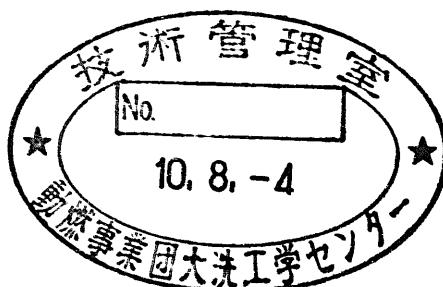


分置

中性子ビームプローブに関する研究
— 収束中性子の研究 —
— 先行基礎工学分野に関する共同研究報告書 —

1998年3月



東北大学
動力炉・核燃料開発事業団

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。

〒311-1393 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター

システム開発推進部・技術管理室

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to : Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-chō, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-1393, Japan

©動力炉・核燃料開発事業団

(Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation) 1998

中性子ビームプローブに関する研究
—収束中性子の研究

—先行基礎工学分野に關す共同研究報告書—

古田島久哉*、鈴木一行**、藤沢政則*、
高橋忠好*、坂本功*、若林利男***

要 旨

軽い標的核（水素）を重イオンで衝撃する原子核の吸熱反応を利用して、生成中性子の放出方向が前方の極く狭いコーンの中だけに限られる、従来の中性子源には見られない新しい収束中性子源の開発に成功した。また、ハフニウムなどを母材とする水素吸蔵ターゲットを使用することで、収束中性子源の収束性能を向上させることにも、新たな知見を得た。

さらに、中性子生成反応において、1次粒子（加速粒子）と2次粒子（随伴粒子）の分離・計測のための新技術を実験的に検証し、中性子研究者達の長年の夢である中性子標準場の実現に向かって、確実なる第一歩を記すことが出来た。

本報告書は、動燃事業団と東北大学との共同研究により実施された成果である。

契約番号：094F052

事業団担当部課室：大洗工学センター基盤技術開発部炉心技術開発室

*東北大学工学部量子エネルギー工学科

**東北大学工学部量子エネルギー工学科（現 航空宇宙技術振興財団）

***動力炉・核燃料開発事業団大洗工学センター基盤技術開発部炉心技術開発室

**Study on Neutron Beam Probe
-Study on the focused neutron beam-**

K.Kotajima^{*}, K.Suzuki^{}, M.Fujisawa^{*}, T.Takahashi^{*}, I.Sakamoto^{*}, T.Wakabayashi^{***}**

Abstract

A monoenergetic focused neutron beam has been produced by utilizing the endoenergetic heavy ion reactions on hydrogen. To realize this, the projectile heavy ion energy should be taken slightly above the threshold energy, so that the excess energy converted to the neutron energy should be very small. In order to improve the capability of the focused neutron beam, some hydrogen stored metal targets have also been tested.

Separating the secondary heavy ions (associated particles) from the primary ions (accelerated particles) by using a dipole magnet, a rf separator, and a particle identification system, we could directly count the produced neutrons. This will lead us to the possibility of realizing the standard neutron field which had been the empty dream of many neutron-related researchers in the world.

This work is a joint study between Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation(PNC) and Tohoku University.

PNC Liaison:Reactor Physics Research Section, Advanced Technology Division,
O-arai Engineering Center

^{*}Department of Quantum Science and Energy, Faculty of Engineering, Tohoku University

^{**}Research Division, Foundation of the Japan Aero Space Technology

^{***}Reactor Physics Research Section, Advanced Technology Division, O-arai Engineering Center, PNC

目 次

第1章	ビームプローブと科学技術の振興	
1. 1	荷電粒子のビームプローブ	1
1. 2	熱中性子のビームプローブ	8
1. 3	高速中性子のビームプローブ	13
1. 4	本研究の目的	16
第2章	収束中性子源の開発	
2. 1	従来の中性子源	17
2. 2	中性子の収束法	19
2. 3	収束中性子源の開発	21
2. 4	収束中性子源の新たな応用分野の展望	28
第3章	生成中性子数の測定法	
3. 1	従来の中性子源と随伴粒子法	30
3. 2	収束中性子源と随伴粒子法	34
3. 3	1次粒子(加速粒子)と2次粒子(随伴粒子)の分離法	35
3. 4	東北大学AVFサイクロトロンを用いた検証実験	37
第4章	収束中性子源の収束性能の向上	
4. 1	水素ガスターゲットと水素吸蔵ターゲット	45
4. 2	水素吸蔵ターゲットとしての必要条件	47
4. 3	水素吸蔵ターゲットを用いた収束中性子源	49
4. 4	収束中性子源開発のまとめ	50
謝 辞		52
参考文献		53

表リスト

表 1 - 1	世界におけるマイクロビームプローブの施設とその特徴	4
表 1 - 2	各種局所情報とマイクロビームアナリシス	5
表 1 - 3	マイクロビームアナリシスの名称と略語表	6
表 2 - 1	収束中性子生成法の特徴	20
表 2 - 2	入射重イオンと生成単色中性子のエネルギーの関係	23
表 2 - 3	各種速中性子線の治療物理特性	29
表 3 - 1	設計・製作されたRFレパレーターの概略仕様	40
表 4 - 1	入射粒子と核反応を起こさない最小の質量数Aおよび原子番号Z	48

図リスト

図 1-1	マイクロビーム技術の発達の歴史	1
図 1-2	コリメーター法によるマイクロビームの生成	2
図 1-3	集束法によるマイクロビームの生成	3
図 1-4	${}^2\text{D}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ 反応による生成中性子の角度分布	8
図 1-5	重陽子のストリッピング反応による生成中性子の角度分布	9
図 1-6	チェン達によって提示された冷中性子レンズ系の構想	10
図 1-7	チェン達によって提示された中性子レンズ系の構造	11
図 1-8	中性子カメラによって撮られたこの中性子レンズの集束性能	12
図 1-9	高速中性子ビームプローブを実現するために新たに開発すべき道具	13
図 1-10	高速中性子微小角散乱の断面積	14
図 1-11	高速中性子微小角散乱の実験装置	15
図 1-12	リング型高速中性子レンズの概念	15
図 2-1	新しいビーム工学に関連する研究分野とそれぞれの相互関係	18
図 2-2	収束中性子源を実現するための 2 つの方法	19
図 2-3	従来の加速器中性子源を使用した中性子反応断面積の測定系	21
図 2-4	収束中性子源を使用した中性子反応断面積の測定系	22
図 2-5	入射重イオンと生成単色中性子のエネルギーの関係	23
図 2-6	収束中性子生成の検証実験に使用した水素ガスセル	24
図 2-7	収束中性子生成の検証実験配置	24
図 2-8	収束中性子生成の検証実験結果	25
図 2-9	収束中性子生成の K I N E M A T I C S	26
図 2-10	収束中性子源から放出される中性子のエネルギーと放出角度の限界	26
図 2-11	収束中性子生成に伴うガンマ線のバックグラウンド	27
図 2-12	荷電粒子ビームプローブの P I X E 法への応用	28
図 3-1	生成中性子数の決定と中性子検出器の効率との相互関係	30
図 3-2	従来からの随伴粒子法による中性子線源強度の測定	31
図 3-3	従来からの随伴粒子法による中性子線源強度の測定系	31
図 3-4	従来からの随伴粒子法による中性子数測定の実験配置	33
図 3-5	収束中性子源から前方に放射される粒子群	34
図 3-6	収束中性子源からの随伴粒子数測定法の実験配置	35
図 3-7	東北大サイクロトロンにある大型散乱槽と本研究で設置した双極電磁石 ..	36
図 3-8	設置した双極電磁石、R F セパレーター、2 次散乱槽	36
図 3-9	東北大 AVF サイクロトロン施設の実験室配置図	37
図 3-10	水素ターゲットにおける各粒子のエネルギー	38

図リスト

図 3-1 1	クロスフィールド型RFセパレーターの概念図	38
図 3-1 2	RFセパレーターの各部（製作図面）	39
図 3-1 3	RFセパレーターシステムの総合結線図	40
図 3-1 4	RFセパレーターの動作確認のための実験配置図	41
図 3-1 5	RFセパレーターの動作確認のための実験結果	41
図 3-1 6	$\Delta E-E$ 粒子識別系の回路構成図	42
図 3-1 7	粒子識別系からのエネルギー値とPI値の2次元プロット	42
図 3-1 8	C、N、Oの各粒子のエネルギースペクトル	43
図 4-1	収束中性子源の収束性が失われる要因	45
図 4-2	7.5 μm 厚タンタル窓のガスターゲットと水素吸蔵ターゲットの 最大放出角度	46
図 4-3	ガスターゲットと水素吸蔵ターゲットを使用した場合の 生成中性子の角度分布	49

第1章 ビームプローブと科学技術の振興

1. 1 荷電粒子のビームプローブ

原子や分子あるいは電子を加速して、細いビーム状態を保ったまま加速装置の外へと導き、種々の目的に使用することが出来る加速器は、その発明以来既に60余年の長い年月が経過しているが、これら荷電粒子の加速に関する新しい技術の進歩は、第2次世界大戦中のレーダー技術の発展に見られるように、全く新しい科学技術分野の振興をもたらすことも、決して少なくはなかった。このような加速器が発明された時期は意外と古くて、高周波電場を使って水銀イオンを1.25 MeVに加速する線形加速器(LINAC)は、1931年にアメリカの物理学者スローンとローレンスにより、また600 kVの静電型加速器は、1932年にイギリスの物理学者コッククロフトとウォルトンにより、さらに同年ローレンスによってサイクロトロンが発明された。それ以来、加速器は人工的に原子核反応を起こしたり、あるいはまた標的中でどのような物理現象が起きるのかを調べるための荷電粒子のビームプローブとして、その利用法が次第に確立されて来た。

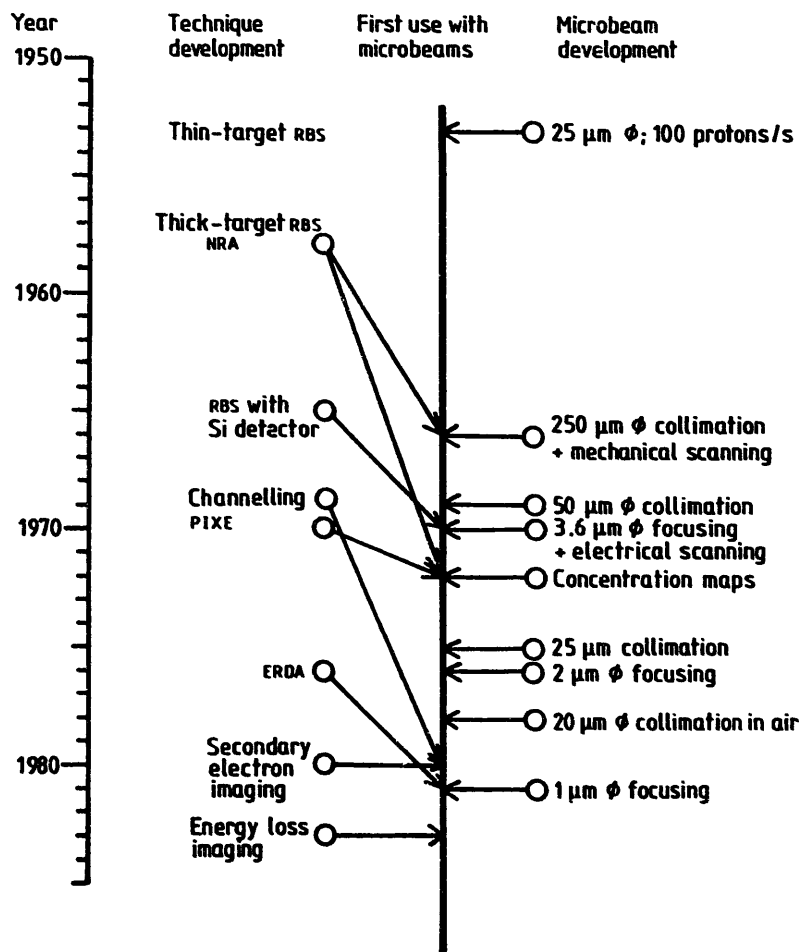


図1-1 マイクロビーム技術の発達の歴史

加速装置の外へ取り出される荷電粒子ビームは、静電型加速器で1～2 mm ϕ 、サイクロトロンで4～5 mm ϕ の拡がりをもつから、ビームプローブとしての性能を飛躍的に向上させるためには、加速装置の外へと導出されたビームの拡がりを、別の手段によって非常に小さいもの（1～10 μm ϕ 程度）にしてやる必要があるとなる。この技術的な方法によって改めて創られた、非常に小さな拡がりをもつ荷電粒子のビームを、マイクロビーム¹⁾というが、図1-1は、そのようなマイクロビーム技術の発達の歴史を、概略的に示したものである。

1. 1. 1 マイクロビーム

荷電粒子ビームの照射位置におけるスポットサイズが1～10 μm 程度の、マイクロビームを形成するためには、基本的に以下の2つの考察が必要である。

① 適正な加速器の選択

効率のよいマイクロビームの形成には、加速されたビームの発散が小さく且つエネルギーのそろったビームが得やすい加速器（サイクロトロンよりも静電型加速器）を使用する。

② 適正なビーム光学系の採用

マイクロビームの形成には、図1-2に示したようなコリメーター法と、図1-3に示したような集束法とがある。

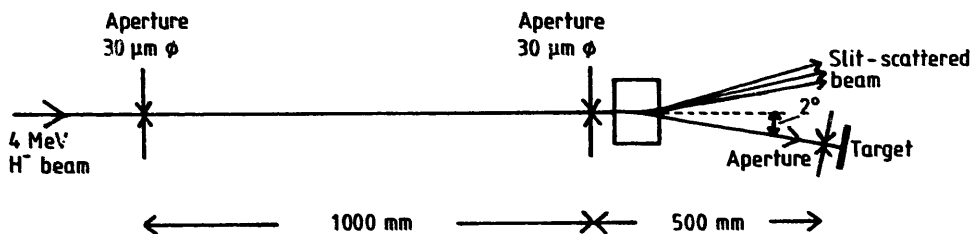


図1-2 コリメーター法によるマイクロビームの生成

この手法の短所は、

- i) 精度の高いコリメーターを製作することが難しく
- ii) 加速したイオンビームの強度を著しく犠牲にしてしまうことである。

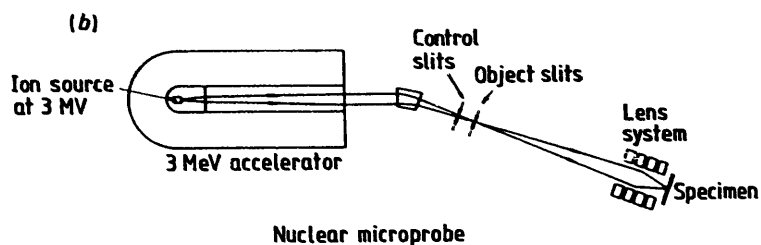


図 1 - 3 集束法によるマイクロビームの生成

この手法の短所は、

- i) 装置全体が大掛かりなものになるだけでなく
- ii) 地震の多発する我が国においては、レンズ系の軸を自動的に維持しなければならない

などの、保守上の問題点を抱え込むことになる。

また次の表 1 - 1 は、これまでに世界において開発されたマイクロビームプローブの施設と、それらの特徴をまとめたものである¹⁾。マイクロビームプローブが利用可能になってからは、それまで収集することが困難であるとされていた多くの物質情報を、容易に収集することができるようになり、表 1 - 2, 表 1 - 3 に示したような、それまでにはない新しい科学技術の分野が開かれることになったわけである。

