



Title	シングルイオンマイクロプローブの開発と照射効果研究への応用
Author(s)	田中, 照也
Citation	大阪大学, 2002, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/697
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

シングルライオンマイクロプローブの開発と 照射効果研究への応用

2002年 1月

田中 照也

シングルライオンマイクロプローブの開発と
照射効果研究への応用

2002年1月

田中 照也

要旨

中性子照射効果の模擬、特に動的照射効果の模擬実験装置として、各種のイオンを最適に制御できる繰り返し型の単一高速イオン発生装置「シングルイオンマイクロプローブ」を開発した。この装置は1ナノ秒の時間能、ミクロンオーダーの空間分解能で高精度のイオン照射が行えるように設計されている。さらに、1パルス中に含まれるイオン数を制御することができ、1ナノ秒の時間精度で繰り返しシングルイオンの照射を行うことも可能である。

本装置は、イオン銃、パルス化装置、加速管、質量分析フィルター、ステイグメーター、静電レンズ、ターゲットチェンバー、真空ポンプ等により構成されている。これらのコンポーネントは標準真空部品を用いて製作しており、照射実験の目的に応じて全体の構成を容易に変更することができる。そして、装置の構成を変更しても十分に高精度の照射実験が行えるように、全ビーム調整機器をコンピューターで制御できるようにしている。また、シンプレックス法に基づくアルゴリズムにより、多数の制御パラメーターを最適化するようしている。ビームライン中には、本装置用に開発した4分割電極ビームモニタリングシステムを設置し、適切なビーム輸送と高精度のビーム位置制御を可能にしている。本装置のビーム性能は様々な粒子検出器を用いて測定評価した。パルスビーム性能に関しては、イオン検出にマイクロチャンネルプレートを用いた飛行時間法により～1 ns のビームパルス幅を確認した。また、シングルイオンの生成は、シリコン半導体検出器によるパルスイオンエネルギー (=イオン加速電圧×イオン数) の測定より確認した。ビーム径はナイフエッジ法で測定し、ターゲット位置において $2.5 \mu m$ (水平) $\times 2.3 \mu m$ (垂直) の最小ビーム径が得られている。また、コンピューターを利用した任意のビーム走査がミクロンオーダーの精度で可能なことを確かめた。

本装置の特徴を活かした応用研究として、これまでに、シリコン半導体検出器のシングルイオン応答を精密に測定し、その測定結果を基準にしていくつかの荷電粒子輸送計算コードの精度検証を行った。また、現在、本装置は、核融合診断用光学窓材料や耐放射線性無機絶縁材料等の核融合炉用機能材料に対する中性子照射効果の機構解明研究や、核融合中性子検出器の開発研究等に効果的に利用されている。

目次

第1章 序論	1
1. 1 シングルイオンマイクロプローブ開発の目的	1
1. 2 開発した装置の特徴	2
1. 3 本論文の構成	3
参考文献	5
第2章 シングルイオンマイクロプローブの設計と製作	7
2. 1 緒言	7
2. 2 目標性能	7
2. 3 装置の構成と製作	8
2. 4 ビーム輸送計算	10
2. 4. 1 ビーム軌道計算コードの開発	10
2. 4. 2 マイクロビームの生成	12
2. 5 ビームのパルス化	14
2. 5. 1 はじめに	14
2. 5. 2 シングルイオンビームの生成	15
2. 5. 3 ナノ秒パルスビームの生成	16
2. 6 結言	19
参考文献	20
第3章 シングルイオンマイクロプローブのためのビーム診断法	22
3. 1 緒言	22
3. 2 4分割電極ビームモニタリングシステム	22
3. 2. 1 はじめに	22
3. 2. 2 ビームモニタリングシステムの概要	23
3. 2. 3 特性評価試験および結果	25
3. 3 CCDビームプロファイルモニター	28
3. 3. 1 はじめに	28
3. 3. 2 CCD素子の構造と入射イオンの検出	28
3. 3. 3 応答測定実験および結果	29
3. 4 固体飛跡検出器によるビームプロファイル測定	36
3. 4. 1 はじめに	36
3. 4. 2 プロファイル測定実験および結果	36

3.5 結言	39
参考文献	41
第4章 シングルイオンマイクロプローブのためのビーム自動調整システム	43
4.1 緒言	43
4.2 シンプレックス法の概要	43
4.3 イオンビーム照射装置への適用	46
4.4 自動ビームモニタリング・調整システム	46
4.5 イオン源ビーム引出電極位置の自動調整	49
4.6 結言	52
参考文献	53
第5章 シングルイオンマイクロプローブの性能評価	54
5.1 緒言	54
5.2 パルスビーム性能	54
5.2.1 パルス強度の制御	54
5.2.2 ナノ秒パルスの生成	55
5.3 マイクロビームの生成	57
5.4 ビーム走査性	59
5.5 結言	60
参考文献	62
第6章 シングルイオンマイクロプローブを利用した応用研究	63
6.1 緒言	63
6.2 シリコン半導体検出器のイオン照射応答	63
6.2.1 はじめに	63
6.2.2 シングルイオン照射実験	64
6.2.3 実験結果と荷電粒子輸送計算コードの精度検証	68
6.2.4 まとめ	72
6.3 核融合炉窓材料のイオン照射応答 - 中性子誘起発光模擬実験	73
6.3.1 はじめに	73
6.3.2 イオンビーム照射実験	75
6.3.3 実験結果とまとめ	76
6.4 無機絶縁材料のイオン照射応答 - 中性子誘起電気伝導模擬実験	77
6.4.1 はじめに	77

6.4.2 パルスイオンビーム照射実験	80
6.5 核融合診断用人工ダイヤモンド中性子検出器の応答解析	81
6.5.1 はじめに	81
6.5.2 中性子スペクトルの測定原理	82
6.5.3 不純物低減による検出器性能の向上	85
6.5.4 イオンビームによる中性子応答の模擬	90
6.6 結言	91
参考文献	92
 第7章 総括	 96
 謝辞	 98
 発表論文	 99

第1章 序論

1.1 シングルイオンマイクロプローブ開発の目的

将来の安定したエネルギー供給源を目指して核融合炉の開発研究が進められている。中でも炉材料の開発研究は設計の方針のみならず炉の実現そのものを左右する非常に重要な問題である。現在、研究が進められている磁場閉じ込め DT 核融合炉に使用される材料は、荷重負荷、熱負荷、粒子負荷、電磁応力等の過酷な条件に加え、高線量の 14 MeV 中性子に曝される [1]。

材料に入射した 14 MeV 中性子は構成原子と核反応を引き起こし、高エネルギーの荷電粒子、 γ 線および二次中性子等を生成する。この結果、各種材料の恒久的な変化として機械的性質等の性能劣化を伴う照射損傷と誘導放射能を引き起こすことになる。前者は炉の機能維持の点から、後者は保守や廃棄物処理の点から大きな問題となる。また、核融合診断機器等を構成する機能材料に対しては、材料中における電荷生成や発光現象等の様々な放射線誘起過渡的現象を引き起こし、恒久的な特性変化とともに炉の計測・制御系に大きな影響を与える。

筆者の研究室においては、核融合診断機器や機能材料の電気的、光学的特性に対する影響を中心に、DT 中性子照射効果の研究が進められてきた [2-4]。大阪大学強力 14 MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN) [5] および日本原子力研究所核融合中性子発生装置 (FNS) [6] 等の照射施設を利用した DT 中性子照射実験を行い、観測された照射効果の機構解明を微視的観点から行ってきた。しかし、図 1.1 に示すように、DT 中性子が材料に入射した際には、核反応に伴い様々な種類、エネルギーの高エネルギー粒

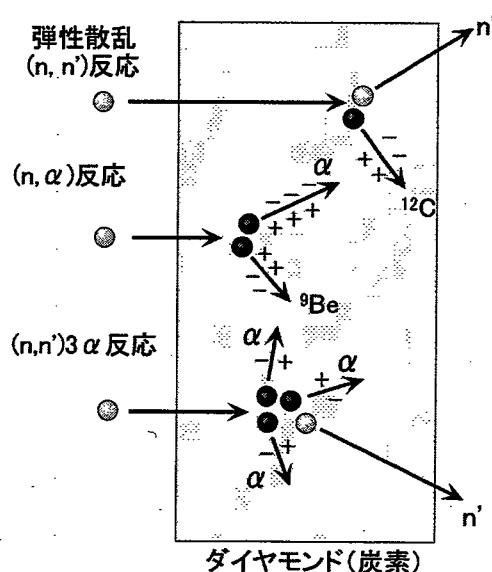


図 1.1 DT 中性子核反応に伴う様々な荷電粒子の生成

子が生成されたため、観測される現象はこれらの効果が重なり合った非常に複雑なものとなる。そのため、全ての機構を DT 中性子照射実験の結果のみから詳細に解明することは非常に困難である。そこで、DT 中性子が引き起こす反応の一つの経路のみを、正確に制御された荷電粒子の照射により模擬し、純粋に観測するための実験装置として、「シングルイオンマイクロプローブ」の開発を行った。

1.2 開発した装置の特徴

DT 中性子照射効果の機構を解明するためには、中性子核反応で発生する高エネルギー射粒子が引き起こす現象を純粋に取り出して観測することが重要と考えている。そのため、開発した装置は発生させるイオンの個数を正確に制御し、特に、1 個のイオンのみを各種材料に入射させるシングルイオンビームの生成を目指した。また、核融合診断機器等を構成する機能材料に対する照射効果や、実際的なプラズマ粒子等検出器の厳密な応答を測定するためには、それらの空間（反応位置）依存性を調べることが重要となる。本装置では高い空間分解能の照射実験を行うために、イオンビームを試料位置において集束させるマイクロイオンビーム生成も合わせて開発目標とした。以上のような特徴は他に、試料のミクロ分析や高集積度密度半導体素子等に対する照射効果のシミュレーション実験等にも利用できる。図 1.2 に本装置の特徴と利用研究についてまとめている。

開発した装置は一般的にはマイクロビーム照射装置と呼ばれる。マイクロビームは試料位置におけるビーム径を μm オーダーよりも小さく集束させる技術により得られ、1970 年代初めから多くの技術開発がなされてきた。そして、利用研究としては、特に微量元素分析分野の他、精密加工等への応用も広く研究されている [7-13]。その中で単一イオンの照射を行う装置も、いくつかの高エネルギーイオンビーム照射施設において稼動もしくは建設されている。それら装置の主な利用目的は、高密度半導体素子において宇宙線

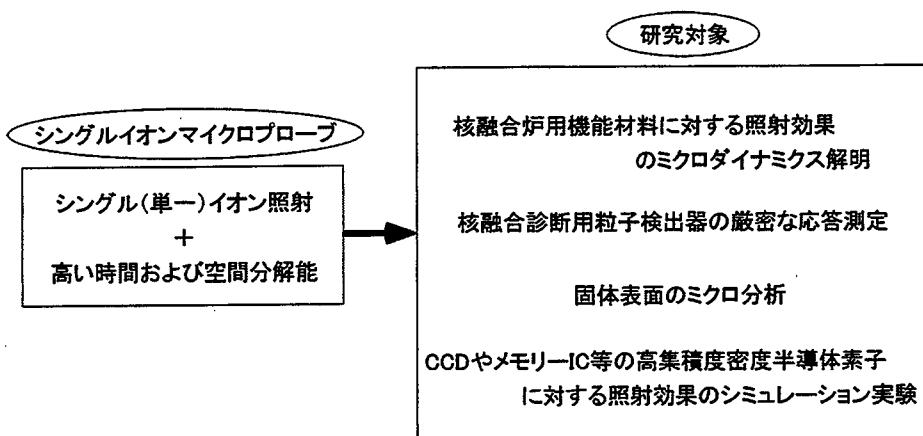


図 1.2 シングルイオンマイクロプローブの特徴と利用研究

入射が引き起こすエラー (Single Event Upset) 等の研究や精密加工への利用であり [14-16]、また、最近の研究の流れとしては生体細胞への照射による突然変異誘発から遺伝子の研究などが加わっている [17]。

しかしながら、本装置のように比較的エネルギーの低いイオンビーム照射装置において单一粒子の照射を行う例は他に見当たらない。そのため、本装置に適したいくつかのビーム診断技術やビーム制御技術に関しても合わせて開発を行った。本装置は小型であるが、单一高速粒子の影響の純粋な観察から直流ビームの照射までを、種々のイオンビームを用いて高い時間分解能と空間分解能で行える多くの機能を有している。

1.3 本論文の構成

本論文は核融合炉用機能材料や核融合診断機器に対する DT 中性子照射効果の機構解明のために開発したシングルイオンマイクロプローブの開発とその応用について述べており、以下の 7 章からなる。

第 2 章では、シングルイオンマイクロプローブの設計と製作について述べている。装置の具体的な目標性能を挙げ、それを実現するための基本コンポーネントの設計や全体の構成について詳しく述べている。また、具体的なビーム軌道計算による装置設計の詳細と見積もられた装置の性能についても合わせて示している。

第 3 章では、最適なイオンビーム輸送を行うために必要なビーム診断法について述べている。シングルイオンマイクロプローブ用に開発した 4 分割電極ビームモニタリングシステムの概要と特性について述べている。また、白黒 CCD カメラモジュールや固体飛跡検出器 CR-39 をビームプロファイル測定に適用した結果について述べている。

第 4 章では、運転者の支援および高精度イオン照射実験における最適なビーム輸送条件探索のために構築したビーム自動調整システムについて述べている。コンピューターアルゴリズムとしてシンプレックス法を導入し、ビーム集束用レンズ、ビーム軌道調整用偏向電場およびイオン源引き出し電極位置の最適制御に適用した例を示している。アルゴリズムとして採用したシンプレックス法の有効性を確かめ、開発した装置における調整の最適化が可能であることを示している。

第 5 章では、開発したシングルイオンマイクロプローブの主要な性能について、様々な粒子検出器を用いて行った評価試験の方法および結果について述べている。そして、開発目標とした性能を達成したことを示している。

第 6 章では、開発したシングルイオンマイクロプローブを利用した応用研究について述べている。装置の特徴を活かして、シリコン半導体検出器の正確なイオン応答を調べ、そのシミュレーション計算との比較から考察した荷電粒子輸送計算コードの精度検証について述べている。また、核融合炉用機能材料であるプラズマ診断用光学窓材料や無機絶縁

材料等に対する中性子照射効果の研究、および、核融合中性子検出器の開発研究の例を挙げ、微視的観点からの現象の機構解明に本装置が非常に有効であることを示している。

第7章では、本研究で得られた事柄の総括を述べている。

第1章 参考文献

- [1] 矢川 元基、堀江 知義; “核融合炉構造設計”, 培風館, 1995.
- [2] T. Iida, M. Kosuga, K. Sumita, D.W. Heikkinen; “Effects of 14-MeV neutron irradiation on optical components for fusion diagnostics”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 27, pp. 651-662, 1990.
- [3] F. Sato, Y. Oyama, T. Iida, F. Maekawa, J. Datemichi, A. Takahashi and Y. Ikeda, “Experiment of 14 MeV neutron induced luminescence on window materials”, *Proc. of the 19th Symp. on Fusion Technology*, Lisbon, Vol. 1, pp. 587-860, (1997).
- [4] T. Iida, Y. Tanimura, F. Sato and T. Tanaka; “Fusion neutron irradiation effects on some electronic devices”, *Reactor Dosimetry: Radiation Metrology and Assesment*, ASTM STP 1398, J. G. Williams, D. W. Vehar, F. H. Ruddy and D. M. Gilliam, Eds., American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, PA, pp. 641-648, 2001.
- [5] K. Sumita, A. Takahashi, T. Iida and J. Yamamoto; “Status of OKTAVIAN I and proposal for OKTAVIAN II”, *Nucl. Sci. Eng.*, 106, pp.49-265, 1990.
- [6] T. Nakamura, H. Maekawa, Y. Ikeda and Y. Oyama; “A DT neutron source for fusion neutronics experiments at the JAERI”, *Proc. Internat. Ion Eng. Congress*, Kyoto, pp. 567-571, 1983.
- [7] G.J.F. Legge; “History of ion microbeams”, *Nucl. Instrum. Meth.*, B 130, pp. 9-19, 1997.
- [8] K. Traxel; “Nuclear microprobes and their significance for trace element analysis”, *Nucl. Instrum. Meth.*, A 268, pp. 567-578, 1998.
- [9] 田中隆一; ”マイクロビーム技術”, *Radioisotopes*, Vol. 44, pp. 140-144, 1995.
- [10] R.M. Sealock, D.N. Jamieson and G.J.F. Legge; “Scanning transmission microscopy with a 2 MeV alpha particle microbeam”, *Nucl. Instrum. Meth.*, B 29, pp. 557-566, 1987.
- [11] J.A. Cookson; “The nuclear microprobe and competing techniques”, *Nucl. Instrum. Meth.*, B 54, pp. 433-440, 1991.
- [12] R. Levi-Setti and T.R. Fox; “High resolution scanning ion probes : Applications to physics and biology”, *Nucl. Instrum. Meth.*, 168, pp. 139-149, 1980.

- [13] D.F. Heidel, U.H. Bapst, K.A. Jenkins, L.M. Geppert and T.H. Zabel; "Ion microbeam radiation system", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 40, pp. 127-137, 1993.
- [14] T. Kamiya, N. Utsunomiya, E. Minehara R. Tanaka and I. Ohdomari; "Microbeam system for study of single event upset of semiconductor devices", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 64, pp. 362-366, 1992.
- [15] B.E. Fischer; "Single-particle techniques", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 54, pp. 401-406, 1991.
- [16] B.E. Fischer; "The heavy-ion microprobe at GSI – used for single ion micromechanics", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 30, pp. 284-288, 1998.
- [17] 「放射線高度利用研究成果集」編集委員会; "放射線高度利用研究の展開 10 年の成果 (1991 ~ 2000)", 日本原子力研究所, 2001.

第2章 シングルイオンマイクロプローブの設計と製作

2.1 緒言

開発した「シングルイオンマイクロプローブ」は単一粒子から直流ビームまでの照射を高い空間分解能、位置分解能で行うための低エネルギーイオンビーム照射装置である。本章ではまず、装置の目標性能について具体的な数値を示す。

次に、装置全体の構成および制御系について詳しく述べる。本装置では特に、幅広い照射条件に対応するため、全体の構成を容易に変更できるように設計、製作した。高精度照射実験に備えて行った、コンピューターによる制御系の製作や軌道計算コードの開発等についても述べる。

また、主要な目標性能を達成するために重要であるビームの輸送、集束およびパルス化について詳しく説明する。ビーム軌道計算による設計およびパラメーターの最適化を行っており、見積もられた値について示す。

2.2 目標性能

本装置の開発において目標とした性能を表 2.1 にまとめて示す。

シングルイオンマイクロプローブは $1 - 50$ keV の H^+ 、 D^+ 、 He^+ 、 Ar^+ 等のビーム照射を行うための装置で、直流ビームの最大電流量は ~ 300 nA である。生成可能なイオン種および最大電流量はイオン銃の性能により決まる。

ビームのパルス化はイオン粒子の照射効果を高い時間分解能で調べるために行う。パルス当たりのイオン個数を制御し、最小強度はシングル(単一)イオンである。最短パルス時間幅の目標は ~ 1 ns とした。この値は粒子検出のための一般的な電子回路に基づく測定系の時間分解能と同程度である。

照射実験において高い空間分解能を得るために静電レンズを設け、試料位置において

表 2.1 シングルイオンマイクロプローブの目標性能

イオン種	H^+ 、 D^+ 、 He^+ 、 Ar^+ 、…
エネルギー	$1 - 50$ keV
最大ビーム電流値	300 nA
最小パルス時間幅	~ 1 ns
最小パルス強度	シングルイオン
最大繰り返し周波数	100 kHz
最小ビーム径	~ 1 μ m

ビームを集束させる。目標とする最小ビーム径は $\sim 1 \mu\text{m}$ とした。中性子核反応に伴い生成される高エネルギー荷電粒子の飛程が μm オーダーであることから定めた値である。また、微細構造をもつ粒子検出器やセンサーの単位構造の寸法が数 $10\text{--}30 \mu\text{m}$ 程度であり、これらの詳細な応答測定に対して有効である。

以上のように本装置では特に、シングルイオンビーム生成、ナノ秒パルスビーム生成、マイクロビーム生成を主要な目標性能として開発を行った。

2.3 装置の構成と製作

開発したシングルイオンマイクロプローブの構成を図2.1に示す[1]。装置はイオン銃、パルス化偏向電極、加速管、ウィーンフィルター、ステイグメーターおよび静電レンズからなる[2, 3]。イオンビームはSIMS(Secondary Ion Mass Spectroscopy)用の電子衝撃型イオン銃により生成される。イオン化室に H_2 、 D_2 、 He 、 Ar 等のガスを $\sim 5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ 導入し、タングステンフィラメントから放出される熱電子によりイオン化させ、5kVまでの電圧で引き出す。最大ビーム電流値は He^+ ビームに対して $\sim 300 \text{ nA}$ である。イオン銃内部に設置されているアーチチャーブは、より細いビームを得るために径の小さいものに改造して用いた。

本装置の運転は直流モードとパルスモードを実験に応じて選択する。パルスモードではイオン銃により生成された直流ビームの軌道をパルス化偏向電極により高速に変化させる。これにより、直流ビームの一部のみが偏向電極の後段に置かれたアーチチャーブを通過し、

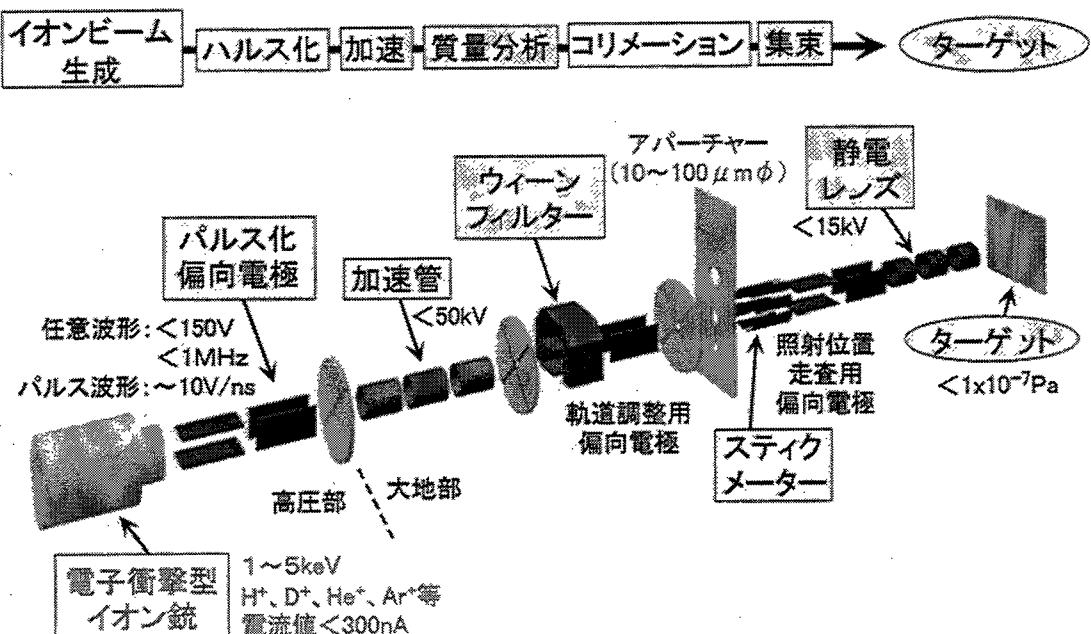


図2.1 シングルイオンマイクロプローブの構成

パルス化が行われる。この部分は照射イオン個数制御およびナノ秒パルス生成において重要であり、2.5に詳細を述べている。

以上のイオン銃およびパルス化偏向電極は高圧架台上に設置されており、5 kV以上の加速電圧を得る際には架台に高電圧を印加する。イオン粒子はセラミック製もしくはポリカーボネイト製の加速管を通過する際に、大地との電位差により加速される。本装置の最大加速電圧は～50 kVである。

加速されたイオンビームは、磁場中を走行する同じエネルギーの荷電粒子がその質量およびイオン価数により異なる軌道をとることを利用して質量分析を行うウーンフィルターを通過する。フィルター通過後のビームは不純物イオンが除去されており、照射するイオン種のみを後段へ輸送する。

スティグメーターは8枚の対称な偏向電極からなり、ビーム集束において問題となる収差の影響を抑えて軌道の調整を行う。最後にAINツェル（静電）レンズにより、試料位置を焦点としてビームを集束させる。

ビームライン中にはビームの発散成分を抑え、試料位置において、より細い集束ビーム径を得るために数十～数百 μm のアパーチャーが設置されている[4, 5]。アパーチャー径は電流量やビーム径などの実験条件に応じて選択する。また、適切なビーム輸送を行うために4分割電極を用いたビームモニターを開発し[6]、ビームライン中の複数の位置に設置した。各モニターによりビーム軌道位置およびビームプロファイルの測定を行い、制御パラメーターを調整した後にビームを後段へ輸送する。この4分割電極モニターに関しては、3.2において詳細について述べている。

図2.2に装置の側面図を、図2.3にビームラインおよび制御装置の様子をそれぞれ示す。

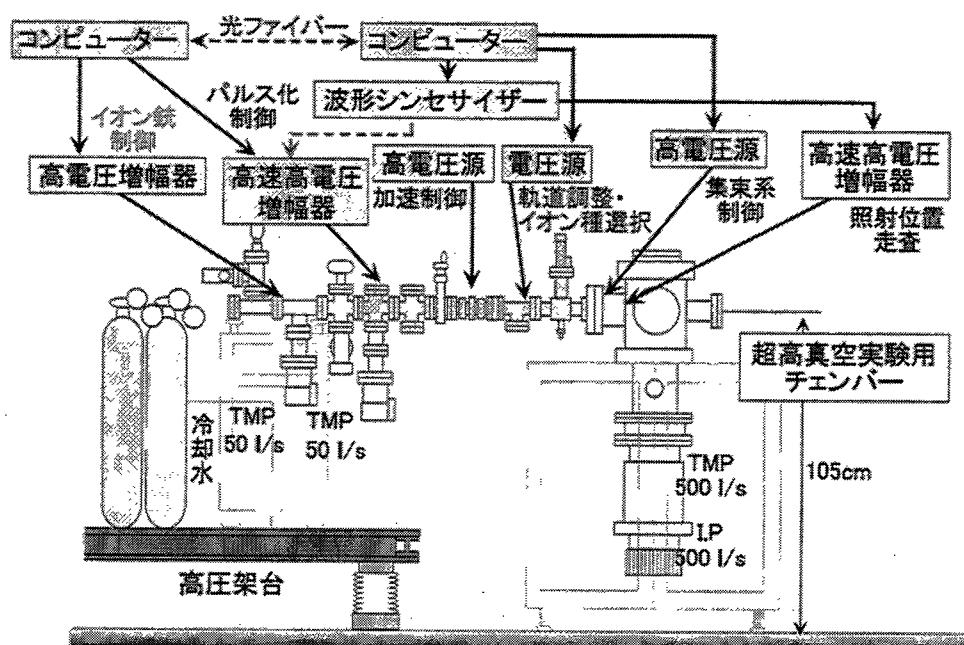
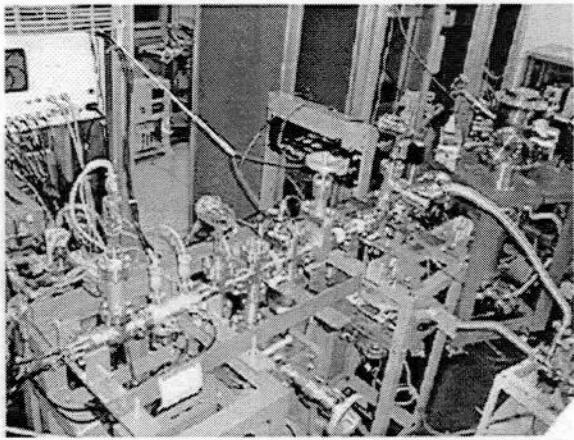
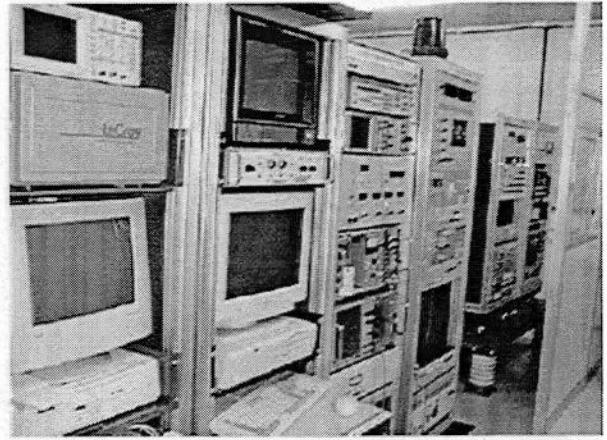


図2.2 シングルイオンマイクロプローブ側面図



(a) ビームラインと照射用チャンバー



(b) 制御装置

図 2.3 シングルイオンマイクロプローブ装置

す。ビームラインはイオン銃からターゲットチャンバーまでの長さが～1.2 m であり、床から 1.1 m の高さに水平に製作した。イオン銃、パルス化偏向電極、それらを制御するためのコントローラーおよび電源は高圧架台上に設置されている。ビームライン中はイオン銃の近くに設置された 50 l/s、およびターゲットチャンバーの下に設置された 500 l/s のターボ分子ポンプにより排気され、 $\sim 1 \times 10^{-4}$ Pa 以下に保たれる。また、ターゲットチャンバー内では、ベーキングおよびスペッターアイオンポンプの使用により $\sim 1 \times 10^{-7}$ Pa の真空度が得られる。ビームラインは ICF70 規格の標準的な真空用品を用いて製作しており、実験条件に応じた装置構成の変更を容易に行うことができる。

本装置の制御および輸送されるビームの診断はパーソナルコンピューターにより、手動もしくは自動調整で行う。制御はコンピューターの DAC (Digital-Analogue Converter) からの出力電圧をイオン銃コントローラ等へは直接、偏向電極および集束レンズ等へは増幅器を介して印加することで行う。ビーム診断はビーム電流等の情報を電圧情報に変換した後、ADC (Analogue-Digital Converter) を介してコンピューターに取り込み、解析を行った結果をディスプレーに表示させる。高圧架台上の機器制御および情報の取得は光ファイバーを介して行う。特に、複数の制御パラメーターの調整を短時間で効果的に行い、精密かつ安定した照射を維持するための自動ビーム調整システムを開発した。詳細は 4.4 において述べる。これら制御のための電子回路の設計および製作、C 言語もしくは BASIC 言語によるコンピュータープログラム作成を行った。

2. 4 ビーム輸送計算

2. 4. 1 ビーム軌道計算コードの開発

本装置におけるビーム輸送はウィーンフィルターにおける質量分析を除き、全て静電場

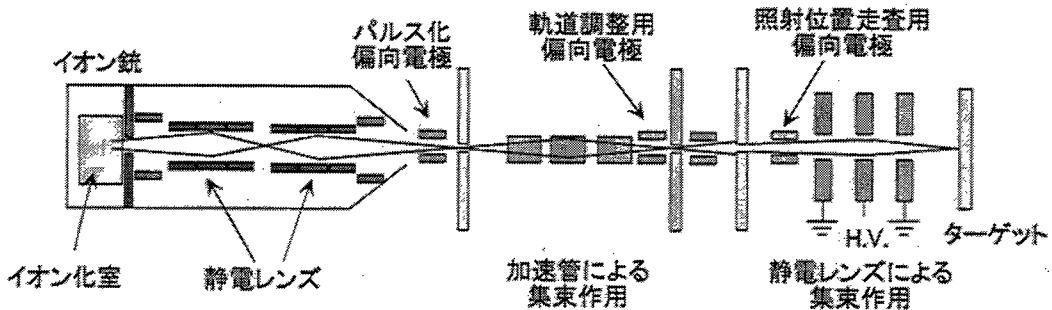
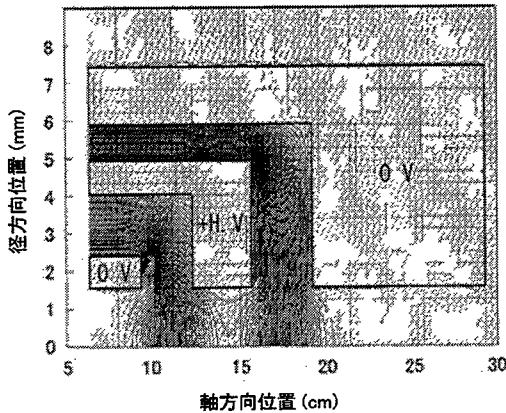


図 2.4 ビーム輸送の概略図

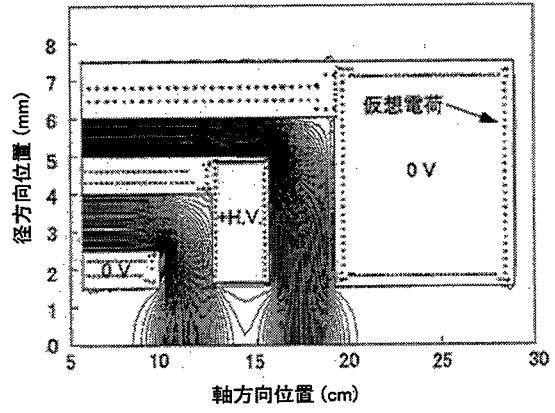
による集束作用および軌道調整により制御される。本装置のビーム軌道の概略図を図 2.4 に示す。特に静電レンズや加速管における集束作用は装置の構成、設計および生成ビームの特性に大きな影響を与えるため、詳細な軌道計算を行った。計算には商用の積分要素法に基づく3次元非線形静電場解析ソフトウェア ELFIN、粒子軌道解析ソフトウェア ELF/BEAM [7] を用い、最終段のインツェル(静電)レンズによりターゲットチャンバー中心において μm オーダーのビーム径を得ることを考慮して、電極寸法、配置等の幾何学的条件および印加電圧を決定した。試料位置における最終ビーム径の見積もり結果については 2.4.2 において述べる。

また、本装置は市販の真空部品を用いて製作しており、実験条件に応じて装置の構成を変化させることができる。その際には集束させるべき焦点位置が変化するため、新たな電極配置および印加電圧を決定するための軌道計算が必要となる。上述の商用ソフトウェアは計算を非常に正確に行うものの、体系の入力や計算結果の出力に要する作業が煩雑であること、計算に使用できるコンピューターが制限されることなどから、短時間での構成変更に対応することが難しかった。そこで、静電レンズおよび加速管により集束されるビーム軌道を短時間に粗く計算するためのプログラムを開発した。本装置のビーム集束に関する電極は、細かい形状を無視することにより、全て円環状電極とみなすことができ、電位差をもつ 2 つの電極間に生じる電界の歪みがビームを集束する [8]。製作したプログラムは円環状電極の寸法や電極間距離、印加電圧のみを入力し、形状を単純化した電極間の電界の歪みを軸対称として計算する。この計算された電界分布を元にイオンビームの軌道計算を行う。

計算には境界分割法である電荷重畠法を用いた [9, 10]。差分法、有限要素法などの領域分割法では図 2.5 (a) に示すように、ビームが通過しない領域にもメッシュを生成する必要があることに加えて、ビームが通過する中心軸付近のメッシュを非常に細かくする必要がある。一方、電荷重畠法は、図 2.5 (b) に示すように、電極内に仮想電荷を配置し、本来の電極表面位置において等電位面を形成するように各々の電荷量を決定する手法である。一度、仮想電荷のもつ電荷量を算出すれば、空間内のいかなる点における電位も解析的に計算できる。大きな誤差の要因となりうるのは、電極内に配置する仮想電荷の数



(a) 有限要素法による計算



(b) 電荷重畠法による計算

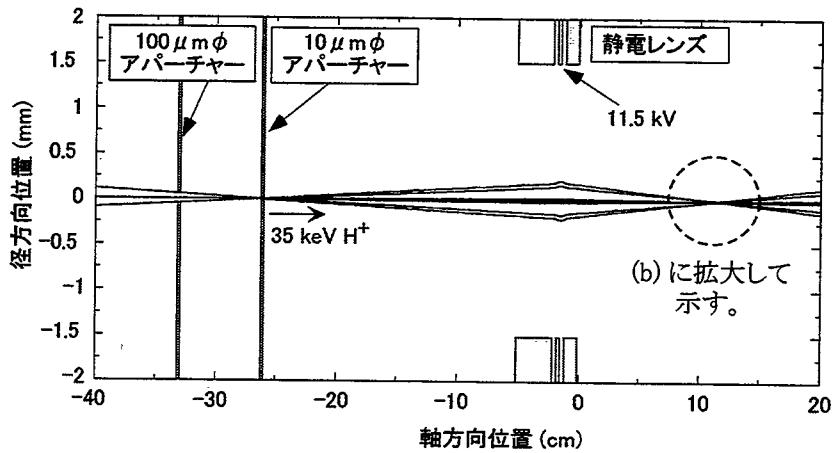
図 2.5 静電レンズ電界計算の結果例

のみである。ビームの通過する領域は電極表面、すなわち仮想電荷の位置から離れている。そのため、計算時間短縮のために仮想電荷を減少させても、その影響はビーム軌道付近の電位分布に現れにくい利点がある [10]。プログラムは FORTRAN で製作し、通常のレンズによる集束の軌道計算を数分程度で行える。長い電極をもつ加速管の計算においても、電極端部周辺のみを計算することで計算時間の短縮を図った。開発したプログラムは装置構成の変更時等における印加電圧パラメーターの再計算に非常に有効であった。

