

Title	核融合炉窓材料の14MeV中性子照射効果に関する研究
Author(s)	佐藤, 文信
Citation	大阪大学, 1999, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3155392">https://doi.org/10.11501/3155392</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

甲6908

# 核融合炉窓材料の14MeV中性子照射効果 に関する研究

1999年1月

佐藤文信

# 核融合炉窓材料の14MeV中性子照射効果 に関する研究

1999年1月

佐藤文信

## 要旨

D-Tプラズマ核融合装置では、大量の14MeV核反応中性子が発生し、この中性子がプラズマ診断機器の計測機器要素の損傷を引き起こすと同時に、計測機器要素内部での中性子核反応による大きなバックグラウンド雑音が問題となる可能性が指摘されている。光学的プラズマ診断システムでは、診断機器とプラズマ真空領域を分離するために用いられる窓材料の中性子照射による光透過度の低下と照射誘起発光によって診断システムの性能の低下が指摘されている。本論文で述べられている「核融合炉窓材料の14MeV中性子照射効果」についての内容を以下に要約する。

核融合炉診断システムのバックグラウンド雑音となる窓材料の14MeV中性子誘起発光効率を求めるために、加速器型の14MeV中性子発生装置(OKTAVIAN, FNS)に耐放射線性光伝送系を取り付けた独自の *In-situ* 型光測定システムを開発した。この14MeV中性子照射誘起発光システムを用いて、光学的核融合プラズマ診断システム設計に欠かせない、核融合炉用窓材料(石英ガラス、石英結晶、サファイア)の14MeV中性子誘起発光スペクトルをはじめ測定した。また、窓材料の14MeV中性子誘起発光効率は $\gamma$ 線による発光効率より約1桁半小さく、核融合炉の光学系プラズマ診断システムの設計においては、14MeV中性子だけではなく誘導 $\gamma$ 線の影響も問題となることを指摘した。

代表的な窓材料(高純度石英ガラス)について、14MeV中性子誘起発光機構のモデルを提案し、14MeV中性子核反応生成荷電粒子による発生光子数を推定した。提案したモデルによる計算値は、実験結果で得られたものに対して2倍以内で一致することを確かめた。このことから、多くの設備と時間を要する実験からだけではなく、このモデルによる計算からでも、ある程度の発光効率の推定が可能である。また、複雑な中性子照射効果の機構解明に役立つ目的で、シングルイオンビーム照射装置を開発し、同装置を用いて、核融合窓材料のイオン照射実験をおこなった。よりクリアな発光スペクトルが得られ、また、イオン照射フルエンスに伴う発光スペクトルの変化も観測された。この装置によるイオン照射との比較実験が中性子照射効果(発光を含む)の機構解明に有効であることを示した。

さらに、本研究で取り上げている窓材料の光学的性質についての中性子照射効果と、他の機関で行われてきた同材料の電氣的性質についての照射効果の関係について述べ、今後の課題として、この種のセラミック材料の中性子照射研究においては、光学的と電氣的の両方の観点からの系統的な実験と解析が必要かつ重要であることを述べた。

# Studies on 14 MeV Neutron Irradiation Effects on Window Materials for Fusion Reactors

## Abstract

Various fusion plasma diagnostic systems are being now designed to measure the plasma parameters for a D-T burning experimental fusion reactor. For reliable plasma diagnostics systems, it is necessary to investigate not only permanent neutron damages but also neutron-induced transient effects in diagnostics components. In the optical spectroscopic diagnostics, the windows with hard vacuum seals are required to maintain vacuum integrity and to transmit the light spectrum from the core plasma to the spectrometers without distortion. The serious problems of the use of the windows in the optical spectroscopic diagnostics are increase in optical transmission loss and the growth of the luminescence induced by neutrons and  $\gamma$ -rays. The present studies on 14MeV neutron effects on the window materials for fusion reactors are summarized as follows.

A special in-situ photon measurement system has been developed to analyze the visible wavelength spectra of photons emitted from the window material during 14MeV neutron irradiation. The photon measurement system, consisted of the radiation-resistance optics, photonic spectral analyzers and related electronic devices, was installed on accelerator-type 14MeV neutron sources, OKTAVIAN and FNS. The data on 14MeV neutron induced photons for the window materials such as silica glass, quartz and sapphire were obtained for the first time from the present experiments, and the data should be useful for the optimum design of the optical fusion diagnostic systems with the windows.

The number of photons emitted from silica glass exposed to 14MeV neutrons was calculated with a computer simulation based on the data on the energy loss of neutron induced particles in the silica glass. The results from the calculations approximately agreed within twice with the experimental results, which means that the computer simulation is also useful for the estimation of the neutron-induced photon emission effect on the window materials. In addition, a single ion irradiation system was developed for the assistance of the explanation of the complicated neutron effects on the window materials. Data on the ion-induced photon spectrum for the window materials were obtained and compared with those from the neutron experiments.

Neutron irradiation effects were compared between optical and electrical properties of the ceramics such as sapphire and silica. Neutron reactions are common to the origins of the changes of both properties. The systematic experiments and analyses from both optical and electrical points of view are necessary and important in the next stage for the studies on neutron irradiation effects in the ceramics such as the window materials.

# 核融合炉窓材料の14MeV中性子照射効果に関する研究

## 目次

第1章 緒論.....	1
参考文献.....	4
第2章 14MeV中性子誘起発光測定システムの開発.....	6
2-1 はじめに.....	6
2-2 14MeV中性子照射場のキャラクタリゼーション.....	6
2-2-1 14MeV中性子発生装置.....	6
2-2-2 中性子輸送計算による14MeV中性子照射場キャラクタリ ゼーション.....	13
2-3 中性子照射誘起発光測定システム.....	19
2-3-1 窓試料容器.....	19
2-3-2 耐放射線性光ファイバ.....	21
2-3-3 光分析装置.....	22
2-3-4 中性子発生量測定.....	24
2-4 照射誘起発光測定システムの較正.....	25
2-4-1 中性子誘起発生光子の較正.....	25
2-4-2 光学系要素の効率較正.....	27
2-4-3 光検出における入射光子数の補正.....	29
2-4-4 光学レンズ系の集光効率.....	31
2-4-5 照射誘起発光測定システムの性能.....	33
2-5 まとめ.....	35
参考文献.....	36
第3章 14MeV中性子照射実験.....	37
3-1 はじめに.....	37
3-2 光透過度についての中性子照射効果.....	37

3-3	照射誘起発光スペクトルの測定.....	39
3-4	$^{60}\text{Co}$ $\gamma$ 線照射実験結果との比較.....	45
3-5	14MeV中性子、 $^{60}\text{Co}$ $\gamma$ 線実験における誘起発光要因.....	48
3-6	まとめ.....	49
	参考文献.....	51
第4章 14MeV中性子誘起発光機構.....		53
4-1	はじめに.....	53
4-2	14MeV中性子誘起発光モデル.....	53
4-3	シングルイオンビーム照射実験装置の開発と イオン照射実験結果との比較.....	62
4-3-1	シングルイオンビーム照射実験装置の開発.....	63
4-3-2	イオン照射実験結果との比較.....	66
4-4	まとめ.....	68
	参考文献.....	69
第5章 核融合炉環境における窓材料の放射線照射効果.....		71
	参考文献.....	75
第6章 結論.....		76
付録1 微小電荷測定における計測システムの 内部雑音の影響の軽減法について.....		78
A1-1	はじめに.....	78
A1-2	微小電荷計測システムの概要.....	78
A1-3	粒子検出器—増幅器系の内部雑音源と 波高分析に及ぼす影響.....	80
A1-4	微小電荷測定における雑音の影響軽減法.....	89
A1-5	まとめ.....	93
	参考文献.....	94

付録2 シングルイオンビーム照射装置の特性試験について.....	95
A2-1 はじめに.....	95
A2-2 ビーム制御試験.....	95
A2-3 パルスビーム発生試験.....	98
A2-4 ビーム走査試験.....	101
参考文献.....	103
謝辞.....	104
発表論文.....	105



## 第1章 緒論

核融合プラズマの閉じ込め研究においては、生成プラズマの特性を正確に把握することが不可欠であり、電子密度、温度、イオン温度等の重要な諸量評価のために種々の測定法が開発されている。次世代のD-Tプラズマを用いる核融合装置では、プラズマ特性の向上により、D-T核融合反応に基づく大量の14MeV中性子が発生する。しかし、この中性子は、プラズマ診断用計測機器要素の照射損傷を引き起こすと同時に、計測機器要素内部での中性子核反応による大きなバックグラウンド雑音が問題となる可能性が指摘されている[1-11]。そのような診断機器に対する中性子照射効果に関しては、いわゆる材料物質の照射劣化に関係した恒久的照射効果だけでなく、プラズマ核反応の開始と共に生じる過渡的(動的)照射効果についても調べなければならない[12-14]。

現在計画中の国際熱核融合実験炉(ITER)では、表1-1に示されるように第一壁での中性子フラックスは $10^{14}$ n/cm<sup>2</sup>/sec、プラズマ真空容器の外壁付近でも $10^5$ n/cm<sup>2</sup>/sec になると見積もられている。ITERの全運転時間を約6年( $2 \times 10^8$ sec)とすると、照射中性子フルエンスは、第一壁では $\sim 10^{22}$ n/cm<sup>2</sup>、真空容器の外壁付近では $\sim 10^{13}$ n/cm<sup>2</sup>となる。いずれも、非常に高い線量の中性子照射環境である。さらに、核融合原型炉(原研SSTR[15]等)では、ITERに比べ5~7倍程度中性子照射量が高いことが考えられている。表1-2は、核融合プラズマ診断装置に用いられる代表的な診断機器要素の中性子照射効果についてまとめられたものである。診断機器を構成する要素は光学的、電気的機能材料と多岐にわたり、それらの中性子照射効果のデータと耐放射線性材料の開発が、D-T核融合プラズマ診断装置の開発に欠かせな

表1-1 ITERにおける中性子照射環境

Position	Neutron Flux (cm <sup>-2</sup> sec <sup>-1</sup> )	Neutron Fluence (cm <sup>-2</sup> )	Neutron Heating (W · cm <sup>-3</sup> )
First wall (inboard)	$2.5 \times 10^{14}$	$5 \times 10^{22}$	10
Vacuum vessel wall (inboard, inside)	$10^{12}$	$2 \times 10^{20}$	0.1
Vacuum vessel wall (outboard, inside)	$6 \times 10^5$	$1.2 \times 10^{13}$	-

表1-2 核融合プラズマ診断装置に用いられる代表的な診断機器要素  
の中性子照射効果

	要素	中性子照射効果
電気系	電気絶縁材料	絶縁性の低下 機械的強度の低下
光学系	光ファイバ	光透過度の低下 発光雑音の発生
	鏡	像の歪み
	窓	光透過度の低下 発光雑音の発生
センサー	磁気プローブ	絶縁抵抗の変化
	中性子検出器	バックグラウンド雑音
	X線検出器	検出器特性の劣化
	ボロメーター	熱化

いものとなっている。

しかし、D-T中性子照射に基づいた放射線照射効果、特に14MeV中性子応答(動的照射効果)のデータが非常に少なく、核融合炉環境における計測機器要素の信頼性や耐久性についての推定や評価が困難な状況にある。特に放射線応答(動的照射効果)の評価を行うためには、放射線照射下でのその場観察による(*In-situ*)実験が必須であり、その場観察実験に適した独自の測定システムの開発が不可欠である。本研究では、光学的プラズマ診断装置に用いられる可視域窓材料の14MeV中性子照射効果について研究している。

紫外～赤外線波長領域のプラズマ分光測定法は、プラズマ発生装置構成材に起因する不純物や試験用に注入される不純物の分析に用いられ、装置の全運転期間中極めて重要な役割を果たす。しかし、この診断システムとプラズマ真空領域を分離するために用いられる光学窓が、中性子及び誘導放射線によって、光透過度の減少や放射線誘起発光を起こすために、本来のプラズマ診断システムの性能が低下することが指摘されている。現在、窓材の光透過度の低下については中性子照射試験が進められており、石英、サファイア等が候補窓材料としてあげられている[16]。例えば、サファイアについては、原子炉において $\sim 4 \times 10^{20} \text{n/cm}^2$  ( $E_n > 1 \text{MeV}$ )まで照射した結果、850～5000nmの波長領域においては透過率が変化しないが、800nm以下の波長領域において大きく低下することが明らかにされている。また、*In-situ*透過率測

定試験において、800nm以下の波長領域では、石英の透過率の低下が小さいことなどが明らかになっている。しかし、それらの候補窓材料の中性子誘起発光に関する照射効果については、まだ十分に調べられておらず、本研究では、核融合炉窓材料の14MeV中性子誘起発光について調べている。

本論文は、核融合プラズマ診断計測装置とプラズマ真空領域を分離するために用いられる窓材料の14MeV中性子照射効果について述べており、6章(本章、結論を含む)から構成されている。

第2章では、はじめに14MeV中性子発生装置の概要について述べ、次にその中性子照射場のキャラクタリゼーションについて述べている。そして、14MeV中性子照射中に窓材料からの発生光子を正確に測定するために開発した *In-situ* 型光測定システムについて述べている。

第3章では、上記の14MeV中性子誘起発光測定システムを用いた核融合炉窓材料の実験結果について述べている。また、比較の為にを行った $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射実験について述べ、14MeV中性子、 $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射実験から得られた結果について比較考察している。

第4章では、14MeV中性子誘起発光機構のモデルを提案し、核反応生成荷電粒子のエネルギー損失に基づく14MeV中性子誘起発光効率について実験値と計算値の比較検討を行っている。また、放射線誘起発光の機構研究のためにマイクロシングルイオンビーム照射装置を開発し、その装置を用いた窓材料イオン照射誘起発光実験について述べている。

第5章では、本研究の目的となっている核融合炉環境で用いられる窓材料の放射線照射効果の全般について述べている。また、電気絶縁材料の放射線誘起電気伝導と窓材料の放射線照射効果を対比させて、核融合機能材料の一般的な放射線照射効果について論じている。さらに、それらを踏まえ今後の課題について述べている。

第6章では、本研究で得られた結論を述べている。

また、付録1では、微弱測定では欠かせない微小電荷測定における計測システムの内部雑音の影響の軽減法について、付録2では、開発したシングルイオンビーム照射装置の特性試験について述べている。

## 第1章の参考文献

- [1] 山本新、的場徹; “ITER計測系”, 核融合研究, Vol. 65, No. 5, 508(1991).
- [2] K.M.Young; “Workshop on Diagnostics for Fusion Plasmas”, Plasma Phys. Control Fusion, Vol.40, No.3, 445 (1998).
- [3] K.M.Young; “Requirements for ITER Diagnostics”, DOE Rep. PPPL-CEF-2477, 18 (1991).
- [4] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, F.Maekawa, Y.Morita, A.Nagashima, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, F.Sato, T.Sugie and D.Yamaki; “Irradiation Tests on Diagnostics Components for ITER in 1995”, JAERI-Tech 96-040, (1996).
- [5] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, Y.Morita, A.Nagashima, M.Nakamichi, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, F.Sato, T.Shikama, T.Sugie, D.Yamaki and S.Yamamoto; “Irradiation Effects on Plasma Diagnostics Components”, JAERI-Research 98-053, (1998).
- [6] T.Nishitani, E.Ishitsuka, T.Kakuta, H.Sagawa, K.Noda, Y.Oyama, T.Iida, T.Sugie, H.Kawamura and S.Kasai; “Japanese Contribution to ITER Task of Irradiation Tests on Diagnostics Components”, Fusion Engineering and Design, 41, (1998) (in press).
- [7] 藤田順治他; “プラズマ計測機器に及ぼす放射線影響”, 昭和59年度科研費エネルギー特別研究, 59-9, (1985).
- [8] 住田健二、飯田敏行; “核融合次期装置用計測機器要素の耐放射線性評価”, 日本原子力研究所 平成4、5年度受託研究報告書、(1993~1994).
- [9] 飯田敏行: “核融合実験炉用計測機器要素の14MeV中性子照射実験”, 日本原子力研究所平成6~8年度受託研究報告書、(1995~1997).
- [10] T.Iida, S.Ire and K.Sumita; “Fusion Neutron Damage on Optical Fibers and Optoelectronic Devices”, IEEE Trans. Nuclear Science, Vol. 35, No.1, 898 (1988).
- [11] T.Iida and K.Sumita; “Effects of 14-MeV neutron Irradiation on Some Components for Fusion Diagnostics”, Fusion Technology, 557 (1990).
- [12] Sunarno, T.Iida, Y.Tanimura, F.Sato and A.Takahashi; “Soft-Error on Static Random Access Memories Induced by D-T Neutrons”, Ionizing Radiation, 21[4], 81 (1995).
- [13] K.W.Hill, H.Adler, M.Bitter, E.Fredrickson, S.von Goeler, H.Hsuan, A.Janos, D. Johnson, A.T.Ramsey and G.Renda; “Analysis of Nuclear-Radiation-Induced Noise in Spectroscopic and X-ray Diagnostics during High Power

Deuterium-Tritium Experiments on the Tokamak Fusion Test Reactor”, Rev. Sci. Instrum., 66 (1), 913 (1995).

- [14] 佐藤文信、大山幸夫、飯田敏行；“核融合実験炉用窓材料の 14MeV 中性子照射実験”、JAERI-Research 97-042, (1997).
- [15] M.Shimizu, S.Ide, M.Matsukawa, R.Kurihara, K.Koizumi, I.Takahashi; “Annual Report of Naka Fusion Research Establishment from April 1, 1996 to March 31, 1997”, JAERI-Review-97-13, 131 (1997).
- [16] D.V.Orinski, I.V. Altovski, I.L.Yudin, T.A. Bazilevskaya, V.T. Gritsynna, V.I. Inkov, I.A.Ivanin, V.D.Kovalchuk, V.S.Vojtsenya; “Preliminary Results of Window Radiation Resistance Investigations”, J.Nucl.Mater., 212-215, 1059 (1994).

## 第2章 14MeV中性子誘起発光測定システムの開発

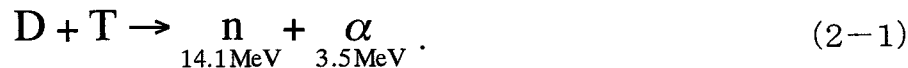
### 2-1 はじめに

この章では、はじめに14MeV 中性子発生装置の概要について説明し、その中性子照射場のキャラクタリゼーションについて述べる。そして、14MeV 中性子照射中に窓材料からの発生光子を正確に測定するために開発した *In-situ* 型光測定システムに述べている。

### 2-2 14MeV中性子照射場のキャラクタリゼーション

#### 2-2-1 14MeV中性子発生装置

14MeV中性子照射実験は、大阪大学強力14MeV中性子工学実験装置OKTAVIAN[1]及び日本原子力研究所14MeV中性子発生装置FNS(Fusion Neutron Source)[2]を利用して行った。これらの中性子発生装置は、共にコッククロフト型重陽子加速器で、重陽子ビームをトリチウムターゲットに照射し、D-T核融合炉と同じ核融合反応により14MeV中性子を発生させる。



重水素イオンのエネルギーとT(d, n)<sup>4</sup>He反応の断面積の関係を図2-1に示した。T(d, n)<sup>4</sup>He反応断面積は重水素イオンのエネルギーが～100keV付近で最大値を示すが、加速エネルギーが400keV程度までは反応領域が増え、単位ビーム電流当たりのD-T中性子の発生量は増加する。従って、たいていの重陽子加速器型14MeV中性子発生装置の加速エネルギーは、250～350keVとなっている。

OKTAVIANの性能値を表2-1に示している。OKTAVIANは、最小時間幅1.5ナノ秒(FWHM)のD<sup>+</sup>パルスビームによって、14MeV中性子をパルス状に発生させることができ、また、最大3～5×10<sup>12</sup>n/secで連続的に14MeV中性子を発生させることも出来る。

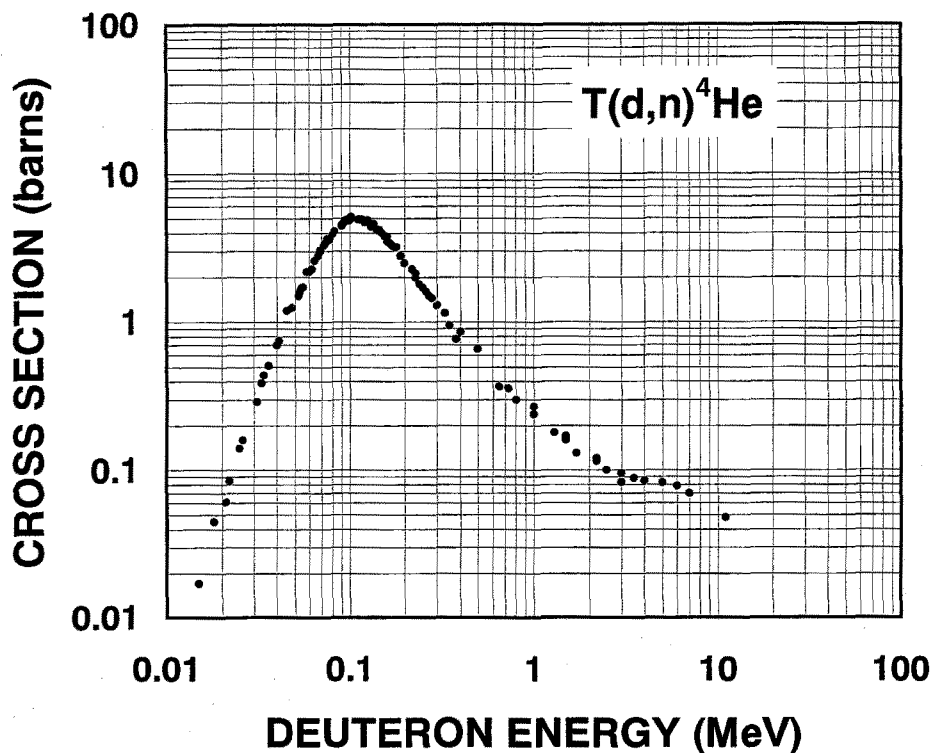


図2-1  $T(d, n)^4\text{He}$ 反応断面積

図2-2は、OKTAVIAN施設のレイアウトで、大実験室は、18m×32mで厚さ80cmのコンクリート壁で囲まれている。高電圧架台には、デュオプラズマトロンイオン源、分析マグネット等が設置されている。ビームラインは、重照射用ビームライン、パルス用ビームライン、0度の調整用ビームラインがあり、スイッチングマグネットによって選択される。図2-3に示すデュオプラズマトロンイオン源は、H. V. DP240aを改造したもので、主に、ビーム強度を高めるために電極を改造している。また、長時間、熱電子放出を維持するために、電極のカソード材料は、タングステンにバリウムを混入させたものを使用する。重水素ガスを100cm<sup>3</sup>/hでフローさせ、35kVの電圧によってイオンを引き出し、最大300keVまで加速する。イオンビームは、分析マグネットによって不純物イオンや分子イオンが取り除かれる。また、12段の加速管を用いて、効率よくビーム輸送できるように設計されており、ビームスポットの最小径は回転トリチウムターゲットで直径30mm、パルスビームラインで直径15mmが達成されている。

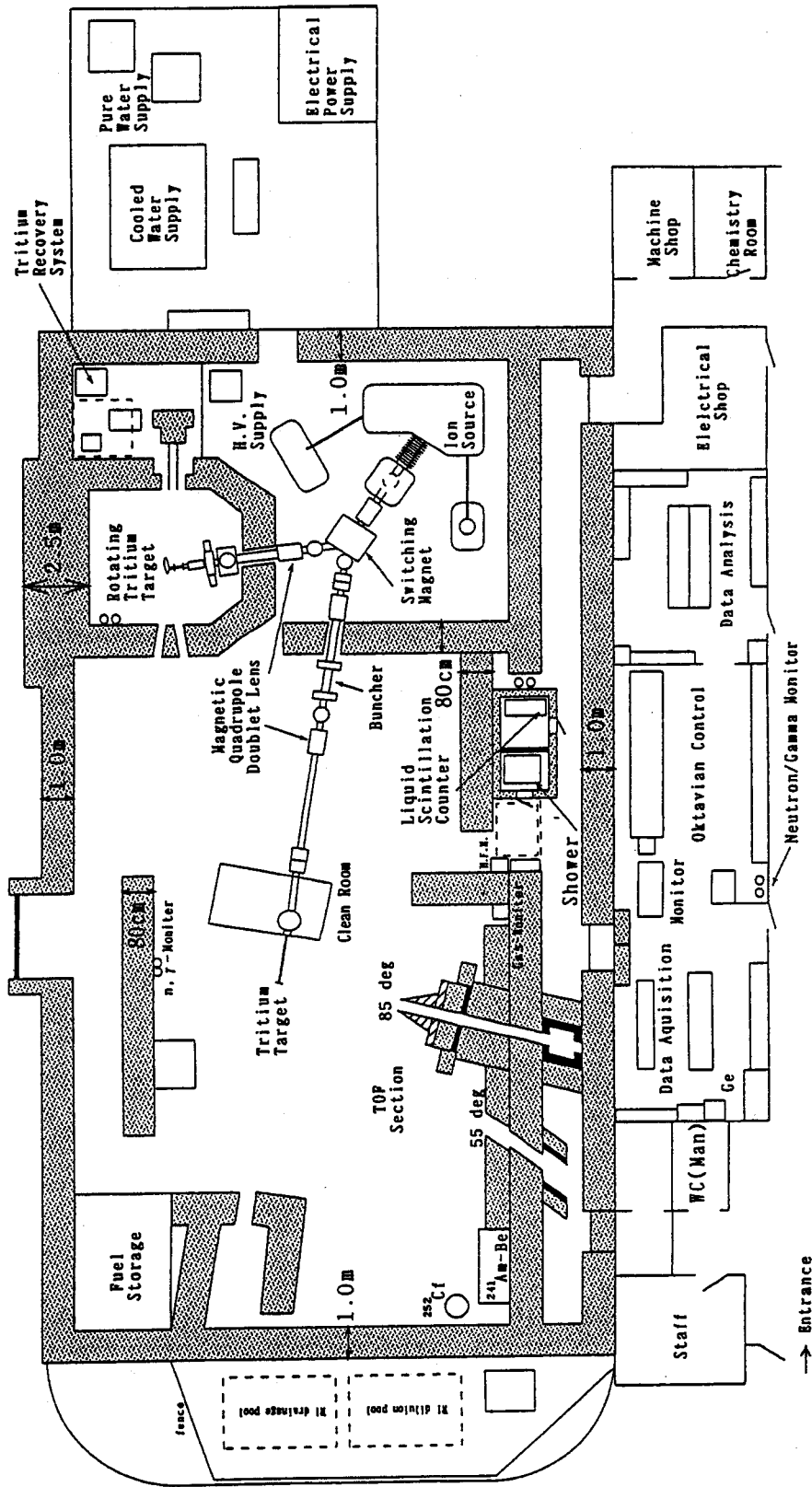


図2-2 OKTAVIAN施設レイアウト図



表2-1 加速器型DT中性子源OKTAVIANの性能

Beam energy (keV)	<300
D <sup>+</sup> beam current at rotating target (mA)	<20
Minimum beam spot size at the target (mm)	15
Rotating target diameter (cm)	20
Rotating speed of target (rpm)	~800
D-D neutron yield, continuous (n/s)	~3×10 <sup>10</sup>
D-T neutron yield, continuous (n/s)	~3×10 <sup>12</sup>
Tritium amount for one rotating target (Ci/piece)	<800
Target life (half value of neutron yield) (A. h)	~1
Pulse width (ns)	1.5
Ratio of neutron pulse/peak and background	10 <sup>4</sup>
D-T neutron yield of nanosecond pulsed mode (n/pulse)	~10 <sup>4</sup>

図2-4にトリチウム回転ターゲットの構造を示している。トリチウム回転ターゲットは、大電流の重水素イオンビーム入射による発熱を除去するため精密かつ複雑な構造になっており、真空を保持するためのターゲット容器、冷却水路と回転伝達を行う回転軸、そしてターゲットディスク本体から構成されている。内蔵されているトリチウムターゲットディスクは、図2-5のように、直径21.5cm、厚さ2mmの銅円板を2枚重ね合わせて作り、重ねられた銅板の内部には冷却用の流路チャンネルが設けられている。重陽子ビームが入射する銅ディスク面には、円環状にチタンが数 $\mu$ mの厚さで蒸着され、そのチタンに800Ciのトリチウムが吸蔵されている。そして、このトリチウムターゲットは、銅ディスクの温度上昇によるトリチウムの放出を抑えるため、水冷法の他に、ターゲットディスクそのものを回転させることによって重陽子ビームの入射場所を移動させる方法で熱除去の効率をあげている。従って、照射試料からみたビームの入射位置、つまり中性子発生場所は常に一定で、ターゲットディスクのみが毎分最高800回転の速度で回転する。14MeV中性子の発生量はビーム電流量を調整して行われ、最大1cm程度まで近接することによって $3 \times 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>/sec 程度の中性子束を得ることができる。

トリチウムターゲットの寿命を低下させる原因としては、ターゲット温度の上昇によるトリチウムの拡散及び放出、真空排気系のガスに含まれる炭素等の表面付着、ターゲット内での重水素とトリチウムの置換、D<sup>+</sup>イオン衝撃による表面損傷等があげられている。

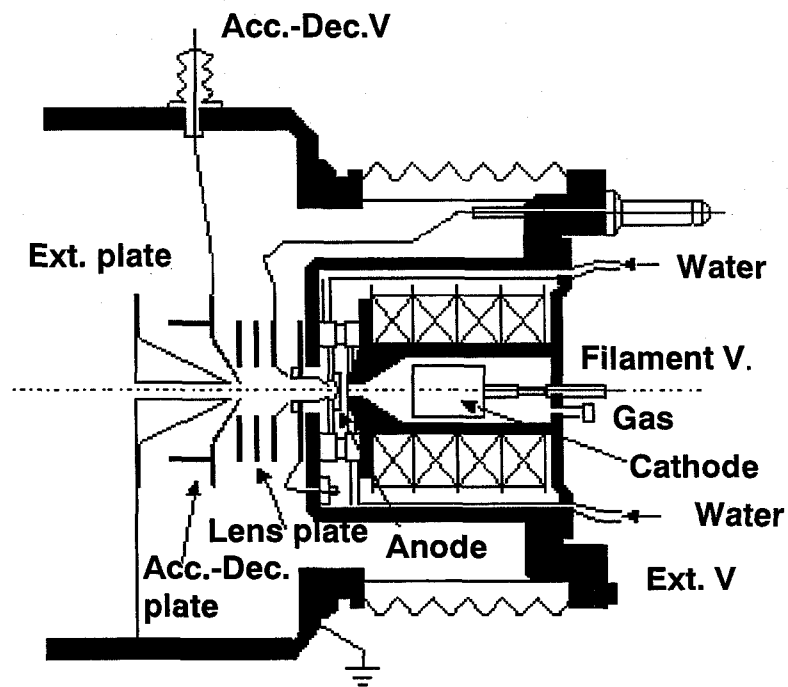


図2-3 OKTAVIAN用デュオプラズマトロンイオン源

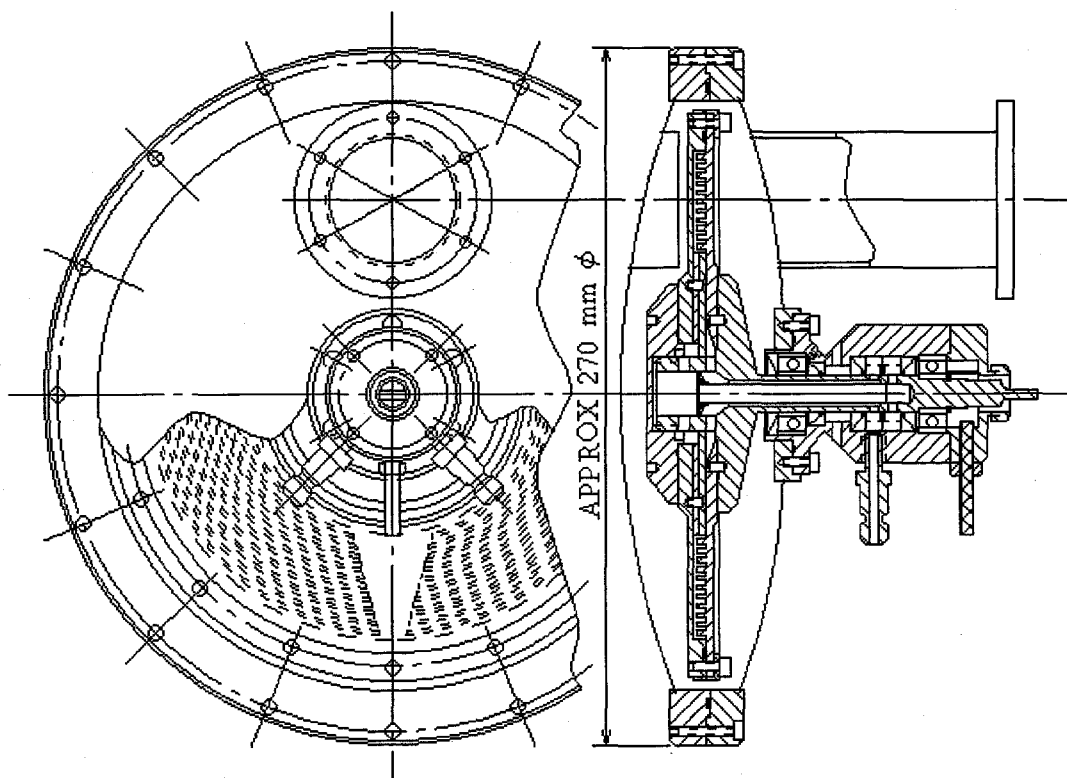


図2-4 OKTAVIAN用トリチウム回転ターゲット

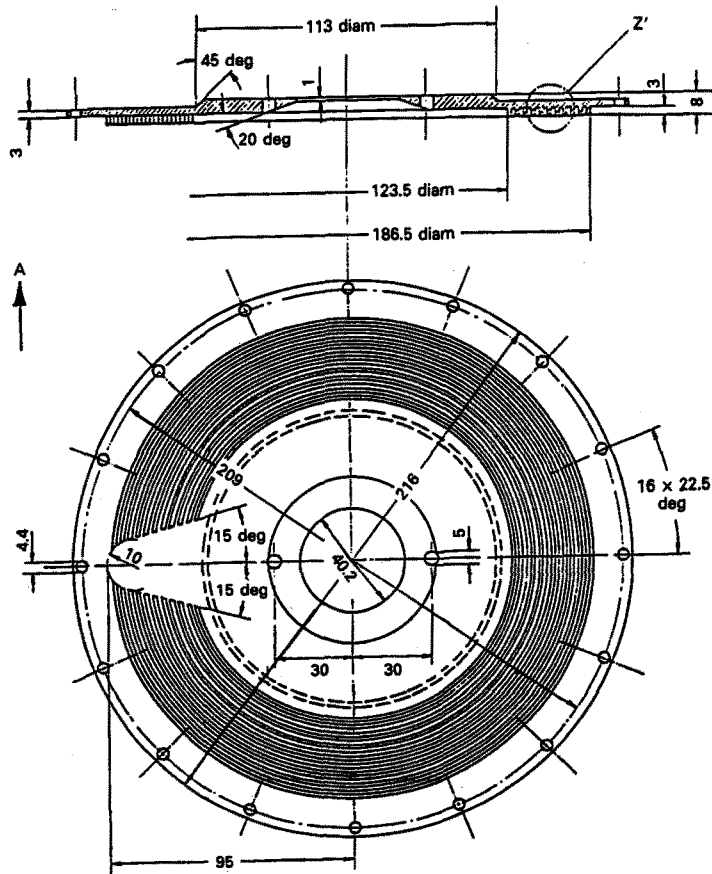


図2-5 回転ターゲット用トリチウムターゲットディスク

FNSは日本原子力研究所東海研究所に設置されており、重陽子加速器、トリチウムターゲット、トリチウム処理装置及びその他の周辺装置から構成されている。重陽子加速器は350kVのCockcroft-Walton型静電加速器で、加速された重陽子は第1または第2ターゲット室へ2つのビームラインによって導かれ、それぞれの最大中性子発生量 $3 \times 10^{11}$ 及び $4 \times 10^{12}$ n/secのトリチウムターゲットが設置されている。本実験では主に中性子強度の大きい第2ターゲット室でおこなった。図2-6は、FNS施設の鳥瞰図で、第2ターゲット室は、遮蔽のため厚さ2.5mのコンクリート壁で囲まれている、最大25mAの重陽子ビームをターゲットに照射してDT中性子を発生させる。

図2-7は、FNS回転ターゲットアセンブリの概略図であり、トリチウムターゲットは水冷却および高速回転させるだけでなく、ターゲットアセンブリを上下に動かすことが可能で効率よく14MeV中性子照射をおこなうことができる。FNS加速器の概要を表2-2に示す。

