradiation during startup of the reactor. Reactor power (a) 20 kW, (b) 500 kW, (c) 1 MW, (d) 3 MW, (e) 5 MW, (f) 10 MW, (g) 15 MW, (h) 30 MW, (i) 40 MW, (j) 50 MW.

図2 原子炉照射における光吸収ピークの成長の例

NBOHCによる吸収強度はほぼ線量率に比例することが実験から推定される。14 MeV中性子による照射結果と合わせると、NBOHCによる可視領域の吸収は初期には線量に比例して増大し、最終的には線量率に比例する吸収強度で飽和すると推定される。飽和吸収強度は高速中性子束 $10^{17} \text{ n/m}^2 \text{ s}$ 、電離放射線線量率 10^3 Gy/s において 10^5 dB/km 程度であり、 $10^{16} \text{ n/m}^2 \text{ s}$ 、 100 Gy/s では 10^4 dB/km (10 dB/m)程度と見積もられる。また、NBOHCと考えられる吸収の成長はファイバの応力状態に依存する可能性がある。

上述のように原子炉照射では大きな吸収の成長は700 nm以下に限定される。これははじき出し損傷により700-900 nm付近の吸収に寄与する欠陥がブリーチされるためと考えられる。このため重照射下においても700 nm以上

での良好な光伝送特性は維持される。850 nmにおける吸収は光ファイバを信号伝送に用いる場合の伝送特性評価として広く調べられている。純電離放射線であるガンマ線照射では850 nmでの吸収は照射量の増大と共に飽和する傾向を示すが、原子炉照射ではほぼ線形に依存し、飽和挙動は示さない。しかしながら、光ファイバの種類によっては850nmでの伝送特性の劣化は非常に小さく、 10^{24} n/m^2 までの高速中性子照射に対してほぼ無視出来る。概略として照射により誘起される光吸収は $1-5 \times 10^3 \text{ dB/km}$ 程度である。この内、2 dB程度は動的照射効果であり、照射下でのみ観測される。ここでは高いOH濃度を持つファイバの特性劣化が顕著である。

劣化に対する温度依存性に関するデータは少ない。前述の核融合装置TFTRの結果では室温より500 K程度の高温でのほうが光ファイバの劣化が少なかったとの報告がある。JMTRでの上述の結果は主として350-420 Kで照射された結果である。照射後焼鈍試験では600-1100 Kにかけての焼鈍で光伝送特性が特に可視部で回復することが報告されている。光ファイバは基本的に耐熱特性に優れる構造となっており、これらの結果は光ファイバを高温で使うメリットを示唆している。

5. これまでの重照射結果のまとめ

熔融シリカ・コア光ファイバは放射線照射下で1000 nm以下の波長領域に光吸収帯を成長させる。高速中性子を伴う照射ではこの吸収は主に700 nm以下に限定される。高速中性子を伴う照射において可視領域での吸収は主として600-650 nmに中心を持つNBOHCによるものと180 nmに中心を持つE'センタによるものとで構成される。この内可視領域での吸収は高速中性子を伴う照射ではNBOHCの寄与が大きい。NBOHCによる吸収は初期には線量に比例して増大するが、ある一定値で飽和する傾向がある。現在の最も良好なファイバではこの飽和値はほぼ $0.5-1 \times 10^4 \text{ dB/km} / 10^{16} \text{ n/m}^2 \text{ s}$ 程度と考えられる。700 nmより長波長側では照射に伴う劣化は小さく、線量に比例しほぼ、 $1-5 \times 10^3 \text{ dB/km} / 10^{24} \text{ n/m}^2$ 程度と見積もられる。光ファイバの照射下での光伝送特性の劣化には内部応力が関係している可能性があり、なるべく応力が負荷されない状態で使うことが望ましい。

光ファイバの照射による劣化は温度依存性があることが考えられる。室温より高温のほうが劣化は少ないと考えられる。

文献

- [1] T.Shikama, T.Kakuta, et al., to be published in ASTMSTP-1325 (1997)
- [2] T.Shikama, T.Kakuta, et al., Nucl. Instr. Methds, B122 (1997) 650
- [3] T.Shikama, T.Kakuta, et al., J. Nucl. Mater., 212-215 (1994)
- [4] F.Jensen, T.Kakuta, T.Shikama, et al., to be published in Nucl. Technol., presented at ISFNT-4, Tokyo, April, 1997.
- [5] F.Agullo-Lopez, C.R.A.Catlow, P.D.Townsend, "point Defects in Materials", Academic Press, 1988, p.162

3.5 OSL を利用した光ファイバ放射線計測法の基礎検討 Fundamental Study of Nuclear Radiation Monitor Using Phosphor of Optically Stimulated Luminescence(OSL) with Optical Fiber

日立 北口 博司 出海 滋
Hitachi Kitaguchi Hiroshi, Izumi Shigeru

1. はじめに

物質に外的な刺激を与えた時、その物質から光が放出する現象は種々の物質に見られる。これらの刺激には熱(TL: Thermal Luminescence)、光(OSL[光輝尽]: Optically Stimulated Luminescence)、放射線(Scintillation)等がある。放射線で一次刺激した物質に光で二次刺激(励起)することによって発光(蛍光)する現象をOSLと呼ぶ。この現象を示す物質[1]にはZnS, ダイヤモンド, BaFBr:Eu, LaOBr:Tb等多くの材料がある。OSLは最初の刺激情報が物質に記憶され、二次刺激で最初の情報を読み出すことができる。イメージングプレート(IP: Imaging Plate)はOSL材料をフィルム状に成形し、2次元平面で利用するX線画像センサである。このIPを用いたコンピューテッド・ラジオグラフィ[2]は従来の医療用レントゲン撮影の代替等で、急速な進展を見せている。

原子力施設等の放射線計測現場は一般に湿度・電磁波等の妨害が多く、常に耐環境性に優れた放射線計測法が望まれている。さらに、低コストで、より多くの放射線計測情報を収集できるシステムの要望が多い。これらの要望を踏まえ、ここでは複数の光ファイバ先端にOSL蛍光体を設け、そのOSL蛍光体に光ファイバを介してレーザー光を照射する分散多点放射線計測法の基礎検討を行った。今回、OSL蛍光体にBaFBr:Euを用いた基礎実験を行い、OSL光量が0.014 Svまでの積算放射線量と比例関係にあることを確認したので報告する。

2. OSL放射線計測の概要

(1) OSL現象

OSL蛍光体[BaFBr:Eu]の発光原理を図1に示す。蛍光体に放射線が入射し、一次励起が起こると蛍光体添加物(Eu^{+2} イオン)の一部は、価電子帯からの正孔(h)で Eu^{+3} イオンとなる。この時、電子(e)は伝導帯を経由して、蛍光体結晶中の格子欠陥(Br

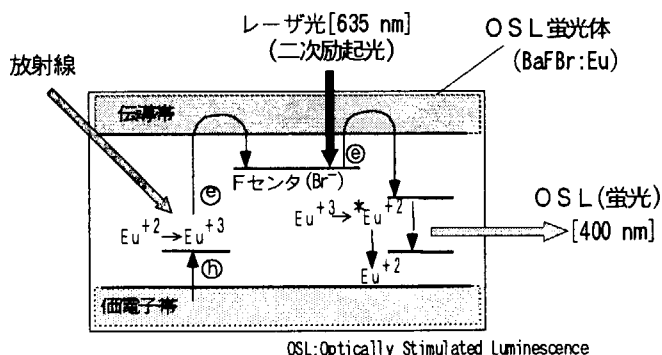


図1 OSLの発光原理

イオン空格子)に捕獲され、準安定状態のカラーセンタ (Fセンタ) を形成する。Fセンタに二次励起光(レーザ: ~635nm)を照射するとFセンタの電子は再び伝導帯を介して Eu^{+3} イオンに戻り、 Eu^{+2} イオンの励起状態 (*) となる。この励起状態 ($*Eu^{+2}$) から基底状態に遷移するときOSL (~400nm) を発光する。Fセンタの形成量は積算放射線量に比例し、OSL発光量から積算放射線量を検量できることになる。このOSLメカニズムについては正孔の捕獲中心が Eu^{+2} イオンではなく、Fセンタと Eu^{+2} 及び酸素等の不純物捕獲中心の複合体であるとの説などがあり[3][4]、現状では明らかにされていない。

(2) OSL放射線計測の概念

図2にOSL分散多点放射線計測の概念図を示す。計測現場の任意の計測点にOSL蛍光体を設けた光ファイバを分散配置する。レーザ光源とOSL計測部

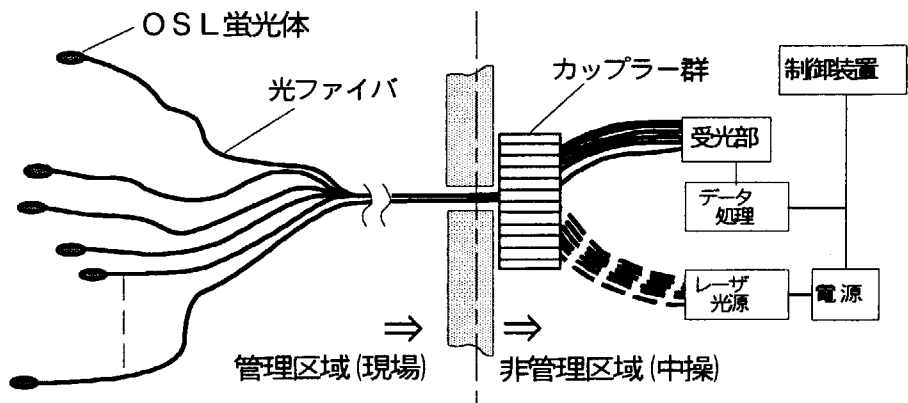


図2 OSL分散多点放射線計測の概念図

(受光部)は環境条件の良い中央操作室等に設ける。光源とOSL受光部の分岐はファイバカップラーで行う。レーザ光を任意のOSL蛍光体に照射し、発光するOSL光をカップラーを介して分光フィルタと光電子増倍管から成る受光部で計測する。この構成で耐環境性に優れた分散多点放射線計測を図る。