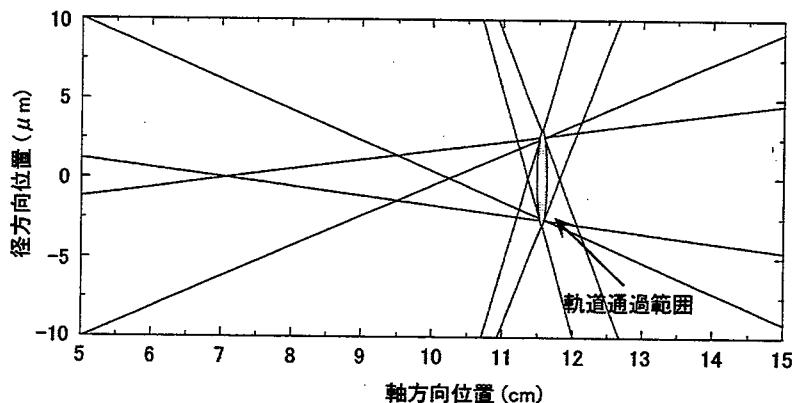
2.4.2 マイクロビームの生成

最終段の静電レンズによるマイクロビーム生成を達成するためには、輸送されるビームの特性が重要である。そのため、ビームライン中の各焦点位置には径数百 μm のアパーチャーを設置し、ビーム中心部の拡がり角度の小さな成分のみを通過させる。これらのアパーチャー径は照射実験において要求されるビーム電流値を考慮して決定される。

最終段の静電レンズ直前に置かれるアパーチャーはマイクロビーム生成において非常に重要な役割を持つ。全ビーム軌道が 1 つの点放出源から生成されたものであれば、静電レンズにおける球面収差の影響は非常に小さく、アパーチャー径によらず μm オーダーのビーム径を容易に達成できると考えられる。しかし、実際にはイオン銃のフィラメントが点放出源とみなせない上に製作誤差等の影響が加わり、輸送されるビームは様々な軌道をとる。そのため、図 2.6 に示すように、静電レンズに入射する軌道は前段の 2 枚のアパーチャーにより制限する。図には試料位置におけるビーム径を見積もるために 2 枚のアパーチャーを通過し得る軌道を考慮して行った計算の結果例を示している。この例では $100 \mu\text{m} \phi$ および $10 \mu\text{m} \phi$ のアパーチャーを仮定しており、ビーム軌道により中心軸と交わる位置が異なるために通過範囲は直径 $\sim 6 \mu\text{m}$ の円内となる。計算から 2 枚のうち静電レンズ直前のアパーチャー径が試料位置におけるビーム径を決定する主要因となるを確かめてお



(a) 静電レンズを通過するビームの軌道



(b) 焦点付近における軌道

図 2.6 最終段静電レンズにより集束される 35 keV H^+ ビームの軌道計算結果例

り、より小さなビームスポットを得るために、ビーム電流値を犠牲にしてアーチャー径を小さくする必要がある。表 2.2 にレンズ直前のアーチャー径と試料位置における最小ビーム径の計算結果を示す。ビームの電流密度分布は軌道通過範囲内において中心部が高くなるガウス分布に似た分布を持つと考えられる [11]。通常、ビーム径は電流密度が最大値の $1/2$ になる径とみなすので、見積もられたビーム径は軌道が通過し得る範囲の $1/2$ としている。アーチャー径が小さくなるに従い、縮小率が悪くなっていることがわかる。この計算結果により、試料位置において μm オーダーのビーム径を得られることが見積も

表 2.2 アーチャー径と軌道計算により見積もられた最小ビーム径の関係

アーチャー径 (μm)	試料位置における ビーム軌道通過範囲 (μm)	ビーム径半値幅 の予測値 (μm)
100	40	20
70	32	16
30	17	8.5
10	5.6	2.8

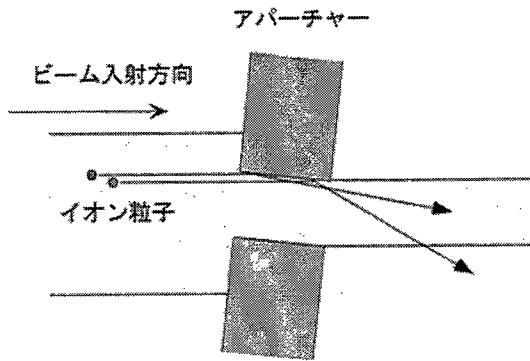


図 2.7 アーチャー通過に伴う散乱粒子の発生

られた。なお、静電場によるビーム集束では、同じ電荷数のイオンはその質量によらず同じ軌道を通過する。

シングルイオンビームおよびマイクロビーム生成を行う本装置においてはアーチャーによるビームコリメーションにより生ずる散乱粒子が考慮すべき問題となる [12-14]。これは、図 2.7 に示すように、ビーム入射方向のずれもしくはアーチャー取り付けの幾何学的なずれにより、ビーム粒子がアーチャー通過孔の内側に衝突することにより生ずる。散乱粒子はビーム粒子と比較してエネルギーが低下し、進行方向が変化しているために試料位置においてビームスポット外に到達し、ビームハローとなる可能性がある。アーチャー取り付け時の角度のずれや通過孔内側のサブ μm 程度の表面加工精度が問題となるため、散乱粒子の影響を定量的に見積もることは難しい。定性的にはアーチャー径が小さくなるほど散乱粒子混入の確率が高くなる。これは本来のビーム通過量はアーチャー半径を r として r^2 に比例するのに対して、散乱粒子発生の確率は通過孔の周長さ、すなわち r に比例するためである。ビーム粒子に対する散乱粒子割合はおおむね $1/r$ に比例すると考えられる。アーチャーの材質としては過去に荷電粒子輸送計算コードを用いて行った散乱粒子影響の考察結果から W および Ta とした [15]。

2.5 ビームのパルス化

2.5.1 はじめに

照射効果の機構解明や検出器の厳密な応答測定などにおいては、単一粒子が引き起こす現象や応答を他の入射粒子の影響を受けずに純粹に観測することが非常に有効である。そこで、ビームのパルス化を行うことによりイオン粒子が対象に入射する時間幅および、その時間幅内に入射するイオン個数を制御する。特に本装置においては単一イオン粒子を入射させるシングルイオンビームの生成を大きな目標としている。また、物質にイオン粒子が入射した際に生ずる現象や検出器応答等の時間的変化を調べる際には、パルスを入

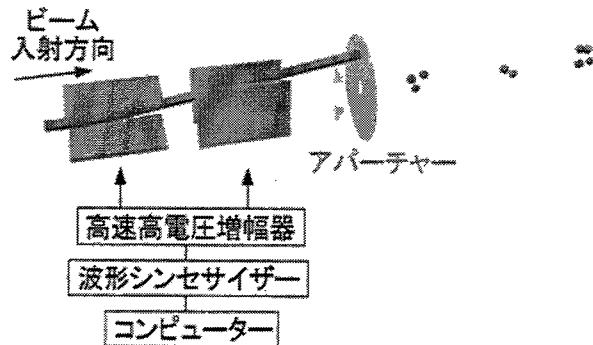


図 2.8 ビームパルス化のイメージ図

射させるタイミングおよび時間幅が測定の時間分解能を決定する。

ビームのパルス化のイメージを図 2.8 に示す。本装置におけるパルス化は、イオン銃で生成された直流ビームの軌道を偏向電極により変化させ、アーチャー上でビームスポットを高速に移動させて行う。偏向電極に印加する電圧波形を任意に変化させることで、後段に置かれたアーチャーを通過するビームのタイミングおよび時間幅を制御する。パルス時間幅と同時にビーム電流値を調整することにより、1パルスに含まれるイオン粒子個数の制御が行える。

2.5.2 シングルイオンビームの生成

生成されるパルスビームの1パルスに含まれるイオン粒子の個数は、イオン銃により生成されるビーム電流量により制御することができる。十分短い時間幅のパルスビームを生成させ、ビーム電流値を低下させていくと、やがて1パルスに含まれるイオン個数がほぼ1個となる。しかし、この方法により制御されるのは平均イオン個数であり、生成された各パルス中の個数は統計モデルに従う分布をもつ。例として、1秒間に N 個のイオン粒子が輸送される直流ビームにおいて、 p 秒の時間幅をもつパルスビームを生成する場合を考える。この p 秒間に n 個のイオン粒子が含まれる確率 $P(n)$ は

$$P(n) = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (2.1)$$

により表わされる二項分布となる。時間幅 p は通常、数 ns から数百 ns であり、 $p \ll 1$ となるため、式 2.1 はさらに

$$P(n) = \frac{(pN)^n e^{-pN}}{n!} \quad (2.2)$$

により表わされるポアソン分布に近似できる。この式において、 pN はパルスに含まれる平均イオン粒子個数である。従って、ビーム電流値およびパルス時間幅の調整により1パルス当たりの平均イオン個数を定めると、各パルスに含まれる個数のばらつきは平均個数に従つ

表 2.3 平均イオン個数と生成される 1 パルスに含まれる個数の分布

(a) 平均イオン個数 : 1.0

パルス当たりのイオン(個)	生成割合(%)
0	37
1	37
2	18
3	6.1

(b) 平均イオン個数 : 0.05

パルス当たりのイオン(個)	生成割合(%)
0	95
1	4.8
2	0.2

て決定されるポアソン分布に従う。この確率分布に支配されるため、平均イオン個数を 1 個としてパルスビームを生成すると、表 2.3 に示すように、～25% は複数イオン粒子の入射となる。そのため、单一イオン粒子を入射させるシングルイオンビーム生成のためには、1 パルス当たりの平均イオン個数を 0.05 個程度にまで下げる必要がある。この場合、効率は落ちるもの、複数のイオン粒子が同時に入射する確率は单一粒子が入射する確率に対して 3% 以下に抑えられる。

2.5.3 ナノ秒パルスビームの生成

生成されるパルスの時間幅はアーチャー径、直流ビーム径、電極とアーチャーの距離およびアーチャー上におけるビームスポットの移動速度により決定される。このうちアーチャー径、ビーム径および距離はビーム電流値や集束ビーム径などの照射条件および装置の構成により変化させるため、ビームスポット移動速度の最大化を試みた。最短時間幅パルス生成のための制御系を図 2.9 (a) に示す。パルスビームはビームスポットが垂直方向にアーチャーの中心孔を横切る際に生成される。この際のビームスポットの移動速度が重要であり、最大電圧 300 V、立ち上がり時間 15 ns の高電圧パルサーを製作した。パルスビーム生成の最大繰り返し周波数は～100 kHz である。垂直方向のみの偏向では印加電圧の立ち上がりと立ち下がりの波形の違いにより、異なる波形を持つパルスが生成される。そのため、図 2.9 (b) に示すように電極間の電界を変化させ、垂直方向の高速偏向と同期させて水平方向にも偏向させる。これにより、ビームスポットは図 2.9 (c) に示すように長方形の边上を移動し、一定方向に移動する際に均一なパルスのみが生成される。

パルス化偏向電極の寸法もビームスポットの移動速度を決定する重要な要因となるため、製作した高電圧パルサーの出力波形を含めた軌道計算により最適化を行った。パルス時間幅の計算結果から、長さ 3 cm の電極を 3 mm の間隔でビームライン中に設置した。

高速にビームを偏向させるには、より長い電極をより狭い間隔で設置するのが有利であるが、偏向量を大きくするとやがて全てのビームが電極に衝突し、アーチャーへ到達で

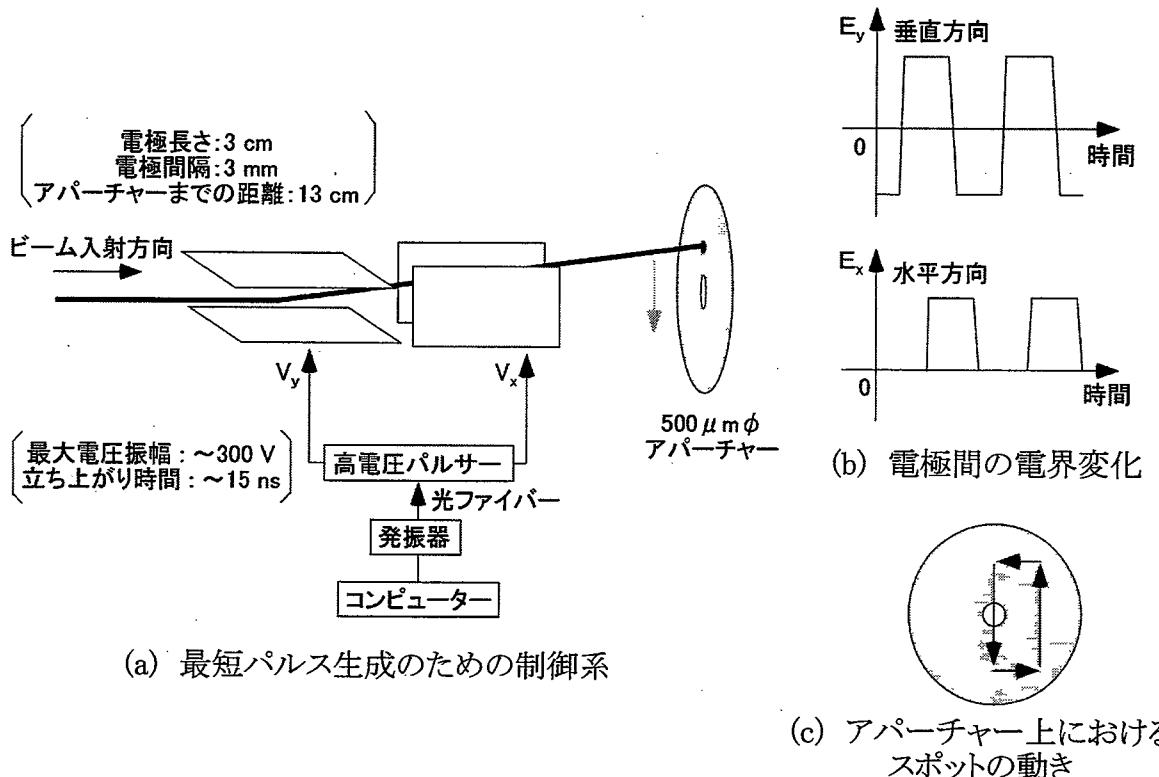


図 2.9 ナノ秒パルスの生成

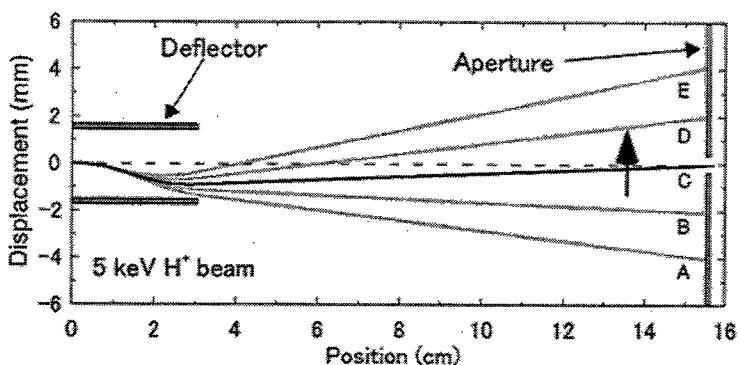


図 2.10 パルス化におけるビーム軌道の蛇行

きなくなる。これはパルス化電極を通過する際のビーム軌道が蛇行することによる。パルス化を行う際のビーム軌道計算結果を図 2.10 に示す。パルス化を行う 5 keV のビーム粒子が 3 cm の偏向電極を通過するのに要する時間は、H⁺、D⁺、He⁺、Ar⁺ビームに対して各々 30 ns、42 ns、60 ns、183 ns である。これに対して高電圧パルサーの出力電圧波形の立ち上がりは 15 ns である。そのため、アパー チャーの中心孔を通過し得るビーム軌道は蛇行しており、電極の長さや間隔が制限される。以上のような電極通過時間がビーム偏向に与える影響は走行時間効果と呼ばれる [2]。

この走行時間効果によるビーム軌道の蛇行はイオン種による生成パルス時間幅の違いとしても表れる。簡単のために、電極に印加される電圧波形を立ち上がり時間が無視できる矩形波と仮定する。図 2.11 に示すように、アパー チャーを通過可能なイオン粒子が偏向

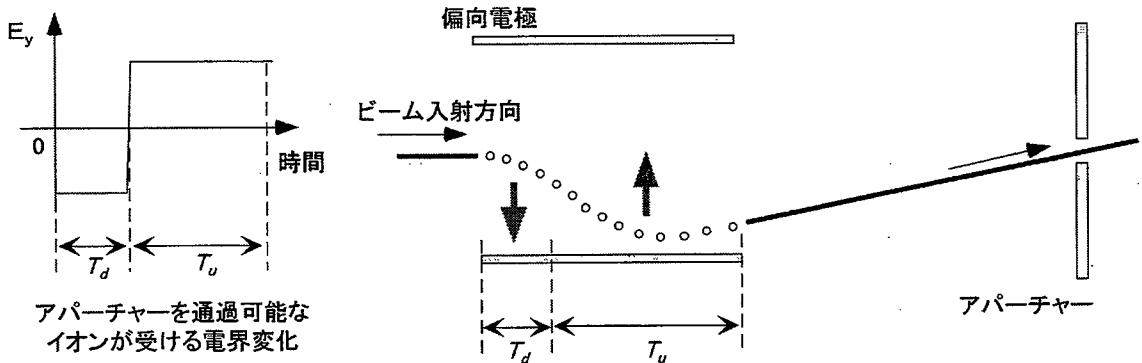


図 2.11 パルス化偏向電極通過時に受ける力の向きとビーム軌道の蛇行

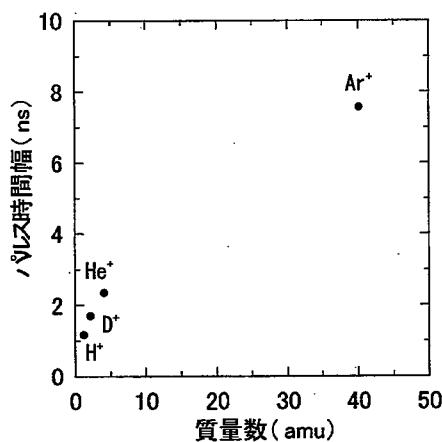


図 2.12 イオンの質量数とパルス時間幅の関係

電極を通過する際に受ける作力は始めは下向きであり、通過途中に上向きに転じる。下向きに力を受ける時間を T_d 、上向きに力を受ける時間を T_u とすると、式 2.3 に示すように T_d と T_u の比が電極およびアーチャーの幾何学的条件から決定される範囲 R と $R + \varepsilon$ の間に収まっているイオン粒子のみがアーチャーを通過してパルスビームとなる。

$$R \leq \frac{T_d}{T_u} \leq R + \varepsilon \quad (2.3)$$

この式を走行時間 $T_t = T_u + T_d$ として書き換えていくと

$$\frac{T_t}{(R+1+\varepsilon)} \leq T_u \leq \frac{T_t}{(R+1)} \quad (2.4)$$

が得られる。最終的に T_u の許容される時間幅

$$\frac{T_t}{(R+1)} - \frac{T_t}{(R+1+\varepsilon)} = \frac{\varepsilon T_t}{(R+1)(R+1+\varepsilon)} \propto T_t \propto \sqrt{m} \quad (2.5)$$

が生成されるパルス時間幅に相当し、電極通過に要する時間、すなわちイオン粒子質量 m の $1/2$ 乗に比例する。製作したパルス化偏向電極の幾何学的条件および高電圧パルサーの印加電圧波形を考慮して軌道計算を行った結果を図 2.12 に示す。得られる最短のパルス時間幅は H^+ 、 D^+ 、 He^+ 、 Ar^+ ビームに対して各々 1.2 ns、1.7 ns、2.4 ns、

7.6 ns と見積もられた。

2.6 結言

「シングルイオンマイクロプローブ」の目標性能を示し、それを達成するための装置構成について述べた。装置は最大エネルギー 50 keV の様々なイオンを用いて高精度照射実験を行うためのものであり、特にシングル（单一）イオン照射を目指して開発した。その他の主要な目標性能として、照射イオン粒子の個数制御、ナノ秒パルスビーム生成およびマイクロビーム生成を設定した。装置のビームラインは幅広い照射条件に対応するために市販の標準真空部品を用いて製作しており、各構成機器の取り外し、再構成が容易となっている。主要制御パラメーターをコンピューターにより調整するための電子回路およびプログラムの整備を行い、高精度の照射実験に備えた。また、装置構成の変更に伴うビーム軌道再計算を行うためのコード等を準備した。

主要な目標装置性能を達成するためにビーム軌道計算による設計の最適化を行っており、特に、集束ビームについては μm オーダーの最小ビーム径、パルスビームについては～1 ns の最小時間幅となる見通しを得て製作を行った。

第2章 参考文献

- [1] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; "Development of a compact single ion microprobe", *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 37, pp. 1-8, 2000.
- [2] 裏克己; "電子・イオンビーム光学", 共立出版, 1994.
- [3] 電気学会; "電子・イオンビーム工学", オーム社, 1995.
- [4] B.E. Fischer; "The heavy-ion microprobe at GSI – used for single ion micromechanics", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 30, pp. 284-288, 1998.
- [5] B.E. Fischer; "Single-particle techniques", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 54, pp. 401-406, 1991.
- [6] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; "Beam monitoring system for ion beam irradiation experiments", *Proc. 12th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 98-4, pp. 46-55, 1998.
- [7] "Code system reference manuals", ELF Corp., 1994. (in Japanese)
- [8] W.J.G.M. Kleeven, W. Gelbart and J. Sura; "Optical properties of a two-gap buncher", *Nucl. Instrum. Meth.*, B64, pp. 367-370, 1992.
- [9] G. Martinez and M. Sancho; "Computer programs for the analysis of electrostatic potentials and electron trajectories", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 298, pp. 70-77, 1990.
- [10] 河野 照哉、宅間 董; "数値電界計算法", コロナ社, 1980.
- [11] G.W. Grime, M. Dawson, M. Marsh, I.C. McArthur and F. Watt; "The Oxford submicron nuclear microscopy facility", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 54, pp. 52-63, 1991.
- [12] F.G. Resmini, A.D. Bacher, D.J. Clark, E.A. McClatchie and R.D. Seiniarski; "Slit scattering effects with medium energy alpha particles and protons", *Nucl. Instrum. Meth.*, 74, pp. 261-267, 1969.
- [13] R. Nobiling, Y. Civelekoglu, B. Povh, D. Schwalm and K. Traxel; "Collimation of ion beams to micrometer dimensions", *Nucl. Instrum. Meth.*, 130, pp. 325-334, 1975.
- [14] E.D. Courant; "Multiple scattering corrections for collimating slits", *Rev. Sci. Instrum.*,

Vol. 22, pp. 1003-1005, 1951.

- [15] 田中 照也; “マイクロ・シングルイオンビーム実験装置の設計と製作 – コリメーションについて –”, 大阪大学工学部 原子力工学科 卒業論文, 1996.

第3章 シングルレイオンマイクロプローブのためのビーム診断法

3. 1 緒言

イオンビーム照射装置において輸送されるビームの状態を正確に把握することは、適切なパラメーター調整を行うために不可欠である。本装置の高精度照射実験においては、集束作用を持つ加速管および静電レンズ通過前後のビーム状態がターゲットチャンバー中心におけるビーム電流値や最小ビーム径に影響を与えるため、非常に重要である。特にビームプロファイルおよび軌道位置の両方をリアルタイムで得られることが望ましい。そこで、本照射装置に適した電流値測定による新しいビームモニタリングシステムの開発を行った。

また、照射条件によっては、装置後段におけるビーム電流量が微小となり、電流ではなく粒子としての検出によるプロファイルや軌道位置の測定が求められる点が一般的なイオンビーム装置と異なる。そこで、市販の撮像用 CCD センサーを低エネルギーイオンビームの簡便なリアルタイムプロファイルモニターとして使用することを試み、非常に有効であることを確かめた。また、固体飛跡検出器 (CR-39) をイオンビームプロファイルモニターとして、装置の性能評価に使用した。

以下に、各ビーム診断法の詳細と特性について述べる。

3. 2 4分割電極ビームモニタリングシステム

3. 2. 1 はじめに

イオン銃により生成されたビームは静電レンズおよび加速管による集束と発散成分を抑制するためのアパーチャーの通過をくり返し、ターゲットチャンバーまで輸送される。そのため、各レンズおよび加速管を通過したビームのアパーチャー位置における径および軌道を適切に調整することが重要である。ビームライン中を輸送されるビーム状態のモニタリング方法として最も単純なものは電極やワイヤを差し入れて電流値を測定する方法 [1, 2] であるが、機械的作業が必要な上に、調整の間、条件の変化したビームが後段へ輸送される。高エネルギーのビームに対してはシンチレーターの発光を観察する方法 [3] の他に、試料へのビーム照射を妨げない方法として、残留ガスとの相互作用や電磁誘導を利用する方法など様々な提案されているが [4, 5]、本照射装置ではエネルギーおよび電流値が小さいために適した測定方法は見当たらなかった。そこで、本装置に適したビームプロファイルおよび軌道位置を測定するための 4 分割電極ビームモニタリングシステムを開発した [6]。開発したモニタリングシステムは電場偏向のみによりビーム診断を行えること、また、診断および調整中は試料への照射を防ぐことができる特徴とする。

3. 2. 2 ビームモニタリングシステムの概要

開発したビームモニタリングシステムの概略を図 3.1 に示す。システムはビーム偏向電極、4分割電極、電流増幅器およびデータ取得、解析のためのコンピューターからなる。4分割電極は4枚の扇形の電極からなり、中央にはビームを通過させるための孔が開けられている。この電極をビームライン中の診断を行う位置に設置し、照射の際には中心孔を通過してビームを輸送する。モニタリングを行う際には、偏向電極にサインおよびコサイン波を印加することによりビームを本来の軌道を中心として回転させる。

軌道を回転させた際、4分割電極上においてビームスポットは円周上を移動する。4枚の扇形電極はそれぞれ上下および左右を組として電流計に接続されている。この電流波形をADCを介してコンピューターに取込み、ビームプロファイルおよび軌道位置の解析を行う。以下にプロファイルおよび軌道位置の計算について述べる。

図 3.2 (a) に示すように電極上におけるビームスポットが円周上を1回転した際に、各電流計で観測される波形には図 3.2 (b) に示すような2つの台形が現れる。これら台形の立ち上がりおよび立ち下がりの部分はビームが各扇形電極上に入ってくる時および外れていく時にに対応し、ビーム径が大きいほど傾きが小さくなるため時間を要する。そこで、一定時間間隔でビーム電流値を取得し、その差分を計算することにより図 3.2 (c) に示すようにビーム径を反映したピークが得られる。これは電極を機械的に移動させてビームのプロファイルを測定するナイフエッジ法と同様の原理である。各扇形電極には垂直に交わる2つの辺をもつため、2方向のビームプロファイルを得ることができる。

ビームの回転させる前の、本来のビーム軌道位置に関しても電流波形から求めることができる。図 3.2 (c) に示した電流波形の差分計算によって求められるビームプロファイルの各ピークの時間間隔を T_1 、 T_2 、 T_3 および T_4 とする。これらは図 3.2 (a) に示すように、

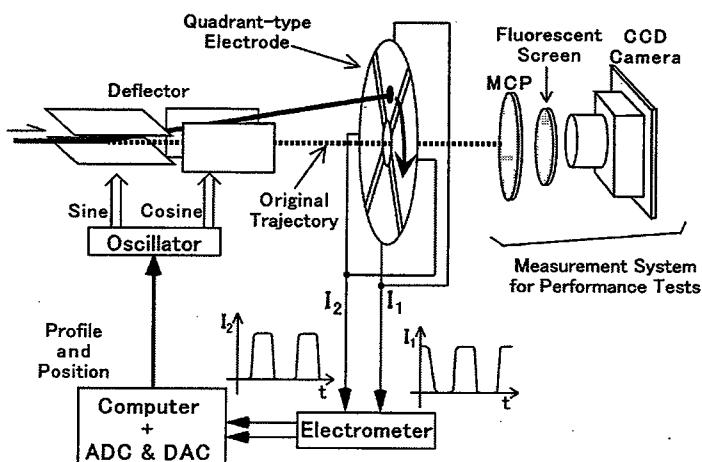
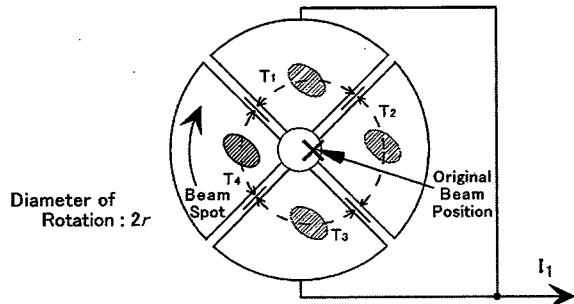
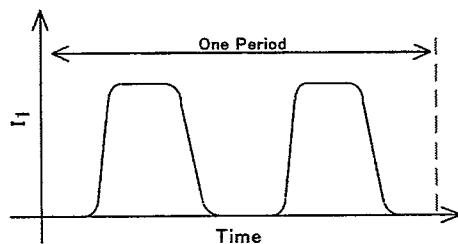


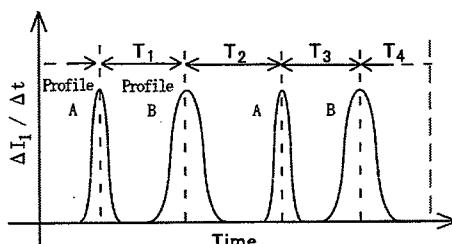
図 3.1 4分割電極を用いたビームモニタリングシステムの概略図



(a) 4分割電極上におけるビームスポットの動き



(b) ビームスポットが 1 回転する間に取得される電流波形



(c) 電流波形の差分

図 3.2 4 分割電極により取得される電流波形とプロファイルの計算

ビームスポットが各扇形電極上に存在する時間に相当する。本来のビーム軌道が 4 分割電極中心孔の中心であれば、回転させた際に $T_1 = T_2 = T_3 = T_4$ となる。しかし、図 3.2 (a) に示すようにビーム軌道が中心から水平方向にずれた場合、時間間隔の関係は $T_2 > T_4$ 、 $T_1 = T_3$ となる。

本来のビーム軌道位置 (X, Y) は x 軸および y 軸を図 3.3 に示すように、扇形電極を分割している 2 本のスリット上にとて計算する。ビームスポットが描く円上的一部分の長さ l_x は

$$l_x = \int_0^x \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx \quad (3.1)$$

で与えられる。また、この部分をスポットが通過するのに要する時間 t_x は

$$t_x = \frac{T_2 - T_1}{2} \quad (3.2)$$

である。よって式 3.1 は

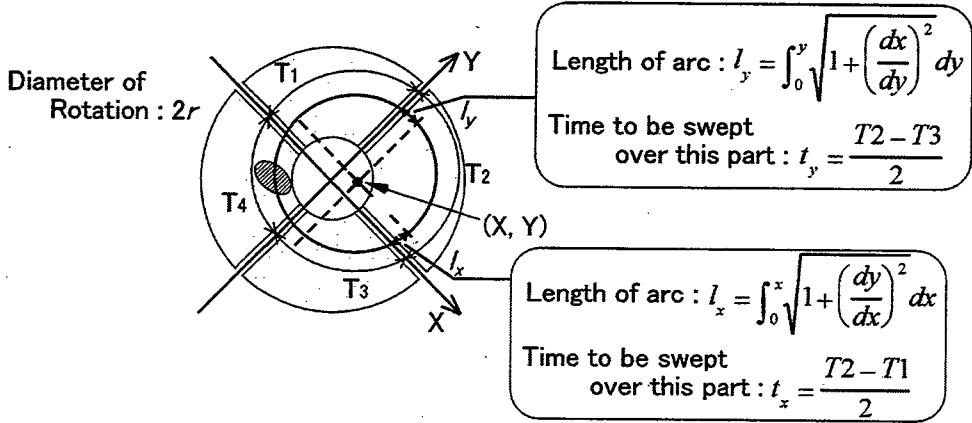


図 3.3 各電極通過時間からの軌道位置算出

$$\int_0^x \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx = \left(\frac{T_2 - T_1}{2} \right) / T \times 2\pi r \quad (3.3)$$

のように計算できる。この式において r はビームスポットの回転半径、 T はビームスポットが一周するのに要する時間 $T = T_1 + T_2 + T_3 + T_4$ である。 y と x の関係は

$$y = \sqrt{r^2 - x^2} \quad (3.4)$$

で与えられるため、これを式 3.3 に代入することで、本来のビーム軌道の x 座標を表す

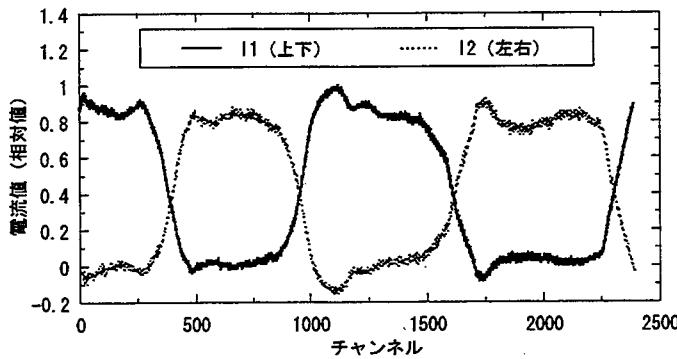
$$X = r \cdot \sin \frac{(T_2 - T_1)\pi}{T} \quad (3.5)$$

が得られる。 y 座標 Y についても同様に計算される。

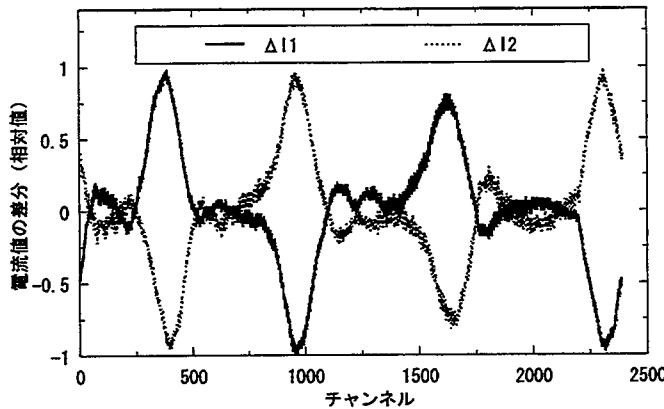
3. 2. 3 特性評価試験および結果

開発したビームモニタリングシステムを用いて 5 keV He^+ ビームのプロファイルおよび軌道位置測定を行い、特性評価を行った。ビームモニタリングには 100 - 200 pA のビームを用い、偏向電極により周波数 1 Hz で回転させて行った。ビームスポットはモニター電極上において直径 3 mm の円を描く。また、偏向を停止させた際の本来のビームプロファイルおよび軌道位置を直接観察するため、図 3.1 に示すように 4 分割電極の直後に MCP 付きシンチレーターを設置した。MCP にビームが入射した際に生成される二次電子がシンチレーターに当たり、ビームの電流密度分布を反映して発光する。シンチレーターの発光により観察されるビームスポットは CCD カメラで捉えてコンピューターに取り込み、プロファイルおよびビーム軌道位置の解析を行った。4 分割電極を用いたビームモニタリングシステムで得られた結果を MCP 付きシンチレーターによる観察から得られた結果と比較し、特性の評価を行った。

4 分割電極モニターで得られるビーム電流値の波形を図 3.4 (a) に示す。ビーム 1 回転あたり 2400 点の測定を行った。この波形データに対し、ノイズの影響を抑えるための移動



(a) 4分割電極により得られる電流波形の例

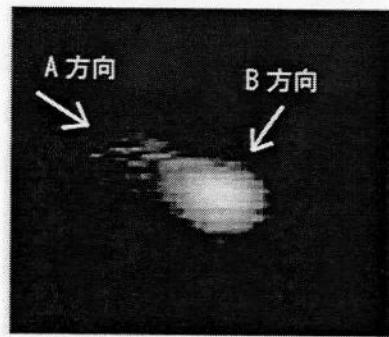


(b) 電流波形の差分計算結果

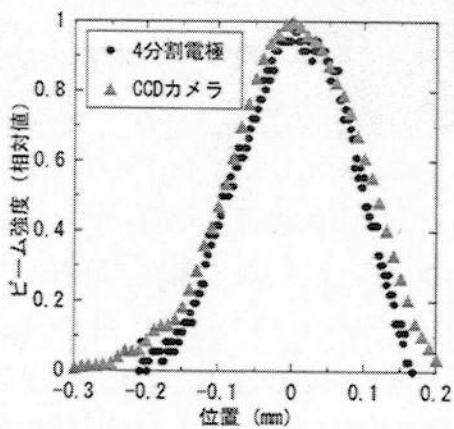
図 3.4 4分割電極により得られる電流波形とその差分計算結果の例

平均を行った後に時間微分を行うと図 3.4 (b) に示すような 2 方向のビームプロファイルに相当するピークが得られた。図 3.5 (a) は MCP 付きシンチレーターを用いて直接観察したビームスポットである。この画像の解析および4分割電極モニターによる測定の各々から得られたビームプロファイルを比較した結果を図 3.5 (b)、(c) に示す。各々、図 3.5 (a) 中の 2 つの矢印方向から見た際のプロファイルである。丸点が 4 分割電極モニターによる結果、三角点が MCP 付きシンチレーターによる直接観察による結果である。両測定結果はよく一致しており、違いは最大で $\sim 30 \mu\text{m}$ であった。