表 1-1 世界におけるマイクロビームプローブの施設とその特徴

Laboratory	Accelerator	Type of focusing	Min. size ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	Current (nA)	Analysis technique ^a	Main applications	Approx. starting date
Albany	4 MeV dynamitron	As Worcester but magnetic only	2 × 2	0.2	P, R	Microelectronics	1984
Amsterdam	55" cyclotron	Magnetic doublet	3 × 8	0.05	N, P	Biology, geology	1982
Bell Labs	2 MV Van de Graaff	Electrostatic triplet	12 \emptyset	4	R		1977
Bochum	4 MV tandem	Asymmetric magnetic quadruplet	~ 2 \emptyset	1	P	Biology	1977
Brookhaven	3.5 MV Van de Graaff	Similar to Bell Labs	10	3		Biology	1980
Bruyère-le-Châtel	4 MV Van de Graaff	As Harwell	2-3 \emptyset	0.5	P, N	Biology, geology, materials science, archaeology	1982
Chiba	3 MV Van de Graaff	Magnetic doublet	28	A few nA	P	Biology, environmental studies	1982
Darmstadt	Heavy-ion linac	Magnetic triplet	0.5			Imaging	1977
Eindhoven	3-30 MeV cyclotron	Magnetic quadruplet	40 × 60	~ 150	P	Biology	1981
Hamburg	10-30 MeV cyclotron	Magnetic doublet	40 × 40		P	Biology, materials science	1981
Harwell	3 MV Van de Graaff	Magnetic Russian quadruplet or triplet	2.2 × 2.2	0.25	E, N, P, R,	Metallurgy etc	1970
Heidelberg	6 MV tandem	Magnetic doublet	2 × 2	0.15	P	Biology, geology	1976
Karlsruhe	3 MV Van de Graaff	Magnetic doublet	2 × 2	0.6	E, N, P, R,	Materials science, medicine	1977
Lisbon	2 MV Van de Graaff	Magnetic doublet	200 \emptyset		P	Geology	1984
Los Alamos	8 MV Van de Graaff	Superconducting solenoid	5 × 5	4	P, R	Materials science, geology	1980
Lower Hutt	3 MV Van de Graaff	Magnetic Russian quadruplet	10 × 10	0.5	P, R, N,	Materials science, geology, archaeology	1977
Lund	3 MV tandem	Magnetic quadruplet	15 × 15	0.45	P	Biology	1980
Manchester	6 MV Van de Graaff	As Harwell	10 × 10	1	N, P	Oxidation, metallurgy	1978
Melbourne	5 MV pelletron	Magnetic Russian quadruplet	1 \emptyset	0.1	P, R	Biology, geology, semiconductors	1976
MIT	4 MV Van de Graaff	Superconducting solenoid			P	Biology	1979
Namur	2.5 MV Van de Graaff	As Harwell	3 × 3		R	Metallurgy, archaeology	1981
New South Wales	0.425 MV	'ELCO' electrostatic doublet	40				1980
NRL Washington	5 MV Van de Graaff	Similar to Bell Labs	18 \emptyset		R, N	Metallurgy	1979
North Ryde	3 MV tandetron	Electrostatic Russian quadruplet	5 \emptyset	0.1	P	Geochemistry	1985
Oregon	5 MV Van de Graaff	Plasma lens	~ 5 \emptyset	~ 10 ³ s ⁻¹		Biological imaging	1982
Oxford	6 MV tandem	Magnetic triplet	1 × 1	0.080	P	Biology, geology	1980
Rosendorf	Tandem	Magnetic triplet	4	0.2	R		1980
Sandia	5 MV tandem	As Worcester but magnetic only	2 \emptyset	0.04	R, E, P	Materials science	1981
Studsvik	5.5 MV Van de Graaff	Magnetic Russian quadruplet	3 × 3	1	P, N	Biology, dental studies	1975
Surrey	2 MV Van de Graaff	As Harwell			R, P	Biology	1978
Tokyo	27 MeV cyclotron	Magnetic doublet	100 × 200		P	Biology	1979
UCLA	2 MV Van de Graaff	2 magnetic doublets	6 \emptyset	0.01			1974
Worcester Polytech.	2 MV Van de Graaff	Achromatic (elec. + mag.) doublet	4		R		1981
Yokohama	4.75 MV Van de Graaff	Electrostatic triplet	12 × 10	1.5			1983
Zurich	5 MV tandem	2 magnetic doublets	11 × 26	0.4	P	Geology, materials science	1974

^aAnalysis techniques: E = ERDA; N = NRA; P = PIXE; R = RBS.

表 1-2 各種局所情報とマイクロビームアナリシス²⁾

局所情報	電 子			イ オ ン			光		その他
	電子分光法	電子線回折法	その他	イオン分光法	質量分析法	その他	光分光法	その他	
A. 形状観察			TEM SEM STEM						
B. 局所における原子の種類と組成ならびにその空間分布									
a) 表面濃度 (平均値)	{AES XPS			ISS	SIMS		PIXE		APS
b) 面内分布 (深さ方向は平均値)	{SAM EELS				{IM(M)A LAMMA FIM-APS		{EPMA (XMA) LMA SCANIR GDS		
c) 深さ分布 (面内方向は平均値)	AR-XPS			RBS	IM(M)A				
d) 3次元分布	SAM				{IM(M)A FIM-APS				
C. 局所における原子間結合様式, 分子, 化合物の種類と組成ならびにその空間分布									
a) 表面状態 (平均的)	{AES HRELS UPS XPS PIES						{SERS SCARS IRAS PAS CEMS MOLE PAS		IETS
b) 面内分布									
c) 深さ分布							PAS		
D. 局所原子の配列と構造, ならびに欠陥の分布									
a) 表面状態 (平均的)		{LEED RHEED XPED		ICISS				XRD	SEXAFS
b) 面内分布	PEM	{TEM SEM STEM HEED				FIM			
c) 深さ分布				RBS					
E. 局所原子・分子の電子状態	{AES EELS INS UPS XPS PIES PEM		FEM						APS
F. 局所原子・分子の動的状態		{TEM STEM LEED	FEM			FIM			

表 1-3 マイクロビームアナリシスの名称と略語表²⁾

AEAPS	: Auger electron appearance-potential spectroscopy	オージェ電子出現電圧スペクトル法
AES	: Auger electron spectroscopy	オージェ電子分光法
APS	: appearance-potential spectroscopy	出現電圧スペクトル法
AR-UPS	: angle-resolved ultraviolet photoelectron spectroscopy	角度分解紫外光電子分光法
AR-XPS	: angle-resolved X-ray photoelectron spectroscopy	角度分解X線光電子分光法
CEMS	: conversion electron Mössbauer spectroscopy	内部転換電子散乱メスバウアー分光法
EELS	: electron energy-loss spectroscopy	電子エネルギー損失分光法
EPMA	: electron probe micro-analysis	電子プローブマイクロアナリシス
FEM	: field emission microscopy	電界放出電子顕微鏡
FIM	: field ion microscopy	電界イオン顕微鏡
FIM-APS	: field ion microscopy-atom probe spectroscopy	電子プローブ電界イオン顕微鏡
GDS	: glow discharge spectroscopy	グロー放電スペクトル法
HEED	: high energy electron diffraction	高速電子線回折法
HRELS	: high resolution electron energy-loss spectroscopy	高分解能電子エネルギー損失分光法
ICISS	: impact collision ion scattering spectroscopy	直衝突イオン散乱分光法
IETS	: inelastic tunneling spectroscopy	非弾性電子トンネル分光法
IM(M)A	: ion microprobe mass analysis	イオンマイクロプローブ質量分析法
INS	: ion neutralization spectroscopy	イオン中和分光法
IR	: infrared spectroscopy	赤外線分光法
IRAS	: infrared reflection absorption spectroscopy	高感度反射赤外分光法
ISS	: ion scattering spectroscopy	イオン散乱分光法
LAMMA	: laser microprobe mass analysis	レーザーマイクロプローブ質量分析法
LEED	: low energy electron diffraction	低速電子線回折法
LMA	: laser micro-analysis	レーザーマイクロプローブ発光分光分析法
MOLE	: molecular optical laser examiner	レーザーラマンマイクロプローブ分光法
PAS	: photo-acoustic spectroscopy	光音響分光法
PED	: photoelectron diffraction	光電子回折法
PEM	: photoelectron microscopy	光電子顕微鏡
PIES	: Penning ionization electron spectroscopy	ペニング電子分光法
PIXE	: particle induced X-ray emission	粒子線励起X線分光法
Raman	: Raman spectroscopy	ラマン分光法
RBS	: Rutherford backscattering spectroscopy	レーザーフォード後方散乱分光法
RHEED	: reflection high energy electron diffraction	高速反射電子線回折法

表 1-3 マイクロビームアナリシスの名称と略語表 (続き)

SAM	: scanning Auger microscopy	走査型オージェ電子顕微鏡
SCANIIR	: surface composition by analysis of neutral and ion impact radiation	粒子線衝撃光放射分析法
SCARS	: surface coherent anti-Stokes Raman scattering	
SERS	: surface enhanced Raman scattering	
SEM	: scanning electron microscopy	走査型電子顕微鏡
SEXAFS	: surface extended X-ray absorption fine structure	表面-拡張X線吸収端微細構造解析法
SIMS	: secondary ion mass spectroscopy	2次イオン質量分析法
STEM	: scanning transmission electron microscopy	走査型透過電子顕微鏡
TEM	: transmission electron microscopy	透過電子顕微鏡
UPS	: ultraviolet photoelectron spectroscopy	紫外光電子分光法
XMA	: X-ray micro-analysis	X線マイクロアナリシス
XPED	: X-ray photoelectron diffraction	X線光電子回折法
XPS	: X-ray photoelectron spectroscopy	X線光電子分光法
XRD	: X-ray diffraction (glancing incidence)	X線回折法

1. 2 熱中性子のビームプローブ

中性子源から放出される中性子を、細いビーム状に保って取り出し、種々の目的に使用することが出来れば、これまた新しいビームプローブとなり、前節で述べたような荷電粒子のビームプローブの場合と同様な、他方面にわたる科学技術分野の振興が期待される。中性子のビームプローブを形成するためには、やはり

- ① 中性子源から放出される中性子を、細いビームに保って取り出す
- ② 取り出された中性子の拡がりをも、レンズ系を用いてさらに小さいものとする

ことが必要である。ここで、既存の中性子源および現在世界で開発中の中性子レンズがもつ、中性子ビームプローブ形成の可能性について、まとめておく。

1. 2. 1 中性子源

中性子源の種類としては、大きく分けて

- ① 放射性中性子源
- ② 原子炉および核融合炉
- ③ 加速器中性子源

の3つになるが、このうち①放射性中性子源と②原子炉および核融合炉は、放出される中性子

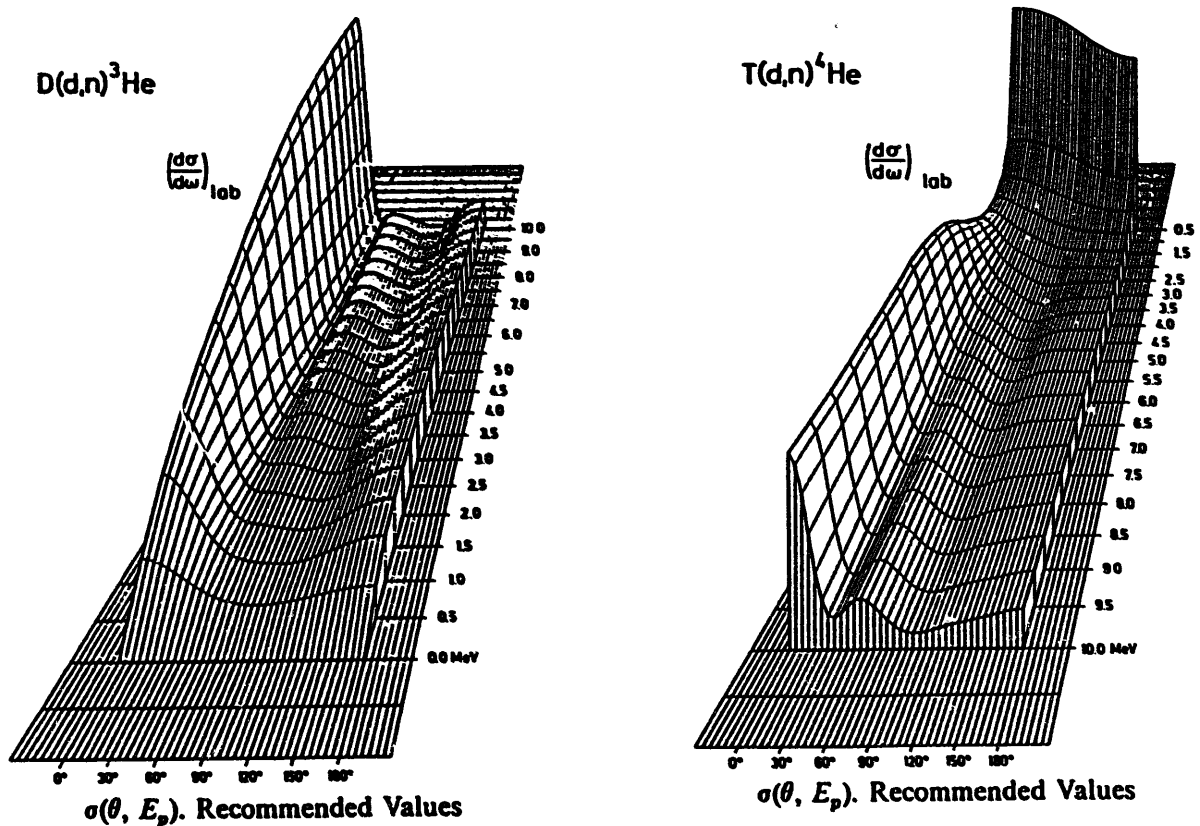


図1-4 $^2\text{D}(d, n)^3\text{He}$, $^3\text{T}(d, n)^4\text{He}$ 反応による生成中性子の角度分布

はあらゆる方向に放射されてしまうので、中性子のビームプローブには不適合である。もち論、中性子のコリメーターを使用して、放射される中性子の方向をある程度限定することは可能であるが、本質的に中性子のコリメーターは厚くなり、その視野の境界もはっきりと限定することが出来ず、従って極く小さなビームスポットにすることなどは、望むべくもない。

しかれば、③加速器中性子源の現状はどうであろうか。図1-4は、代表的な加速器中性子源である $^2\text{D}(d, n)^3\text{He}$, $^3\text{T}(d, n)^4\text{He}$ 反応による生成中性子の角度分布を示したものである。また、図1-5は、重陽子のストリッピング反応による生成中性子の角度分布を示したもので、いずれにせよ放出される中性子は、多少前方には偏るものの、あらゆる方向に放射されてしまうことになる。