以上がOSL分散多点放射線計測の概念である。ここではこの構成を踏まえ、OSL現象の確認や積算放射線量の検量について実験的な基礎検討を行ったので報告する。

3. 実験装置と試験方法

実験装置の構成を図3に示す。コア径 $159 \mu m$ の石英ファイバ(5-10m)の先端にOSL蛍光体を遮光して設けた。レーザ光源には波長635nmの半導体レーザ(定格出力20mW)を用い、レーザ光をコリメータで集光してファイバの一端から照射した。蛍光体が放出す

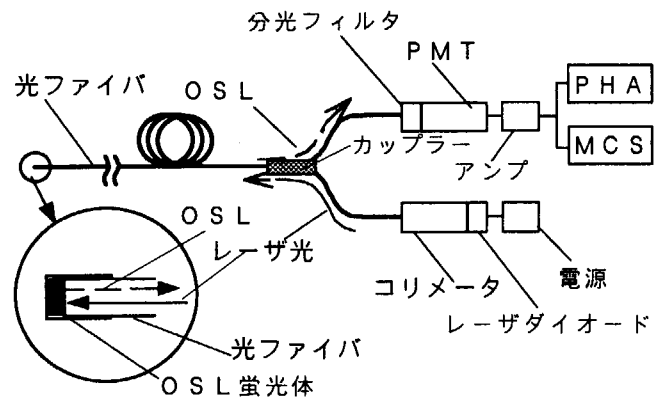


図3 実験装置の構成

るOSLは同じファイバの分岐光路に分光フィルタ(バンドパス波長: 350-450 nm)と光電子増倍管(PMT)を設けて受光し、波高分析器(PHA)と時間分析器(MCS)で測定した。OSL光の確認は検出信号にレーザ反射光の混入があるため、検出信号のS/Nをパラメータにしてレーザ光出力を選定した。レーザ光の照射からOSL発光が起こるまでの時間は1 μ s以下という報告[5]があり、レーザ照射は数秒以下の連続光で行った。PHA, MCSの測定はレーザの照射に同期して行い、MCS測定の時間分析単位は1 ms/chで行った。OSL蛍光体の放射線照射条件は ^{137}Cs の γ 線(照射線量率: 120 $\mu\text{Sv/h}$)を一定時間照射し、OSL受光量と積算放射線量($2.4 \times 10^{-4} - 1.4 \times 10^{-2} \text{ Sv}$)の関係について調べた。

4. 実験結果

(1) OSLの確認

最適な計測条件を設定するため、本実験装置のレーザ光出力と光電子増倍管に入射する光量の関係を調べた。レーザダイオードに許容される電流は80 mA (20 mW)であるが、60 mA (10 mW)以上ではOSL受光部に到達するレーザの反射光量が多く、低雑音の計測ができない。従って、本実験ではレーザの発振開始電流40 mAから60 mAの間でデータを収集した。

OSLをPHAとMCSで測定した結果では、MCSの測定がより顕著に測定できることが分かった。図4は0.014 Sv照射した蛍光体のOSL時間分析スペクトル例を示す。この結果から明らかなように、レーザ照射を開始した直後に顕著なOSLスペクトルが現れる。この図にバックグラウンドスペクトルも示しているが、両者の識別は容易に可能である。OSLはレーザ照射後、数10 ms - 70 ms以内に

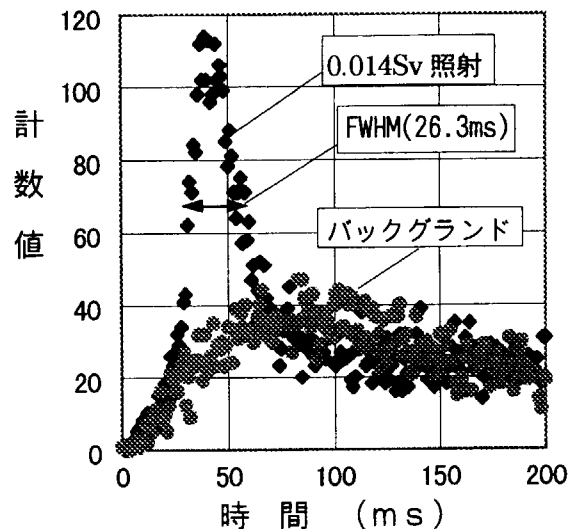


図4 OSLの時間分析スペクトル

放出し、200 ms以降はOSLとバックグラウンドのスペクトルに大きな差異は見られない。バックグラウンドスペクトルはレーザの反射光が主体になっていると考えられる。今回の実験ではレーザ出力3.7 mW (レーザ照射端)が最もS/Nの良い測定条件であった。さらに、同一のOSL蛍光体にレーザ照射を繰り返した場合、OSLは1回の照射で効率良く放出し、2回目以降のレーザ照射ではバックグラウンドレベルとなることを確認した。また、OSLスペクトルはレーザ照射後の40 msをピークに26.3 msの半値幅(FWHM)を示している。このスペクトルは10 mの光ファイバとカップ

ラーを經由したものであり、光ファイバの長さや經由部品によって変わることが推察できる。

以上のことから、OSL蛍光体を利用した光ファイバー放射線計測にはMCS分析法が効果的であり、その計測の基本原理を確認した[6]。

(2) 積算放射線量の検量

OSL蛍光量から積算放射線量(照射線量)を検量するにはバックグラウンド(B.G.)の補正が重要となる。ここではMCS分析の時間100msまでがOSLを示していると仮定し、以下4種の補正法でOSL正味計数値(A)と積算放射線量($2.4 \times 10^{-4} - 1.4 \times 10^{-1} Sv$)の関係を調べた。

(a) B.G.補正なし [0-100msまでの積分値: A_0]

(b) OSL蛍光後、300-600ms時刻の平均B.G.値(B_1)で補正

$$A = A_0 - B_1 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$B_1 = 100 \left(\frac{\sum_{i=300}^{599} C_i}{300} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

C_i : 各MCS時間チャンネルの計数値

(c) OSL蛍光後、500-800ms時刻の平均B.G.値(B_2)で補正

(d) OSL蛍光時刻の0-100msの平均B.G.値(B_0)で補正

この結果、いずれの補正方法においても正味計数値(A)と積算放射線量の関係に直線性を示し、積算放射線量を検量できることが分かった。上記(a)は最も簡便な方法であるが、検量精度が(a)最も悪い。各補正法の検量精度は[(a): $\pm 30\%$] > (b): $\pm 25\%$] > [(c): $\pm 25\%$] > [(d): $\pm 18\%$]の順になる。このなかで積算放射線量ゼロで計数値ゼロの関係を維持するのは(d)の補正法だけである。図5は、この補正処理(d)で検量線を作成した結果を示す。この結果から明らかなように積算放射線量と計数値のゼロ点も一致し、B.G.の補正処理を満足する検量線が得られることが分かった。また、この検量精度はOSL蛍光体の照射サンプルをより厳密に製作することによって、更に向上できると考える。

これらの結果から、分散多点放射線計測への適用を踏まえた各B.G.補正方法を評価すると以下のようなになる。(a)の方法は簡便であるが、検量精度に問題点が残る。(b)、(c)

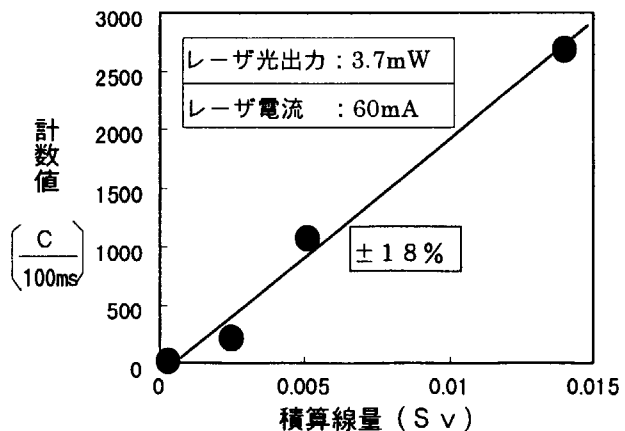


図5 OSLと積算放射線量の検量線

の方法はOSL蛍光と時刻の異なるMCSデータで補正を行うため、2度のデータ採取や平均化処理を伴い、若干複雑な処理となる。(d)の方法は1回目と2回目のOSL蛍光の差でB.G.補正を行う方法であり、計測システムのシーケンスが複雑になる。しかし、今回の10回程度の再現性実験では、1回目のレーザー照射でOSL蛍光体が完全に消尽することを確認しており、あらかじめB.G.を把握しておくことによって簡便なB.G.補正が可能になる。従って、この補正(d)は最も実用的な方法といえる。

以上の結果から、本計測法とレーザー光路の光学キャン構成を組み合わせ、低コストで耐環境性に優れた多点放射線計測技術の見通しを得た。

5. まとめ

OSL蛍光体(BaFBr:Eu)に光ファイバを経由して半導体レーザーを照射し、蛍光体の励起で放出するOSLを計測することによって積算放射線量を検量する新しい放射線計測の原理を確認した。

OSLの計測には時間分析法が優れ、散乱光等のバックグラウンド補正を行うことによってOSLと積算放射線量が比例関係($\pm 18\%$)にあることを確認した。また、OSL蛍光体は一回のレーザー照射で消尽(放射線未照射状態)できることが分かった。

本計測法はエネルギー特性の把握、フェーディング及び繰返し使用の再現性等の課題があるが、以上の基礎検討結果から、レーザー光路の光学スキャン構成を組み合わせ、低コストで耐環境性に優れた多点放射線計測への応用展開が望める。

参考文献

- [1]V.G.Krongauz,et al.:J. Luminescence 9,P61(1974)
- [2]宮原諄二：イメージングプレート；固体物理，Vol.21,No.3,P48(1986)
- [3]T.Hangleiter et al.:J.Phys.,Condensed Matter,2,P6837(1990)
- [4]T.K.Koschnick et al.:Phys. Rev. Letts.,67.P3571(1991)
- [5]塩谷繁雄：輝尽発光の機構について；Radioluminograhya,Vol.1,No.1,(1992)
- [6]北口博司，他：原子力学会 [1997秋の大会]，C15，(1997)