### Bird's Eye View of FNS Facility

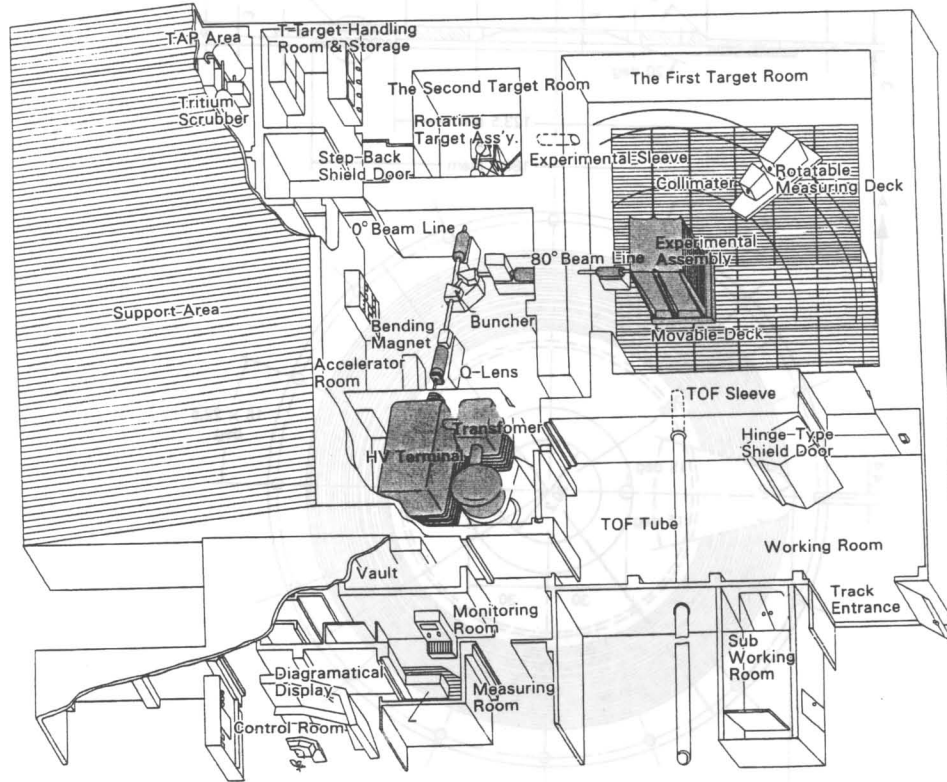


図2-6 FNS施設の鳥瞰図

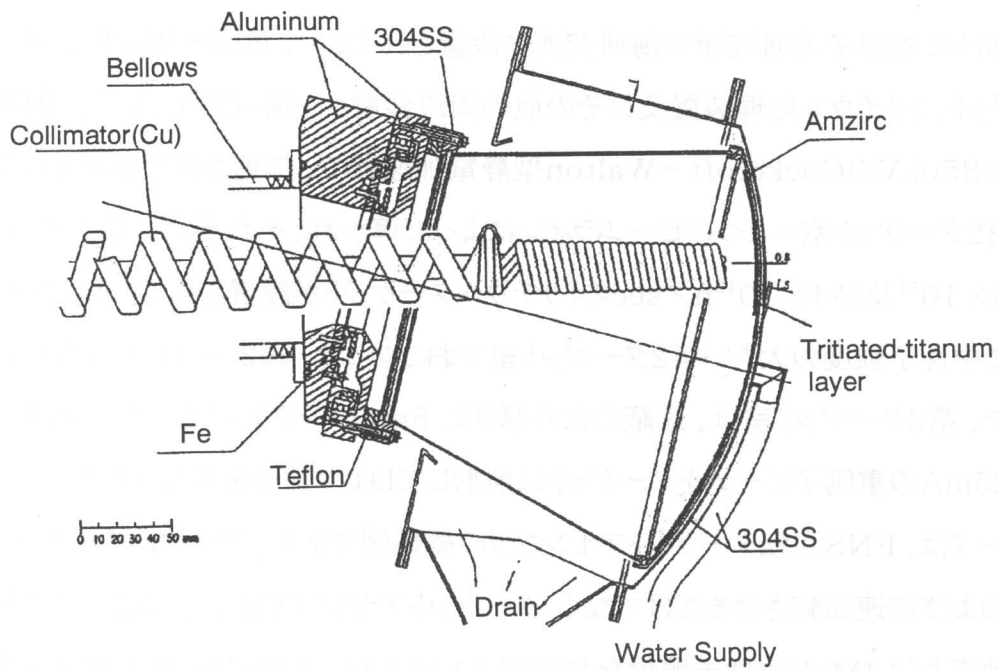


図2-7 FNSの回転トリチウムターゲットアセンブリ

表2-2 FNSの加速器概要

型式	400keV重陽子加速器
直流高圧電源	450kV, 80mA
イオン源	大電流用 740型デュオプラズマトロン 小電流用 820型デュオプラズマトロン アークパルス
ビーム電流及び 中性子発生量	0度 ビームライン: 25mA $4 \times 10^{12} \text{n/s}$ 80度 ビームライン: 3mA $3 \times 10^{11} \text{n/s}$
パルス性能	パルス幅最小 2ns (FWHM) ピーク電流 80mA
ターゲット	0度ビームライン 回転ターゲット(230mm $\phi$ ) 回転数 880rpm 真空シール方式 スライディングシール 80度ビームライン 水冷及び空冷固定ターゲット
ターゲットトリチウム装 荷量	0度ビームライン: $\sim 37 \text{TBq}$ (1000Ci) 80度ビームライン: $\sim 0.37 \text{TBq}$ (10Ci)
主な付属設備	(1)トリチウム吸着処理設備(TAP) (2)トリチウムターゲット取り扱い設備(グローブボック ス、フード) (3)ターゲット表面温度測定装置

### 2-2-2 中性子輸送計算による14MeV中性子照射場キャラクタリゼーション

ターゲットでD-T核反応により14MeV中性子が発生すると同時にターゲット構造材で14MeV中性子の弾性、非弾性散乱により誘導 $\gamma$ 線と14MeV以下の2次中性子が生じる。従って、試料の照射線量を正確に評価するためには、ターゲット近傍の中性子及び $\gamma$ 線の線量分布を求める必要がある。この照射場解析のために中性子、 $\gamma$ 線輸送計算コードMCNP(Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport)[3]と、構成元素の核反応断面積にJENDL-3[4]を用いて、ターゲット近傍の中性子と $\gamma$ 線の線束及びエネルギースペクトルを計算した。

図2-8は中性子及び誘導 $\gamma$ 線発生についてMCNPコードで計算するとき用いたFNSのターゲットアセンブリの構造モデルである。図2-8に示されるように、ターゲットアセンブリはSS304、アルミニウムなどの元素で構成されている。5%の $\text{H}_2\text{O}$ はターゲット冷却用水を模擬したものである。実際のターゲットアセンブリはもう少し複雑で

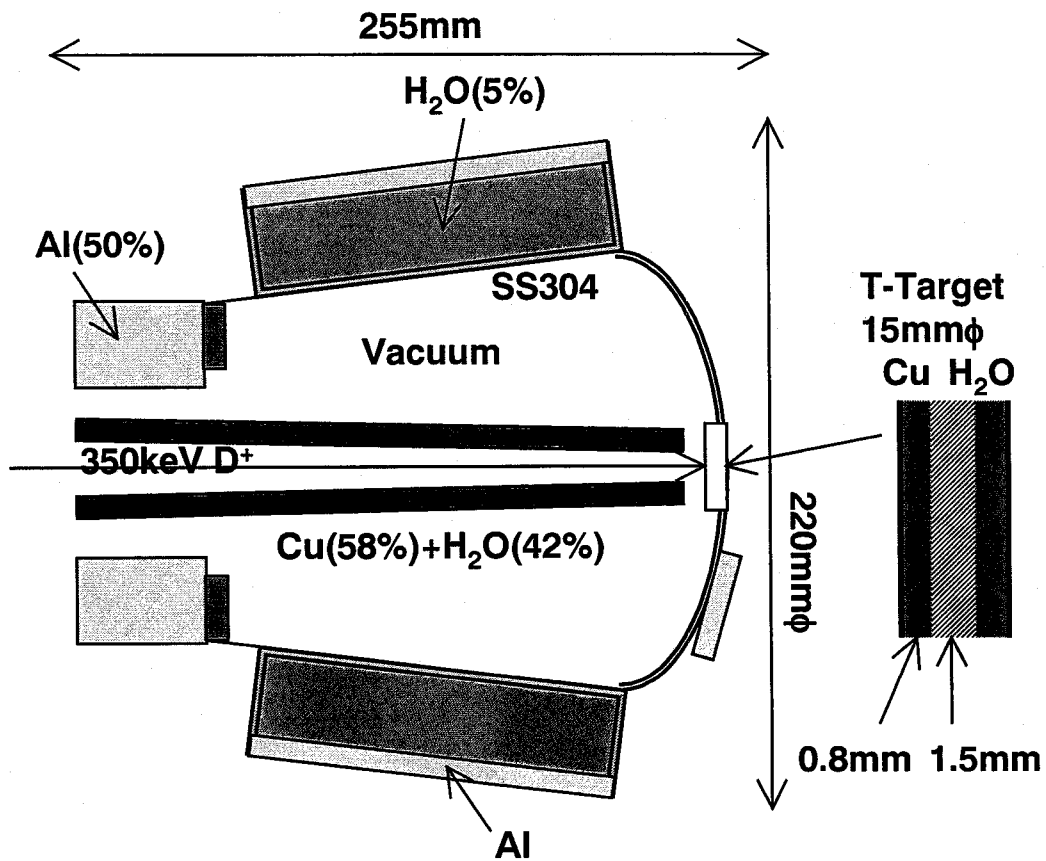


図2-8 中性子輸送計算に用いたFNS回転型トリチウムターゲットアセンブリの構造モデル

あるが、照射線量を計算する際には中性子発生点近傍が重要と考えられるため全体構造は軸対称で近似した。

図2-9、2-10にターゲットの中性子発生点より前方15mm位置での中性子と $\gamma$ 線エネルギースペクトルの計算結果を示している。MCNPコードのポイントエスティメータを用いて中性子125群、 $\gamma$ 線40群のエネルギービンでのスペクトル計算を行った。また、表2-3はターゲットから毎秒 $3.0 \times 10^{12}$ 個 D-T中性子が発生した時の全エネルギー領域で積分した中性子と $\gamma$ 線の線束である。誘導 $\gamma$ 線の影響も含めて、ターゲット近傍における $\gamma$ 線の粒子束は中性子に比べ、約1桁小さいことがわかる。

続いて、得られた中性子エネルギースペクトルから核発熱定数(KERMA)ライブラリー[5]を用いて、照射窓試料に対するエネルギー吸収線量を計算した。中性子は物

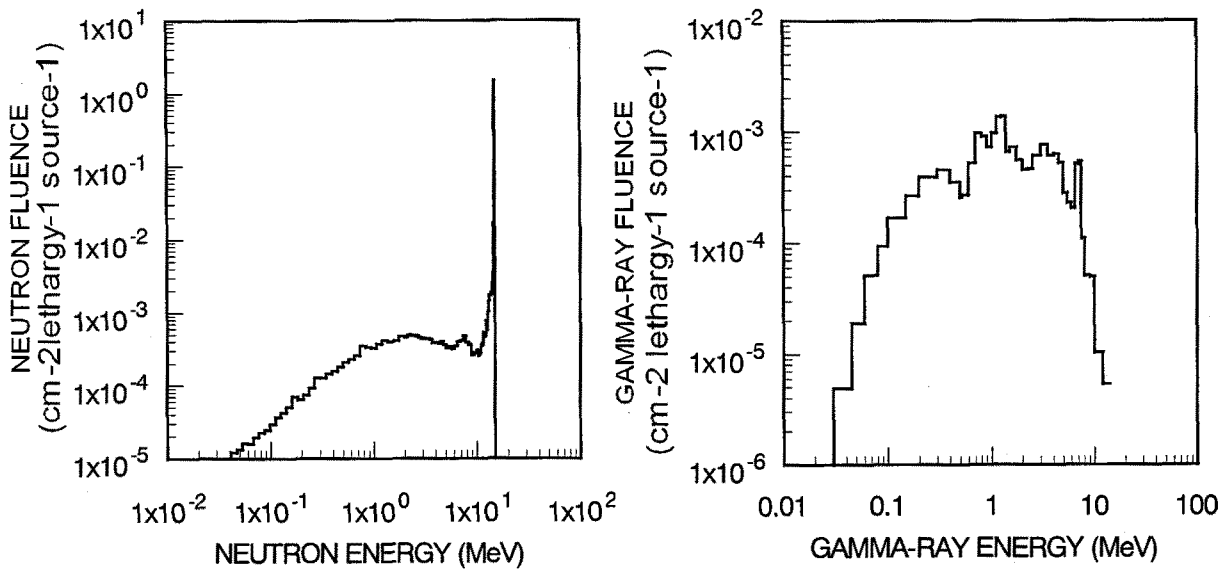


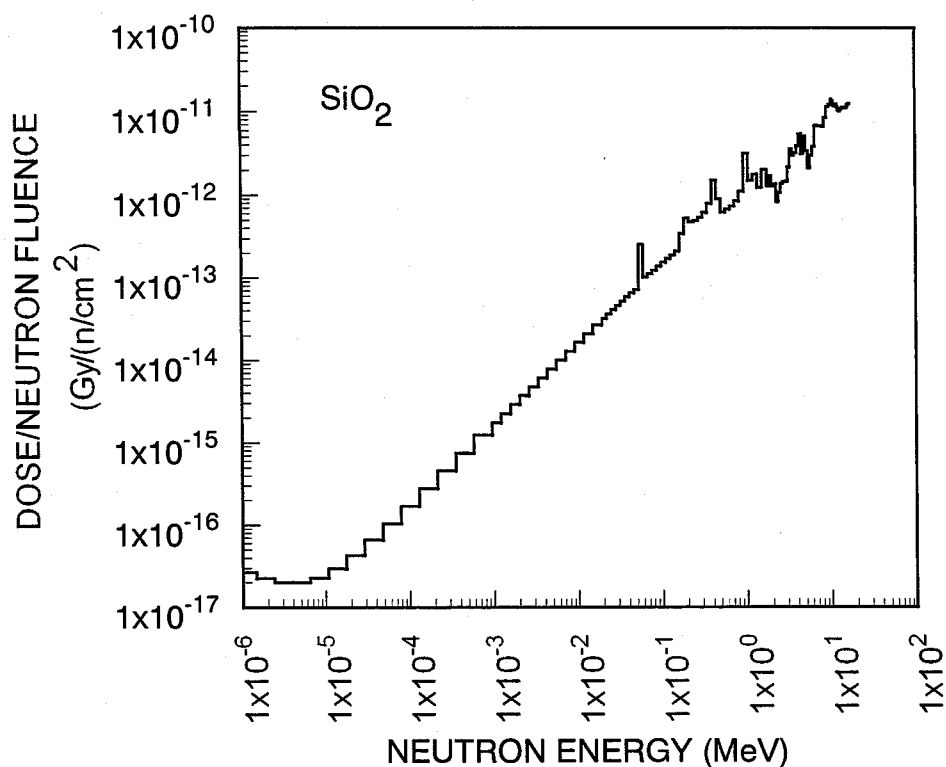
図2-9、2-10 回転型トリチウムターゲット近傍の中性子(左)及びγ線(右)のエネルギースペクトル (ターゲット中心より前方15mmの位置)

質中の原子核と衝突し、二次中性子や光子(ガンマ線)、荷電粒子を生成しつつ運動エネルギーを失い、最後に原子核の中に取り込まれる。これらの過程で、中性子が原子核と衝突し、二次中性子や荷電粒子、光子を放出するとき、生成した荷電粒子と反跳を受けた原子核には運動エネルギーが与えられる。それら原子の飛程は短く、その運動エネルギーは、エネルギー損失過程を経て物質中に吸収される。

中性子KERMAファクターは、核反応断面積に基づいて、全ての核反応についてのエネルギーの出入りを考慮し、物質に吸収されるエネルギーを合計したものである。図2-11はKERMAライブラリーから求めたSiO<sub>2</sub>の中性子フルエンスあたりの吸収線

表2-3 ターゲット近傍におけるの中性子及びγ線フラックスの計算結果  
(D-T neutron:  $3 \times 10^{12}$  n/sec)

Distance from Target (mm)	Neutron (n/cm <sup>2</sup> /sec)	Gamma-ray (γ/cm <sup>2</sup> /sec)
15	$7.5 \times 10^{10}$	$9.0 \times 10^9$
30	$2.3 \times 10^{10}$	$2.8 \times 10^9$
45	$1.1 \times 10^{10}$	$1.3 \times 10^9$



量である。中性子に対する吸収線量は、照射位置での中性子エネルギースペクトルと中性子カーマ定数によって決定される。照射試料に対する吸収線量  $D$  (Gy=J/kg)は、次式より求められる。

$$D_{Total} = \sum_m N_m \int K_{n,m}(E) \tilde{\Phi}_n(E) dE + D_\gamma, \quad (2-2)$$

$m$ : 試料の構成元素,

$E$ : 中性子のエネルギー(MeV),

$N_m$ : 構成元素の原子数密度 (atom/kg),

$\tilde{\Phi}_n(E)$ : 中性子エネルギースペクトル (n/cm<sup>2</sup>/MeV),

$K_{n,m}(E)$ : 中性子カーマ定数 (J·barn/atom=J·10<sup>-24</sup>cm<sup>2</sup>/atom),

$D_\gamma$ :  $\gamma$ 線吸収線量(Gy).



$\tilde{\Phi}_n(E)$ は試料中の平均の中性子エネルギースペクトルで、中性子輸送コードを用いて計算されたものである。

$$\tilde{\Phi}_n = \frac{\int \Phi_n(\vec{V}) dV}{V_{eff}}, \quad (2-3)$$

$\Phi_n(\vec{V})$ : 位置( $\vec{V}$ )での中性子フラックス( $n/cm^2$ )

$V_{eff}$ : 試料体積 ( $cm^3$ ).

式(2-2)において、中性子のエネルギー吸収は荷電粒子の飛程が短いため全吸収と考えられる。しかし、試料の大きさは $\gamma$ 線によって試料内で発生する高速電子の飛程に比べて小さいので、 $\gamma$ 線吸収線量  $D_\gamma$ を $\gamma$ 線カーマ定数より求めた場合は厳密な結果を得るのは困難である。実際には、 $\gamma$ 線照射効果によって発生した高速電子が全てのエネルギーを与えずに試料の外へ放出する場合と、逆に空気中やターゲット構造物から発生した高速電子が試料に入射し、試料にエネルギーを与えるケース等が考えられる。ここでは、 $\gamma$ 線に対する吸収線量については、試料中の $\gamma$ 線照射効果に基づく電子エネルギースペクトルをMCNPコードで計算して、次式より求めた。

$$D_\gamma = \frac{\int \left( \frac{dE}{dx} \right) \Phi_e(E) dE}{\rho}, \quad (2-4)$$

$\left( \frac{dE}{dx} \right)$ : 電子の阻止能 ( $MeV/cm$ ),

$\Phi_e(E)$ : 試料中の高速電子フラックス( $e/cm^2/MeV$ ),

$\rho$ : 試料密度 ( $kg/cm^3$ ).

図2-12は、ターゲット中心からの距離と $SiO_2$ 試料に対する14MeV中性子照射実験での中子と $\gamma$ 線の吸収線量の関係である。ターゲット近傍では照射線量の位置依存性が顕著に見られている。

表2-4 14MeV中性子照射実験での各種試料の中性子及び誘導 $\gamma$ 線の吸収線量率(D-T中性子発生強度: $3.0 \times 10^{12}$ n/sec、試料位置:ターゲットより15mm)

Sample	$D_{\text{NEUTRON}}$ (Gy/s)	$D_{\text{GAMMA-RAY}}$ (Gy/s)	$D_{\text{TOTAL}}$ (Gy/s)
SiO <sub>2</sub>	1.0	0.07	1.1
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.92	0.11	1.0
CaF <sub>2</sub>	1.3	0.06	1.4

表2-4に、窓材14MeV中性子照射実験における試料の吸収線量についての計算結果をまとめている。窓材試料での中性子吸収線量に対して $\gamma$ 線は一桁程度小さく、照射される試料の吸収線量は14MeV中性子の核反応、即ち、弾性散乱による反跳原子、非弾性散乱による反跳原子や陽子、 $\alpha$ 粒子など放出荷電粒子による寄与が主である。原子炉を用いた中性子照射実験と比較すれば、単色の中性子照射環境である。

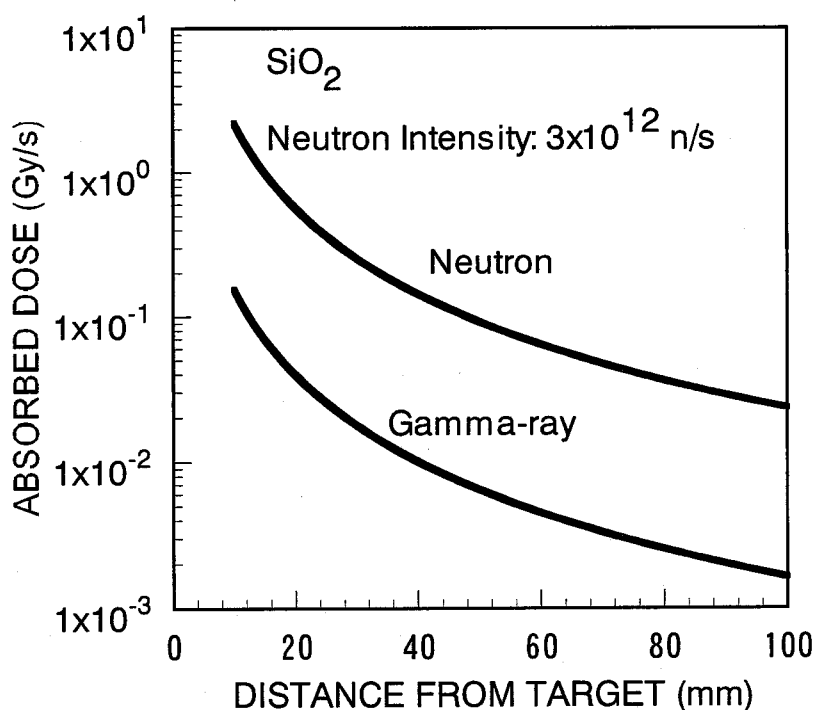


図2-12 ターゲット中心からの距離とSiO<sub>2</sub>に対する中性子と $\gamma$ 線の吸収線量の関係

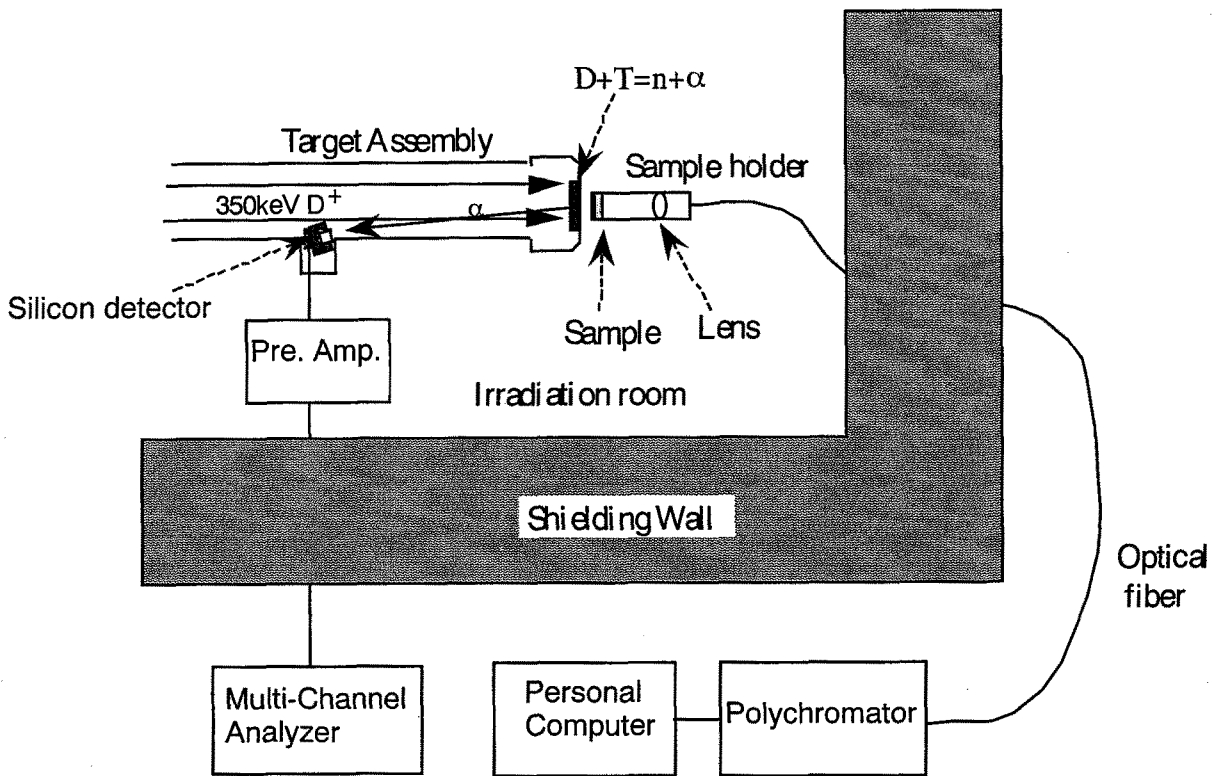


図2-13 窓材料の14MeV中性子誘起発光測定実験の概念図

### 2-3 中性子照射誘起発光測定システム

図2-13は、窓材料試料の14MeV中性子誘起発光測定システムの概念図である。中性子発生ターゲット近傍では照射線量が高く、試料近傍に光測定機器を設置することは難しい。そのために、ターゲット近傍に窓試料が内蔵された試料容器だけを設置して、14MeV中性子照射中の試料からの発生光子を、大口径の耐放射線性光ファイバで伝送する。そして、遮蔽された場所に置かれた光分析装置を用いて発生光子数を測定した。

#### 2-3-1 窓試料容器

図2-14は、照射用窓試料容器の形状と石英に対する吸収線量分布を示したものである。試料容器は直径約3cm、長さ約10cmのアルミニウム製の円筒形状である。試料容器の内部には直径25mm以下、厚さ2~10mmの窓材試料と集光のための高

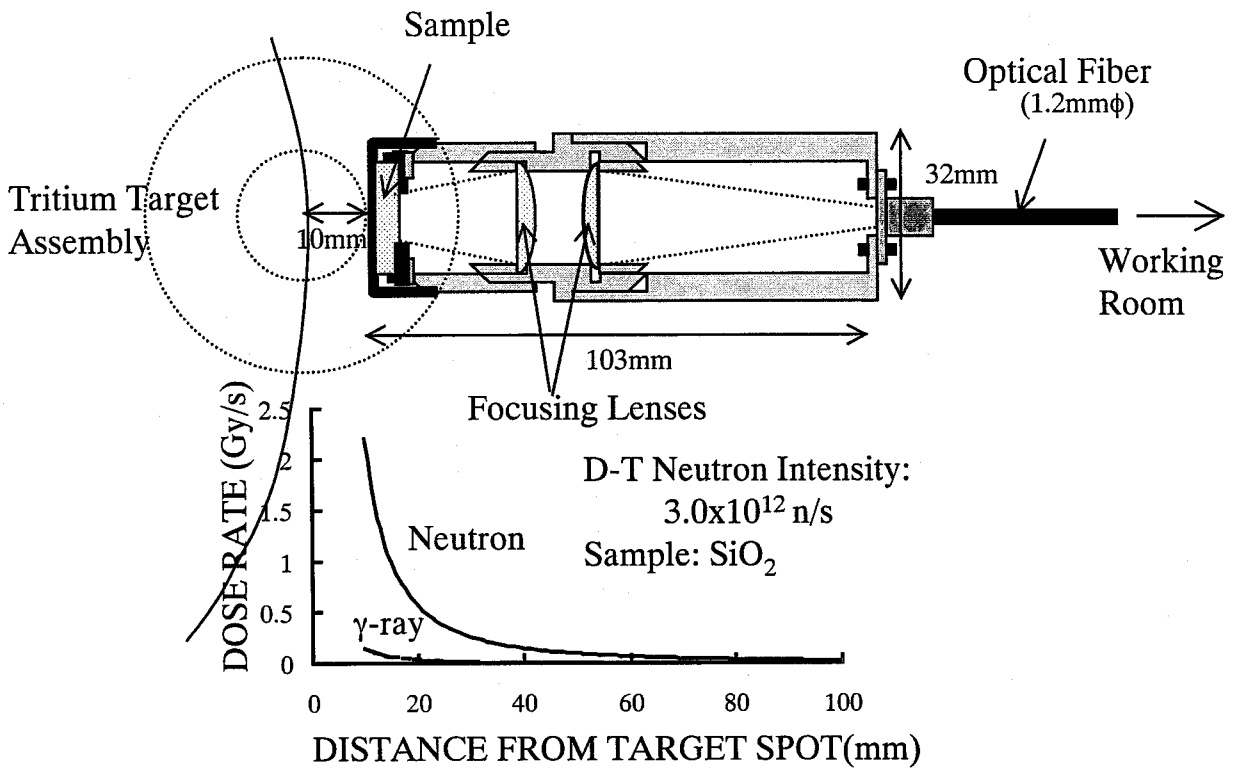


図2-14 ターゲット近傍に置かれた試料容器と石英試料の吸収線量率分布

純度石英レンズが取り付けられ、十分に遮光されている。レンズは耐放射線性を考慮して高純度石英ガラスを用いている[6]。レンズや光ファイバの照射線量は試料に比べて、レンズで1桁程度、光ファイバの先端では約2桁近く小さくなっている。また、レンズの光透過度の減少が生じないように、レンズに対する積算中性子フルエンスが $1 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ 以下で実験を行っている。試料観測面には、発光観測領域を限定するための3mm  $\phi$ のアパーチャーが置かれ、試料からの光を2枚の平凸レンズによって集光し、光ファイバに伝送する。試料側のレンズの焦点距離は試料観測面に対して立体角が大きく、一方は焦点距離が光ファイバ受光角よりも小さくなるように設計されている。また、試料容器は中性子照射による放射化を考慮しており、試料の交換時間を短くするために、組み立てと分解が容易になっている。写真2-1は、窓材料の14MeV中性子照射実験の様子である。

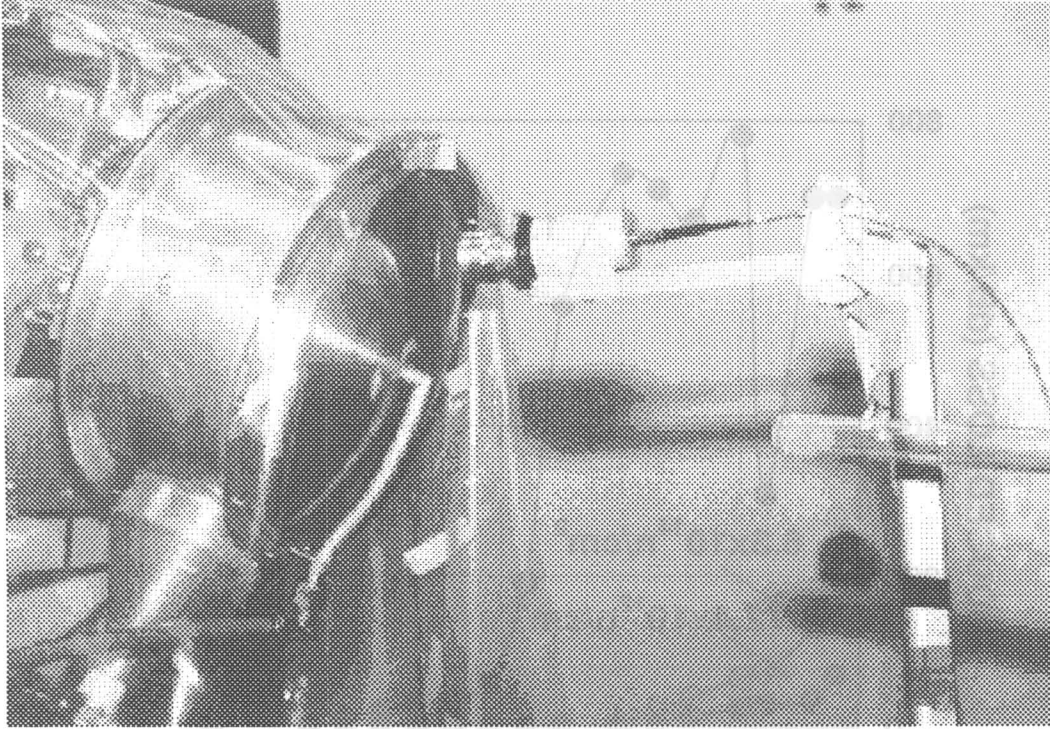


写真2-1 窓材料の14MeV照射実験の様子

### 2-3-2 耐放射線性光ファイバ

光伝送用の光ファイバは耐放射線性のもので、コア直径1.2mm、外径1.5mmで長さ30mである。光ファイバはコア直径の大きいものを選択したために、曲率半径を小さくすることが困難であるが、受光面積が大きく、光学的調整が容易となっている。

表2-5は代表的な耐放射線性光ファイバの構造で、高純度石英コアとクラッド部にOH基、フッ素等がドーピングされ、耐放射線性を向上させたものである。特に、耐放射線性光ファイバの照射効果についてはよく調べられており、図2-15は14MeV中性子照射による光ファイバの透過度の低下について報告された一例である[7]。これらの14

表2-5 各種の耐放射線性光ファイバの構造

Types of fibers	Core	Cladding
Step-index pure-silica	SiO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub> -F
Step-index F-doped	SiO <sub>2</sub> -F	SiO <sub>2</sub> -F

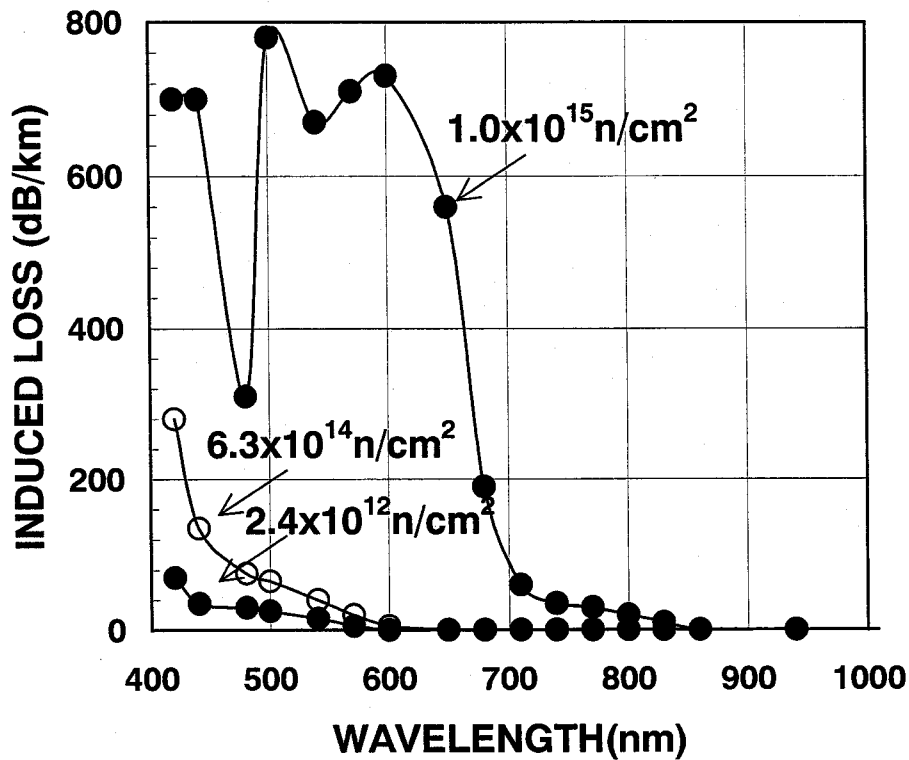


図2-15 14MeV中性子照射による耐放射線性光ファイバーの光伝送損失(参考文献 7)

MeV中性子照射実験の結果[7-8]から、本実験における光ファイバの伝送損失の影響は十分小さいと見積もられている。

### 2-3-3 光分析装置

本システムでは、近紫外～近赤外線波長領域での発光スペクトルが測定可能となっている。14MeV中性子照射実験では、イメージンスフィア付きのマルチチャンネル型分光器システム(Polychromator System)と光子カウンティングシステムの2つの光分析装置を用いた。

マルチチャンネル型分光器システムはイメージンスフィア付き分光器と制御装置で構成されている。近接型イメージンスフィアは、光電面、マイクロチャンネルプレート(MCP)、受光素子から構成されている。図2-16に示されているイメージンスフィアは、光電面に入射した光の強度に比例した光電出力をマイクロ