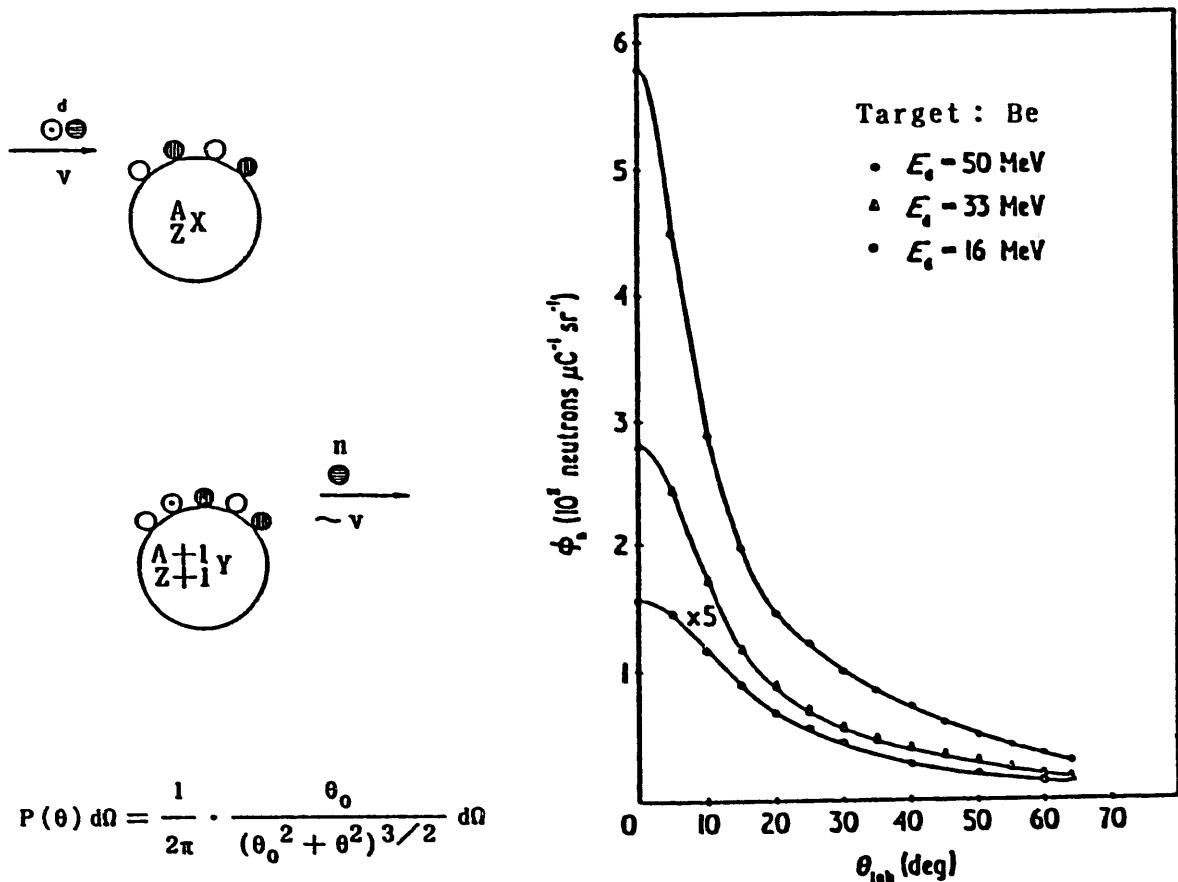


図1-5 重陽子のストリッピング反応による生成中性子の角度分布

このような科学技術開発の現状を考えれば、まず最初の問題である①中性子源から放出される中性子を、細いビームに保って取り出すためには、

従来に無い新しい方式で、中性子の放射方向が前方の狭いコーンの中だけに限定されるような中性子源を、まず開発しなければならない。

その詳細については、第2章収束中性子源の開発で述べることにする。

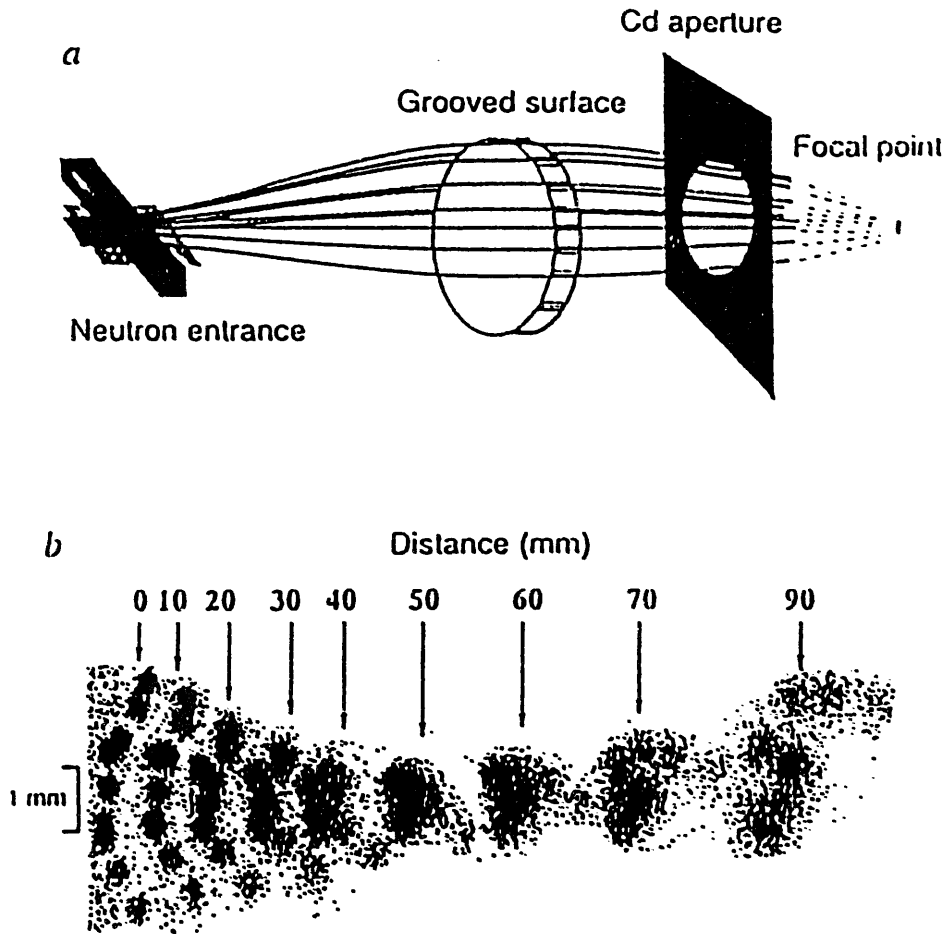
放出中性子の運動方向を制御しそのレンズ系を構築するのは、中性子が電荷をもたないために、荷電粒子を制御するように簡単にはいかない。しかし、中性子はその波動性のために、光の場合と同様に媒質に対して固有の屈折率をもつから、媒質の境界面への入射角がある臨界角よりも小さくなると、境界面での全反射が起こる。この臨界角 θ_c は、近似的に

$$\theta_c = \lambda \sqrt{N b} / \pi$$

で表される。ここで、

- λ : 中性子の波長
- N : 単位体積当たりの原子数
- b : 原子の干渉性散乱振幅

である。干渉性散乱というのは、散乱源全体からの中性子の散乱波が、それぞれの散乱源から

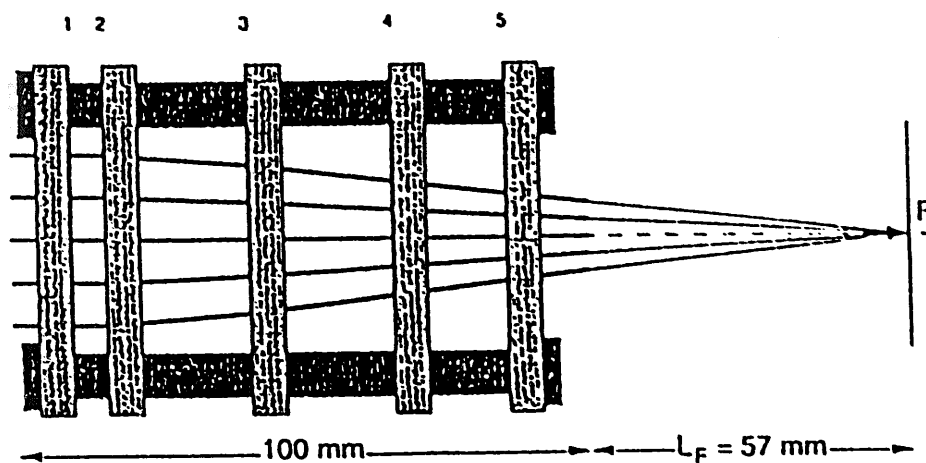


a. Schematic diagram showing the experimental arrangement used to demonstrate focusing of cold neutrons. b. Images taken along the neutron beam path with the position-sensitive neutron detector at 10 mm intervals from the exit of the polycapillary fibres. Neutrons are focused by an array of nine polycapillary fibres of diameter 0.4 mm, all of which point to the focus at about 50 mm from the exit of the fibres. The focal area is $\sim 1 \text{ mm}^2$.

図 1 - 6 チェン達によって提示された冷中性子レンズ系の構想

の散乱波の重ね合わせで表されるような散乱のことで、中性子は原子核によって散乱されるが、散乱振幅は、そのスピンの状態によって、また同位体によって異なるものとなる。

この中性子の波動性を利用して、熱中性子を集束しようとする試みは、図1-6、図1-7に示したように、チェン達によって始められた^{3, 4)}。

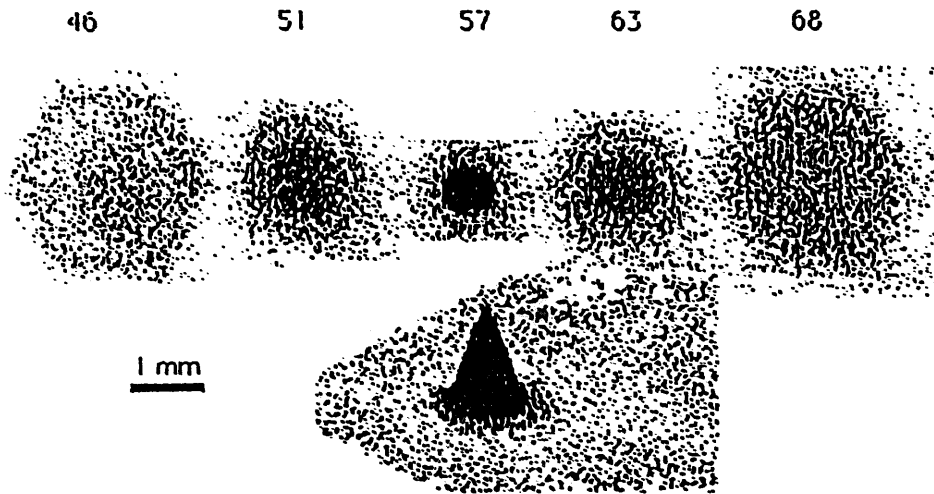


A schematic diagram showing the arrangement of the lens, indicating the location of the five meshes which are mounted on 6-mm-thick steel rings and hold in place the 919 fibers all of which point to the focus F .

図1-7 チェン達によって提示された中性子レンズの構造

次の図1-8は、中性子カメラによって撮られたこの中性子レンズの集束性能を示したものである。

また、エネルギーの低い中性子を集束する方法としては、北海道大学工学部と動燃事業団大洗工学センターとの協力研究（中性子ビーム制御法の研究）⁵⁾で取り組まれている、中性子のもつ磁気能率を利用しようという方法もある。



(top) The images of the transmitted neutron flux taken by a real-time neutron camera at different distances from the exit of the lens, indicating the convergence of the outputs of the fibers, and their subsequent divergence beyond the focus. (bottom) A three-dimensional image at the focus of the lens showing the focused intensity. The background has a sixfold streaking from the straight-through beam, indicative of the hexagonal arrangement of the fibers within the lens.

図 1 - 8 中性子カメラによって撮られたこの中性子レンズの集束性能

1. 3 高速中性子のビームプローブ

図1-9は、高速中性子のビームプローブ（高速中性子のマイクロビーム）を実現するために必要とされる、新しい技術開発の課題を端的に示したものである。熱中性子のビームプローブの場合と同様に、

- ① 中性子源から放出される中性子を、細いビームに保って取り出す
- ② 取り出された中性子の拡がりをも、レンズ系を用いてさらに小さいものとする

ことが必要であるという基本的な課題のほかに、実現された高速中性子マイクロビームのシステムの性能を検証し装置全体を維持するために、

- ③ 従来に無い高精度の、高速中性子の位置検出器を開発する

ことも、必要となる。収束中性子源にていては、次章で改めて述べるから、ここでは高速中性子レンズについて概説する。

- ① 収束中性子源 ② 高速中性子レンズ ③ 高精度中性子位置検出器

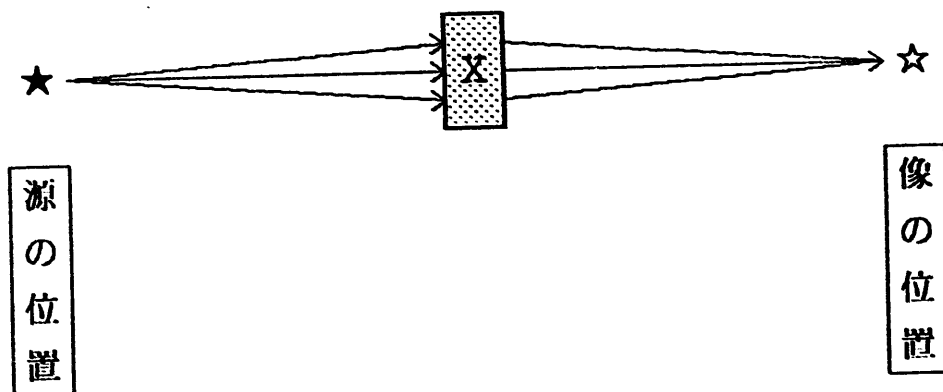


図1-9 高速中性子ビームプローブを実現するために新たに開発すべき道具

1. 3. 1 高速中性子のレンズ系

高速中性子の運動方向を制御しそのレンズ系を構築するためには、熱中性子のレンズ系のように、中性子のもつ波動性を利用する訳には行かない。波長 λ が短く臨界角 θ_c が小さくなり、レンズとして機能しなくなるからである。そこで、高速中性子に対しては、その運動方向を制御する手段として、高速中性子の微小角散乱を利用することが、出来ないものか考えてみる。

高速中性子が結晶体に入射すると、原子核と相互作用をして散乱されるほか、原子間距離よりも遙に大きな空間的広がりをもった原子の集団として、入射中性子の運動方向をわずかにそれた方向に変化させる。このような微小角散乱^(*)には、個別の原子の散乱振幅ではなくて、連続体としての散乱振幅密度が反映されるので、微小角散乱の理論的なモデルを創ることは、簡単ではない。

図1-10は、このような高速中性子微小角散乱の断面積を示したもので、散乱体の原子番号が大きいほど、また散乱角が小さいほど散乱断面積が大きくなっている。

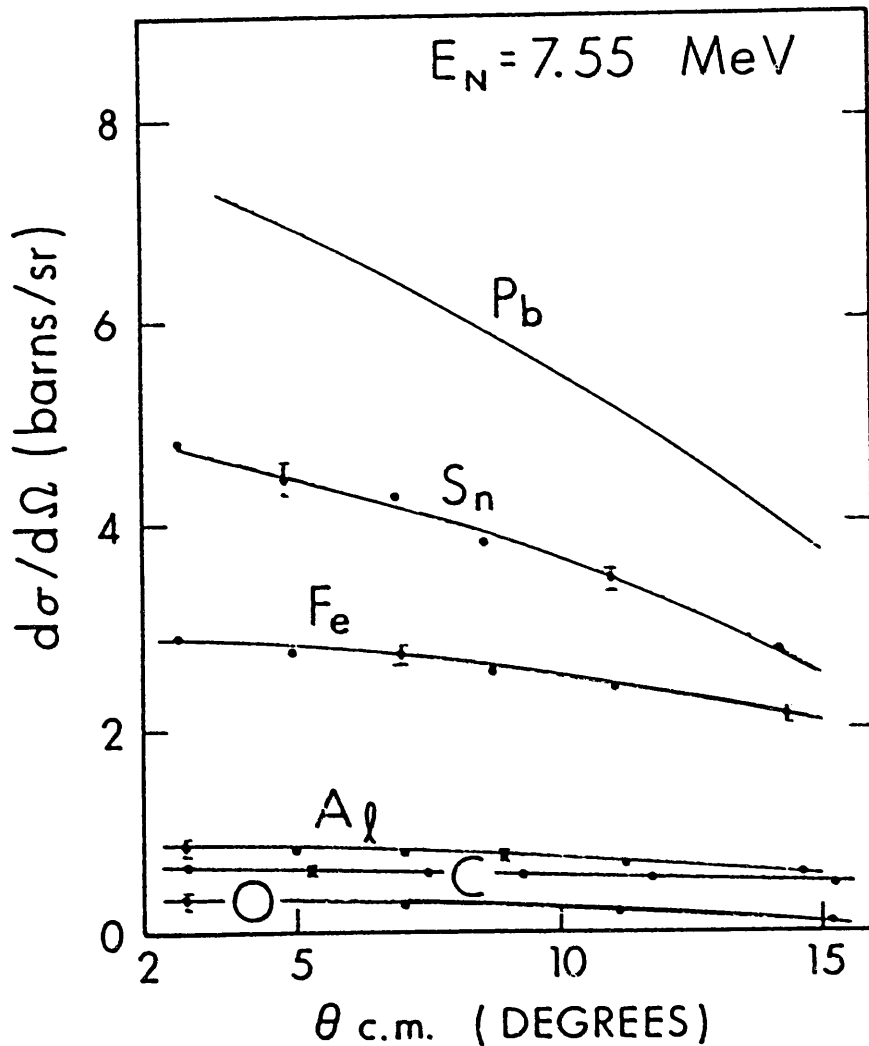


図1-10 高速中性子微小角散乱の断面積

このような性質をもつ高速中性子の微小角散乱は、合金中の析出物や、放射線照射によって発生する金属中の空孔・高分子・生体物質などの大きさ・形状・サイズの分布などを調べるのに利用されている。

図1-11に示したものは、ブッチャー達の高速中性子微小角散乱の実験装置であり、これから、図1-12のような、リング状の高速中性子レンズが考えられる。この高速中性子のレンズは、光のレンズのようにはっきりとした焦点を結ばせることは出来ないけれども、収束中性子源で生成される高速中性子ビームの散逸を抑制するためには、十分に有効な手段であると考えられる。

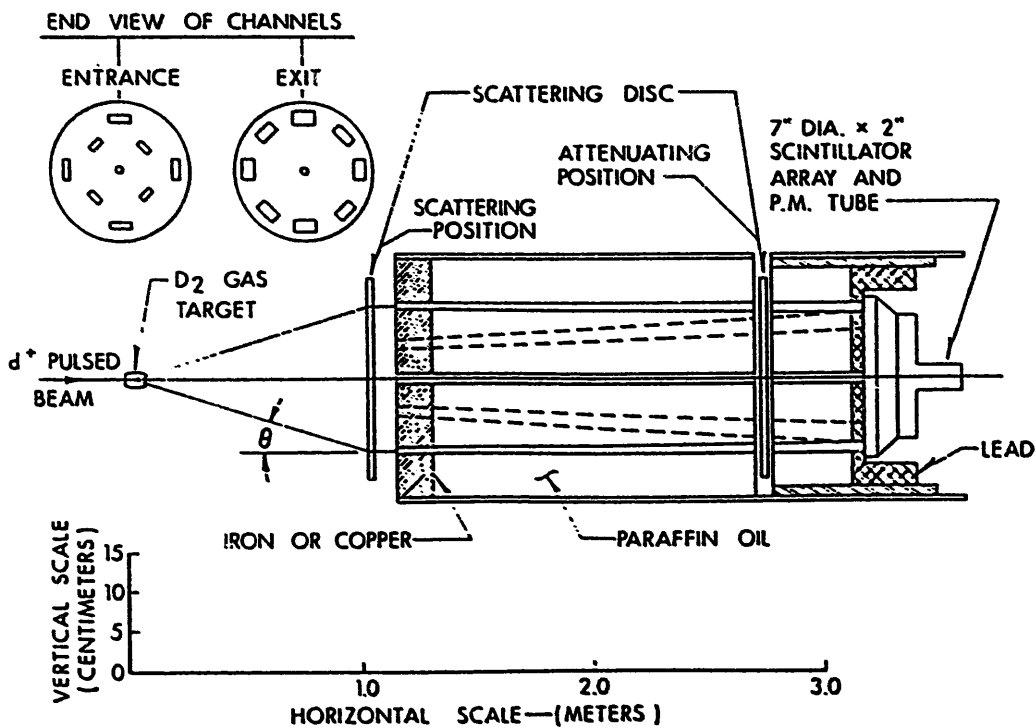


図1-11 高速中性子微小角散乱の実験装置

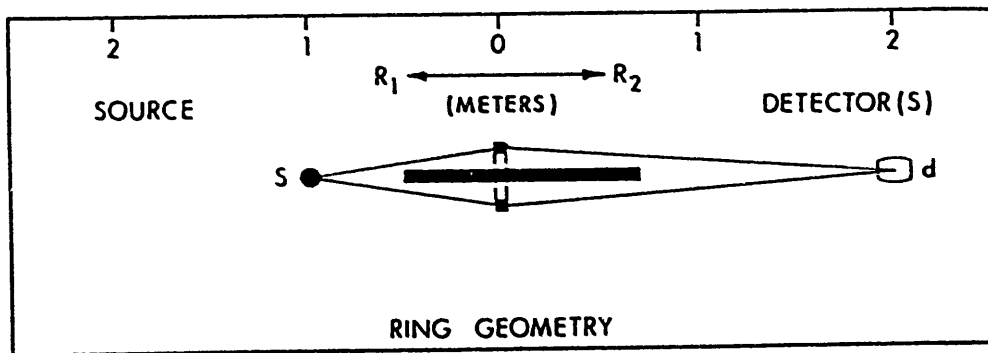


図1-12 リング型高速中性子レンズの概念

1. 4 本研究の目的

第1節の荷電粒子のビームプローブのところでも述べたように、従来に無いマイクロビームという道具が開発されると、それを利用する広範な科学技術の分野が開けてくることは、改めて言う必要も無いと思う。また、熱中性子のビームプローブに関しては、現在世界各地でその開発研究が鋭意進行中である。しかし、全く手の付けようがなかった高速中性子のビームプローブを開発するためには、図1-9に示してあるように、