3.6 光ファイバーによる温度・放射線分布測定法

Temperature and Radiation Distribution Measurements Using Optical Fibers

東京大学 高田 英治
Univ. of Tokyo Takada Eiji

1. 背景と目的

光ファイバーは、電気ケーブルよりも多くの情報を伝送できる、耐電磁環境性が高い、等の長所を有することから、主に通信分野で広く用いられている。また、光ファイバーを用いるセンシング技術についても検討が行われ、温度、歪みのような物理量分布を測定可能な手法が開発され、実用レベルに達している。また、光ファイバーを用いる放射線分布センサーについても従来から研究が行われ、離散的あるいは連続的に放射線分布が測定可能なシステムが開発されている。

本研究では、ラマン散乱型温度分布センサーに着目し、放射線照射時の影響を評価するとともに、補正手法の開発によって適用可能な領域の拡大を目指した。また、実機への適用性検討のため、高速実験炉「常陽」の一次系配管での継続的な温度モニタリング実験を行った。一方、放射線分布測定手法については、長波長発光体を用いることによって耐放射線性を高め、光ファイバー型放射線分布センサーの適用領域の拡大を目指した。

2. ラマン散乱型温度分布センサーの放射線環境下への適用

ラマン散乱型温度分布センサー (Raman Distributed Temperature Sensor : RDTS) は、数 km にわたる長距離の温度分布を一度に測定できる長所を有しており、発電所や事務所ビル等の温度モニタリングに適用されてきた。本研究においては、RDTS の原子力関連プラントへの適用性を高めるために、放射線誘起誤差の補正手法について検討を行うことを目的とした。また、実機配管上の温度モニタリング実験を実施し、問題点の抽出や長期連続使用の可能性を検討した。

(1) RDTS の原理

レーザー光のような高強度の光が光ファイバー中に入射すると、光ファイバー中の各点において後方散乱が生じ、入射側に散乱光が伝搬してくる。散乱光の大部分は、入射光と同じ波長のレイリー散乱光であるが、その両側に少し波長が変化したラマン散乱光がみられる。ラマン散乱光は 2 成分からなっており、レイリー散乱光よりも長波長のものはストークス成分、短波長のものはアンチストークス成分と呼ばれる。ストークス成分、アンチストークス成分の強度比から、散乱点での温度を知ることができる。[1][2]

一方、分布を測定するためには、Optical Time Domain Reflectometry 法 (OTDR 法) が用いられる。OTDR 法ではパルスレーザー光を光ファイバーに入射させ、光ファイバー上の各位置からの後方散乱光を、入射側でカップラーを介して測定する。測定波形の時間を距離に変換することにより、レイリー散乱を用いる OTDR 法では、光ファイバー上の損失分布が測定できる。ラマン温度分布測定では、ストークス成分、アンチストークス成分を後方散乱光を波長多重化装置や波長フィルターによって分離し、光検出器によってそれぞれ測定する。通常の OTDR 法と同様に、

測定波形の時間を距離に変換すれば、光ファイバー上の温度分布を一度に測定することが可能である。

(2) 放射線照射による RDTs 測定結果への影響

光ファイバーに放射線が入射すると、カラーセンターの生成により伝送損失が増加する。従って、検出器に到達する信号強度が低下し、S/N の劣化を招く。また、RDTs では 2 つの波長の異なる成分の比をもとに温度を計算するため、放射線誘起損失の波長依存性の影響を受け、実際の温度とは異なる測定結果が得られる。通常、1100nm 程度までは低波長側ほど放射線誘起損失量が大きいため、波長の短いアンチストークス成分の方がより小さく測定される。^[3]

(3) 放射線誘起誤差の補正法に関する検討

RDTs の適用可能線量率領域の拡大、RDTs 用光ファイバーの寿命延長を目的とし、次のような放射線照射によって生じる誤差を補正する手法について検討した。

- 温度分布、及び放射線量率分布が一様に近い場所への適用を念頭におき、2 本の熱電対の測定結果をもとにその間の領域の誤差を平均的に補正する手法。
- 光ファイバーを対象領域の端まで設置した後、同じ経路を通して RDTs まで引き戻すループ型の設置を行う方法。光ファイバー上に同じ放射線、温度条件の場所の対が生成されることになり、これらの対の間の比較を通じて、温度、放射線の条件が一様でなくとも放射線誘起損失の影響の補正が可能である。

ループ型設置による補正手法の可能性を実証するための模擬実験を、図 1 に示すような体系で行った。測定には Ge ドープ石英コア光ファイバー、及び入射波長:854nm の日立電線製 RDTs (FTR030) を用いた。照射後 80 分経過した時点での測定結果を、図 2 に示す。これを見ると、補正を行わない場合には、放射線誘起誤差が顕著に現れ、60m 先では 25℃ 程度の負の誤差が生じていることが分かる。一方、補正アルゴリズムを用いた場合には、ほぼ実際の温度分布と同様の分布が測定できた。この結果より、本補正手法の妥当性が確認できた。

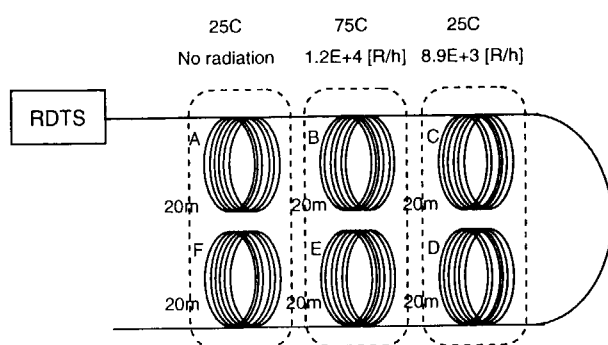


図 1 ループ型設置による補正手法の実証実験体系

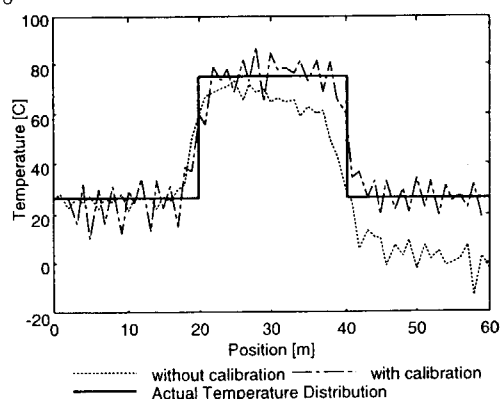


図 2 ループ型設置による実証実験結果

一方、ループ型設置を行えば放射線に起因する負の誤差は補正することが可能である反面、使用する光ファイバーの長さが 2 倍になるという短所を有している。光ファイバーの先端部 (位置的には RDTs の近く) に関する S/N の悪化が光ファイバーの寿命を決定する。

(4) 実際の原子力プラントへの適用

長期にわたって原子力プラントで使用した場合の影響評価、及び放射線誘起誤差補正手法の妥当性検討のため、高速実験炉 常陽 (動力炉・核燃料開発事業団) において実験を行った。図3に示す。測定には入射波長:1054nm の日立電線 FTR010 を用いた。光ファイバーには日立電線製ポリイミド被覆 SI 型 (コア径:50 μ m、クラッド径:125 μ m、SUS 保護管入り) を用い、常陽一次系配管の外装板表面に、約 50cm ピッチで螺旋上に巻き付けたうえで、Al テープによって固定した。光ファイバー上の3点に熱電対を設置し、FTR による測定結果との比較を行った。FTR からの距離は、

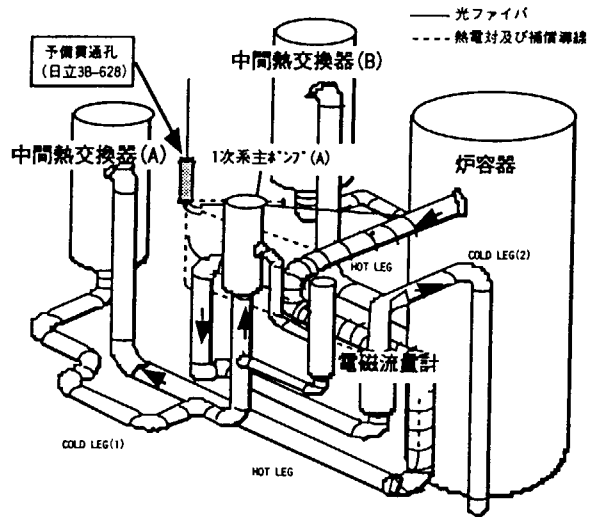


図3 常陽一次系への光ファイバー及び熱電対の設置状況

TC-1:102m、TC-2:62m、TC-3:47m である。測定は常陽の第30運転サイクル (1997年3月3日~5月20日)、第31運転サイクル (1997年7月14日~9月12日) を通して行った。第30サイクルの出力上昇前 (3月17日) の温度測定結果と、第31サイクルの定常運転終了前 (9月11日) の測定結果を、図4に示す。出力上昇前には、FTR による測定結果と熱電対による測定結果が良く一致しているが、9月11日の測定では、負の温度誤差が明瞭に確認された。

TC-1、TC-3の位置に関するFTRと熱電対の測定結果の違いを、図5に示す。TC-1位置に関しては、第30サイクルの出力上昇時に急速に温度誤差が大きくなり、30 $^{\circ}$ C近くに到達した。しかし、このような初期の増加の後には、放射線誘起誤差の飽和傾向が見られている。さらに、31サイクルにおいては、誤差が徐々に減少する傾向が観測されている。これは、外気温の上昇に伴って一次配管領域の室温が上昇したために、放射線誘起損失が小さくなったためと考えられる。

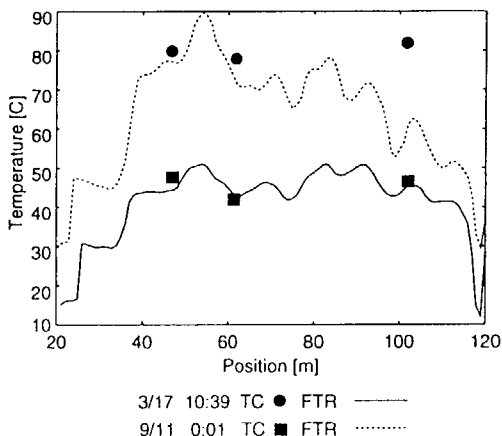


図4 常陽における温度測定結果 (1997年3月17日、1997年9月11日)