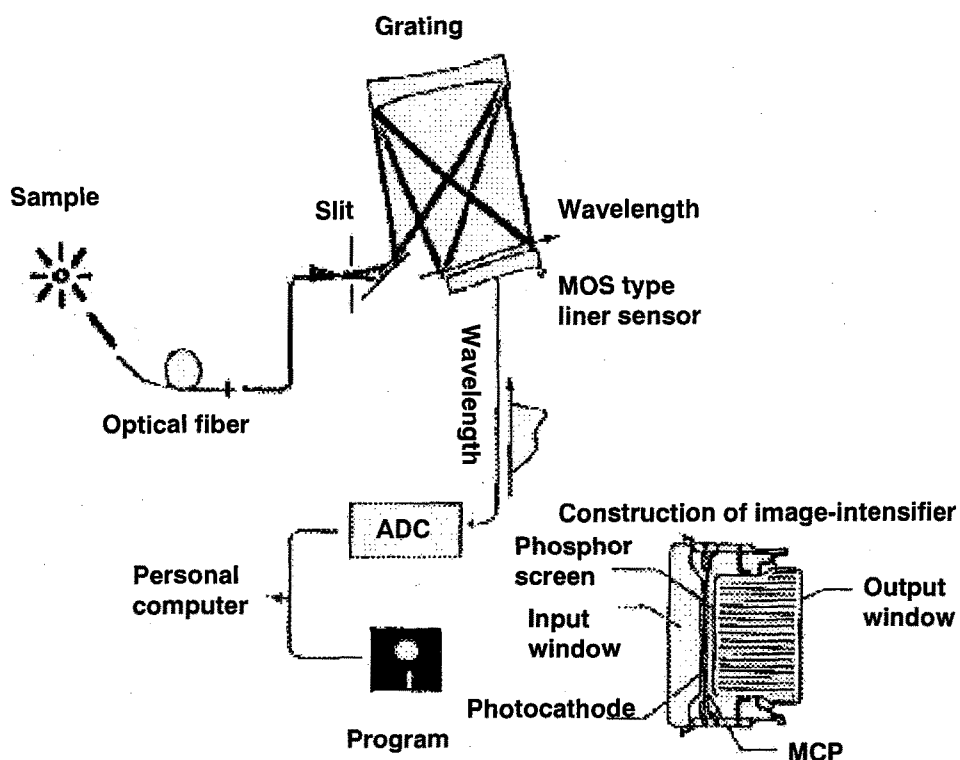


図2-16 イメージインテンシファイア付きマルチチャンネル型分光器システム

チャンネルプレートで数百倍に増倍し、光電面により再び光に変換するデバイスである。そして、各スペクトルの光強度を受光素子によって電気信号に変換し高速読み出しを行う。光測定は可視域(350~750nm)で、波長分解能は、0.5nmである。十分な光量が得られる場合には、最小10ミリ秒でスペクトル測定を完了することが出来るが、本実験のように微弱光量測定で使用するにあたっては統計精度をあげるために100~1000秒の測定時間を要した。

フォトンカウンティングシステムは、光ファイバからの光子を光電子増倍管で直接検出しているため、光スペクトル分析には用いることができない、しかし、検出感度が高いため微弱光測定に用い、マルチチャンネル型分光器システムと併用している。光電子増倍管は熱雑音を低減させるため、約2°Cの冷却水とペルチェ素子を用いて-20°C程度に冷却されている。

#### 2-3-4 中性子発生量測定

14MeV中性子の絶対発生数は、表面障壁型Si半導体検出器(Si-SSD)を利用した共役 $\alpha$ 粒子法[9]による測定と、 $^{232}\text{Th}$ 核分裂計数管の併用により求めている。共役 $\alpha$ 粒子法は、トリチウムターゲットを小さな立体角で見込む加速管内に設置されたSi-SSDにより、D-T核反応で発生する $\alpha$ 粒子を検出し、微小立体角、非等方補正因子、発生中性子角度分布の補正により14MeV中性子の絶対発生量を算出する。図2-17では、加速器管内に設置された半導体検出器は、ターゲットに入射するビームに対して $\theta_\alpha$ の角度をもっており、Si-SSDがターゲットを見込む立体角は $\Delta\Omega$ である。ターゲットで生成される $\alpha$ 粒子の収量を $Y_\alpha$ とすると、Si-SSDの計数 $C_\alpha$ の関係は、

$$Y_\alpha = C_\alpha \cdot K. \quad (2-5)$$

で、その換算係数 $K$ は、

$$K = \frac{4\pi}{\Delta\Omega} \cdot R_\alpha, \quad (2-6)$$

である。 $R_\alpha$ は、非等方性係数で、ターゲットに入射するエネルギーと角度 $\theta_\alpha$ で決まる。全中性子発生量は $Y_n$ は、

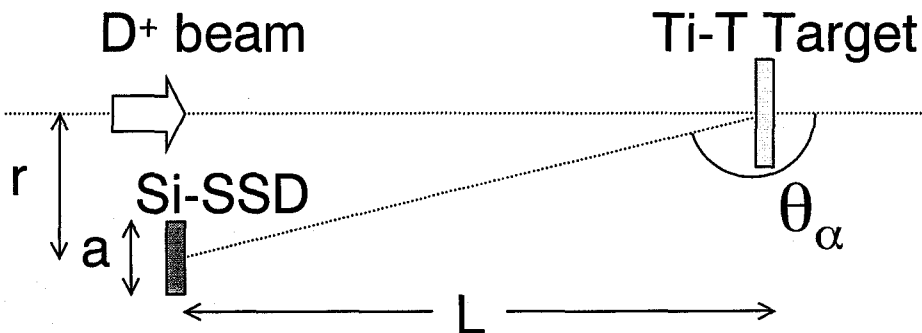


図2-17 Ti-Tターゲットと半導体検出器の配置



$$Y_n = \frac{4\pi}{\Delta\Omega} \cdot C_\alpha \cdot R_\alpha(E_d, \theta_\alpha), \quad (2-7)$$

となる。(2-7)式より、D-T反応で発生した中性子の絶対個数が求められる。しかし、14MeV中性子照射フルエンスが高くなると半導体検出器に損傷が生じるため、高中性子線量実験では<sup>232</sup>Th核分裂計数管を併用している。また、試料近傍にNb箔を取りつけて、箔放射化法によっても中性子フルエンスを求めている。

## 2-4 照射誘起発光測定システムの較正[10]

### 2-4-1 中性子誘起発生光子数の較正

14MeV中性子照射中に試料から発生した絶対光子数を決定するには、測定システムの光子検出効率のための較正を行わなければならない。ここでは、まず絶対発光効率の決定手順を述べて、次に個々の較正方法について述べる。14MeV中性子照射による試料の絶対発生光子数  $N_{abs}(\lambda)$  (photons/nm) は、次式に従って決定した。

$$N_{abs}(\lambda) = \frac{N_C(\lambda) - N_B(\lambda)}{\eta_F(\lambda)\eta_L\Delta\lambda_M\eta_M(\lambda)\eta_O(\lambda)} \text{ (photons/nm)}, \quad (2-8)$$

$\lambda$ : 波長,

$N_C(\lambda)$ : 試料をセットした時の光子計数,

$N_B(\lambda)$ : 試料をセットしない時の光子計数(バックグラウンド計数),

$\eta_F(\lambda)$ : 光ファイバの光透過率,

$\eta_L$ : 光学レンズによる試料体積あたりの集光効率,

$\Delta\lambda_M$ : 分光器の波長分解能,

$\eta_M(\lambda)$ : 分光器の分光回折効率,

$\eta_O(\lambda)$ : 受光素子の量子効率.

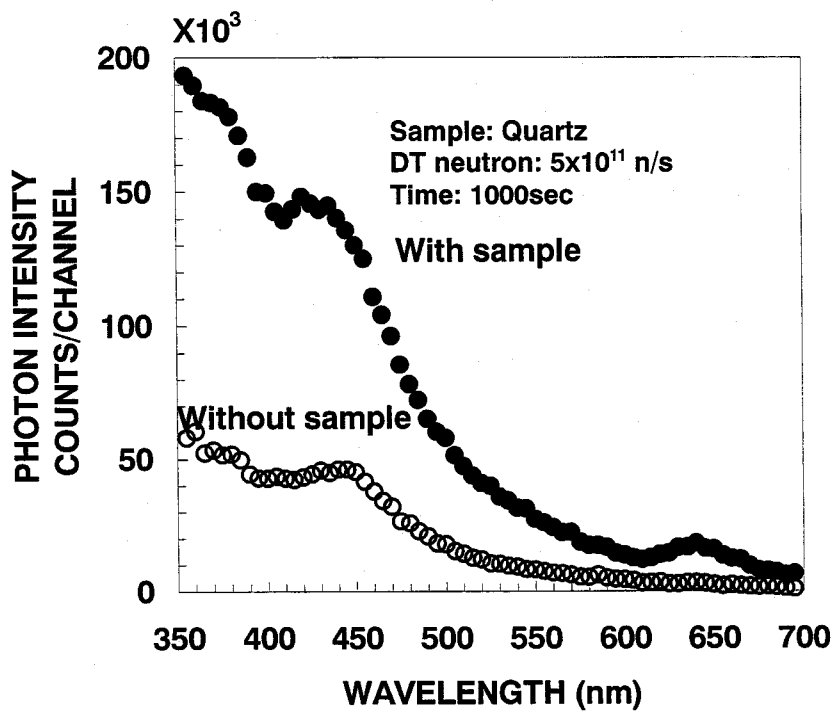


図2-18 同じ中性子照射条件で試料(石英)をセットした時とセットしない時の発光スペクトルの比較

14MeV中性子照射中では、図2-18に示すように試料のない場合においてもレンズや光ファイバからのバックグラウンド発光が発生するために、式(2-8)では同じ線量率照射において、試料をセットした場合の計数  $N_C(\lambda)$  から試料のない場合の計数  $N_B(\lambda)$  を差し引いている。吸収エネルギーあたりの発光効率  $Y(\lambda)$  は吸収線量  $D(\text{Gy})$  を用いて次式より算出している。

$$Y(\lambda) = \frac{N_{\text{abs}}(\lambda)}{\rho V_{\text{eff}} D} \quad (\text{photons/nm/MeV}). \quad (2-9)$$

$\rho$  は試料の密度である。

また、フォトンカウンティングシステムで測定した場合の絶対発生光子数  $N_{\text{abs}}(\lambda)$  と計数  $N_C, N_B$  の関係は次式となる。

$$N_C - N_B = \eta_L \int \eta_F(\lambda) \eta_Q(\lambda) N_{abs}(\lambda) d\lambda \quad (2-10)$$

式(2-10)では発光スペクトルが光ファイバの光透過率と光電子増倍管の光電面の量子効率に重みづけされて積分されるので、フォトンカウンティングシステムを用いた場合には、光スペクトルの情報は得られない。ただし、発光スペクトルがわかっている場合には、発生光子数を推定することが可能である。

#### 2-4-2 光学系要素の効率較正

まず、光ファイバや分光器の較正において用いた標準光源システムについて説明する。標準光源システムは図2-19に示す積分球光源と制御用装置などで構成されている。積分球光源の下球部内にあるハロゲンランプは、電流量が一定になるように制御されており、その光が上球部の球内面に照らされる。放出光面からの光スペクトル(輝度  $L$ )は、3%以内の精度で較正されている。光の強度は、上下球の間に設けられている絞りにより調整可能となっており、上球部のフォトダイオードによって絶対光強度

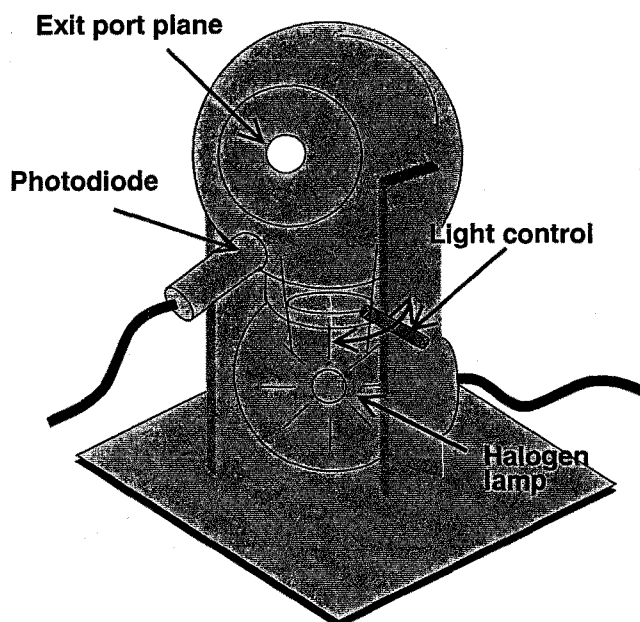


図2-19 較正実験で使用した標準光源システム

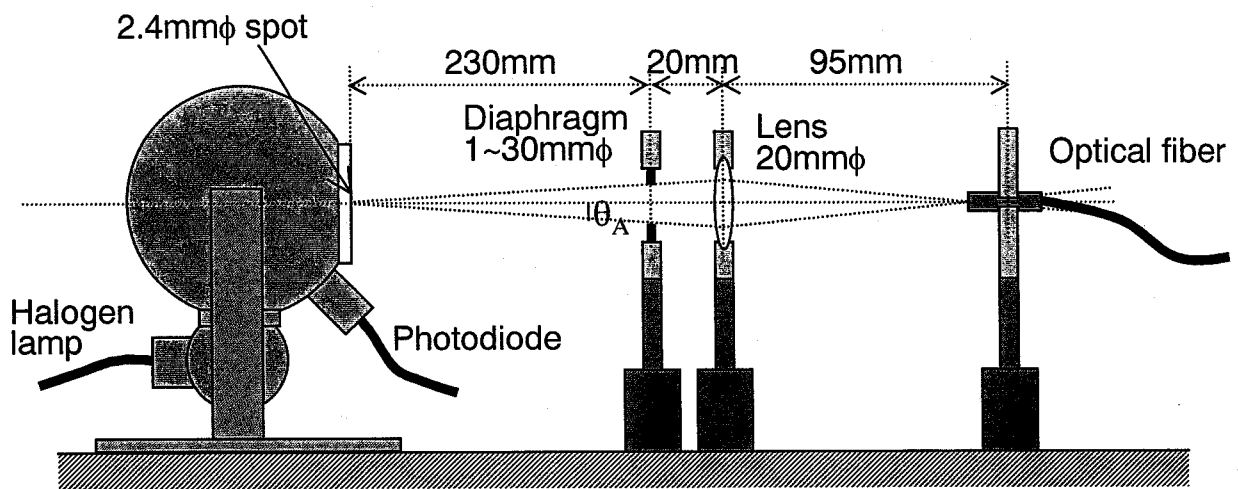


図2-20 標準光源を用いた光検出効率の校正実験の概略図

が与えられる。

実験装置の光伝送効率校正を行うために、図2-20に示すような標準光源、可変絞り、レンズシステムを用いた。標準光源の放出光面より前方230mmのところには絞りを置き、250mmの所にレンズを設置した。レンズからさらに95mm前方のところが光の焦点となっている。

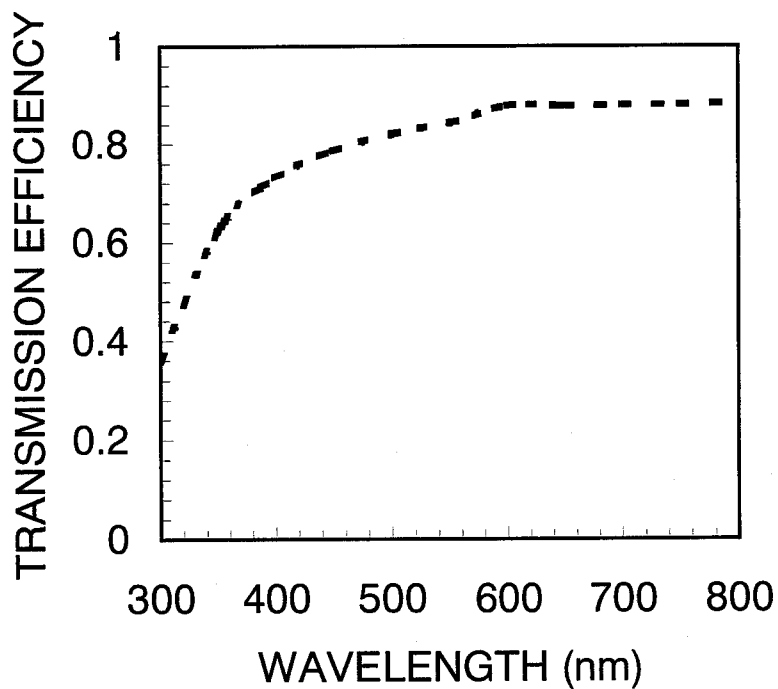


図2-21 光ファイバの光透過率

積分球光源の放出光面に取り付けた2.4mmφのアパーチャーからの放出光は、一様な輝度  $L$  を持っている。アパーチャーで絞られた角度  $0 \sim \theta_A$  を通過する光束  $\phi_A$  は、輝度  $L$ 、スポットの微小面積  $\delta S$ 、その法線方向から角度  $\theta_A$  で次のように表される。

$$\phi_A = \frac{\pi L}{2} (1 - \cos 2\theta_A) \delta S. \quad (2-11)$$

光ファイバの受光面に入射する光束が、光ファイバの受光角よりも小さくなるように、角度  $\theta_A$  を調節した。光ファイバの光透過率は、標準光源からの入射光量と光ファイバを通過した光量の比  $\eta_F(\lambda)$  である。図2-21に光ファイバの光透過率を示している。光ファイバの透過率は紫外線波長領域で減少しているが、500~800nm付近ではほぼ一定となっている。可視域では内部透過による損失は小さく、主に接続面などでの損失によるものである。

分光器の較正には、波長軸較正と分光回折効率の較正が必要である。波長軸較正には低圧水銀ランプを用いた。また、感度ムラ較正では、グレーティング、スリットなど個々の較正をおこなうのではなく、スリットなどの損失を含めた分光器全体の波長に対する光検出感度の較正を標準光源を用いておこなった。

#### 2-4-3 光検出における入射光子数の補正

フォトンカウンティング測定の波高分布の結果の一例を図2-22に示す。多重波高分析器で測定された光電子増倍管の出力波高分布は10チャンネル(CH)以下の雑音成分と23CH付近に光子入射により光電面から電子1個が放出された場合に相当する波高が見られる。単一の光子を検出した場合でも、2次電子増倍比のゆらぎ(統計的確率)などで出力波高値はそろわず、またダイノードの場所による増倍率の不均一性や本来の増倍過程を経ない電子のために広がった波高分布になる。また、熱雑音を減少させるために冷却をしているが、この熱雑音を完全に無くすことはできない(付録1参照)。

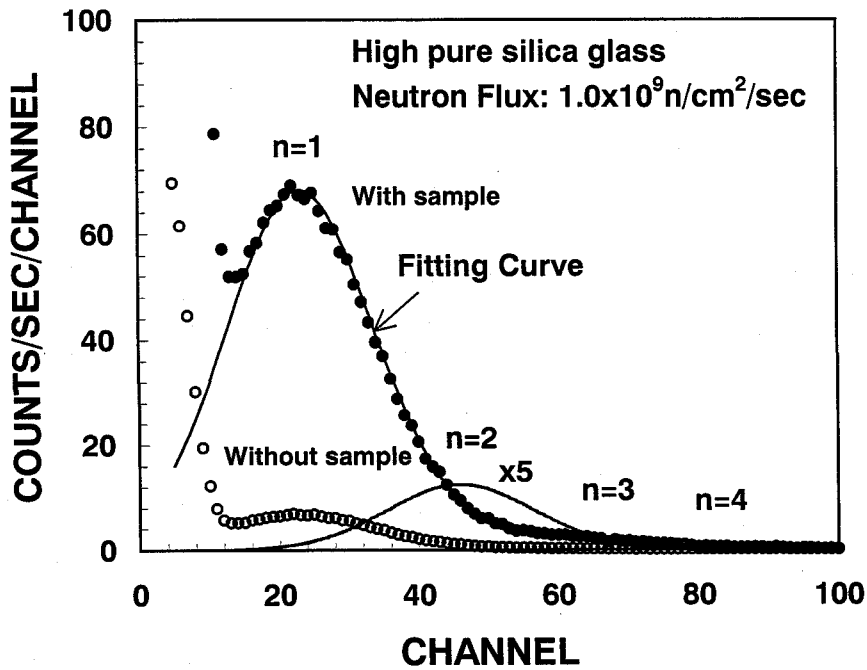


図2-22 フォトンカウンティングシステムによって得られた出力波高分布とフィッティング計算の結果

図2-22においては、約46、69...チャンネルあたりで入射光子数が2、3...個に相当する波高分布が見られる。通常の1イベントあたり単一光子を観測するフォトンカウンティングにおいては、入射光子数2個以上の分布が測定されるのは、 $10^7$  cps以上で計数率の増大によるランダムな出力パルスが重なる場合である。しかし、計数率に関わらず2個以上の入射光子が同時に検出されている。これは、同時に複数個の光が発生しているからである。従って、光電面放出電子数を厳密に決定するために、光電子増倍管の電子増倍作用のばらつきを考慮した分布の和となるよう測定波高分布をフィッティングする。多重波高分析器で測定された波高分布  $H(x)$  が次式に示すようなパルス信号の波高分布の和で展開できるものとして、

$$H(x) = \sum_n C_n f(p_n, \sigma_n) \quad (n=1, 2, \dots), \quad (2-12)$$

$f$ : パルス波高分布 ( $\int f(x, \sigma_n) dx = 1$  に規格化されている)、

- x:多重波高分析器のチャンネル(CH)、
- $C_n$ :フィッティング係数、
- $P_n$ :入射粒子のピークチャンネル(CH)
- (ここでは、 $P_1=23CH, P_2=46CH...$ ),
- $\sigma_n$ :入射あたりの測定波高に対する分散値(CH).

フィッティング係数  $C_n$  を求めた。光電放出電子数  $N_D$  は次式で決定した。

$$N_D = \sum_n C_n n \quad (n=1,2,\dots) \quad (2-13)$$

式(2-13)で得られた  $N_D$  を光電子増倍管の量子効率で割った値が入射光子数となる。

#### 2-4-4 光学レンズ系の集光効率

次に、試料容器において、試料からの発生光子を集光レンズが光ファイバに伝送する効率  $\eta_L$  を考える。試料の体積  $V_{eff}$  は、試料の厚みとアパーチャーで限定された円柱領域としている。その体積に対するレンズ集光効率を解析計算で求めるために、厚さ  $t$ 、半径  $r$  の円柱の空間領域を  $\delta t$ 、 $\delta r$  で分割した。従って、位置  $\vec{V}(r, \theta, t)$  での微小体積  $\delta V$  と試料体積  $V_{eff}$  の関係は次式で表される。

$$V_{eff} = \int dV = \iiint r d\theta dr dt = \pi r^2 t. \quad (2-14)$$

次に、微小体積  $\delta V$  より発生した光子がレンズで集められて光ファイバに伝送される確率を求める。光子が等方向で発生するとして、微小立体角  $\delta\Omega$  で  $\vec{\Omega}$  方向へ進む確率  $P$  は、

$$P = \frac{\delta\Omega}{4\pi} \quad (2-15)$$

と表わされる。 $\vec{\Omega}$ の方向へ進んだ光子はレンズで屈折されて、その光子の光路は光学幾何条件で決まる。ここでは、レンズの焦点距離などがわかっているため、その光路を求めることができる。従って、発生した光子が光ファイバに受光角内で入射するか否かは、光の発生した位置 $\vec{v}$ とその発生方向 $\vec{\Omega}$ で決まり、その光子が光ファイバに入射するか否かの関数 $Q$ を次式のように定義する。

$$Q(\vec{v}, \vec{\Omega}) d\Omega dV = \begin{cases} 0 & (\text{光子が光ファイバに受光角内で入射しない}) \\ PdV & (\text{光子が光ファイバに受光角内で入射する}) \end{cases} \quad (2-16)$$

従って、試料体積中で発生した光の集光効率 $\eta_L$ は次式で定義される。

$$\eta_L = \frac{\iint Q(\vec{v}, \vec{\Omega}) T(\vec{v}) d\Omega dV}{\int T(\vec{v}) dV}, \quad (2-17)$$

$T(\vec{v})$ : 試料内での光子発生分布。

試料中に一様に光子が発生する場合は、 $T(\vec{v})$ は一定なので、式(2-17)は簡単になって、集光効率 $\eta_L$ は次式となる。

$$\eta_L = \frac{\iint Q(\vec{v}, \vec{\Omega}) d\Omega dV}{V_{eff}} \quad (2-18)$$

図2-23は式(2-18)で表される試料からの集光効率の計算結果と実験結果の比



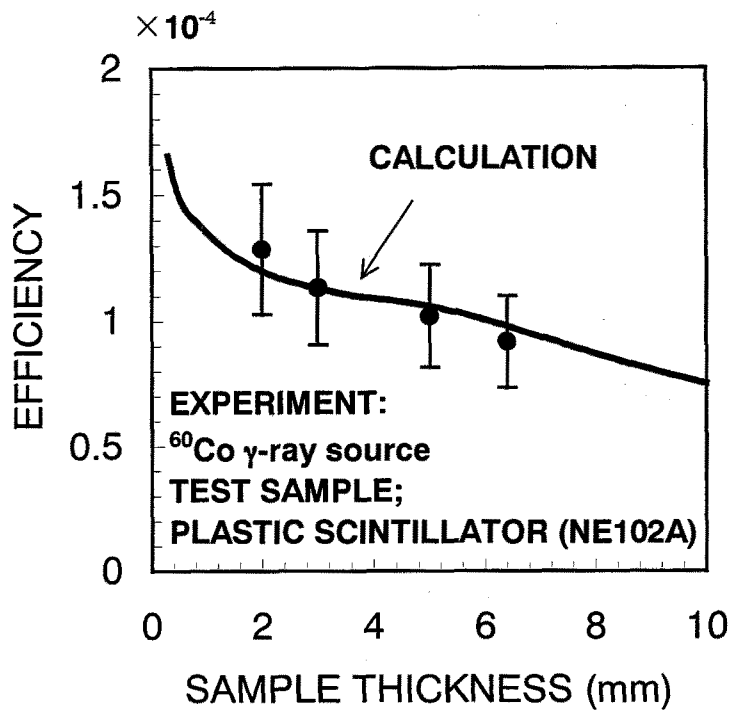


図2-23 試料厚さによる集光効率の計算結果と比較実験

較である。実験は発光効率が<sup>60</sup>Co  $\gamma$  線線源に対して既知であるプラスチックシンチレータ[11]を用いて、試料の厚さ  $t$  を変えて集光効率 $\eta_L$  を求めたものである。アパーチャーは直径3mmである。試料厚さが増すにつれ体積あたりの効率は徐々に減少していることがわかる。これは、焦点から大きく外れたところでは光の集光効率が低下していることを意味している。実験値と計算値は誤差内で一致を示しており、最大で9%であった。

実際の14MeV中性子照射実験では試料内で照射線量の勾配が生じているので、光子発生分布 $T(\vec{V})$ は、位置に対する吸収線量分布に比例しているものとした。

#### 2-4-5 照射誘起発光測定システムの性能[12]

表2-6は14MeV中性子誘起発光測定システムの光検出効率と誤差についてまとめたものである。最終的な絶対発生光子数についての誤差は約30%となっている。

図2-24は、これまで述べた14MeV中性子誘起発光測定システムの性能について

まとめもので、横軸に波長領域、縦軸は単位時間あたりに試料中に発生する光子数で表わしている。測定波長領域は、石英やサファイア試料の透過度に比べて、紫外領域では光ファイバの中の損失が大きく、可視域から赤外線波長領域となっている。この光測定システムでは、可視域の光を分析するためにイメージインテンシファイア付きのマルチチャンネル型分光器システム (Polychromator System) と、光電子増倍管を用いたフォトンカウンティングシステムを使用した。図2-24中の曲線は、それぞれの光検出器を用いたときの計数のS/N比が1になるところを表わしており、曲線はシステム全体についての光検出効率の逆数に対応している。マルチチャンネル型分光器システムによる曲線は、グレーティングの分光回折効率、光素子の量子効率によって決定されており、350~700nm付近で感度をもっている。フォトンカウンティングによる測定では、選択した光電子増倍管の光電面の量子効率によって決まり、ここでは、可視域用の光電子増倍管を用いた場合について記している。特に、450nm付近で高い感度を持っており、その付近の光測定については有効である。

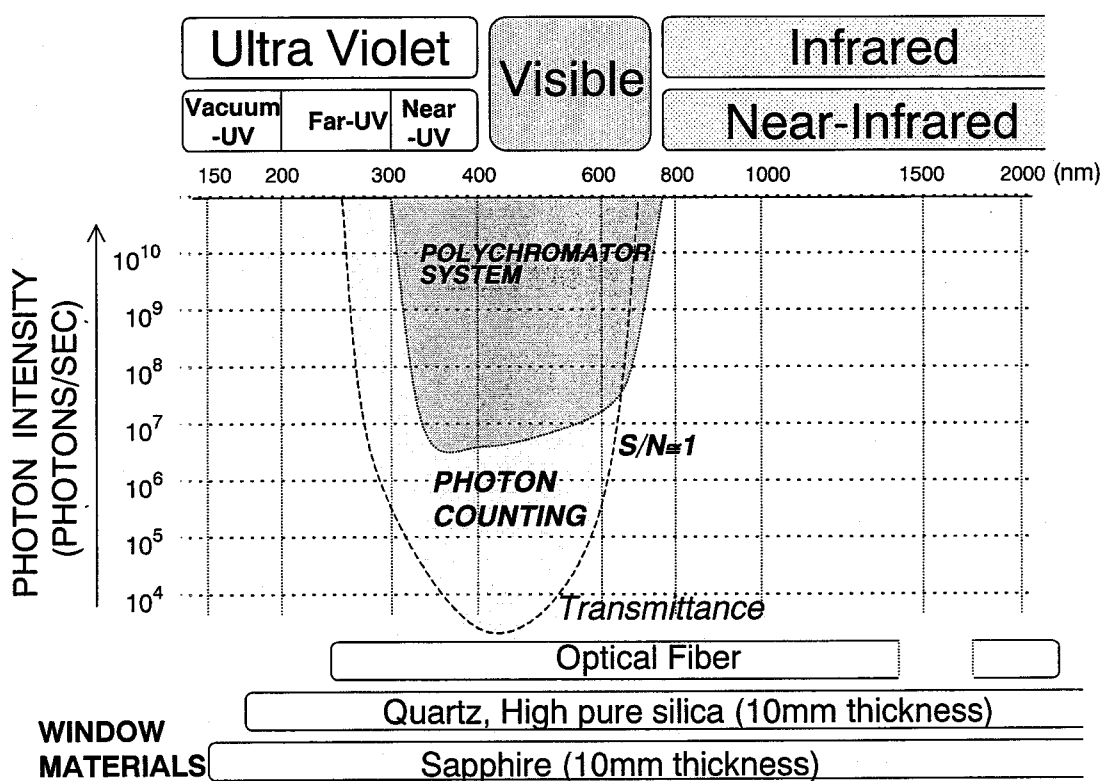


図2-24 14MeV中性子誘起発光測定実験に使用した光検出器システムの性能  
(縦軸は、一秒間に試料中に発生する光子数)

表2-6 14MeV中性子誘起発光測定システムの性能 (波長  $\lambda = 450\text{nm}$ )

照射試料の体積	$V_{\text{eff}}$	10mm $\phi$ ×2.0mmt	
波長分解能	$\Delta\lambda_M$	0.5nm	
光ファイバ伝送効率	$\eta_F$	0.75	$\pm 0.04$
レンズ集光効率	$\eta_L$	$1.3 \times 10^{-4}$	$\pm 0.3 \times 10^{-4}$
マルチチャンネル型分光器の検出効率(counts/photons)	$\eta_Q \cdot \eta_M$	$8.9 \times 10^{-3}$	$\pm 1.2 \times 10^{-3}$
照射試料に対する光検出効率(counts·nm/photon)		$4.3 \times 10^{-7}$	$\pm 1.3 \times 10^{-7}$

## 2-5. まとめ

核融合炉診断システムのバックグラウンド雑音となる窓材料の14MeV中性子誘起発光効率を求めるために、加速器型のDT中性子発生装置に耐放射線性光伝送系を取り付けた独自の *In-situ* 型光測定システムを開発した。この14MeV中性子誘起発光測定システムは、照射試料からの光の集光に工夫をほどこした試料容器と高感度の光分析装置で構成されている。14MeV中性子照射場のキャラクタリゼーションを正確に行い、照射用試料容器は最適な照射場所にセットされる。14MeV中性子照射中の窓材試料からの発光を、耐放射線性光ファイバで伝送し、放射線を遮蔽した場所に置かれた光分析装置を用いて測定する。本測定システムをOKTAVIANあるいはFNSの14MeV中性子源に据え付けることによって14MeV中性子フラックスで $\sim 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>/sec、吸収線量率で $\sim 1\text{Gy/s}$ 程度までの範囲において、窓材料からの可視域の発光スペクトルを測定することが可能である。

## 第2章の参考文献

- [1] K.Sumita, A.Takahashi, T.Iida and J.Yamamoto; "Status of OKTAVIAN I and Proposal for OKTAVIAN II", Nuclear Science and Engineering, 106, 249 (1990).
- [2] T.Nakamura et al.; "Fusion Neutronics Source (FNS)", Proc. 3rd Symp. on Accelerator Sci. & Technol., Osaka Univ., Aug.27-29, 55 (1980).
- [3] J.F.Briesmeister (editor); "MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A", LA-7396-M Rev.2 Los Alamos National Laboratory, (1986).
- [4] T.Nakagawa, T.Awano, T.Ohsawa, H.Matsunobu, M.Kawai, T.Watanabe, S.Igarashi and T.Asami; "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL-3.2.", J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 32, No. 12, 1259 (1995).
- [5] K.Maki, H.Kawasaki, K.Kosako and Y.Seki; "Nuclear Heating Constant KERMA Library", JAERI-M 91-073, (1991).
- [6] D.V.Orinski, I.V. Altovski, I.L.Yudin, T.A. Bazilevskaya, V.T. Gritsynna, V.I. Inkov, I.A.Ivanin, V.D.Kovalchuk, V.S.Vojtsenya; "Preliminary Results of Window Radiation Resistance Investigations", J. Nucl. Mater., 212-215, 1059 (1994).
- [7] T.Kakuta, T.Shikama, et al.; "Behavior of Optical Fibers under Heavy Irradiation", 4th International Symp. on Fusion Nuclear Technol., MR-P36, Tokyo, 6-11 April (1997).
- [8] T.Iida, S.Ire and K.Sumita; "Fusion Neutron Damage on Optical Fibers and Optoelectronic Devices", IEEE Trans. Nuclear Science, Vol. 35, No. 1, 898 (1988).
- [9] S.Yamaguchi, Y.Oyama and H.Maekawa; "Calculation of Anisotropy Correction Factor for Determination of D-T Neutron Yield by Associated  $\alpha$ -particle Method", JAERI-M 84-109, (1984).
- [10] 佐藤文信、大山幸夫、飯田敏行; "核融合実験炉用窓材料の 14MeV 中性子照射実験", JAERI-Research 97-042, (1997).
- [11] D.Clark; "The Intrinsic Scintillation Efficiency of Plastic Scintillators for  $^{60}\text{Co}$  gamma Excitation", Nucl. Instr. and Meth., 117, 295 (1974).
- [12] F.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa, Y.Ikeda and T.Nishitani; "A Photon Detection System for Measurement of Neutron-Induced Luminescence", (to be submitted to Rev. Sci. Instrum.).