- ① 中性子源から放出される中性子が、細いビーム状になって放射される収束中性子源を開発する
- ② 収束中性子のビームの拡がりをもっと小さいものとする、高速中性子のレンズ系を開発する

という基本的な課題のほかに、実現された高速中性子マイクロビームのシステムの性能を検証し、装置全体を維持するために、

- ③ 従来に無い高精度の、高速中性子の位置検出器を開発する

ことも、必要となる。

本研究の目的は、これら個々の研究課題の上に総合的に成り立つ、世界に未だその例を見ない

高速中性子のマイクロビームを実現する可能性についての我々の知見をより現実的なものとし、多くの研究者の研究意欲に訴えることの出来るような、検証実験を伴ったフェージビリティスタディを遂行する

ことなのである。

第2章 収束中性子源の開発

2. 1 従来の中性子源

単独の中性子は、半減期約10分（614.8秒）でベータ崩壊して陽子になってしまうので、自然界においては安定に存在することが出来ない。そこで、中性子をビームプローブとして利用するためには、その都度、原子核の構成粒子をして存在している中性子を、原子核反応を起こして取り出してくる必要がある。このような中性子源には、

- ① 加速器によって加速された荷電粒子による原子核反応で生ずる中性子
- ② 軽い核の α 線や γ 線による原子核反応で生ずる中性子
- ③ 原子炉の中での核分裂反応で生ずる中性子

を利用するものなどがある。中性子は電荷をもたないから、ひとたび源から放射されてしまうと、その後で集束することは、既に述べたように非常に難しい。図1-4に示してあるような、従来から一般の加速器施設で頻繁に使われている、 $^2\text{D}(d,n)^3\text{He}$, $^3\text{T}(d,n)^4\text{He}$ 反応を利用した中性子源は、加速エネルギーの低い加速器が利用出来るように、中性子の生成には発熱反応が用いられが、発熱反応によって生成される中性子は、あらゆる方向に放出されてしまう。また、図1-5に示してあるような、重陽子のストリッピング反応を利用した中性子源でも、中性子の放射方向は、かなり前方に偏ってはいるもののやはりすべての方向に放射されてしまうと言える。

すなわち、従来からの加速器を使った中性子の生成方式では、

中性子の放射方向が狭いコーンの中に限定される、「収束中性子源」を創ることは出来ない

のである。

東北大学のAVFサイクロトロンは、元来陽子、重陽子、アルファ粒子の加速を専門にするように設計・設置されたけれども、重イオンと物質とのより複雑な相互作用を解明する手段として、図2-1に示したような「重イオン科学」なる新分野の台頭に伴い、重イオンの加速が可能となった^{9, 10)}。そこで私たちは、この重イオンを利用した、従来に無い収束中性子源の開発に取り組んだわけである。

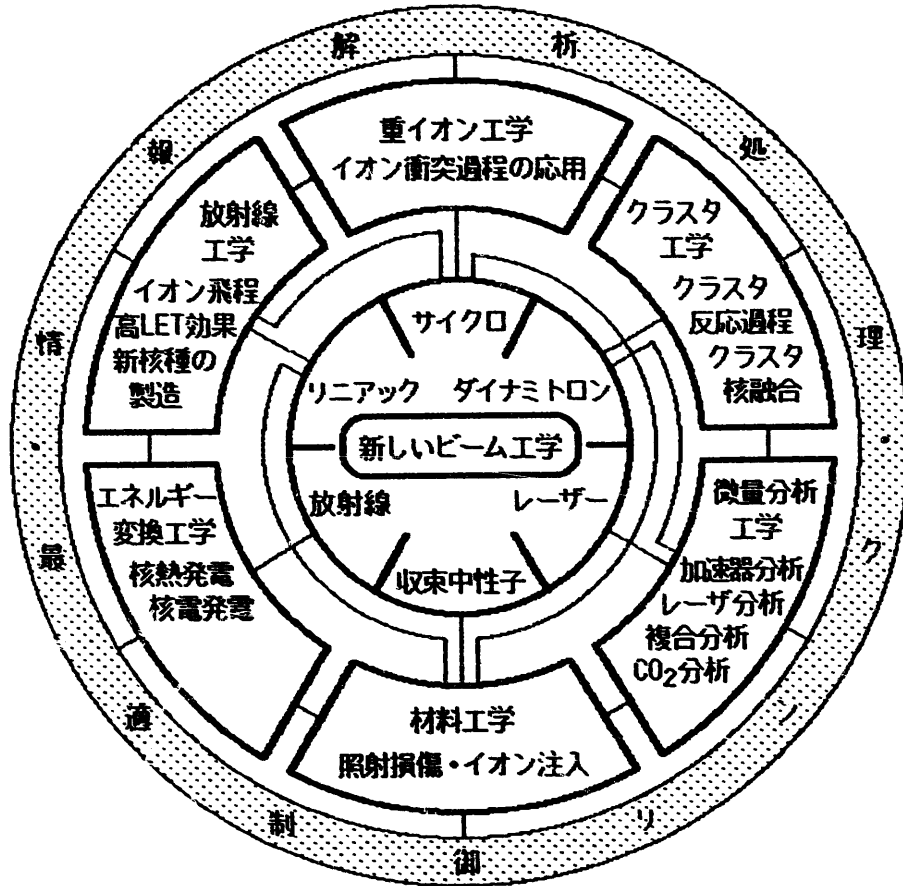


図 2 - 1 新しいビーム工学に関連する研究分野とそれぞれの相互関係

2. 2 中性子の収束法

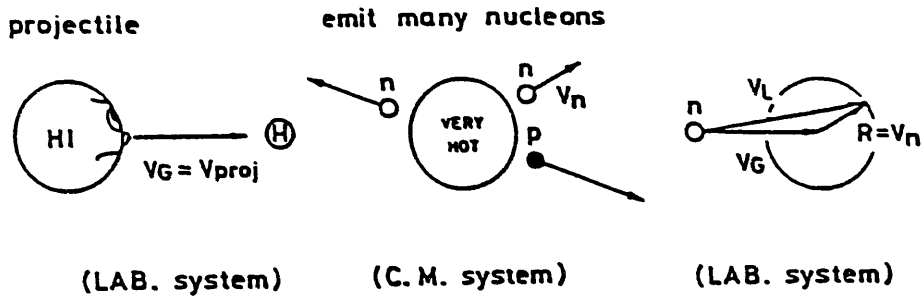
中性子源で生成される中性子の放出方向を、前方の狭いコーンの中だけに限るような「収束中性子源」を実現するためには、図 2-2 に示したように、

- ① MOMENTUM FOCUSING 法
- ② KINEMATIC FOCUSING 法

が考えられる。

(1) MOMENTUM FOCUSING

by high energy heavy ion reactions on light nuclei



(2) KINEMATIC FOCUSING

by endoenergetic heavy ion reactions on light nuclei

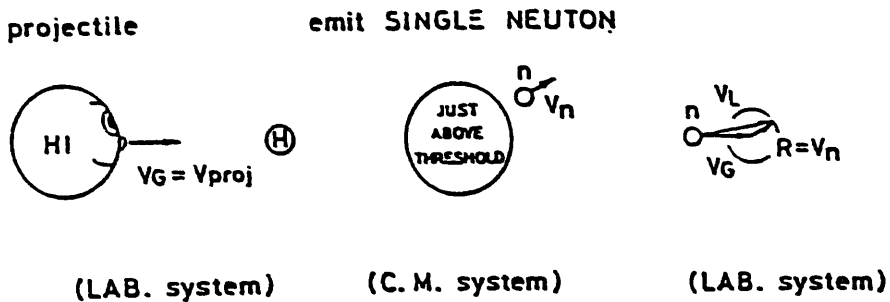


図 2-2 収束中性子源を実現するための 2 つの方法

実験室系における放出中性子の速度ベクトル V_L は、入射粒子と標的核の重心の速度ベクトル V_G と、放出中性子の速度ベクトル V_n との和で与えられるから、 V_L をなるべく前方にもって行くためには、

- ① V_G をなるべく大きくする (MOMENTUM FOCUSING 法)
- ② V_n をなるべく小さくする (KINEMATIC FOCUSING 法)

かしか無い。

M O M E N T U M F O C U S I N G 法の特徴

MOMENTUM FOCUSING 法は、 V_0 をなるべく大きくしようとするものであるから、

- ① 入射粒子の速度（エネルギー）をなるべく大きくするために、高エネルギーの加速器を必要とする。
- ② 中性子の生成は高エネルギー原子核反応を経由するから、その結果放出される粒子には中性子のほかに陽子やアルファ粒子などが含まれる。

高エネルギー加速器の建設には、数100億円程度の費用が見込まれるし、収束中性子源の特徴としても、単色性がなく、中性子の放出角度の限界もはっきりとはしなくなる。

K I N E M A T I C F O C U S I N G 法の特徴

このような特徴をもつMOMENTUM FOCUSING 法に対して、私達が提唱するKINEMATIC FOCUSING 法は、 V_0 をなるべく小さくしようとするものであるから、

- ① 我が国にも多数存在する低エネルギー加速器を、そのまま使用することが出来る。
- ② 軽い標的核（水素）に重イオンを、核反応のしきい値よりも極わずかに高いエネルギー（その差が V_0 となる）で照射する吸熱反応を利用しようというものであるから、その結果放出される中性子には単色性があり、中性子の放出角度もはっきりと限定され、陽子やアルファ粒子などの、中性子線源として邪魔になる妨害粒子も全く放出されない、言い換えるとクリーンな収束中性子源を製作することが出来る。

これら2つの収束中性子生成法の特徴をまとめたものが、次の表2-1である。

表 2 - 1 収束中性子生成法の特徴

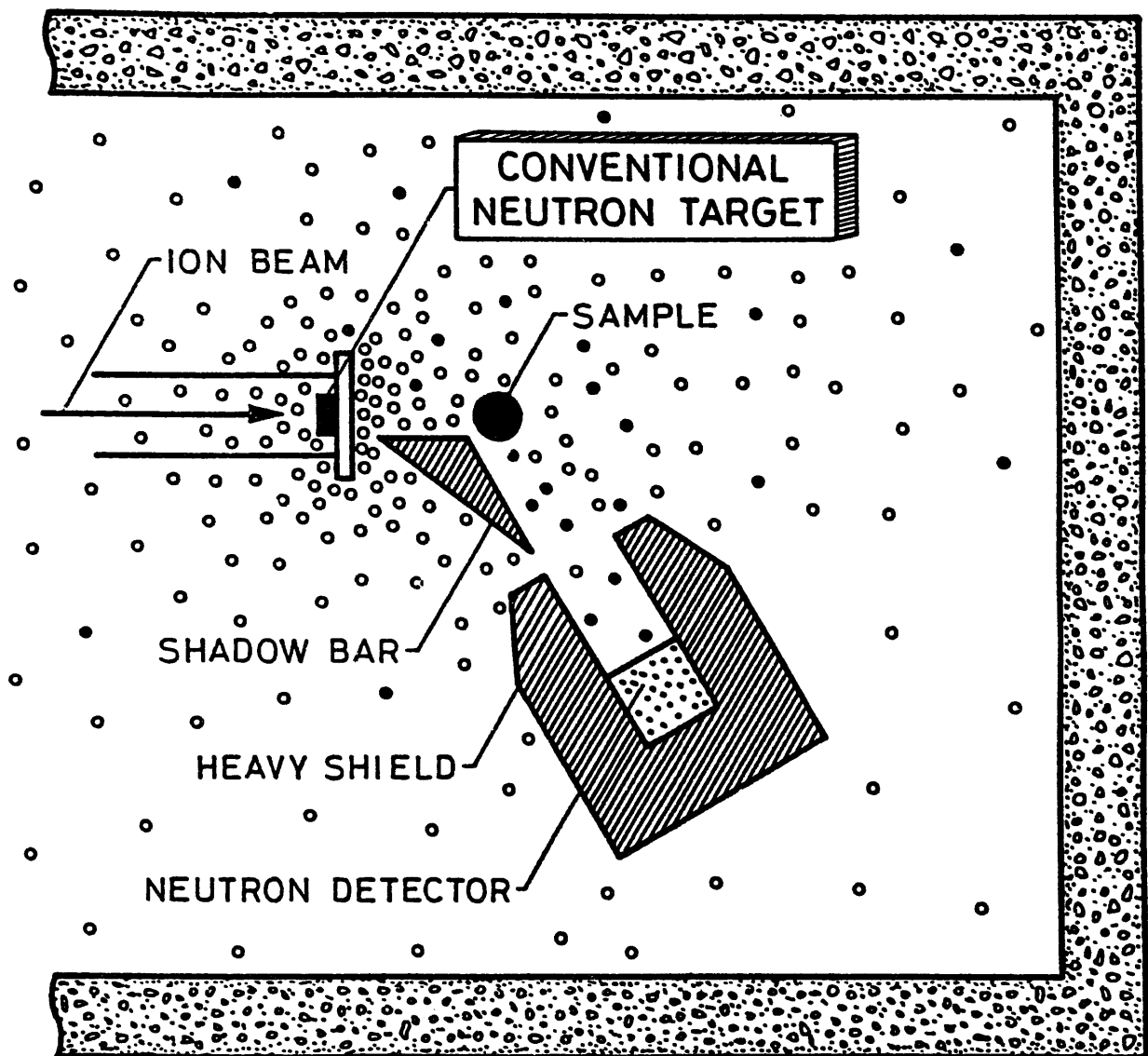
	M O M E N T U M F O C U S I N G	K I N E M A T I C F O C U S I N G
中性子生成用の加速器 施設建設のための費用 施設建設に要する期間 生成される中性子強度 生成される粒子の種類	高エネルギー重イオン加速器 <u>数百億円</u> <u>数年</u> <u>強</u> <u>多種</u> （中性子、陽子、 α 粒子）	既存の低エネルギー加速器 <u>数十万円</u> <u>無し</u> <u>弱</u> <u>中性子のみ</u>

以下の節では、私達が東北大学のAVFサイクロトロン共同利用を通じて開発した、重イオンの吸熱核反応を利用した「収束中性子源」について、詳述する。

2. 3 収束中性子源の開発

私達が収束中性子源の開発に取り組み始めた最大の動機は、そのころ原子炉や核融合炉の効率的な設計上必要とされていた、中性子と物質との精度の高い断面積の値を実験的に決めようとする「核データ実験の精度」の向上が、多くの研究者の努力にも拘わらず何故妨げられているのか、ということであった。俗に、核データ実験の精度が1%向上すれば、原子炉1基の製作費を100万ドル低廉化することが出来る、と言われていた時代である。

図2-3に示したように、従来からの中性子源を使用する限り、中性子検出器に入射してくる中性子は、測定しようとする試料からの中性子のほかにも多々あり、これら測定精度の向上を妨げている中性子を抑制するためには、