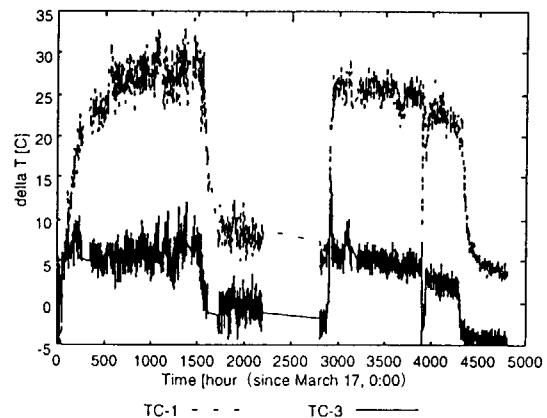


図5 TC-1、TC-3の位置に関するFTR、熱電対の測定結果の食い違いの推移

常陽の一次配管領域の線量は、主に冷却材の液体 Na の放射化によって生成する ^{24}Na に起因し、配管表面での γ 線量率は $6.4 \times 10^3 \text{R/h}$ から $7.7 \times 10^3 \text{R/h}$ の間でほぼ一様と仮定できる。さらに、定常運転期間中には、配管表面の温度もほぼ一定に近いと考えることができる。そこで、ここでは2つの補正手法のうち、熱電対による補正手法の適用を試みた。

TC-1 及び TC-3 による測定結果を用い、この2点の間に関する FTR による測定結果を補正した結果を図6に示す。補正前には TC-2 位置での誤差は 8°C に達していたが、補正を加えることにより、約 2.5°C まで誤差が小さくなっていることが分かる。

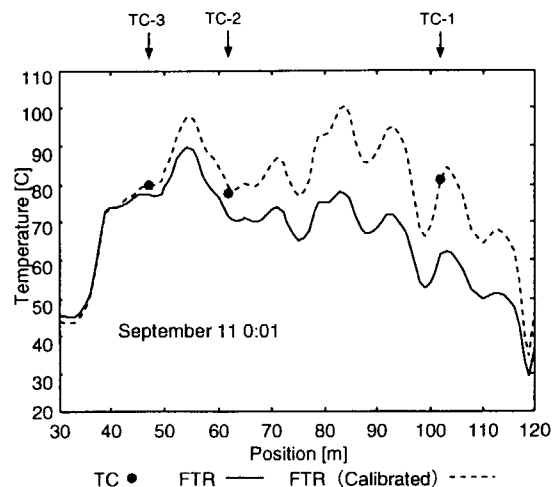


図6 TC-1、TC-3の測定結果を用いた誤差補正結果

今後は、ループ型設置による実機測定を行うとともに、

- 数mに及ぶ空間分解能の悪さを補うための、光ファイバー設置方法の検討
- 使用するレーザーの改善による時間応答性の改善

等を行うことが必要である。

3. 耐放射線性光ファイバー放射線分布測定法に関する検討

光ファイバーを用いる放射線分布センサーについては、

- 光ファイバーの先端に設置したシンチレータを移動させながら分布を測定する手法^[4]
- シンチレータ内部に波長シフト用の蛍光光ファイバーを貫通させた構造を数珠つなぎにし、飛行時間差法の適用により離散的な放射線分布を測定する手法^[5]
- プラスチックシンチレーティング光ファイバーを用い、両端からの信号に飛行時間差法を適用することにより、連続的な放射線分布を測定する手法^[6]

等が従来から検討され、その可能性が実証されて来た。しかし、これらの方法では、 $400\text{nm} \sim 500\text{nm}$ 程度の発光が主に用いられ、光ファイバーに放射線が照射された際の損失増加がこの波長領域では非常に大きいことを考えると、高い線量率の領域での長時間の使用は困難であるという問題点があった。そこで本研究では、光ファイバー中の放射線誘起損失が可視 $\sim 1000\text{nm}$ 程度では長波長側ほど小さいという特性を生かし、 700nm 以上の長波長発光を放射線分布測定に適用するための基礎的な研究を行った。^[7]

図7に、 $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ に Pr^{3+} 、 Nd^{3+} 、及び Yb^{3+} をそれぞれ添加したサンプルに対し、 ^{60}Co γ 線を照射した場合の発光スペクトルを示す。測定は光ファイバーの先端にサンプルを設置し、光ファイバーを分光システム (Ocean Optics:S2000) に接続することにより行った。可視域で大きなピークが見られるが、 800nm 以上にも発光ピークが確認できていることが分かる。

$\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Pr}^{3+}$ を光ファイバーの先端に設置し、 ^{60}Co γ 線を照射しながら長時間の測定を行った際の、ピーク面積の推移を図8に示す。 $660\text{nm} \sim 680\text{nm}$ のピークが90分後に約 $1/3$ まで低下しているのに対し、長波長側のピークでは影響が小さいことが分かる。従って、光ファイバー中の放射線誘起損失を考慮すると、長波長発光を利用した方が有利であることが示された。

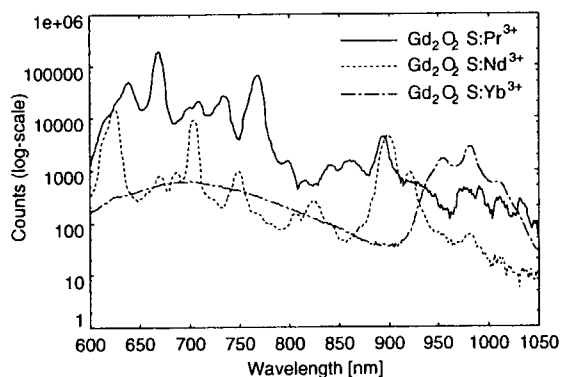


図7 Gd₂O₂S に Pr³⁺、Nd³⁺、Yb³⁺ を添加したサンプルからの発光の測定結果

また、Gd₂O₂S:Pr³⁺ の 880nm~910nm の発光ピークに対する放射線誘起損失の影響を、入射波長 850nm の OTDR 法による測定をもとに補正する手法について、検討した。実験の結果を図 9 に示す。補正をしない場合には、ピーク面積が 20%程度小さくなっているが、補正を加えることにより、5%程度の変動に抑えられていることが分かる。今後は、イメージセンサ等の活用により、分布測定のためのシステムの構築を目指す予定である。また、耐放射線性の高い

新型シンチレーティング光ファイバーの開発を目指し、ガラスに希土類イオンを添加したサンプルからの発光スペクトルを測定した。発光強度と母材ガラスの製作容易性から、石英ガラスに Eu³⁺ を添加したものが有望であることが示された。

4. まとめ

RDTs による温度分布測定は、ループ型の設置を行うことにより、軽水炉一次系で数 10 年、高速炉一次系でも少なくとも数年は継続使用可能であると考えられる。今後、時間応答性等がさらに改善されれば、プラントの安全モニタリングの新しい手法として有用である。一方、放射線分布測定については、低線量率の場所では現在までに提案された方法で十分対応可能である。ここで述べたような長波長発光を利用する手法を用いることにより、より高線量率の場所でも使用可能となるものと期待できる。

参考文献

- [1] Darkin, J.P. et al., *Electronics Letters*, vol.21, 1985, 569
- [2] Ogawa et al., *Hitachi Cable View*, vol.9, 1990, pp.21
- [3] F.Jensen et al., to be published in *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*
- [4] C.Mori et al., *J. of Nucl. Sci. and Tech.*, vol.31, no.3, March 1994, pp.248-249.
- [5] T.Maekawa et al., *J. of Nucl. Sci. and Tech.*, vol.33, no.5, May 1996, pp.381-389.
- [6] E.Takada et al., *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol.42, no.4, August 1995, pp.570-574.
- [7] E.Takada et al., to be published in *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*

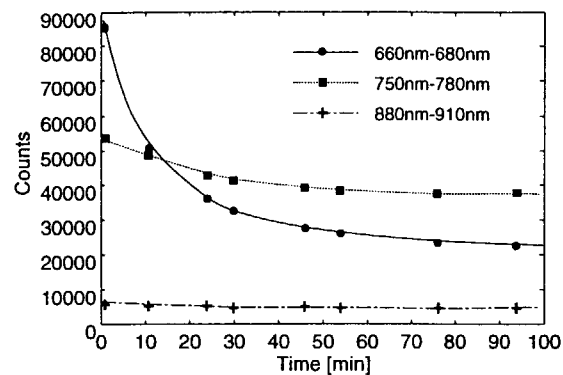


図8 Gd₂O₂S:Pr³⁺ からの 3つの発光ピーク面積の時間推移

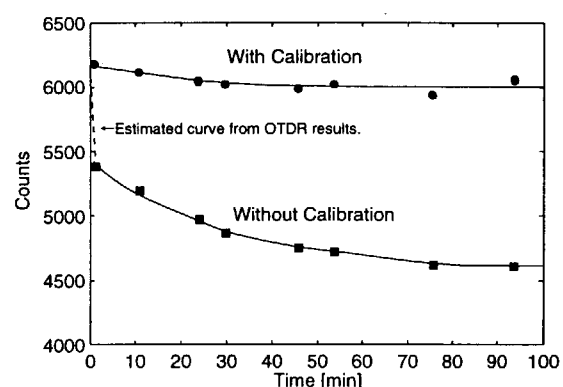


図9 Gd₂O₂S:Pr³⁺ からの 880nm~910nm の発光ピークに対する OTDR 法による補正結果

3.7 光ファイバ放射線センサによる γ 線・ β 線モニタリング技術 Gamma-ray and Beta-ray monitoring using Fiber-optic Radiation Sensor