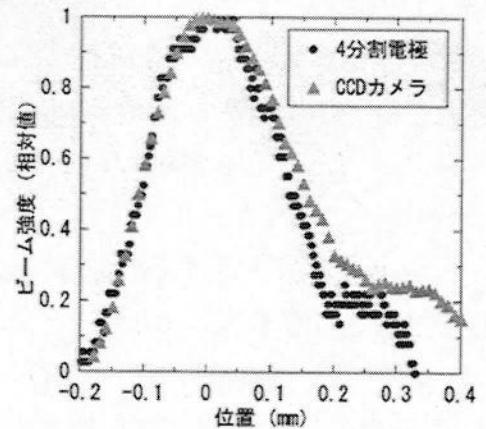
ビーム軌道位置の測定試験では、偏向電極に印加する電圧の DC 成分により軌道を様々に変化させ、その各々の位置を 4 分割電極モニターにより測定した。その測定結果と DC 成分の変化と幾何学的体系から計算されるビームスポットの位置と比較した結果を図 3.6 に示す。この結果から、4 分割電極を用いた本ビームモニタリングシステムの軌道位置測定の精度も $\sim 30 \mu\text{m}$ であることを確認した。



(a) MCP 付きシンチレーターを用いて直接観察したビームプロファイル



(b) 4分割電極モニタリングシステムにより
得られるA方向から見た断面プロファイル



(c) 4分割電極モニタリングシステムにより
得られるB方向から見た断面プロファイル

図 3.5 4分割電極ビームモニタリングシステムによるビームプロファイル測定結果の例

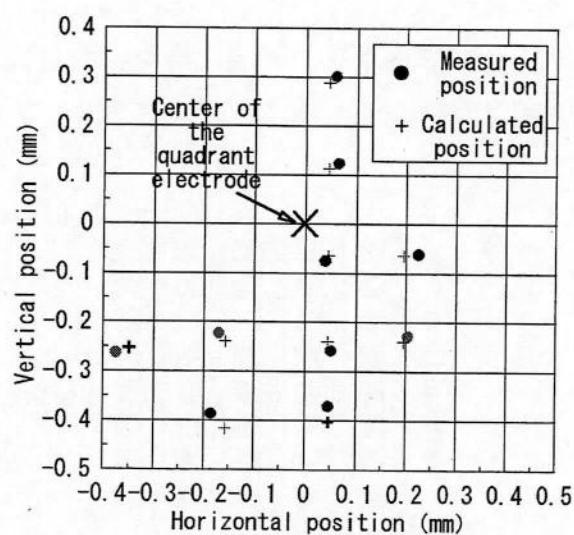


図 3.6 4分割ビームモニタリングシステムによるビーム軌道位置測定結果の例

3. 3 CCD ビームプロファイルモニター

3. 3. 1 はじめに

CCD (Charge-Coupled Device) は入射した光子を信号電荷に変換することで撮像を行う素子であり、現在、デジタルビデオカメラ、スタイルカメラ、スキャナーなど、画像をデジタル情報として扱うための機器に広く利用されている。これらのイメージング機器はコンピューターを利用した画像処理や診断において欠くことのできないものであり、それらの技術は進歩しつづけている。科学技術分野においては特に X 線による天体観測等に利用されている [7]。

CCD 素子は一般に光を感知するために開発されたものであるが、その構造は荷電粒子を測定するための一般的な半導体検出器と類似しており、素子にエネルギーをもつ荷電粒子が入射すると光子と同様に信号電荷が生成される。そこで、市販の CCD カメラモジュールを低エネルギーマイクロシングルイオンプローブ実験装置の簡便なビームプロファイルモニターとして使用することを試みた。また、X 線および MeV 領域の単一荷電粒子入射に対する応答や高エネルギーイオンビームのプロファイル像の取得に関する報告はあるものの [8-15]、低エネルギーのイオンビームに対する報告は全く見られない。そこで、CCD 素子のビームプロファイルモニターとしての応答を詳細に調べた [16]。用いた白黒 CCD 素子は一般に報告されている科学計測用のものではなく、安価に入手可能な TV 信号出力用のものである。

3. 3. 2 CCD 素子の構造と入射イオンの検出

図 3.7 にインライン型 CCD 撮像素子の表面構造を示す [17]。素子面には受光部と垂直シフトレジスタからなる画素が約 500×500 並べられており、単位構造である 1 画素は受

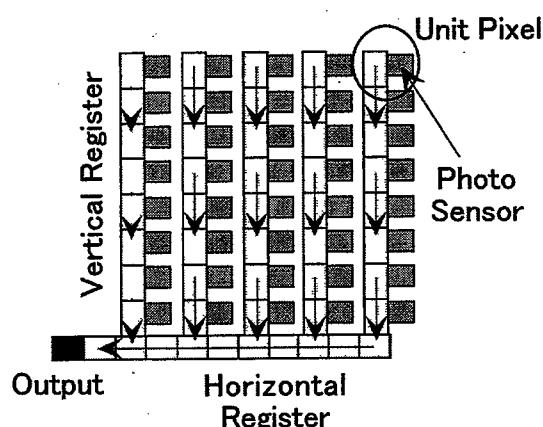


図 3.7 インライン型 CCD 撮像素子の表面構造

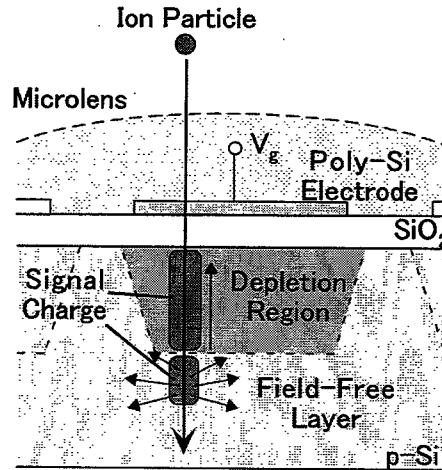


図 3.8 MOS 型フォトセンサーの断面図

光部と垂直転送レジスタからなる。図 3.8 に MOS 型の受光部の断面を示す。p 型シリコンの基板上に SiO_2 絶縁層およびポリシリコン電極が作られており、ゲート電圧が印加されることにより電極の下には空乏層が形成される。ポリシリコン電極は透明であり、通常の撮像においては透過した光子が空乏層中に信号電荷を生成する。空乏層中の信号電荷は一定時間蓄積され、その量は入射光子の数を反映する。信号電荷は一定時間ごとに垂直シフトレジスタおよび水平シフトレジスタを介して伝達され、電子回路により映像信号に変換される。

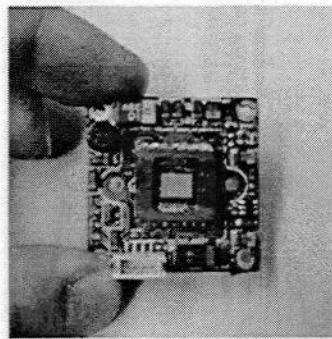
イオンビームが空乏層に達すれば光子と同様に信号電荷を生成し、プロファイル像が得られる。一般的な市販の CCD 摄像素子の絶縁層および電極上は、集光効率を上げるためのポリエチレン製マイクロレンズで覆われている [18]。これらの不感層の存在が観測可能なイオン粒子のエネルギーの下限を決定する。

高エネルギーのイオン粒子が入射した場合、空乏層外で信号電荷を生成する可能性がある。空乏層外の信号電荷は周囲へ拡散し、その一部は上部もしくは隣接する画素の空乏層に到達する。これは像をぼやけさせる原因となり、プロファイル測定においては位置分解能の低下を引き起こす [9]。

光子およびイオンビーム入射共通の現象としてブルーミングがある。これは非常に多くの信号電化が形成されて1画素の容量を超えた場合に、周囲の画素に信号電荷が溢れ出す現象であり、像がぼやける原因となり得る。構造上、垂直方向に溢れ出しやすい。

3. 3. 3 応答測定実験および結果

イオンビームプロファイル測定には ICX054 および MN3716 の型番をもつ CCD 摄像素子が組み込まれた 2 種類のカメラモジュールを用いた。カメラモジュールの型番は各々、6AE4U2JCA054N および BS7259 である。BS7259 カメラモジュールの写真を図 3.9 に示す。



松下電子工業製 BS7259

図 3.9 ビームモニターとして使用した CCD カメラモジュール

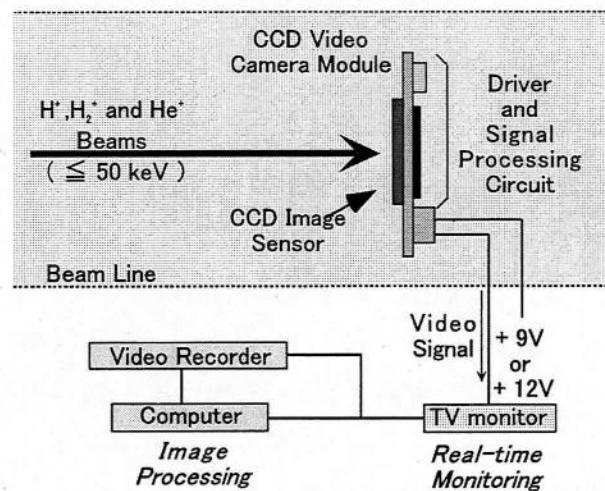


図 3.10 CCD カメラモジュールを用いたビームプロファイル測定系の概略図

これらのモジュールの CCD 素子は共に 1/3 インチ白黒インターライン型である。画素数は約 250,000 (~ 510 画素 (水平) $\times \sim 490$ 画素 (垂直))、画素サイズは $9.6 \mu\text{m}$ (水平) $\times 7.5 \mu\text{m}$ (垂直) である。素子の駆動および出力を映像へ変換するための電子回路はすべてモジュール上に搭載されており、+9 V もしくは +12 V 直流電圧の供給のみにより、素子の捉えた像を EIA ビデオ信号 (カラーの NTSC に対し、白黒は EIA) として得られる。

プロファイル測定では光学レンズや保護カバーを取り外して改造した CCD カメラモジュールを図 3.10 に示すようにビームライン中に挿入し、イオンビームを素子面に直接入射させた。カメラモジュールの出力ビデオ信号は TV モニターに映し出し、イオンビーム入射に対する応答のリアルタイム観察を行った。また、同時に output 信号をビデオレコーダーおよびコンピューターに送り、映像の処理および詳細な解析を行った。

本章においてイオン入射に対する応答測定結果として示す画像は出力ビデオ信号をコンピューターに取り込んで得られたものである。垂直方向に関しては、CCD 素子の 1 画素はコンピューター上の 1 ピクセルに正確に対応していると考えられる。一方、水平方向に関しては、CCD 素子の 1 画素がコンピューター上の ~ 1.3 ピクセルに対応すると考えられ、このずれを考慮して解析を行った。また、明るさに関する情報は 8 ビット (256 段階) に

量子化される。

以下に CCD 素子の低エネルギーイオンに対する応答を詳しく調べた結果について述べる。入射するイオン種、エネルギーおよび電流密度と映像輝度の関係、照射損傷の影響、プロファイル測定における空間分解および画素内の応答分布について詳細に調べた。

図 3.11 は CCD カメラモジュール 6AE4U2JCA054N により得られた 40 keV H_2^+ ビームのプロファイル観察例である。このモジュールに、 $100 \mu m \phi$ のアパーチャーでコリメータした均一な電流密度分布をもつ 35 keV および 40 keV H_2^+ ビーム、40 keV He^+ ビームを入射させ、ビーム電流密度と映像信号に現れるビームプロファイルの輝度との関係を調べた結果を図 3.12 に示す。横軸の電流密度は 0.1 pA/ 画素が、素子の信号電荷蓄積時間である 1/60 秒の間に 1 画素に 1.0×10^4 個のイオン粒子が入射することに相当する。縦軸の輝度は画像をコンピューターに取り込み、デジタル化された際にコンピューター画像において明るさを表す値である。ビーム電流密度に応じた輝度の像が得られ、CCD カメラモジュールによりビーム電流密度分布の測定、すなわちビームプロファイルの測定が行

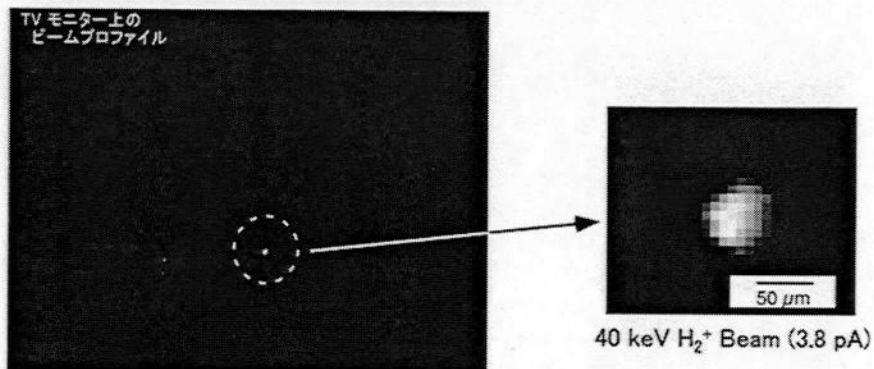


図 3.11 観測されるビームプロファイルの例 (CCD モジュール : 6AE4U2JCA054N)

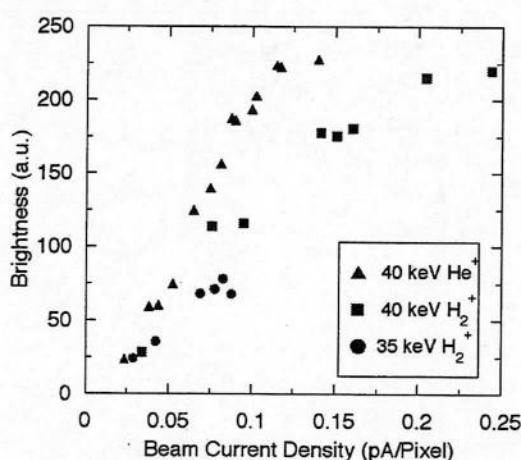


図 3.12 ビーム電流密度と映像信号における輝度との関係 (CCD モジュール : 6AE4U2JCA054N)

えることを確認した。このカメラモジュールの暗電流（漏れ電流）によるノイズは輝度で5程度であった。輝度がビーム電流密度に比例しないのはカメラモジュールの信号処理回路が光学撮像に適した補正を行うためと考えられる。光の入射量と輝度との関係を測定した際にも同様の応答が得られた。

もう一方のCCDカメラモジュールBS7259に対して行った同様の応答測定においては、单一イオン粒子の入射に対する応答が観測された。図3.13に $100\mu\text{m}\phi$ のアーチャーでコリメートした45 keV He^+ ビームに対する応答例を示す。ビーム電流値は～0.001 pAであり、CCD素子の信号電荷蓄積時間である1/60秒の間に1画素当たりに入射する平均イオン個数は0.9個である。そのため、図3.13に見られる各々の点は单一イオン粒子によるものと考えられる。照射を行った H^+ 、 H_2^+ および He^+ について同様の单一イオン粒子に対する応答を確認した。図3.14に各イオンに対するエネルギーと輝度との関係を示す。暗電流によるノイズの輝度は30程度であった。このモジュールを用いたプロファイル測定においては、単一粒子に対する応答の重ね合わせにより像が形成される。図3.15に35

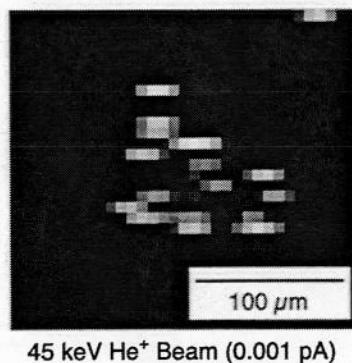


図3.13 $100\mu\text{m}\phi$ アーチャーによりコリメートしたビームのプロファイル像
(CCDモジュール: BS7259)

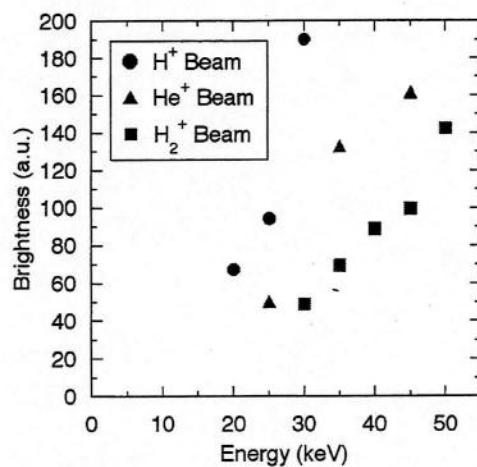


図3.14 イオン種およびエネルギーと単一イオン入射によるスポットの輝度との関係
(CCDモジュール: BS7259)

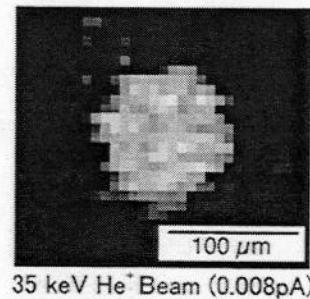
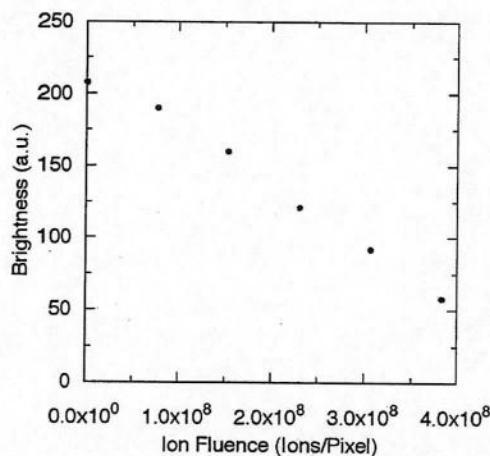


図 3.15 単一イオンに対する応答の重なりにより得られるビームプロファイル
(CCD モジュール : BS7259)

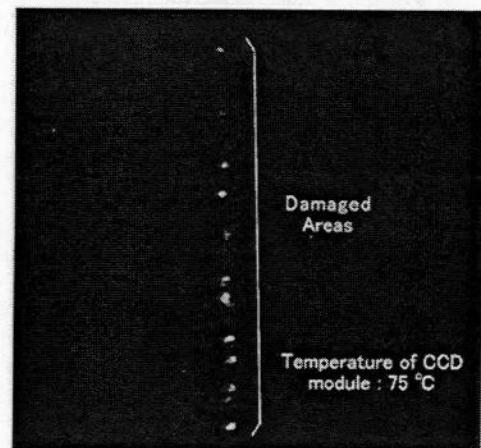
keV He⁺ ビームのプロファイル測定結果例を示す。

応答測定を行った 2 つの CCD カメラモジュールはイオン粒子に対する感度が大きく異なった。動作原理や基本構造は同様であるものの、受光部の大きさや不感層であるマイクロレンズ、電極、絶縁膜の厚みおよび配置が異なるためと考えられる。また、イオン種による輝度の違いは CCD 内における飛程が異なることによる。H⁺ ビームと He⁺ ビームでは He 粒子の方が短い飛程をもつために不感層におけるエネルギーの損失が大きくなり、空乏層内で生成される信号電荷が少なくなる。また、H₂⁺ ビームでは入射直後に、元のビームの 1/2 のエネルギーを持つ 2 つの H⁺ 粒子に分かれる。そのために飛程が短くなり同じエネルギーの H⁺ ビームに比べて生成される信号電荷が少なくなると考えられる。

長時間のイオン照射により CCD 素子は損傷を受ける。カメラモジュール 6AE4U2JCA054N の CCD 素子内の同じ位置に 40 keV He⁺ ビームを照射し続けた際の輝度の変化を図 3.16 (a) に示す。照射量とともに輝度の低下が生じた。照射により空乏層内に捕獲および再結合準位が形成されたためと考えられる。また、真空中における長時間の使用においてカメラ



(a) 同一部位への照射量と輝度の関係



(b) 損傷に伴う漏れ電流の増大

図 3.16 照射損傷による輝度の低下 (CCD モジュール : 6AE4U2JCA054N)

ユニットの温度が上昇した際、過去に損傷を受けた部分が漏れ電流増加によって図 3.16 (b) のように確認された。この画像はビーム照射を行っていない時のものである。なお、図 3.16 (a) に示した結果では 2 分毎に輝度の変化をプロットしている。実際にビーム診断に使用する際のプロファイル測定は 1 分程度であり、入射位置も変わるために、損傷の影響はほとんど受けない。

CCD カメラモジュール BS7259 に、画素サイズよりも細く集束させた 35 keV H_2^+ ビームを照射した際の応答を図 3.17 (a) に示す。素子面におけるビームスポットサイズはナイフエッジ法により測定し、 $2.6 \mu \text{m}$ (水平) $\times 3.0 \mu \text{m}$ (垂直) であった。また、図 3.17 (b) には 45 keV He^+ の単一イオン粒子が入射した際のスポット像を示す。両方のビームスポット像とも水平方向において約 5 画素の拡がりが見られる。図 3.17 (b) の水平方向の輝度を図 3.18 に示す。コンピューター画像上における 1 ピクセルは $7.5 \mu \text{m} \times 7.5 \mu \text{m}$ に相当するため、半値幅を分解能とすると、 $25 \mu \text{m}$ 程度となる。この水平方向への拡がりはカメラモジュールの出力映像を直接 TV モニターで観察した際にも見られる。そのため、コンピューターへの取り込み処理によるものではなく、カメラモジュール自体の信号転送および処理回路の特性により生じるものと考えられる。また、入射させたイオンは空乏層よりも深い位置に

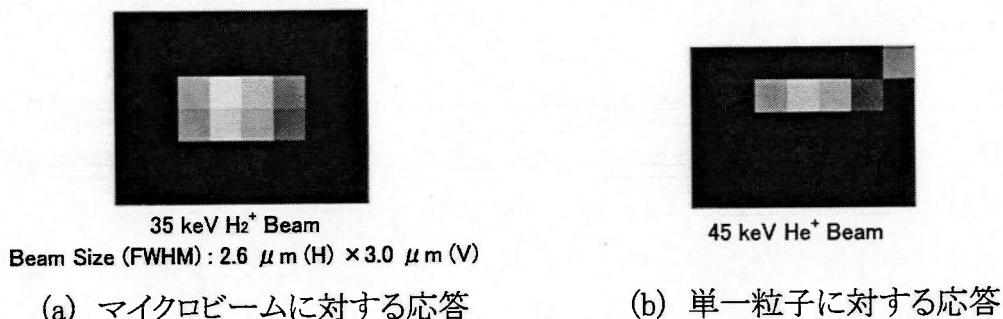


図 3.17 マイクロビームおよび単一粒子入射に対する応答 (CCD モジュール : BS7259)

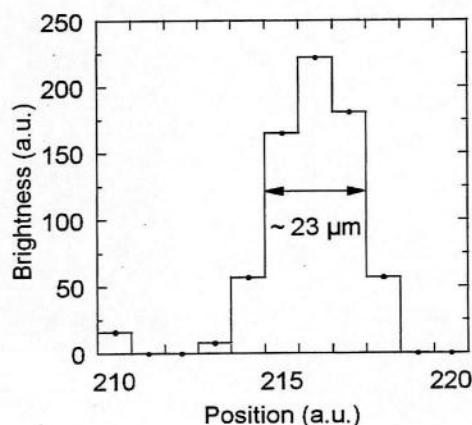


図 3.18 図 3.17 (b) に示したスポットの水平方向輝度分布

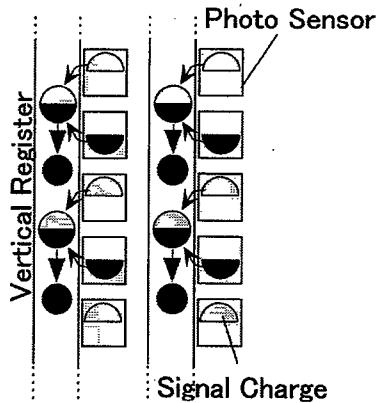


図 3.19 フィールド蓄積モードによる信号電荷の読み出し

到達する飛程を持たないと考えられることや垂直方向への拡がりが観測されないことから、3.3.2 に述べた空乏層外における電荷生成および拡散は生じていないと考えられる。

垂直方向に関しては、マイクロビームを入射した際に 2 画素の拡がりが見られたが、单一イオン粒子の入射では拡がりは全く見られなかった。これは映像の EIA 規格と使用した CCD 素子における信号電荷の転送方式に起因すると考えられる。図 3.19 にインタライン CCD 素子のフィールド蓄積モードと呼ばれる信号の読み出し方式を示す [18]。この方式においては受光効率を上げるために上下 2 つの画素の信号電荷が足し合わされて読み出される。一方、一般的な映像方式である EIA 方式では～490 本の水平走査線が映像を構成する。そして奇数および偶数の水平走査線は 1/60 秒ずれて、各々 1/30 秒毎に交互に更新される。このインタレース方式の画像構成の際に、奇数および偶数の両方の水平走査線に対して同じ 2 画素を組にした信号が送られることになる。そのため、直流のマイクロビームが照射されている場合には、スポットサイズが 1 画素より小さい場合でも必ず映像の 2 本の水平走査線にまたがる像が観測されることになる。一方、单一粒子の入射の場合には、入射タイミングに応じて、奇数もしくは偶数のどちらかの水平検査線上に現れ、2 本の走査線に拡がって見えることはない。以上のことから、今回用いた CCD カメラモジュールの垂直方向の空間分解能は 2 画素分、～15 μm となる。

1 画素内の感度分布を調べるために 35 keV H_2^+ マイクロビームを用いて素子面上を一定間隔毎に走査した結果を図 3.20 に示す。ビームの径は 4.0 μm (水平) \times 3.6 μm (垂直) であり、1 画素よりも小さい。各位置においてビームスポットを一定時間停止させ、ビームスポットの輝度を平均化して測定した。図 3.20 (a) は 31 μm (水平) \times 28 μm (垂直) の範囲を走査した結果であり、これは 3.2 画素 (水平) \times 3.7 画素 (垂直) の範囲に相当する。明るい部分が低エネルギーイオンに対して感度の高い部分を表す。明るい縦の列はフォトセンサーの位置に対応し、その間の暗い列が垂直転送レジスタに対応していると考えられる。さらに、狭い領域を走査した結果を図 3.20 (b) に示す。2.6 μm (水平) \times

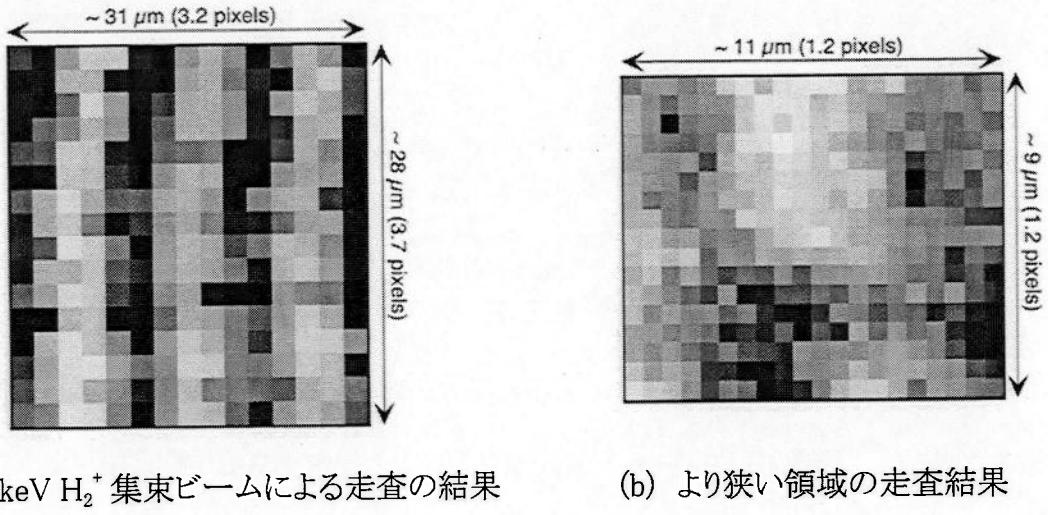


図 3.20 マイクロビームを用いた走査による画素内感度分布測定結果

3.0 μm (垂直) の径をもつマイクロビームを用い、1.2 画素 (水平) \times 1.2 画素 (垂直) に相当する 9 μm (水平) \times 11 μm (垂直) の範囲を走査した。粗い走査では確認されなかった水平方向にも感度の低い列が見られる。以上のような画素内の感度分布は画素サイズよりも小さく集束させたビームの観測に影響をおぼす。

3. 4 固体飛跡検出器によるビームプロファイル測定

3. 4. 1 はじめに

固体飛跡検出器は原子力分野、核物理、保健物理等の分野において、エネルギー粒子に対する簡便な時間積分型検出器として広く用いられている。そのなかでも特に知られている CR-39 は高エネルギーの電子や光子にほとんど感度を持たないため、イオンビームの診断にも有効であると考えられる。開発したマイクロシングルイオンプローブ装置においてもこの検出器に対するイオン照射実験を行い、低エネルギーイオンビームに有感であることを確かめられており [19]、第 5 章に述べるビーム走査精度の確認などに使用している。この章では CR-39 をマイクロビームのプロファイル測定に適用し、空間分解能、最適エッチング条件およびビーム条件による応答の違いを調べた結果について述べている [20]。

3. 4. 2 CR-39 のイオンビーム応答測定実験

ビームプロファイル測定実験では、図 3.21 に示すように、1mm 厚 CR-39 飛跡検出器 BARYOTRAK をターゲットチャンバーの中心に置き、100 μm のアーチャーによりコリメー

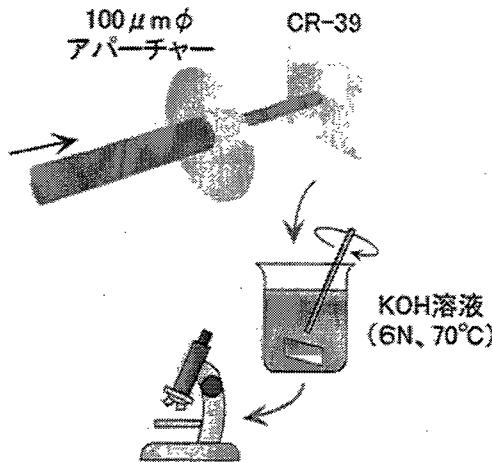


図 3.21 CR-39 によるビームプロファイル測定の概略図

トした 3 keV から 20 keV の H^+ および He^+ ビームを $\sim 10^{12}$ 個 / mm^2 照射した。ビーム照射後直ちに CR-39 を KOH 溶液中に入れ、攪拌しながらながら化学エッチングを行った。KOH 溶液は 6 標準、温度は 70°C とした。エッチング後の CR-39 の表面をノマルスキーモード顕微鏡で観察した。顕微鏡の捉えた像は CCD カメラを用いてコンピューターに取り込み、画像処理を行った。コンピューター画像上においては $0.17 \mu m$ / ピクセルであり、明るさは 256 段階にデジタル化されている。画像処理によりビームの照射部位と未照射部位のコントラストを強調し、アパーチャーのビーム通過孔の形状と比較を行い、およその空間分解能を調べた。プロファイル像の鮮明度は輪郭のコントラストと輪郭の太さの比により表した。すなわち、輪郭のコントラストがよりはつきりしており、かつ、輪郭がより細い像がより鮮明であるとしている。鮮明なプロファイル像を得るためにエッチング時間や入射させるイオンの種類、エネルギーによる違いを調べた。以下に測定の結果について述べる。

図 3.22 (a) に 10 keV の H^+ ビームを照射した後にエッチングを行った CR-39 表面の観察結果例を示す。5 分間のエッチングにより鮮明な像が得られている。図 3.22 (b) にはビームのコリメートに使用したアパーチャーの顕微鏡像を示す。ビーム通過孔の周囲には汚れが付着している。図 3.22 (a) に示した CR-39 によって得られた像の輪郭のがたつきは、アパーチャー孔の観察結果と良く一致している。 $1 \mu m$ 程度のアパーチャー孔周囲の凹凸を正確に反映していることから、CR-39 はアパーチャーを通過させた μm オーダーのビームプロファイルの測定に有効であることがわかった。

図 3.22 (c) に同じビームを照射し、130 分間のエッチングを行った際のプロファイルを示す。エッチング時間の延長によって、図 3.22 (a) の結果と比較して像が不鮮明になっていることがわかる。エッチング時間と像の鮮明度の関係を図 3.23 に示している。全て、 H^+ ビームを 10^{12} 個 / mm^2 まで照射した結果である。長時間のエッチングは照射部位と非照射部位のエッチングによる段差を滑らかにし、輪郭の鮮明度を下げる。

図 3.22 (d) に、より低エネルギーの 3 keV H^+ ビームのプロファイル像を示す。図 3.22 (a)

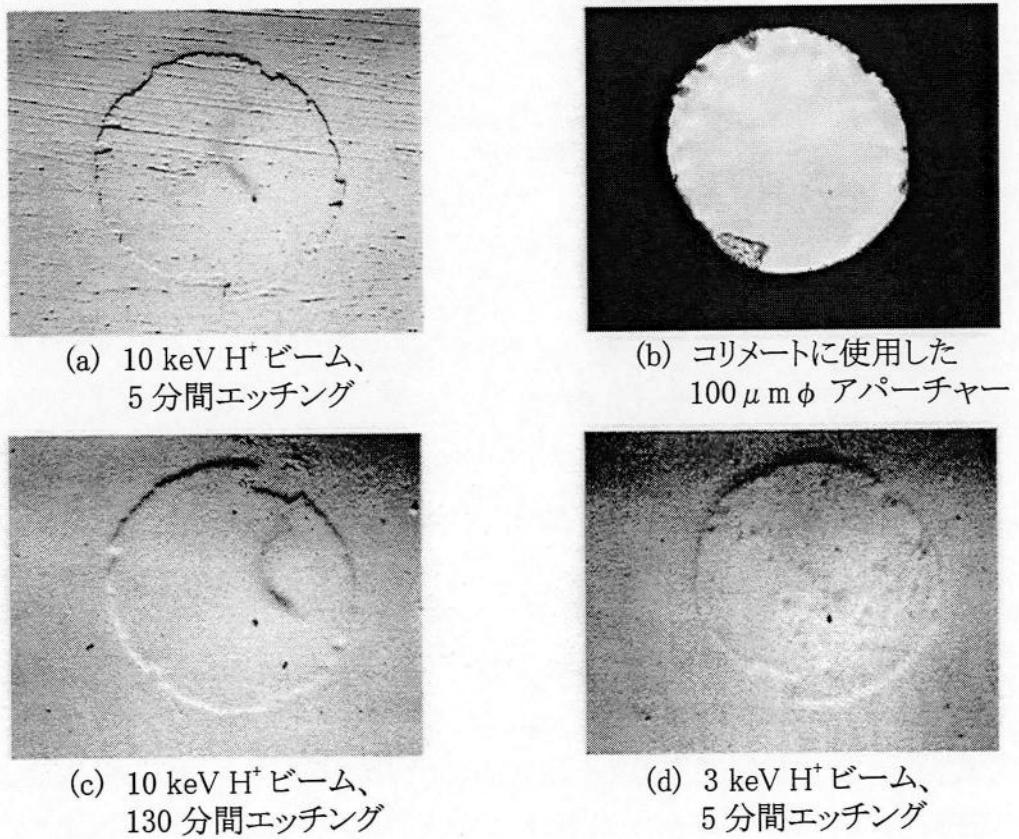


図 3.22 CR-39 により得られたビームプロファイル例および
ビームを通過させたアペーチャー

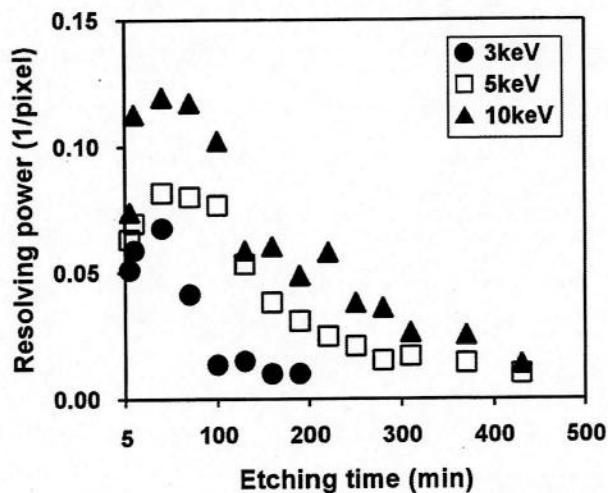


図 3.23 エッチング時間とプロファイル輪郭の鮮明度との関係

と比較して、かなり不鮮明である。図 3.23 にはビームエネルギーと鮮明度の関係もプロットしている。図 3.24 に示すように、多数のイオン粒子の飛跡に沿ってエッチングされた窪みであるエッチピットの集まりがプロファイルとして観察される。エッチングの最適時間はエネルギーによらず、ほぼ同じであることから、ビーム照射部位の深さは入射イオンの飛程と