◦ SOURCE NEUTRONS

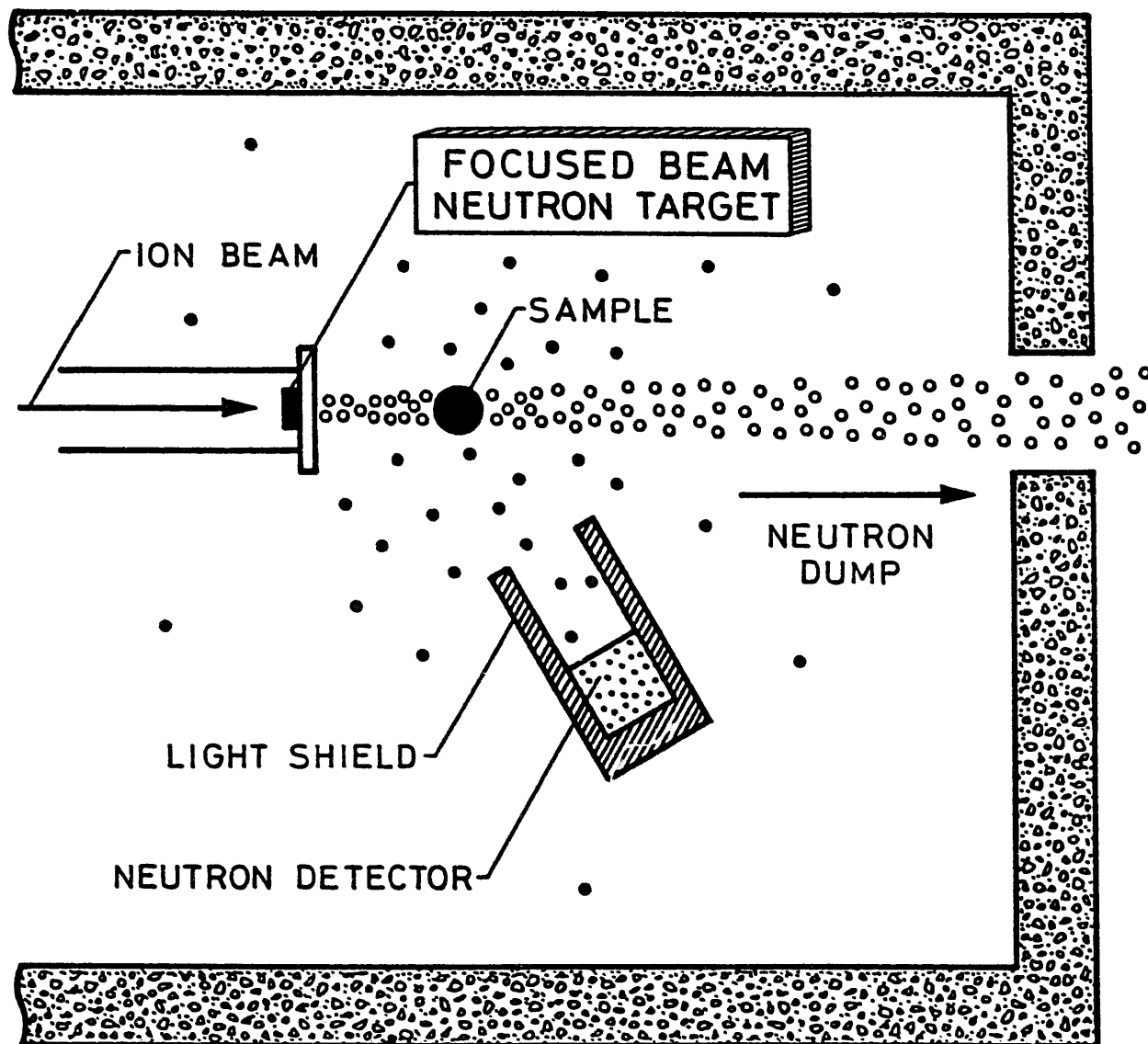
• SECONDARY NEUTRONS

図2-3 従来の加速器中性子源を使用した中性子反応断面積の測定系

- ① 中性子源から直接検出器に入射する中性子を抑えるための、シャドーパーを配置する
- ② 実験室の壁面や床面から散乱されてくる中性子に対しては、検出器に嚴重な遮蔽を施す

ことの必要性から、どうすれば脱却することが出来るのか、という着想である。

私達は、このような技術的手法の改善は、そろそろ限界の状態にあると考え、図2-4に示したように、中性子源から放出される中性子が、前方の狭いコーンの中にのみ放射される中性子源を新たに考えることにした。



◦ SOURCE NEUTRONS

• SECONDARY NEUTRONS

図2-4 収束中性子源を使用した中性子反応断面積の測定系

このような中性子源をもし具現化することが出来れば、シャドーパーや中性子検出器に対する嚴重な遮蔽も本質的には不要となり、核データ実験の精度向上にも、そして新しい科学技術分野の開発にも、大いに役立つはずである。

2. 3. 1 K I N E M A T I C F O C U S I N G 法による収束中性子の生成

水素を標的核として、加速した重イオンをその反応のしきい値よりも極くわずかに高いエネルギーで衝突させるという、重イオンの吸熱核反応によって生成される中性子のエネルギーは、表 2-2 および図 2-5 に示した通りである。

表 2-2 入射重イオンと生成単色中性子のエネルギーの関係

Projectiles	$E_{th}(\text{MeV})$	$E_n(\text{MeV})$	Projectiles	$E_{th}(\text{MeV})$	$E_n(\text{MeV})$
${}^7\text{Li}$	13.09	1.44	${}^6\text{Li}$	35.35	
${}^9\text{Be}$	18.40	1.67	${}^{14}\text{N}$	88.30	
${}^{11}\text{B}$	32.97	2.53	⋮	⋮	
${}^{13}\text{C}$	41.75	2.79	${}^{12}\text{C}$	16.7	
			⋮	⋮	
${}^{19}\text{F}$	79.82	3.82			
${}^{10}\text{B}$	48.49	4.03			

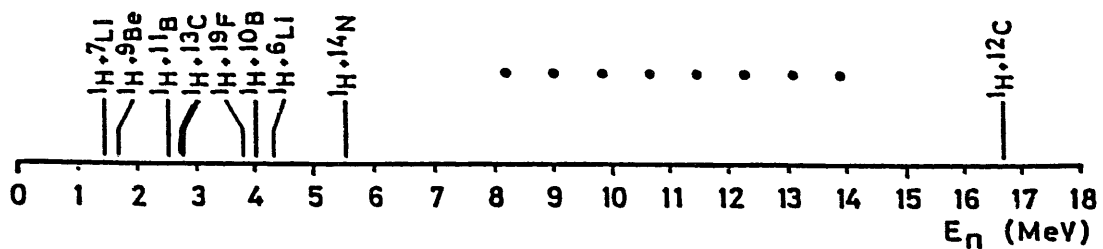


図 2-5 入射重イオンと生成単色中性子のエネルギーの関係

私達は、東北大学のAVFサイクロトロンを用いた収束中性子源の検証実験においては、標的としては、図 2-6 に示したような水素のガスセルを、そして加速粒子としては炭素-13を用いたが、これは検証実験であるから、単に加速のための電力が最も少なくて済むという理由からに他ならない。また、図 2-7 は、そのときの実験配置を示したものである。

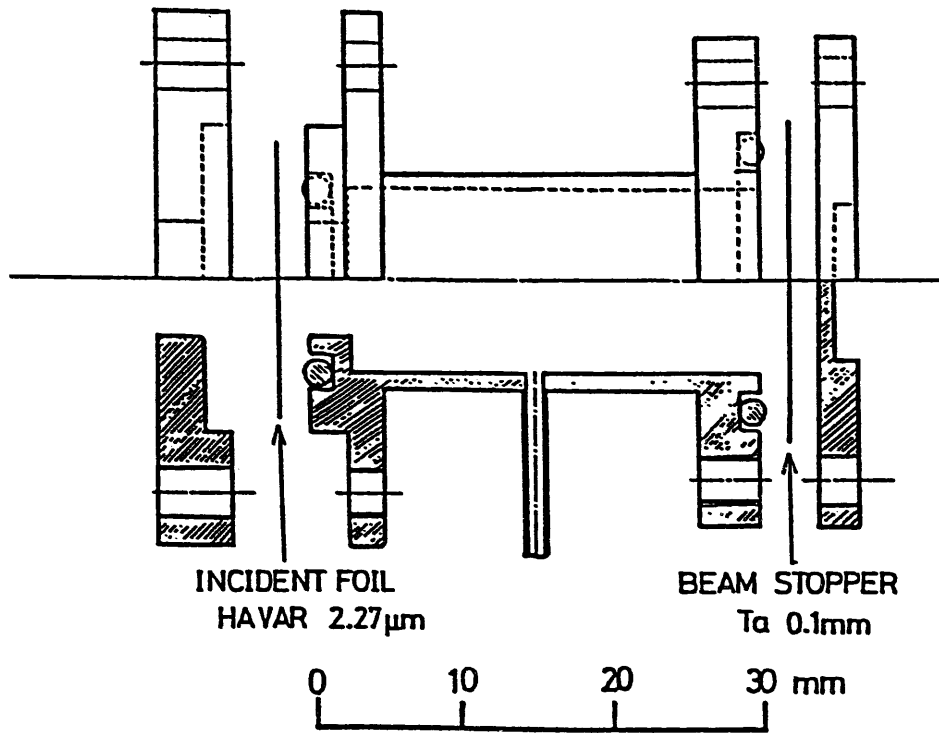


図 2 - 6 収束中性子生成の検証実験に使用した水素ガスセル

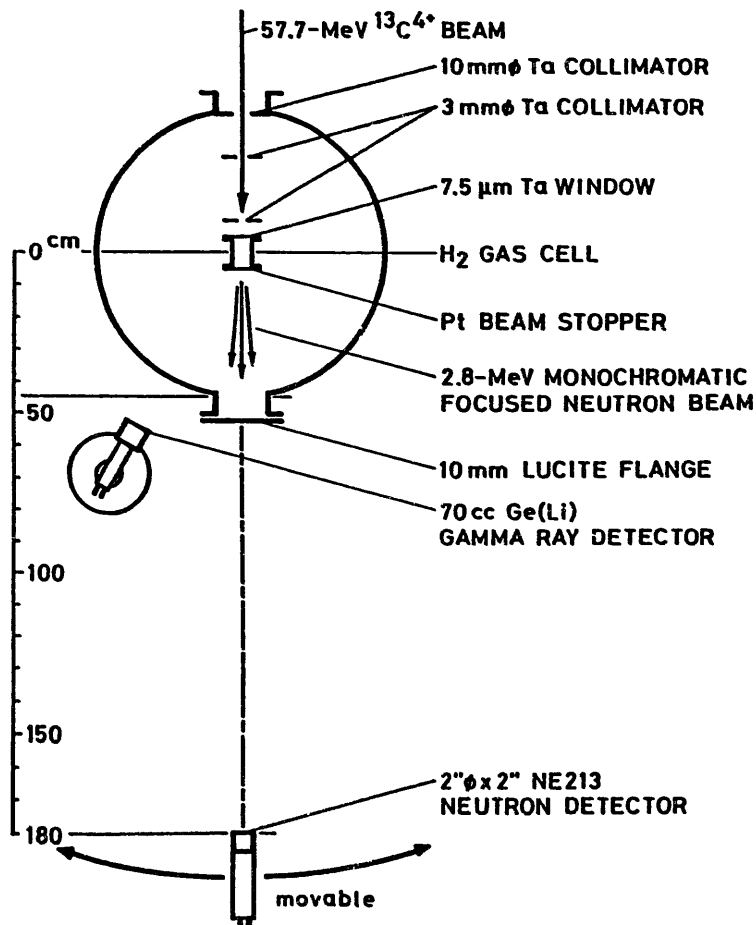
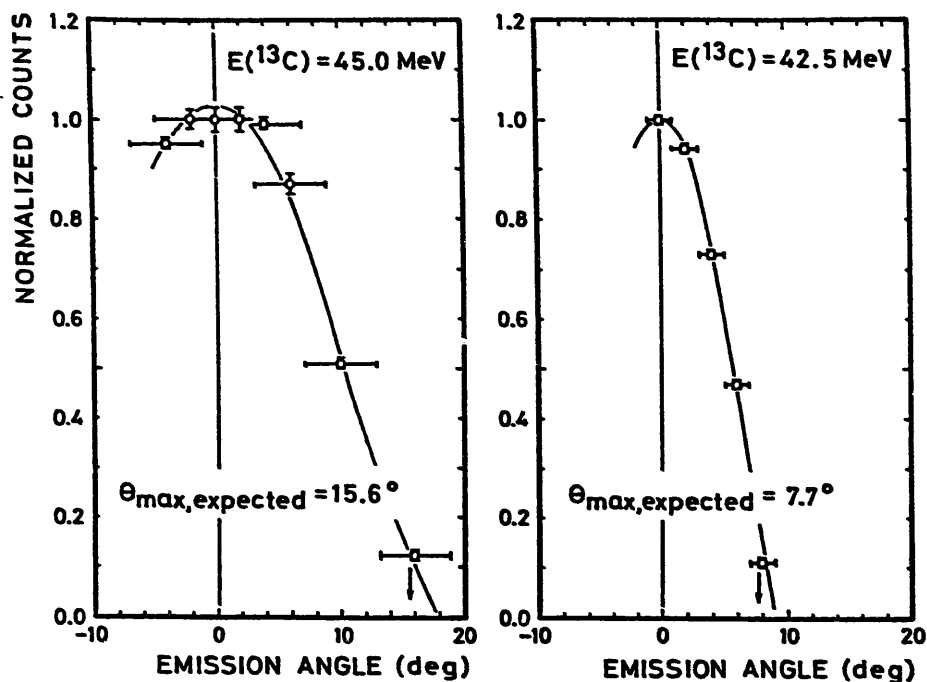


図 2 - 7 収束中性子生成の検証実験配置

図2-8は、そのときの ${}^1\text{H}({}^{13}\text{C}, n){}^{13}\text{N}$ 反応を使った収束中性子生成の検証実験の結果であるが、重イオンの照射エネルギーが反応のしきい値に近くなると、中性子の放出角度は小さく($15.6^\circ \Rightarrow 7.7^\circ$)なっていることが、明確に示されている。



Measured neutron angular distributions of the ${}^1\text{H}({}^{13}\text{C}, n){}^{13}\text{N}$ reaction for $E({}^{13}\text{C}) = 45.0$ MeV (left) and $E({}^{13}\text{C}) = 42.5$ MeV (right). The maximum emission angles of generated neutrons θ_{max} expected from Eq. (1) are shown with arrows.

図2-8 収束中性子生成の検証実験結果

また、図2-9は、 ${}^1\text{H}({}^{13}\text{C}, n){}^{13}\text{N}$ 反応による収束中性子生成のKINEMATICSを示したもので、重イオンの照射エネルギーが比較的に高いうちは、放出中性子のエネルギーも2成分でその放出角度の限界も大きいですが、照射エネルギーがしきい値に近くなると、エネルギーも1成分となり放出角度の限界も小さくなっていく。図2-10は、この事実をNE213シンチレーションカウンターを用いた飛行時間法により測定された、放出中性子のエネルギーと放出角度の限界を示したものである。