(株)東芝 前川 立行

TOSHIBA Corp. Maekawa Tatsuyuki

1. はじめに

これまでに、シンチレータの光を波長シフトファイバの蛍光変換作用により集光する光ファイバ放射線センサ（光導波型シンチレータ）と、これを利用したシステムを開発してきた⁽¹⁻³⁾。このシステムは構造が簡単、無電源、多点測定、遠隔測定、無誘導・耐ノイズといった数多くの特長を持つと共に、従来型の放射線センサに比べて小型化や耐環境性の向上が見込まれる。こういった特長を活かして、原子力プラントをはじめとする放射線取扱諸施設で必要とされる種々の放射線モニタリングへの適用が可能である。本稿では γ 線ならびに β 線のモニタリングシステムの例を紹介する。

2. γ 線モニタリングシステム

“光導波型シンチレータ”と称する放射線センサの基本構造と、これを用いたシステム概念を図1に示す。センサ部は、コアに蛍光体を含む波長シフトファイバを埋め込んだ透明ライトガイドとシンチレータとを組み合わせた簡素な構造である。放射線の入射により発生するシンチレーション光（波長：420～430nm）が、波長シフトファイバのコア部分で吸収され、より長い波長（490～500nm）を持つ蛍光が再放出される。この蛍光はコア内に捕獲されたままファイバ中を伝送されるため、波長シフトファイバ両端面から蛍光パルス出力として取り出すことができる。

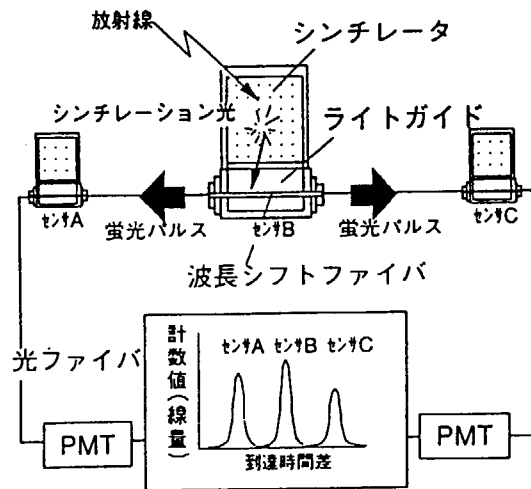
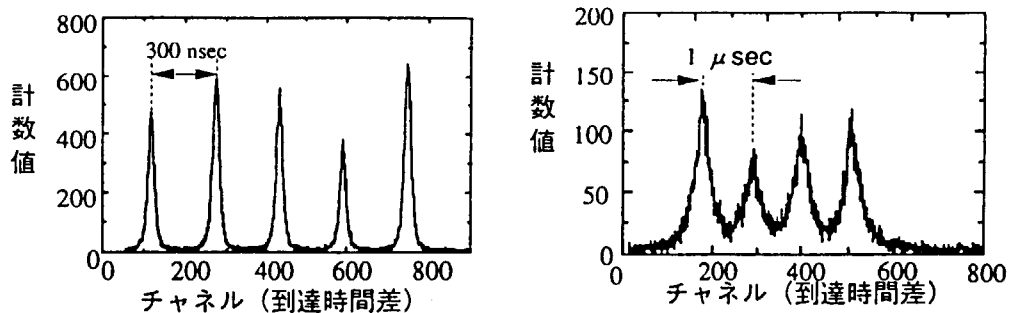


図1 多点 γ 線モニタリングシステム

この光導波型シンチレータ単体の光出力を光ファイバで伝送して、遠隔測定可能なサーベイメータとして利用することも考えられるが、我々は更に、このセンサを複数個光ファイバで連鎖接続して多点測定するモニタシステムを提案してきた^(4,6)。各センサの両端から同時に出力された蛍光パルスは、光ファイバループの左右ルート長の違いに応じた到達時間差で光検出器に到達する。このため、飛行時間(TOF)法により到達時間差スペクトルを測定することで、各センサの信号を識別することができる。

実際の測定体系で得られる到達時間差スペクトルを図2に示す。図2のa)はプラスチックシンチレータ5つを30m間隔、全長200mに連鎖接続した体系、b)はNaI(Tl)4個を100m間隔、全長500mに接続した体系に γ 線を照射して得た測定例である。



a) プラスチックシンプレタでの測定例

b) NaI(Tl)での測定例

図2 多点測定体系による到達時間差スペクトル測定例

それぞれのセンサ位置に相当した到達時間差（チャンネル）にピークが観測されているのがわかるが、ピーク同志は完全に分離しているわけではなく、特に発光減衰時間の長い NaI(Tl)の場合にはピーク裾野が明らかに重なりあっているのがわかる。このため、図3に示すピーク分離手法を導入する。

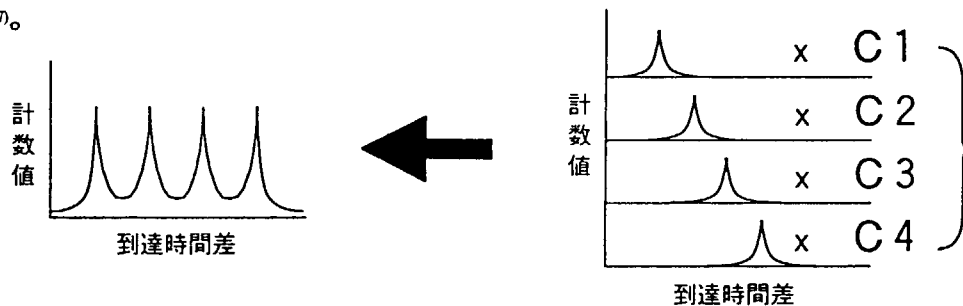


図3 ピーク分離手法概念図

あらかじめ既知の線量率場で、連鎖体系内における各センサ単体の到達時間差スペクトルを基準スペクトルとして測定しておく。多点測定により得られた観測スペクトルは各センサの基準スペクトルの未知係数倍の和であるとして、多重回帰計算により未知係数を決定する。求められた未知係数に校正時の線量率を乗じることによって、該当するセンサで測定した線量率が得られる。図4は、先の500mループに接続した4つのNaI(Tl)センサの体系にこの手法を適用して得た線量率と、サーベイメータでの読みとり値とを比較したものである。図からわかるように、この手法を用いることで、ピーク裾野が重畳している場合でも精度良く定量できる。

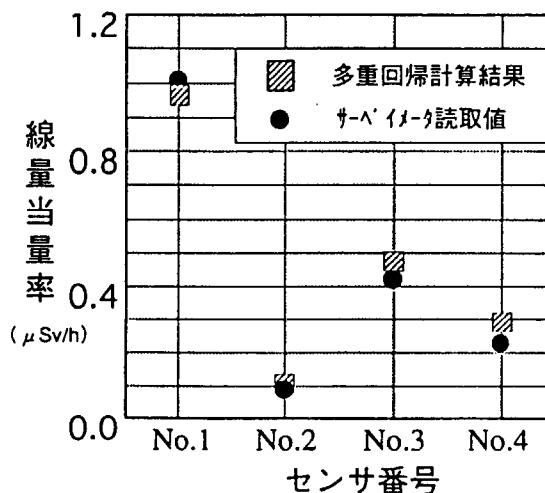


図4 多重回帰法とサーベイメータとの比較

このシステムは、簡素な構造のセンサを光ファイバで接続するだけで、多重化装置等を用いずに多点測定を行うことができる。このため、原子力プラント内のエアモニタとしての応用はもちろん、近年益々要求の高まる被ばく低減を目的とした作業区域の γ 線レベルのモニタリング、経年変化等の監視を目的としたするマニュアルサーベイポイントの定点測定化等に有効である。

またセンサ部と電子部品が光ファイバにより分離されているため、従来のシンチレーション検出器や半導体検出器に比較して耐熱性・温度特性や耐放性の点でも優れており、連続耐熱温度は約80℃、1k~10kGy程度の γ 線照射後も動作可能である。このため、人の立ち入り制限のある高温・高線量区域内や高線量機器表面の遠隔監視などにも適用することができる。

さらに温度特性を高める場合にも、シンチレータの発光特性の温度依存性による成分のみを補正することで温度補償することができる⁹⁾。

NaI(Tl)シンチレータの場合、温度上昇により発光効率（発光量）が低下すると共に、発光減衰時間が短くなる。この現象は到達時間差スペクトル測定では、全計数率の低下とピーク半値幅の減少として現れる。

従って、あらかじめ半値幅と感度の温度変化に対する相関関数を校正曲線として求めておくことで、温度測定をすることなく温度補償を行うことができる。図5には、常温から70℃の範囲についてこの方法により温度補償した場合

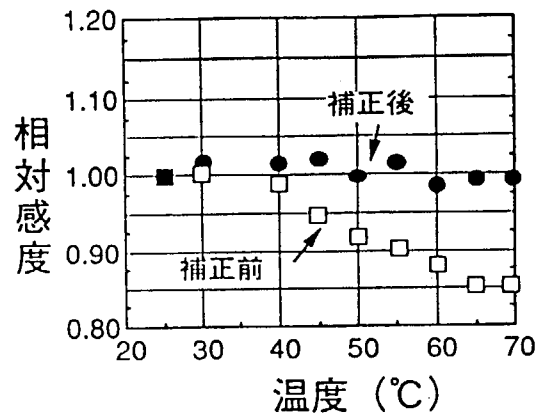


図5 ピーク半値幅を利用した温度補償

としない場合についての感度の変動率を示す。感度は相対値として25℃時の値で規格化している。温度補償しない場合でも70℃での感度低下は15%程度ではあるが、半値幅を利用した温度補償により±2%程度の変動幅に収まり、温度に依存しない安定した測定が行える。さらに図6に示すように、シンチレータと波長シフトファイバの間にファイババンドル型のライトガイドを介在させることで、100℃の耐熱性を実現することができる。このシステムは国内初めての原子炉压力容器の化学除染で実際に適用したものである⁹⁾。シンチレータ及びライトガイド部分を金属保護管で覆った上で95℃に昇温した化学除染液中に挿入し、 γ 線強度を測定することで、初めて除染の進行状況をリアルタイムで直接モニタリングすることに成功した。