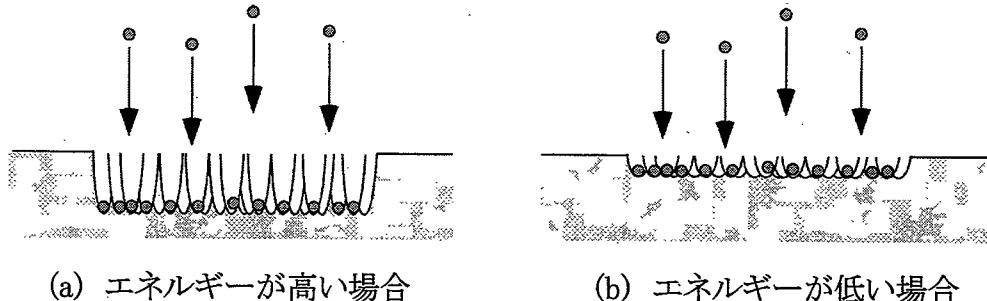


図 3.24 飛跡に沿ったエッチングによるプロファイル形成のイメージ

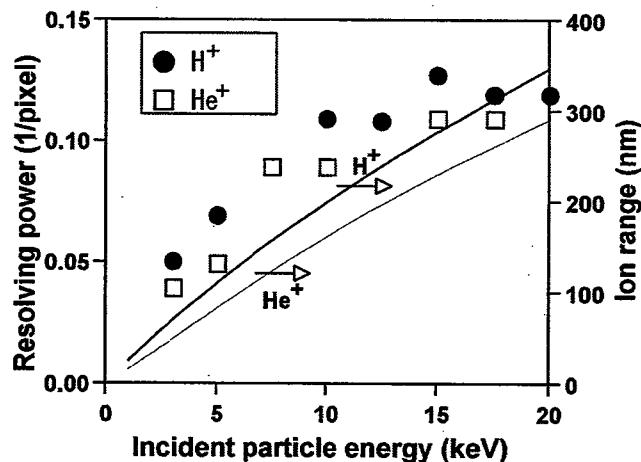


図 3.25 イオンエネルギーとプロファイル輪郭の鮮明度

同程度と考えられる。飛程が長いイオン粒子はより深いエッチピットを形成するため輪郭は鮮明となる。

H^+ と He^+ ビームに対するプロファイル像には大きな違いは見られなかった。図 3.25 に最適時間のエッチング後に測定した H^+ および He^+ ビームに対するプロファイル像の鮮明度を示している。また、荷電粒子輸送計算コード TRIM により計算した CR-39 中における飛程も示している。プロファイル像の鮮明度と良く似た傾向が確認された。

3.5 結言

本装置に適したビーム診断方法として開発もしくは適用を試みた、4分割電極ビームモニタリングシステム、CCD ビームプロファイルモニターおよび固体飛跡検出器 CR-39 によるプロファイル測定について述べた。

新しく開発した 4 分割扇形電極を用いたモニタリング方法は、ビーム偏向のみにより、2 方向のプロファイルおよび軌道位置を同時に測定することができる。特性試験を行い、プロファイルおよび軌道位置ともに $\sim 30 \mu m$ の精度で測定できることを確認した。ビームを調

整する間、試料にビーム照射が行われないため、長時間の照射実験におけるビーム状態変動の感知および調整にも有効な方法であると考えられる。第4章において、このモニタリング方法を利用したビーム自動調整システムについて述べている。

市販のCCDカメラモジュールの受光部分を改造して低エネルギーイオンビーム測定に適用し、簡便なリアルタイムプロファイルモニターとして有効であることを確かめた。機種によつては単一イオン粒子の入射に対して十分な感度を持つことがわかつた。マイクロビームおよびシングルイオンビーム照射により応答を詳細に調べた結果、素子自体は～1画素の空間分解能を持つと考えられるものの、カメラモジュールの信号処理の特性から、水平～25 μ m、垂直～15 μ mの空間分解能となることがわかつた。数mmから数10 μ m程度の径をもつビームのリアルタイム調整に非常に有効であった。

固体飛跡検出器CR-39についてはアパーチャー通過後のビームプロファイル測定への適用を試みた。適切な時間の化学エッチングを行つた後に光学顕微鏡による観察を行うことにより、～1 μ mの精度でその輪郭を測定できることを確認した。

第3章 参考文献

- [1] C. Alaime, L. Bonnet, Ph. Deschepper, L. Palfy and P. Pellegrin; "A versatile dual grid-type beam scanner", *Nucl. Instrum. Meth.*, 189, pp. 357-359, 1981.
- [2] V.N. Volkov, V.B. Vykhotets, I.K. Golubkov, S.M. Klotsman, P.V. Lerkh and V.A. Pavlov; "Accurate light ion beam monitoring by backscattering", *Nucl. Instrum. Meth.*, 205, pp. 73-77, 1983.
- [3] F. Watt; "Summary of the workshop on microbeam resolution measurement", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 104, pp. 647-648, 1995.
- [4] E. Takasaki and W. Xu; "Test of the non-destructive beam profile monitor", *Jaeri-Conf*, 94-003, pp. 266-268, 1994.
- [5] S. Nishiyama, H. Itoh, S. Tomioka and T. Enoto; "Electron linac beam position monitor using slot antennas", *JAERI-Conf*, 94-003, pp. 254-256, 1994.
- [6] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; "Beam monitoring system for ion beam irradiation experiments", *Proc. 12th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 98-4, pp. 46-55, 1998.
- [7] N. Meidinger, B. Schmalhofer and L. Struder; "Alpha particles, proton and X-ray damage in fully depleted PN-junction CCD detectors for X-ray imaging and spectroscopy", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 45, pp. 2849-2856, 1998.
- [8] D.H. Lumb and J.A. Nousek; "Energy and time response of CCD X-ray detectors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 39, pp. 1379-1383, 1992.
- [9] A. Owens, T. Mineo, K.J. McCarthy, A. Wells; "Event recognition in X-ray CCDs", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 346, pp. 335-365, 1994.
- [10] K.H. Schmidt, M. Bogner, G. Buschhorn, R. Kotthaus, R. Oberhuber and M. Rzepka; "X-ray polarimetry and position measurement using the photoeffect and charge diffusion in a CCD", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 367, pp. 215-219, 1995.
- [11] H. Tsunemi, K. Yoshida and S. Kitamoto; "New technique of the X-ray efficiency measurement of a charge-coupled device with a subpixel resolution", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.36, pp. 2906-2911, 1997.

- [12] A.D. Bross and D.B. Clegg; "Performance of radiation hard CCDs as Tracking devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 33, pp. 155-162, 1986.
- [13] D. Beavis, E. Debbe, M.J. LeVine, J.H. Van Dijk, H.E. Wegner, Y. Ikeda and T. Sugitate; "A CCD beam profile monitor for 14.6 GeV/amu ^{16}O ions", *US DOE Rep.*, BNL-39567, 1987.
- [14] T.S. Lomheim, R.M. Shima, J.R. Angione, W.F. Woodward, D.J. Asman, R.A. Keller and L.W. Schumann; "Imaging charge-coupled device (CCD) transient response to 17 and 50 MeV proton and heavy-ion irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 37, pp. 1876-1885, 1990..
- [15] P. Acton, G. Agnew, R. Cotton, S. Hedges, A.K. McKemey, M. Robbins, T. Roy, S.J. Watts, C.J.S. Damerell, R.L. English, A.R. Gillman, A.L. Lintern, D. Su and F.J. Wickens; "Future potential of charge coupled devices as detectors if ionising radiation", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 305, pp. 504-511, 1991.
- [16] T. Tanaka, Y. Tanimura and T. Iida; "Response of CCD Image sensor to low energy ion beam", *Proc. 13th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 99-8, pp. 27-36, 1999.
- [17] M.J. Howes and D.V. Morgan; "Charge-coupled devices and systems", John Wiley & Sons Ltd., 1979.
- [18] "Semiconductor selection guide – CCD camera system autumn '98", SONY, 1998.
- [19] 横内 由充; "高分子 (固体飛跡検出器 CR-39) とイオンビームの相互作用に関する研究", 大阪大学大学院工学科 電子情報エネルギー工学専攻 修士論文, 1999.
- [20] 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", *Radiation Measurements*, Vol. 31, pp. 253-256, 1999.

第4章 シングルイオンマイクロプローブのための ビーム自動調整システム

4.1 緒言

イオンビーム実験装置において、要求される条件を満たすビームを試料へ照射するためには様々なパラメーターの適切な調整が必要となる。特に開発した装置は幅広いエネルギー範囲の様々なイオン種を照射することに加えて、実験内容に適した構成の変更も行われるため、条件によって最適なパラメーターは大きく異なる。さらに、複数のパラメーターを同時に調整する対象が多いことから、実験者にとって大きな負担となる場合がある。そこで、運転支援および高精度照射実験における最適なビーム輸送のために、経験にたよらないコンピューターによるパラメーター自動調整を試みた。

本章では、まずパラメーター最適化のためのアルゴリズムの概要について説明する。次に、実際の照射装置への適用例を示す。3.2において述べた4分割電極を用いたビームモニタリングシステムとパラメーター最適化手法を組み合わせて構築したビーム調整システムおよびイオン源パラメーター自動最適化の例について述べる[1]。

4.2 シンプレックス法の概要

ビーム制御におけるパラメーターの調整としては、複数のレンズ電圧調整による集束ビーム径の最小化、偏向電極印加電圧調整によるビーム軌道位置の最適化、複数のイオン源パラメーター調整によるビーム電流値の最大化などが挙げられる。これらはビーム調整用パラメーターの組み合わせを n 次元ベクトル $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ 、測定値を目的関数 $f(\mathbf{x})$ として、 n 次元変数空間内において $f(\mathbf{x})$ が最小値もしくは最大値をとる \mathbf{x} を探索する問題に置き換えることができる。

理工学および社会分野のシステム最適化問題、すなわち与えられた制約条件の元で目的関数を最大化もしくは最小化する問題を解く手段として、様々な理論およびアルゴリズムが研究、開発されている[2-4]。イオンビーム制御における目的関数は未知の非線形関数であるため、非線形計画法のアルゴリズムからの選択を行った。多次元の最適化を扱うアルゴリズムとしては、ある点における目的関数の勾配を考慮した上で次に探索すべき方向を見出し、その直線上において1次元関数に対する最適化手法を繰り返すことにより、効率よく解を求めようとする方法が一般に用いられる。しかし、この方法では、探索のステップ数は少ないものの、1ステップの間に勾配を求め、さらに直線上における最大、最小の探索を反復して行うため、測定点は多くなる。また、イオンビームの調整では微小電流の測定などノイズが影響する対象も多く、勾配を求める際などに問題になることが考えら

れる。一方、これとは全く異なり、数学的な手法に頼らない、より直感的な方法としてシンプレス法がある（線形計画法で有名なシンプレス法とは異なる）。この方法では空間内の適当な数点において目的関数値を求め、そのうちで最も適さない点を捨て、より良い関数値をもつ点の探索を繰り返すことで、最大、最小に近づこうとするものである。ステップ数に関しては上記の方法と比較して劣る可能性が大きいが、1ステップの間に行う測定は探索点における目的関数値の取得のみと少なく、また、ノイズの影響も低減されると考えられる。巧みな方法であるにも関わらずプログラムはさほど複雑にならず、制約条件の組み込みおよび様々な制御対象への適用が容易であると考えられる[5-7]。本装置ではアルゴリズムとしてシンプレス法を採用し、実験装置における複数パラメーターの自動調整における有効性を調べた。

基本的なシンプレス法は勾配を利用しない試行探索法として Spendley らにより開発され、Nelder と Mead により改良された[8]。さらに、不等式制約を同時に取り扱うための拡張や、効率向上を目指す改良および評価がなされている[2, 3]。本装置では Nelder-Mead の修正シンプレス法を制御プログラムに組み込んだ。以下に、シンプレス法の概略について簡単に説明する。シンプレス法には次元の大きさに関する制約は特にないが、この章に示す図では、わかりやすさのために 2 次元についての例を示している。

目的関数値を最小とする n 個のパラメーターを求める問題は以下のように表せる。

$$\min_{x_1, \dots, x_n} f(x_1, \dots, x_n) \quad (4.1)$$

$$\text{subj to } l_j \leq x_j \leq u_j (j=1, \dots, n) \quad (4.2)$$

ここで、 x_1, x_2, \dots, x_n は独立変数、制約条件の l_i, u_j はパラメーターのとりうる範囲を示す定数である。まず、 n 次元空間内の式 4.2 を満たす領域に乱数によって $n+1$ 個の点を置き、シンプレスとよぶ図形を形成する。パラメーターが 2 個の場合、図 4.1 に示すように、2 次元平面内の三角形となる。次にシンプレスの頂点各々において目的関数値の測定と比較を行い、最も関数値の悪い頂点 x_w を決定する。シンプレス法の基本的な動作はこの最悪点 x_w を捨てて、より良い関数値を持つ新しい頂点を探索することである。新しい頂点を探索するための試行点 x_k は、最悪点 x_w を除く全ての頂点の中心 x_g を

$$x^G = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1, k \neq w}^n x^k \quad (4.3)$$

により求め、図 4.1 に示すように、 x_w を x_g に対して鏡映させて決定する。シンプレス法は基本的にこの鏡映を繰り返し行うことにより、図 4.2 に示すように、最適な変数の組み合わせに近づく。示した図は 2 つのレンズパラメーターの自動調整により、ビーム径の最小化を行う際の概念図である。なお、応答関数は全く未知の状態から探索を始める。

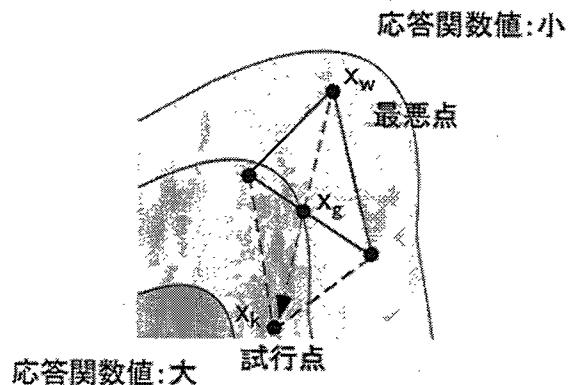


図 4.1 シンプレックス法の基本操作である最悪点の鏡映

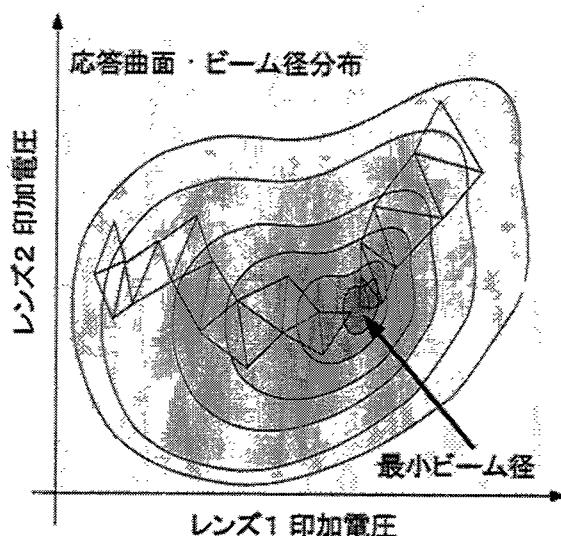


図 4.2 シンプレックス法による 2 パラメーターの最適値探索の概念

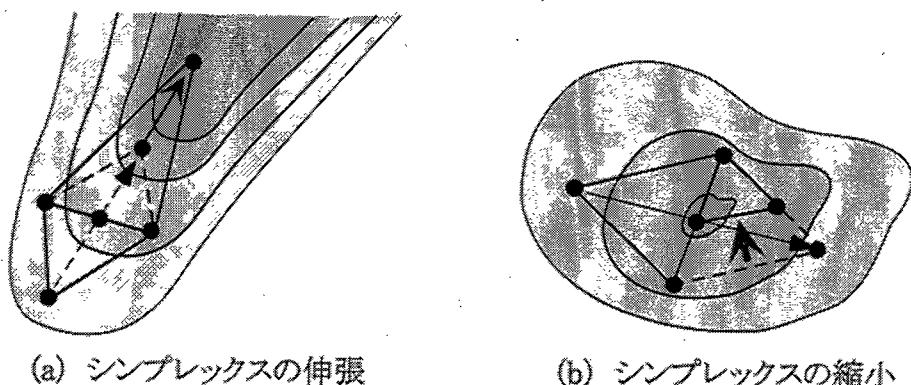


図 4.3 周囲の応答関数の状況に応じた操作

鏡映の操作を行う際、図 4.3 (a) に示すように、その延長上にさらに良い点が存在する場合にはシンプレックスの伸張を行う。また、図 4.3 (b) のように、細い谷や最適値の周囲では縮小の操作を行い、シンプレックスのサイズを小さくする。以上のような操作によって、シンプレックスの形および大きさは周囲の応答関数の状況に応じて巧みに変化する。

最適値への収束は

$$\begin{aligned}\bar{f} &= \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f(x^k) \\ \left[\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \{f(x^k) - \bar{f}\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} &< \varepsilon \end{aligned} \quad (5.4)$$

にしたがって判定する。しかし、目的関数の形状が複雑な場合には別の位置に求めるべき大局的な最適点が存在するにも関わらず、局所的な最適点に収束してしまうことがある。そのため、最適点に収束した後、再度シンプレックスの拡大を行って周辺を探索することで、大局的な最適点であることを確認する。

4. 3 イオンビーム照射装置への適用

実際の運転においてシンプレックス法に基づくビームパラメーターの自動最適化を試み、その有効性を調べた。シンプレックス法のアルゴリズムは C もしくは BASIC 言語で製作した。予め、論文に記載されているテスト関数 [9] 等でプログラムの挙動を確認した後、通常の手動制御用のプログラムと連動させて使用した。実際の装置制御においては目的関数値の取得の際に測定ノイズなどが含まれるため、数学的関数に対する適用の場合と同様に有効であるか、また、応答関数を運転者が把握することが困難である 3 次元、4 次元など高次元の対象に対しても適切な調整が行われるかを調べることが目的である。

3.2において述べた 4 分割電極を用いたビームモニタリングシステムとシンプレックス法を組み合わせて構築したビーム調整システムおよびイオン源のパラメーター自動調整に適用した例を以下に示す。

4. 4 自動ビームモニタリング・調整システム

4 分割電極を用いたビームモニタリングシステムにシンプレックス法に基づいたパラメーターの自動調整を組み込むことにより、自動ビームモニタリング・調整システムを構築し、その特性評価を行った。システムおよび特性評価試験の概略図を図 4.4 に示す。ビームライン中には中心にビーム通過孔の開いた 4 分割電極がビームモニターとして設置されている [10]。通常の照射ではビームは中心孔を通過してターゲットへ輸送される。ビーム診断の際には偏向電極により本来の軌道を中心として回転させ、ビームスポットが 4 分割電極上を移動する際の各扇形電極に注入する電流値の変化をコンピューターに取り込む。ビームプロファイルおよび本来のビーム軌道位置は電流波形から解析される。このモニタリング方法の詳細は 3.2 に述べている。このモニタリング方法を利用して、偏向電極印加電圧調整によるビーム軌道位置自動調整および静電レンズ印加電圧調整によるビーム集束

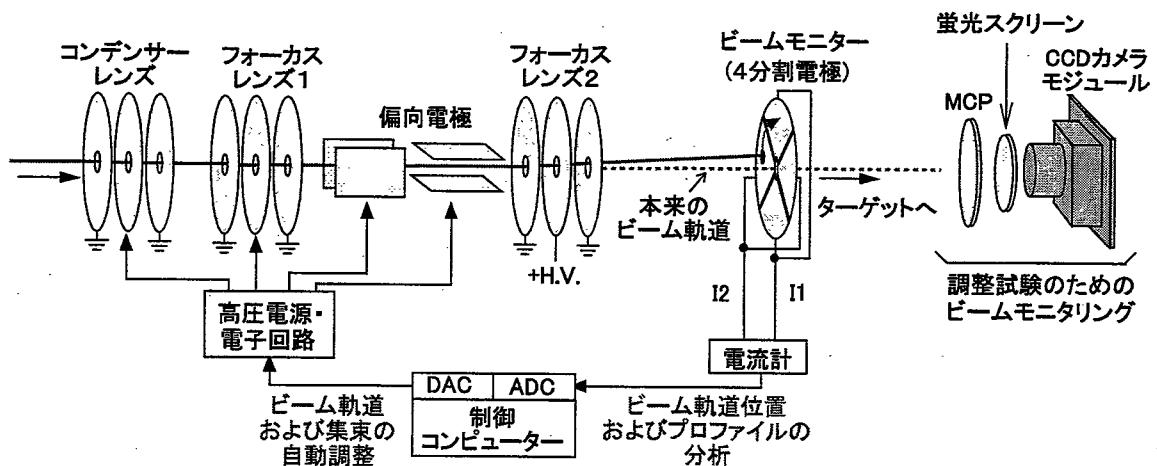
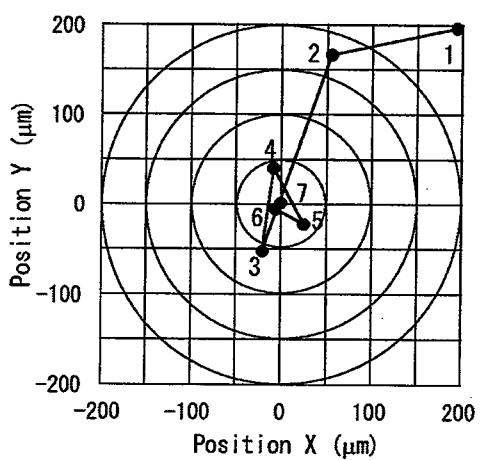


図 4.4 自動ビームモニタリング・調整システムの概略図

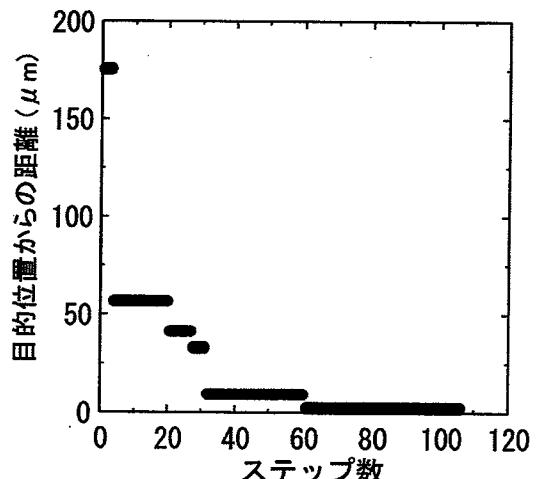
自動調整を試みた。

自動調整では、パラメーターをシンプレックス法に基づいて決定された組み合わせに設定した後、ビームモニタリングを行い、目的関数値に相当するビーム状態の測定値を得る。シンプレックスの頂点に相当する各々の組み合わせに対して測定値を取得し、それらの結果を比較した後、アルゴリズムにしたがって次の試行点である新たなパラメーターの組み合わせを求める。予め与えた収束条件を満たすまで、このパラメーター調整、ビーム状態の測定、新たな試行すべきパラメーターの算出を繰り返し、最適値の探索を続ける。

図 4.5 に 30 keV He^+ ビームに対して行ったビーム軌道自動調整の結果例を示す。調整したパラメーターは水平および垂直方向の軌道調整用偏向電極に印加する電圧であり、2 パラメーターの制御である。調整前のビーム軌道から離れた位置に新たに目標とする軌道を設定し、偏向電極電圧の自動調整により、ビームを目標軌道に近づけることを試みた。



(a) ビーム移動位置の動き

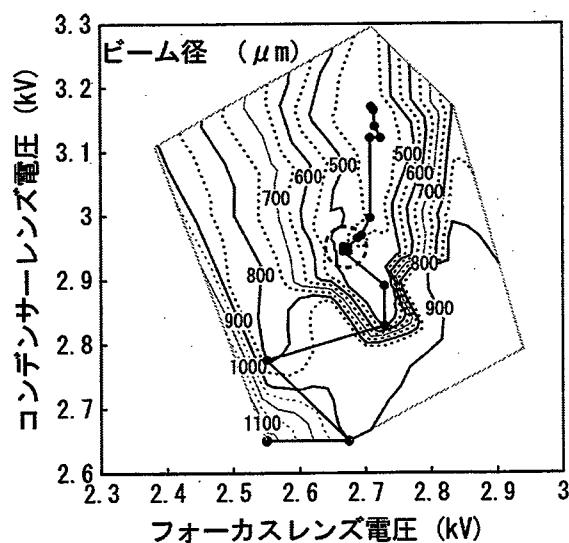


(b) 目標位置からの距離の推移

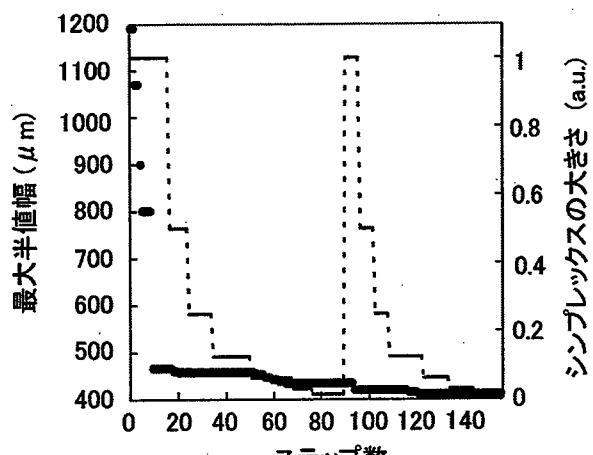
図 4.5 ビーム軌道位置自動調整の結果例

目的関数は目標軌道位置からの距離であり、その最小化を行った。図 4.5 (a)において、右上の1の番号をつけた点が調整前のビーム軌道位置、中心が目標軌道位置である。この図にはシンプレックス法に基づく探索により見出された最良点の動きのみをプロットしている。番号は見出された順序を表しており、適切に自動調整が行われている。実際には、探索の過程において図にプロットした点以外に多くの点で測定を行っている。図 5.5 (b)にこの自動調整のステップ数と目的軌道位置からの距離の推移を示す。横軸のステップ数がほぼ測定の回数に対応している。この調整では約 60 ステップで目的軌道に十分近づいている。

イオン銃が生成する 5 keV H^+ ビームに対して行ったビーム集束自動調整の結果例を図 4.6 に示す。調整したパラメーターはコンデンサー、フォーカスレンズ印加電圧および 2 方向の軌道調整用偏向電極に対する印加電圧の 4 つである。ビームモニタリングにより得られるプロファイルの半値幅をビーム径とし、その最小化を行った。ビーム集束の主要なパラメーターである 2 つの静電レンズ印加電圧を軸に取り、その動きをプロットした結果を図 4.6 (a) に示す。実際には 2 方向の軌道調整用偏向電極の印加電圧も同時に調整されている。図中の等高線は自動調整の際に取得した測定値をもとに描画したビーム径の分布である。調整前に $\sim 1100 \mu m$ であったビーム径を適切なレンズ電圧の調整により、最小ビーム径である $\sim 400 \mu m$ に集束された。この図に関しても最良点の動きのみをプロットしている。この調整におけるステップ数とビーム径の推移を図 4.6 (b) に示す。約 140 ステップで最小ビーム径に集束している。また、図中にはシンプレックスの大きさも示している。80 ステップ付近においてシンプレックスが小さくなっているのは、図 4.6 (a) に点線で囲んだ谷の端を局所的な最適点とみなして、探索が収束したことを示している。ここで探索を打ち切つ



(a) ビーム径最小化におけるパラメータ探索



(b) ビーム径および
シンプレックスサイズの推移

図 4.6 ビーム集束自動調整の結果例

た場合には、この点を最適点とみなしてしまう。このような場合を避けるために、最適点を見つけた後にもう一度シンプレックス、すなわち探索の範囲を広げて周囲の探索を行うようにプログラムされている。この例ではシンプレックスの再拡大によって、求めるべき最適点を適切に見出している。

以上の結果から本システムによる自動軌道調整および集束調整が適切に行われていることが確かめられた。試験の際には MCP 付き蛍光スクリーンによるビームプロファイルの直接リアルタイム観察による確認も行った。特にビーム集束の自動調整では主要な 2 つのパラメーターに加えて、別に微調整のための 2 つのパラメーターも制御しているが、適切な調整がなされた。自動調整においてはビーム状態の解析およびシンプレックス法に関する計算にはほとんど時間を要さなかった。ビーム状態の計測が所要時間を支配する。今回の試験では、ビーム電流値が小さいためにノイズの影響を低減する必要があり、一回の測定に 10 秒程度要した。そのため、これらの調整の所要時間は 10 分から 20 分程度であった。

本システムでは、ビームを回転させ続けることにより、調整中の試料へのビーム照射を避けることが可能である。パラメーターが最適値に収束した後にビーム軌道の回転を停止させ、要求された状態のビームのみを輸送することができる。そのため、長時間のビーム照射実験において一定時間ごとにモニタリングを行い、ビーム状態に変動が見られた際には自動調整を行うことにより、安定した照射を保つために有効であると考えられる。

4. 5 イオン源ビーム引出電極位置の自動調整

シンプレックス法のアルゴリズムに基づくパラメーター自動調整を、イオン源制御の一部に適用した例を示す。多次元パラメーターに対する有効性の検証を行うために、3 つのパラメーター制御を要するイオン源引出電極の位置自動調整を試みた。電極位置自動調整の概略図を図 4.7 に示す。制御対象のイオンビーム装置はバーナス型イオン源を備えており、フィラメントの放出する熱電子によりアーク放電を起こし、生成されたイオンを引出電極によりアークチャンバーにより引き出す。引出電極の位置制御パラメーターは水平、角度、ギャップの 3 つであり、そのいずれもが引き出されるビーム電流値に大きく影響する。また、各パラメーターの最適値は導入するガスやアーク電流値、チャンバー内の磁場強度等により異なる。

自動調整では電極位置を制御する 3 パラメーターを同時に変化させ、ビーム電流値の最大化を行った。調整開始時の初期シンプレックスの頂点、すなわちパラメーターの組み合わせを乱数により与え、電極位置を調整した後、分析マグネットを通過したビームの電流値をファラデーカップにより測定した。ビーム電流値をコンピューターに取り込み、各パラメーターに対する電流値をシンプレックス法のアルゴリズムに基づいて比較し、次に試行すべきパラメーターを算出した。電極位置調整、ビーム電流値測定および新しい試行点

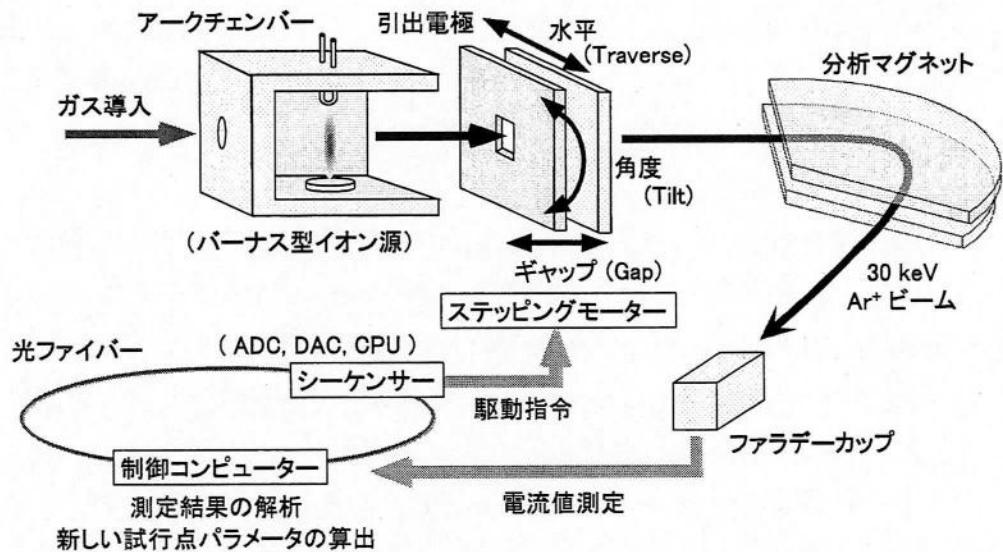
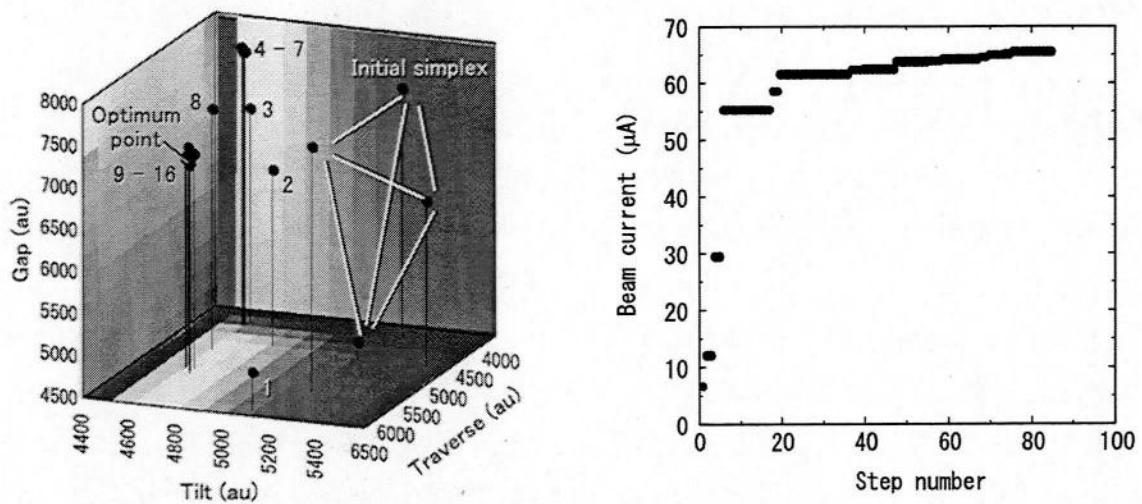


図 4.7 バーナスイオン源引出電極位置自動調整の概略

の算出を繰り返し、ビーム電流が最大値に収束するまでパラメーターの探索を行った。

図 4.8 (a) にイオン源引出電極位置自動調整の結果例を示す。各調整パラメーターを軸とする 3 次元空間内に最良点の推移をプロットしている。線で結んだ 4 面体が乱数で与えた初期シングレックスである。自動調整の妥当性を確認するために、得られた最適パラメーターを含む 3 つの 2 次元平面内においてビーム電流値の分布を測定した。3 次元グラフの各面に電流値分布の測定結果を貼り付けている。明るいほど電流値が大きいことを表しており、自動調整の結果、最適なパラメーターに適切に収束したことを確認した。図 4.8 (b) にこの調整におけるステップ数とビーム電流値の推移を示す。約 80 ステップ、すなわち 80 回程度のパラメーター調整と電流値測定により最適値に到達している。図 4.9 に全探索点の動きを示す。この調整においても右下図中の点線で囲んだ部分においてシングレックス



(a) 3 次元空間内におけるパラメーター探索

(b) 引出されるビーム電流値の推移

図 4.8 イオン源引出電極位置自動調整の結果例

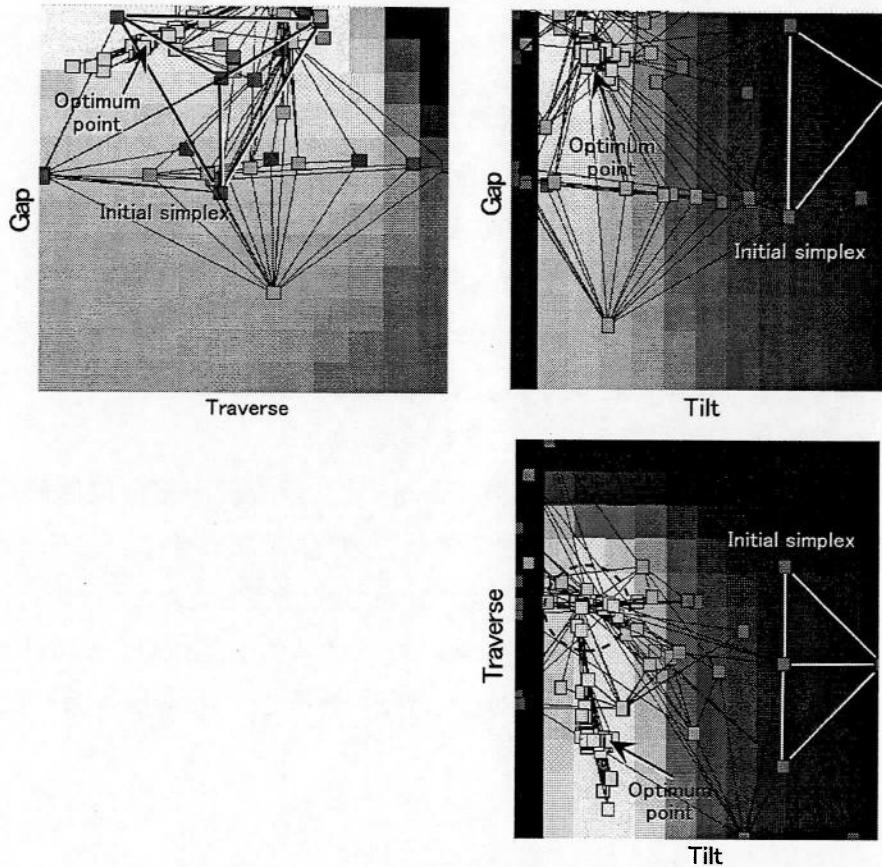


図 4.9 引出電極位置自動調整における探索過程の例

の収縮による探索の収束が見られたが、プログラムに予め組み込まれたシンプレックスサイズの再拡大によって、適切なパラメーターに到達している。3次元の探索において基本的なシンプレックス法のアルゴリズムのみを用いると、四面体のシンプレックスの高さが0となり、同じ平面内で探索を繰り返すようになる場合があった。プログラムに修正を加え、シンプレックスのつぶれを防いでいる。乱数により様々な初期シンプレックスを生成させ、適切な自動調整が行われることを確認した。この結果より、手動の調整では応答関数の直感的な把握が難しい3パラメーターの最適化においても、シンプレックス法が非常に有効であることを確認した。

本章に示した2つの適用例で用いたプログラムはデータ取得および制御に関する部分を除きほぼ共通であり、さらに他の対象への適用が容易に行える。シンプレックス法は応答関数が全く未知の状態から数学的な手法を用いずに最適値を探索するため、本装置のように照射条件や装置構成により応答関数が大きく変化する制御対象に非常に有効である。本章に示した適用例から基本的なシンプレックス法のアルゴリズムのみであっても十分な有効性を持つことが確認できたが、その方法は非常に直感的であるため、制御対象に合わせた細かい改良や要素の追加を行うことにより、さらに効率の良い自動制御が可能になると想られる。

4. 6 結言

イオンビーム照射装置の運転者支援および適切なビーム輸送のために、複数制御パラメーターの最適化による装置の自動制御を試みた。パラメーター最適化のアルゴリズムとしてシンプレックス法を採用し、その有効性を検証した。

第3章で述べた4分割電極ビームモニタリングシステムとシンプレックス法に基づくコンピュータープログラムを組み合わせて自動ビームモニタリング・調整システムを構築し、ビーム軌道位置およびビーム集束を試みた。特性試験の結果、2パラメーターおよび4パラメーターの自動調整が適切に行えていることを確認した。

また、3パラメーターの最適化が必要であるイオン源の引出電極位置制御にシンプレックス法を適用した。運転者が応答関数の分布を把握するのが難しい、3次元空間内における最適パラメーターの探索が適切に行えていることを確認した。

これら実際の装置に適用した結果からシンプレックス法に基づくビーム調整システムが本照射装置のパラメーター自動調整に非常に有効であることがわかり、様々な条件における最適制御が可能となった。

第4章 参考文献

- [1] T. Tanaka, F. Sato and T. Iida; "Automatic ion beam adjustment system based on simplex method", (to be accepted in *2001 IEEE Nuclear Science Symposium*).
- [2] 志水 清孝; "システム最適化論", コロナ社, 1975.
- [3] Edited by G.L. Nemhauser, A.H.G.R. Kan and M.J. Todd; "Optimization", Elsevier Science B. V., 1989, 伊理 正夫、今野 浩、刀根 薫 監訳; "最適化ハンドブック", 朝倉書店, 1995.
- [4] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky and W.T. Vetterling, 丹慶勝市他訳; "Numerical recipes in C [日本語版]", Cambridge University Press, 1988, 技術評論社, 1993.
- [5] L. Persson, U.A.S. Tapper, N.E.G. Lovestam and J. Pallon; "Development of an automatic ion beam focusing system for a nuclear microprobe", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 61, pp. 226-229, 1991.
- [6] F.V. Tome, M.J. Vargas and A.M. Sanchez; "SIMPLEX method for optimization of experiments – application to electrodeposition in alpha spectrometry", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 348, pp. 183-187, 1994.
- [7] W.R. Meier and E.C. Morse; "A nonlinear, multivariable method for fusion reactor blanket optimization", *Fusion Technol.*, Vol. 8, pp. 2665-2680, 1985.
- [8] J.A. Nelder and R. Mead; *Computer Journal*, Vol. 7, p.308, 1965.
- [9] P. Hedlund and A. Gustavsson; "Design and evaluation of an improved simplex method", *Anal. Chim. Acta*, 371, pp. 9-21, 1998.
- [10] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; " Beam monitoring system for ion beam irradiation experiments", *Proc. 12th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 98-4, pp. 46-55, 1998.