### 第3章 14MeV中性子照射実験

#### 3-1 はじめに

現在、原子炉を用いた窓材料の光透過度の低下についての中性子照射試験が進められており、石英、サファイア等が窓の候補材料としてあげられている。第3章では、はじめに核融合炉候補窓材料の中性子照射による光透過度の特性変化について述べている。そして、14MeV 中性子誘起発光測定システムを用いた核融合炉窓材料の14MeV 中性子誘起発光測定実験について述べる。また、14MeV中性子照射実験に加えて $^{60}\text{Co}$   $\gamma$  線照射実験によって得られた単位吸収エネルギーあたりの発生光子数の結果についても考察している。

#### 3-2 光透過度についての中性子照射効果

現在、紫外域から赤外波長領域における核融合炉候補材料として、高純度石英ガラス、石英結晶( $\text{SiO}_2$ )とサファイア( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )が考えられている[1-5]。これらの窓材料は、他の窓材料と比較して、中性子照射による光透過度の低下量が少なく、また、機

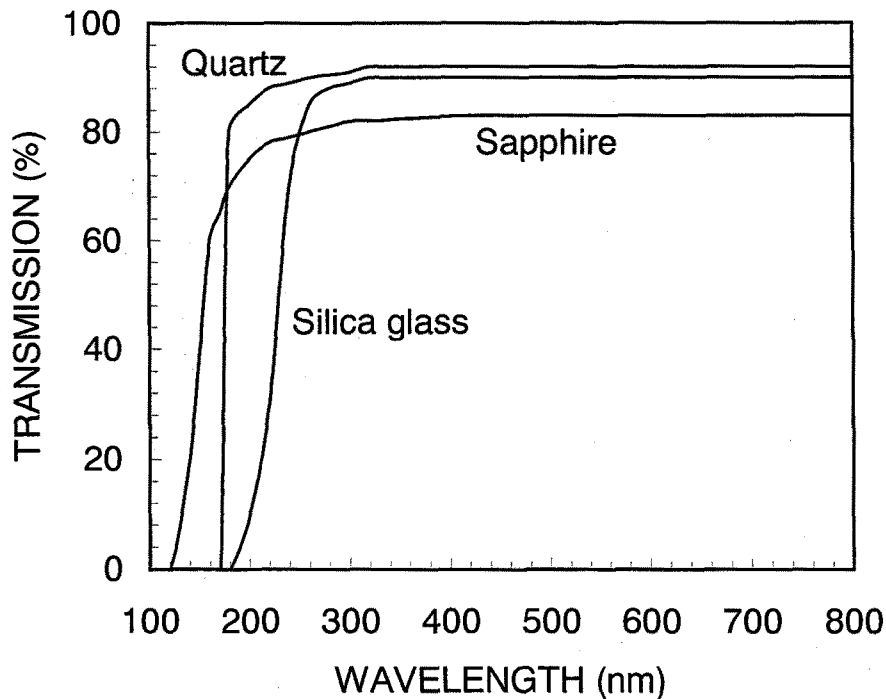


図3-1 各種窓材料の紫外～可視域の透過度

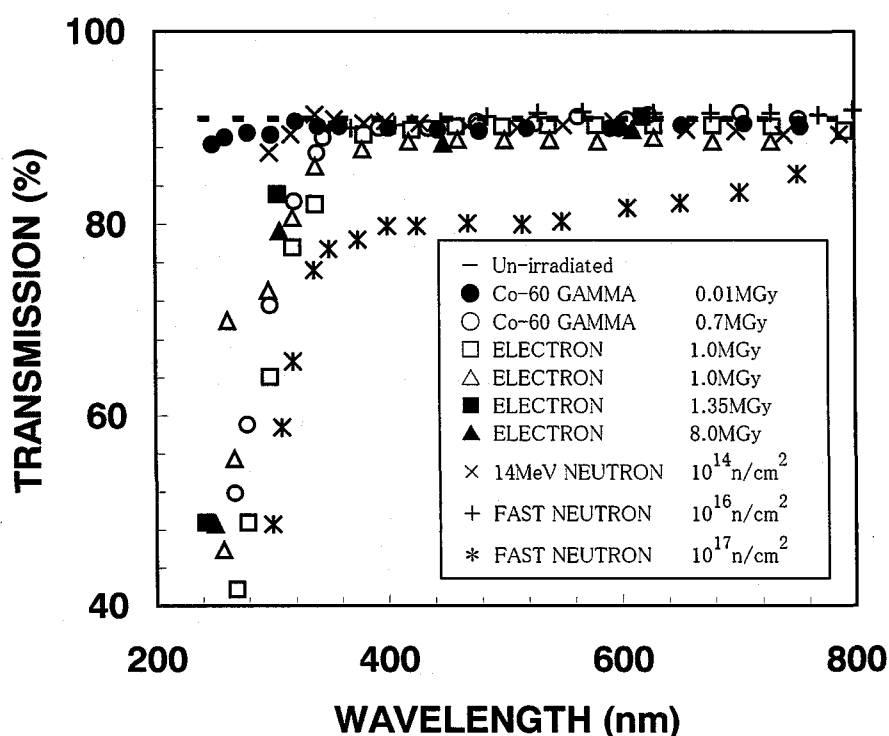


図3-2 異なる放射線照射条件で行った石英結晶の光透過度の変化  
(参考文献 3)

械的強度も十分に保持されると考えられている。図3-1には、一般的な石英ガラス、石英結晶とサファイア窓の可視光の透過率を示している。透過度は厚さによって異なるが、光透過の長波長端が格子振動、固体中の原子の連成振動によって規定され、短波長端は、結合している原子に属する電子が作る充満帯と伝導帯のエネルギーギャップに相当する。また、石英結晶に比べて石英ガラスは原子の配列が乱れているために、結合している原子に属する電子が作る充満帯と伝導帯のエネルギーギャップが、結晶にくらべて多少変動している。そのために、電子の遷移が起こり易くなっているところがあり、紫外域の基礎吸収端は単結晶に比べ、長波長側に多少すそを引いたかたちとなっている。

図3-2は、石英について、<sup>60</sup>Co  $\gamma$  線、電子ビーム、14MeV中性子、高速中性子照射を行い、照射後の光透過度の変化について報告されたものである[3]。試料の大きさは直径20mmで、厚み8mmである。中性子および $\gamma$ 線、電子線照射により、光透過の低下が300nmより短い波長領域で見られている。これらは、照射によって導入さ

れた欠陥によるものであるが、光透過度の低下は、 $\gamma$ 線、高速電子ビームでは、1MGy程度以上から現れている。また、高速中性子に対しては $10^{16}$ n/cm<sup>2</sup>程度のフルエンスの照射までは、光透過度が十分に保持できることを示している。

### 3-3 照射誘起発光スペクトルの測定

14MeV 中性子照射実験で用いた窓材試料は、主に高純度石英ガラス、石英結晶、サファイアである。図2-14に示されているように、試料容器に直径25.4mm、厚さ2~5mmの窓試料をセットして、14MeV 中性子照射中の試料からの発光を測定した。また、14MeV 中性子照射条件は、中性子フラックス $\sim 10^{11}$ n/cm<sup>2</sup>/sec、照射線量 $\sim 1$ Gy/sで、中性子照射強度は、重陽子ビームの電流量を調整して行った。

図3-3は、14MeV 中性子照射中の高純度石英ガラスからの発光スペクトルである[5]。14MeV中性子照射中の高純度石英ガラスからの発光スペクトルは、450nm付近に大きな発光ピークが観測され、このピークは酸素空孔での励起子の固有発光に關係しているものと考えられる[6]。

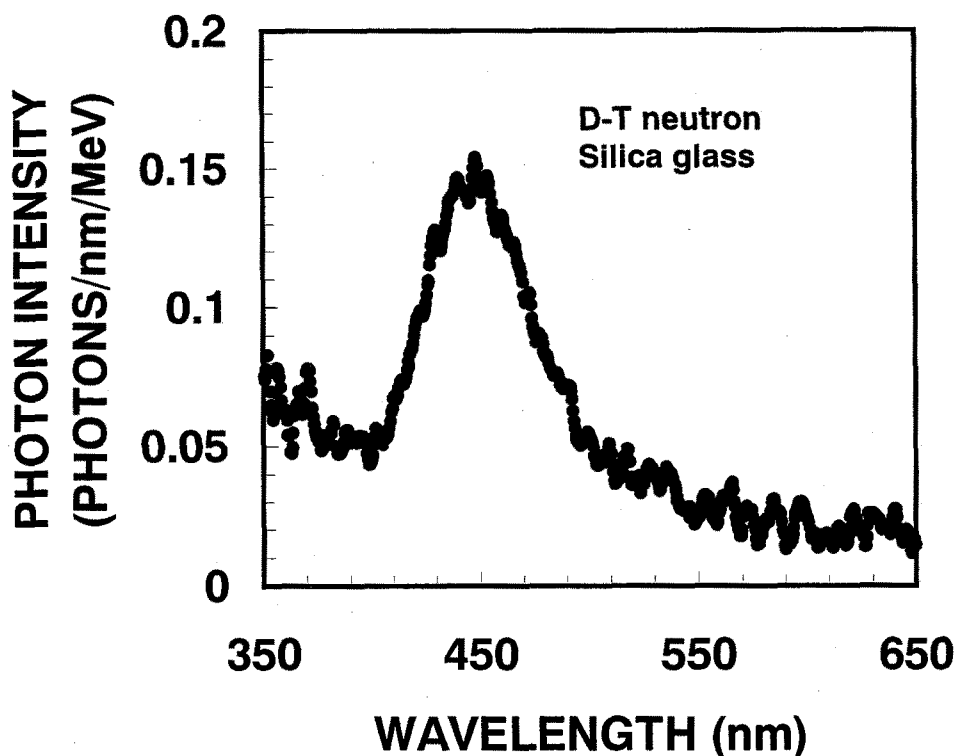


図3-3 14MeV中性子照射による高純度石英ガラスからの発光スペクトル

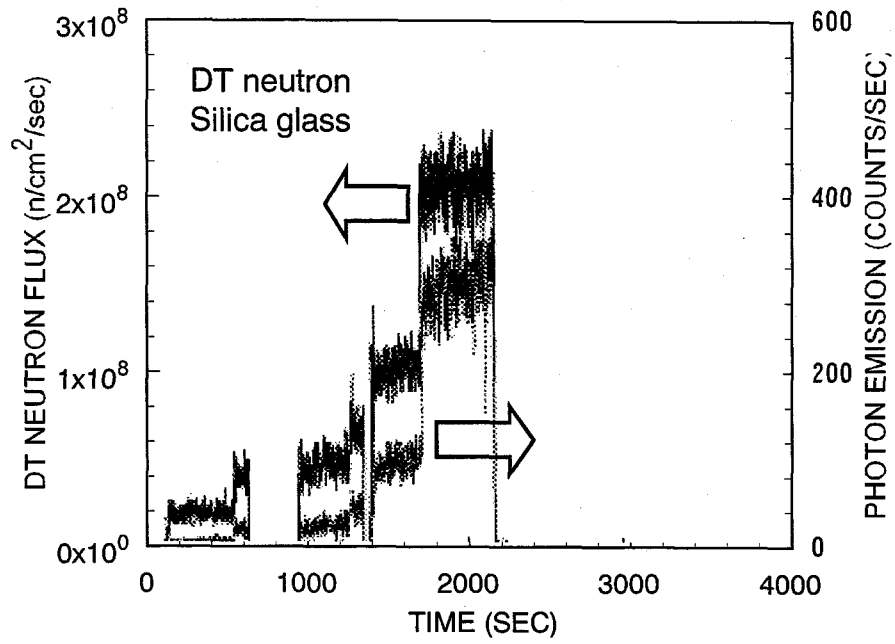


図3-4 DT中性子束を変化させた時の高純度石英試料の発生光子数率

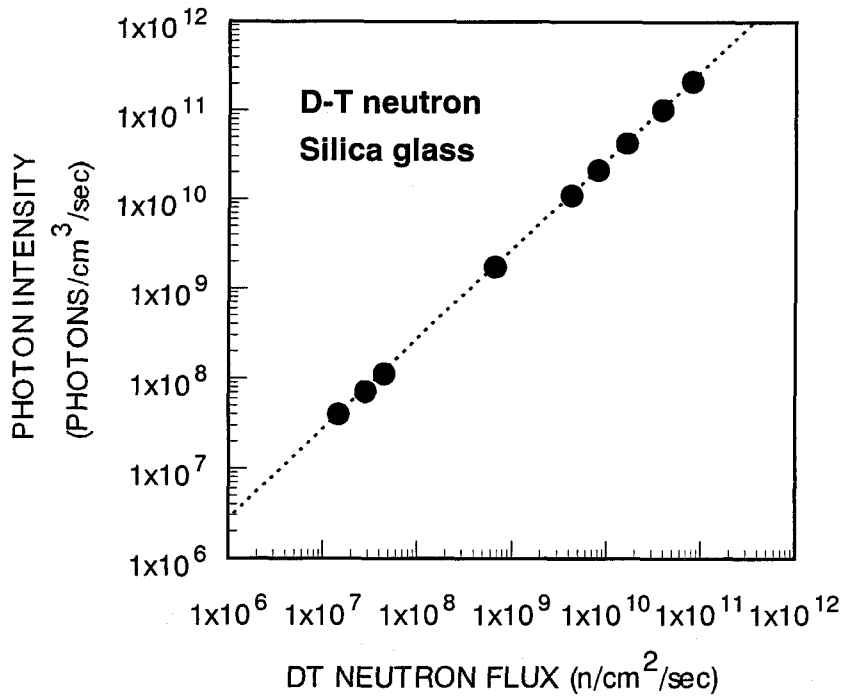


図3-5 高純度石英ガラスにおけるDT中性子フラックスと単位時間あたりに発生した光子数の関係



石英試料についての発光測定は、中性子フラックスが $10^{10}$ n/cm<sup>2</sup>/s 以上の場合は、マルチチャンネル型分光器で十分に測定可能であったが、中性子の照射強度が低い領域では、発光強度が小さく、発光測定にはフォトンカウンティングシステムを用いた。また、図3-4は、14MeV中性子フラックスを変化させたときの、光子計数率の変化を示している。統計的なばらつきがあるものの、光子計数率がほぼ14MeV中性子フラックスに追従しているのがわかる。

図3-5は、中性子フラックスと試料中に単位時間あたり発生した光子数の関係である。中性子フラックス $10^6 \sim 10^{11}$ n/cm<sup>2</sup>/sec の領域で中性子照射強度にほぼ比例している。特に、中性子照射実験では、試料中に欠陥が導入されるために発光スペクトルの特性の変化がみられることが考えられたが、 $10^{14}$ n/cm<sup>2</sup>以下の中性子フルエンス領域では、顕著な変化は見られなかった。

石英結晶試料中の不純物濃度を表3-1に示している。この試料はOH基の密度が821ppm と高いことが特徴で、石英の耐放射線性がOH基によって向上すると言われ

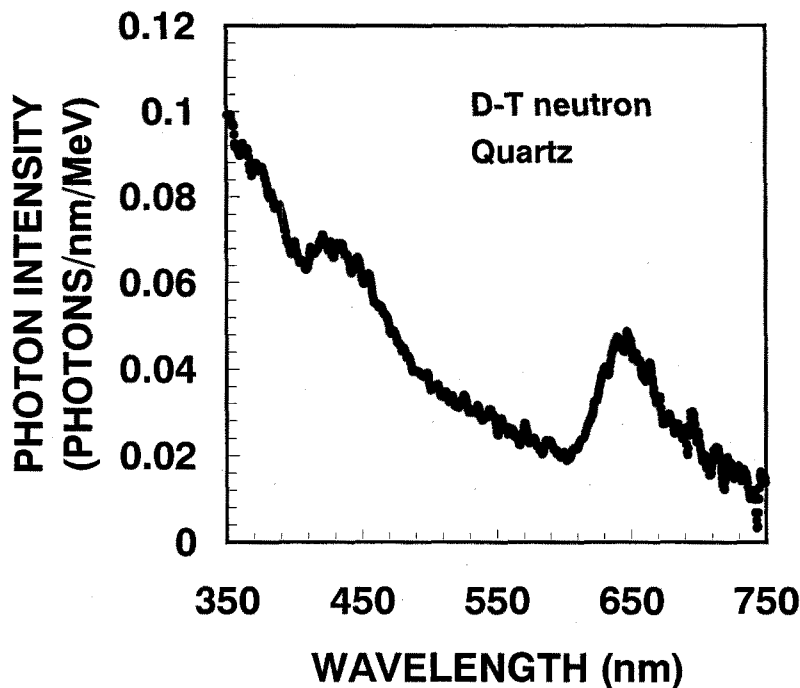


図3-6 14MeV中性子照射による石英結晶からの発光スペクトル

表3-1 石英結晶試料中の不純物濃度

Impurity	OH	Fe	K	Na	Ca	Al	Mg	Cu	Mn	Ti
Content (ppm)	821	1.6	1.4	1.0	1.0	0.4	0.4	0.1	0.02	0.01

ている[3]。図3-6に示されているように、石英結晶からの発光スペクトルは石英ガラスと同様に450nm付近に加えてさらに650nm付近にも発光ピークが観測されている[7]。650nm付近に観測された発光は、結晶に含まれている酸素分子(O<sub>2</sub>)の励起緩和による発光であると考えられる。これは、OH 基を多く含んだ石英結晶でフォトルミネセンス測定などにより観測されている発光と類似するものである[8]。フォトルミネセンス測定では、5.1eVに相当する243nmの光吸収により酸素分子が分解されて、さらに酸素分子と反応してオゾンを形成し、再び4.1eV(302nm)の光吸収によって分解するときに、緩和過程で、1.9eV(650nm)の光を放出することで知られている[9]。その為、650nmの発光は次式で表わされる酸素の緩和発光であると考えた。



図3-7は石英結晶を $1.2 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ までの14MeV中性子照射を行なったときと、低線量照射の時の発光スペクトルの比較である。透過度の低下が問題とならない中性子照射領域では、大きな発光スペクトルの変化はみられないようである。

サファイア試料の不純物密度を表3-2に示す。サファイア試料からの発光を中性子照射フラックス $10^8 \sim 10^{10} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$  領域で測定した[10]。図3-8に示されているように、14MeV 中性子照射によるサファイアの発光スペクトルでは、410nm付近にFセンター[11]による発光、330nm付近にF<sup>+</sup>センター発光[12]、690nmに Cr<sup>3+</sup>の発光が観測された。Fセンターは、酸素空孔に不対電子が2個ある状態で、F<sup>+</sup>センターは不対電子が1個の状態である。14MeV中性子照射においてFセンターについての発光強度は、 $10^6 \sim 10^{11} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$  の領域で中性子束にほぼ比例していた。

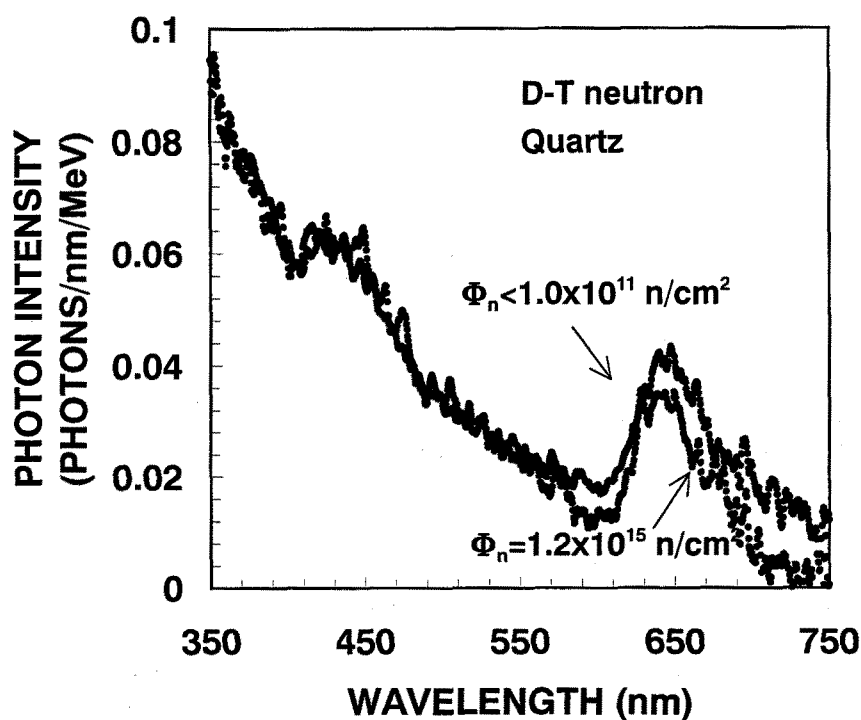


図3-7 石英単結晶の14MeV中性子誘起発光の中性子フルエンス依存性

F、F<sup>+</sup>センターに関する発光については、電子ビーム照射実験では、欠陥の導入によって発光強度が増すことが報告されている。本研究においては、中性子フルエンス  $10^{14} \text{ n/cm}^2$  までの照射をおこなったが、発光スペクトルに変化は観測されなかった。これは、未照射の状態でもFセンター欠陥が存在している為で、標準的なサファイア試料でおおよそFセンターの欠陥密度は、 $10^{15 \sim 17} \text{ F-center/cm}^3$  程度であると報告されている[13]。図3-9は、14MeV中性子照射によってサファイア中に導入されるF、F<sup>+</sup>センターに関する欠陥密度の増加について報告されたもので[14]、実験値はF、F<sup>+</sup>センターの光吸収係数から求められたものである。また、理論値は、DPA断面積(中性子照射による原子はじき出し数)から求められたものである。

表3-2 サファイア (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) 試料中の不純物濃度

Impurity	Si	S	Fe	Na	K	Ca	Ti	Y	Zr	Cr
Content (ppm)	10	4	2	1	1	1	<1	<1	<1	<1

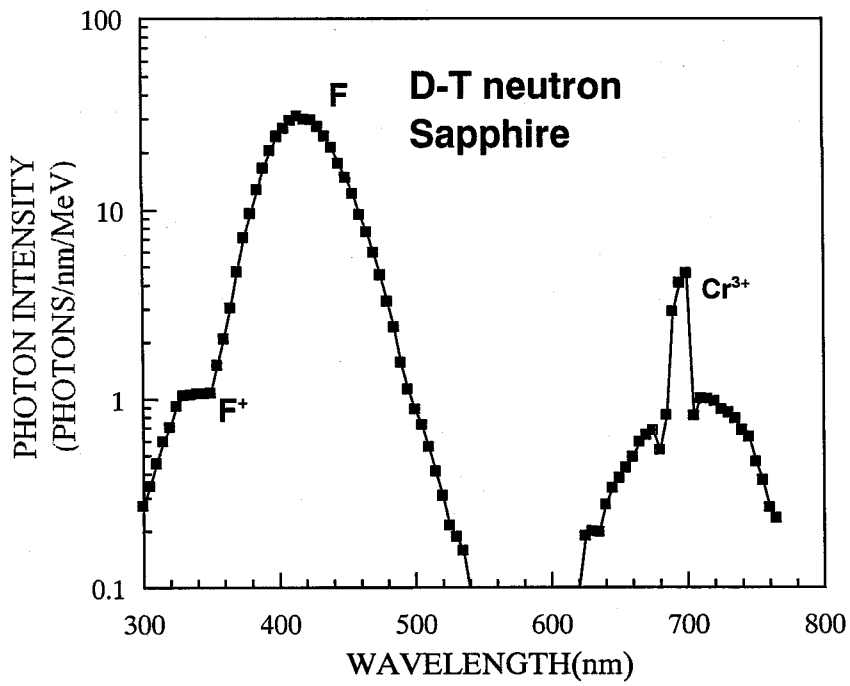


図3-8 14MeV中性子照射によるサファイア試料からの発光スペクトル

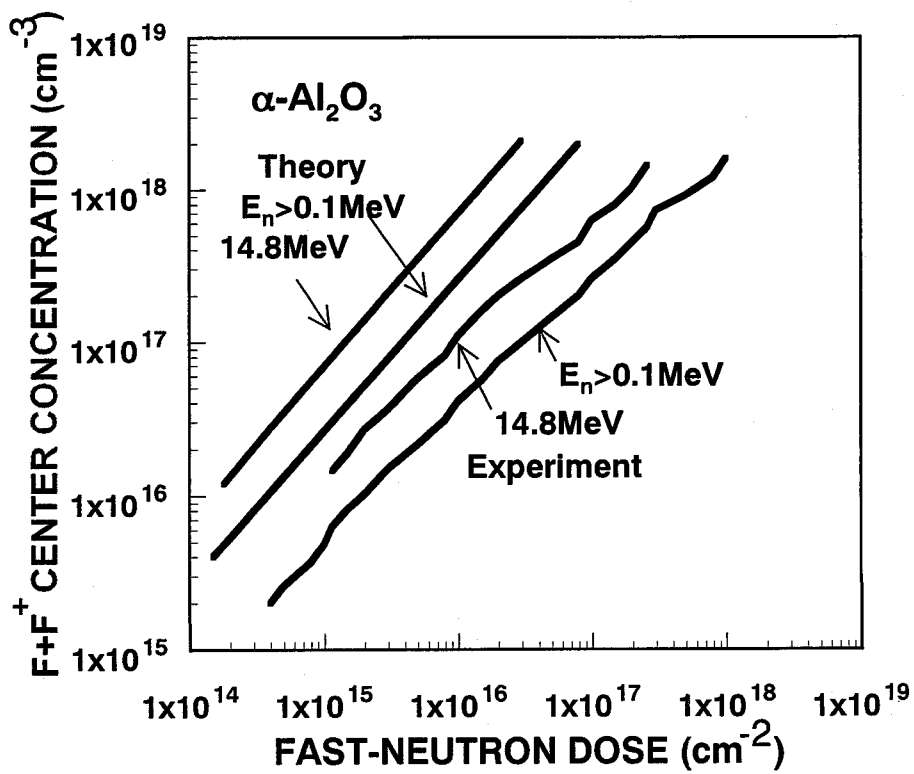


図3-9 アルミナ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )の高速中性子照射による酸素空孔濃度の変化  
(参考文献 14)

実験結果は、はじき出し原子数に対して、室温で約1桁程度低いことがわかる。これは、はじき出し効果によって多くの種類の欠陥が生成されることや、はじき出された原子の一部が再び元の格子配置に収まるからである。また、本実験では、初期の欠陥密度に比べて、導入されたF, F<sup>+</sup>センターに関する欠陥密度は、多くても同じ程度であったことがわかる。つまり、このことから、本実験では中性子フルエンス依存性が観測されなかったと考えられる。

### 3-4 <sup>60</sup>Co γ線照射実験結果との比較

<sup>60</sup>Co γ線による照射実験は、日本原子力東海研究所の<sup>60</sup>Co γ線照射共同施設を利用して行った。<sup>60</sup>Coは半減期5.271年で、1.17と1.33MeVの2本のγ線を放出する線源である。図3-10は、<sup>60</sup>Co γ線照射実験の概略図である。110k, 5.9kCiの<sup>60</sup>Co γ線源を用いてγ線照射を行った。また、試料容器および試料、光ファイバは14MeV中性子照射のものと共通である。施設に設置されているマニピュレータで<sup>60</sup>Co線源を動かすことにより、試料容器までの距離を変えて照射線量率を調整した。線源と試料間の距離は15~70cmで、照射線量率で5Gy/sまでのγ線照射実験をおこ

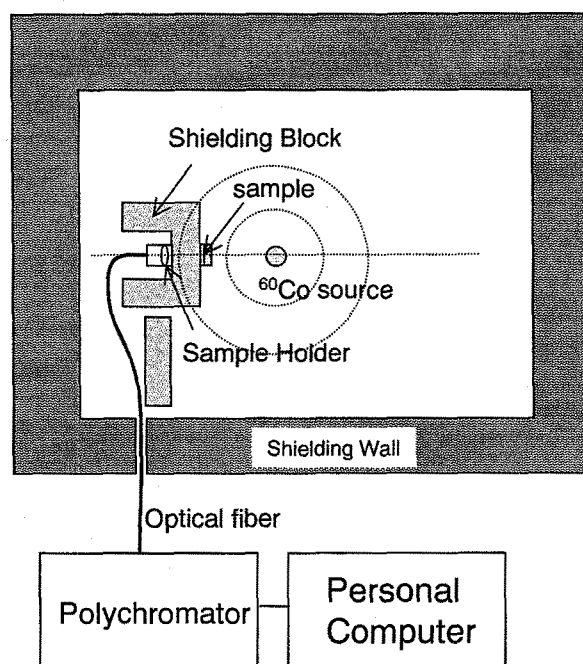


図3-10 窓材料の<sup>60</sup>Co γ線誘起発光測定実験の概念図

なった。しかし、線源との距離が大きく、中性子の場合のような距離による効果が期待できないので、光ファイバなどからのバックグラウンド発光を低減するために、光ファイバは鉛ブロックを積み重ねて遮蔽している。照射位置での線量率(R/hr)は、正確に校正されており、線源からの距離に対する線量率の関係はほぼ 2 乗の逆数の関係にある。従って、試料の吸収線量  $D_{\gamma}$ (Gy)の計算では線源を点線源と仮定した。点線源の強度 $\alpha$ は、線量率  $X$ (R/hr)と距離  $d$ から求められる。

$$\alpha = \frac{Xd^2}{\Gamma_{\gamma}}, \quad (3-1)$$

$d$ :  $^{60}\text{Co}$  線源からの距離(m)、

$\Gamma_{\gamma}$ :  $^{60}\text{Co}$  の照射線量率定数  $1.32 \text{ (R m}^2/\text{Ci/hr)}$ 。

そして、強度 $\alpha$  の  $\gamma$  線源を用いた  $\gamma$  線照射場についてMCNPコードによる  $\gamma$  線輸送計算を行い、吸収線量を求めた。図3-11は、計算された $^{60}\text{Co}$   $\gamma$  線照射実験の照射

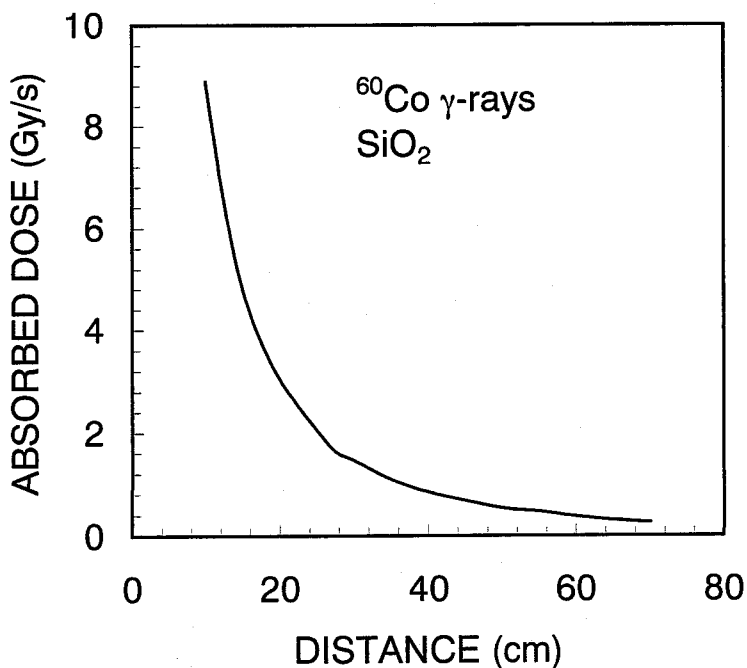


図3-11  $\text{SiO}_2$ に対する $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線源 (110kCi) 吸収線量率

表3-3 各種窓材の14MeV中性子及び<sup>60</sup>Co γ線照射に対する  
単位吸収エネルギーあたりの発生光子数  
(λ:350-750nm)

Sample	Peak wavelength (nm)	DT-neutrons + (secondary γ-rays) (photons/MeV)	<sup>60</sup> Co γ-rays (photons/MeV)
High-pure Silica glass	450	17 ± 6	170 ± 60
Synthesized quartz	450,650	14 ± 5	-
Synthesized sapphire	410	2500 ± 800	27000 ± 11000

位置に対する吸収線量率の計算結果である。

<sup>60</sup>Co γ線照射においても、γ線誘起発光による強度は照射線量率にほぼ比例し、14MeV中性子照射実験で得られた発光スペクトルと類似のスペクトルが測定された。図3-12は、同じ高純度石英ガラス試料で、14MeV中性子、<sup>60</sup>Co γ線照射による発光スペクトルを比較したものである。14MeV中性子照射の発光スペクトルは、<sup>60</sup>Co γ線

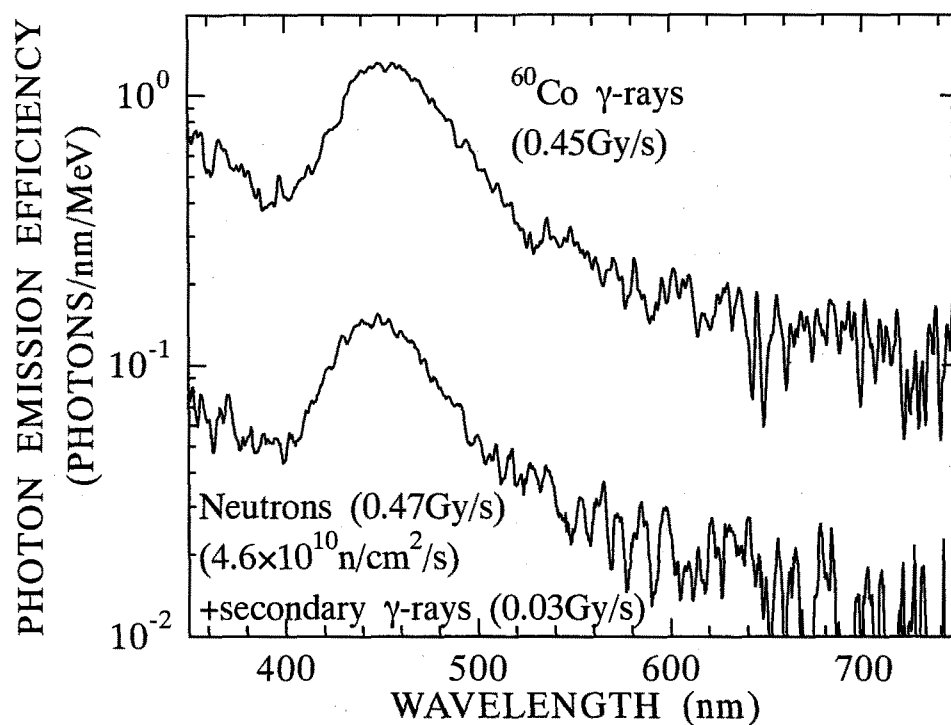


図3-12 同じ高純度石英ガラスによる14MeV中性子と<sup>60</sup>Co γ線誘起発光スペクトル

照射のものによく似ていることがわかる。このことは、照射損傷が問題とならない照射線量までについては、これまでに調べられてきた電子励起発光についての基本的な機構がエネルギー付与する粒子の種類にそれほど依存していないことを示している。しかし、表3-3で示されているように多くの窓試料で、14MeV中性子による発光効率が $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射に比べて明らかに小さい結果となっている。

### 3-5 14MeV中性子、 $^{60}\text{Co}$ $\gamma$ 線実験における誘起発光要因

図3-12で示したように、14MeV中性子照射に対する石英試料の発光スペクトルは $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射によるものによく似ていたが、単位吸収エネルギーあたりの14MeV中性子誘起発光効率は $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射のそれに比べて約1桁小さい結果となっている。(表3-3参照)第2章の照射場キャラクタリゼーションの所で述べているが、14MeV中性子実験結果には、当然、誘導 $\gamma$ 線の寄与による発光が含まれていることが考えられる。そこで、14MeV中性子誘起による発光効率を厳密に評価するために誘導 $\gamma$ 線の寄与分を差し引くことを試みた。表3-4は、14MeV中性子照射と $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射による発光の要因とその割合を推定し、まとめたものである。まず、MCNPを用いて誘導 $\gamma$ 線及び $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線によって式(2-4)で用いた試料中で発生した高速電子エネルギースペクトルから、測定波長( $\lambda_1 \sim \lambda_2$ )について、14MeV中性子、 $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線照射実験でのチェレンコフ光子発生数を次式より求めた[15]。

$$N_{\text{Cherenkov}} = V_{\text{eff}} \int_{E_c}^{\infty} 2\pi\alpha \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \theta_c(E) \Phi_e(E) dE, \quad (3-2)$$

$\lambda$ : 波長

$V_{\text{eff}}$ : 試料の体積

$E_c$ : 閾値エネルギー ( $\beta=1/n$  のとき),

$\alpha$ : 微細構造定数 (約  $1/137.04$ ),

$n$ : 石英ガラスの屈折率 ( $n=1.5$ ),

$\theta_c(E)$ : チェレンコフ角 ( $\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$ ),

$\Phi_e(E)$ : 高速電子エネルギースペクトル ( $e/\text{cm}^2/\text{MeV}$ ).