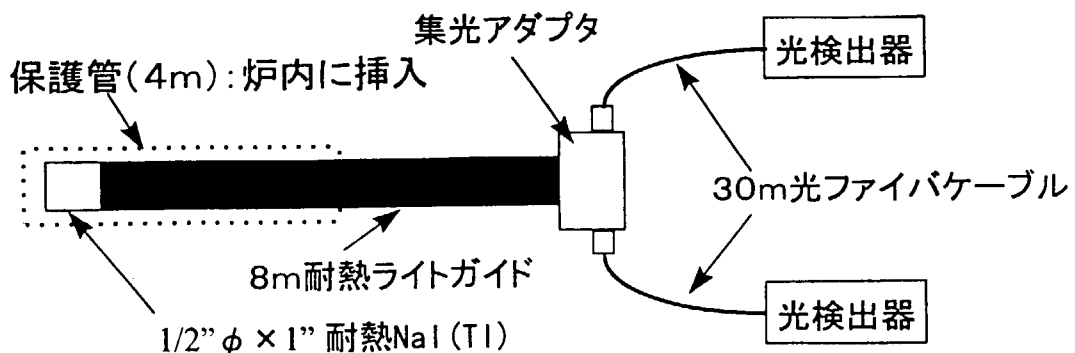
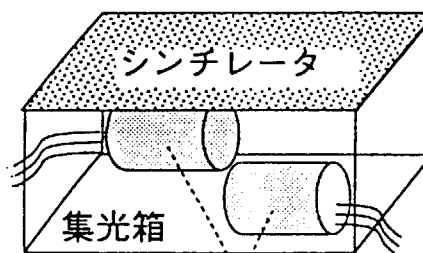


図6 除染効果モニタリングシステム

この方法は、一般的な化学除染等においても、薬液等のサンプリング分析だけでは捉えることのできないホットスポットの残留確認や除染進行状況の把握とそれによるプロセスパラメータの最適化などに有効な手段となり得るものである。

3. β 線モニタリング

管理区域からの人の退出や物品搬出時の β 核種による表面汚染も重要なモニタリング対象である。図7にはこのような目的に使われている一般的な大面積検出器の例を示す。1面だけを薄いプラスチックシンチレータとし、残りの内面には反射材を塗布した集光箱中にPMTを納めた構造である。これはプラスチックシンチレータの広い面から放射される光を散乱させてPMTで受光するものである。しかしながら面積が大きくなるに従い必要となるPMTも大口径化し、検出器やモニタ装置全体が大型化する。さらに、発光点がPMT光電面近傍にある場合に検出感度が局部的に高くなりやすいなど、感度の一様性を確保することが困難である。



大口径光検出器、回路

図7 従来型検出器

そこで、従来の数分の1以下の薄型・軽量化と一様な感度特性を達成する方法として、波長シフトファイバによる集光原理を応用した”波長シフト型 β 線検出器”を提案してきた^{(10),(11)}。この検出器の概念図を図8に示す。従来型と同様の薄いプラスチックシンチレータを使用するが、広い面から放射される光ではなく、シンチレータ内に捕獲され一様に拡散・伝播した結果側面に高密度で集まるシンチレーション光に着目し、これを蛍光変換し、小型PMTで受光する構造とした。

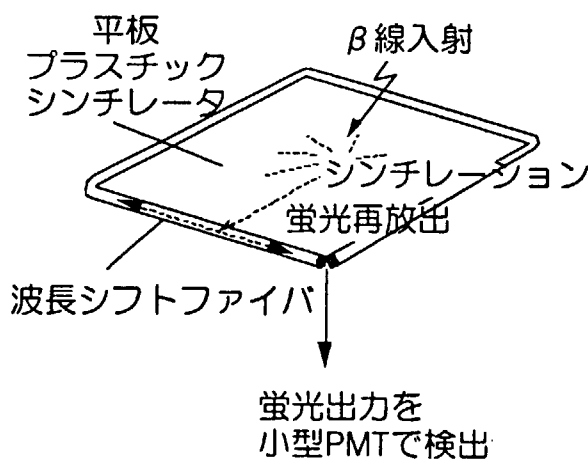


図8 波長シフト型検出器

計算によれば、1個の β 線が入射した時1つのPMTに到達する最大光子数はおよそ10~20個となり、2つのPMTによる同時計数を行うことでPMTノイズと識別して検出することができる。

実際に30cm角、1mm厚さのプラスチックシンチレータを用いて構成した波長シフト型検出器では、検出効率は63%、9分割面での効率の最大偏差は4%未満という極めて一様な感度が得られている。さらに、10cm角の酸化ウラン面状線源による表面汚染検査の性能評価では、現行の搬出基準値0.4(Bq/cm²)を満たす検出限界値0.14(Bq/cm²)が得られており、波長シフト型 β 線検出器が実用的な性能を有していることがわかる。現在この検出器は、頭部測定用として、当社コンパクト型体表面ゲートモニタに搭載されている。

4. まとめ

これまでに開発してきた波長シフトファイバによる集光原理を利用した光ファイバ放射線センサの適用について述べた。本稿では特に γ 線および β 線のモニタリングについて説明したが、シンチレーション物質の選択等により α 線や中性子などの測定も可能であり、様々な用途への展開が可能である。

近年、このほかにも種々の光ファイバを利用した放射線センサが提案され、それぞれの特長を活かした領域での応用展開が繰り広げられている。今後、ますますの発展を期待するとともに、我々自身も、光ファイバの耐放性向上をはじめとする新しい素材の開発と呼応しつつ、確実な実用化技術として展開していく予定である。

参考文献

- 1) 前川、JAERI-Conf,24,95-002 (1995)
- 2) 前川、放射線、69,21,2 (1995)
- 3) Maekawa, T., et al. : J. Nucl. Sci. and Tech.. 381, 5, 33 (1996)
- 4) 前川、他、日本原子力学会[1994 春の年会] 要旨集、M47 (1994)
- 5) 前川、他、日本原子力学会[1995 春の年会] 要旨集、H49 (1995)
- 6) 前川、他、日本原子力学会[1995 秋の大会] 要旨集、C5 (1995)
- 7) 前川、他、日本原子力学会[1996 秋の大会] 要旨集、H43 (1996)
- 8) 前川、他、日本原子力学会[1996 春の年会] 要旨集、G20(1996)
- 9) 酒井、他、日本原子力学会[1998 春の年会] 要旨集、B25 (1998)
- 10) 増丸、他、日本原子力学会[1995 春の年会] 要旨集、H29(1995)
- 11) 前川、他、日本原子力学会[1997 春の年会] 要旨集、B44 (1997)

3.8 光ファイバーを用いた狭隘部における放射線分布測定法

Distribution Measurement of Radiation Intensity with Optical Fiber at Narrow Space

名古屋大学* 森 千鶴夫

Nagoya University Chizuo Mori

1. はじめに

光ファイバーの直径は太くても2mm程度であり、放射線センサーとうまく組み合わせれば狭い場所における放射線強度の分布の測定に極めて有効である。一方、臨界集合体などを含む原子炉の燃料体部分における中性子束の測定、放射線照射装置や加速器における遮へい部分の微小間隙における中性子や γ 線のストリーミングの測定など、狭隘部における放射線強度分布の測定は物理的にも工学的にも重要である。このような状況において筆者らは光ファイバーの先端に放射線センサーを付着させた微小検出器を開発し、現在各方面において有効に利用されているので測定法ならびに利用の状況について以下に述べる。

臨界集合体などを用いた原子炉物理、中性子物理の研究においては、熱中性子束、熱外中性子束、高速中性子束等の空間的位置分布の情報を得ることが必要である。しかしこの情報を正確に求めることは、燃料体間の空隙が1~2mmと極めて狭いためそれほど容易ではない。筆者らは位置検出型比例計数管¹⁾や位置検出型核分裂計数管²⁾を使った測定を行っているがこのような狭い間隙では使用できない。通常は金線放射化法が多く研究者に用いられている。しかしこの方法は、中性子照射、金線の取り出しのためのクーリング、金線の切断、重量測定、放射線強度測定等のため、4~5時間以上のかなりハードな作業である。しかも位置分解能は金線の切断の長さやそれぞれの放射線強度によって異なるが、通常は10mm、良くても5mmである。またある程度の時間の中性子照射を必要とするため、時々刻々の中性子束強度に関する情報は全く得られない。

近年、放射線計測の分野においても光ファイバー、シンチレーションファイバーが活用され始めている。我々も光ファイバーの放射線計測への新しい利用の方法を検討していたが、中性子コンバータとしてリチウム化合物とZnS(Ag)シンチレータをエポキシ系接着剤で練り合わせ、直径1~2mm程度の光ファイバーの先端に極微量を塗布し、その上に黒色ペイントを遮光のために塗布したりあるいはアルミニウムキャップを被せるなどをした熱中性子検出器をコンピュータ制御により自動的に動かすことにより中性子束分布を極めて迅速に、かつ高い位置分解能で測定できることを見出した。この方法は中性子コンバータを変えることにより、熱中性子、速中性子、 γ 線等、対象放射線を選択して測定することが出来る^{3, 4)}。

2. 新しい検出法の開発

2.1 リチウムを用いた測定

最初は、ZnS(Ag)シンチレータとLiF(天然リチウム)とをエポキシ系接着剤で練り合わせ、直

径2mmのプラスチックファイバーの先端に0.5mm以下の厚さに塗布した検出器を用いていたが、熱中性子に対する検出効率を高めるために、 ${}^6\text{Li}$ を95%に濃縮した化合物(LiOH)を用いた。入手の容易さからLiOHを用いたが、これは強アルカリ性で、できればLiFなどのほうが望ましい。

中性子コンバータとしては、表1に示すようにいろいろな核種が考えられ、熱中性子用としては ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{10}\text{B}$ 、 ${}^{235}\text{U}$ などがある。 ${}^{10}\text{B}$ は核反応のQ値が2.31MeVと小さく、 γ 線による発光との区別がやや困難である。その点、 ${}^6\text{Li}$ はQ値が4.78MeVとかなり大きいため、中性子による反応を選択的に測定できる。 ${}^{235}\text{U}$ の核分裂を利用すれば核分裂片の運動エネルギーとして170MeV近いエネルギーが得られるので、 γ 線バックグラウンドがかなり高い場合でも容易に中性子を選択的に測定できる。高速中性子用のコンバータとしては水素がある。反跳陽子として測定できるが、運動エネルギーが小さいため、 γ 線との分離がやや困難である。 ${}^{232}\text{Th}$ は約1.1MeV以上の高速中性子に対して核分裂反応を行うので、このエネルギー以上の高速中性子に対しては極めて良好なコンバータである。