第5章 シングルイオンマイクロプローブの性能評価

5. 1 緒言

開発したシングルイオンマイクロプローブの主要な性能の試験を様々な粒子検出器を用いて行った。パルスビーム生成に関しては、1パルスに含まれるイオン粒子個数制御とシングルイオンビーム生成の確認、および最短パルス時間幅の測定を行った。マイクロビーム生成に関しては試料位置におけるビーム径測定および高精度ビーム走査の試験を行った[1]。以下に各々の試験方法と結果について述べる。

5. 2 パルスビーム性能

5. 2. 1 パルス強度の制御

1パルスに含まれるイオン粒子個数を Si-SSD（半導体粒子検出器）を用いて測定した。図 5.1 に測定の概略図を示す。イオン銃で生成される 5 keV の直流 He^+ ビームに対して、偏向電極に矩形波を印加してパルス化を行った。このパルスビームを 25 もしくは 35 keV に加速した後、Si-SSD に入射させて出力信号の波高分析、すなわち通常のエネルギースペクトル測定を行った。

Si-SSD に 1 個のイオン粒子が入射した際にはそのエネルギーに応じた波高を持つ信号が得られる。この測定系の応答時間よりも十分短い時間内に複数の粒子が入射した場合には、図 5.2 に示すように、出力信号のパイルアップによってその個数倍の高さをもつ信号が得られる[2]。試験では～50 ns の時間幅を持つパルスビームが生成されており、これは測定系の応答時間に比べて十分短い。

イオン銃の電流量調整によって 1 パルスに含まれる平均イオン個数を～4 としてパルス生成を行った際の測定結果を図 5.3 (a) に示す。エネルギースペクトル中には複数のピークが見られ、入射粒子エネルギーの 4 倍に相当する 100 keV のピークが最も高くなっている。

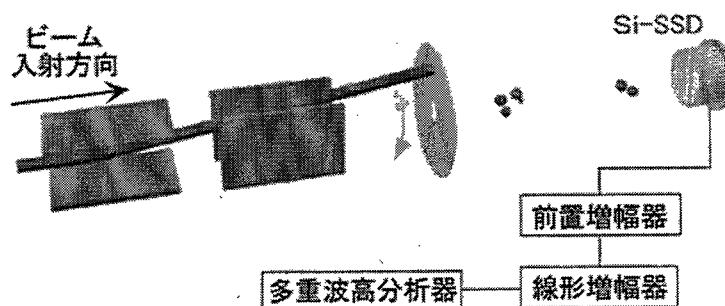


図 5.1 パルス当たりのイオン個数分布測定

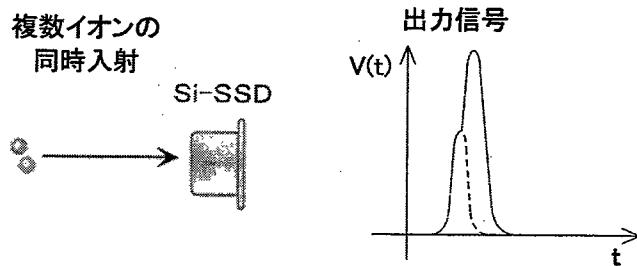


図 5.2 複数イオンの同時入射による検出信号のパイルアップ

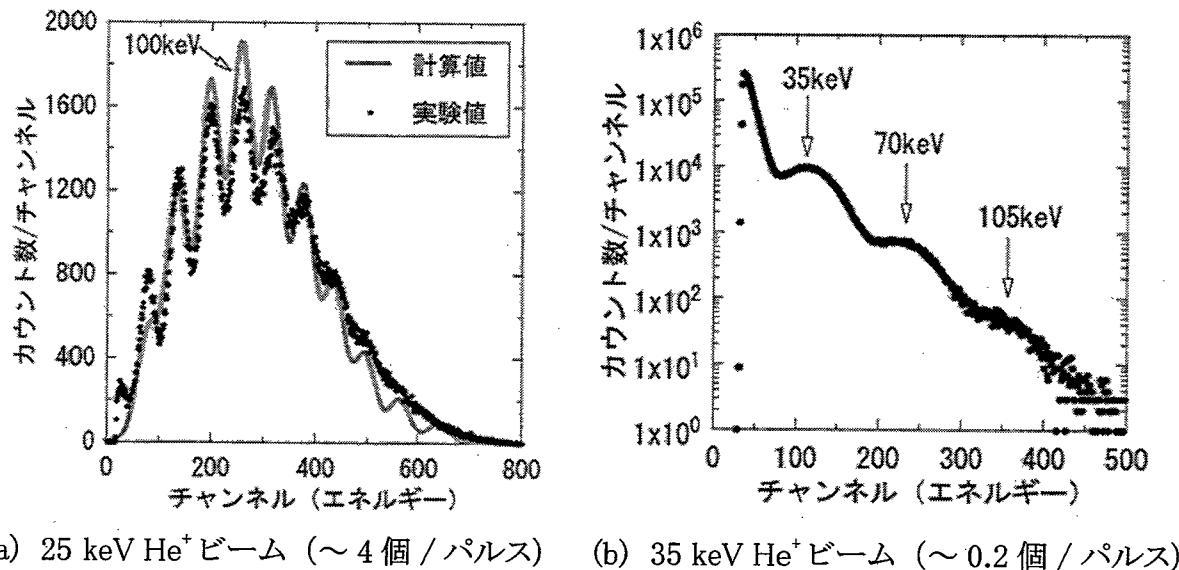


図 5.3 Si-SSD によるパルスビームイオン個数分布測定

る。スペクトル中の曲線は平均イオン個数 4 個とした場合のポアソン分布によって計算されるエネルギースペクトルである。計算されたスペクトルは測定されたものと良く一致している。

イオン銃が生成するビームの電流量をさらに減少させて測定した結果を図 5.3 (b) に示す。エネルギースペクトル中にはビームエネルギーに相当する 35 keV および 2 倍、3 倍に相当する 70 keV、105 keV の位置にピークが見られる。このスペクトルは平均個数が 0.2 個のポアソン分布に従っている。

以上の測定結果から、本装置で生成されるパルスビームの 1 パルスに含まれるイオン粒子個数はイオン銃の生成する直流ビームの電流量調整によって適切に行われており、单一イオン粒子のみを含むシングルレイオニンビームを生成できることが確認された。

5.2.2 ナノ秒パルスの生成

生成されるパルスビームの時間幅を MCP (マイクロチャンネルプレート) を用いた飛行時間法により測定した [3-5]。図 5.4 に測定の概略図を示す。製作した高電圧パルサーの出力電圧波形を偏向電極に印加し、イオン銃からの 5 keV 直流ビームのパルス化によ

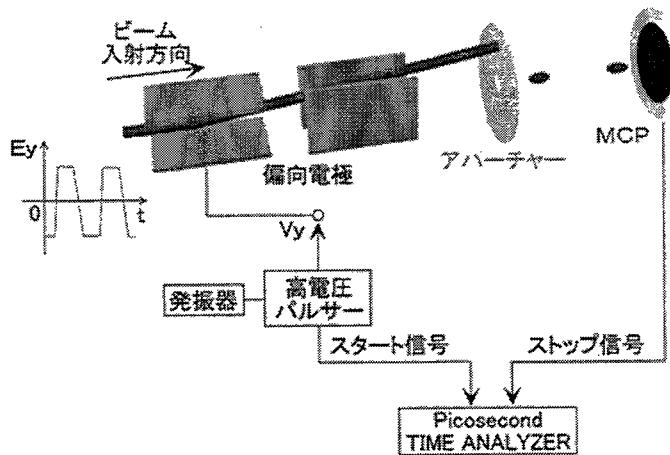


図 5.4 飛行時間法によるパルス時間幅測定

り、单一イオン粒子からなるシングルイオンビームを生成させた。パルサーの出力波形は電圧差 300 V、立ち上がり 15 ns の矩形波である。パルス化したビームを加速後、MCP に入射させて粒子検出を行った。パルサーが矩形波と同期して出力するトリガー信号および MCP のイオン粒子検出信号を各々スタート信号およびストップ信号として、その時間差をピコ秒時間分析器を用いて測定した。測定系全体の時間分解能は～ 0.5 ns であった。時間差の揺らぎはパルス波形を反映しており、パルス時間幅が求められる。

図 5.5 にパルス波形の測定結果例を示す。最短パルス時間幅は 15 keV の H^+ および Ar^+ ビームに対して 0.9 ns および 4.1 ns であり、ns オーダーのパルス生成を確認した。図中の点は測定結果、曲線は高電圧パルサー出力および幾何学的条件を模擬した軌道計算により求めたパルス波形である。両者は良く一致しており、パルス生成が適切に行われている。

図 5.6 に生成したパルス時間幅測定値とイオン種の関係を示す。 H^+ 、 D^+ 、 He^+ については見積もり計算と同様の幾何条件により試験を行っており、計算結果もプロットしてい

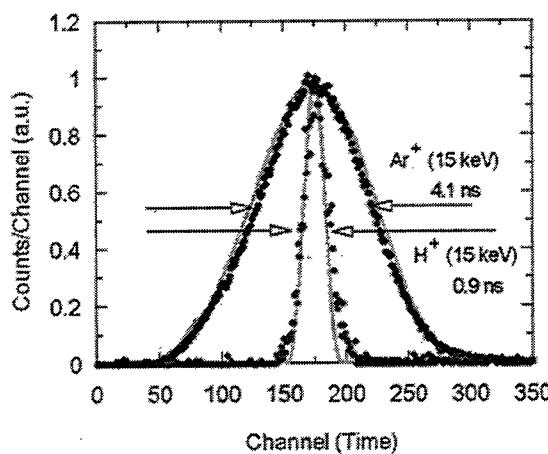


図 5.5 パルス波形測定結果

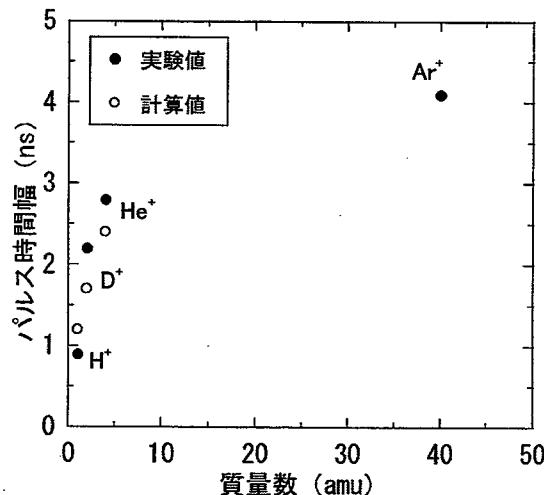


図 5.6 質量数と測定されたパルス時間幅の関係

る。直流ビームの径が異なることに起因すると考えられるばらつきが見られるが、イオン種による速度の違いから生じる走行時間効果が確認できる。

5.3 マイクロビームの生成

最終段の静電レンズにより集束したビームの径をナイフエッジもしくはタングステンメッシュと Si-SSD (半導体粒子検出器) を用いて測定した。測定の概略図を図 5.7 に示す。数十 μm の径を持つ集束ビームの測定では、図 5.7 (a) に示すように、ターゲットチャンバー中心に凹凸が μm オーダーであるナイフのエッジを、その直後に Si-SSD を置いた。測

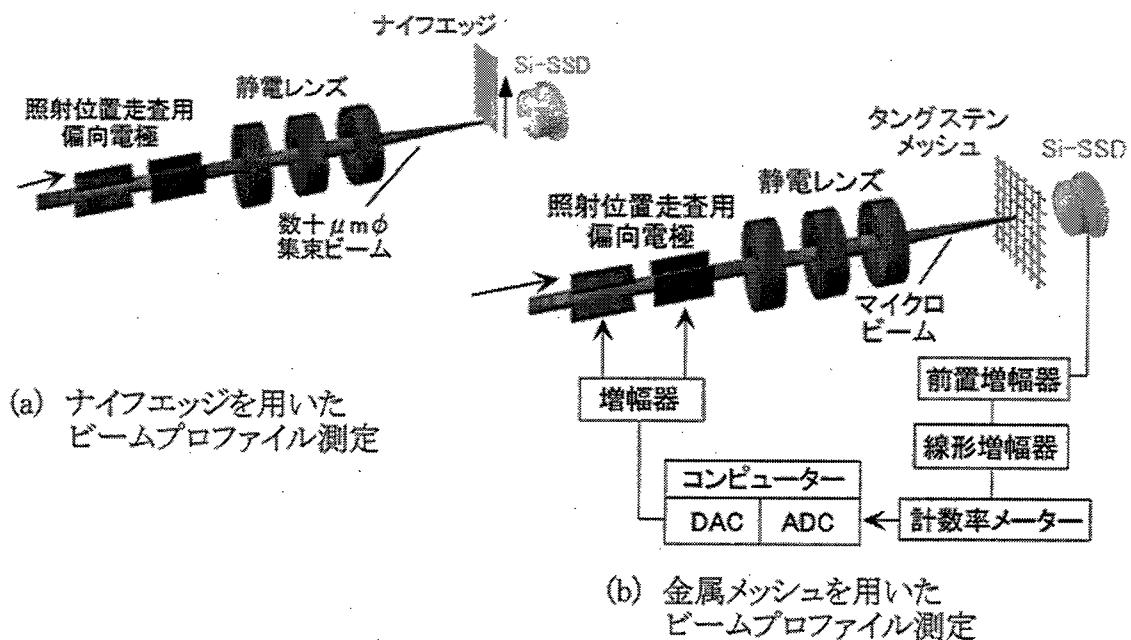
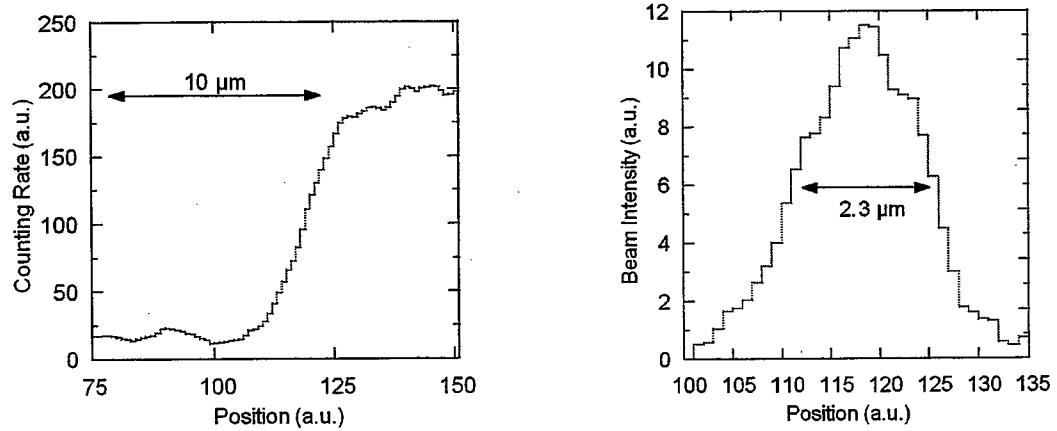


図 5.7 Si-SSD による集束ビームのプロファイル測定



(a) 金属メッシュ上走査時の計数率変化 (b) 計数率変化から計算されるプロファイル

図 5.8 Si-SSD と金属メッシュにより測定した 35 keV H^+ 集束ビームのプロファイル例

定ではナイフエッジを一定距離ずつ移動させ、Si-SSD によりイオン粒子の計数率を測定する。全てのビームがナイフエッジ上にあれば計数率は 0 であり、ナイフエッジの移動に伴い計数率が増加する。このときの計数率変化の様子からビーム径を求めた。

さらに細い集束ビームの測定の際には、図 5.7 (b) に示すように、ターゲットチャンバー中心にタンクステンメッシュを置いた。タンクステンメッシュは直径 20 μm の細線が縦横に編まれたものである。測定の際には集束ビームをメッシュ上において垂直および水平方向に一定速度で走査させた [6, 7]。集束されたビームが全て細線上に照射されている際には Si-SSD にイオン粒子は入射しない。ビーム位置がずれて、細線間の隙間を通過するようになると、Si-SSD で粒子が検出される。走査中のイオン粒子計数率の変化からビームプロファイルを測定し、最小ビーム径の評価を行った。

図 5.8 (a) に本装置で得られる最小ビーム径の測定結果を示す。35 keV の H^+ ビームを集束させ、タンクステンメッシュ上においてビームを走査させた際の計数率変化を示している。この結果を位置に関して差分を計算すると図 5.8 (b) に示すようにビームプロファイルを表すピークが得られる。この測定により、ターゲットチャンバーの試料位置において 2.5 μm (水平) \times 2.3 μm (垂直) のビームスポットが得られ、マイクロビームの生成が行えていることを確認した。

表 5.1 アーチャー径と 35 keV H^+ 集束ビーム径の関係

アーチャーサイズ (μm)	最小ビーム径 (μm)		測定方法
	測定値	計算値	
100	22	20	CCD, Si-SSD (ナイフエッジ)
70	15	16	Si-SSD (ナイフエッジ)
30	7	8.5	Si-SSD (メッシュ)
10	2.5	2.8	Si-SSD (メッシュ)

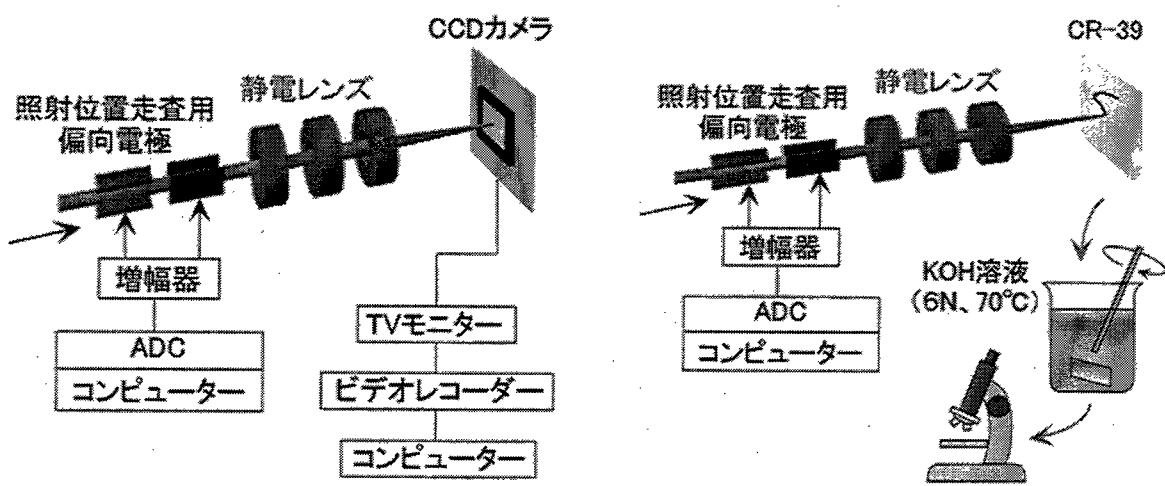
集束により得られる最小ビーム径は静電レンズ直前に置かれたアパーチャー径により異なる。表 5.1 にナイフエッジおよびタングステンメッシュを用いて測定した、アパーチャー径と最小ビーム径の関係を示す。測定値は軌道計算により見積もられた値と良く一致している。ビーム径が小さくなるに従って収差の影響が大きくなり、縮小率が悪くなっている。

5. 4 ビーム走査性

本装置における集束ビームの走査精度を CCD カメラモジュール [8] もしくは CR-39 固体飛跡検出器 [9, 10] を用いて調べた。図 5.9 にビーム走査試験の概略図を示す。CCD カメラモジュールを用いた測定では、真空中に置かれたカメラの CCD 素子面に直接ビームを入射させ、TV モニター上に現れるビームスポットのリアルタイム観察およびコンピューターに取り込んでの画像解析により、ビームスポットの挙動を確認した。CR-39 を用いた測定では、コンピューターにより制御された波形シンセサイザーの出力電圧波形を走査用偏向電極に印加し、ターゲットチェンバーの試料位置に置いた CR-39 の表面に集束ビームによるパターン描画を行った。パターン描画後、CR-39 を KOH 溶液に入れてエッティングを行い、光学顕微鏡による表面観察を行った。CR-39 表面のイオン粒子入射部分のエッティング速度は他より速いため、ビーム照射位置の確認を行える。光学顕微鏡で捉えた像はコンピューターに取り込んで画像処理を行い、詳細な観察を行った。

高精度走査の試験は、 $70 \mu\text{m}\phi$ のアパーチャーを通過したビームを静電レンズにより集束して得られた $15 \mu\text{m}\phi$ の 35 keV H^+ ビームに対して行った。コンピューターにより電圧波形をプログラムし、CCD 素子もしくは CR-39 の表面において大阪大学のマークである銀杏のパターンを描画した。

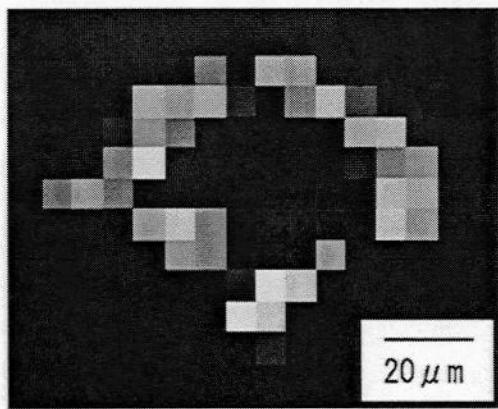
図 5.10 (a) に CCD カメラモジュールにより観察した結果を示す。コンピューターに取り



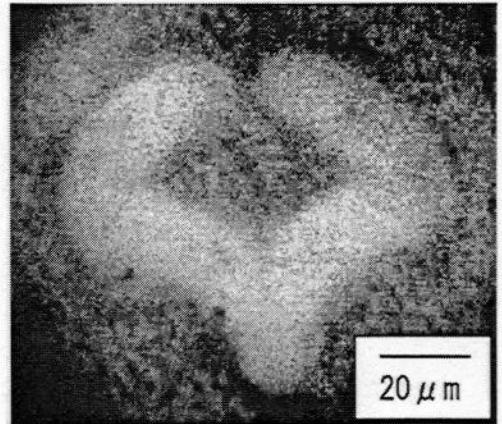
(a) CCD を用いた走査位置の測定

(b) CR-39 を用いた走査位置の測定

図 5.9 パターン描画による集束ビーム走査精度試験の方法



(a) CCD 素子による走査位置測定結果例



(b) CR-39 による走査位置測定結果例

図 5.10 35 keV H^+ 集束ビームに対する高精度走査試験の結果

込んだ映像を画像処理により重ね合わせ、ビームスポットの照射位置を確認した。1時間のパターン描画を繰り返し、適切な走査が行われていることを確認した。

CR-39へのパターン描画を行った結果を図 5.10 (b) に示す。10分間のビーム照射の後、CR-39を70°C、6規定のKOH溶液に入れ、10分間攪拌しながらエッチングを行った。ノマルスキー型光学顕微鏡でCR-39表面の観察を行い、コンピューターに取り込み後、画像処理をして得られた結果である。この結果より、ビーム径およびビーム走査位置の変動は10 μm以下であることがわかり、高精度のビーム走査が行えることを確認した。

偏向に伴う収差の影響により、ビーム径を小さく保ったままビーム走査を行える範囲には限界がある[11]。CCDカメラによる観察により、本装置において10 μmのビーム径を保ちながら照射を行える範囲はおよそ1 mm × 1 mmであることを確かめた。

5. 5 結言

目標とした主要な装置性能の各々について粒子検出器を用いた特性試験を行った。

パルス化については半導体検出器(Si-SSD)を用いたビーム粒子のエネルギースペクトル測定を行い、ビーム電流値の調整により1パルスに含まれる平均イオン個数の制御が行えていること、および単一のイオン粒子のみを入射させるシングルイオンビームの生成を確認した。また、マイクロチャンネルプレート(MCP)を用いた飛行時間法によるパルス時間幅の測定を行い、 H^+ ビームに対して時間幅0.9 nsのパルス生成を確認した。 D^+ 、 He^+ 、 Ar^+ についても測定を行い、各々2.2 ns、2.8 ns、4.1 nsの値を得た。これらの時間幅の違いには2.5.3に述べた走行時間効果の影響が現れている。

ビーム集束に関しては半導体検出器(Si-SSD)とメッシュを用いた測定を行い、ターゲットチャンバー中心において2.5 μm(水平) × 2.3 μm(垂直)のスポット径が得られている

ことを確認した。また、最終静電レンズの前段に置かれたアーチャー径と最小ビーム径の関係は軌道計算による傾向と一致し、ビーム輸送が適切に行えていることを確認した。

CCD カメラおよび固体飛跡検出器 (CR-39) を用いたターゲットチャンバー中心位置における高精度ビーム走査試験では、 $15 \mu \text{m} \phi$ のビーム走査を $10 \mu \text{m}$ 以下の精度で長時間に渡り繰り返し行えることを確認した。

以上の試験結果から、装置開発の目標としていたシングルイオンビーム生成、ns オーダーのパルスビーム生成、マイクロビーム生成の達成を確認した。本装置の利用により、エネルギーをもった単一荷電粒子と物質との相互作用を高い時間および空間分解能で調べることができることを示した。

第5章 参考文献

- [1] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; "Development of a compact single ion microprobe", *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 37, pp. 1-8, 2000..
- [2] G.F. Knoll 著、木村 逸郎、阪井 英次 訳; "放射線計測ハンドブック第2版", 日刊工業新聞社, 1991.
- [3] J.G. Timothy; "Electronic readout systems for microchannel plates", *IEEE Trans. nucl. Sci.*, NS-32, pp. 427-432, 1985.
- [4] H. Brockhaus and A. Glasmachers; "Single particle detector system for high resolution time measurements", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 39, pp. 707-711, 1992.
- [5] G.A. Feofilov, O.I. Stolyarov, F.A. Tsimbal, F.F. Valiev and L.I. Vinogradov; "Position-sensitive MCP-based detectors with high timing resolution : some results and perspectives", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 367, pp.402-407, 1995.
- [6] F. Watt; "Summary of the workshop on microbeam resolution measurement", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 104, pp. 647-648, 1995.
- [7] G.W. Grime, M. Dawson, M. Marsh, I.C. McArthur and F. Watt; "The Oxford submicron nuclear microscopy facility", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 54, pp. 52-63, 1991.
- [8] T. Tanaka, Y. Tanimura and T. Iida; "Response of CCD image sensor to low energy ion beam", *Proc. 13th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 99-8, pp. 27-36, 1999.
- [9] 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", *Radiation Measurements*, Vol. 31, pp. 253-256, 1999.
- [10] 横内 由充; "高分子 (固体飛跡検出器 CR-39) とイオンビームの相互作用に関する研究", 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 修士論文, 1999.
- [11] 裏 克己; "電子・イオンビーム光学", 共立出版, 1994.