表3-4 高純度石英ガラスについての14MeV中性子及び<sup>60</sup>Co γ線照射実験結果の発光割合

Irradiation	Photon emission	Efficiency (photons/MeV)
D-T neutron	Luminescence (neutron)	5 ± 3
	Luminescence(secondary γ-ray)	9 ± 3
	Cherenkov	3 ± 1
	Total	17 ± 6
<sup>60</sup> Co γ-ray	Luminescence	135 ± 50
	Cherenkov	35 ± 10
	Total	170 ± 60

次に、14MeV中性子照射実験での誘導γ線の発光寄与分は、<sup>60</sup>Co γ線とはエネルギースペクトルが異なるが付与エネルギーあたりのγ線誘起発光数は同じであると仮定して、<sup>60</sup>Co γ線発光効率と誘導γ線照射線量から推定した。最後に、チェレンコフ光及び誘導γ線による寄与分を14MeV中性子照射による実験値から差し引いた。最終結果として、可視域での電子的励起緩和による発光効率は、<sup>60</sup>Co γ線に対しては135 ± 50photons/MeV、誘導γ線の成分を含まない14MeV中性子誘起のみによる発光効率は5 ± 3photons/MeVと推定され、γ線発光効率に比べて約1桁半小さいことが明らかになった。放射線誘起発光についてはエネルギー付与粒子が14MeV中性子核反応に起因する陽子、α粒子、反跳原子等の荷電粒子よりも、γ線効果に起因する高速電子の方が効果的であることを示している。このように放射線誘起発光効率は放射線の種類、線エネルギー付与(LET 効果)に大きく関係していることがわかる[5]。

### 3-6 まとめ

核融合窓材料の14MeV中性子、<sup>60</sup>Co γ線誘起発光スペクトルを測定した。高純度石英ガラスでは、14MeV中性子、<sup>60</sup>Co γ線誘起発光で、共に450nm付近に酸素空孔に関係する励起緩和発光が観測された。従って、14MeV中性子誘起発光の機構は、照射損傷が問題とならない照射線量までについては、これまでに調べられてきた

電子励起発光についての基本的な機構とそれほど違わないと考えられる。

しかし、石英ガラスの可視域での発光効率の実験値は、 $^{60}\text{Co}$   $\gamma$  線に対しては $135 \pm 50$  photons/MeV、誘導  $\gamma$  線の成分を含まない14MeV中性子誘起のみによる発光効率は $5 \pm 3$  photons/MeV であった。このことは、石英ガラスの放射線誘起発光については、14MeV中性子核反応に起因する陽子、 $\alpha$  粒子、反跳原子等の荷電粒子よりも、誘導  $\gamma$  線に起因する高速電子の方が効果的であることを示している。

### 第3章の参考文献

- [1] 山本新、的場徹; “ITER計測系”, 核融合研究、Vol. 65、No. 5、508(1991).
- [2] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, Y.Morita, A.Nagashima, M.Nakamichi, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, F.Sato, T.Shikama, T.Sugie, D.Yamaki and S.Yamamoto; “Irradiation Effects on Plasma Diagnostics Components”, JAERI-Research 98-053, (1998).
- [3] D.V.Orinski, I.V. Altovski, I.L.Yudin, T.A. Bazilevskaya, V.T. Gritsynna, V.I. Inkov, I.A.Ivanin, V.D.Kovalchuk, V.S.Vojtsenya; “Preliminary Results of Window Radiation Resistance Investigations”, J.Nucl.Mater., 212-215, 1059 (1994).
- [4] A.Morono and E.R.Hodgson; “Radioluminescence Problems for Diagnostic Windows”, J.Nucl.Mater., 224, 216 (1995).
- [5] F.Sato, Y.Oyama, T.Iida, F.Maekawa, J.Datemichi, A.Takahashi and Y.Ikeda; “Experiment of 14MeV Neutron Induced Luminescence on Window Materials”, Proc. of the 19th Symp. on Fusion Technology, Lisbon, Vol 1, 857 (1997).
- [6] K.Tanimura, T.Tanaka and N.Itoh; “Creation of Quasistable Lattice Defects by Electronic Excitation in SiO<sub>2</sub>”, Phys. Rev. Lett., 51, 423 (1983).
- [7] F.Sato, Y.Oyama, T.Iida, F.Maekawa and Y.Ikeda; “Experiment of D-T Neutron Induced Luminescence on Window Materials”, Fusion Engineering and Design, 41, 207 (1998).
- [8] K.Awazu and H.Kawazoe; “O<sub>2</sub> Molecules Dissolved in Synthetic Silica Glass and Their Photochemical Reaction Induced by ArF Excimer Laser Radiation”, J.Appl.Phys., 68, 3584 (1990).
- [9] R.Tohmon, Y.Shimogaichi, S.Munekuni, Y.Ohki and Y.Hama; “Relation between the 1.9eV Luminescence and 4.8eV Absorption Bands in High-Purity Silica Glass”, Appl. Phys. Lett., 54, 1650 (1989).
- [10] F.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa and Y.Ikeda; “Photon Emission Induced by Fusion Neutrons on Optical Window Materials”, J. Nucl. Mater., 258-263, 1897 (1998).
- [11] K.H.Lee and J.H.Crawford, Jr.; “Luminescence of the F center in Sapphire”, Phys. Rev., B19, 3217 (1979).
- [12] B.D.Evans and M.Stapelbroek ; “Optical Properties of the F<sup>+</sup> center in Crystalline Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>”, Phys. Rev. B18, 7089 (1978).
- [13] B.G.Drager; “Optical Transmission in Undoped Crystalline  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> grown by Several Techniques”, J. Appl. Phys., 70, 3997 (1991).

- [14] B.D.Evans and M.Stapelbrock; "Fusion/Fission Neutron Damage Ratio for Alumina", J. Nucl. Mater., 85&86, 497 (1979).
- [15] B.D.Sowerby; "Cherenkov Detectors for Low-Energy Gamma Rays", Nucl. Instr. and Meth., 97, 145 (1971).

## 第4章 14MeV中性子誘起発光機構

### 4-1 はじめに

第3章で考察したように、14MeV中性子誘起発光は中性子核反応で生じる陽子、 $\alpha$ 粒子、反跳原子に起因するものである。そこで本章では、核反応生成荷電粒子のエネルギー損失に基づく14MeV中性子誘起発光機構のモデルを提案し、このモデルに基づく発光効率について述べている。また、中性子照射効果の基礎過程の研究用に開発を行ったシングルイオンビーム照射装置とその装置を用いた窓材料イオン照射実験について述べている。

### 4-2 14MeV中性子誘起発光モデル

14MeV中性子照射中の石英試料からの発光スペクトルは、450nm(2.8eV)付近に大きな発光ピークが観測され、このピークは酸素空孔での励起子の固有発光に関

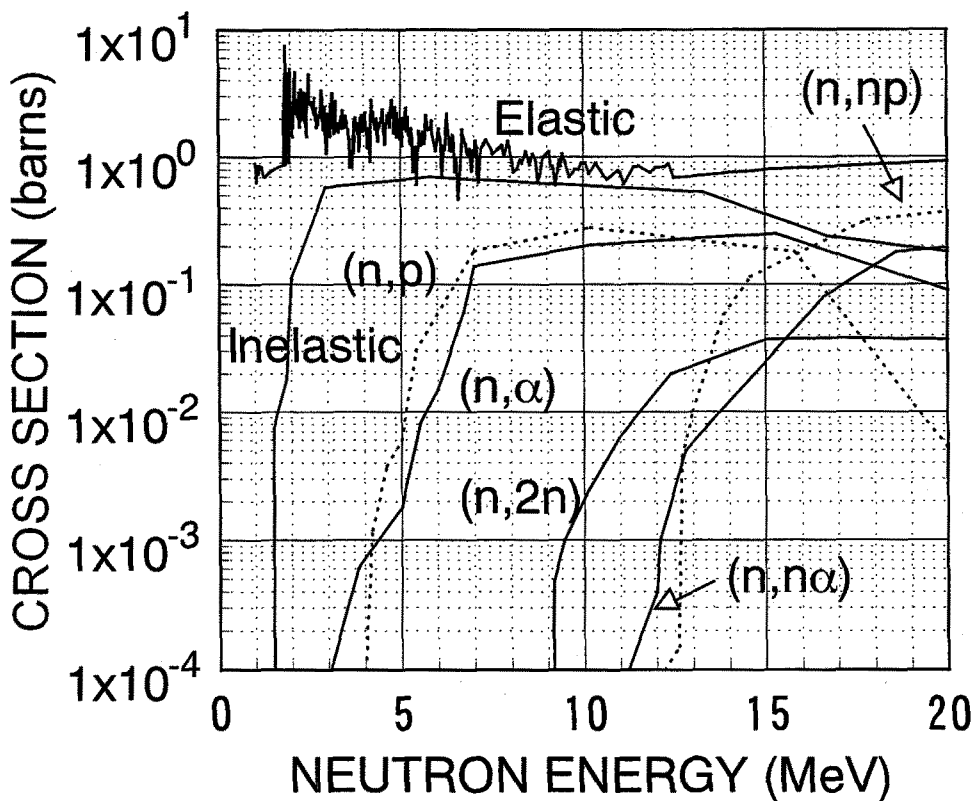


図4-1 シリコンの中性子反応断面積(JENDL-3.2)

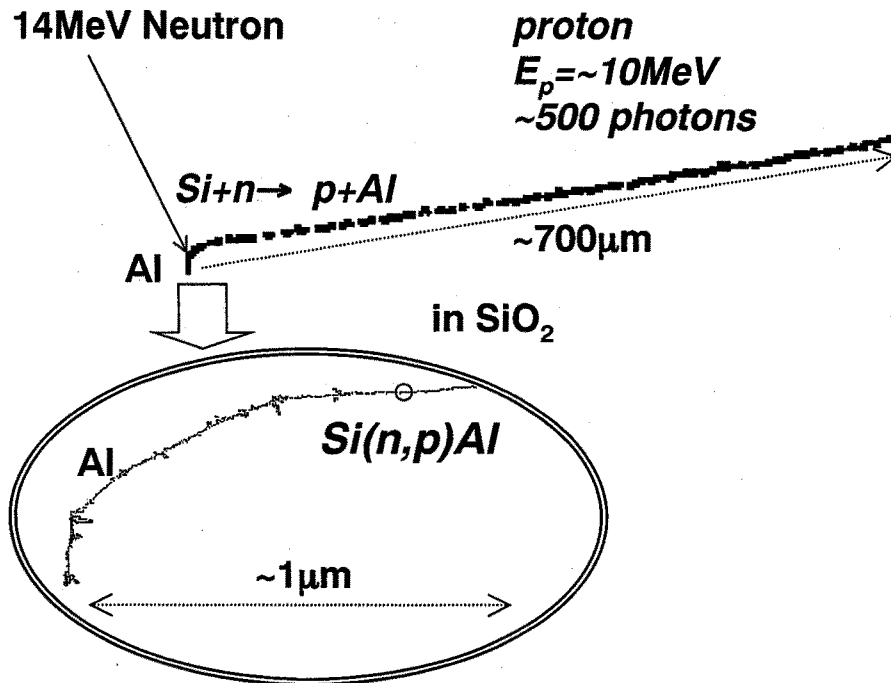


図4-2 石英中における14MeV中性子核反応で発生した荷電粒子の飛跡の一例

係しているものと考えられる[1-3]。この発光については、これまで主に電子パルス照射実験で調べられており、発光スペクトルの形は不純物の影響を受けやすいことから、測定発光スペクトルはいくつかの発光帯の集まりであることも明確になっている。また、この発光の減衰の時定数が低温で1ms程度であり、発光の過程で $E_1'$ 中心(1個の電子を捕獲した酸素空孔)と似た吸収帯を含むことも明らかになっている。この発光は試料温度に依存し、試料温度の上昇と共に発光効率が低下することが報告されている。そして、2.8eV発光帯が $SiO_2$ の基礎吸収端である8.7eV以上の光子エネルギーによる励起で発生することが調べられている[4]。これらの報告から、2.8eV発光が励起子吸収または帯間遷移による固有発光であると考えられている。

14MeV中性子誘起発光について考えると、中性子は電荷をもたないので、電子的励起発光は14MeV中性子核反応で生じた荷電粒子や反跳原子の電離励起効果によるものである。例えば、図4-1は、シリコンの中性子核反応断面積[5]で、電離励起効果をもたらす粒子は中性子核反応に基づく陽子、 $\alpha$ 粒子、反跳原子などがあげら

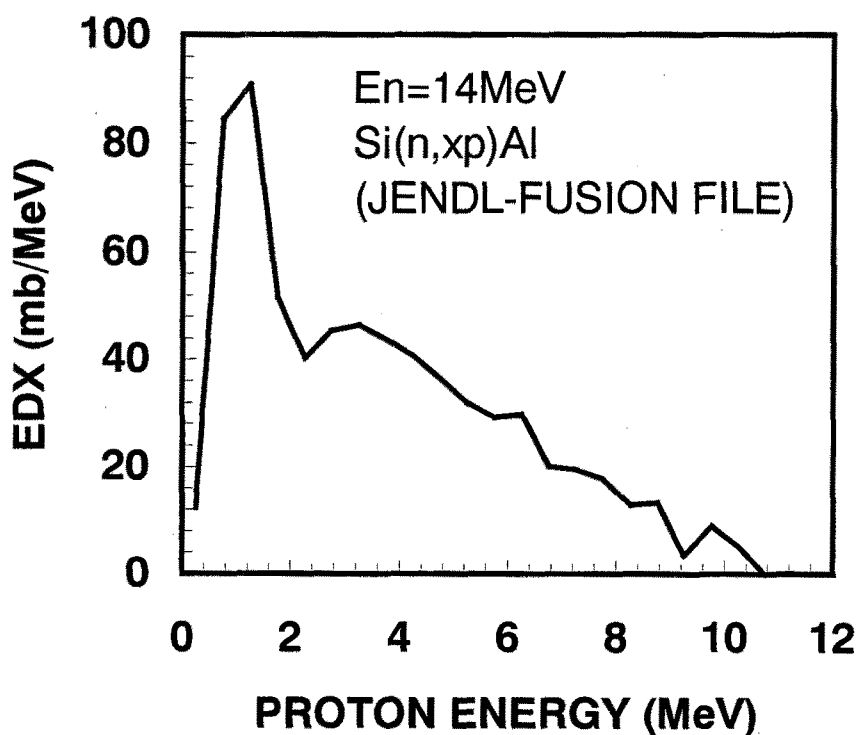


図4-3 14MeV中性子に対するSiの陽子放出エネルギー微分断面積(EDX)

れる。図4-2は荷電粒子輸送コードTRIM[6]を用いて、SiO<sub>2</sub>中で、14MeV中性子とSi原子のSi(n, p)Al反応により、高エネルギー陽子と反跳原子Alが発生した一例について、荷電粒子の飛跡をイメージ化したものである。図4-3は陽子のエネルギー微分断面積(放出エネルギースペクトル)[7]で、核反応で生成された大半の陽子のエネルギーは数MeVである。これに比べて反跳原子のエネルギーは質量が大きい為に、だいたい数十~百keV程度である。図4-4はSiO<sub>2</sub>中の核反応生成陽子とアルミ原子のエネルギーに対する飛程で、高いエネルギーをもつ陽子はSiO<sub>2</sub>中を数百 $\mu$ m移動し、その飛跡に沿って電離励起効果を生じさせる。一方、反跳原子は飛程が短く、線エネルギー付与が大きく電離密度は高い。つまり、14MeV中性子誘起発光は陽子や反跳原子の飛跡に沿って( $\delta$ 線も含む領域)発生していると考えられる。また、発光効率 は線質効果(電離励起密度)に関係するので、反跳原子は、陽子に比べて発生光子数が非常に小さいことが考えられる。

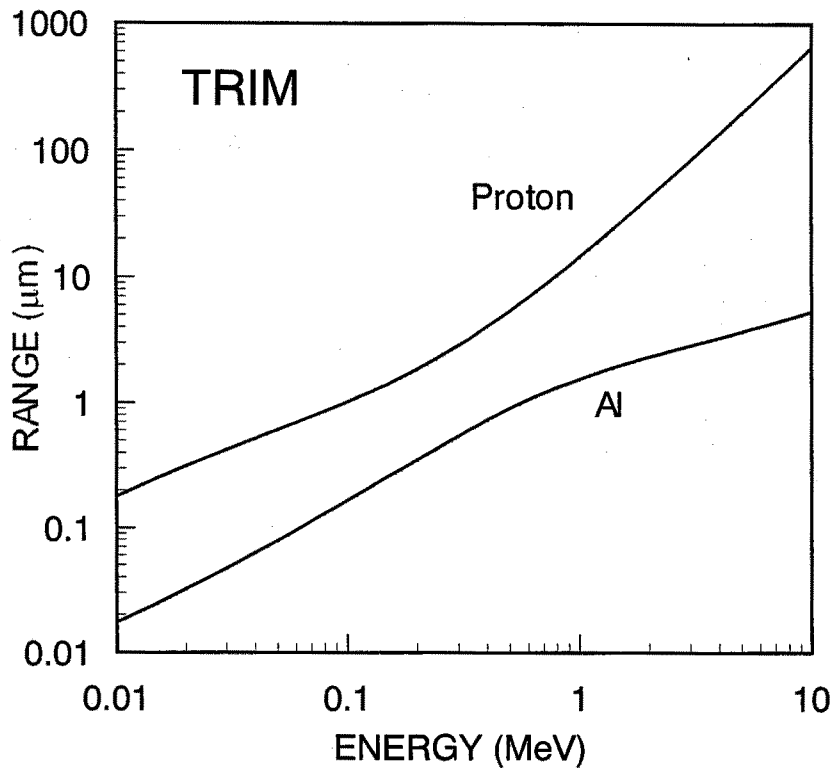


図4-4 SiO<sub>2</sub>中の陽子とAl原子の飛程

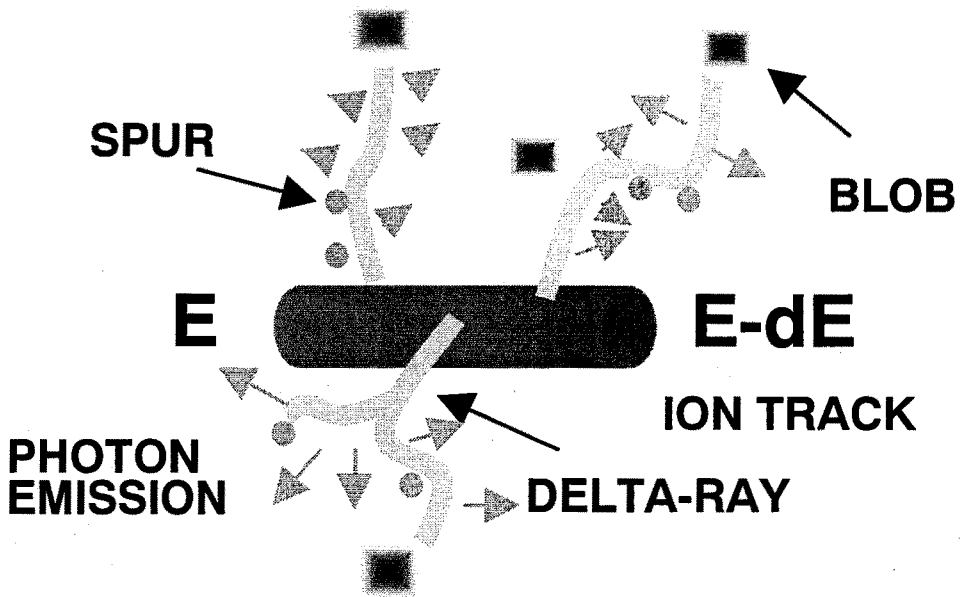


図4-5 物質中の荷電粒子の飛跡とエネルギー吸収領域



図4-5は、物質中の高エネルギー荷電粒子の飛跡の様子を表わしたもので、電離励起密度についてモデル化して示している。一般に放射線が液体、固体の分子性の物質に入射すると、その飛跡にそって断続的にイオン化(電離)が起こり、イオン、ラジカルなどのスプール(Spur)が、小さいガラス玉を糸でつないだような形でできる。高速電子と比べて線エネルギー付与が大きい陽子、 $\alpha$ 線、反跳原子などの重粒子では、物質中で失うエネルギーが大きく、スプールの生成が非常に緻密で、隣どうしのスプールが重なりあって連続的な円筒となる。図4-5では、その円筒が、エネルギー粒子のイオントラックである。イオントラックから発生した $\delta$ 線はスプールを作りながら徐々にエネルギーを失うが、ときどきスプール形成の10倍のエネルギーを失うブロッブ・Blobを作る。図4-5中では、エネルギー吸収(電離、励起)領域をエネルギー荷電粒子飛跡領域イオントラック・Ion Track、それより発生した $\delta$ 線によって励起される領域スプール・Spurと、スプールよりも電離密度が高いブロッブ・Blobの大きく3つの領域に区分して示している。

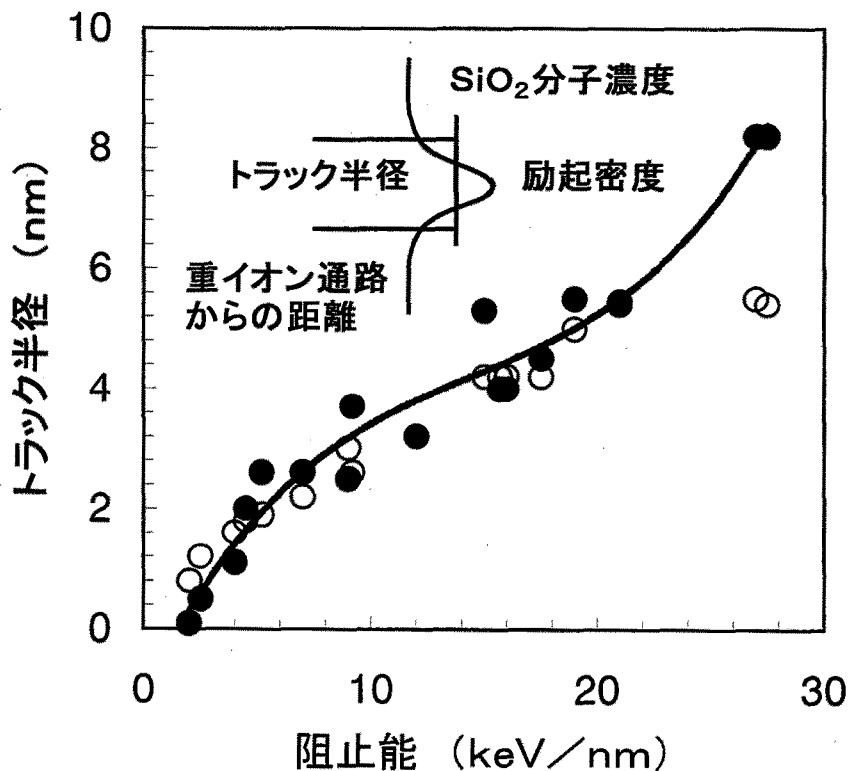


図4-6 SiO<sub>2</sub>に関する重イオンの通路にそった高密度励起の生じている部分の半径の測定値(黒丸)と飛跡半径の計算値(白丸)との比較。計算値は挿入図のように飛跡中の励起子密度の平均値がSiO<sub>2</sub>分子の密度と等しくなる半径である。(参考文献 8)

$\gamma$ 線が物質にあたると数keVないしは数MeVの電子が物質中に生成し、物質に及ぼす影響は、この電子の与える効果が主原因となる。一般に高エネルギー電子は、陽子や $\alpha$ 粒子に比べて質量が小さいので線エネルギー付与は小さい。高エネルギー電子は物質中に断続的にスプールを形成し、スプール1個あたり50eV程度のエネルギーを失う。また、高エネルギー電子線では、一次飛跡にそったスプールより、エネルギーのより低い $\delta$ 線によって生じるスプールが多いことがわかっている。

イオントラック領域では非常に電離励起密度が高く、まだ、十分にその物理状態は解明されていないが、石英では、重イオンを入射させた後、飛跡が形成されることがわかっている。その飛跡の形成は高密度の励起子が関与していると考えられている。図4-6は、阻止能に対する重イオンの通路にそって発生する励起子の密度分布と飛跡の半径の関係であり、Bouffardの計算によれば[8、9]、その半径付近で励起子密度と分子密度とがほぼ一致している。この領域では非常に電離励起密度が高く、電離励起効果によって高密度の欠陥の生成やアモルファス化が起こっている。従って、高い励起状態にあるイオントラック領域内では、特定の欠陥に励起子が束縛されている時間は非常に短く、固有発光を発することは難しいと思われる。また、イオントラック領域内で発生した可視域の光は、光吸収によってイオントラック領域の外に出ることが出来ないと思われる。つまり、イオントラックからの発光は、スプールやブロッブに比べて非常に小さいと考えられる。

これまで述べてきたように、石英の電離放射線誘起発光は、線質効果に強く依存するもので、このような電離放射線誘起発光の線質効果は、アルカリハライドや有機化合物では、既に知られている。そして、幾つかの線質効果に基づく誘起発光効率のモデルが提案されている。ここでは、Lauraが与える式[10]を用いて石英についての荷電粒子に対する誘起発光効率を推定する。Lauraのモデルでは、図4-5で示される3つのエネルギー吸収領域での励起された分子数の割合を求め、それぞれの領域から発生する光子数を推定する。高エネルギー荷電粒子の発光について、単位エネルギーあたりに発生する光子数( $dS/dE$ )は次式のように表される。

$$\frac{dS}{dE} = \varepsilon \left\{ (1 - f_1) \exp \left[ - (1 - f_1) \frac{dE}{dx} B \right] + f_2 \exp \left( - f_2 \frac{dE}{dx} B \right) + (f_1 - f_2) \right\}. \quad (4-1)$$

$E$ はエネルギー、 $(dE/dx)$ は高エネルギー荷電粒子の阻止能、 $\epsilon$ は電子励起発光効率、 $B$ は発光減衰係数である。また、 $1-f_1$ はイオントラック、 $f_2$ はブロッブ、 $(f_1-f_2)$ はスプールでの励起された分子数の割合で、次式より与えられている。

$$f_1 = \frac{\log(4mE / ME_1)}{\log(4mE / MI)}, \quad (4-2)$$

$$f_2 = \frac{\Sigma}{2\log(4mE / MI)}, \quad (4-3)$$

$m$ 、 $M$ は電子、荷電粒子の質量、 $E_1$ は $\delta$ 線の最大エネルギーで、 $I$ は平均イオン化ポテンシャルである。また、係数 $\Sigma$ は、

$$\begin{aligned} \Sigma &= \int_{E_1}^{T_{\max}} x(T) dT \\ &= \int_{E_1}^{T_{\max}} \left\{ \frac{E_1 - E_2}{T^2} \left( 1 - \frac{1}{\log\left(\sqrt{\frac{eT}{2I}}\right)} \right) + \frac{\log(E_1/E_2)}{2T \log\left(\sqrt{\frac{eT}{2I}}\right)} \right\} dT, \quad (4-4) \end{aligned}$$

$T$ は $\delta$ 電子のエネルギーで、 $T_{\max}$ は重荷電粒子と衝突で生じる電子の最大エネルギーである。荷電粒子の阻止能については、TRIMを用いて計算した。(図4-7参照)ただし、発光減衰係数 $B$ は、Hassanによるイオンビーム誘起発光測定実験結果[11]をもとに推定した。電子励起発光効率 $\epsilon$ は、 $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ 線誘起発光効率より求めた。使用したパラメーターは、 $\epsilon = 1.3 \times 10^2 \text{ photons/MeV}$ 、 $E_1 = 300 \text{ eV}$ 、 $E_2 = 50 \text{ eV}$ 、 $B = 1 \times 10^{-4} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}$ である

そして、中性子核反応で生成されたエネルギー $E$ の荷電粒子 $m$ が発する全光子数 $S_m(E)$ は式(4-1)をエネルギーで積分し、

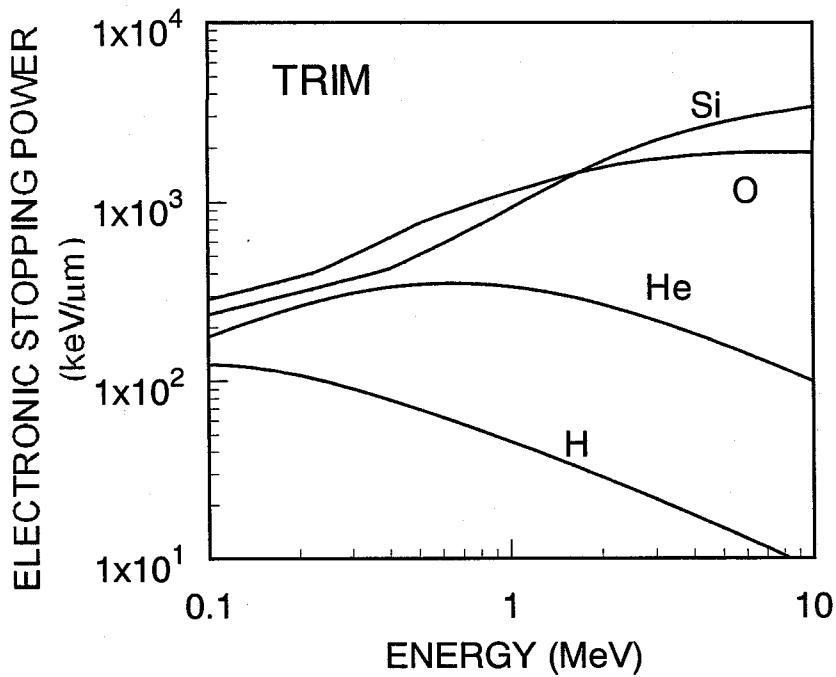


図4-7 SiO<sub>2</sub>に対するエネルギー荷電粒子の電子的阻止能

$$S_m(E) = \int_0^E \frac{dS}{dE'} dE' \quad (4-5)$$

で与えられる。図4-8は、高エネルギー荷電粒子のエネルギーとSiO<sub>2</sub>中での発生光子数の関係についてまとめたものである。例えば、図4-1で示した中性子核反応では、生成された陽子によって最大500個程度の光子が発生するものと推定される。また、反跳原子については、質量が大きく、阻止能が大きいので、発光効率も陽子やα粒子と比べて非常に小さい。

また、14MeV中性子が窓材料に与えた単位吸収エネルギーあたりの、 $Si(n, xp)Al$ 核反応に起因して発生した光子数は、陽子による発生光子数 $S_p(E_p)$ と陽子放出エネルギー微分断面積を用いて、次式のように表わされる。

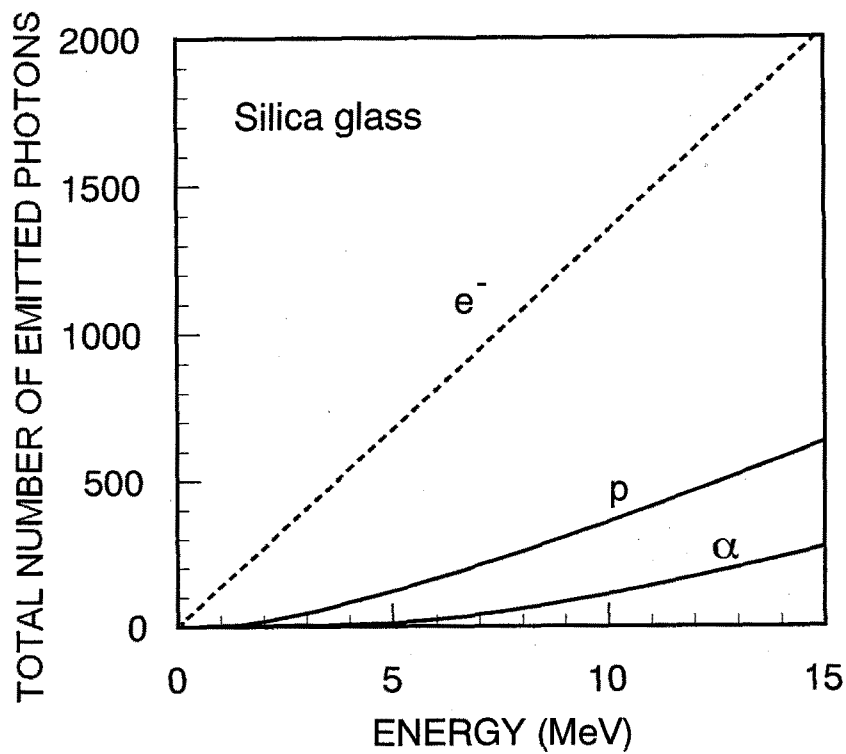


図4-8 Laura の式を基に計算した、電子、陽子、 $\alpha$  粒子による石英についての全発生光子数

$$\epsilon_{Si(n, xp)Al} = \frac{N_{Si} \int S_p(E_p) \left( \frac{d\sigma_p}{dE_p} \right) \Phi_n dE_p}{\rho \cdot D_{SiO_2}} \quad (\text{photons/MeV}), (4-6)$$

$N_{Si}$  : Siの原子数密度 (atom/kg)、

$\left( \frac{d\sigma_p}{dE_p} \right)$  :  $Si(n, xp)Al$  の陽子エネルギー微分断面積 ( $\text{cm}^2/\text{MeV}$ ),

$\Phi_n, D_{SiO_2}$  : 14MeV中性子フルエンス ( $\text{n}/\text{cm}^2$ ) と  
 $SiO_2$  に対する中性子吸収線量 (Gy)

$\rho$  :  $SiO_2$  の密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )

式(4-6)から、 $SiO_2$  中での  $Si(n, xp)Al$  についての発生光子数は、3.4 photons/MeV と求められた。図4-9は、さらに14MeV中性子核反応で生成されるエ

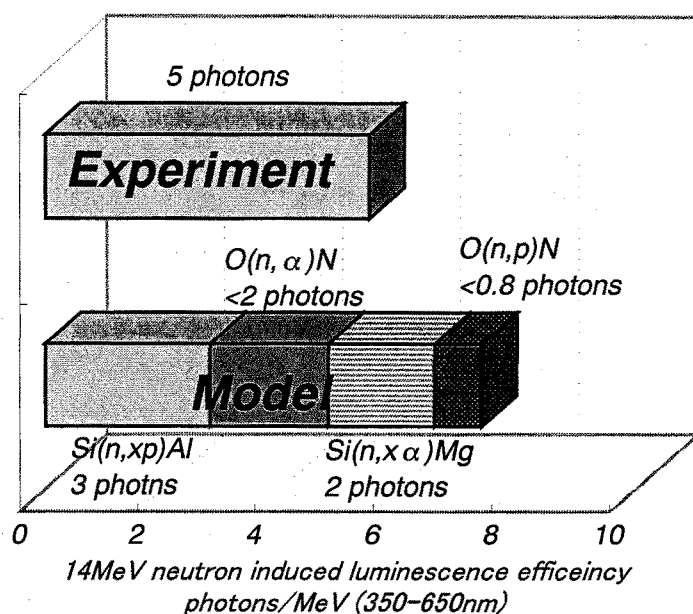


図4-9 14MeV中性子誘起発光モデルより得られた石英の発光割合と実験から得られた石英の14MeV中性子誘起発光率

エネルギー荷電粒子(陽子、 $\alpha$ 粒子)について、石英発光の寄与の割合を放出荷電粒子の断面積とそのエネルギースペクトルから算出したものである。実験結果も合わせて示しているが、両者は2倍以内ではほぼ一致している。この節で述べた14MeV中性子誘起発光のモデルから、反跳原子による寄与は非常に小さく、特にSi原子からの放出される高エネルギー陽子が発光に大きく寄与していることが明らかになった。

#### 4-3 シングルイオンビーム照射実験装置の開発とイオン照射実験結果との比較

原子炉等などを用いた高線量の中性子照射実験などでは、セラミックス材料中に、構造欠陥が集合した状態にある複合欠陥が観測されている[12-13]。つまり、高い中性子照射フルエンス領域では、試料中の欠陥の密度が高くなり、生成された欠陥どうしの相互作用が生じていると考えられている。このような照射効果挙動については、特に、セラミックス材料についての複合欠陥の生成や、それに伴った特性変化の機構解明についてはまだまだ不明である。

イオンビーム照射実験では、照射粒子について、イオン種、エネルギー、全粒子数、粒子密度(ビーム輝度)等を電氣的に制御することが可能で、これらの基本的条件を

正確におさえた粒子によって誘起される材料の変化について調べることが出来る。そのための実験装置として、シングルイオンビーム照射装置を開発し、光学材料についてのイオン照射実験を試みた。

#### 4-3-1 シングルイオンビーム照射実験装置の開発

図4-10は、シングルイオンビーム照射装置[14-17]の概略図で、エネルギー50 keV以下の $H^+$ 、 $He^+$ 、 $Ar^+$ 等のイオン照射が可能である。ビーム照射の空間分解能は数 $\mu m$ 以下で、1ショットの単一イオンから最大300nAの直流イオン照射を行うことができる。イオン銃は、SIMS(Secondary Ion Mass Spectroscopy)用のイオン源を改造したものである。また、イオンビームを試料に照射することなく、ビーム軌道の調整ができる4分割ビーム電流モニターをビーム輸送チューブ中に設けている[15](付録A2-2参照)。加速管の形状および電圧条件等は、電場解析計算コードを用いて適切に設計されており、加速管の後には、イオン種を選別するための分析マグネット(Wienフィルタ)が置かれている。不純物イオンが除かれたイオンビームは、アパーチャーを通過後、静電レンズで集束されてターゲットチェンバーに入射される。ターゲットチェンバーは直径200mm、高さ240mmの円筒状で、排気速度500リットル/秒のターボ分子ポンプで真空排気されている。