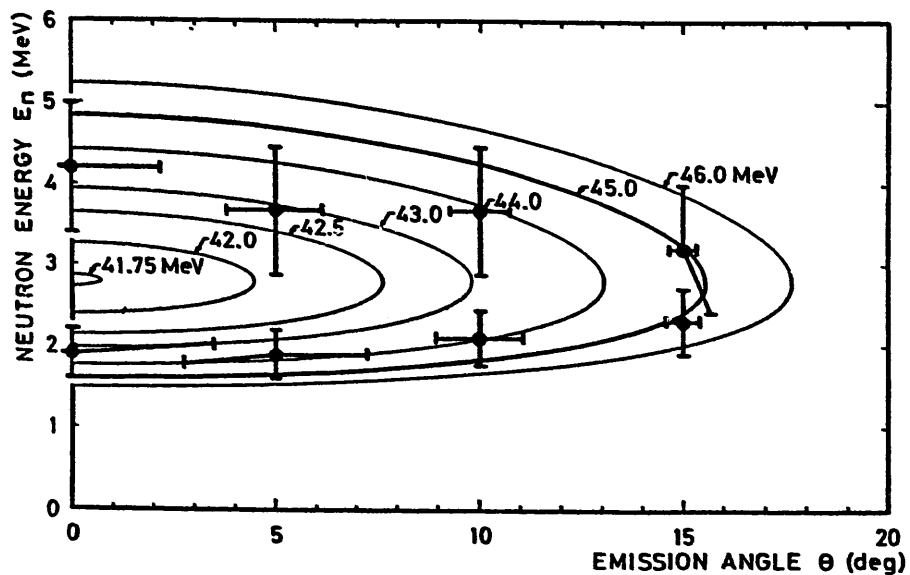


図 2 - 9 収束中性子生成の K I N E M A T I C S

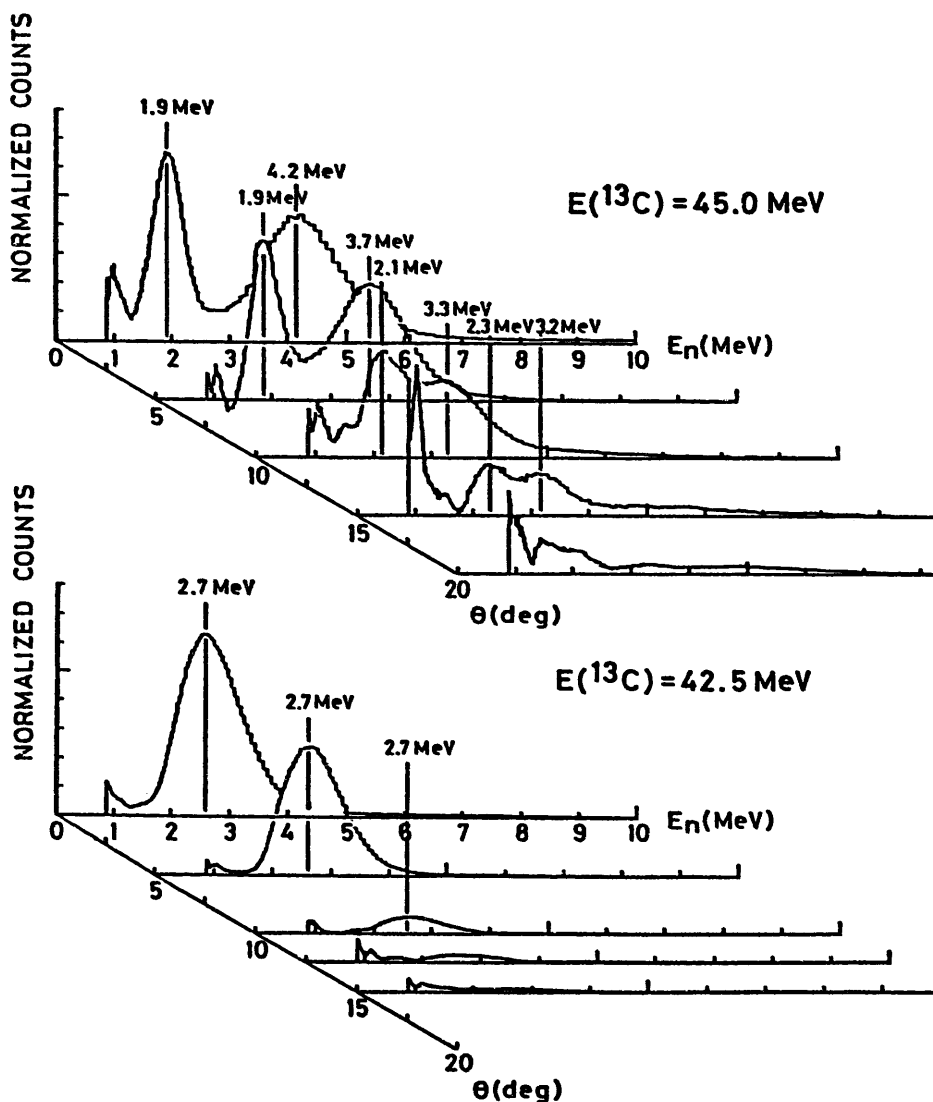
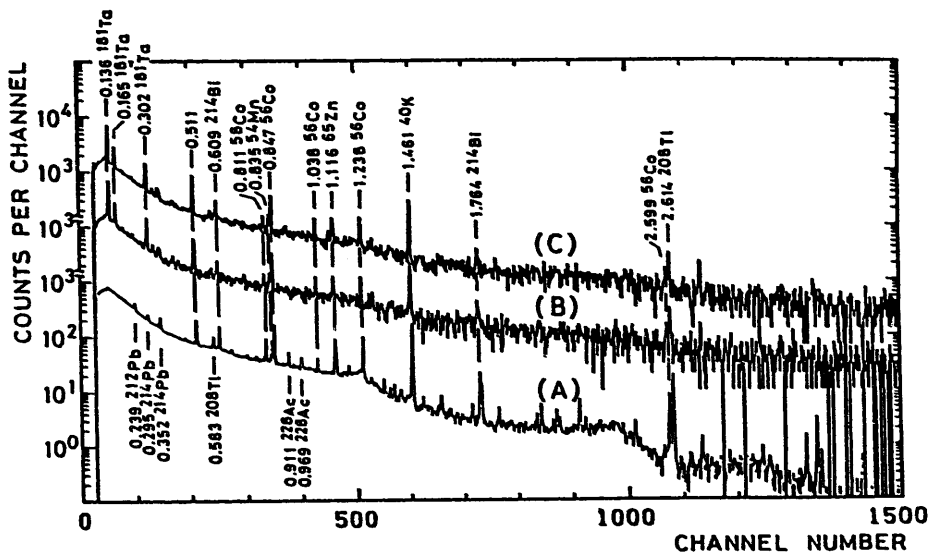


図 2 - 1 0 収束中性子源から放出される中性子のエネルギーと放出角度の限界

図2-11は、図2-7の実験配置に示されている、70ccのGe(Li)ガンマ線検出器に記録された、収束中性子生成に伴うガンマ線のバックグラウンドである。実験室周辺の放射線源からのガンマ線のほかには、水素ガスセルの入射窓に使っているタンタルのクーロン励起による極く微弱なガンマ線以外には、妨害放射線は全く観測されていない。



- (A) natural background spectrum
 (B) background spectrum of the gas cell without H₂ gas bombarded by the 60-MeV ¹³C beam
 (C) background spectrum of the gas cell filled with 0.5-atm H₂ gas bombarded by the 60-MeV ¹³C beam.

図2-11 収束中性子生成に伴うガンマ線のバックグラウンド

2. 4 収束中性子源の新たな応用分野の展望

今後開発が進んで行くであろう、収束中性子源の新しい応用分野について、今の段階で具体的に記述するのは、多少躊躇せざるを得ないところもあるが、本節では以下の2点

- ① 荷電粒子のビームプローブと同様の応用技術
- ② 高速中性子のビームプローブ独自の応用技術

について、若干現在の考えを述べておくことにする。

図2-12に示したように、荷電粒子のビームプローブ（マイクロビーム）をPIXE法に適用すれば、

イ) 何が ロ) どの位

含まれているか、という分析法の基本情報だけでなく

イ) 何が ロ) 何処に ハ) どの位

含まれているかという、マップを作ることが出来るようになる。

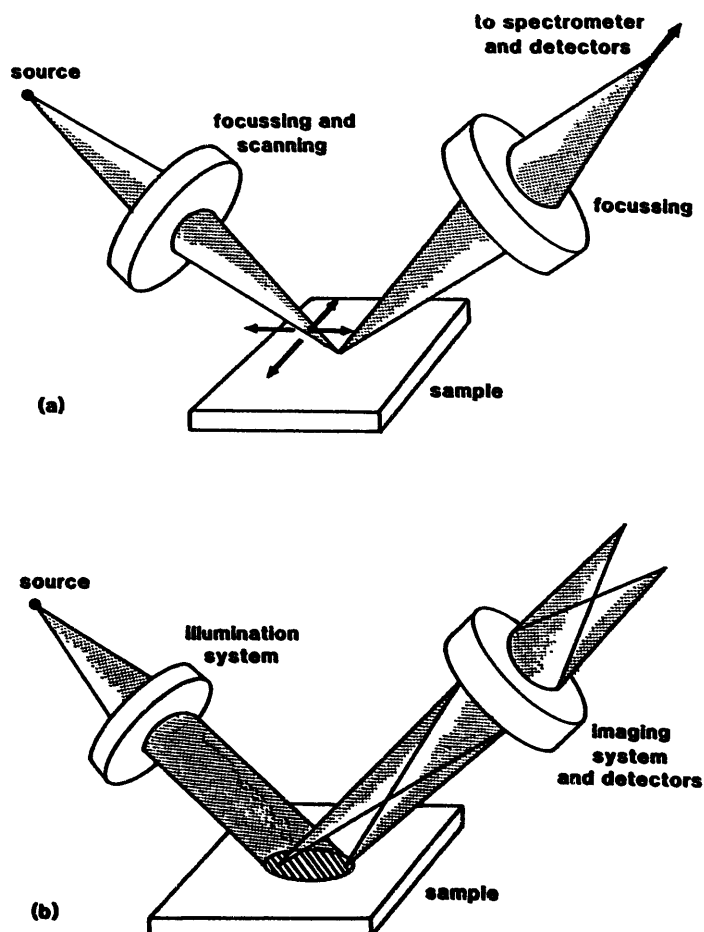


図2-12 荷電粒子ビームプローブのPIXE法への応用

一方、高速中性子は、荷電粒子よりも物質中での透過力が大きいから、最近の計測技術とコンピュータ技術の長足の進歩とあいまって、薄片試料の2次元マップを厚片試料の3次元マップに拡張することも容易となる。この次元の拡張は、最近頻りに話題にのぼるようになってきた新材料の設計や分析の上で、極めて有効な新技術の1つとなり得る可能性を含んでいると言える。

また、表2-3は、現在世界各地の医療機関で行われている、癌の放射線のための高速中性子線の治療物理特性を示したもので、照射視野の大きさは、10cm×10cm程度である。この程度の大きさの視野になると、高速中性子の照射によって、病巣周辺の健康な細胞にも放射線障害を与えることは避けられず、今のところ高速中性子の照射による癌の治療は他の治療法のない、末期癌の患者に対してのみ行われているのが実状である。この高速中性子による照射視野が1mm以下になれば、極く初期の微細な癌に対してもこの照射治療を施すことが出来るようになり、その社会的なフィードバックには計り知れないものがある。

表2-3 各種速中性子線の治療物理特性^{1,2)}

施設	核反応 (E in MeV)	SSS (cm)	ファントム材	50%深部量百分率 となる深さ(cm)	照射野 (cm×cm)	半影(cm) (20~80%幅)
Dresden	$d(13.5)+Be$	100	TE-sol	8.0	12×15	2.3
Tokyo	$d(14.0)+Be$	125	"	8.1	10×10	2.3
Essen	$d(14.3)+Be$	125	H ₂ O	8.1	10×10	2.4
Edinburgh	$d(15)+Be$	125	"	9.0	11×11	2.3
London	$d(16)+Be$	117	TE-sol†	8.7	9.5×9.5	2.2
Seattle	$d(21)+Be$	150	TE-sol	9.4	10×10	1.8
Chiba-shi	$d(30)+Be$	175	TE-sol†	11.7	10×10	1.9
Washington	$d(35)+Be$	125	TE-sol	11.1	10×10	1.6
Houston	$d(50)+Be$	140	"	13.2	10×10	2.7
Louvain	$d(50)+Be$	157	H ₂ O	13.6	10.5×10.5	1.3
Batavia	$p(66)+Be$	153	TE-sol	14.6	10×10	1.4
Glasgow	$d(0.25)+T$	80	H ₂ O	9.6	10×10	3.8
Hamburg	$d(0.5)+T$	80	TE-plastic (A-150)	9.7	10.8×10.8	2.9
Heidelberg	$d(0.25)+T$	100	H ₂ O	10.6	11×11	3.6
Manchester	$d(0.25)+T$	80	"	9.4	10×10	3.9
Amsterdam	$d(0.25)+T$	80	"	9.9	9×11	4.6
⁶⁰ Co γ 線		80	"	11.9	10×10	1.6
8 MV X線		100	"	17.3	10×10	0.8

TE: 組織等価物質。 †: 密度 1.07 g/cm³ の組織等価液を 1.00 g/cm³ に換算補正。

第3章 生成中性子数の測定法

3.1 従来の中性子源と随伴粒子法

前章では、高速単色中性子を、前方の極く狭いコーンの中だけに放射する「収束中性子源」の開発について述べたが、これを高速中性子のビームプローブとして利用するためには、源から放射される中性子の数を決めておかなければならない。一般に、中性子源から放出される中性子の数を決定（測定）するためには、検出効率の知られている中性子検出器が必要で、この中性子検出器の検出効率を実験的に定めるためには、強度（中性子の放射量）が既知の中性子源が必要となる。この両者は、図3-1に示したように、「鶏と卵」の関係にあり、このどちらかを先に決めない限り、せっかく開発した収束中性子源もビームプローブとしては、あまり役には立たないことになる。

この章では、収束中性子の生成数を、中性子数の直接的な計測には依らずに、中性子の生成と同時に1対1の関係で生成される、いわゆる随伴粒子数を計測することによって求める方法を記述する。

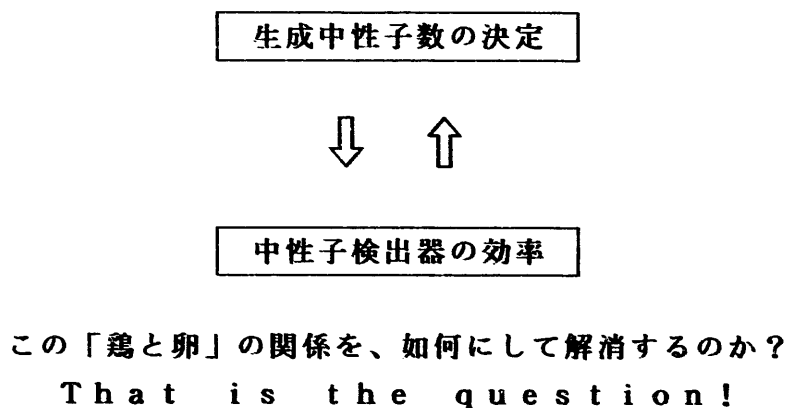


図3-1 生成中性子数の決定と中性子検出器の効率との相互関係

このように、中性子源からの放射中性子数を決定するのに、中性子と1対1で生成される粒子を計測する「随伴粒子法」は、中性子をあらゆる方向に放出してしまう従来からの中性子源の強度を決定するために、他にうまい方法が無い間使用されて来た。以下にその概略を、 ${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ 反応を例に取りながら、概説する。

図3-2に示したように、ある方法に放出されたアルファ粒子を、コリメーターなどにより、立体角 ω_0 で検出効率 ε_0 のアルファ粒子検出器に入射させ、その数 N_0 を計測する。するとアルファ粒子の数 N_0 と同数の中性子が、 ω_0 に対応した仮想的な立体角 ω_0 の中に放出されたことになる、と考えられるからである。図3-3は、それに対応する測定系を模式的に示したもので、変数は次の通りである。

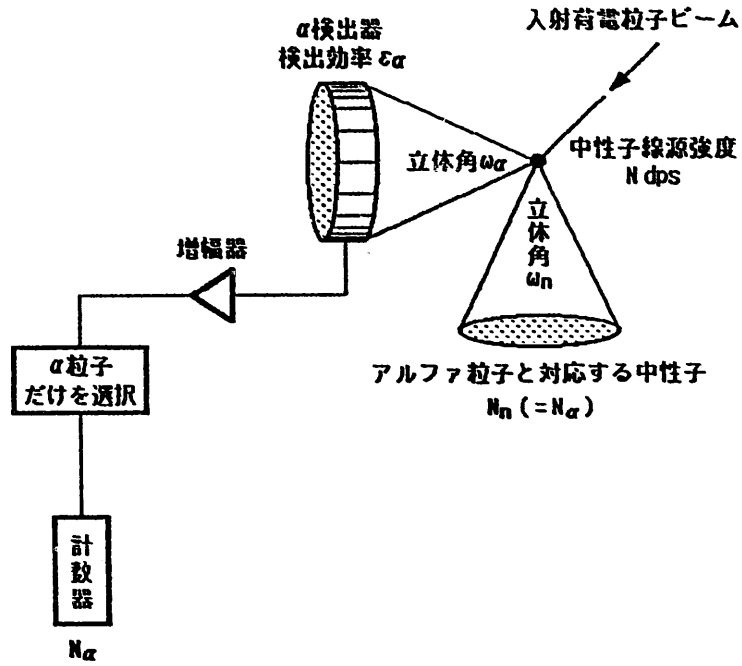


図 3 - 2 従来からの随伴粒子法による中性子線源強度の測定

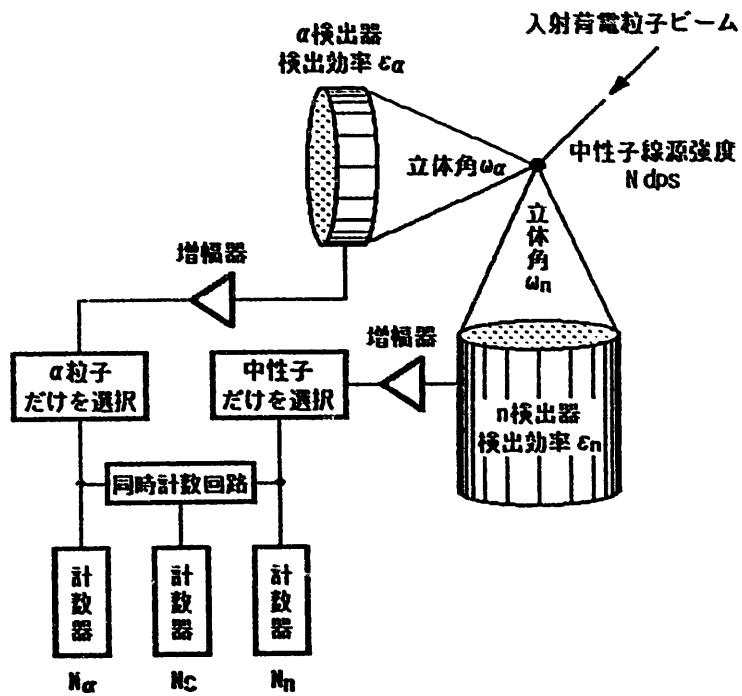


図 3 - 3 従来からの随伴粒子法による中性子線源強度の測定系

N_{α} :	アルファ線検出器の計数率
ω_{α} :	アルファ線検出器の立体角
$d\omega_{cm}/d\omega_{lab}$:	アルファ線検出器の立体角の変換係数
$\sigma_{cm}(\theta, \varepsilon)$:	重心系におけるD-T反応の微分断面積
$d\varepsilon/dx$:	ターゲット中における入射重陽子のエネルギー損失
E :	重陽子の入射エネルギー
M :	ターゲット原子当りのトリチウム原子の数
R :	アルファ線検出器の総合的な検出効率
θ :	重心系におけるアルファ粒子の放出角度
ϕ :	実験系におけるアルファ粒子の放出角度
N_n :	アルファ粒子の1検出数当りの中性子の生成量
ω_n :	生成中性子が放出される立体角
N :	線源強度