第6章 シングルイオンマイクロプローブを利用した応用研究

6. 1 緒言

本章では、シングルイオンマイクロプローブを利用したいいくつかの応用研究、特に本装置の核融合関係の材料照射効果研究への応用について述べる。現在、核融合炉開発に向けて各種材料に対する中性子照射効果の研究が進められている。中性子照射により観測される現象は様々な反応を伴う非常に複雑なものであり、その機構の全てを中性子照射実験のみから解明することは非常に困難である。そのため、中性子が引き起こす多種類の反応の一つ一つを抽出模擬し、その効果の詳細を明らかにすることが中性子照射効果の解析そして最終的には全体の機構解明に非常に有効な手段となる。本研究では中性子照射効果、特に動的照射効果の模擬実験用装置として、各種のイオンを適当に加速制御できる繰り返し型の単一高速イオン発生装置を開発している。イオンビーム装置の利用は、線源を用いた測定では不可能である任意のエネルギーをもつ様々な粒子に対する応答測定を可能にする。そして、本装置の特徴であるナノ秒パルス、シングルイオン、マイクロビームは材料の高時間、空間分解能の応答測定を可能にしている。以下の節では、本シングルイオンマイクロプローブ装置を利用して行った、シリコン半導体検出器、光学窓材料、無機絶縁材料、ダイヤモンド中性子検出器についての照射効果研究について述べている。

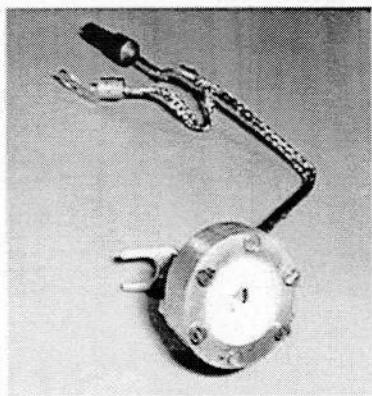
6. 2 シリコン半導体検出器のイオン照射応答

6. 2. 1 はじめに

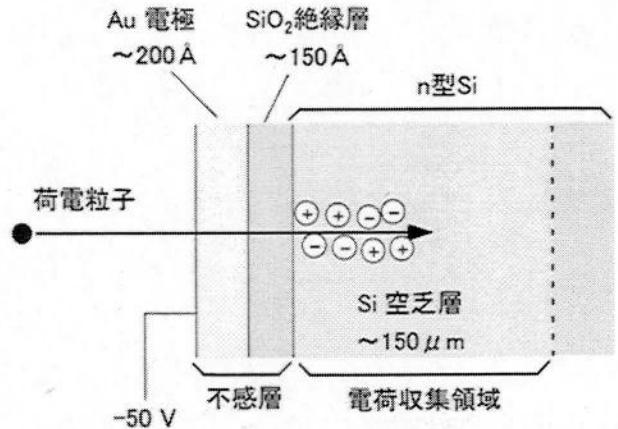
シングルイオンマイクロプローブを用いた粒子検出器の厳密な応答測定の例について述べる[1]。イオンビーム装置の利用は、線源を用いた測定では不可能である任意のエネルギーをもつ様々なイオン種に対する応答測定を可能とする。また、本装置の特徴であるナノ秒パルスビームは一般的な測定系の応答時間より短い時間幅を持つことから、単一粒子および複数粒子の入射を模擬することができる。

ここではシリコン半導体検出器(Si-SSD)の低エネルギーイオンに対する応答測定について述べる。パルスビームの特徴を利用した測定法により、本来ランダムな粒子の入射では雑音の影響により観測することができない低エネルギーイオンに対する応答を測定している。

検出信号は入射イオンと検出器材質との相互作用により生ずる信号電荷キャリアにより形成される。そのため検出信号には生成される電子・正孔対の数やドリフト速度、捕獲の影響などが反映されており、詳細に調べることによりイオン粒子と材質との相互作用に関する



(a) Si-SSD の写真



(b) Si-SSD の断面図

図 6.1 応答測定に使用した Si-SSD の写真と構造

情報を得ることができる。そこで、厳密な応答測定から得られる情報の利用例として、2つの異なる荷電粒子輸送計算コードの低エネルギー領域における妥当性を検証した。

6.2.2 シングルイオン照射実験

Si-SSD は扱いが容易であること、速い応答時間と高いエネルギー分解能を持つことから広く用いられている粒子検出器である。核融合の基礎研究においては、プラズマの低エネルギー荷電粒子の検出などに用いられている。測定に用いた Si-SSD の写真と構造を各々図 6.1(a)、(b) に示す。使用した Si-SSD では $3 \text{ k}\Omega\text{cm}$ の n型シリコンウェハーの表面上に SiO_2 の絶縁層が形成され、さらにその上に Au の電極が蒸着されている。絶縁層および電極の厚さは、各々 $\sim 200 \text{ \AA}$ および $\sim 150 \text{ \AA}$ である。測定では電極に 50 V のバイアス電圧を印加し、n型シリコン層に $\sim 150 \mu\text{m}$ の空乏層を形成させた。有感面積は $\sim 50 \text{ mm}^2$ である。

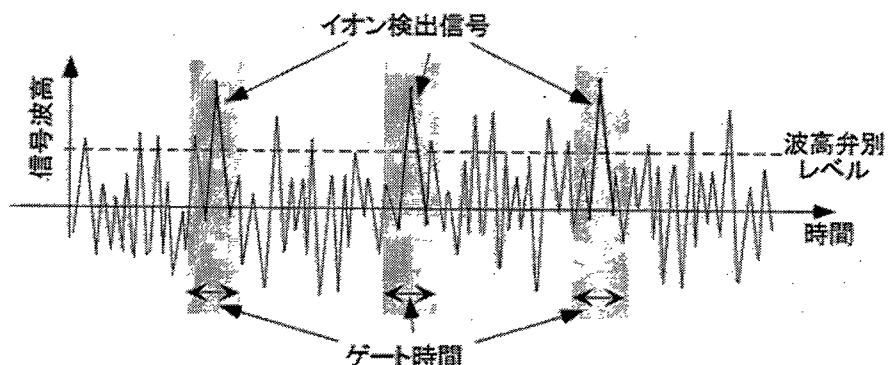
Si-SSD に入射したイオンは、電極、酸化膜、シリコン空乏層における原子との相互作用によりそのエネルギーを失う [2-5]。シリコン空乏層内で失われるエネルギーの一部は電子・正孔対の生成に費やされ、これら電荷キャリアの動きが検出信号として観測される。電極および酸化膜は検出信号の形成に寄与する電荷キャリアを生成しない不感層である。高エネルギーイオン粒子のエネルギー測定においては、不感層におけるエネルギー損失はほぼ無視できる。しかし、数十 keV 程度の低エネルギーイオン粒子の測定においては、このエネルギー損失の影響は大きく、測定可能エネルギーの下限を決定する要因となり得る。不感層におけるエネルギー損失の影響は原子番号の大きいイオン種に対して、より顕著となる。

信号に含まれる雑音は低エネルギーイオン粒子の応答測定を妨げる大きな要因であり、測定可能エネルギーの下限を決定するとともにエネルギー分解能を劣化させる。雑音は大

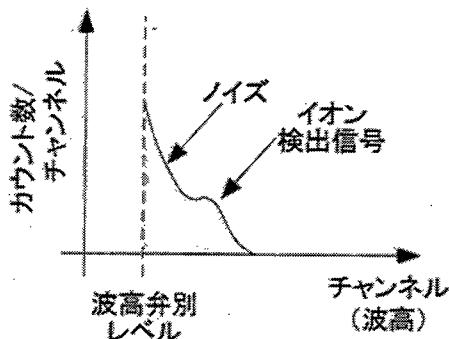
きく内部雑音と外部雑音に分けられる。内部雑音としては、検出器内部において熱励起により電荷キャリアが生じる熱雑音および検出器表面における漏れ電流の揺らぎにより生じる雑音があげられる。外部雑音としては、周囲の機器が発生する電磁波や電源雑音等があげられる。通常の粒子検出のための測定系においては前置増幅器に入力される検出器信号中の雑音が特に大きな問題となる。そこで、前置増幅器を検出器の近くに置いて外部雑音の影響を抑えるとともに、液体窒素による冷却を行うことで熱雑音の影響を低減させた。Si-SSD を冷却する際の雑音低減の効果については本装置を利用して詳しく調べられている [6]。最適な冷却温度である 180 K 付近において雑音の大きさは室温の約 1/2 となる。

また、本装置の特徴を利用した測定法による雑音影響の低減も行った。パルスビームの利用によりイオンの入射タイミングを制御するとともに、その際に装置から出力されるトリガ信号を利用して同期した測定を行うことで雑音の影響を低減することが可能である。以下に述べるゲート信号処理と加算平均技術の 2 つを利用した。

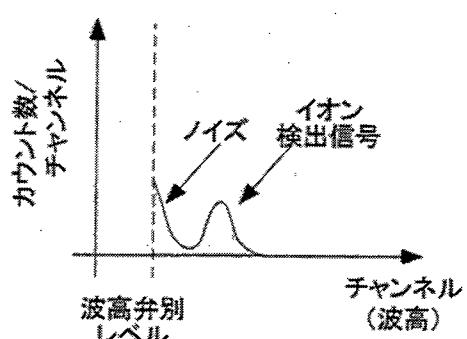
ゲート信号処理は、エネルギースペクトル測定のように多数の検出信号の分析結果を一定時間積算し、その分布を測定する際の雑音低減に有効である。通常の粒子検出における信号中には、図 6.2 (a) に示すように、入射粒子の成分よりも雑音による成分が圧倒



(a) 低エネルギーイオンに対する検出器出力信号波形の様子



(b) 全ての時間領域において
計測した波高分布



(c) ゲート時間領域のみ
計測した波高分布

図 6.2 ゲート技術によるノイズ影響の低減

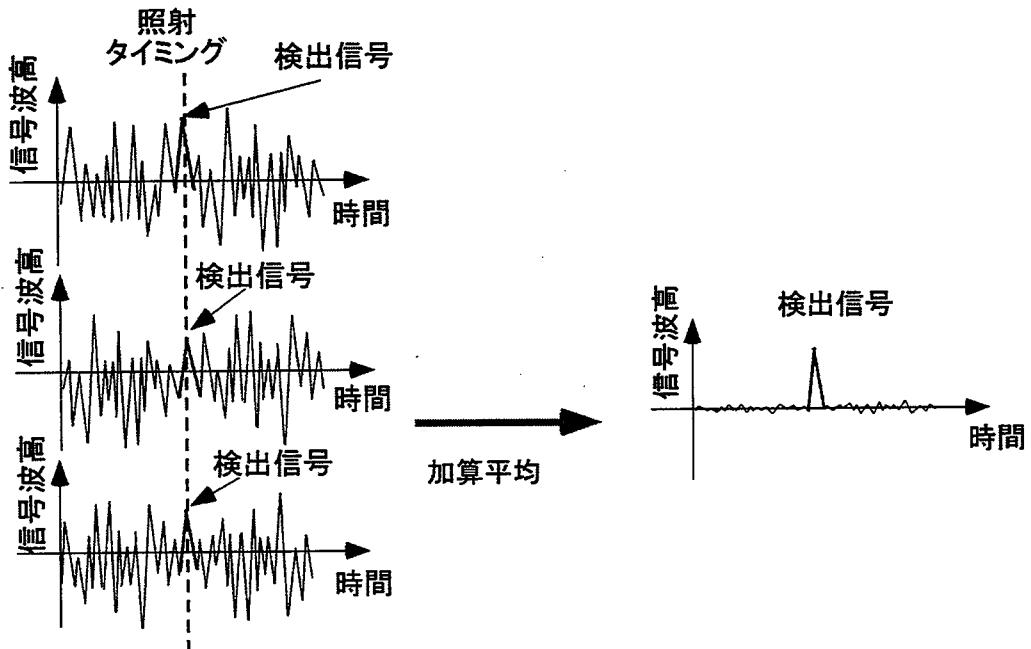


図 6.3 信号の加算平均によるノイズ影響の低減

的に多く含まれる。入射粒子による信号波高が雑音成分の波高よりも十分大きい際には容易に弁別が可能であり、問題となることはない。しかし、両成分の波高が大きく違わない場合には弁別が困難であり、図 6.2 (b) に示すように、入射粒子に対するピークが雑音成分に埋もれてしまう。そこで、ゲート技術により測定系が粒子の入射する時間領域の信号のみを受け付けるようにし、雑音成分の低減を図る。測定系は装置からのトリガ信号により測定開始時間を決定し、適当な長さに設定したゲート信号が入力されている間のみ検出信号を受け付ける。これにより、入射粒子の検出信号が含まれていない時間領域に生じる大部分の雑音成分は測定結果に影響を与えるなくなり、図 6.2 (c) に示すように入射粒子に対するピークを得ることができる。ただし、本方法を適用するためには粒子検出信号の波高が雑音よりも高いことが必要である。

粒子検出信号の波高が雑音成分の波高と比較して小さい、もしくは同程度となる測定においては検出器信号の加算平均を行った。雑音は電源や周囲の機器からの特定周波数をもつ成分が含まれない場合にはほぼランダムである。そのため、図 6.3 に示すように、照射装置からのトリガ信号を利用し、粒子が検出器に入射するタイミングに合わせて信号波形を取り出して加算平均を行う。これにより雑音成分がお互いに打ち消されて非常に小さくなり、粒子の検出信号が現れる。粒子検出信号も平均化されており、1パルスに含まれる平均イオン個数の入射に対する応答である。

Si-SSD の低エネルギーイオンに対する応答測定における実験体系と測定系の概略図を図 6.4 に示す。銅製コールドフィンガーに取り付けた Si-SSD をターゲットチャンバー中心に置き、熱雑音低減のために液体窒素による冷却を行った。検出器温度は～200 K であ

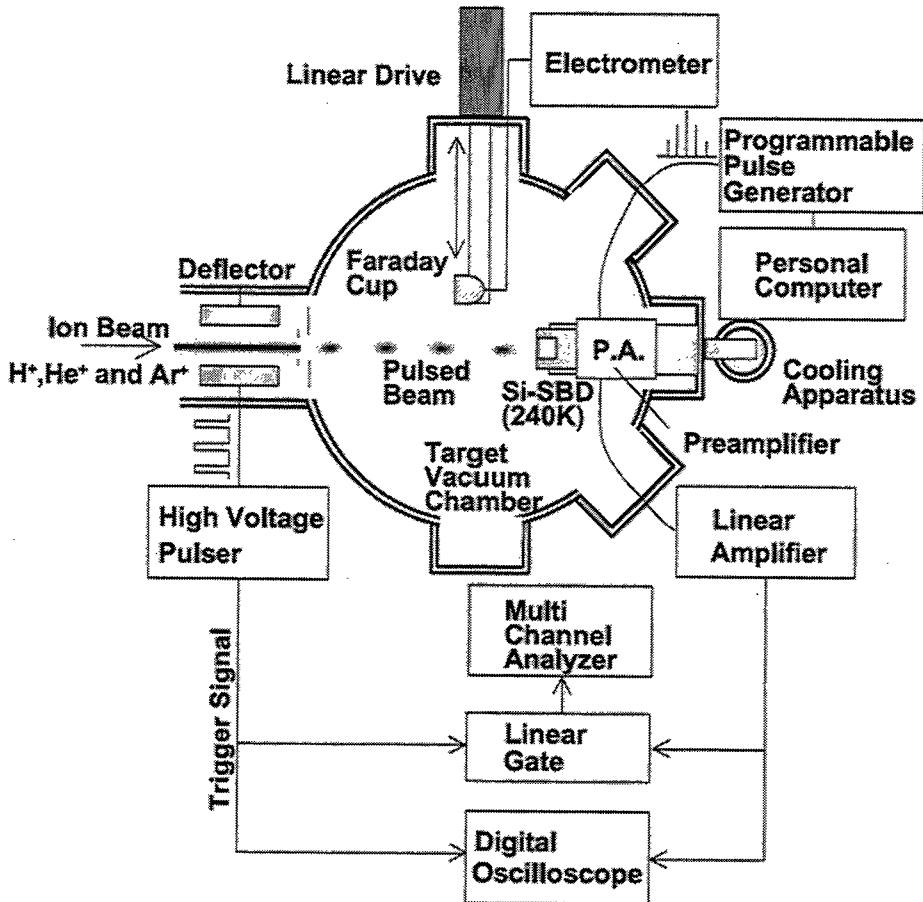


図 6.4 Si-SSD の低エネルギーイオンに対する応答測定の概略図

る。周囲の機器が発する外部雑音の影響を避けるために、前置増幅器は真空中の検出器に可能な限り近づけて設置した。50 V のバイアス電圧を印加して $\sim 150 \mu\text{m}$ の空乏層を形成させた Si-SSD に 40 keV 以下の H^+ 、 He^+ および Ar^+ パルスビームを入射させた。ターゲットチャンバー中心における最大ビーム径は $\sim 1 \text{ mm}$ であり、Si-SSD の有感領域と比較して十分小さい。検出器の損傷の影響を避けるために照射位置は測定毎に変化させた。照射したパルスビームの時間幅は 50 ns とし、1 パルスに含まれる平均イオン個数はファラデーカップと微小電流測定系を用いたビーム電流値測定から求まる値により制御した。応答測定では繰り返し周波数 100 Hz で照射を行った。

信号中における検出信号の波高が雑音に比べて大きい場合には、線形増幅器および多重波高分析器を用いる通常のエネルギースペクトル測定を行った。照射装置がパルスビーム生成と同期して出力するトリガ信号をもとにゲート信号を作り、多重波高分析器に入力させた。ゲート信号が ON のときのみに波高分析を行うことで、エネルギースペクトル中に現れる雑音の影響を低減した。1 パルス当たりに含まれる平均イオン数を ~ 0.2 程度とし、検出信号のパイルアップを避けて測定した。

検出信号の波高が雑音に比べて小さい場合には、線形増幅器の出力信号を直接デジタルオシロスコープに取り込んだ。照射装置のトリガ信号を利用することにより、パルスビー

ム生成に対して同じタイミングで信号波形を取得している。多数の波形を加算平均することによりランダムな雑音成分を打ち消し、入射イオンに対する検出信号を得た。

以上の測定法により得られる検出信号の平均波高値をイオンに対する検出器応答とした。

6.2.3 実験結果と荷電粒子輸送計算コードの精度検証

図 6.5 にゲート技術により雑音の影響を低減して測定した 35 keV He^+ イオン粒子のエネルギースペクトルの例を示す。横軸のパルス波高値は Si-SSD に ^{241}Am からの 5.486 MeV α 線により較正した値であり、●が測定結果である。不感層、すなわち電極および絶縁酸化膜において $\sim 10 \text{ keV}$ のエネルギー損失があることを示す。ピークの左側は雑音の成分である。このような雑音成分と検出信号の成分が重なる場合には、雑音の影響によりピーク位置が変化している可能性がある。そこで Si-SSD の出力信号の変わりにパルスジェネレーターを用いて生成した模擬信号を前置増幅器に入力させ、エネルギースペクトル測定を行った。図に示している例では、空乏層内において粒子が失うエネルギーが $\sim 25 \text{ keV}$ であると仮定し、波高がガウス分布に従う広がりをもつ模擬信号を入力している。これは入射イオン粒子が空乏層内において電子・正孔対を生成する際に、その個数がガウス分布に従う統計的揺らぎを伴うことを模擬している。模擬信号に対するスペクトル測定結果は○で示したピークである。測定で得られたピークの位置とよく一致しており、このことは雑音の影響は小さく、実際に Si-SSD の空乏層内において信号電荷生成に寄与するイオン粒子のエネルギーは $\sim 25 \text{ keV}$ であることを示す。模擬信号によるスペクトルのピーク位置が測定結果と異なる場合には、測定結果と一致するスペクトルが得られる模擬信号を求め、その値を応答とした。

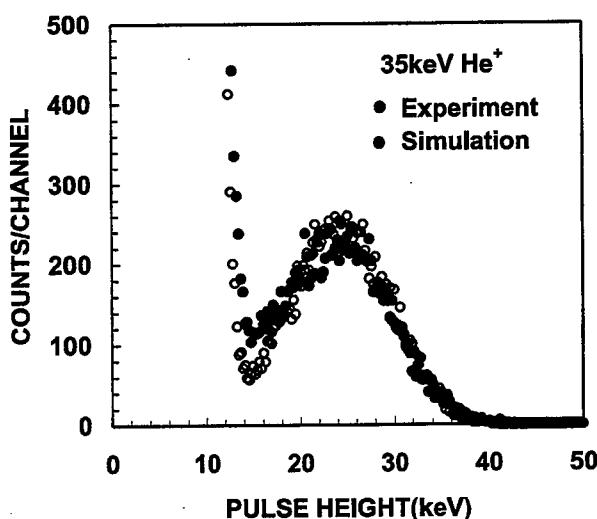


図 6.5 ゲート技術によりノイズを低減して測定した 35 keV He^+ のエネルギースペクトル

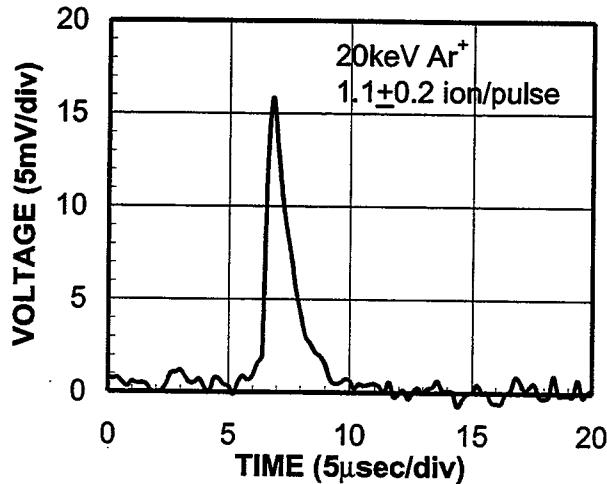


図 6.6 検出器信号の加算平均によりノイズを低減して測定した 20 keV Ar^+ に対する応答

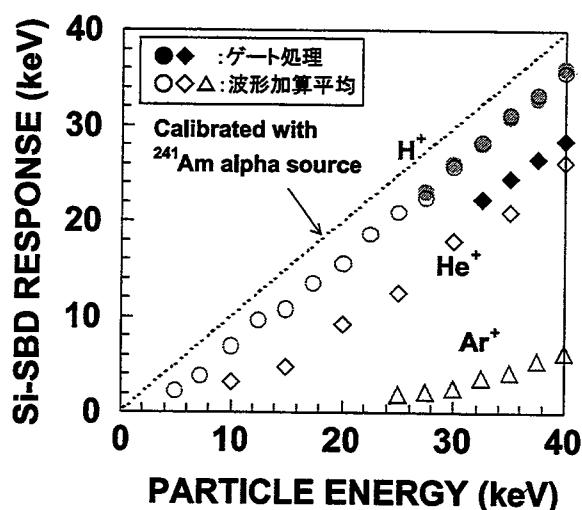
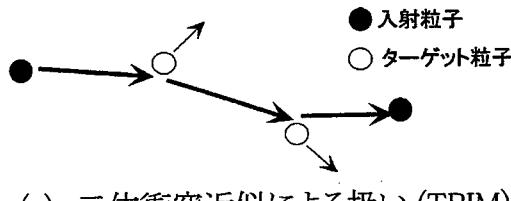


図 6.7 Si-SSD の低エネルギーイオンに対する応答測定結果

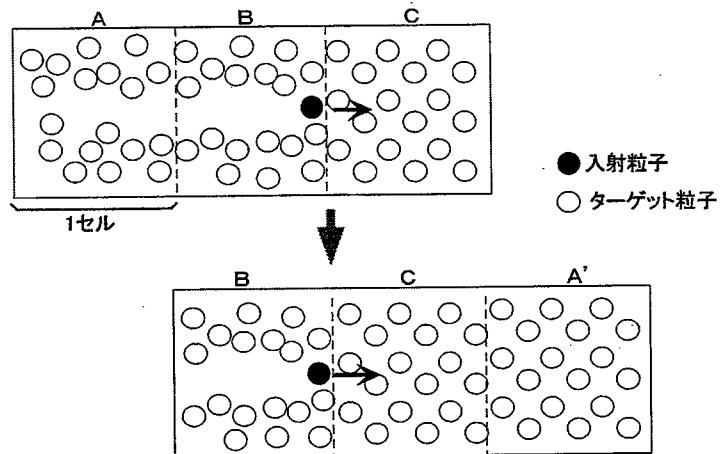
図 6.6 に加算平均法により測定した 20 keV Ar^+ イオン粒子の検出信号を示す。雑音成分が加算平均により効果的に打ち消されており、平均化された検出信号が得られた。この例では1パルス当たりの平均イオン個数は 1.1 ± 0.2 である。平均化された検出信号の波高を1パルス当たりの平均イオン個数で割り、単一粒子入射に対する応答信号とした。

以上の 2 通りの方法により測定した Si-SSD の応答測定結果を図 6.7 にまとめて示す。横軸は入射イオンエネルギー、縦軸は ^{241}Am 線源により較正した Si-SSD の応答である。原子番号の大きいイオンほど、不感層におけるエネルギー損失が大きいことがわかる。また、実験値のプロットを外挿することにより、不感層が制限する測定可能エネルギーの下限が得られる。

Si-SSD の応答を荷電粒子輸送計算コードを用いたシミュレーション計算により求め、応答測定実験との比較を行った。計算は二体衝突近似に基づくモンテカルロ計算コード TRIM



(a) 二体衝突近似による扱い (TRIM)



(b) 分子動力学による扱い (MDRANGE)

図 6.8 TRIM コードと MDRANGE コードにおける弾性散乱の扱い方の違い

および分子動力学法に基づく MDRANGE を用いて行った。

TRIM は 10 eV – 2 GeV の主に荷電粒子の輸送を扱い、簡潔な入力データ、結果の視覚的表示、利用しやすい様々なデータ出力などの点から、広く用いられている。入射イオンのターゲット中における挙動を決定する電子的阻止能および核的阻止能の決定にはエネルギー損失過程の近似法として各々、LSS 公式および ZBL ポテンシャル [7] が用いられている。ターゲット原子はランダムに分布する非晶質としてのみ扱う。また、弾性散乱を扱う際には、図 6.8 (a) に示すように、入射イオンと特定のターゲット原子の二体間の衝突であるとする二体衝突近似を用いる。そのため、高エネルギー粒子の輸送計算まで短時間で行うことができる。

一方の MDRANGE においても電子的阻止能、核的阻止能の計算には TRIM と同様の LSS 近似および ZBL 近似が用いられている。ターゲット原子の結晶構造を考慮する点、弾性散乱を扱う際に分子動力学法による計算を行うことが TRIM との大きな違いである。図 6.8 (b) に示すように、入射粒子とターゲット原子間の核的衝突を扱う際には、周囲に存在する 50 – 100 個程度のセル内の原子すべての間に作用する力を計算する。ニュートン方程式に従い、時間ステップ Δt 毎の位置、速度、加速度を入射イオンと考慮するターゲット原子すべてについて追っていく。検出器応答のシミュレーションにおいては入射粒子の飛程が数 100 Å – 数 1000 Å であるため、入射イオン周囲の考慮すべき原子のセル範囲も

移動させて計算する。二体衝突近似と比較して分子動力学法では計算量、すなわち計算時間が大きく増加する。しかし、実際の物理過程により近いことや計算機の性能向上により、研究や利用が広がっている[8-10]。弾性散乱の割合が小さい高エネルギー領域の取り扱いには向いていない。

Si-SSD 応答シミュレーションでは、使用した検出器と同様に厚さ 200Å の Au 電極、150Å の SiO_2 絶縁層および十分に厚い Si の層を仮定し、 H^+ および Ar^+ の入射について計算した。Si 中において電子的阻止能により損失するエネルギーが信号電荷キャリアである電子・正孔対生成に寄与するとして、エネルギースペクトルを計算した。TRIMにおいてはすべての層について非結晶としている。MDRANGEにおいては、 SiO_2 層を非結晶、Si 層を(111)面への入射と仮定した。Au 層は蒸着により形成されており、(111)面を多く含む多結晶体であると考えられることから[11]、(111)面への入射およびランダムな原子配置を考慮した計算の 2 条件について計算した。本来 MDRANGE では考慮されない反跳原子の効果も含めた計算を行っている。

図 6.9 に 35 keV H^+ イオンに対するエネルギースペクトルのシミュレーション計算結果例を、実験による測定結果と重ねて示す。実験結果と計算結果の間に大きな違いは見られない。Au 層を(111)面と仮定した MDRANGE によるピークはチャネリング効果のために他よりも鋭くなっている。他の入射イオン条件についてもエネルギースペクトルの計算を行い、応答測定実験と同様に、そのピーク位置を Si-SSD の応答とした。

図 6.10 に H^+ および Ar^+ に対する Si-SSD 応答の実験結果と計算結果を重ねて示す。 H^+ イオン入射に対しては両コードの計算結果とも実験値と良く一致している。 Ar^+ イオンに関しては H^+ イオンと比較して Au 層におけるエネルギー損失が非常に大きい。Au 層の原子配列をランダムであるとした 2 つの計算コードの結果は非常に良く一致している。一方、Au

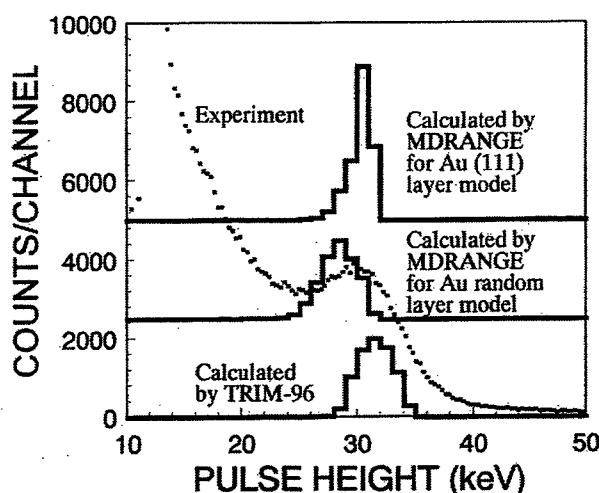


図 6.9 エネルギースペクトルの計算シミュレーション結果と測定結果の比較

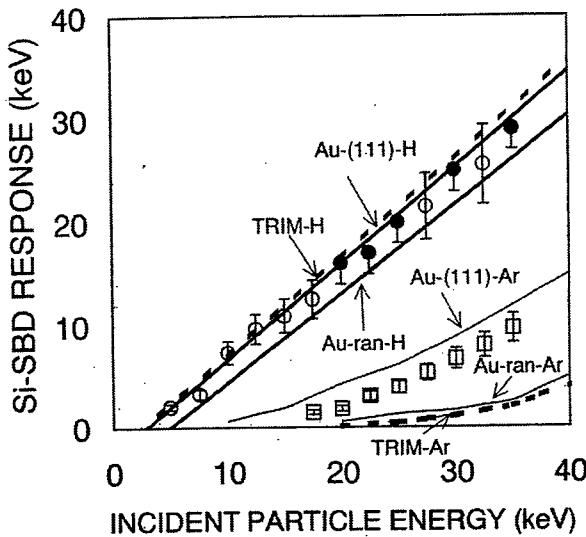


図 6.10 検出器応答測定結果とシミュレーション結果との比較

層を (111) 面と仮定した結果では検出器応答はかなり大きく計算されている。入射イオンの速度が遅い方が弾性散乱によるエネルギー損失が大きくなるため [7]、結晶構造の取り扱いに関する違いが大きく現れたと考えられる。 Ar^+ イオンに対する実験結果は Au 層を (111) 面と仮定した計算結果に近い。蒸着された Au 電極層は多結晶体と考えられるものの、(111) 成分が多く含まれている可能性が高いため、構造を考慮した MDRANGE の結果が妥当であると考えられる。

6.2.4 まとめ

開発したマイクロシングルイオンプローブの応用例として、シングルイオンビーム照射による半導体検出器の低エネルギーイオンに対する応答測定を行った。入射タイミングと同期させた測定を行うことで、通常のランダムなタイミングの入射ではノイズに埋もれて識別することのできない検出信号を正確に観測した。

また、弾性散乱に関する取り扱い方が異なる 2 種類の荷電粒子輸送計算コード TRIM および MDRANGE を用いて検出器応答のシミュレーションを行い、実際の応答測定結果と比較することで、これら計算コードの低エネルギー領域における妥当性を検証した。シミュレーション結果では、弾性散乱の効果が大きくなる原子番号の大きなイオン入射に対し、材料中の原子配列を考慮できない二体衝突近似に基づく TRIM による結果と原子配列を考慮して分子動力学法に基づいて計算する MDRANGE の結果に大きな違いが見られた。照射実験による検出器応答測定の結果は実際の原子配列を考慮した MDRANGE の結果に近かった。TRIM は高エネルギー領域で精度が良いとされているが、低エネルギー領域において弾性散乱の影響が大きくなる際には、原子配列を考慮しないために実験結

果と大きくずれることがわかった。

本章に示した応用例のように、シングルレイイオンビームを利用して単一粒子の入射に対する応答やその効果を詳細に調べることは、荷電粒子と材料との相互作用に関して微視的な観点から議論するために非常に有効な手段である。

6. 3 核融合炉窓材料のイオン照射応答 - 中性子誘起発光模擬実験

6. 3. 1 はじめに

核融合炉における D-T プラズマを安定して閉じ込めるためには、プラズマ発生装置等から混入する不純物の状態を正確に把握することが非常に重要である。この不純物濃度分析の主要な方法として紫外～赤外領域におけるプラズマ分光測定が行われ [12]、真空領域とプラズマ診断計測装置を分離するための窓材料が必要となる。図 6.11 は提案されている核融合実験炉における可視光プラズマ診断システムの設計例である [13]。窓材料には十分な機械的強度を持つこと、照射損傷による透過率の低下が小さいこと、中性子や誘導放射能に伴う誘起発光が少ないことが求められる。これらを満たす核融合窓材の候補としては石英やサファイアが挙げられている。

高純度石英ガラス、石英結晶およびサファイアについて 14 MeV 中性子に対する誘起発光の測定が行われている [14-17]。測定は日本原子力研究所 14 MeV 中性子発生装置 FNS において行われた。実験の概念図を図 6.12 に示す。トリチウムを吸収させた Ti ターゲットに 350 keV の重水素ビームを照射し、DT 反応による中性子を発生させる。この中性子およびターゲット構造材による誘導 γ 線、二次中性子については中性子、 γ 線輸

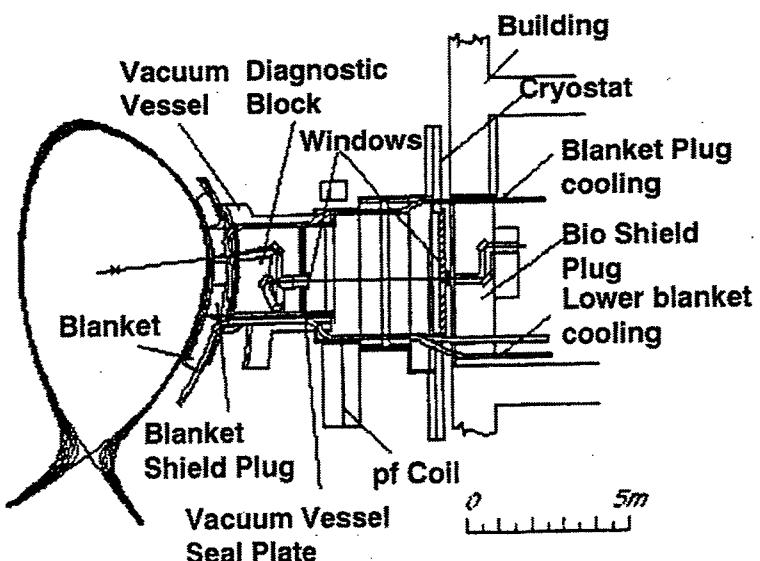


図 6.11 核融合実験炉の工学的診断システムの一例 [13]

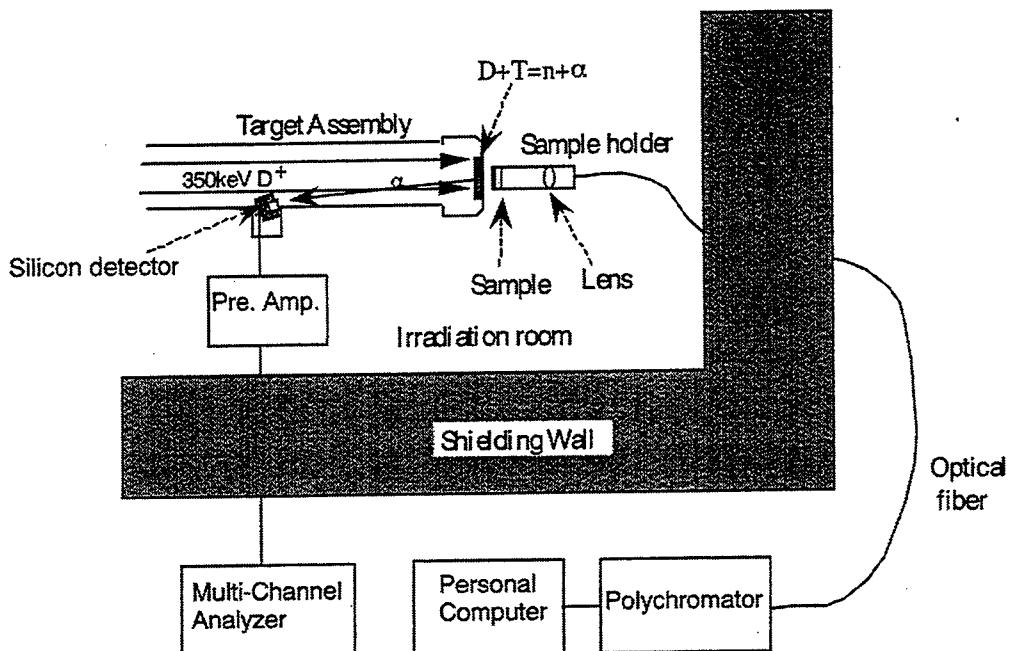


図 6.12 窓材料に対する 14 MeV 中性子照射実験の概略図

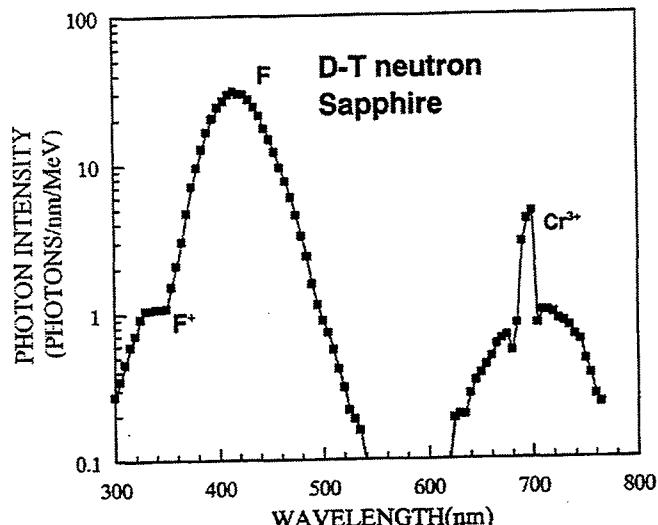


図 6.13 サファイアに対する中性子誘起発光スペクトル測定結果例

送計算コード MCNP と核反応断面積データライブラリ JENDL-3 を用いて計算し、照射場のキャラクタリゼーションが行われている。また、中性子発生量は核反応を利用した Si-SSD による計測、 ^{232}Th 核分裂計数管および箔放射化法による計測が行われ正確な線量が求められている。トリチウムターゲットの近くに置かれた窓材料の中性子誘起発光を光ファイバーを介して測定系に伝送し、発光スペクトルおよび発生光子数が詳細に調べられた。

図 6.13 にサファイアに対する中性子誘起発光のスペクトル測定結果例を示す。410 nm 付近に F センターによる発光、330 nm 付近に F^+ センターによる発光ピークが見られる。F センターは酸素空孔に不対電子が 2 個、 F^+ センターは 1 個存在する状態である。また、

表 6.1 サファイア試料中において DT 中性子が引き起こす核反応の種類と断面積

反応	Q値 (MeV)	断面積 (b)	生成荷電粒子 平均エネルギー (MeV)
$^{26}\text{Al}(\text{n}, \alpha)^{24}\text{Na}$	3.1	0.11	9.8 (α), 2.1 (^{24}Na)
$\text{Al}(\text{n}, \text{p})^{27}\text{Na}$	1.8	0.07	12.2 (p), 1.0 (^{27}Mg)
$\text{Al}(\text{n}, \text{d})^{26}\text{Na}$	6.0	0.03	7.9 (d), 1.1 (^{26}Mg)
$\text{Al}(\text{n}, \text{n})\text{Al}$	0	1.1	1.0 (^{27}Al)
$\text{Al}(\text{n}, \text{n}')\text{Al}$	0.84 - 14	0.76	0.5 (^{27}Al)
<hr/>			
$^{16}\text{O}(\text{n}, \alpha_0)^{13}\text{C}$	2.2	0.02	9.3 (α), 3.5 (^{13}C)
$\text{O}(\text{n}, \alpha_1)^{13}\text{C}$	5.3	0.02	7.0 (α), 2.7 (^{13}C)
$\text{O}(\text{n}, \alpha_2)^{13}\text{C}$	5.9	0.05	6.5 (α), 2.6 (^{13}C)
$\text{O}(\text{n}, \alpha_3)^{13}\text{C}$	6.1	0.05	6.4 (α), 2.5 (^{13}C)
$\text{O}(\text{n}, \text{p})^{16}\text{N}$	9.6	0.04	4.3 (p), 1.1 (^{16}N)
$\text{O}(\text{n}, \text{d})^{15}\text{N}$	99	0.01	3.8 (d), 1.3 (^{15}N)
$\text{O}(\text{n}, \text{n})\text{O}$	0	1.1	1.7 (^{16}O)
$\text{O}(\text{n}, \text{n}')\text{O}$	6.1 - 1.4	0.47	1.1 (^{16}O)