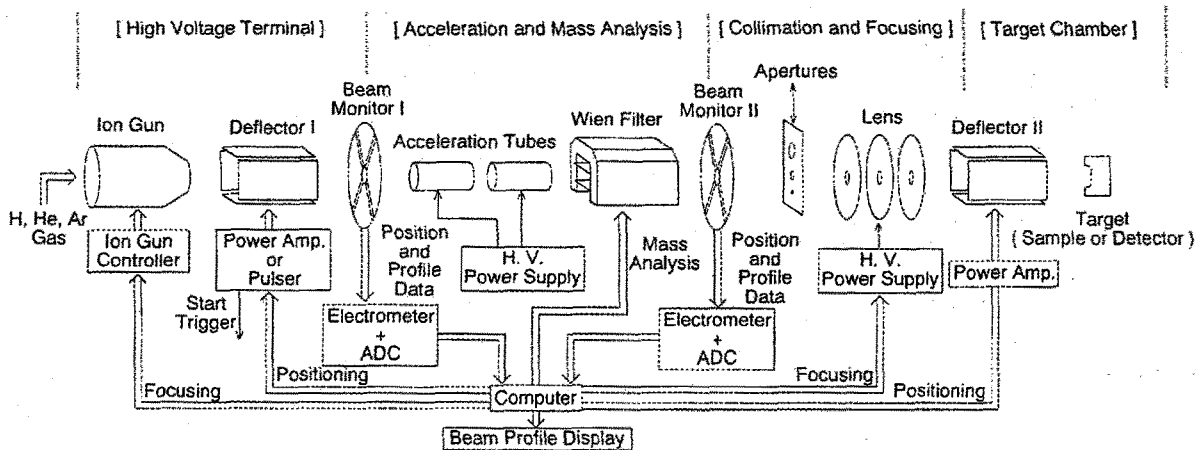


図4-10 開発したシングルイオンビーム照射装置の概略図

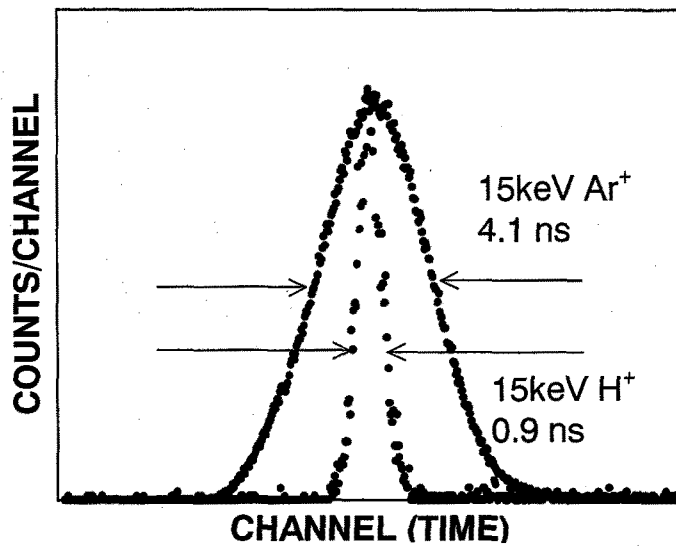


図4-11 本研究において開発したイオン照射装置のパルスビーム特性

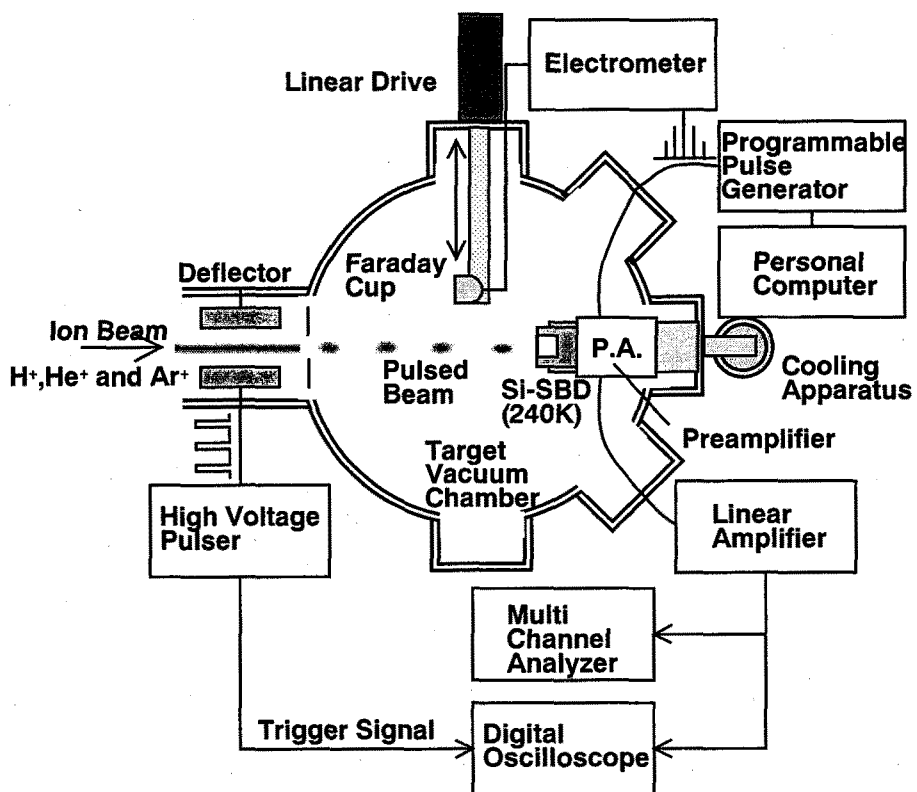


図4-12 シリコン半導体検出器を用いたパルスビーム特性測定装置



パルスイオンビームのパルス時間幅は、任意に設定することが出来る。ミリ秒から数十ナノ秒までのパルスビームを作るために偏向電極に高速高電圧増幅器からパルス電圧が加えられる。数ナノ秒以下のパルスイオンビームは、パルス化用偏向電極に高速の高電圧パルスを印加し、ビームを小さなアパーチャー上を横断させることによって得る(付録A2-3参照)。その為に、イオンがアパーチャー孔上を通過する時間でパルス時間幅が決定される。図4-11は、パルスイオンビーム特性試験結果の一例である。イオンの検出にはマイクロチャンネルプレートを用い、パルス幅は粒子飛行時間分析法で求めた結果である。15keV、 $H^+$ ビームの時間幅は0.9ナノ秒(FWHM)で、同エネルギーの $Ar^+$ については4.1ナノ秒であった。これらの結果は、偏向電極における電場とイオンの軌道計算に基づいたビーム軌道解析の結果と良く一致している。

パルスビームに含まれるイオンの個数はパルスビームのエネルギー測定により求めた。測定系の概略図を図4-12に示している。パルスビームのエネルギー測定用に表面障壁型シリコン半導体検出器(Si-SBD)をターゲットチェンバー内にセットした。Si-SBDによるパルスイオンビームの測定系では、できるだけ雑音レベルを低下させる

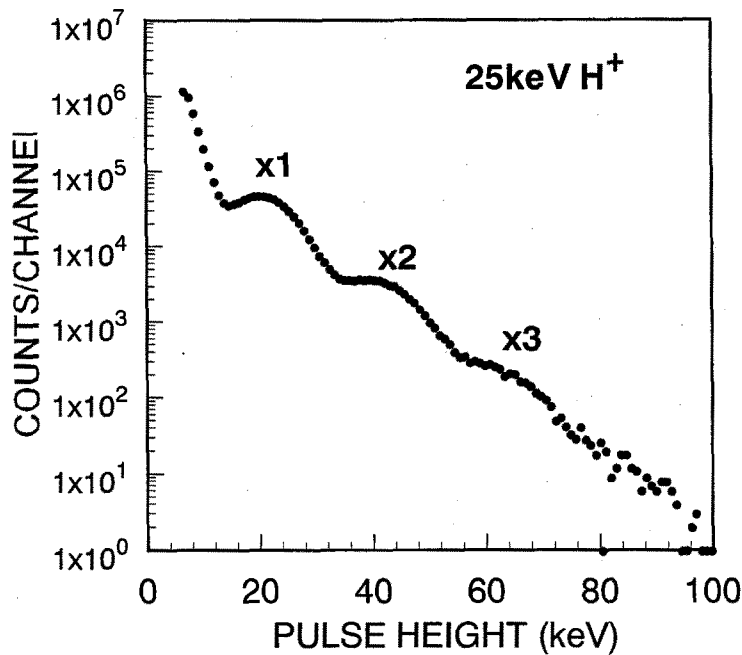


図4-13 Si-SBDの100nsパルス、25keV $H^+$ 応答の例

ために、まず、真空容器内に前置増幅器を設置した。また、Si-SBDからのもれ電流を低く抑えるために検出器を $-30^{\circ}\text{C}$ まで冷却した。Si-SBDのイオン応答波高の較正は、 $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  線源を用いておこなった。図4-13は、 $25\text{keVH}^+$ パルスイオンビームの応答波高分布の一例である。単一の $25\text{keVH}^+$ 入射に対するピーク位置は $20\text{keV}$ 付近にみられ、また、 $25\text{keVH}^+$ が同時に2, 3...個入射した場合について、それぞれ、2, 3...倍のエネルギーに相当する位置にピークが見られる応答波高分布が測定されている(付録A2-3参照)。このことは、ビーム電流量を調整することによってパルス中に含まれるイオン個数を十分調整できることを示している。

#### 4-3-2 イオン照射実験結果との比較

図4-14は、窓材料のイオンビーム照射実験の概念図である[18]。ターゲットチェンバー内に窓材試料をセットし、その前面に電流測定のためのファラデーカップ、表面障壁型シリコン半導体検出器、アパーチャー等が選択してセットできるようになっている。DCビーム照射においては、試料からの光をイメージインテンシファイア付き分光器でスペクトル測定する。また、パルスビーム照射では、発光効率とその寿命を光電子増

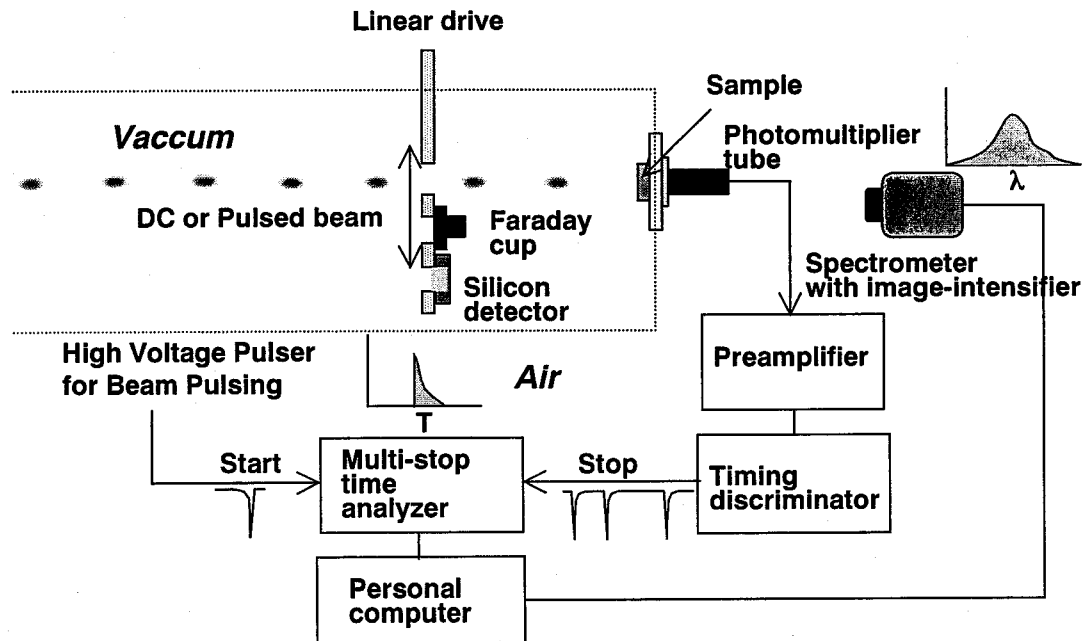


図4-14 窓材料のイオンビーム照射実験の概略図

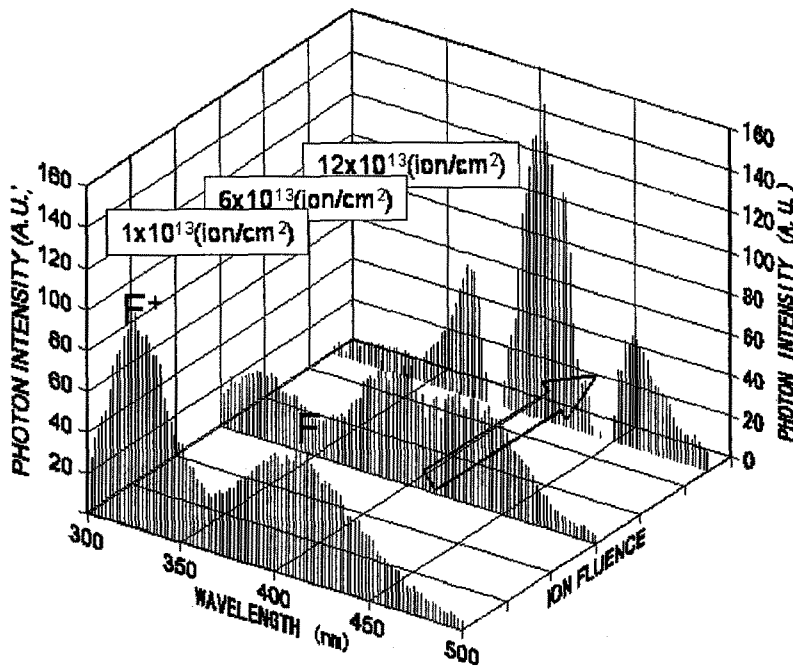


図4-15 40keVAr<sup>+</sup>照射中のサファイア試料からの発光スペクトル

倍管を中心にした計測系で測定し、マルチストップ時間分析装置で時間分析する。

図4-15は、40keVAr<sup>+</sup>照射によるサファイア試料(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)からの発光スペクトルを観測したものである。DCビームによるイオン照射量は毎秒約 $1.1 \times 10^{11}$  ion/cm<sup>2</sup>である。低い照射領域では、330、410nm付近にそれぞれF<sup>+</sup>、Fセンターによる発光が観測されている。しかし、フルエンス増加に伴って発光スペクトルの変化が見られている。 $6 \times 10^{13}$  ion/cm<sup>2</sup>のイオン照射フルエンス付近で330nmで見られていた発光は小さくなり、410nmで観測された発光については、一旦発光強度は減少し、 $1 \times 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>以上の照射フルエンスでは、試料中の酸素空孔(Fセンター)の増加に伴い再び増加している。また、その両端に光吸収も認められる。これらの発光スペクトルの変化についての詳しい考察はこれからであるが、光吸収や発光機構に、複雑な複合欠陥の生成が関係しているものと考えられる[12、19-20]。現在は、サファイアに関する発光寿命測定やイオン誘起発光効率についての詳細な実験を進めているところである。

#### 4-4 まとめ

高純度石英の14MeV中性子誘起発光について、Laura の理論を基に可視域での発光効率を推定した。モデル計算では、反跳原子による寄与は非常に小さく、核反応生成陽子が発光に大きく寄与していることが明らかになった。また、計算値と実験値は2倍以内で一致することが明らかになった。このことから、多くの設備と時間を要する実験からだけでなく、本モデル計算からもある程度の発光効率の推定が可能であることを示せた。

窓材料のイオン照射実験のためにシングルイオンビーム照射装置を開発した。本照射装置は、1パルスあたりに含まれるイオンの個数および時間幅(最短~1ナノ秒)が制御されたパルスビームを $\mu\text{m}$ オーダーの空間分解能で試料に照射できる。そして、この装置を用いたイオン照射誘起発光測定実験を試みた。窓材料からのイオン誘起発光をクリアにスペクトル測定できた。また、イオン照射フルエンスの増加に伴って発光スペクトルの変化も観測された。この結果は、イオン照射に伴う複合欠陥の生成等に関係していると思われ、本装置によるイオン照射実験が照射効果(発光現象を中心に)の機構解明に有効であることを示している。

#### 第4章の参考文献

- [1] D.L.Griiscom ; Proc. 3rd. Int. Frequency Control Symp., 98 (1979).
- [2] K.Tanimura, T.Tanaka and N.Itoh; "Creation of Quasistable Lattice Defects by Electronic Excitation in SiO<sub>2</sub>", Phys. Rev. Lett., 51, 423 (1983).
- [3] W.Hayes, M.J.Kaane, O.Salminen, R.L.Wood and S.P.Doherry; J.Phys., C17, 2943 (1984).
- [4] C.Itoh, K.Tanimura and N.Itoh and M.Itoh; Phys. Rev., B39, 1183 (1989).
- [5] T.Nakagawa, T.Awano, T.Ohsawa, H.Matsunobu, M.Kawai, T.Watanabe, S.Igarashi and T.Asami; "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL-3.2.", J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 32, No. 12, 1259 (1995).
- [6] J.F.Ziegler, J.P.Biersack, and U.Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Solids," New York: Pergamon Press, (1985).
- [7] 千葉敏; "JENDL Fusion Fileの完成", 核データニュース, No. 54, 67 (1996).
- [8] S.Bouffard; "Relation Between the Basic Phenomena and the Observed Damage", Nucl. Instr. Meth., B107, 91 (1996).
- [9] 伊藤憲昭; "はじき出しを起こさない固体内衝突による照射効果", 応用物理, 第67巻, 第6号, 638 (1998).
- [10] Laura M.I. de Carvalho and J.Lopes da Silva ; "Scintillation Intensity of NE102A Screens", Nucl. Instr. and Meth., 84, 563 (1981).
- [11] L.H.A. Hassan and P.D.Townsend; "Luminescence Excited in SiO<sub>2</sub> During Ion Implantation", Nucl. Instr. and Meth., B19/20, 927 (1987).
- [12] B.D.Evans; "A Review of the Optical Properties of Anion Lattice Vacancies, and Electrical Conduction in  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; Their Relation to Radiation-Induced Electrical Degradation", J.Nucl. Matter., 219, 202 (1995).
- [13] L.W.Hobbs, F.W. Clinard, S.J.Zinkle and R.C.Ewing; "Radiation Effect in Ceramics", J. Nucl. Mater., 216, 291 (1994).
- [14] T.Iida, T.Tanaka, F.Sato and Y.Tanimura; "Development of a Compact Single Ion Irradiation System", (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).
- [15] T.Tanaka, F.Sato, Y.Tanimura and T.Iida; "Beam Monitoring System for Ion Beam Irradiation Experiments", Proc. of the 12th Workshop on Radiation Detectors and their Uses, KEK 98-4, 46 (1998).
- [16] F.Sato, T.Tanaka and T.Iida; "Response of Silicon Semiconductor Detector to Low-Energy Ions", (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).
- [17] F.Sato, Y.Tanimura, T.Tanaka, T.Iida, T.Yamauchi and K.Oda; "Beam Profile

Measurement with CR-39 Track Detector for Low-Energy Ions”, (to be published in Radiation Measurements, Vol. 30, 1999) (in press).

- [18] F.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa and Y.Ikeda; “Photon Emission Induced by Fusion Neutrons on Optical Window Materials”, J. Nucl. Mater., 258-263, 1897 (1998).
- [19] A.AL Ghamdi and P.D.Townsend; “Ion Beam Excited Luminescence of Sapphire”, Nucl. Instr. and Meth., B46, 133 (1990).
- [20] M.Fujiwara, H.Miyamaru, K.Miyazaki and T.Tanabe; “Ion-Induced Luminescence of Silica Glasses”, Nucl. Instr. Meth., B116, 536 (1996).

## 第5章 核融合炉環境における窓材料の放射線照射効果

はじめに、熱核融合実験炉のプラズマ診断システムに用いられる窓材料に及ぼす放射線照射の影響について述べる。次いで、核融合炉機能材料の放射線照射効果の研究及び今後の課題について述べる。

光学的プラズマ診断装置に用いられる窓材料には、放射線照射による光透過度の減少量が小さく、そして、放射線誘起発光効率が小さい材料が望まれる。窓材料は、また、計測システムとプラズマ真空領域を分離するために用いられるので、真空と大気のバウンダリーになるために十分な強度を有するとともに、トリチウムの透過率が十分に低いことが重要とされている[1-2]。

核融合炉環境において、プラズマ計測用真空窓に要求される寿命が6~8年であると仮定すると、現在入手可能な中性子フルエンス $10^{18}\text{n/cm}^2$ の耐放射線性を有する窓材料を使用する場合、少なくとも平均中性子フラックスを $10^9\text{n/cm}^2/\text{sec}$ 以下にしなければならない。核融合実験炉では第1壁での中性子束は $10^{14}\text{n/cm}^2/\text{sec}$ と非常に高く、

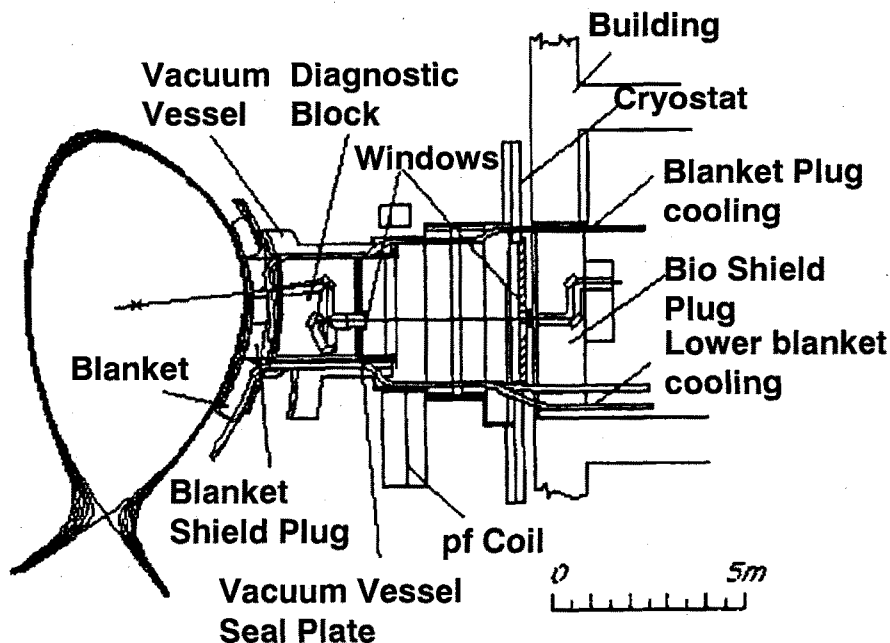


図5-1 核融合実験炉の光学的診断システムの概要の一例 (参考文献 3)  
(鏡と迷路構造を用いて光学測定機器及び光学窓が高線量率  
の中性子や $\gamma$ 線にさらされないように工夫設計されている。)

中性子フラックスを下げるために、プラズマ診断系ではたとえば、図5-1に示すような可視光プラズマ診断システムの設計が考えられている[3]。放射線に強い鏡を利用し、遮蔽体によって光学窓を高線量率の中性子及び $\gamma$ 線から遮蔽し、照射線量を減らす工夫をしている。図5-1で、光学窓のある場所での高速中性子フラックスは $\sim 7 \times 10^9$  n/cm<sup>2</sup>/s、中性子による吸収線量率は、 $\sim 0.07$  Gy/s、原子の弾き出し損傷率は $\sim 2$  dpa、また、周囲の温度は $\sim 240^\circ\text{C}$ 程度と見積もられている。

核融合実験炉の光学的プラズマ診断システムにおいては、可視域における放射線誘起発光現象が、プラズマ核反応開始に伴って、バックグラウンド雑音の発生として問題となると考えられる。14MeV中性子誘起発光は、14MeV中性子核反応で生成する陽子や $\alpha$ 粒子が主な発光の要因である。従って、(n, p)や(n,  $\alpha$ )反応の閾値エネルギー以下の高速中性子による発光効率は14MeV中性子のもよりもずっと小さいことが考えられる[4]。しかし、 $\gamma$ 線誘起発光の効率は中性子の場合に比べて同じ吸収エネルギーでは1桁半程度大きいので、光学窓からのバックグラウンド雑音は中性子によるよりもむしろ誘起 $\gamma$ 線の誘起発光が問題となると思われる。

これまで核融合炉窓材料の照射効果について述べてきたが、核融合炉プラズマ診断システムの設計には、多岐にわたる機能材料(光学、電気材料等)の放射線照射効果データが必要である[5-8]。例えば、本研究で対象にした核融合炉窓材料の石英やサファイアは、電気絶縁材料としてもよく用いられる。これらの絶縁材料の放射線照射効果については、アルミナ、マグネシアを中心に14MeV中性子、原子炉中性子、電子線、イオン及び $\gamma$ 線等の照射試験により、特に電気伝導度の増加現象、即ち、照射誘起電気伝導(RIC: Radiation Induced Conductivity)が調べられている[6-8]。

図5-2は、第2, 3章で述べた実験装置と同様の装置を用いて14MeV中性子照射中の石英試料の電気絶縁性の変化について調べたものである。中性子照射開始と共に過渡的な電気絶縁性の低下が観測されている。また、外部印加電圧が0Vの場合においても、試料中に電流が流れており、試料中の電荷蓄積効果が強く関係していると考えている。また、中性子照射停止後は、電気絶縁性の回復がみられている。これら放射線誘起電気伝導は吸収線量率に依存し、あまり線質の違いによらないことなどが報告されているが、この機構についてはまだ十分に解明されていない。そのために、



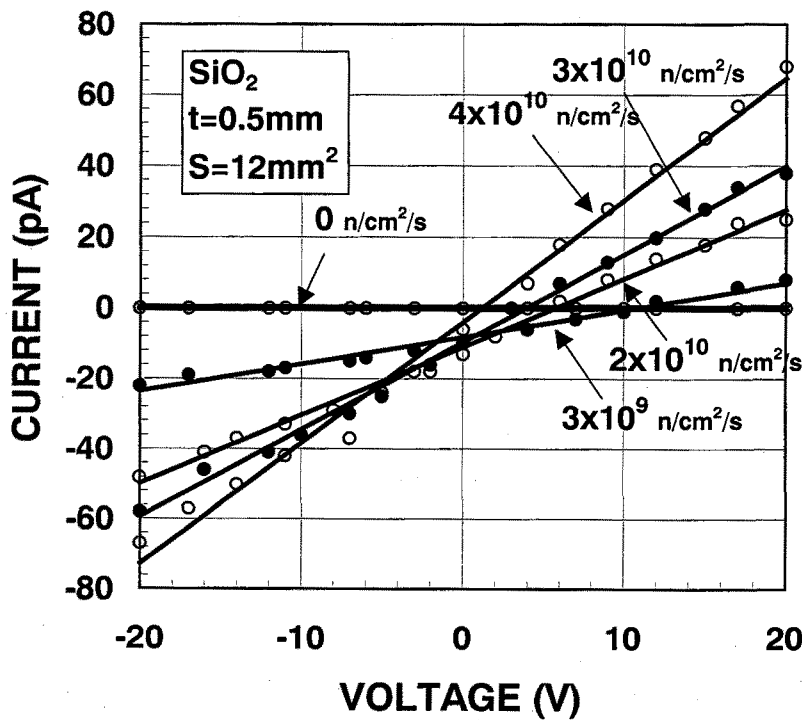


図5-2 石英試料(試料の厚さ:0.5mm、電極面積:12mm<sup>2</sup>)の  
14MeV中性子照射誘起電気伝導  
(14MeV中性子照射下では、石英試料中に電荷蓄積と  
電気絶縁抵抗の過渡的な低下が生じている。)

照射条件がより厳しい核融合原型炉第一壁近傍では必要な電気絶縁性が得られない可能性も指摘されている。

表5-1は、代表的なセラミクス材料(SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>等)について、核融合炉照射環境での光学的及び電気的特性への影響をまとめたものである。過渡的な照射効果としては、放射線誘起発光や照射誘起電気伝導があげられ、その一般的な主原因は放射線電離効果である。恒久的な照射効果としては、光透過度の低下や電気絶縁性の劣化などがあげられ、その主原因は構造的欠陥の生成である。また、照射後に電気伝導度の増加が残留する照射誘起電気絶縁劣化(RIED: Radiation Induced Electrical Degradation)が生じる可能性が指摘されているが、RIED現象及びその機構等についての統一的な見解はまだ得られていない。今後の課題としては、核融合炉機能材料についての放射線照射効果のデータベースの充実化をはかることは言うまでもない

が、また、同じ材料で電氣的及び光學的照射効果を關係づけた実験を行い、それぞれの照射効果の機構を統一的に説明するようなより基礎的な研究も必要であると考えている。

表5-1 核融合炉環境におけるセラミックス材料の光學的、電氣的特性への照射効果の影響

照射効果 放射線	光學的的特性		電氣的的特性	
	放射線誘起発光 (photons/MeV)	フルエンスに伴う光 透過度の低下 (n/cm <sup>2</sup> )	放射線誘起電気伝導 ( $\Omega^{-1} m^{-1}$ )/(Gy s <sup>-1</sup> )	フルエンスに伴う 絶縁性の低下 (Gy)
14MeV 中性子	○ 5	◎ > 10 <sup>17</sup> -10 <sup>18</sup>	◎ ~10 <sup>-10</sup>	?
高速中性子 (En>0.1MeV)	△ < 5	◎ > 10 <sup>18</sup>	◎ ~10 <sup>-10</sup>	?
誘導γ線	◎ 170	△	◎ ~10 <sup>-10</sup>	?
照射効果のタイプ	過渡的照射効果	恒久的照射効果	過渡的照射効果	恒久的照射効果

◎：影響大 ○：影響中 △：影響小 ?：十分な見解が得られていない。

## 第5章の参考文献

- [1] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, F.Maekawa, Y.Morita, A.Nagashima, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, F.Sato, T.Sugie and D.Yamaki; "Irradiation Tests on Diagnostics Components for ITER in 1995", JAERI-Tech 96-040, (1996).
- [2] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, Y.Morita, A.Nagashima, M.Nakamichi, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, F.Sato, T.Shikama, T.Sugie, D.Yamaki and S.Yamamoto; "Irradiation Effects on Plasma Diagnostics Components", JAERI-Research 98-053, (1998).
- [3] C.I.Walker, T.Ando, A.Costely, L.deKock, K.Ebisawa, G.Janeschitz, L.Johnson, V.Mukhovatov, G.Vayakis, M.Yamada and S.Yamamoto; "Engineering Aspects of ITER Plasma Diagnostic Systems", Fusion Technology, Lison, Vol. 1, 849 (1996).
- [4] F.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa, Y.Ikeda and T.Nishitani; "14MeV Neutron Irradiation Tests on Window Materials for Fusion Reactors", (to be submitted to Tenth International Symposium on Reactor Dosimetry, 1999).
- [5] T.Iida, Y.Tanimura, F.Sato and T.Tanaka; "Fusion Neutron Irradiation Effects on some Electronic Devices", (to be submitted to Tenth International Symposium on Reactor Dosimetry, 1999).
- [6] K.Noda, T.Nakazawa, Y.Oyama, H.Maekawa, J.Kaneda and C.Kinoshita; "First In-Situ Measurement of Electrical Resistivity of Ceramic Insulator during Irradiation with Neutrons of Energy 14MeV", Fusion Eng. Des., 29, 448 (1995).
- [7] J.Zinkle and E.R.Hodgson; "Radiation-Induced Changes in the Physical Properties of Ceramic Materials ", J.Nucl.Mater., 191-194, 58 (1992).
- [8] T.Shikama, M.Narui, H.Kayano and T.Sagawa; "Study of Radiation Induced Electrical Degradation of Alumina in a Dynamic Pumping Condition in a Fission Reactor", J. Nucl. Mater., 212-215, 1133 (1994).

## 第6章 結論

D-T核融合炉プラズマ診断システムとプラズマ真空領域を分離するために用いられる窓材料の14MeV中性子照射効果について調べた。14MeV中性子照射実験により、プラズマ診断システムの設計に必要な照射効果データを得、その照射効果の機構について考察した。本研究の内容を章ごとにまとめると以下のようになる。

第2章では、核融合炉診断システムのバックグラウンド雑音となる窓材料の14MeV中性子誘起発光効率を求めるために、加速器型のDT中性子発生装置に耐放射線性光伝送系を取り付けた独自の *In-situ* 型光測定システムを開発した。この14MeV中性子誘起発光測定システムは、照射試料からの光の集光に工夫をほどこした試料容器と高感度の光分析装置で構成されている。14MeV中性子照射場のキャラクタリゼーションを正確に行い、照射用試料容器は最適な照射場所にセットされる。14MeV中性子照射中の窓材試料からの発光を、耐放射線性光ファイバで伝送し、放射線を遮蔽した場所に置かれた光分析装置を用いて測定する。本測定システムをOKTAVIANあるいはFNSの14MeV中性子源に据え付けることによって14MeV中性子フラックスで $\sim 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>/sec、吸収線量率で $\sim 1$  Gy/s程度までの範囲において、窓材料からの可視域の発光スペクトルを測定することが可能である。

第3章では、14MeV中性子誘起発光測定システムを用いて、いくつかの核融合炉候補窓材料(石英ガラス、石英結晶、サファイア)からの14MeV中性子誘起発光のスペクトルを初めて測定した。(例えば、高純度石英ガラスでは、波長450nm付近に大きな発光のピークがみられ、サファイアでは、330nmにF<sup>+</sup>センター、410nmにFセンター、690nmにCr<sup>3+</sup>に関する発光のピークが測定され、それぞれの発光効率が定量的に評価された。)これらのデータは、核融合炉光学系プラズマ診断システムの設計に大いに役立つはずである。

また、窓材料の14MeV中性子誘起発光効率は $\gamma$ 線による発光効率より約1桁半小さく(例えば、代表的な窓材料の高純度石英で、14MeV中性子に対しては $5 \pm 3$  photons/MeV、<sup>60</sup>Co  $\gamma$ 線に対しては $135 \pm 50$  photons/MeV)、核融合炉の光学系プラ

ズマ診断システム的设计においては、14MeV中性子だけではなく誘導 $\gamma$ 線の影響も問題となることを指摘した。

第4章では、代表的な窓材料(高純度石英ガラス)について、14MeV中性子誘起発光機構のモデルを提案した。14MeV中性子によって窓材料に与えられるエネルギーの吸収を計算し、Lauraの理論を基に、核反応で生成されたエネルギー荷電粒子による発生光子数を推定した。また、提案したモデルによる計算値が実験値と2倍以内で一致することを確かめた。このことから、多くの設備と時間を要する実験からだけでなく、本章で述べたモデルによる計算からでも、ある程度の発光効率の推定が可能であることを示した。

複雑な中性子照射効果の機構解明に役立つ目的で、シングルイオンビーム照射装置を開発し、同装置による窓材料のイオン照射誘起発光との比較実験を試みた。よりクリアな発光スペクトルが得られ、また、イオン照射フルエンスに伴う発光スペクトルの変化も観測された。この装置によるイオン照射との比較実験が中性子照射効果(発光を含む)の機構解明に有効であることを示した。

第5章では、本研究で得られた知見より、核融合実験炉での光学窓の放射線影響についてまとめた。また、今後の課題として、窓材料(セラミクス)の光学的性質だけに注目するのではなく、電氣的性質の動的照射効果(照射誘起電気伝導)にも関係付け、14MeV中性子照射効果の基本的部分の研究を進めることが重要であることを述べた。

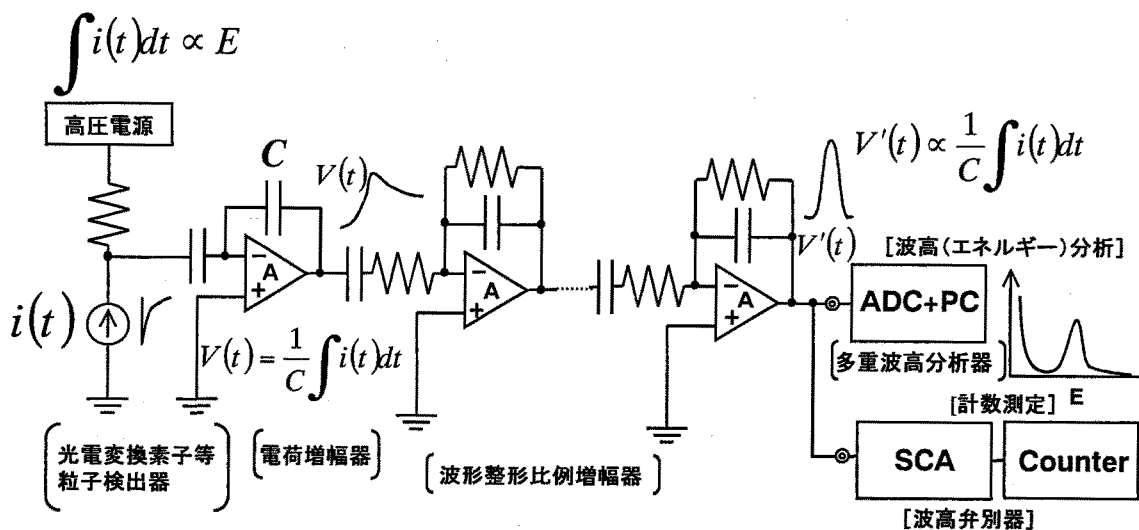
## 付録1 微小電荷測定における計測システムの 内部雑音の影響の軽減法について

### A1-1 はじめに

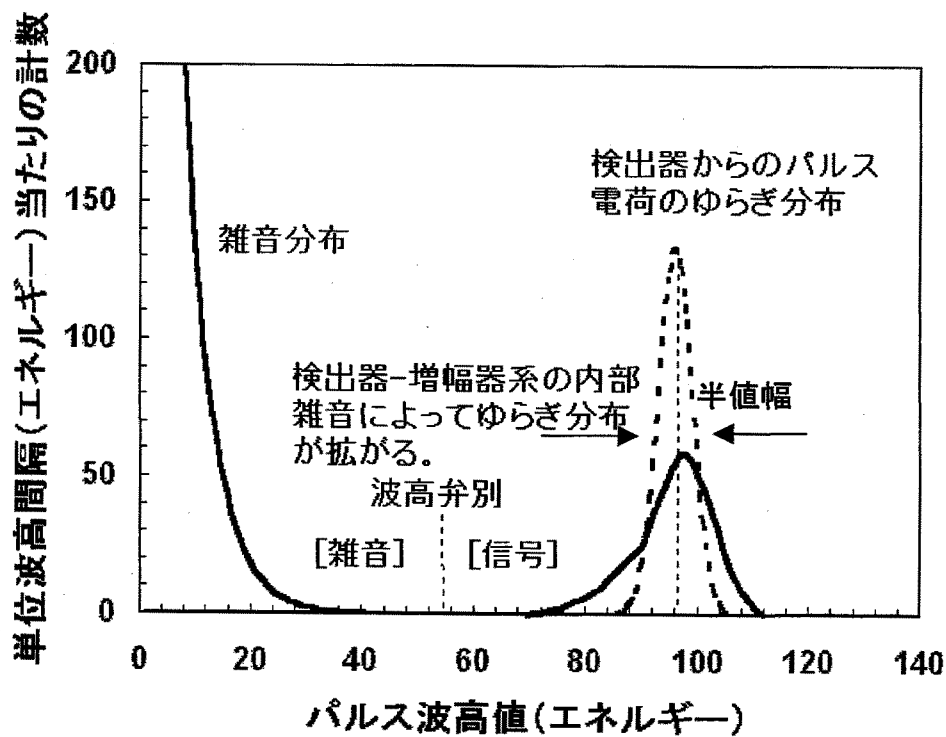
第2, 3章では、放射線誘起発光実験での光子数の絶対測定の必要性とその方法について、第4章では、中性子・イオン効果相関実験での高速イオン等のエネルギー測定の必要性とその方法について述べた。これらの何れの実験においても、基礎として誘起微小電荷を高精度で測定しなければならず、そこには検出器自身の固有の統計的な揺らぎの問題や、避けることができない計測システムの内部雑音の問題が存在している。この付録では、本研究の実験に利用した計測装置の中の、特に測定のS/N比に大きく関係した微小電荷測定回路について補足説明を行っている。A1-2では、微小電荷計測システムの原理と概要について、A1-3では微小電荷計測システムの内部雑音源とその測定に及ぼす影響について、A1-4では、微小電荷計測システムにおける内部雑音の影響の軽減法について述べている。A1-5ではこの付録全体をまとめている。