光ファイバーとしてはポリエチレンと石英がある。前者は2mm、3mmなどのように大きな直径のものが得られるが、石英に比べて放射線照射による劣化が生じやすい、屈折率が大きいためチェレンコフ光がより多く発生する、また高速中性子による反跳陽子がシンチレータに入射することによる発光があり、熱中性子測定の場合には支障をきたす恐れがある。このような点を考慮してコア径0.8mm、クラッド径1mmの純粋石英ファイバーを主として用いた。またエポキシ系接着剤からの反跳陽子を問題視する場合には、ファイバーに被せる小さなアルミニウムキャップの中にシンチレータとコンバータの混合物を直接入れ、接着剤を使用しない方法も用いた。

計測システムを図1に示す。ファイバーの駆動はコンピュータのプログラミングにより駆動速度の自由な選択や、間欠的な駆動などが可能になっている。

図2に本方法により測定した京大原子炉臨界集合体内の熱中性子束分布と臨界集合体を構成する燃料体1体の構成図を示す。燃料体は中央に燃料体部分があり、上下にポリエチレン反射体部分がある。20分で測定したファイバー法の熱中性子束分布の結果と、5時間で測定した金線放射化法の結果(Cd補正を行っている)を示す。ファイバーによる値は、ポリエチレン減速材中での純粋に熱中性子領域と思われる部分において規格化した。良い一致を示しているが、燃料体の部分においては、反応断面積が小さいながらも熱外中性子や高速中性子による影響のため、ファイバー法による値が金線法による値よりも若干大きめの値を示している。

図3(a)には燃料体部分のより細かなセル構成を示す。図2の分布のうち図3(a)に相当する部分における1/2" Pセル6回の部分から右側に30cm程度の長さの部分における中性子束分布を(b)に示す。1/2インチ(12.7mm)の厚さの繰り返しが明瞭に測定されている。このことから、また図1の挿入図に示すように検出体の塗布部分の厚さが約0.3mmであることから、位置分解能は1mm以下であることが分かる。

図2に示したように、ファイバー法はカドミウム補正をした熱中性子分布に対する金線法による結果よりも熱外中性子や高速中性子の影響を若干受けている。 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の中性子エネルギー依存性はほぼ $1/v$ 法則に従っており、ウランの核分裂反応に比例した値を示していると言うこともできる。先端の中性子センサーの部分にCdでカバーして測定した結果を補正に用いれば、Cd補正をした金線法と同一の結果を得ることができる。

2.2 核分裂物質の利用

^{235}U を中性子コンバータとして用いれば、約168MeVの核分裂片運動エネルギーが得られるので、非常に高いパルス波高が得られ、 γ 線などの影響を全く受けずに測定できる。16%濃縮の ^{235}U を用い、185GBqの $^{241}\text{Am}\text{-Be}$ 線源で得たパルス波高分布を図4に示す。この図において、Liによる測定の場合の線形増幅器の利得は他の場合に比べて10倍にしている。このことから核分裂物質を用いた場合にはいかに大きなパルス波高が得られるかが分かる。ウランの場合の低い波高における計数は ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U の α 壊変によるものである。

KUCA炉心内に挿入して得た中性子束分布を図5に示す。(a)は16%濃縮の $^{235}\text{U}(\text{UO}_2)$ を用いた場合であり、パラメータはパルス波高分布におけるディスクリミネーションレベル(ch)を示す。3チャンネルや25チャンネルのように小さい場合には γ 線などの影響が現れるが、45チャンネル以上では熱中性子による核分裂のみを検出している。裸の金線の放射化による結果と良く一致している。(b)は $^{232}\text{Th}(\text{ThO}_2)$ を用いた場合である。ディスクリミネーションレベルが25チャンネル以上では1.1MeV以上の高速中性子のみを検出している。Cdをカバーした金線による結果と比較すれば、中央の $\pm 200\text{mm}$ の燃料体の部分以外のポリエチレン減速材の部分における計数率が金線の場合の方が多い。これは金線においてはCdのカットオフエネルギー(約0.4eV)以上で、 ^{232}Th の閾エネルギー(約1.1MeV)以下の中性子が検出されているからである。

2.3 中性子ストリーミングの測定

京大炉、臨界集合体を取り囲むポリエチレン減速材の隙間から外側へ漏洩してくる中性子を ^6Li をコンバータとするファイバー検出器で測定した結果を図6に示す。隙間の幅は(a)および(b)は2mm、(c)は3mmであり、隙間の長さすなわち測定点から燃料体までの距離は350mmである。(a)と(b)の強度の相違は、隙間の幅が少し異なるためであろう。(c)は明らかに幅が広いからである。

加速器によるDT反応に伴って発生する14MeV中性子束分布の測定を ^{232}Th 中性子コンバータを用いて行った。 ^{235}U コンバータによって得た熱中性子束分布と比較したが妥当な結果が得られている。しかし ^{232}Th は約1.1MeVに閾エネルギーがあるので厳密にはこのエネルギー以上のエネルギーの中性子束の分布を測定していることになる。

中性子コンバータを用いずに、ZnS(Ag)シンチレータのみを用いれば γ 線強度の分布が測定できる。 γ 線のみが存在する場の場合には問題ないが、強い中性子と混在する場では中性子による種々の核反応を考慮する必要がある。

3. まとめ

1本の光ファイバーの先端に極微量の中性子コンバータとZnS(Ag)をエポキシ系接着剤で練り合わせて塗布した検出器を、2~3mm以下の狭い隙間に挿入し、コンピュータで制御されたファイバー駆動機で動かすこととによって10~20分間程度の短い時間で迅速に、且つ1mm以下の高い位置分解能で熱中性子束および速中性子束の分布を測定する方法を開発した。

中性子コンバータとして、濃縮 ${}^6\text{Li}$ を用い実験では、カドミウム補正をした金線放射化法に比べて、熱外中性子や高速中性子に対して若干の感度を有していることが分かった。これを補正するために ${}^6\text{Li}$ 検出器部分にカドミウムカバーをして測定した値を差し引く方法で金線法と同じ結果が得られる。

核分裂物質の ${}^{235}\text{U}$ （濃縮度16%）を用いれば、極めて大きなパルス波高が得られるため、 γ 線などの影響を全く受けなくて測定できる。この場合には、炉中の燃料に対する反応確率をそのまま表している点において、いわゆる熱中性子のみを対象とする場合に比べて有利さがある。 ZnS(Ag) のみによる測定結果を使って差し引けば、熱中性子のみ分布が得られる。

${}^{232}\text{Th}$ などのしきい値検出器を利用すれば、1.1MeV以上の高速中性子の分布が得られると思われる。現在このような検出器の開発を行っている。また γ 線の強度分布の測定も検討している。

開発したファイバー法は加速器施設近辺や、医療を含む放射線照射施設などでの細隙における中性子、 γ 線強度分布の測定に幅広く利用できる。

文献

- [1] A.Uritani, C.Mori, T.Watanabe and A.Miyahara, J. Nucl. Sci. & Technol. 27(8)(1990)712.
- [2] C.Mori, T.Haga and A.Uritani, Nucl. Instr. & Methods A310(1991)437.
- [3] C.Mori, T.Osada, K.Yanagida, T.Aoyama, A.Uritani, H.Miyahara, Y.Yamane, K.Kobayashi, C.Ichihara, and S.Shiroya, J. Nucl. Sci. & Technol. 31(3)(1994)248.
- [4] 三戸祐一郎、森千鶴夫、影山一巳、柳田勝男、瓜谷 章、宮原 洋、小林圭二、市原千博、代谷誠治、宇根崎博信、木村逸郎、 京都大学原子炉実験所第30回学術講演会報文集（1996年1月）pp219.

* 現在の所属 愛知工業大学（客員）

表1 中性子コンバータ： 熱中性子用と高速中性子用

熱中性子用	高速中性子用
${}^6\text{Li} (n, \alpha)\text{T}$	${}^1\text{H} (\text{recoil})$
${}^{10}\text{B} (n, \alpha){}^7\text{Li}$	${}^{32}\text{S} (n, p){}^{32}\text{P}$
${}^{235}\text{U} (n, f)$	${}^{232}\text{Th} (n, f)$
	${}^{238}\text{U} (n, f)$

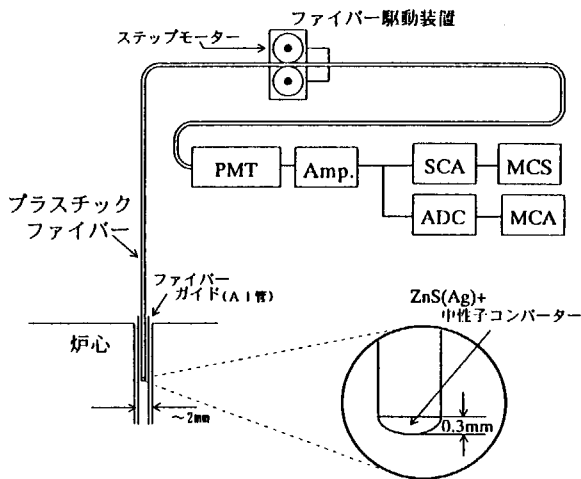


図1 計測システム： ファイバー駆動装置はコンピュータで制御される

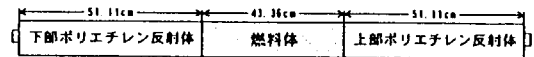
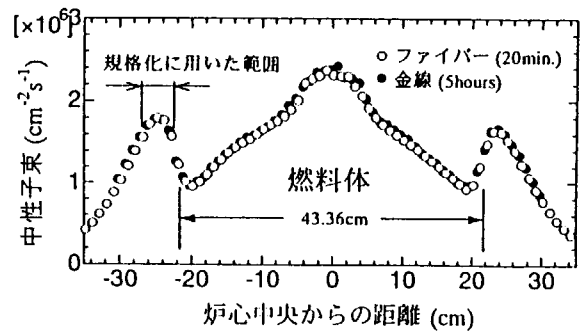