690 nm に Cr_3^+ の発光が観測されている。

窓材料の放射線誘起発光測定結果については発光の過程やその発光効率の線質効果、すなわち放射線の種類による線エネルギー付与 (LET) の違いによる電離励起密度の違いによる効果について詳細な議論がなされている。高速電子、 γ 線、中性子の照射結果比較によりスペクトルは線種によらず、発光効率が異なることが明らかになっている。

6. 3. 2 イオンビーム照射実験

中性子は電荷を持たないため、発光は核反応で生じる荷電粒子や反跳原子による励起効果により生ずる。表 6.1 に、サファイアの主成分である Al および O の 14 MeV 中性子に対する反応断面積を示す。主に、(n, α) および (n, p) 反応により高エネルギー荷電粒子が生じ、これらが発光の主要因となる。また、14 MeV 中性子照射実験においては $\sim 10^{14} \text{n/cm}^2$ まで発光スペクトルに変化が見られなかったものの、原子炉等による高線量中性子照射に対しては複合欠陥形成の影響が見出されている [17]。これは高密度の形成に伴い、構造欠陥同士が相互作用を起こしているものと考えられているが、特性変化の機構に関しては不明な点が多い。そこで、欠陥形成に関する情報を得るために開発したマイクロシングルイオンプローブを用いた照射実験を試みた。図 6.14 に窓材料に対するイオンビーム照射実験の概略図を示す。窓材料のイオンビーム照射に伴う発光のスペクトルをイメージインテンシファイア付き分光器により測定した。これまでの照射実験により線種によるスペク

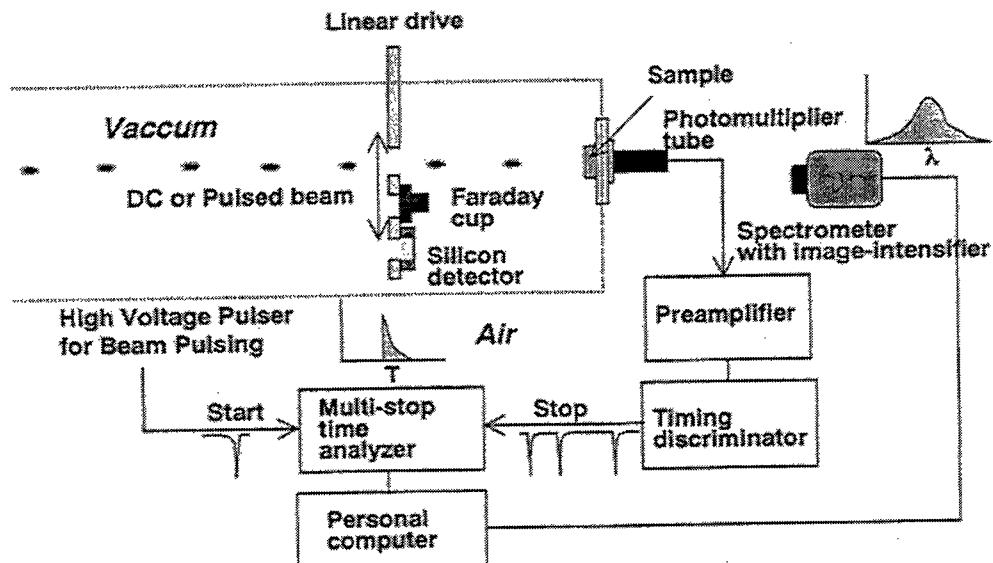


図 6.14 窓材料に対するイオンビーム照射実験の概略図

トルの違いが見られないこと、弹性散乱による欠陥生成密度が原子番号の小さい H^+ ビームなどと比較して高く、複合欠陥生成の効果が現れやすいと考えられることから Ar^+ ビームの照射を行った。

6. 3. 3 実験結果とまとめ

図 6.15 に $40\text{ keV }Ar^+$ 照射に対するサファイア試料の発光測定結果例を示す。スペクトルには 14 MeV 中性子照射と同様に F センターおよび F^+ センターのピークが見られた。また、 $\sim 10^{13}\text{ ion/cm}^2$ 以上のイオン照射を行った結果、 F^+ センターの発光は見られなくなり、

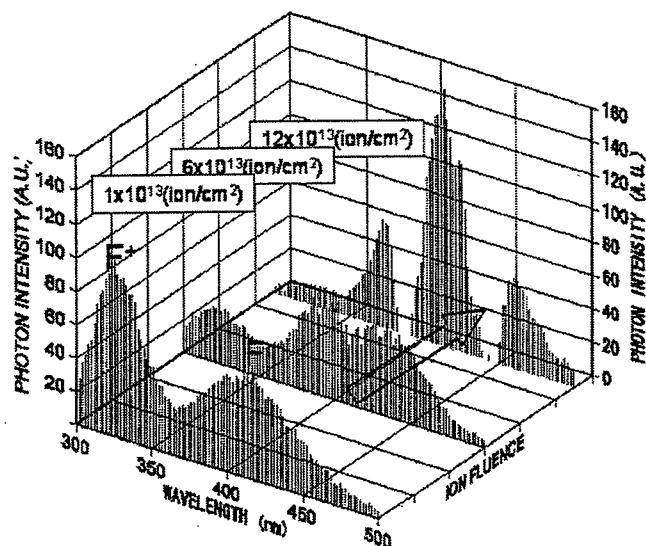


図 6.15 $40\text{ keV }Ar^+$ ビーム照射による発光スペクトルと照射量に伴う変化

Fセンターのピークが大きくなつた。同時に、Fセンターのピーク両側に吸収が見られるようになつた。

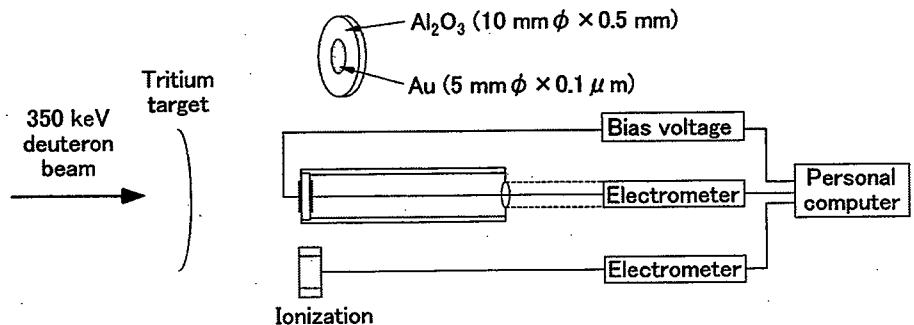
この結果から、本装置を用いた照射実験により窓材料の発光を観測することができ、そのスペクトルは中性子照射により得られたものと同様であることが分かつた。今後、nsオーダーのシングルイオンビーム照射により発光寿命測定や発光効率の測定を行い、荷電粒子輸送計算コードによるシミュレーションと合わせて詳細な考察を行うことにより、本装置が発光の機構解明に寄与できる。また、中性子照射実験では見られなかつた照射量増加に伴うスペクトル変化がイオンビーム照射実験により観測されたことから、詳しい機構が未だ不明である複合欠陥形成による恒久的な特性変化の機構解明においても利用することができる。

6. 4 無機絶縁材料のイオン照射応答 - 中性子誘起伝導模擬実験

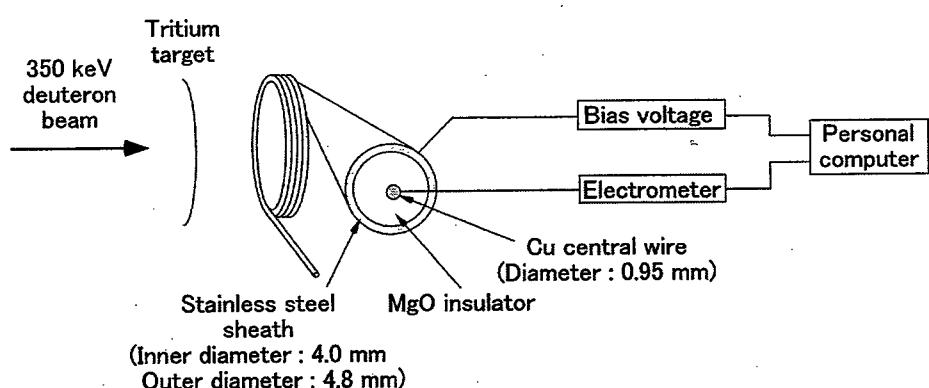
6.4.1 はじめに

絶縁材料に対する照射効果の研究は核融合診断機器等の設計上、重要な課題の一つである。これまでに原子炉などを用いた実験により高線量の放射線による影響が調べられており、絶縁低下が問題となつてゐる。核反応によって絶縁体中に生成される電荷に起因した動的照射効果、中性子誘起電気伝導現象である[18, 19]。我々の研究室では主にセラミック絶縁材料であるサファイアや石英試料、また、同軸ケーブルの構造をもつMI(Mineral-insulated)ケーブルに対する照射効果の研究が進められている[20]。核融合炉設計において照射効果の程度を見積もるための指標となる値を示すこと、および、照射効果の詳細な機構について微視的観点から議論するためのデータを得るために ^{60}Co γ 線、14 MeV 単色中性子の照射など、キャラクタリゼーションにより放射線場の正確な情報が得られる実験に重点を置いてゐる。また、特に過渡的な照射効果に関する詳細なデータは不足していると考えられるため、短パルスX線照射実験[21]も行った。ここでは日本原子力研究FNSにおいて行われたセラミック絶縁材料およびMIケーブルに対する14MeV中性子照射実験結果の一例について述べる。

図6.16 (a)にセラミック絶縁材料に対する中性子照射実験の概略図を示す。セラミック試料として直径10mm、厚さ0.5mmの板状高純度サファイア結晶を使用した。両面に金を蒸着して電極としている。中性子照射の影響を受けやすい同軸ケーブルをトリチウムターゲットから離すために試料はパイプの先端に取り付けられ、反対側まで信号線が張られている。パイプ内部には窒素ガスを流し、試料以外の電荷の流れを抑制している。電極の一方には電圧を印加し、もう一方の電極に接続した電流計に流入する漏れ電流の変化を測定した。図6.16 (b)にはMIケーブルに対する中性子照射実験の概略図を示す。MIケーブルは銅の芯線、粉末MgOの絶縁層およびステンレスシースからなる。0.95 mm ϕ の芯



(a) セラミック絶縁材料に対する中性子照射実験



(b) MI ケーブルに対する中性子照射実験

図 6.16 絶縁材料に対する 14 MeV 中性子照射効果測定概略図

線と 1.48 mm 厚の絶縁層をもつ長さ 2 m のケーブルをリング状に巻き、トリチウムターゲットの近くに設置した。シースに電圧を印加し、芯線に流入する漏れ電流の中性子照射に伴う変化を測定した。

中性子照射によるサファイア試料の漏れ電流変化を測定した結果例を図 6.17 に示す。上が漏れ電流の変化、下が試料の近くに設置したイオンチェンバーの電流変化および DT 反応に伴う α 粒子計数率から求められるフラックスである。過渡的な変化を観察するため中性子の発生と停止を繰り返している。漏れ電流の変化には緩やかな中性子フラックスの増加にもかかわらず最初に鋭いピークが見られ、その後、定常状態に落ちている。また、照射停止後は緩やかに漏れ電流が減少し、照射前の値に戻る。定常状態における漏れ電流は印加電圧に比例することを確認しており、核反応に伴い試料内で生成した電子、正孔のドリフトによるものと考えられる。中性子フラックスの増加時に見られるピークに関しては、2 回目以降の照射において小さくなっていることから、結晶内に捕獲されたいた電荷の放出が関係すると考えられるものの、詳細な機構は解明されていない。

同様の実験における MI ケーブルの漏れ電流変化を測定した結果例を図 6.18 に示す。上が漏れ電流、下が ^{232}Th 核分裂計数管による測定値から換算された試料位置におけるフラックスの変化である。セラミック試料と同様に、定常状態における漏れ電流の増加は印加電圧に比例することを確認しており、中性子照射に伴い絶縁層内において Mg およ

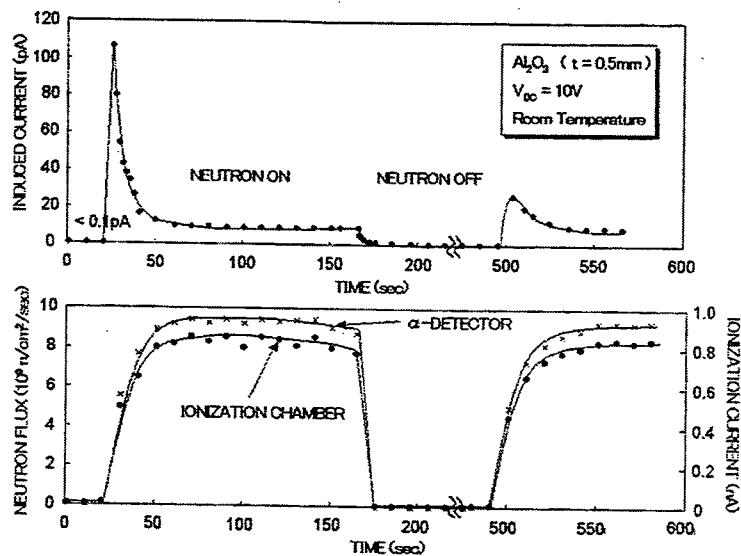


図 6.17 サファイア試料の中性子誘起伝導測定結果例

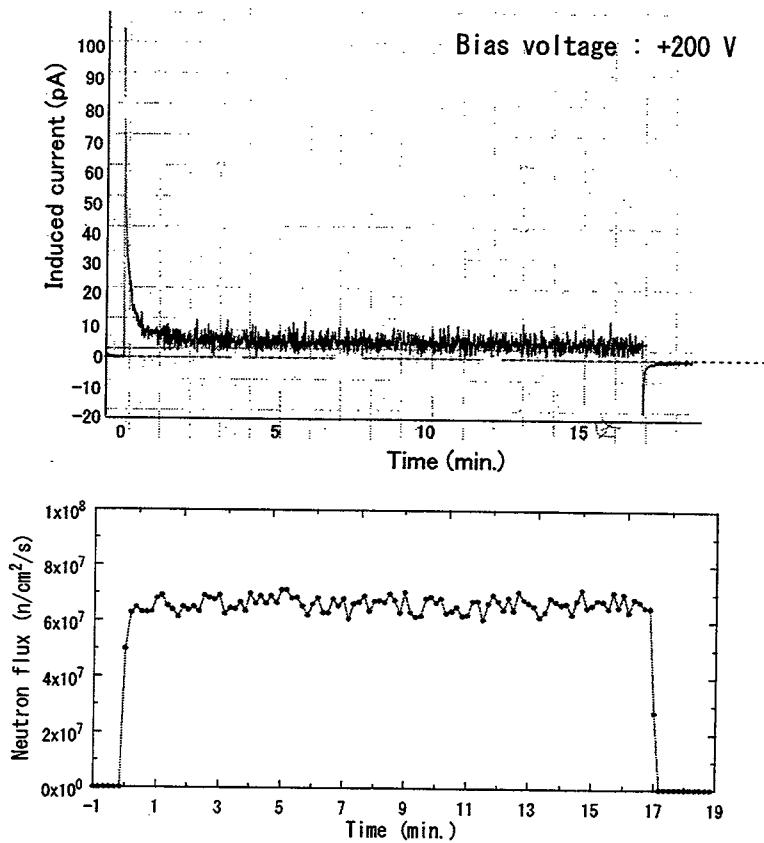


図 6.18 MI ケーブルの中性子誘起電流測定結果例

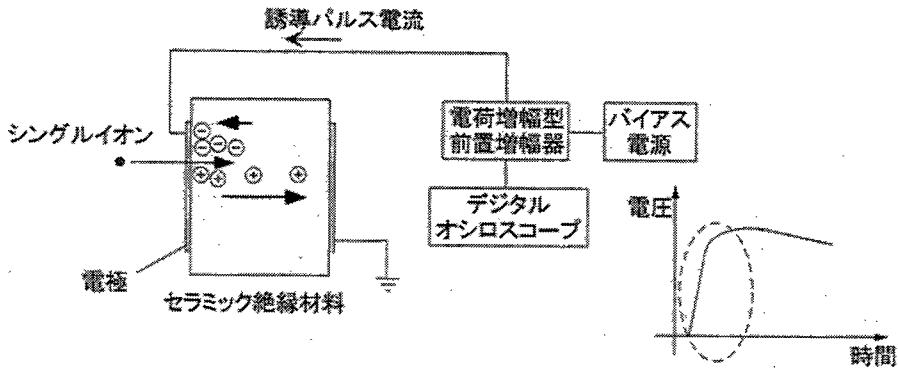
びOとの核反応により生じた高エネルギー荷電粒子により生じた電荷のドリフトが絶縁性能の低下をもたらしている。中性子照射開始時には、セラミック試料と同様の過渡的変化によると思われるピークが見られる。また、MI ケーブルに関しては中性子照射停止時にも逆向きのピークが観測された。

以上に述べた結果の他に、両方の実験において印加電圧が 0 V であるときにも中性子照射中には漏れ電流が観測され、その向きから結晶内部には正の電荷の蓄積が生じていることが示唆されている。これらの実験において観測された絶縁性能の低下や過渡的な変化は信号伝達において大きな影響を与えると考えられ、今後の研究による機構の解明が必要である。

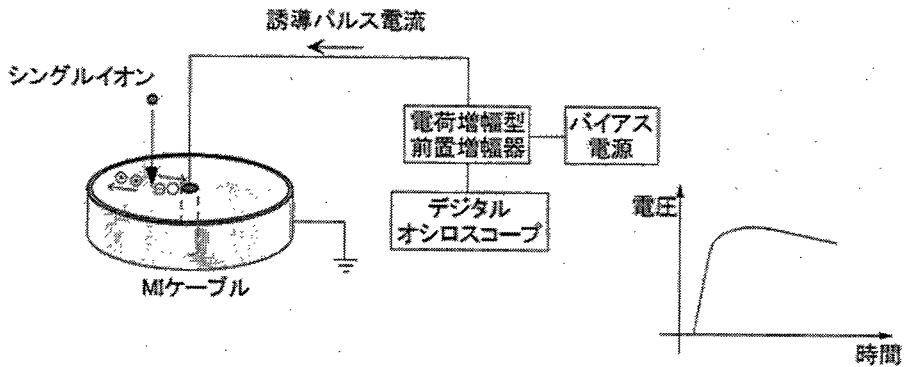
6.4.2 パルスイオンビーム実験

無機絶縁材料に対する中性子をはじめとする照射実験の結果から、照射に伴い結晶内に生ずる電子や正孔の挙動が絶縁性能の低下を引き起こしていることがわかった。特に中性子照射においては核反応に伴って生成される荷電粒子がそれら電荷の生成の主要因となっている。実験結果に現れた定常的な漏れ電流や正電荷の蓄積、フラックスの変化に伴う過渡応答などの現象を解明するためには、ポアソン方程式に基づいた材料中の電界およびの電子・正孔の挙動に関するシミュレーション計算を行い、微視的観点から議論する必要がある。しかし、計算や考察に必要とされるセラミック絶縁体中における電荷の移動度や寿命、捕獲・再放出・再結合の断面積などのデータはほとんど知られていない。特に、MI ケーブルにおいては MgO 絶縁層が粉末となっており、電気的パラメーターを文献より探すことは難しいと考えられる。また、放射線が材料中に生成する電荷量を見積もるための基本的なパラメーターである ϵ 値、すなわち 1 対の電子・正孔対を生成するのに必要な平均エネルギー、については通常の単結晶であればバンドギャップのおよそ 3 倍として見積もることができる [22]。しかし、粉末に対して同じ値を用いることができないと考えられ、別に実効的な ϵ 値を調べる必要がある。

これら材料中の電子・正孔の挙動についての情報を得るために、開発した装置による照射実験を計画している。図 6.19 (a) に示すように、両面に電極を蒸着させた試料を通常の放射線検出の測定系に接続し、单一イオン粒子もしくはパルスビームを入射させる。低エネルギーイオンの飛程は短いために、入射側電極近傍において電子・正孔対が生成され、これらの電子、正孔は結晶内の電界に従ってドリフトする。その際に、測定系の回路に流れる誘導電流を電荷有感型前置増幅器により電圧信号に変換し、デジタルオシロスコープによりその波形を観察する。図に示した測定系において電極に正のバイアスを印加した場合、正孔が長距離をドリフトできることになり、観測される電圧信号の形成主体となる。電極に負のバイアスを印加すると電子のドリフトが信号形成の主体となる。観測される信号波形の立ち上がりや波高、形状から電子や正孔のドリフト速度、捕獲・再放出の影響、 ϵ 値などの情報を得ることができる [23]。また、MI ケーブルは同軸ケーブルであるために絶縁層内の電界は均一でなく、電荷の生成位置やドリフトの向きによって信号に現れる過渡的効果の大きさが異なることが簡単な電場計算から予測される。このような入



信号波高および波形立ち上がりの観察
 ⇒ 生成電荷数、ドリフト速度、捕獲の影響
 (a) 無機絶縁材料の電気的パラメーター測定実験



(b) MI ケーブルの過渡応答位置依存性測定実験

図 6.19 シングルイオン入射実験の概念図および機能材料の電気的パラメーター、応答位置依存性の測定

射位置の影響を確認し、シミュレーションとの比較を行うために、図 6.19 (b) に示したような集束パルスビームによる詳細な過渡応答の位置依存性測定実験が有効であると考えられる。

6.5 核融合診断用人工ダイヤモンド中性子検出器の応答解析

6.5.1 はじめに

ダイヤモンド放射線検出器は、高温環境下における動作、高い耐放射線性、化学的耐性など様々な特徴をもつ。特にヨーロッパにおいては次世代の加速器実験における検出器等として開発が行われている [24, 25]。核融合プラズマ診断においては、可視光に不感であることを利用して、荷電粒子の測定に用いられている [26]。

さらに、ダイヤモンド検出器は結晶を構成する炭素の $^{12}\text{C}(n, \alpha)^{9}\text{Be}$ 反応を用いることにより DT 反応で生ずる 14 MeV 中性子のエネルギー測定を行い、その結果からプラズマ診断

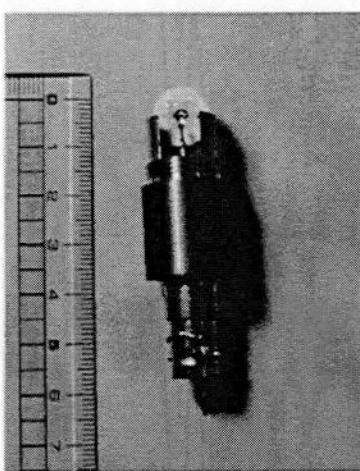
を行うことが可能である [27]。これはプラズマのイオン速度分布を等温マクスウェル分布に従うと仮定すると、イオン温度 T_i keV のプラズマに対し、DT 中性子のエネルギー拡がりの半値幅が近似的に

$$\Delta E_n \cong 177\sqrt{T_i} \quad (7.1)$$

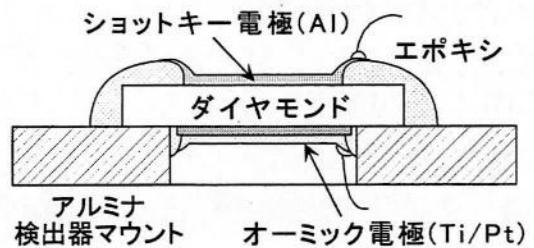
となるからである [28, 29]。これまでに、非常に特性の良い天然ダイヤモンド結晶を用いることにより、プラズマ診断に要求されるエネルギー分解能、検出効率および高係数率を満たす検出器が製作されている [30]。しかし、検出器として十分な性能を得るための良質な天然ダイヤモンド結晶の確保は非常に困難である。特に核融合炉における使用においては、プラズマ分布の測定や照射損傷による性能の劣化による交換の点から多数の均質な特性をもつ検出器を確保することが必要である。そのため、人工ダイヤモンド結晶を用いた超小型中性子検出器の研究開発を行っている。

6.5.2 中性子スペクトルの測定原理

ダイヤモンド検出器の写真を図 6.20 (a) に、構造を (b) に示す。大きさ 2 – 3 mm 四方、厚さ 0.1 – 0.3 mm の人工ダイヤモンド結晶の両面に、金属を数十 nm 程度の厚さで蒸着して電極とする。この結晶をアルミナ製のマウントの上に置いてエポキシで固定し、金線を取り付けて検出器として動作させる。放射線が結晶内において電子・正孔対を生成すると、図 6.21 に示すように、これらの電荷は電極への電圧印加により生じる結晶中の電界に従い結晶を移動する。その際に測定回路に生ずる誘導電流を電圧に変換して入射粒子のエネルギーを測定する。



(a) ダイヤモンド放射線検出器の写真



(b) ダイヤモンド放射線検出器の構造

図 6.20 人工ダイヤモンド放射線検出器の写真と構造

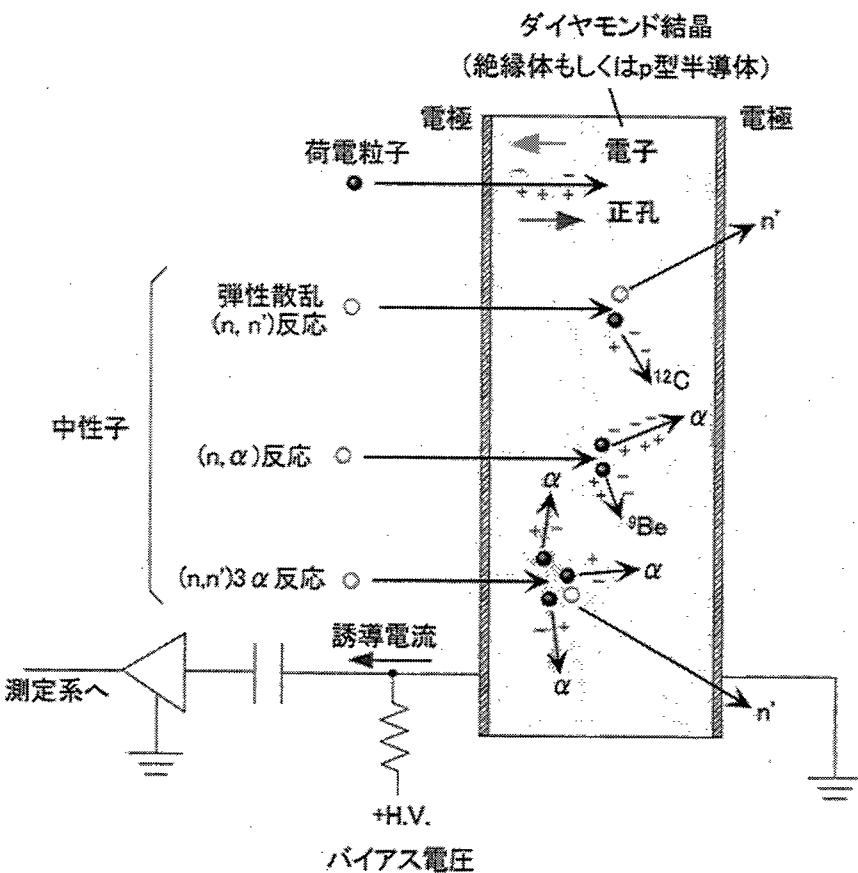


図 6.21 ダイヤモンド検出器の構造と中性子検出原理

電気的に中性である中性子のエネルギーを通常の粒子検出器により直接測定することはできない。ダイヤモンド検出器における DT 中性子の測定においては、結晶を構成する炭素との核反応を利用する。14 MeV の DT 中性子がダイヤモンド結晶内で引き起こす核反応とそれらのしきい値および断面積を表 6.2 に示す。これら反応により生じた荷電粒子がダイヤモンド結晶において電子・正孔対を生成し、検出信号として現れる。様々な反応により荷電粒子が生成されるため、DT 中性子に対するエネルギースペクトル測定結果は図 6.22 のようになる。ここに示したスペクトルは理想的な検出器を想定し、核データを用いてその応答をシミュレーションしたモンテカルロ計算の結果である。このうち最もエネルギーの高い位置に分離して現れる $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ 反応に起因したピークを中性子エネルギー測定に利用する。このピークは荷電粒子である α 粒子と ^9Be のエネルギー和が測定されるものであるが、この値は反応を引き起こした中性子のエネルギーを反映している。十分良い性能をもつ検出器においては、このピークの拡がりが中性子のエネルギー拡がり、すなわちプラズマ温度を反映することになる。

図 6.23 に現段階における人工ダイヤモンド放射線検出器により測定した DT 中性子に対する応答を示す [31]。プラズマ診断のための中性子スペクトロメーターとして求められる分解能は 1 - 3% 程度である。この実験結果の $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ 反応に対応するピークから求

表 6.2 ダイヤモンド結晶中の DT 中性子核反応

反応	しきい値 (MeV)	断面積 (mb)	生成荷電粒子のエネルギー総和 (MeV)
(n, α_0)	6.2	72.3	8.5
弹性散乱	—	833	0 - 4.03
(n, n'_1)	4.8	210	0.04 - 3.3
$(n, n'_2) 3\alpha$	8.3	18.6	0.5 - 3.1
$(n, n'_3) 3\alpha$	10.4	68.2	2.6 - 4.7
$(n, n'_4) 3\alpha$	11.7	20.6	3.8 - 5.6
$(n, n'_5) 3\alpha$	12.8	12.7	5.0 - 6.3
$(n, n'_6) 3\alpha$	13.8	8.3	6.2 - 6.9
(n, α_1)	8.8	30	5.2 - 6.3
(n, p)	14.5	0	—

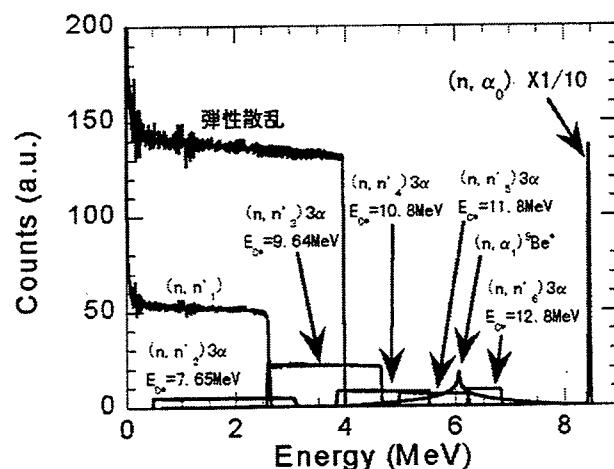


図 6.22 ダイヤモンド検出器の DT 中性子に対する応答計算結果

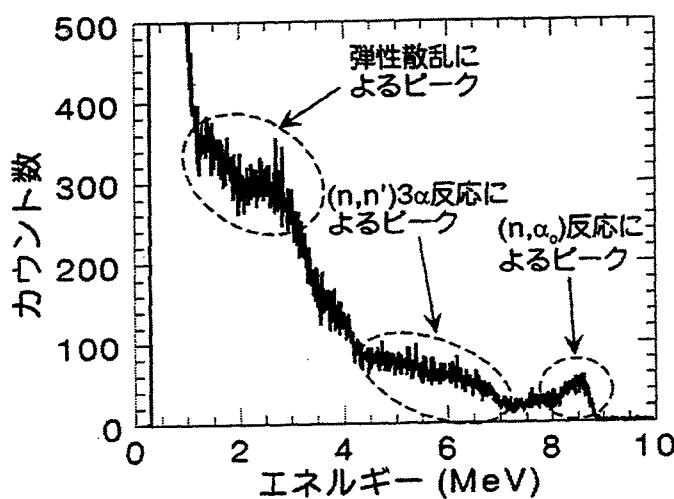


図 6.23 DT 中性子に対する人工ダイヤモンド放射線検出器の応答波高分布

められる 14 MeV 中性子に対する分解能は～9% にとどまっており、信号電荷の結晶内における捕獲が目標性能の達成を妨げていることが指摘されている。

6.5.3 不純物濃度低減による検出器性能の向上

現在の人工ダイヤモンド結晶の問題点は電荷キャリアである正孔や電子に対する捕獲作用が大きいことである。捕獲作用は信号波高の低下、長時間測定および高計数率測定における分極現象を引き起こし正確な粒子エネルギーの測定を妨げる。電荷キャリアの捕獲を引き起こす原因是、不純物もしくは点欠陥などによりダイヤモンドのバンドギャップ中に形成される捕獲準位であると考えられる [32-34]。これまで、荷電粒子入射に対する検出器応答から結晶中における正孔や電子の挙動を調べ、その情報をもとに結晶の高純度化、高品質化を行うことにより検出器性能の向上が続けられている。

ダイヤモンドは 5.5 eV と非常に大きなバンドギャップを持つ。そのため、理想的なダイヤモンド結晶を用いた検出器であれば 225 nm よりも長い波長の光照射に対して影響は見られないと考えられる。図 6.24 に高圧高温合成高純度 IIa 型ダイヤモンド検出器に対する光照射の影響を示す。 ^{241}Am 線源の放出する 5.486 MeV α 線のエネルギースペクトル測定を行い、検出器側面より光を入射させた際の影響を調べたものである。緑、青、紫外光照射によりエネルギースペクトルが著しく劣化していることがわかる。これは、バンドギャップ中に存在する不純物や点欠陥に起因する準位を介して価電子帯の電子が伝導帯に励

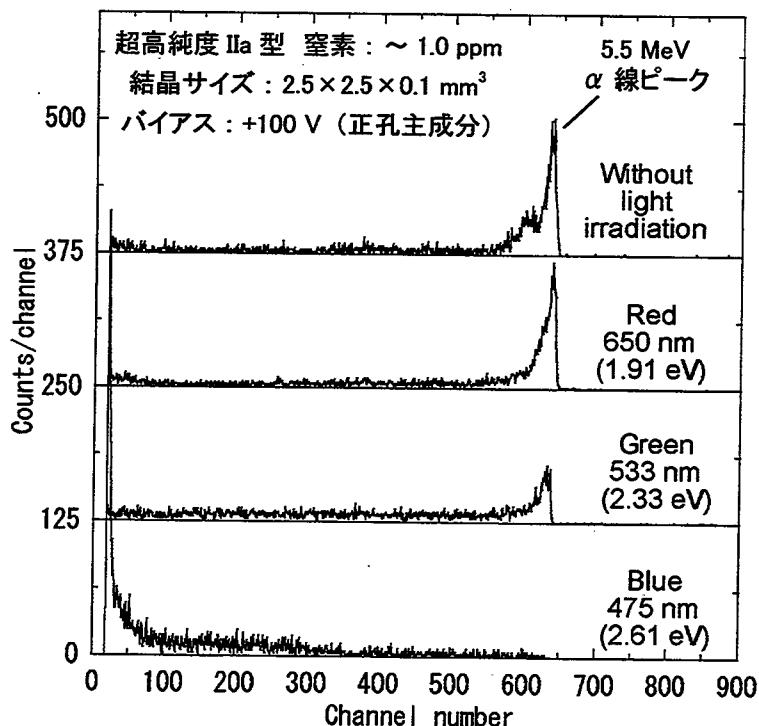


図 6.24 高純度 IIa 型ダイヤモンド検出器の 5.5 MeV α 線に対する応答と光照射効果

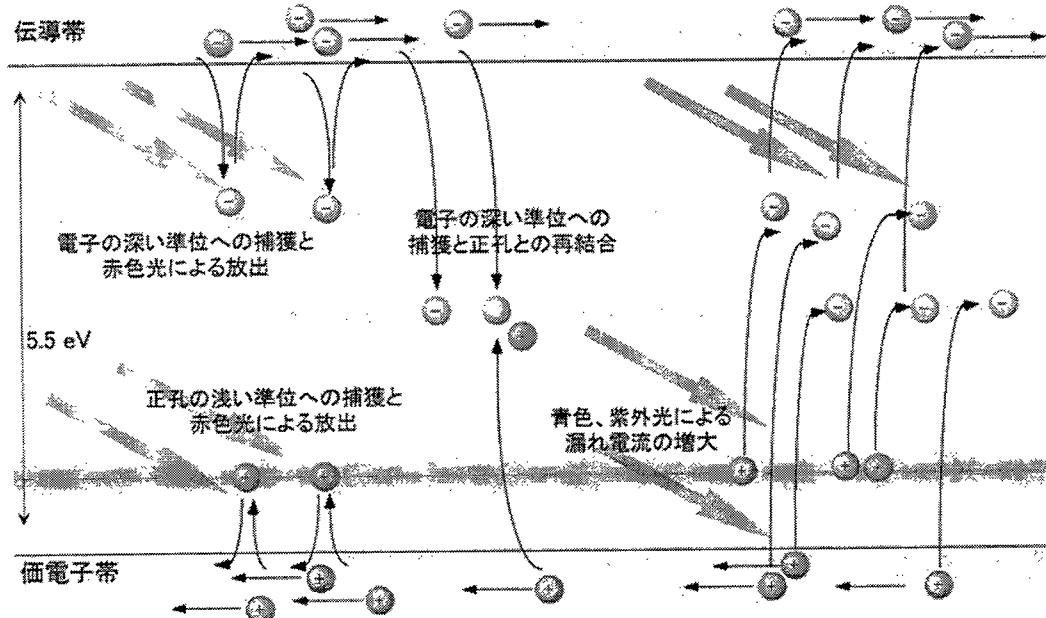


図 6.25 光照射実験結果から推測される高純度 IIa 型結晶内の捕獲準位

起されたために、結晶内の漏れ電流増大や電界強度分布の歪が生じたためと考えられる。同様の単色光を用いた光照射実験により正孔、電子各自の挙動に影響を与える光の波長を詳しく調べ、図 6.25 に示すように、正孔に対する浅い捕獲準位および電子に対する深い捕獲準位の存在とそれらの影響を明らかにした。高純度 IIa 型結晶には主要な不純物としてホウ素が～0.5 ppm、窒素が～1.0 ppm 含まれているが、光照射実験の結果から窒素不純物が検出器性能の向上を著しく妨げている可能性が高いことがわかった。