### A1-2 微小電荷計測システムの概要

図A1-1に典型的な高速粒子の検出及びエネルギー測定のための基本電子回路とシステム全体の構成図を示している。光電変換素子等の粒子検出器に目的粒子が捉えられると外部回路にパルス状の電流  $i(t)$  が生ずる。このパルス電流を時間積分し、その積分値を正確に測定すれば目的粒子の個数やエネルギー  $E$  を求めることができる。図中の電荷増幅器(電荷-電圧変換器)が電流パルスの積分器である。そして、その後続く波形整形比例増幅器では、信号増幅における周波数帯域を適切に制限して最良のS/N比で、検出器からの電流パルスの積分値に比例した出力が取り出される。そして、後続の多重波高分析器によってパルス信号の波高分布が測定される。つまり粒子のエネルギーや個数の分布が分析される。また、波高弁別器を通過させれば検出器からの信号と他の要因による雑音との適切な区別が正確に行われる。つまり、正確な粒子の全計数や計数率が求められる。



図A1-1 粒子の検出及びエネルギー測定のための電子回路構成図



図A1-2 典型的なパルス波高分布(粒子のエネルギースペクトル測定)の例

低チャンネル領域に多くの雑音計数があり、また、この雑音のために信号の波高分布の半値幅が広がる。

図A1-2に典型的な信号パルスの波高分布の例を示している。図中に点線で示されているように、検出器からのパルス電荷分布には必ず統計的な揺らぎが存在する(分布が線状ではなく幅を持っている)。これは、検出器自身の固有の性質に基づいている。このピーク状分布の半値幅が分解能と呼ばれ、波高値が測定粒子のエネルギーに比例している場合にはこの半値幅がエネルギー分解能となる。雑音の全く無い理想的な計測システムで粒子を検出することができれば、図中の点線で示されている形の分布が得られるはずである。しかし、実際の測定では必ず雑音が混入し、図中の実線で示されているような広がった形の分布が測定される。一般的には、低波高領域に向かうに従って、雑音の計数がより増加する。そして、この雑音の影響のために目的の信号の波高分布の半値幅も広がる。粒子のエネルギー測定においてはエネルギー分解能が低下し、粒子の計数測定においては信号と雑音の波高弁別性能が低下することになる。信号が低波高値である微小電荷測定においては、このような雑音の影響についての対策が非常に大切である。

### A1-3 粒子検出器—増幅器系の内部雑音源と波高分析に及ぼす影響

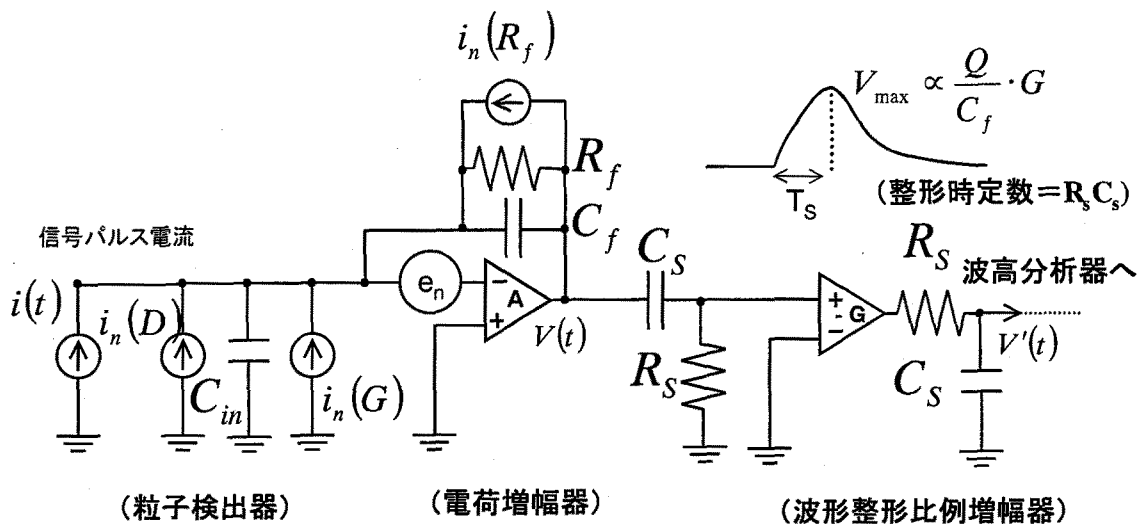
微小電荷計測システムを高電圧機器や高周波機器の近くで無防備で使用すると、当然のことながら電荷計測システムにそれらの機器からの大きな電磁ノイズの混入が起こり、測定が妨害される。また、ポンプ等の機械的振動が発生する装置の近くで使用しても、電荷計測システムに振動に基づく雑音が発生する。これらの雑音は外部環境に起因する誘導外部雑音であり、それぞれの雑音の要因を明解にし、適切に対処すれば計測システムへの混入を防ぐことができるはずである。この節では、このような外部雑音は取り上げず、より本質的な問題であり避けることができない計測システムの内部雑音についてのみ若干の考察を行う。

図A1-3に粒子検出器—増幅器系の等価回路図を雑音源も含めて示している。粒子検出器からの信号電流パルスを $i(t)$ とすると、電荷増幅器の出力電圧 $V(t)$ は

$$V(t) = -\frac{1}{C_f} \int i(t) dt. \quad (A1-1)$$

で表される。 $C_f$ は電荷増幅器の変換利得を決める負帰還容量である。また、整形時定





図A1-3 等価雑音源を含めて示した粒子検出器・増幅器系の等価回路図

数  $T_s = R_s C_s$  の波形整形比例増幅器の出力電圧  $V'(t)$  は粒子入射後約  $T_s$  時間で次式の最大波高値  $V_{\max}$  に到達する。

$$V_{\max} \propto \frac{Q}{C_f} \cdot G \quad (\text{A1-2})$$

$Q$  は信号電流パルスの時間積分値 ( $\propto$  発生電荷量) で、 $G$  は波形整形比例増幅器の利得である。当然のことであるが、信号の電流パルスの持続時間は整形時定数  $T_s$  より十分小さく、 $T_s$  はまた、電荷放電の時定数  $R_f C_f$  より十分小さな値である。この条件のもとに微小電荷の高精度の測定がなされる。

図の微小電荷計測システムの(内部)雑音特性は、ほとんど入力部分で、つまり検出器から発生する雑音(電荷増幅器との関係で定まる)と電荷増幅器の内部雑音のみで決まる。電荷増幅器の後続の増幅器で発生する雑音の影響は電荷増幅器のそれに比べてずっと小さく無視できる。この粒子検出器-増幅器系の主要な具体的な雑音源としては以下の4つが上げられる[1-2]。

- (1) 粒子検出器の漏れ電流に基づく電流雑音源 :  $i_n(D)$
- (2) 電荷増幅器の初段電界トランジスタ(FET)のゲートの漏れ電流に基づく電流雑音源 :  $i_n(G)$

(3) 電荷増幅器の初段FETのドレイン電流の揺らぎを入力換算した電圧雑音源:  $e_n$

(4) 電荷放電用高抵抗の熱雑音に基づく電流雑音源:  $i_n(R_f)$

粒子検出器等の漏れ電流に基づく電流雑音はショットノイズであり、雑音の大きさ(2乗平均値)は次式に表されるように直流成分  $I$  に比例する[3]。

$$\langle i_n^2 \rangle = 2eI \cdot \Delta f . \quad (\text{A1-3})$$

$e$ は電子の素電荷量、 $\Delta f$ は周波数帯域幅である。また、この雑音は十分広い周波数帯域にわたって一様なパワースペクトル密度を持っている。

抵抗体に発生する熱雑音はジョンソンノイズと呼ばれ、抵抗体中(抵抗値 $R$ )を流れる電子が不規則な熱運動をするために発生する雑音で、その大きさは次式に表されるように抵抗体の絶対温度 $T$ に比例し、そのパワースペクトル密度は周波数に依らず一定である[3]。

$$\langle v_n^2 \rangle = 4kTR \cdot \Delta f . \quad (\text{A1-4})$$

$$\langle i_n^2 \rangle = \frac{4kT}{R} \cdot \Delta f . \quad (\text{A1-4'})$$

$k$ : ボルツマン定数

FETのドレイン電流の揺らぎに基づく雑音の影響は、次式に示すように等価雑音抵抗 $R_F$ を用いて入力換算電圧雑音として表される。

$$\langle e_n^2 \rangle = 4kTR_F \cdot \Delta f . \quad (\text{A1-5})$$

$R_F$ : FETの等価雑音抵抗

また、 $R_F$ とFETの相互コンダクタンス $g_m$ の関係は、概しては、 $R_F \approx \frac{0.7}{g_m}$ である。

微小電荷計測システムにおける雑音の影響は、以上の4つの内部雑音を加え合わされ、最終的には電荷増幅器の雑音出力として顕れる。図A1-3の等価回路図からわかるように、4つの雑音源のうちで、等価電圧雑音源は電荷増幅器の入力に直列に、等価電流雑音源は入力に並列につながっている。そして、この等価回路図を基に、それぞれの雑音が電荷増幅器を経ることによってどれだけ大きさの雑音出力になるかを求めることができる。

図中の等価電圧雑音源の影響は、電荷増幅器出力の雑音電圧(RMS値)で次式のように表すことができる。

$$\sqrt{\langle V_{v.n.}^2 \rangle} \propto \sqrt{\frac{kT}{g_m T_s} \cdot \frac{C_{in}}{C_f}} \quad (A1-6)$$

増幅周波数帯域幅は前述の波形整形時定数 $T_s$ に逆比例するとしている。また、RMS値で表した雑音電圧は波高分布(ピーク)の半値幅、言い換えればエネルギー分解能に比例する。(A1-6)式からわかるように、内部電圧雑音源の影響を少なくするためには、

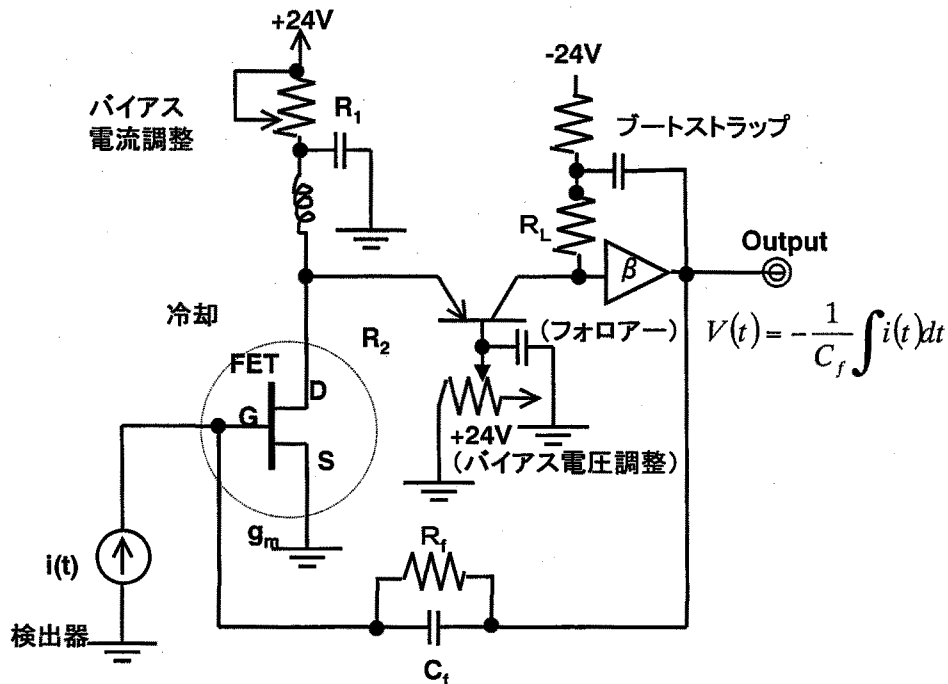
- (1) FETの温度 $T$ を低く保つこと、
- (2) FETの相互コンダクタンス $g_m$ を大きくすること、
- (3) 入力容量 $C_{in}$ を小さくすること、
- (4) 整形時定数 $T_s$ を大きくすること、

が挙げられる。そして、式の上では、電荷増幅器の利得を決めている負帰還容量 $C_f$ を大きくすれば雑音を小さくできるが信号も同時に小さくなることになり、この方法では測定のス/N比の改善にはつながらない。また、整形時定数 $T_s$ を大きくすれば確かに雑音が減ることになるが、実際には、パルス信号に対する計測速度と次に述べる電流雑音との関係から $T_s$ を大きくするには限界がある。

図A1-4に本研究の実験に使用した一つの電荷増幅器(本研究では実験の状況に応じて4つの異なる電荷増幅器を使い分けた)の基本部分の等価回路図を示している。この電荷増幅器は、入力FETが粒子検出器との関係で冷却可能なら冷却し、また、FETの相互コンダクタンス $g_m$ が最大となるようにバイアス条件を可変抵抗器 $R_1$ (バイアス電流調整用)と $R_2$ (バイアス電圧調整用)で調節した。

電流雑音源については、電荷増幅器の利得を定める負帰還容量 $C_f$ に雑音電流が流入して電荷増幅器の出力にどれだけの雑音電圧を発生させるかで評価することができる。図A1-3の電流雑音源による雑音の影響は電荷増幅器出力の雑音電圧(RMS値)で次式のように表される。

$$\sqrt{\langle V_{i.n.}^2 \rangle} \propto \sqrt{I \cdot T_s} \cdot e \cdot \frac{1}{C_f} \quad (A1-7)$$



図A1-4 典型的な低温雑音電荷増幅器の等価回路図

ここでは3つの雑音電流が合わさったとして扱い、最終的な雑音電圧は一つの式で代表させている。増幅周波数帯域は電圧雑音源の場合と同様整形時定数 $T_s$ に逆比例し、また、雑音電流の積分時間は $T_s$ に比例するとしている。この式からわかるように内部電流雑音源の影響を小さくするには、

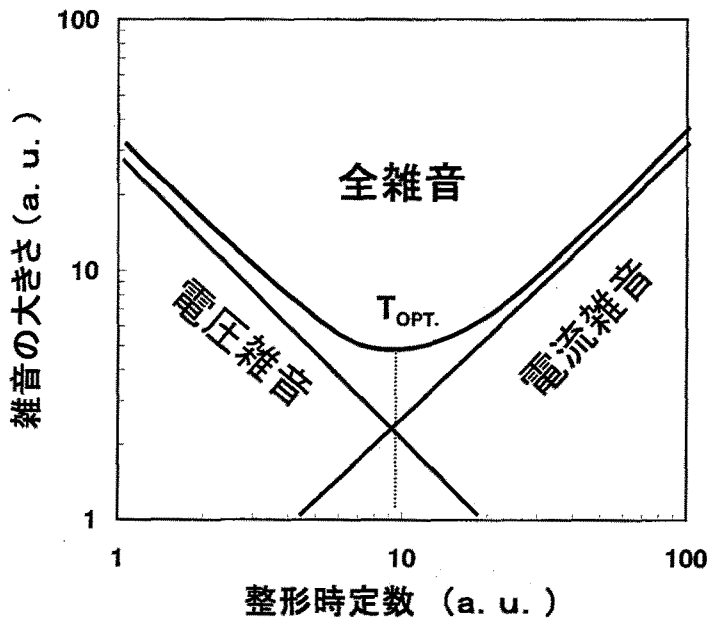
- (1) 直流電流成分つまり漏れ電流 $I$ を小さくすること、
- (2) 波形整形時定数 $T_s$ を小さくすること、

が挙げられる。負帰還容量 $C_f$ を変えることについては電圧雑音源の場合と同様の理由で測定の $S/N$ 比の改善にはつながらない。電圧雑音源の場合と異なる点は、

- (1) 雑音出力が入力容量 $C_{in}$ に無関係であること、
- (2) 雑音出力が整形時定数 $T_s$ に逆比例ではなく、比例して増加すること、

が挙げられる。また、式の中のパラメーターに温度 $T$ の項が入っていないが、実際には漏れ電流 $I$ が温度 $T$ の関数であり、温度 $T$ が低い程 $I$ が小さく出力雑音は小さくなる。

電荷測定回路の整形時定数 $T_s$ に関して、内部電圧雑音源と内部電流雑音源の計測システムに与える影響が互いに背反していることから(図A1-5参照)、両方の雑音



図A1-5 電圧雑音及び電流雑音と整形時定数の関係

の和(全雑音)が最小になる最適整形時定数  $T_{opt}$  が存在する。この最適時定数  $T_{opt}$  は内部電圧雑音と内部電流雑音の影響が等しくなる条件から求められ、

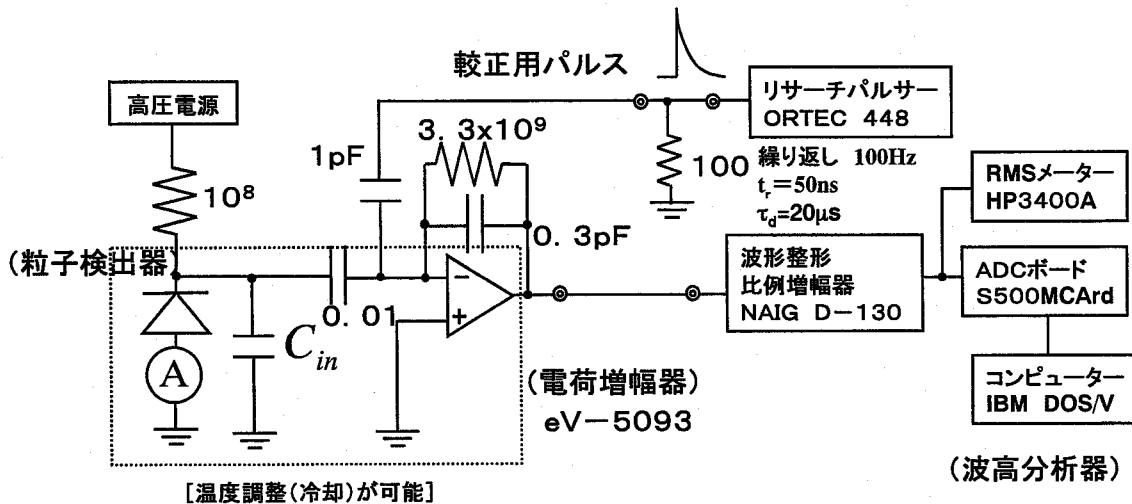
$$T_{opt} \propto \sqrt{\frac{kT}{g_m I_e}} \cdot C_{in} \quad (A1-8)$$

のようになる。また、この時の最小雑音の大きさは

$$\sqrt{\langle V_{nopt}^2 \rangle} \propto \left( \frac{kT I_e}{g_m} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{\sqrt{C_{in}}}{C_f} \quad (A1-9)$$

のように表される。(A1-8)式からわかるように入力容量  $C_{in}$  を小さく、FETの雑音を低くすれば最適の整形時定数  $T_{opt}$  を小さくすることができる。また、全内部雑音の影響を小さくするには、検出器やFETの温度  $T$  を低く保ち、それらの漏れ電流を低く抑えること、入力容量  $C_{in}$  を小さくし、FETの相互コンダクタンス  $g_m$  を大きくすることが効果的である。

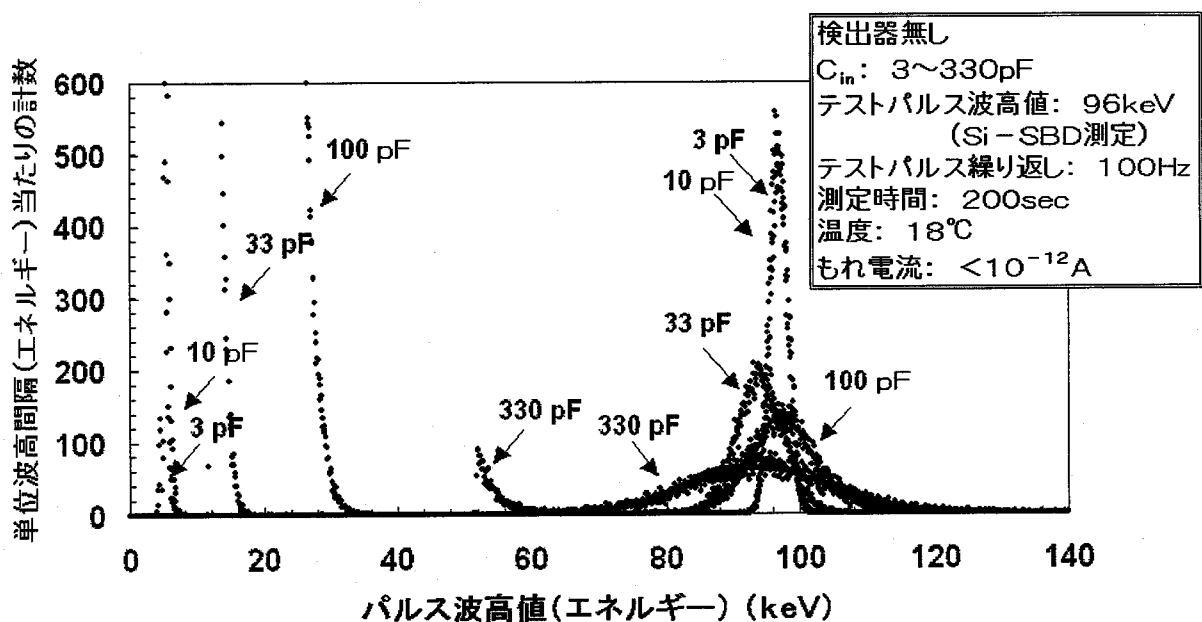
図A1-6は本研究の実験に使用した微小電荷測定回路系の雑音評価のための測定系ブロック図である。



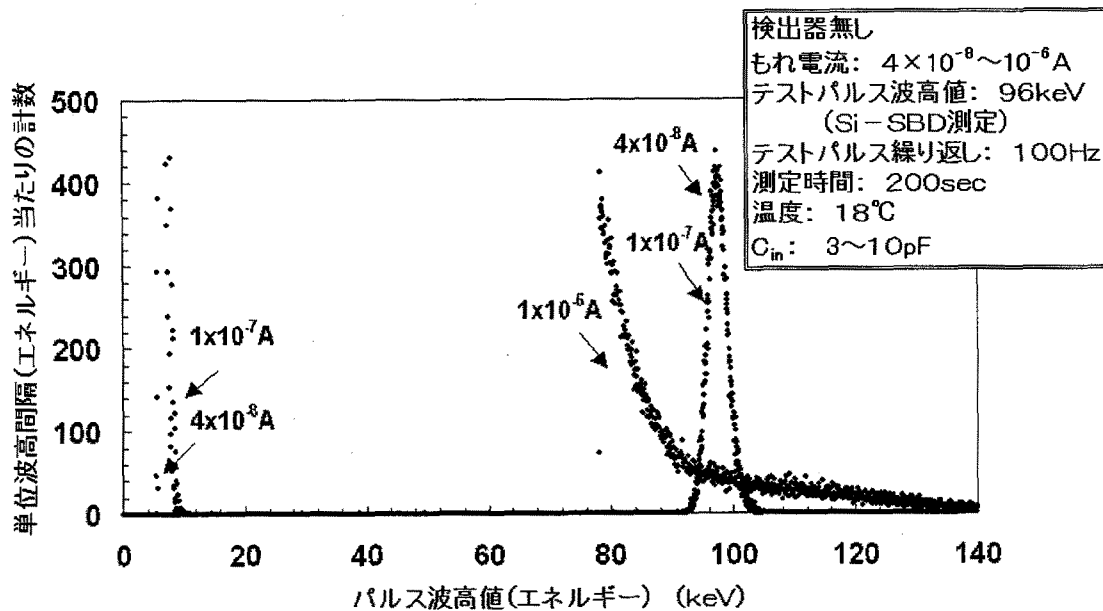
図A1-6 本研究で主に使用した微小電荷測定回路系の雑音評価のための測定系ブロック図

図中では、電荷増幅器としてハイブリッドIC(eV-5093)の試験の例が示されている。校正用の精密パルサーから決められた条件の一定のパルス電流信号が、実際の実験状況と同じ状態のまま繰り返し入力に加えられている。

図A1-7は微小電荷測定系(電荷増幅器はOKEN703-B)の入力容量依存性についての測定結果の例である。校正用の精密パルサーから、Si半導体検出器の測定



図A1-7 本研究で使用した微小電荷測定系の雑音特性の例(入力容量依存性)

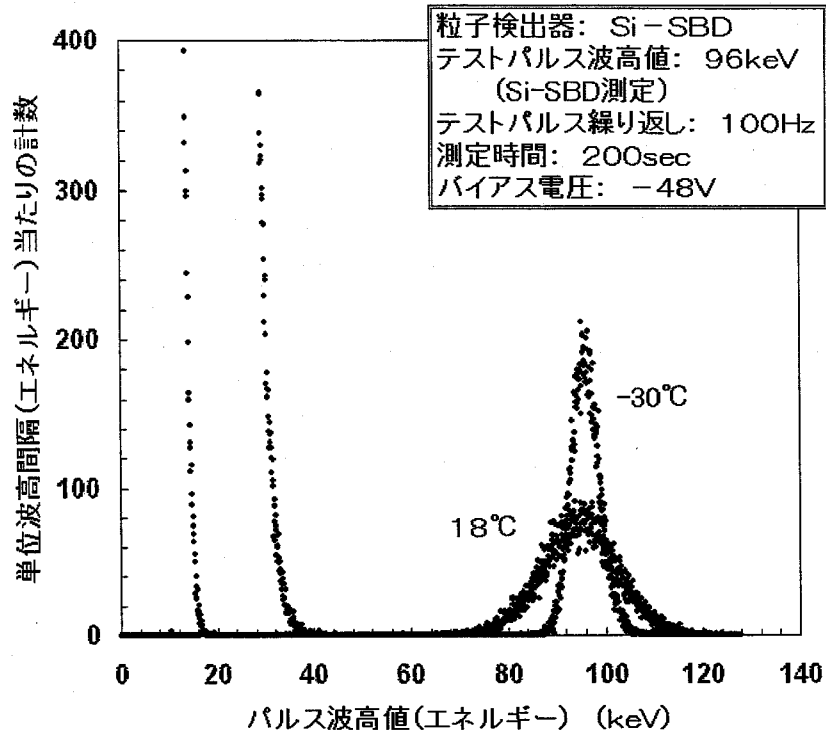


図A1-8 本研究で使用した微小電荷測定系の雑音特性の例  
(もれ電流依存性)

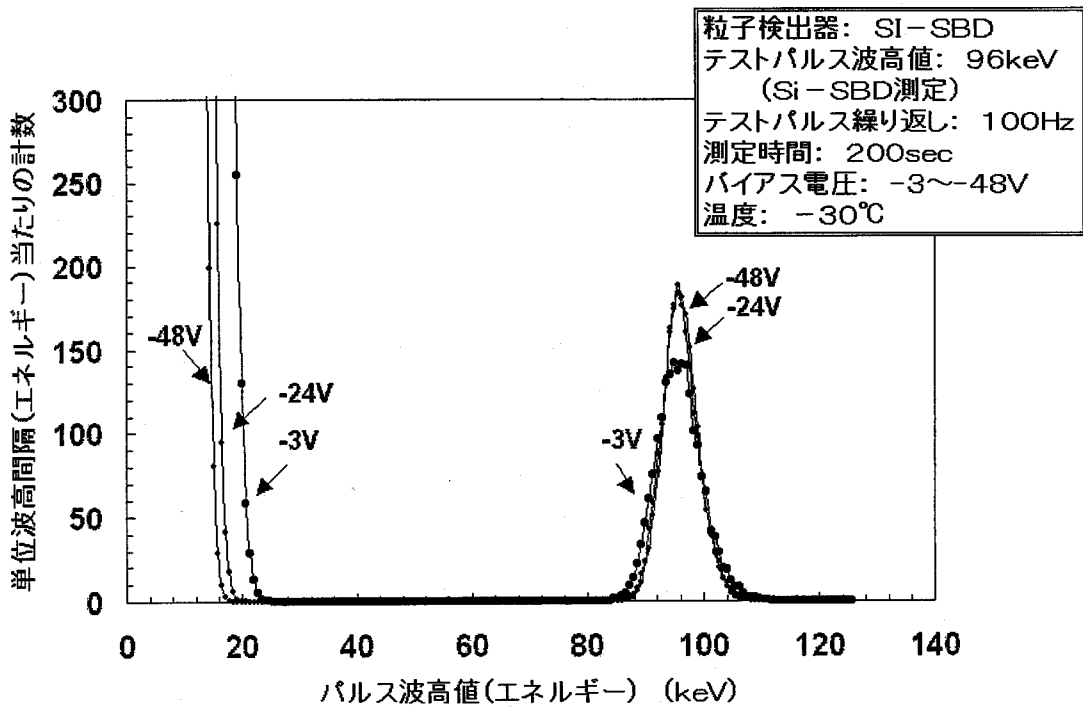
による換算で96keV相当のパルス電荷が100Hzの繰り返しで入力に加えられている。スペクトルの測定結果からわかるように、この電荷増幅器では入力容量が10pF以内では、約3keVのエネルギー分解能が得られている。また、入力容量が数10pF以上では(A1-6)式に示すようにエネルギー分解能が入力容量にほぼ比例して低下している。

図A1-8は前図と同じ微小電荷測定系の漏れ電流依存性についての測定結果の例である。接合容量の小さいいくつかのダイオードを漏れ電流源に見立てて測定を行った。漏れ電流が $1 \times 10^{-8}$ A程度の領域で、6-7keVのエネルギー分解能である。漏れ電流が $1 \times 10^{-6}$ Aまで増えると、96keV、100Hzのパルス電荷信号は雑音成分に隠れて全く見えなくなっている。

図A1-9は同じ微小電荷測定系で、表面障壁型Si半導体検出器を接続して検出器の温度を下げて測定した例である。半導体検出器の接合容量は約30pFである。また、この半導体検出器の室温での漏れ電流は $2 \sim 3 \times 10^{-7}$ A程度と思われる。そして、検出器の温度を下げることによって漏れ電流が減り、エネルギー分解能が向上しているのがわかる。



図A1-9 本研究で使用したSi-SBD・微小電荷測定系の雑音特性の例  
(温度依存性)



図A1-10 本研究で使用したSi-SBD・微小電荷測定系の雑音特性  
(バイアス電圧依存性)

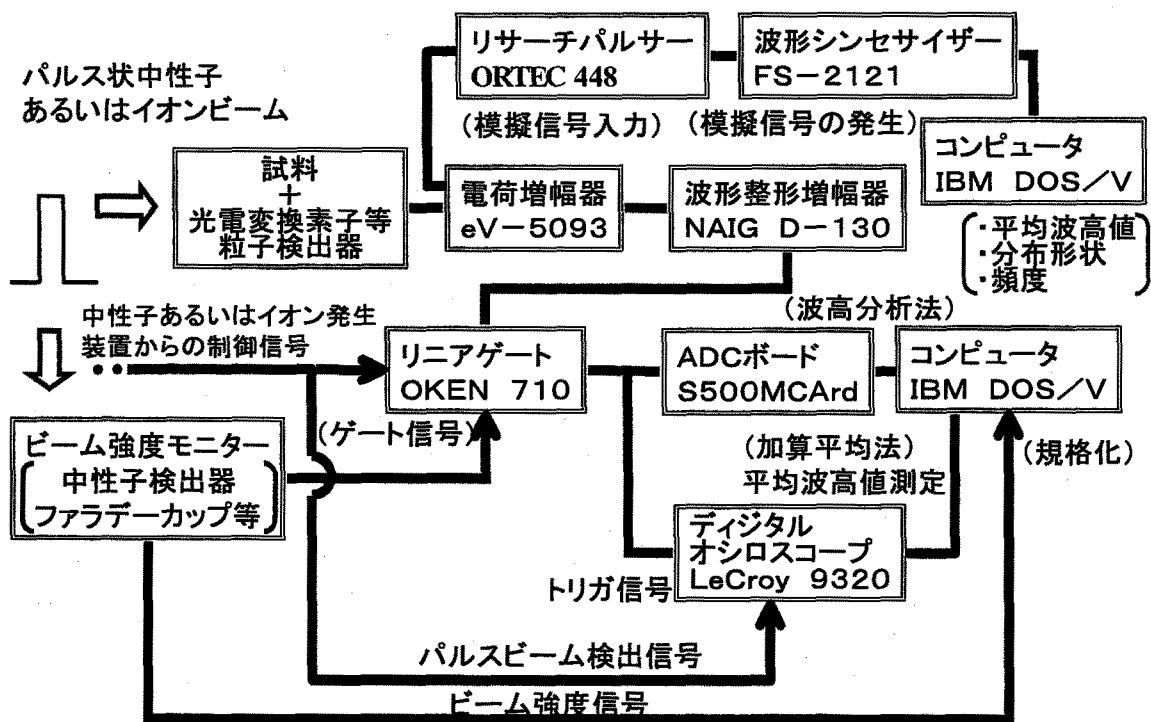


図A1-10は前図と同じ測定系での検出器のバイアス電圧依存性の測定結果の例である。Si半導体検出器は約 $-30^{\circ}\text{C}$ に冷却している。検出器のバイアス電圧を高くするにつれて、僅かであるがエネルギー分解能が良くなっている。これは、バイアス電圧の増加によって空乏層が拡がり検出器の接合容量が小さくなるためである。

以上のように微小電荷測定系においては測定の分解能が、光電変換器等の粒子検出器の漏れ電流や接合容量(電荷増幅器との接続を含む入力容量)や測定温度等によって大きく左右されことから、これらの影響が最小になるように十分に考慮することが重要である。

#### A1-4 微小電荷測定における雑音の影響軽減法

前節では、微小電荷計測システムにおける固有の内部雑音源とその影響について述べた。この節では本研究での微小電荷測定において用いたいくつかの内部雑音の影響軽減法について述べる。



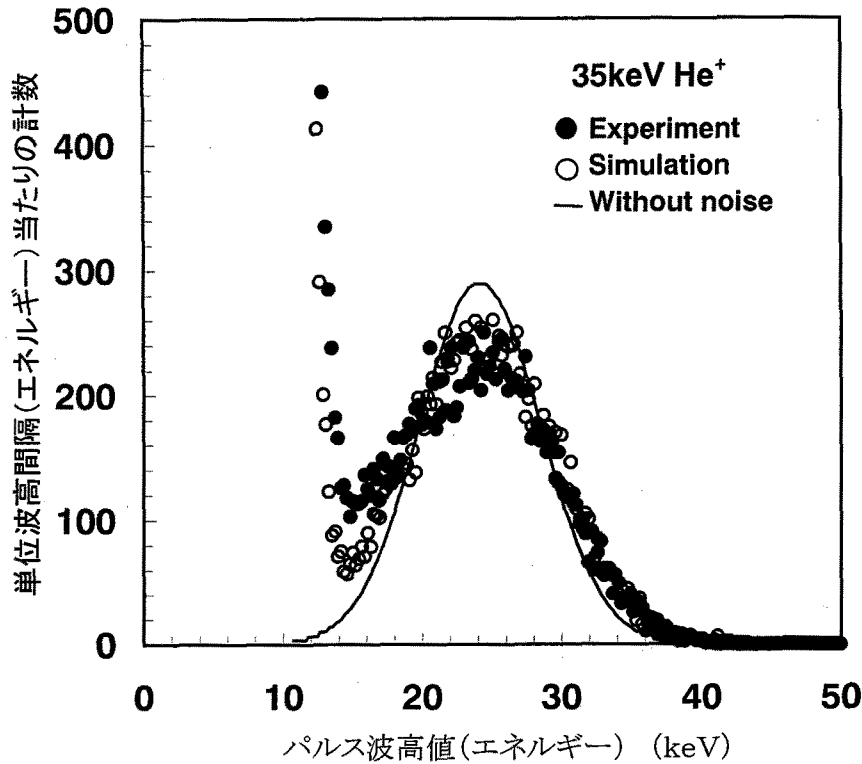
図A1-11 本研究で用いた微小電荷測定における雑音影響軽減法の測定ブロック図

図A1-11に、本研究の微小電荷測定において用いた雑音影響軽減法の原理と測定系全体の構成をまとめている。雑音影響軽減の第1の方法はゲート技術の導入である。微小電荷生成の源をパルス状にして、微小電荷測定をパルス発生タイミングに正確に同期させて行う。計測システムをこのようにすれば、スペクトル測定において、S/N比を低下させるだけのバックグラウンド雑音の成分の混入を防ぐことができる。図A1-11では、リニアゲートの為の制御信号がパルス発生装置本体から、あるいはパルスビーム検出器から送られている。この制御信号が入力された時刻からある決められた時間の間に、丁度うまく微小電荷測定信号がリニアゲートを通過する。この間は雑音も通過する。しかし、制御信号が入力されていない間は全く雑音は(勿論信号も)測定集録されることはない。従って、微小電荷測定の計測の頻度が低い場合には雑音成分の混入割合を大幅に減らすことができ、この方法は非常に有効である。