すると、随伴粒子1検出数当りの中性子の生成量 N_n は、

$$N_n = \frac{4\pi \int_0^E \frac{\sigma_{cm}(\theta, \varepsilon)}{d\varepsilon/dx} d\varepsilon}{\omega_{\alpha} \int_0^E \frac{\sigma_{cm}(\theta, \varepsilon)}{d\varepsilon/dx} \left(\frac{d\omega_{cm}}{d\omega_{lab}} \right) d\varepsilon}$$

で与えられることになる。この従来からの随伴粒子法の実験配置の模式図を、図3-4に示してある。この、従来からの随伴粒子法の中には、得られた測定データを解析する上で、補正が困難な項がいくつも介在するので、それがこの方法の精度の向上を妨げており、仮想的な放出コーン ω_n 内に放出された中性子を、高い精度のビームプローブとして利用することが出来ない最大の理由となっているのである。

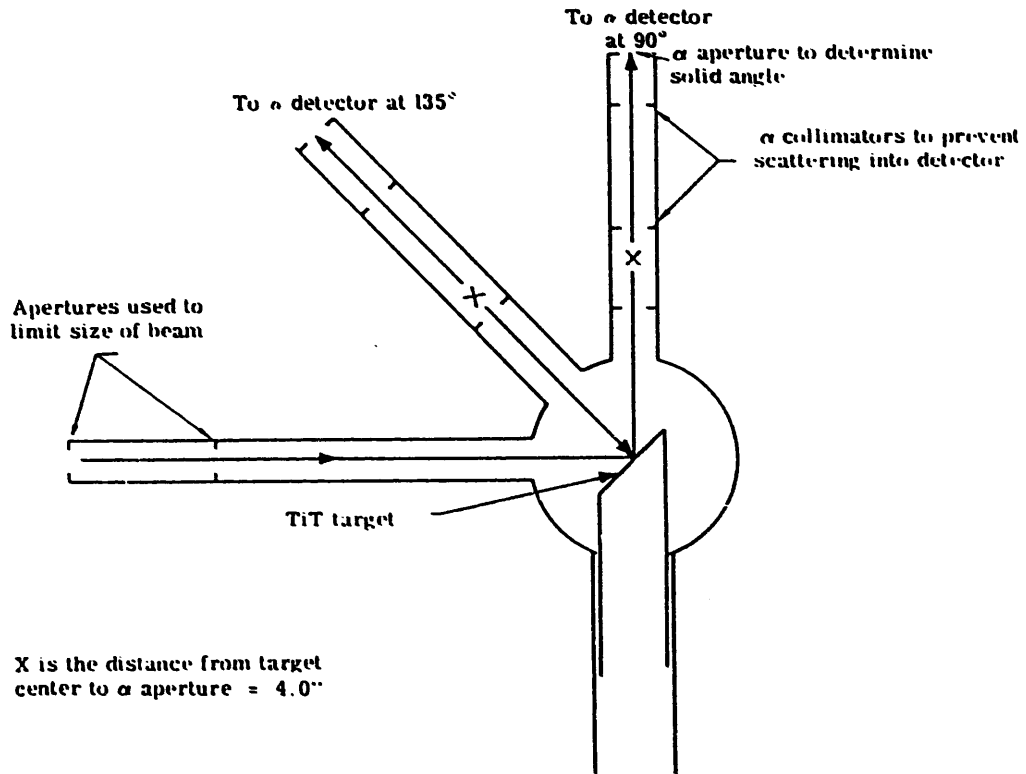


図 3 - 4 従来からの随伴粒子法による中性子数測定の実験配置¹³⁾

3. 2 収束中性子源と随伴粒子法

放出中性子数を実測する上で、また中性子の利用面において、このような難点をもつ従来からの随伴粒子法に対して、収束中性子源を用いた随伴粒子法は、如何なるものになるのだろうか。収束中性子源を用いると、生成中性子と同時に放出される随伴粒子は、やはり前方のさらに狭いコーンの中に放射される。次の図3-5は、生成中性子、随伴粒子および水素ターゲットを通過した重イオンビームの様子を示したものである。

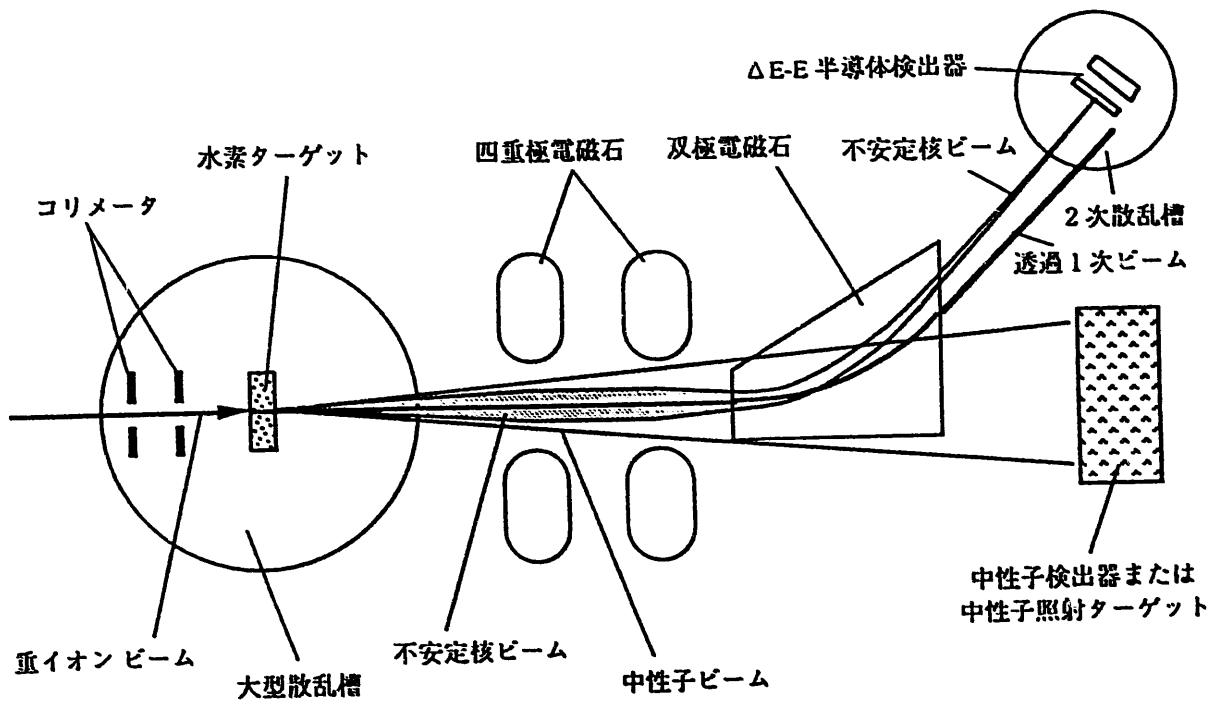


図3-5 収束中性子源から前方に放射される粒子群¹⁴⁾

したがって、 ${}^1\text{H}({}^{13}\text{C}, n){}^{13}\text{N}$ 反応を用いた収束中性子源の場合には、前方に放射される粒子は、生成中性子と、れの随伴粒子である ${}^{13}\text{N}$ 、および加速粒子である ${}^{13}\text{C}$ だけとなる。この前方に放射されてくる ${}^{13}\text{N}$ を ${}^{13}\text{C}$ と分離してその総数を測定すれば、従来直接測定することが出来なかった、

放出中性子の総数が実験的に決定可能

となるわけである。

3. 3 1次粒子（加速粒子）と2次粒子（随伴粒子）の分離法

通常荷電粒子ビームの分離・識別には、双極電磁石と $\Delta E - E$ 検出器を組合わせた系が使用されるわけであるが、本研究の場合に問題になるのは、 ^{13}N の数が ^{13}C の数の100万分の1程度しかない、ということである。 $\Delta E - E$ 検出器からの信号処理はコンピューターのソフトウェアでリアルタイム処理をするが、もし分離が不完全で ^{13}N の中に ^{13}C が混入してしまうと、この処理が間に合わなくなってしまい、実験上の不都合を生ずる。

そこで私達は、図3-6に示したように、双極電磁石の後ろにチョッパー型のRFセパレーターを設置し、水素ターゲットを通過してくる ^{13}N と ^{13}C のエネルギーのわずかな違いに着目して、両者の水素ターゲットを出る時期が同じでも、RFセパレーターに入射する時期が異なるという事実を利用し、分離をより完全なものにするよう努力した。

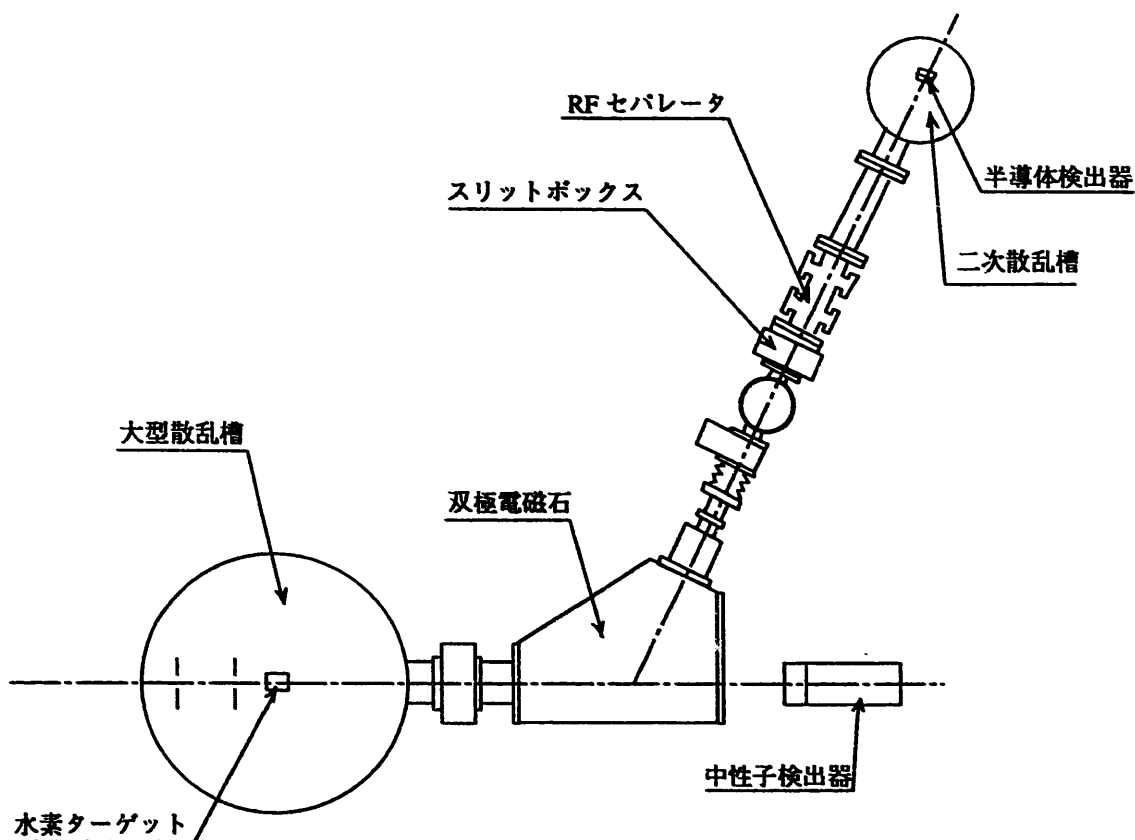


図3-6 収束中性子源からの随伴粒子数測定法の実験配置¹⁵⁾

また、図3-7は、東北大学AVFサイクロトロン施設の第4ターゲット室にある大型散乱槽の後ろに、本研究のために設置した双極電磁石のスナップ写真で、図3-8は、本研究で製作・設置した、RFセパレーターから二次散乱槽へと続く二次ビームコースのスナップ写真である。

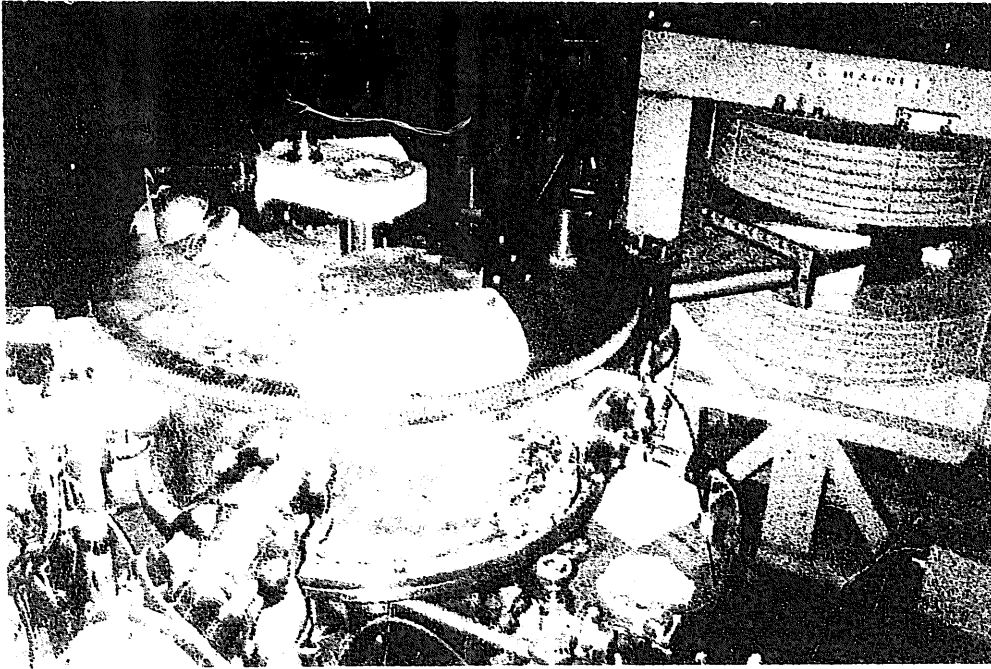


図 3 - 7 東北大サイクロトロンにある大型散乱槽と本研究で設置した双極電磁石

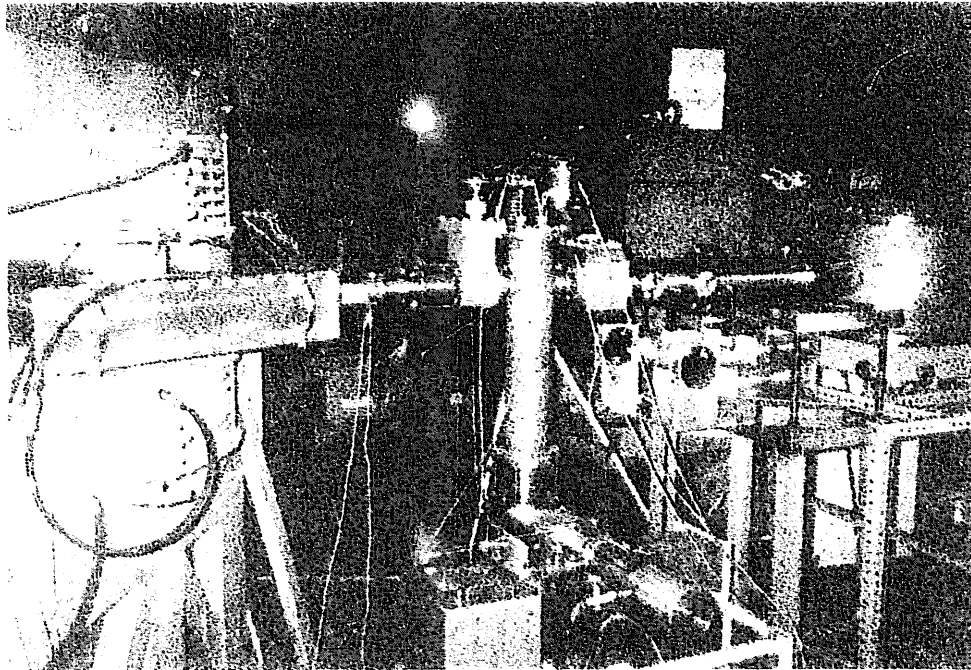


図 3 - 8 設置した双極電磁石、RFセパレーター、2次散乱槽

3. 4 東北大学AVFサイクロトロンを用いた検証実験

この節では、水素ターゲットを透過してくる1次粒子（加速粒子）の中から、その約100万分の1程度の数の2次粒子（随伴粒子）を、どのようにして分離計数することが出来たかについて、述べることにする。前述したように、通常荷電粒子の分離には双極電磁石が使用されるが、両種の粒子の強度比を考慮すると、非常に大型の双極電磁石を使っても、その望む精度での分離はおぼつかない。双極電磁石だけに頼ろうとすると、分離を難しくするほかの要因