そこで窒素濃度を従来の 1/10、すなわち～0.1 ppm に低減させた超高純度 IIa 型ダイヤモンド単結晶 [35, 36] を用いた検出器を製作し、 α 線エネルギースペクトル測定に対する光照射効果を調べた [37]。図 6.26 にその結果を示す。単一エネルギーの α 線に対して複数のピークが得られ、このことは結晶内に特性の異なる複数の領域が存在することを示唆している。また、光照射効果を調べた結果、スペクトルの劣化が見られたが、従来の検出器の応答と異なり、ピークの一つが光照射の影響を受けにくいことがわかった。照射した紫外光の波長はバンドギャップの 1/2 を越えていることから、結晶の一部分に不純物や点欠陥の影響が少ない、非常に特性の良い部分が存在する可能性が高いと考えられる。検出器製作に用いたものと同じ超高純度 IIa 型結晶の紫外励起発光を測定した写真を図 6.27 (a) に示す。中心部分に発光のほとんど見られない領域が存在し、その周囲が発光している。発光はバンドギャップ中に不純物や点欠陥に起因する準位が存在することを示しており、中心部分が特性の良い部分であると考えられる。この結晶は図 6.27 (b) に示すように種結晶から成長したものの一部分を切り出して薄膜としている。そのため、使用した結晶の中心部は (100) 面に相当する。今後、この (100) 面のみを切り出して用いることにより、非常に性能の良いダイヤモンド検出器を製作できる可能性が非常に高い。

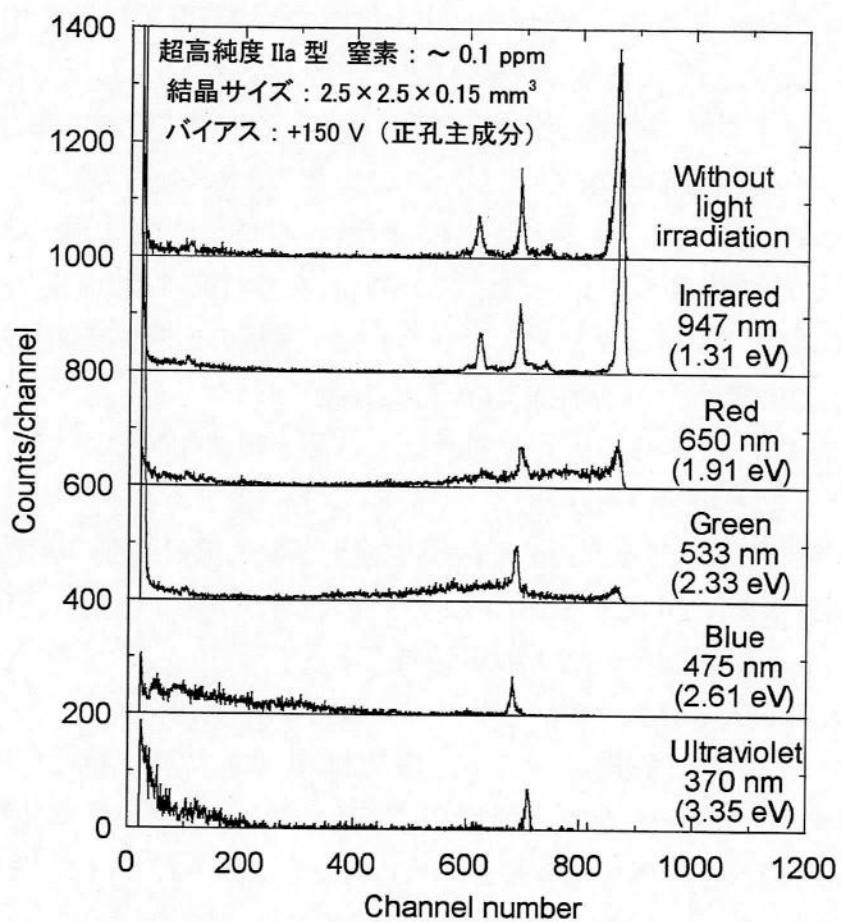


図 6.26 超高純度 IIa 型ダイヤモンド検出器の $5.5 \text{ MeV} \alpha$ 線に対する応答と光照射効果

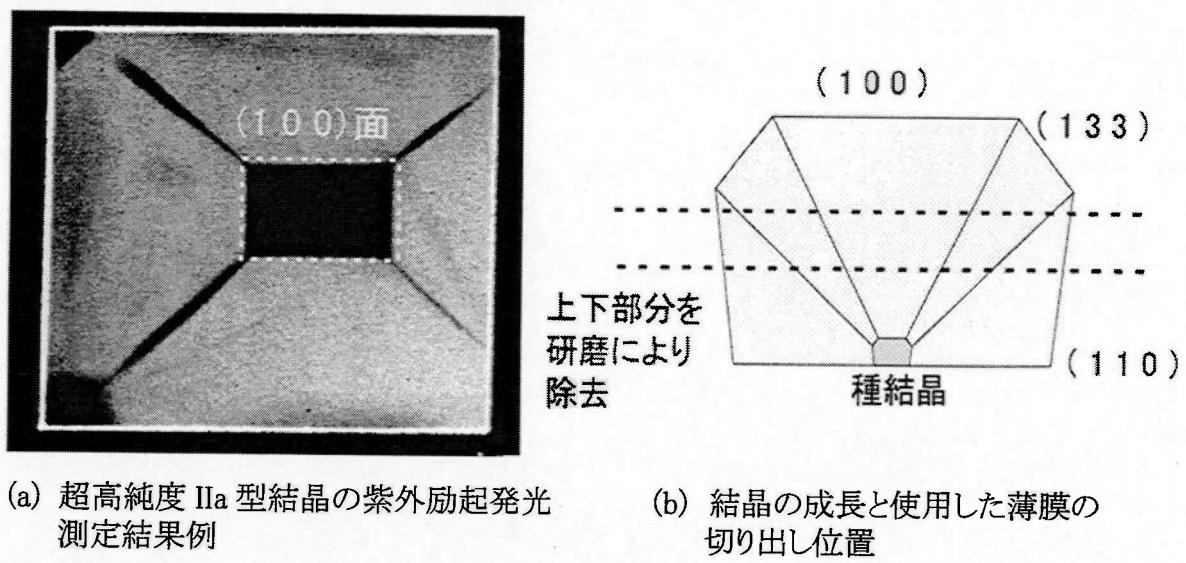


図 6.27 紫外励起発光により観察される超高純度 IIa 型結晶内の成長方向分布

ダイヤモンド検出器は核融合炉における使用において要求される耐放射線性に関しても優れた検出器である。これは、ダイヤモンドを構成する炭素原子に対するはじき出しエネルギーが 45 eV 程度 [38] と非常に大きいことによると言われている。天然ダイヤモンド検出器に関しては、シリコン検出器と比較して～ 100 倍の耐放射線性をもち、～ 10^{14} n/cm² までの中性子照射に対して性能の劣化がないことが報告されている [39]。

そこで、現時点における人工ダイヤモンド検出器の耐放射線性を調べるために、主要な不純物としてホウ素～ 0.5 ppm 、窒素～ 1.0 ppm を含む高純度 IIa 型ダイヤモンド検出器に対する 14 MeV DT 中性子照射実験を行った。実験の概略図を図 6.28 に示す。照射は日本原子力研究所、14 MeV 中性子発生装置 FNS において、～ 10^{14} n/cm² まで行い、照射線量に対する特性の変化を調べた。結晶の電気的特性として I-V (電流-電圧) 特性を、また、検出器特性として ²⁴¹Am の α 線に対するエネルギースペクトル測定を測定した。現時点における人工ダイヤモンド検出器では電荷捕獲の影響が大きいことに起因して、高計数率における中性子エネルギーの測定は行えないため [31] 、この実験においては主に α 線による検出器特性の評価を行った。

図 6.29 に結晶の I-V 特性の変化を示す。照射量の増加に伴い、～ 10^{12} n/cm² までは整流特性が強くなり、その後弱くなっている。I-V 測定において整流特性が強まったことは、結晶が半導体的な性質を強めたことを示す。これまでの光照射実験により、用いた結晶には浅い正孔捕獲準位や深い電子捕獲準位の存在が見出されている。そのため、中性子照射に伴い生じた欠陥がバンドギャップ中に準位を形成したためにフェルミ準位が変化し、浅い準位の作用が現れるようになった可能性がある。中性子照射に伴う欠陥生成が

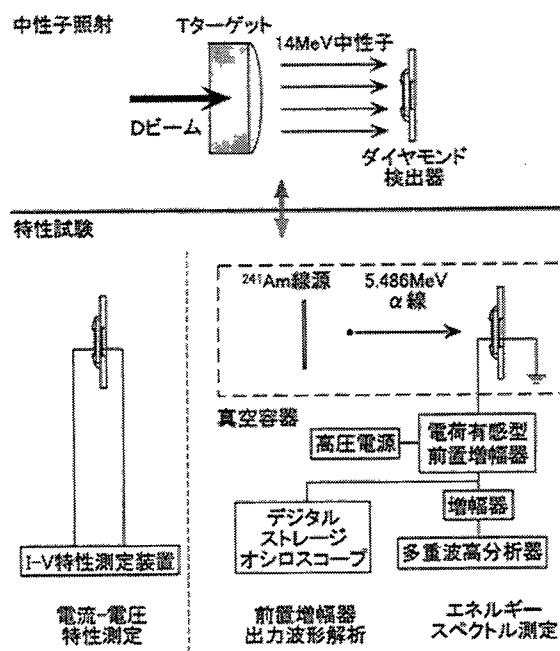


図 6.28 人工ダイヤモンド放射線検出器の DT 中性子に対する耐放射線性測定概略図

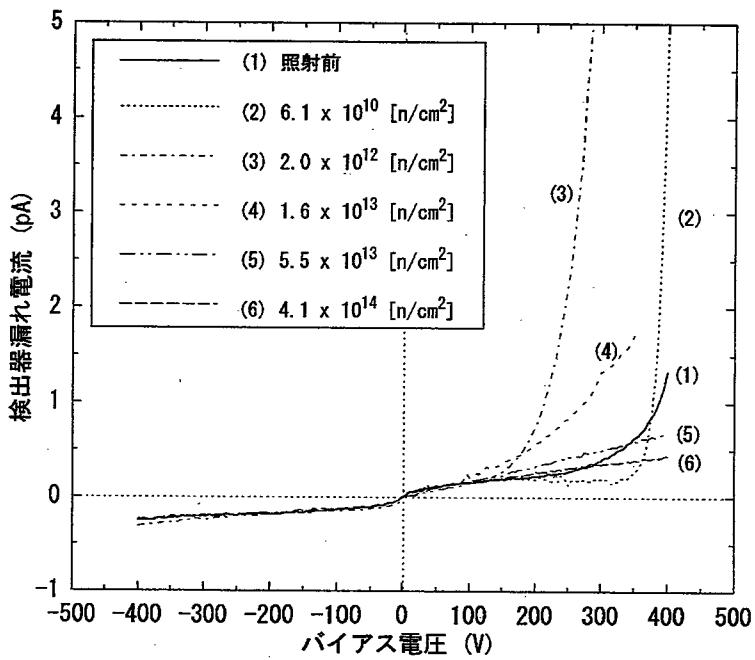


図 6.29 DT 中性子照射に伴う人工ダイヤモンド結晶の整流特性変化

電気的特性に与える影響については、現在、他の多結晶人工ダイヤモンドに対する報告例 [40-42] との比較、フェルミ準位や各準位のイオン化率の計算、はじき出しによる欠陥生成数の計算などによる考察を行っている。

図 6.30 に中性子照射に対する α 線エネルギースペクトルの変化を示す。 $\sim 10^{11} - \sim 10^{12} \text{ n/cm}^2$ では結晶の整流特性変化に伴う漏れ電流の増加により正しいスペクトル測定が行えなかった。しかし、整流特性が弱まった 10^{13} n/cm^2 から再び正常な測定を行い、 $5.5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ までピークを確認した。この値は天然ダイヤモンド検出器に関して報告されている値よりも 1 衡小さい値となっており、スペクトル測定においても不純物もしくは点欠陥の存在が影響を及ぼしている可能性がある。

以上の実験結果から、高純度 IIa 型人工ダイヤモンド検出器の DT 中性子に対する耐放射線性に関しては、 $\sim 10^{11} \text{ n/cm}^2$ から不純物や欠陥に起因すると思われる電気的特性変化が生じ、エネルギースペクトルを測定可能な最大照射量は $5.5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ と天然ダイヤモンド検出器と比較して 1 衡程度低いものにとどまることがわかった。しかし、人工ダイヤモンドの合成技術の進歩とともに不純物濃度の低減が進んでおり、今後の高純度化、高品質化により、天然ダイヤモンド検出器と同程度の耐放射線性が得られる可能性が非常に高いと考えられる。

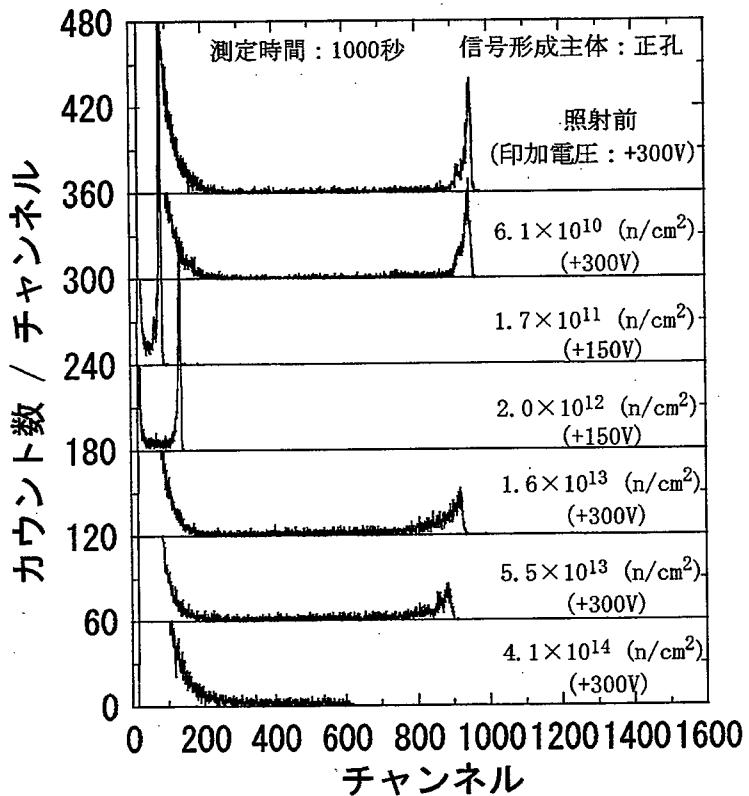


図 6.30 DT 中性子照射量増加に伴う 5.5 MeV α 線エネルギースペクトルの変化

6.5.4 イオンビームによる中性子応答の模擬

窒素不純物を従来の 1/10、～0.1 ppm に低減した超高純度 IIa 型ダイヤモンド単結晶では、その一部に検出器製作に非常に適していると考えられる領域が見出された。この領域は紫外励起発光測定の結果などから、(1 0 0) 方向に成長した領域である可能性が高いものの、放射線測定による直接的な結果は未だ得られていない。

直接的に調べる方法としては(1 0 0)面のみからなる薄膜を製作して検出器とすることであるが、研磨の技術的な限界から容易ではない。また、一般的な線源では強度が弱いために、コリメーターにより入射位置を限定し、(1 0 0)面のみの応答を測定することも難しい。そこで、開発したマイクロシングルイオンビーム実験装置による検出器応答特性の位置依存性測定を予定している。静電レンズにより径を絞ったシングルイオンビームの照射により、正確なエネルギーをもつ粒子に対する検出器応答の結晶成長方向依存性を容易に調べることができる。また、線源では不可能である計数率と応答の関係を領域毎に詳しく調べることができる。このイオンビームを用いた実験により、(1 0 0)面が光照射の影響を受けにくいピークに対応すること、高計数率においても分極現象が生じないこと、電荷キャリアに対する捕獲の影響が小さいことが確かめられれば、ダイヤモンド検出器の開発に大きく寄与し、目標性能達成に大きく近づくことになる。

高純度 IIa 型ダイヤモンド放射線検出器に対する 14 MeV 中性子照射実験の結果からは、不純物や点欠陥の存在が現時点における人工ダイヤモンド検出器の耐放射線性を低いものにしている可能性が高いことがわかった。特に中性子照射に伴う人工ダイヤモンド結晶の電気的特性の大きな変化に関しては、今後の高純度化、高品質化による改善が期待できるため、その原因を調べることは開発の方向性を決定するために非常に重要となる。

中性子照射実験において特性に変化をもたらす欠陥生成は、表 7.2 に示したように、核反応に伴って生ずる荷電粒子による。そこで、不純物濃度の異なる複数の試料に対して中性子による欠陥生成を模擬するためのイオンビーム照射実験を行い、欠陥数や密度と電気的特性との関係を調べることにより、低減すべき不純物を同定するための情報を得ることができると考えられる。また、欠陥生成と同時に、シングルイオンビームを用いた発光測定や電荷キャリアの移動度測定を行うことなども考えられ、非常に有効である。

結晶特性および検出器性能を評価する方法は、放射線検出信号の詳細な解析、光照射効果の観察、結晶の紫外励起発光測定など様々なものがある。しかし、14 MeV 中性子照射施設における実験では、マシンタイムが限られていること、放射化を避けるための考慮が必要なこと、放射線管理区域内において行える測定が限られることなどから、詳細な実験を行うことは非常に難しい。イオンビーム照射実験ではマシンタイム等に制限されずに詳細に正確な測定を行うことにより、有用な情報を得られることが期待できる。

6. 6 結論

本研究で開発したマイクロシングルイオンプローブを利用した照射効果研究への応用実験の例を示した。シリコン半導体検出器や核融合診断用光学窓材の高速イオン応答特性を正確に評価できることを示した。これらの結果は、より複雑な中性子照射効果の機構解明の方法研究に役立つはずである。また、同様の手法で、無機絶縁材料の中性子誘起電気伝導機構解明のための基礎実験と、核融合診断用人工ダイヤモンド中性子検出器開発のための基礎実験を計画している。いずれの研究においても中性子が材料原子と核反応を起こして生じる荷電粒子の挙動と効果が重要であり、その微視的観点からの機構解明に、本シングルイオンマイクロプローブが非常に有用である。

第6章 参考文献

- [1] F. Sato, T. Tanaka, and T. Iida; "Response of silicon semiconductor detector to low-energy ions", *Proc. of 1998 IEEE Nuclear Science Symposium*, N21-19, 1998.
- [2] E.L. Haines and A.B. Whiehead; "Pulse height defect and energy dispersion in semiconductor", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 37, pp. 190-194, 1966.
- [3] G. Forcinal, P. Siffert and A. Coche; "Pulse height defects due to nuclear collisions measured with thin window silicon surface barrier detectors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15, pp.475-479, 1968.
- [4] E.C. Finch and A.L. Rodgers, "Measurements of the pulse height defect and its mass dependence for heavy-ion silicon detectors", *Nucl. Instrum. Meth.*, 113, pp. 29-40, 1973.
- [5] E.C. Finch, M. Asghar and M. Forte; "Plasma and recombination effects in the fission fragment pulse height defect in a surface barrier detector", *Nucl. Instrum. Meth.*, 163, pp.467-477, 1979.
- [6] 折田 裕重; "表面障壁型シリコン半導体検出器の低エネルギーイオン応答", 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 修士論文, 1998.
- [7] 藤本文範、小牧研一郎; "イオンビーム工学 -イオン・固体相互作用編", 内田老鶴園, 1995.
- [8] M. Posselt and K-H. Heinig; "Comparison of BC and MD simulations of low-energy ion implantation", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 102, pp. 236-241, 1995.
- [9] P. Haussalo, K. Nordlund and J. Keinonen; "Stoppping of 5-100 keV helium in tantalum, niobium, tungsten and AISI316L steel", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 111, pp. 1-6, 1996.
- [10] R.P. Webb, R. Smith, I. Chakarov and K. Beardmore; "The computer simulation of energetic particle-solid interactions", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 112, pp. 99-104, 1996.
- [11] A.K. Green and E.Bauer; "Formation, structure and orientation of gold silicide on gold surfaces", *J. Appl. Phys.*, Vol. 47, pp.1284-1291, 1976.
- [12] プラズマ・核融合学会編; "プラズマ診断の基礎", 名古屋大学出版会, 1990.
- [13] C.I. Walker, T. Ando, A. Costely, L. deKock, K. Ebisawa, G. Janeschitz, L. Jhonson, V.

Mukhovatov, G. Vayakis, M. Yamada and S. Yamamoto; “Engineering aspects of ITER plasma diagnostic systems”, *Fusion Technology*, Lisbon, Vol. 1, 849, 1996.

- [14] F. Sato, Y. Oyama, T. Iida, F. Maekawa, J. Datemichi, A. Takahashi and Y. Ikeda; “Experiment of 14 MeV neutron induced luminescence on window materials”, *Proc. of the 19th Symp. on Fusion Technology*, Lisbon, Vol. 1, pp. 857-860, 1997.
- [15] 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, pp. 1897-1901, 1998.
- [16] 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, pp. 207-212, 1998.
- [17] 佐藤 文信、大山 幸夫、飯田 敏行; “核融合実験炉用窓材料の 14 MeV 中性子照射実験”, *JAERI-Research*, 97-042, 1997.
- [18] T. Behnke, A. Oh, A. Wagner, W. Zeuner, A. Bluhm, C. Klages, M. Paul and L. Schafer; “Development of films for particle detector applications”, *Diamond and Rel. Mater.*, 7, pp. 1553-1557, 1998.
- [19] T. Shikama, M. Narui and T. Sagawa; “Radiation induced electromotive force in mineral insulated cable under reactor irradiation”, *Nucl. Instrum. Meth.*, B 122, pp. 650-656, 1997.
- [20] C.J. Allan and G.F. Lynch; “Practical consideration for the use of mineral-insulated cables in a reactor environment”, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 45, pp. 233-234, 1983.
- [21] T. Iida, F. Sato, H. Sato, F. Maekawa and H. Takeuchi; “Electrical properties of ceramic insulators under irradiation”, *Proc. of 1st International Symposium on Supercritical Water-cooled Reactors, Design and Technology*, SCR-2000, pp. 251-256, 2000.
- [22] Teruya Tanaka, Hisae Yonezawa, Fuminobu Sato, Toshiyuki Iida, Toshiji Ikeda, Shuichi Okuda, Kentaro Ochiai and Takeo Nishitani; “Electrical Properties of Mineral Insulated Cables under Irradiation”, *The First iTRS International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology*, Seoul, pp. 270-272, 2001.
- [23] C.A. Klein; “Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors”, *J. Appl. Phys.*, 39, pp. 2029-2038, 1968.
- [24] G.F. Knoll 著、木村 逸郎、阪井 英次 訳; “放射線計測ハンドブック第 2 版”, 日刊

- [25] T. Behnke, P. Huntemeyer, A. Oh, J. Steuere, A. Wagner and W. Zeuner; "The charge collection properties of CVD diamond", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 414, pp. 340-356, 1998.
- [26] A.V. Krásilnikov, S.S. Medley, N.N. Gorelenkov, R.V. Budny, O.V. Ignatyev, Y.A. Kaschuck, M.P. Petrov and A.L. Roquemore; "Tokamak Fusion Test Reactor charge exchange atom spectrometry using a natural diamond detector", *Rev. Sci. Instrum.*, 70, pp.1107-1110, 1999.
- [27] V.D. Kovalchuk, V.I. Trotsik and V.D. Kovalchuk; "Diamond detectors as a fast neutron spectrometer", *Nucl. Instrum. Meth.*, A 351, pp. 590-591, 1994.
- [28] W.R. Faust and E.G. Harris; "Energy distribution of neutrons produced by a thermonuclear reaction", *Nucl. Fusion.*, Vol. 1, p. 62, 1960.
- [29] H. Brysk; "Fusion neutron energies and spectra", *Plasma Phys.*, Vol. 15, p. 611, 1973.
- [30] M. Pillon, M. Angelone and A.V. Krásilnikov; "14 MeV neutron measurements with 4% energy resolution using a type IIa diamond detector", *Nucl. Instrum. Meth.*, B 101, pp.473-483, 1995.
- [31] K. Kaneko, Y. Ikeda, T. Nishitani and M. Katagiri; "Response function measurement of a synthetic diamond radiation detector for 14 MeV neutrons", *Rev. Sci. Instrum.*, 70, pp. 1100-1103, 1999.
- [32] Edited by J.E. Field; "The properties of natural and synthetic diamond", Academic Press, 1992.
- [33] S. Sonoda, J.H. Won, H. Yagi, A. Hatta, T. Ito and A. Hiraki; "Effect of nitrogen incorporation on electrical properties of boron-doped diamond films", *Appl. Phys. Lett.*, 70(19), pp. 2574-2576, 1997.
- [34] S.A. Kajihara, A. Antonelli, J. Bernholc and R. Car; "Nitrogen potential n-type dopants in diamond", *Phys. Rev. Lett.*, 61, pp. 2010-2013, 1999.
- [35] H. Sumiya and S. Satoh; "High-pressure synthesis of high- purity diamond crystal", *Diamond Rel. Mater.*, 5, pp. 1359-1365, 1996.
- [36] H. Sumiya, N. Toda, Y. Nishibayashi and S. Satoh; "Crystalline perfection of high purity

synthetic diamond crystal”, *J. Crystal Growth*, 178 ,pp. 485-494, 1997.

- [37] T. Tanaka, J. Kaneko, D. Takeuchi, H. Sumiya, M. Katagiri, T. Nishitani, H. Takeuchi, T. Iida and H. Ohkushi; “Diamond radiation detector made of an ultrahigh-purity type IIa diamond crystal grown by high-pressure and high-temperature synthesis”, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 1406-1410, 2001.
- [38] J. Koike, D.M. Parkin and T.E. Mitchell; “Displacement threshold energy for type IIa diamond”, *Appl. Phys. Lett.*, 60(12), pp.1450-1452, 1992.
- [39] S.F. Kozlov, R. Stuck, M. Hage-ali and P. Siffert; “Preparation and characteristics of natural diamond nuclear radiation detectors”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-22, pp. 160-170, 1975.
- [40] D. Husson et al.; “Neutron irradiation of CVD diamond samples for tracking detectors”, *Nucl. Instrum. Meth.*, A 388, pp.421-426, 1997.
- [41] J. Hassard; “The neutron radiation hardness of diamond detectors for future particle physics experiments”, *Nucl. Instrum. Meth.*, A 368, pp. 217-219, 1995.
- [42] A. Mainwood, L. Allers, A.T. Collins, J.F. Hassard, A.S. Howard, A.R. Mahon, H.L. Parsons, T Sumner, J.L. Collins, G.A. Scarsbrook, R.S. Sussmann and A.J. Whitehead; ”Neutron damage of chemical vapour deposition diamond”, *J. Phys. D*, 28 , pp. 1279-1283, 1995.

第7章 総括

本論文は、核融合炉用機能材料の中性子照射効果の模擬、特に動的照射効果の模擬実験装置として開発した、各種のイオンを最適に加速制御できる繰り返し型の単一高速イオン発生装置「シングルイオンマイクロプローブ」とその応用研究について述べている。

第2章では、シングルイオンマイクロプローブの概要、装置全体の構成と主要な目標性能について述べた。また、装置の製作にあたって、性能実現の鍵となるコンポーネントの詳細な設計について述べた。特に、ナノ秒パルス化装置とそれを基にしたシングルイオンビーム生成の原理と方法について詳述した。また、ミクロンオーダーのビーム径を実現するために、本装置開発用のイオンビーム軌道計算コードを作成し、本装置の加速管や静電レンズ等のビーム集束コンポーネントを設計製作した。

第3章では、最適なビーム輸送を行うための精密なビーム測定診断技術について述べた。本装置のビーム測定診断用に、中心にビーム通過孔を持つ4分割扇型電極を用いたビームモニタリングシステムを開発し、 $\sim 30 \mu\text{m}$ の精度でビームプロファイルおよび軌道位置の測定をリアルタイムで行えることを実証した。また、CCDカメラ素子の受光部分を改造し、分解能 $25 \mu\text{m}$ (水平) $\times 15 \mu\text{m}$ (垂直) 程度の簡便な挿入型イオンビームプロファイルモニターを製作した。そして、適宜のイオンビーム調整に非常に有用であることを示した。さらに、ビーム軌道の安定性を調べる目的で固体飛跡検出器 CR-39 のイオンビーム応答測定実験を実施し、アパーチャードコリメートしたビームのプロファイルを $\sim 1 \mu\text{m}$ の精度で観察できることを確かめた。

第4章では、運転者の支援および高精度照射実験における最適なビーム輸送のために開発した、ビーム制御パラメーターの自動最適化システムについて述べた。シンプレス法に基づいて製作したコンピュータープログラムと第3章に述べたビームモニタリングシステムを結合させ、最大4パラメーターの最適化が適切に行えることを確認した。これにより、本シングルイオンマイクロビーム発生装置の最適制御が可能となった。

第5章では、本装置の主要なビーム性能について様々な粒子検出器を用いて行った評価試験の結果について示した。そして、第2章で述べた開発目標（装置の主要性能）を達成できたことを述べた。パルスビーム性能に関しては、イオン検出にマイクロチャンネルプレートを用いた飛行時間法により $\sim 1 \text{ ns}$ のビームパルス幅を確認した。また、シングルイオンの生成は、シリコン半導体検出器によるパルスイオンエネルギー（=イオン加速電圧 \times イオン数）の測定より確認した。そして、当初の設計通り、1パルス中に含まれる平均イオン数の制御が適切に行えていることを示した。ビーム集束性能に関しては、ナイフエッジ法でビーム径を正確に測定し、試料位置において $2.5 \mu\text{m}$ (水平) $\times 2.3 \mu\text{m}$ (垂直) の最小ビーム径が得られていることを確認した。また、コンピューターを利用した任意のビーム走査（描画）がミクロンオーダーの精度で可能なことを確かめた。

第6章では、開発したシングルイオンマイクロプローブを利用したいくつかの応用研究について述べた。シリコン半導体検出器のイオン応答特性をシングルイオンビームの利用により精密に測定した。低エネルギー領域においては、波形加算平均法等を用いることにより雑音の影響を抑え、水素イオンで5 keVまで正確な応答データを得ることができた。また、これらの測定データを、散乱の取り扱い方が異なる代表的な2種類の荷電粒子輸送計算コードを用いたシミュレーション計算結果と比較した。低エネルギー領域において、2体衝突近似に基づくモンテカルロ計算では誤差が大きく、格子原子配列を正確に扱う分子動力学計算が測定データをより良く再現することを示した。これらの荷電粒子輸送計算コードの精度評価を行えることを示した。

核融合診断用光学窓材料の照射効果研究では、サファイア試料の中性子誘起発光現象を本シングルイオンマイクロビーム照射装置で模擬することを試みた。そして、中性子照射効果で問題となる照射損傷が進むにつれて光学窓材からの発光スペクトルがどのように変化するかを示すことができた。

無機絶縁材料の中性子誘起電気伝導の研究や核融合診断用人工ダイヤモンド中性子検出器の開発では、前者に対しては、絶縁体中の電子の挙動解析に、後者に対しては、検出器のエネルギー分解能を低下させる結晶中の不純物や欠陥と電子と正孔の相互作用の基礎研究に本シングルイオンマイクロビーム装置が非常に有用であることを示した。

謝辞

本研究の遂行および本論文の作成に際し、終始懇切なる御指導、御鞭撻を賜りました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 飯田 敏行 教授に深甚なる感謝の意を表します。

本論文の作成に際し、大変貴重な御指導、御助言を賜り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 教授に深甚なる感謝の意を表します。

本学大学院工学研究科 電子情報エネルギー工学専攻に在学中、御指導を賜り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 田中 和夫 教授、三間 圭興 教授、西原 功修 教授、朝日 一 教授に深謝の意を表します。

検出器開発に関わる機会を与えて頂き、研究に対する姿勢から実験の進め方まで有益な御指導、御教示を賜りました北海道大学大学院工学研究科 金子 純一 助教授に厚く感謝の意を表します。

平成 11、12 年度日本原子力研究所 特別研究生の期間において、有益な御助言、御教示を賜りました日本原子力研究所 那珂研究所 竹内 浩 博士、西谷 健夫 博士、落合 健太郎 博士、東海研究所 前川 藤夫 博士に深く感謝の意を表します。

中性子照射実験に際し、御助言、御助力を頂きました日本原子力研究所 那珂研究所 東海駐在 FNS 施設のスタッフの皆様に深く感謝いたします。

本研究の遂行に際し、多大なる御助言、御協力を頂いた本学大学院工学研究科 電子情報エネルギー工学専攻 佐藤 文信 助手、日本原子力研究所 東海研究所 谷村 嘉彦 博士、平成 8 年度本学大学院工学研究科 原子力工学専攻 博士前期課程修了 大谷 司 氏（現：電源開発）に心より感謝の意を表します。

本研究において、共に装置の開発および実験を行った平成 9 年度本学大学院工学研究科 電子情報エネルギー工学専攻 博士前期課程修了 折田 裕重 氏（現：東芝）および平成 10 年度修了 内田 耕資 氏（現：野村総研）に心より感謝の意を表します。

研究活動において、様々な御助力を頂いた薄田 智幸 氏、肱岡 陽一 氏、村上 和久 氏、香川 武史 氏、松田 圭司 氏、米沢 久恵 氏、玉越 裕行 氏、山岡 大輔 氏他、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 核融合工学講座の諸兄に深く感謝の意を表します。

発表論文

主要論文

- [1] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; "Development of a Compact Single Ion Microprobe", *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 37, pp. 1-8, 2000.
- [2] T. Tanaka, J. Kaneko, D. Takeuchi, H. Sumiya, M. Katagiri, T. Nishitani, H. Takeuchi, T. Iida and H. Ohkushi; "Diamond Radiation Detector Made of an Ultrahigh-Purity Type IIa Diamond Crystal Grown by High-Pressure and High-Temperature Synthesis", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 1406-1410, 2001.
- [3] T. Tanaka, H. Yonezawa, F. Sato and T. Iida; "Electrical Properties of Mineral Insulated Cables under Irradiation", *The First iTRS International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology*, Seoul (Korea), July 18-19, pp. 270-272, 2001.
- [4] T. Tanaka, F. Sato and T. Iida; "Automatic Ion Beam Adjustment System Based on SIMPLEX Method", (to be accepted to 2001 IEEE Nuclear Science Symposium).
- [5] T. Iida, T. Tanaka, F. Sato and Y. Tanimura; "Development of a Compact Single Ion Irradiation System", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 47, pp. 1965-1968, 2001.

関連論文

- [1] T. Tanaka, F. Sato, Y. Tanimura and T. Iida; "Beam Monitoring System for Ion Beam Irradiation Experiments", *Proc. 12th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 98-4, pp. 46-55, 1998.
- [2] T. Tanaka, Y. Tanimura and T. Iida; "Response of CCD Image Sensor to Low Energy Ion Beam", *Proc. 13th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses*, KEK 99-8, pp. 27-36, 1999.
- [3] 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", *Radiation Measurements* Vol. 31, pp. 253-256, 1999.
- [4] F. Sato, T. Tanaka, and T. Iida; "Response of Silicon Semiconductor Detector to Low-Energy Ions", *Proc. of 1998 IEEE Nuclear Science Symposium*, N21-19, 1998.
- [5] T. Iida, Y. Tanimura, F. Sato and T. Tanaka; "Fusion Neutron Irradiation Effects on Some Electronic Devices", *Reactor Dosimetry: Radiation Metrology and Assessment*, ASTM STP

1398, J. G. Williams, D. W. Vehar, F. H. Ruddy and D. M. Gilliam, Eds., American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, PA, pp. 641-648, 2001.

- [6] J. Kaneko, Y. Uno, T. Nishitani, F. Maekawa, T. Tanaka, Y. Shibata, Y. Ikeda and H. Takeuchi; "Technical Feasibility Study on a Fusion Power Monitor Based on Activation of Water Flow", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 809-813, 2001.
- [7] Y. Uno, J. Kaneko, T. Nishitani, F. Maekawa, T. Tanaka, Y. Ikeda and H. Takeuchi; "Technical Feasibility Study for the D-T Neutron Monitor Using Activation of the Flowing Water", *JAERI-Research*, 2001-007, 2001.