図2 京大炉臨界集合体内における熱中性子束分布（ファイバー法と金線放射化法）と燃料体1体の全体図（燃料体部分とポリエチレン反射体部分からなる）

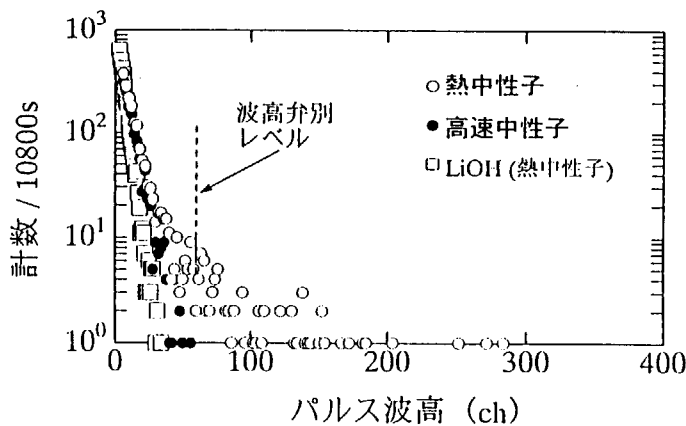


図4 パルス波高分布：UO₂ (235U 16%濃縮) における熱中性子と高速中性子の場合、およびLiOH (6Li95%濃縮) における熱中性子の場合（この場合には増幅器の利得を10倍にしている）

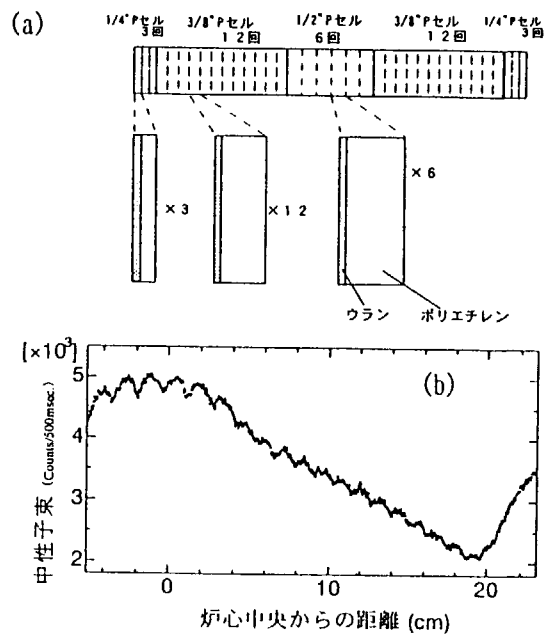


図3 (a) 燃料体部分のセル構造 (b) (a)の燃料体部分の中央部分から右側部分の中性子束分布（図1の1部分の拡大図）

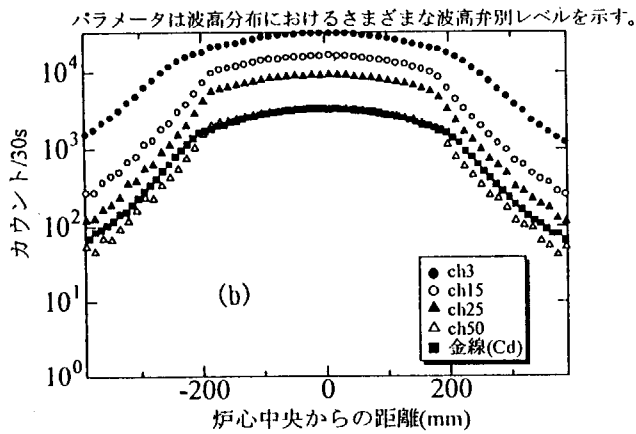
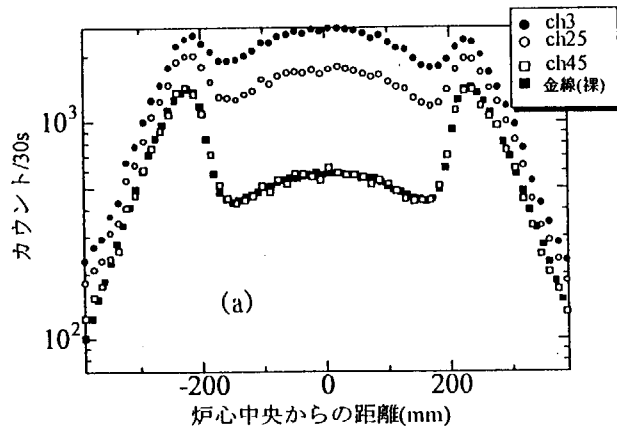


図5 (a) ウランコンバータの検出器による熱中性子束位置分布と金線放射化による分布 (金線は裸)、(b) トリウムコンバータの検出器による高速中性子束位置分布と金線放射化による分布 (Cd箔有)

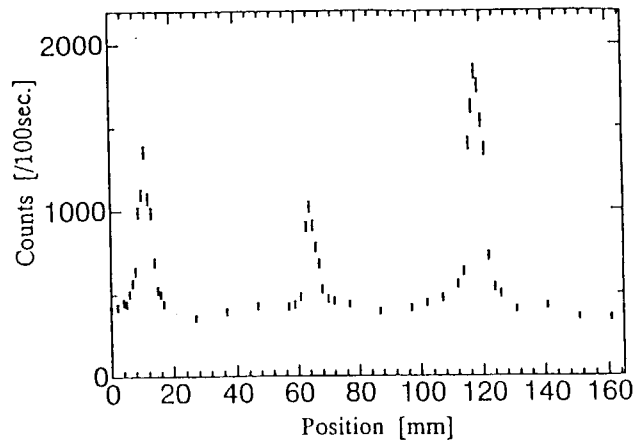


図6 ポリエチレン反射材部分における幅2mmあるいは3mmで長さ約35cmの狭い間隙を漏洩してくる熱中性子束分布 (^6Li で測定)

4. あとがき

「楽しかった研究」

原研／東大・工 中澤 正治

この5年間の原研・先端基礎研究センターでの「量子計測」プロジェクト研究は、誠に楽しい研究期間でした。私自身、「超伝導放射線検出器」や「光技術を用いた原子炉実験法」という文部省の科研費が今年迄3年間続いていましたので、この分野の研究に専念できましたし、多くの異なる分野の方々とも交流でき、仕事ができたといい点で本当に楽しい日々でした。更には、原研の先端基礎研究センターで、伊達センター長の叱咤激励を受けながら仕事をしてきたという点が、誠に楽しい思い出になりました。

このプロジェクト研究では、先端基礎研究センターとしても、文部省科研費としても、通常の大学内の研究ではできない研究テーマをさせて頂き、自分としてはそのような計測分野の研究者を代表して、このような新しい研究テーマに取り組める喜びとか、研究者集団と一体になって研究を進める楽しさ、そんなことを味あわせて頂いたと思っています。

予想通り、超伝導検出器は世界でもトップデータを出しましたし、光ファイバー自身の耐放射線特性は、これからの原子力への応用を予見させるものとなりました。核励起レーザーは、トリチウムが出来て大変ですが、やれば発振するところまで来ました。

このような成果を挙げられたのは、多くの共同研究者やそれ以外の方々からも支援を頂いたお陰です。まずは、そのような成果をまとめて報告し、関連研究をも紹介させて頂けますことを心から感謝申し上げて、あとがきにしたいと存じます。

謝 辞

「心から感謝して、一序幕を引きます」

今回は、日本原子力研究所先端基礎研究センターの量子計測グループにて、5年間のまとめの研究成果報告会を開催いたしました。もとより、今回のような「量子計測」のプロジェクト研究は、計測関係の方々を代表してその替りに研究をさせて頂いているようなものですから、この研究分野の方々とは密接に交流し、いろいろなアイデアも頂戴しながら進めてきた訳であります。従って、この研究推進グループとしての名誉を誇りに思いつつも、成果は、分野共通の財産であろうと思っています。

この「量子計測」グループの研究上のトピックスは、やはり超伝導を用いた検出器で、Nb系の超伝導検出器では世界一のトップデータを出したことに尽きると思います。この素子を提供して頂いた新日鉄の倉門さんの20有余年の成果の上に実現できたことで、その御協力には心からの敬意を表したいと思います。

また、光ファイバー自身の耐放射線特性の、飛躍的な向上、10年で3桁の上昇率で20年で6桁、という性能アップは、これから必ずや有益な応用を生み出すにはおれない勢いです。既に東電さんと組んで、運転中の原子炉を眺いてみようとか、シュラウドの応力腐蝕割れのモニターに使おうとの動きもでており、将来が楽しみでもあります。

アイデアが勝負であった核励起レーザーも、机上の紙の上ではもう発振していますが、実際にはトリチウムが出来て、これが放射性であるところから、原子炉というクリーンにすべき環境ではとっても大変というところで、最終実験はとうとうあきらめました。

これが量子計測グループの成果の概要ですが、今回の成果報告会では、関係する国内の研究者の成果も含めて発表されています。そのような関連研究者の成果や支援があればこそ、今回のプロジェクト研究が原研でも研究が進められたものと考えております。研究ということは、いつまでも終わることのない部分もありますが、まずは、このような分野の関連研究を含めて量子計測グループの報告をさせて頂く機会をもてましたことを、心から感謝申し上げます。

(原研/東大 中沢 正治)

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	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
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J

1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m

1 b = 100 fm = 10⁻²⁸ m²

1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa

1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²

1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq

1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg

1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy

1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値は CODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクターも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘 度 1 Pa·s (=N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹
	3.6 × 10 ⁵	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)
 = 4.184 J (熱化学)
 = 4.1855 J (15 °C)
 = 4.1868 J (国際蒸気表)
 仕事率 1 PS (仏馬力)
 = 75 kgf·m/s
 = 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