第2の方法はパルス波高電荷分布のより詳細な解析のために用いた方法である[4-5]。先ず、コンピューターで適当な波高分布の形状を作成し、そのデータを基に波形シンセサイザーによって作った模擬信号を実験と全く同じ条件下の基で微小電荷計測システムに入力する。そして、実際の実験データ(波高分布)とコンピューターによる模擬信号による測定データ(波高分布)と比較しながら(アイテレーション法で)、より正確な波高分布データを推測する方法である。コンピューターでは任意の波高分布のデータを作ることができる。この方法では、当然のことであるが、パルスの発生信号と波形シンセサイザーの信号発生が正確に同期していることが必要である。測定時間も全く同じにする。

図A1-12にこの方法で求めた微小電荷の測定スペクトルの例を示している。測定データはSi半導体検出器の35keVHe<sup>+</sup>応答であるが、12keV以下の領域において計測システムの内部雑音による多数の計数があり、波高分布が実際より広がって測定されていると考えられる。●が実際の実験データである。実線がコンピューターで作成した波高分布で、○がそのデータを基に作った模擬信号を同じ条件下で測定した波高分布データである。この方法によってピーク波高分布の半値幅(エネルギー分解能)の修正ができていくのがわかる。

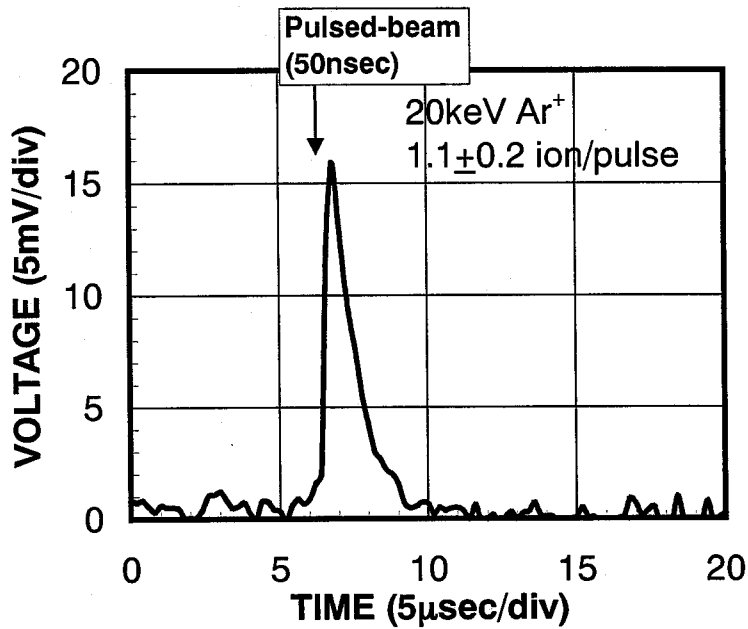
第3の方法はデジタルオシロスコープの加算平均機能を利用する方法である。この方法によって通常の波高分布が測定できないような微小な信号の平均波高値を求め



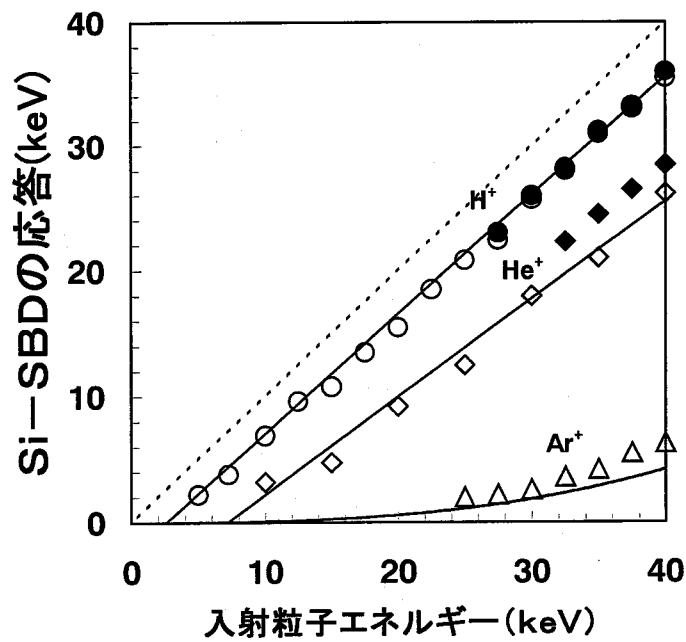
図A1-12 Si-SBDの35KeVHe<sup>+</sup>応答(波高分布)の例  
 エネルギーは<sup>241</sup>Am α線に対する応答で較正されている。

ることができる。デジタルオシロスコープをパルス発生装置からのトリガー信号に同期させ(外部トリガー)、微小電荷測定信号を同じタイミングで多数回重ね合わせる。時間的にランダムな雑音成分は重ね合わせの回数を増やすに従って、ゼロに収束する。一方、信号成分については同方向の成分が重なることになり、回数を増やすことによってS/N比が改善され通常の1回の走査では見えなかった信号波形の観測が可能となる。

図A1-13にこの方法で観測した微小電荷測定波形の例を示している。測定データはSi半導体検出器の20keVAr<sup>+</sup>応答である。1000回の加算平均を行った結果である。50ナノ秒のパルスの中に含まれる平均イオン数はファラデーカップによる別の測定から1.1個と求められている。この平均個数とデジタルオシロスコープのパルス電圧の波高値から半導体検出器の電荷生成量を推定することができる。つまり、1個のイオン入射による半導体検出器の平均電荷生成量を求めることができる。



図A1-13 50nsパルスイオンビームと加算平均法により測定した Si-SBDの20keV Ar<sup>+</sup>応答の例



図A1-14 Si-SBDの低エネルギーH<sup>+</sup>、He<sup>+</sup>、Ar<sup>+</sup>応答特性  
 ●、◆は波高分布測定からの平均値  
 ○、◇、△は加算平均法による測定値である。

図A1-14は以上の3つ工夫を基に試みた微小電荷測定実験の結果をまとめた例である。測定データはSi半導体検出器の低エネルギー $H^+$ 、 $He^+$ 、 $Ar^+$ 応答である。●◆は波高分布測定から求めた応答の平均値である。○◇△は加算平均法による測定値である。実線はモンテカルロ荷電粒子輸送計算コードMARLOWEによる応答の計算値である。実験値と計算値は比較的良い一致を示していることがわかる。

以上のように3つの内部雑音の影響軽減法が微小電荷測定に有効に利用できることがわかる。

#### A1-5 まとめ

光電変換素子や粒子検出器と電荷増幅器を中心とする微小電荷計測システムの内部雑音源とその電荷測定に及ぼす影響の大きさについて明らかにした。内部雑音には主として、電荷増幅器の初段のFETの特性で決まる電圧雑音源と検出器等の漏れ電流で決まる電流雑音源があり、この両者の和の全雑音及び、この全雑音が最小になる波形整形時定数はFETの特性、温度、漏れ電流、そして入力容量で決まることを示した。また、微小電荷計測における内部雑音の影響軽減法として、微小電荷誘起源のパルス化とパルスタイミングに合わせたゲート技術の導入、コンピューターによるシミュレーション実験との併用、そして加算平均法の利用が有効であることを示した。

付録1の参考文献

- [1] W.Abson (飯田敏行訳);“放射線とその応用 第20章 核放射線の検出”、筑摩書房 (1987).
- [2] H.D.Voss, J.B.Reagan, W.L.Imhof, D.O.Murray, D.A.Simpson, D.P.Cauffman and J.C.Bakke; “Low Temperature Characteristics of Solid State Detectors for Energetic X-ray, Ion and Electron Spectrometers”, IEEE Trans. Nuclear Science, Vol. NS-29, 164 (1982).
- [3] 宮脇一男;“雑音解析”、朝倉書店 (1972).
- [4] T.Iida; “Deuteron Fusion Experiments with some Foils Implanted with Deuteron Beams”, Gensikaku Kenkyu, Vol.40, No.5, 77 (1995).
- [5] F.Sato, T.Tanaka and T.Iida; “Response of Silicon Semiconductor Detector to Low-Energy Ions”, (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).

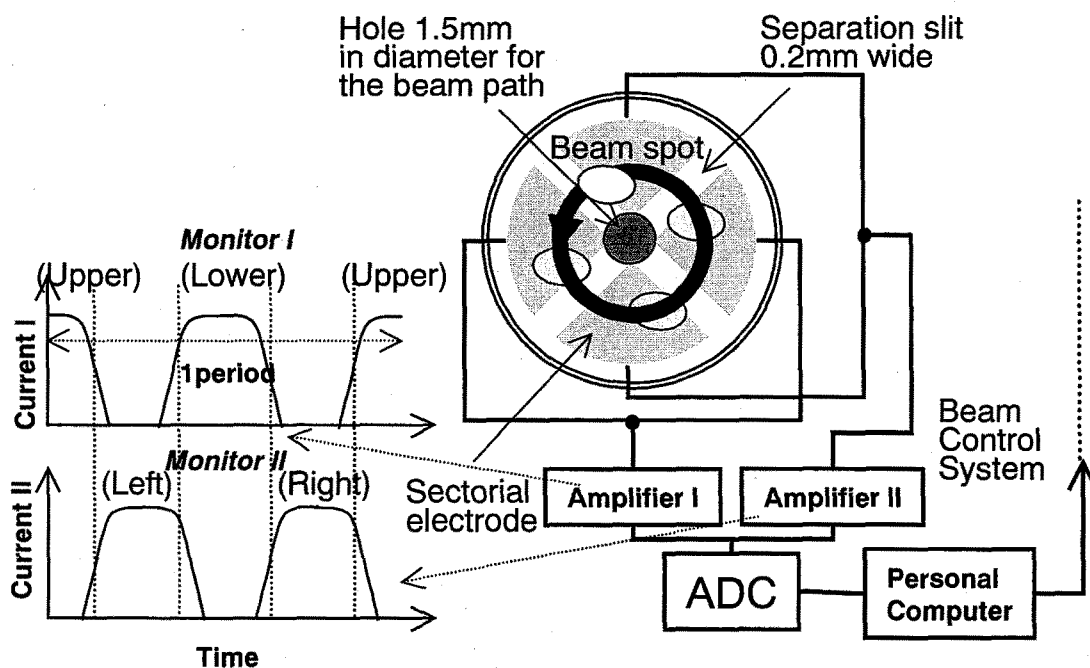
## 付録2 シングルイオンビーム照射装置の特性試験について

### A2-1 はじめに

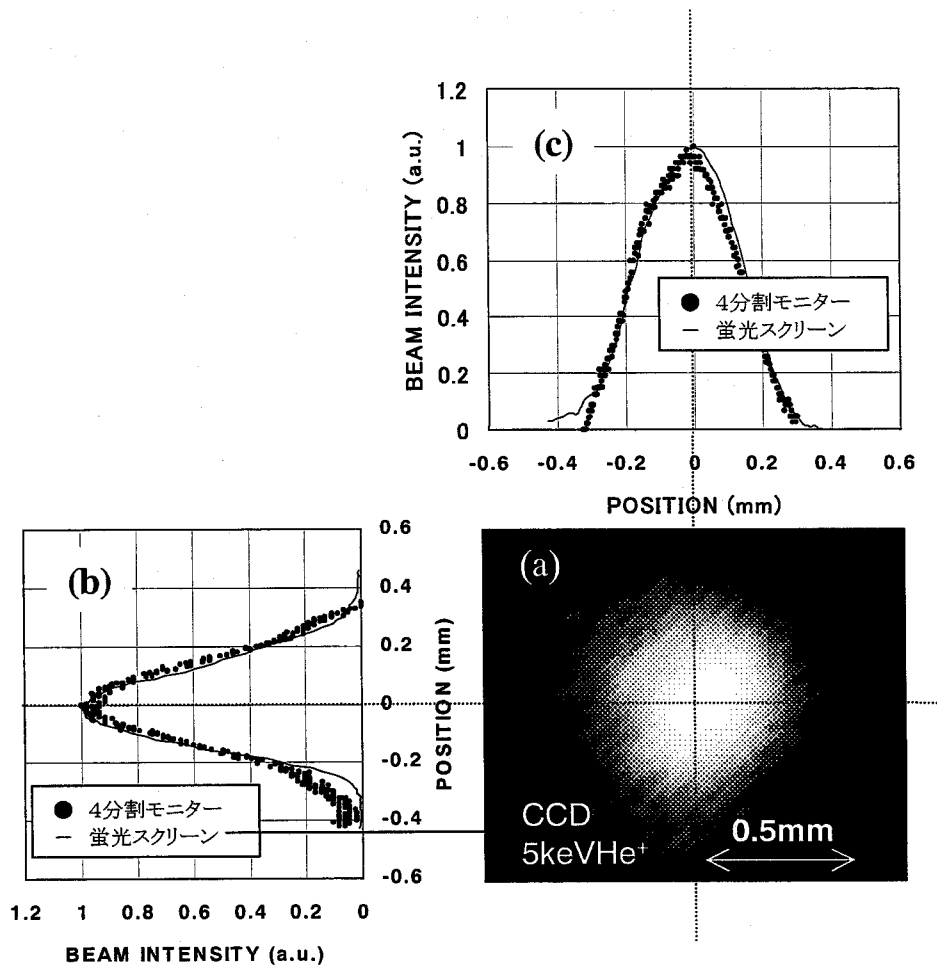
第4章で述べたシングルイオンビーム照射装置[1]は、数 $\mu\text{m}$ の位置分解能を有し、パルス当たりに含まれるイオンの個数を正確に制御することができる。ここでは、このシングルイオン照射装置の開発に伴って行われてきたいくつかの鍵となるビーム特性試験について述べている。A2-2ではビーム制御について、A2-3ではパルスビームの発生について、A2-4ではビーム走査について行われた試験の概要とその結果について述べている。

### A2-2 ビーム制御試験

本シングルイオンビーム照射装置のビーム制御には、4分割電極ビームモニターシステムを利用している[2]。このビームモニターシステムは、ビーム回転用偏向装置、4分割ビーム電流検出電極、ビーム検出信号増幅器および信号処理コンピュータで構



図A2-1 4分割ビーム電流検出電極を用いたビーム  
プロフィールモニターシステムの概略図



図A2-2 4分割ビーム電流検出電極とCCDカメラを取り付けた蛍光スクリーンを用いたビームプロファイルの測定の一例

(a)は、蛍光スクリーンで測定したビームプロファイル、(b)、(c)は同じビームを4分割ビーム電流検出器を用いて測定したビーム強度の断面図である。

成されている。4分割ビーム検出用電極は、図4-10のシングルイオンビーム照射装置の構成図に示されているように、加速管の入口の直前(ビームモニターI)と、質量分析装置の直後(ビームモニターII)の2箇所に設置されている。図A2-1に、その4分割ビーム電流検出器を用いたビームプロファイルモニターシステムの概略図を示している。ビーム検出電極は、中央に直径1.5mmのビーム通過孔を備え、各電極間が0.2mm幅のスリットで分割された4つの扇型のビーム電流検出電極で構成されている。イオンビームは、ビーム回転偏向装置によって軌道の中心軸の周りに1Hzで回転する。上下、左右の電極がそれぞれペアとなっており、2つの電流計でビームの位置を検出



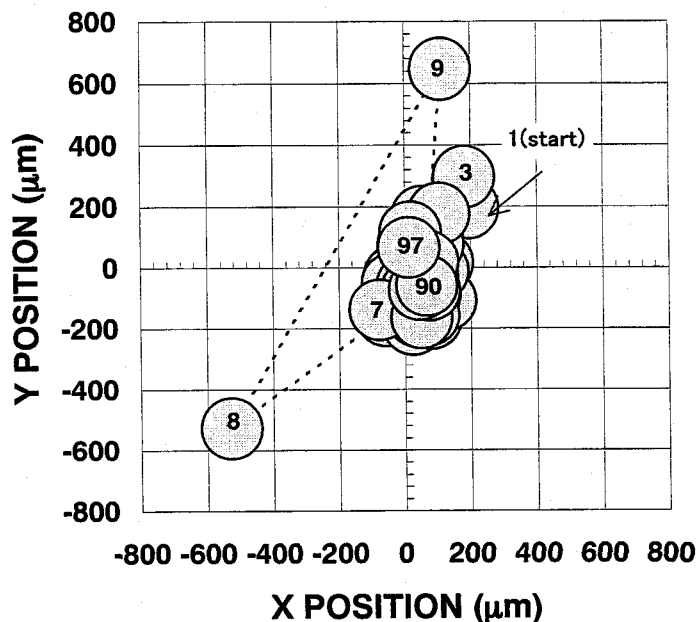
する。

図A2-1は、ビームの回転の中心がちょうどビーム通過孔にある場合の状況を示している。4分割電極上をビームスポットが円軌道を描いている。左右のビーム検出電極に接続されている電流モニター1では、0.25秒(1/4周期)間隔でビーム電流が検出され、上下の電極につながる電流モニター2では、電流モニター1より $\pi/2$ 位相がずれてビーム電流が検出される。また、ビームの回転中心が、通過孔中心と一致しない場合には、それぞれの電極でビーム検出されている時間が異なり、ビーム電流モニター信号の対称性がずれることになる。検出時間が常に0.25秒の等間隔になるように、コンピューターを利用してビーム偏向電圧を自動調整している。また、この4分割電極で、同時にビームの形状も測定することができる。ビームスポットが隣の電極に移る際に得られるビーム電流の時間差分が、ビーム断面の情報となる。本装置では、これらの電流モニターからのデータを、コンピューターを用いて解析し、ビーム位置と形状の情報がオンラインで見れるようになっている。

図A2-2は、4分割ビーム検出電極モニターによってビームプロファイルを測定した結果の一例である。このモニターでビームを回転させながら測定したビームプロファイルと中心孔を通過したビームのプロファイルを比較するために、通過孔の直後に蛍光スクリーンとCCDカメラを設置した。ビームの回転を止めれば中心孔を通過するビームのプロファイルが測定できるようになっている。図A2-2(a)に蛍光スクリーンで測定されたプロファイルを示している。ビームは5keVHe<sup>+</sup>である。図A2-2(b)、(c)のプロット $\bullet\bullet$ は、4分割ビーム電流検出電極を用いたプロファイルの測定結果で、実線は(a)のデータを画像解析した結果である。両者の結果は良く一致し、ビームの制御のためのビームデータの獲得に4分割ビーム検出プロファイルモニターが非常に有用であることがわかる。

本装置ではこのようなビームデータを基に修正シンプレックス法に基づいて、ビームの集束や軌道の最適化を計っている[3]。修正シンプレックス法は、複数の変数に依存した未知関数の最適化のために用いられる方法である。

図A2-3は、修正シンプレックス法を用いたビーム位置自動制御実験結果の一例である。ビームは30keVHe<sup>+</sup>である。イオン銃の水平、垂直方向用偏向電圧及び、フォーカス電圧、コンデンサー電圧の4つパラメータを制御している。ビーム径は約200



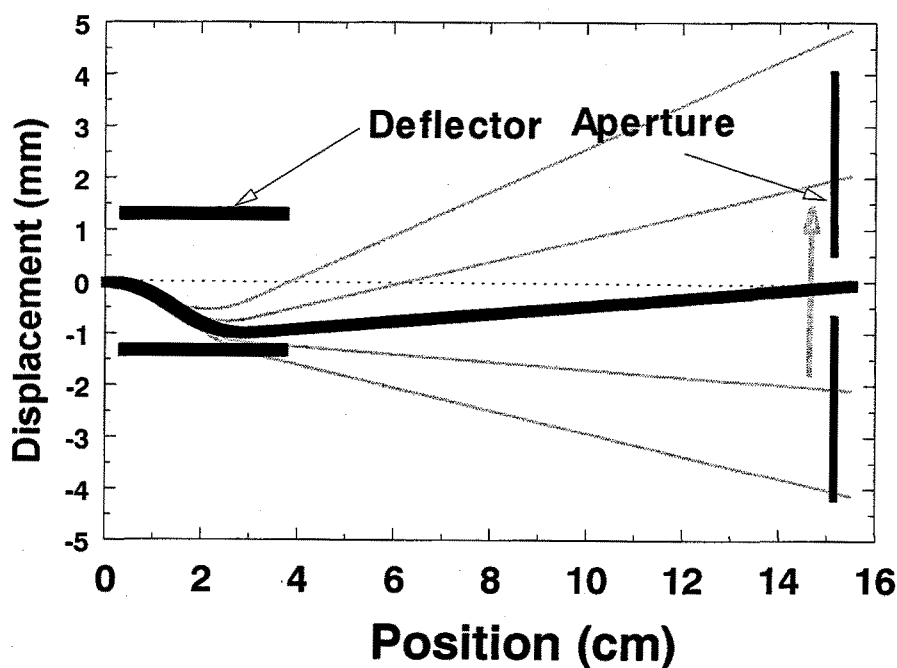
図A2-3 修正シンプレックス法を用いたビーム位置  
自動調整実験結果の一例

$\mu\text{m}$ で、ビームスポットは目標の位置(原点)を目指して、約3秒のステップ間隔で移動している。ビームスポットは、8、9ステップ目で一旦遠ざかるものの、10ステップ以降では、半径約 $200\mu\text{m}$ 範囲内で振動を繰り返した。位置調整の為に要した時間は約30秒程度で、短時間で安定したイオンビームの自動調整がなされている。

#### A2-3 パルスビーム発生試験

この節では、はじめにシングルイオンビーム照射装置の最短時間幅パルスビームの発生方法について述べ、次にイオン粒子数モニターとしての表面障壁型シリコン半導体検出器の特性について述べる。

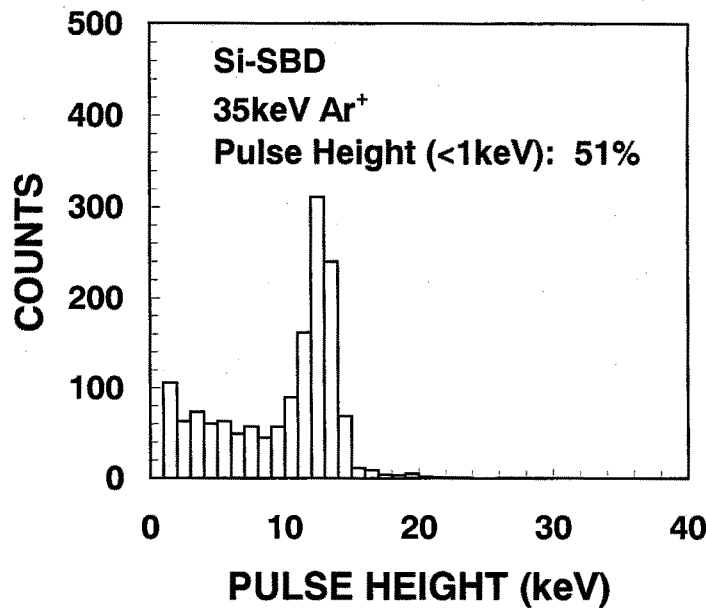
図4-11で示したパルスビームの最短時間幅は、偏向電圧が印加された時に、ビームスポットが偏向電極の後のアパーチャーを通過する時間で決まる。現在、本装置では波形の立ち上がり時間15ナノ秒、電圧差500Vの高電圧パルサーを用いてパルス化を行っている。偏向電極の電極長さは約3cmで、イオン粒子が偏向電極を通過する時間は、 $5\text{keVH}^+$ で約30ナノ秒、 $\text{Ar}^+$ で約180ナノ秒である。しかし、電極に印加される波形の立ち上がり時間は、15ナノ秒と粒子の通過時間に比べて短いために、イオ



図A2-4 パルス化用偏向電極を通るイオン粒子の軌道の例  
 (パルス化用偏向電極に高電圧パルスが印加されて、  
 粒子の軌道が電極内で蛇行している。)

ン粒子の軌道は図A2-4に示すように偏向電極内で蛇行する。また、より短い時間幅のパルスを発生させるためには、偏向電極に印加する電圧差を高くすること、アパーチャーの径を小さくすることが考えられる。しかし、前者の場合では、粒子軌道の蛇行が大きくなり、偏向電極に粒子がぶつかってしまう、後者の場合はパルス中のイオン個数が減少する。現在、本装置では最短時間幅のパルスイオンビームで、15keVの $H^+$ で0.9ナノ秒(FWHM)、 $Ar^+$ で4.1ナノ秒が達成されている。それらのパルスあたりに含まれるイオン個数は、最大で200~300個である。そして、ビーム電流を小さくすることで、シングルイオンビームが生成される。

シングルイオン検出用のイオン粒子数モニターとして、表面障壁型シリコン半導体検出器(Si-SBD)を使用している。質量の小さい $H^+$ イオンなどについては、Si-SBDのイオン応答についての計数がそのまま入射粒子個数とみなせる。しかし、 $Ar^+$ などの重イオンではSi-SBDの表面不感層でのエネルギー損失が大きく、また、表面層でのバックスキヤタリングなどによって、実際は入射粒子数よりも小さな計数値を示す



図A2-5 荷電粒子輸送コードMARLOWEを用いて求めたSi-SBDの応答波高分布の例

ことになる。従って、重イオンに対してはSi-SBDをもちいたイオン粒子数モニターでは、補正が必要である。例えば、図A2-5は、荷電粒子輸送コードMARLOWEを用いたSi-SBDイオン応答波高シミュレーション結果の一例である。35keV Ar<sup>+</sup>がSi-SBDに入射した場合、約51%の応答が1keV以下になることが示されている[4]。また、入射イオンあたりの平均イオン応答は約3keVとなっている。

Si-SBDのイオン応答の実験結果の例が、図4-12に示されている。この実験ではまず、Si-SBDの前面に置かれたファラデーカップで、DCビームの電流量を測定した。そして、ビームの状態をそのままに保ち、偏向電圧にステップ状の電圧を印加して、DCビームを断続的に分割したパルス幅100ナノ秒、繰り返し100Hzのパルスビームに調整した。そして、Si-SBDの平均イオン応答波高についてデジタルオシロスコープを用いて測定した。オシロスコープのトリガは、偏向電極に印加した信号を用いている。従って、パルスあたりに含まれるイオン個数は、DC電流とパルス時間幅から推定することが出来る。例えば、5pAの電流が測定された場合では、

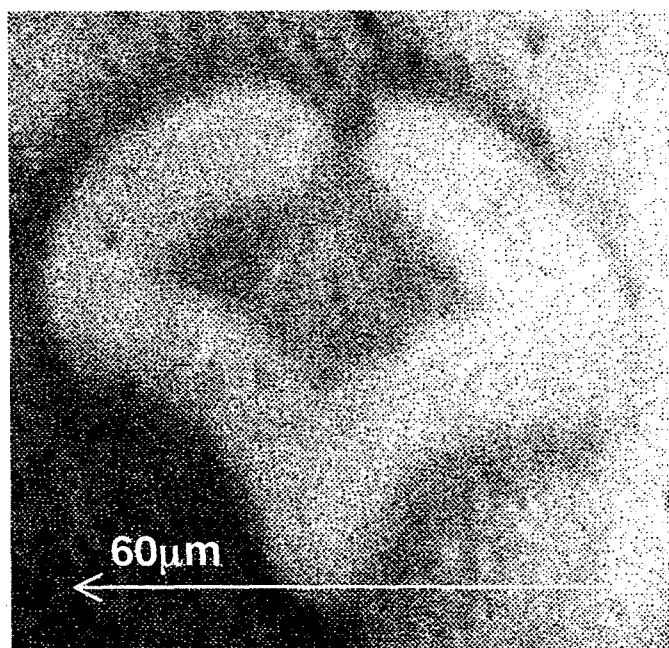
$$\frac{(5.0 \times 10^{-12} \text{ A}) \cdot (1.0 \times 10^{-7} \text{ sec})}{1.6 \times 10^{-19} \text{ C}} = 3(\text{ion} / \text{pulse}). \quad (\text{A2-1})$$

となって、パルスあたり平均約3個と見積もられる。

図A1-14はSi-SBDの低エネルギー $H^+$ 、 $He^+$ 、 $Ar^+$ 応答特性について調べた結果で、実線は荷電粒子輸送計算に基づく平均イオン応答波高の結果である。実験結果とシミュレーション計算の結果が大きく変わらないことが示めされている。この応答曲線を用いることで、Si-SBDに入射した絶対イオン個数を推定することが可能となった。

#### A2-4 ビーム走査試験

CR-39飛跡検出器を用いて、イオンビームの走査性能についての特性試験をおこなった。CR-39は、重荷電粒子に対して感度をもつ固体飛跡検出器である。図4-10で示されているターゲットチェンバーの照射試料ステージにCR-39検出器をセットした。コンピュータで制御されたビーム偏向装置を用いて、テスト用イオンビームでCR-39検出器の表面を繰り返し走査した。イオン照射されたCR-39検出器は、真空ターゲットチェンバーから取り出した後、直ぐにKOHアルカリ水溶液(6N, 70°C)で1



図A2-6 35keV $H^+$ マイクロビームを用いた  
ビーム走査試験の一例  
(CR-39検出器上に描いた大阪大学のロゴマーク)

0分間、化学エッチングした。そして、CR-39の表面をノマルスキー型顕微鏡で観察しビーム走査性能について調べた[5]。図A2-6は、ビーム走査特性試験の結果の一例で、テストイオンビームによって、大阪大学のいちょうのロゴマークを描いたものである。ロゴマークの大きさは約 $60\mu\text{m}\times 60\mu\text{m}$ で、ビーム径は $15\mu\text{m}$ 程度である。ビームの振れ(走査ゆらぎ)も十分に小さくできていることがわかる。

付録2の参考文献

- [1] T.Iida, T.Tanaka, F.Sato and Y.Tanimura; "Development of a Compact Single Ion Irradiation System", (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).
- [2] T.Tanaka, F.Sato, Y.Tanimura and T.Iida; "Beam Monitoring System for Ion Beam Irradiation Experiments", Proc. of the 12th Workshop on Radiation Detectors and their Uses, KEK 98-4, 46 (1998).
- [3] 内田耕資他; "イオンビーム照射実験用ビームプロファイルモニターの開発", 日本原子力学会1998春の年会要旨集, C17, (1998).
- [4] F.Sato, Y.Tanimura, T.Tanaka, T.Iida, T.Yamauchi and K.Oda; "Beam Profile Measurement with CR-39 Track Detector for Low-Energy Ions", (to be published in Radiation Measurements, Vol. 30, 1999) (in press).
- [5] F.Sato, T.Tanaka and T.Iida; "Response of Silicon Semiconductor Detector to Low-Energy Ions", (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).

## 謝辞

本研究は、大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻博士後期課程でおこなわれたものである。本研究の遂行に際し、終始懇切な御指導、御鞭撻を賜りました飯田敏行教授に心から感謝いたします。

本学工学部原子力工学科在学中より、有益な御指導、御助言を戴きました本学大学院工学研究科原子力工学専攻高橋亮人教授に深く感謝いたします。

本論文作成にあたって、貴重な御指導と御助言を頂きました本学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻西川雅弘教授、堀池寛教授に厚く御礼を申しあげます。

本学大学院在学中において御指導、御教示を頂きました中井貞雄教授、権田俊一教授、三間囿興教授、西原功修教授に謝意を表わします。

中性子照射実験の実施にあたり、御指導、御助言を頂いた本学OKTAVIAN施設のスタッフの皆様には心から御礼を申しあげます。

本研究を進めるにあたり、日本原子力研究所東海研究所大山幸夫博士には、貴重な御指導、御助言を戴き、ここに深く感謝いたします。

平成7、8年度日本原子力研究所特別研究生の期間において、日本原子力研究所東海研究所池田裕二郎博士、前川藤夫博士には中性子照射実験に関して有益な御助言、御議論を戴き、ここに深く御礼を申し上げます。

FNSの中性子照射実験を行うにあたり、日本原子力研究所東海研究所FNS施設のスタッフの皆様には、多大な御協力、御助言を頂きここに深く感謝致します。γ線照射実験を行うにあたっては、日本原子力研究所東海研究所<sup>60</sup>Co照射施設のスタッフの皆様には御協力、御助言を頂き、ここに御礼を申し上げます。

核融合プラズマ診断装置に関して、日本原子力研究所那珂研究所西谷健夫博士、関西研究所的場徹博士に、有益な御議論、御助言を頂き、心から御礼を申しあげます。

CR-39検出器の取り扱いと応用について、神戸商船大学の小田啓二助教授に貴重な御助言を頂き、ここに深く感謝いたします。

イオンビーム照射装置の開発においては、本学電子情報エネルギー工学専攻博士後期課程の谷村嘉彦氏、田中照也氏には、多くの御協力、御意見を頂きました、心から感謝致します。電子情報エネルギー工学専攻核融合工学講座の折田裕重氏(現:東芝)、瀬高龍之氏(現:NTTファシリティーズ)、内田耕資氏、山本竜一氏、横内由充氏、石川悟士氏、中島篤志氏、佐藤博昭氏、難波暁彦氏には、本研究の遂行にあたり御助力して頂き、感謝いたします。



## 発表論文

- [1] E.Sato, Y.Oyama, T.Iida, F.Maekawa, J.Datemichi, A.Takahashi and Y.Ikeda; "Experiment of 14MeV Neutron Induced Luminescence on Window Materials", Proc. of the 19th Symp. on Fusion Technology, Lisbon, Vol. 1, pp.857-860, (1997).
- [2] E.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa and Y.Ikeda; "Photon Emission Induced by Fusion Neutrons on Optical Window Materials", J. Nucl. Mater., 258-263, pp.1897-1901 (1998).
- [3] E.Sato, Y.Oyama, T.Iida, F.Maekawa and Y.Ikeda; "Experiment of D-T Neutron Induced Luminescence on Window Materials", Fusion Engineering and Design, 41, pp.207-212 (1998).
- [4] E.Sato, Y.Tanimura, T.Tanaka, T.Iida, T.Yamauchi and K.Oda; "Beam Profile Measurement with CR-39 Track Detector for Low-Energy Ions", (to be published in Radiation Measurements, Vol. 30, 1999) (in press).
- [5] E.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa, Y.Ikeda and T.Nishitani; "A Photon Detection System for Measurement of Neutron-Induced Luminescence", (to be submitted to Rev. Sci. Instrum.).
- [6] E.Sato, T.Tanaka and T.Iida; "Response of Silicon Semiconductor Detector to Low-Energy Ions", (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).
- [7] E.Sato, T.Iida, Y.Oyama, F.Maekawa, Y.Ikeda and T.Nishitani; "14MeV Neutron Irradiation Tests on Window Materials for Fusion Reactors", (to be submitted to Tenth International Symposium on Reactor Dosimetry, 1999).
- [8] 佐藤文信、大山幸夫、飯田敏行; "核融合実験炉用窓材料の 14MeV 中性子照射実験", JAERI-Research 97-042, (1997).
- [9] Sunarno, T.Iida, Y.Tanimura, E.Sato and A.Takahashi; "Soft-Error on Static Random Access Memories Induced by D-T Neutrons", Ionizing Radiation, 21[4], pp.81-88 (1995).
- [10] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, F.Maekawa, Y.Morita, A.Nagashima, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, E.Sato, T.Sugie and D.Yamaki; "Irradiation Tests on Diagnostics Components for ITER in 1995", JAERI-Tech 96-040, (1996).
- [11] T.Nishitani, T.Iida, Y.Ikeda, E.Ishitsuka, T.Kakuta, S.Kasai, H.Kawamura, Y.Morita, A.Nagashima, M.Nakamichi, T.Nakazawa, K.Noda, Y.Oyama, H.Sagawa, E.Sato, T.Shikama, T.Sugie, D.Yamaki and S.Yamamoto; "Irradiation Effects on Plasma Diagnostics Components", JAERI-Research 98-053, (1998).

- [12] T.Tanaka, E.Sato, Y.Tanimura and T.Iida; "Beam Monitoring System for Ion Beam Irradiation Experiments", Proc. of the 12th Workshop on Radiation Detectors and their Uses, KEK 98-4, pp.46-55 (1998).
- [13] T.Iida, T.Tanaka, E.Sato and Y.Tanimura; "Development of a Compact Single Ion Irradiation System", (to be submitted to IEEE Trans. Nuclear Science).
- [14] T.Iida, Y.Tanimura, E.Sato and T.Tanaka; "Fusion Neutron Irradiation Effects on some Electronic Devices", (to be submitted to Tenth International Symposium on Reactor Dosimetry, 1999).