- ① 双極電磁石の磁場強度の安定性
- ② 双極電磁石の物点（入射ビームの空間的位置）の安定性

などに対する、確かな対策を講じなければならない。

サイクロトロンによって加速された重イオンビームは、図3-9に示したように、水素ターゲットや双極電磁石が置かれた実験場所までの、長い曲がりくねった距離を移送されて来るが、

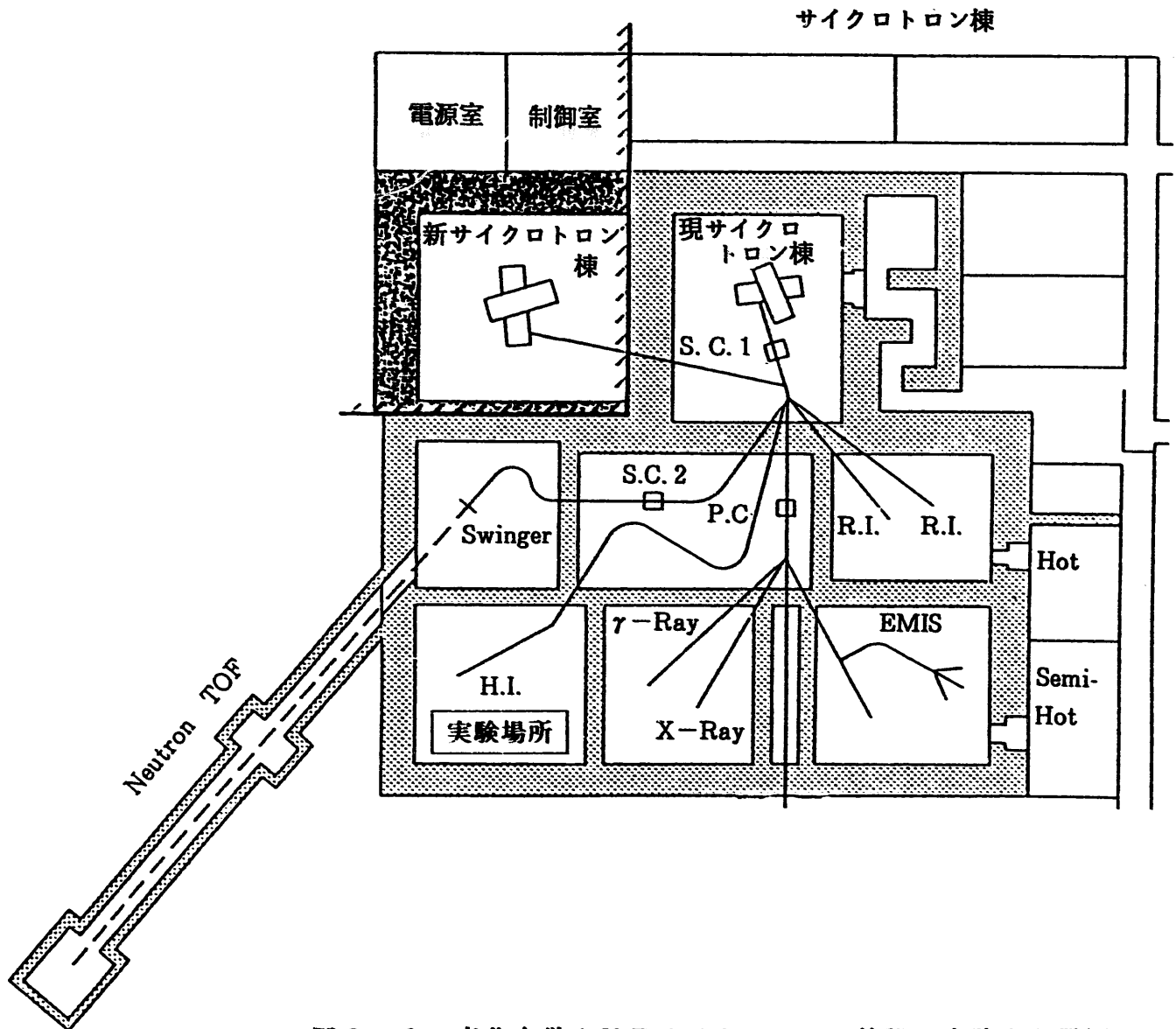


図3-9 東北大学AVFサイクロトロン施設の実験室配置図

その途中多くのレンズ系や分析用電磁石などを通り抜けてくるので、双極電磁石の入口での加速ビームの位置の安定性を保持することは、大変難しいといえる。また、このような事情は、何も東北大学サイクロトン施設に限ったことではなく、いずれの加速器施設についても言えることなのである。

私達は、この難点を回避するために、図3-10に示したように、水素ターゲットを通過する ^{13}C と、水素ターゲットで生成される ^{13}N とのエネルギー差を利用し、両者の分離を確実なものとするために、図3-11、図3-12に示したようなRFセパレーターを、双極電磁石の後ろに設置した(図3-6参照)。

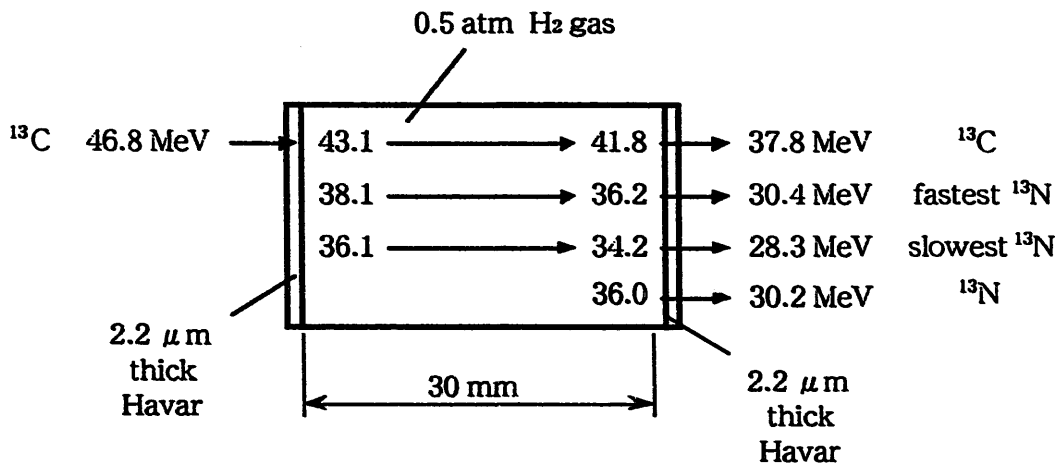


図3-10 水素ターゲットにおける各粒子のエネルギー

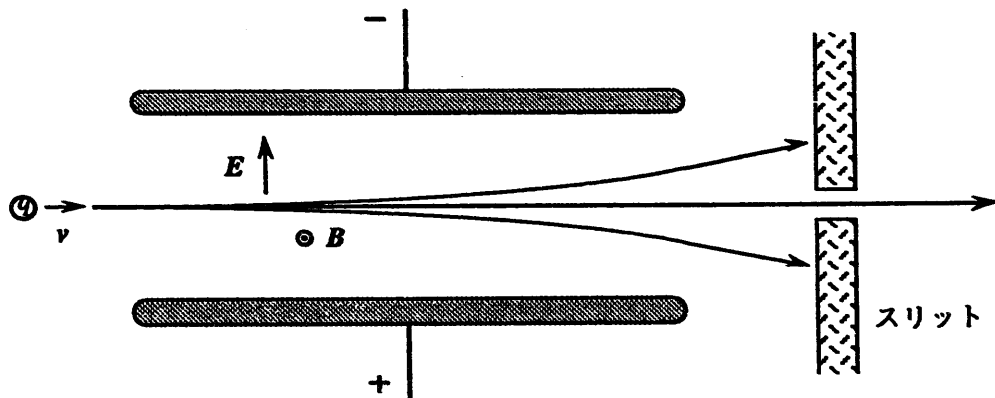
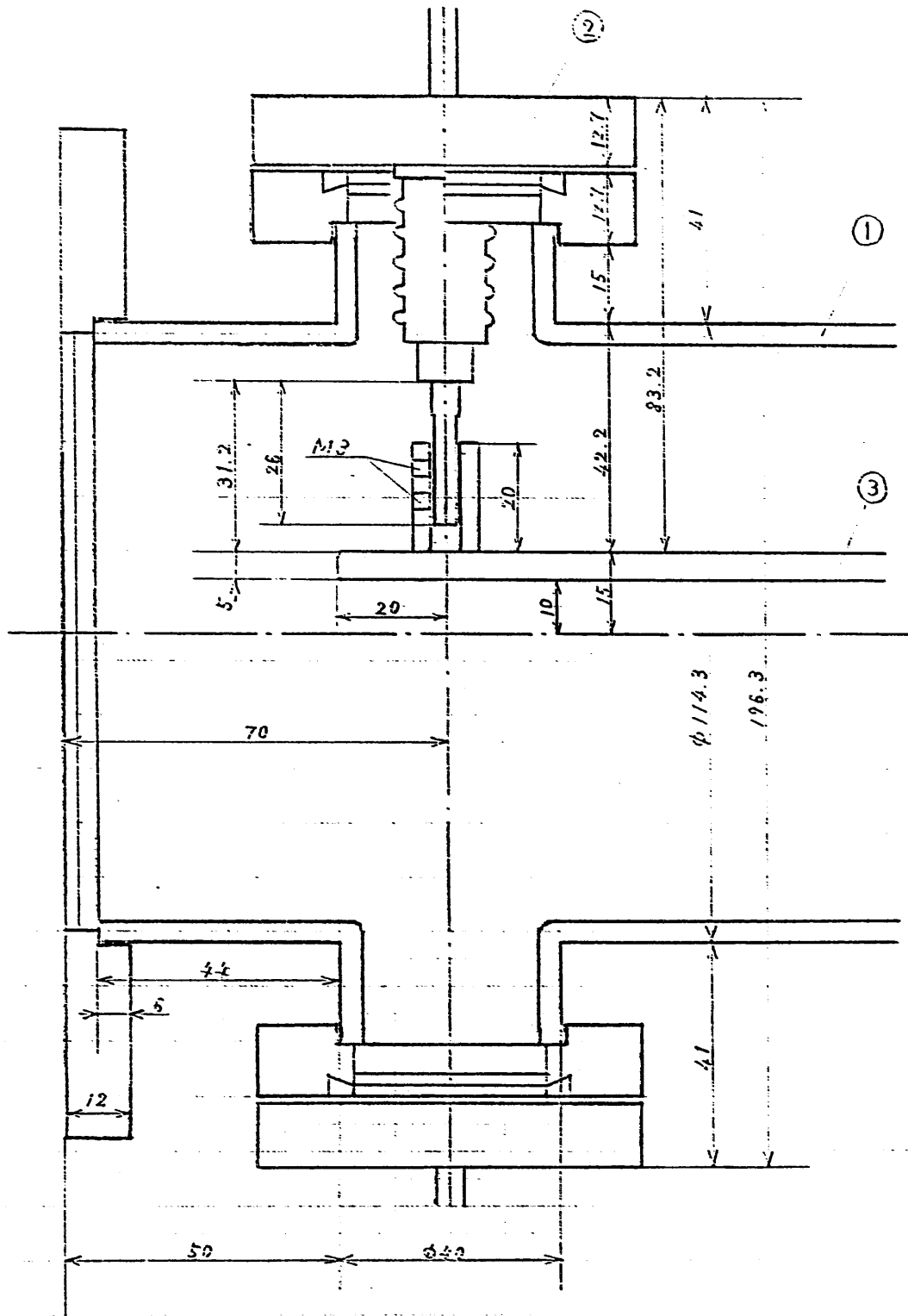


図3-11 クロスフィールド型RFセパレーターの概念図



- ① 真空容器（ステンレス製）
- ② 高周波電力導入端子（購入）
- ③ 偏向電極（銅製）

図3-12 RFセパレーターの各部（製作図面）

このようにして設計・製作されたRFセパレーターの仕様を、以下の表3-1に掲げておく。

表3-1 設計・製作されたRFセパレーターの概略仕様

入力周波数	20~25 MHz
電極間電圧	0~10 kV _{p-p}
偏向電極	長さ 20 cm 幅 4 cm (平行平板)
電極間隔	2.0 cm
高周波電力	入力 20 W (Q~100)

また、図3-13は、RFセパレーターシステム全体の結線図である。

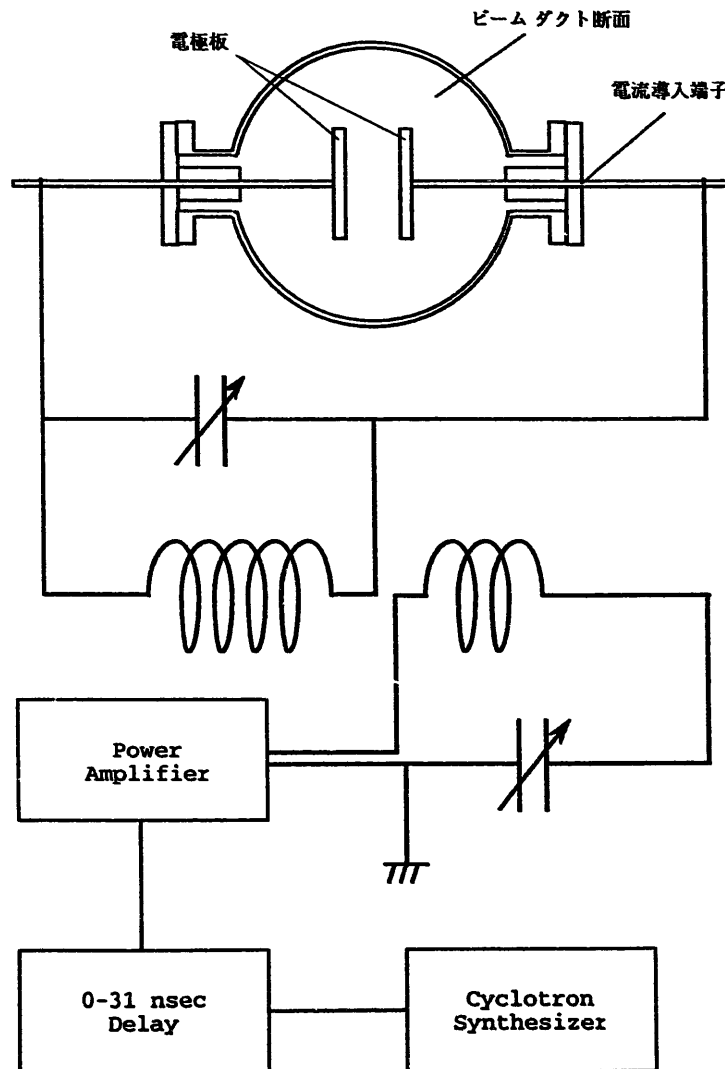


図3-13 RFセパレーターシステムの総合結線図

次の図3-14は、製作・設置したRFセパレーターが、設計通りに機能するかどうかを、サイクロトロンにより加速されたアルファ粒子を使って行った、動作確認のための実験配置図で、図3-15は、その実測結果を示したものである。横軸は、サイクロトロンの高周波電力信号から分岐した時間信号に対する、RFセパレーターの電力増幅器の位相の遅れで、縦軸は、ファラデーカップに流れ込むビーム電流値である。

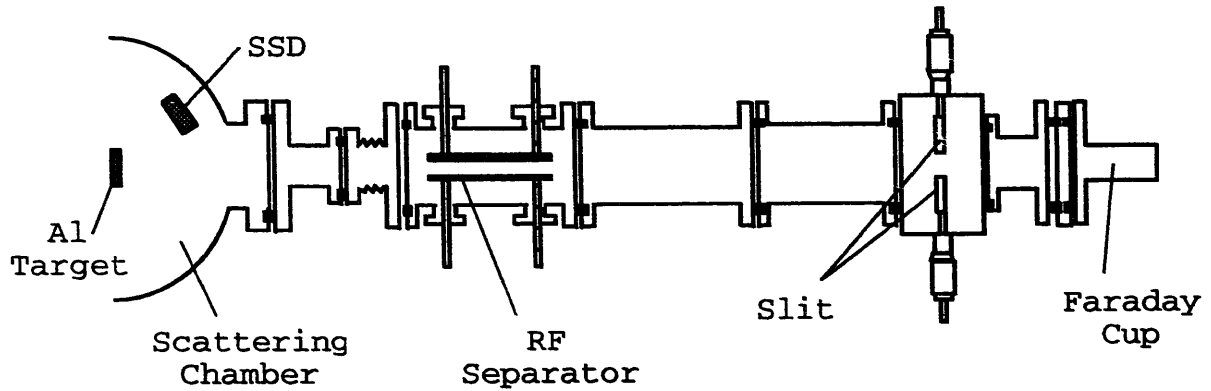


図3-14 RFセパレーターの動作確認のための実験配置図

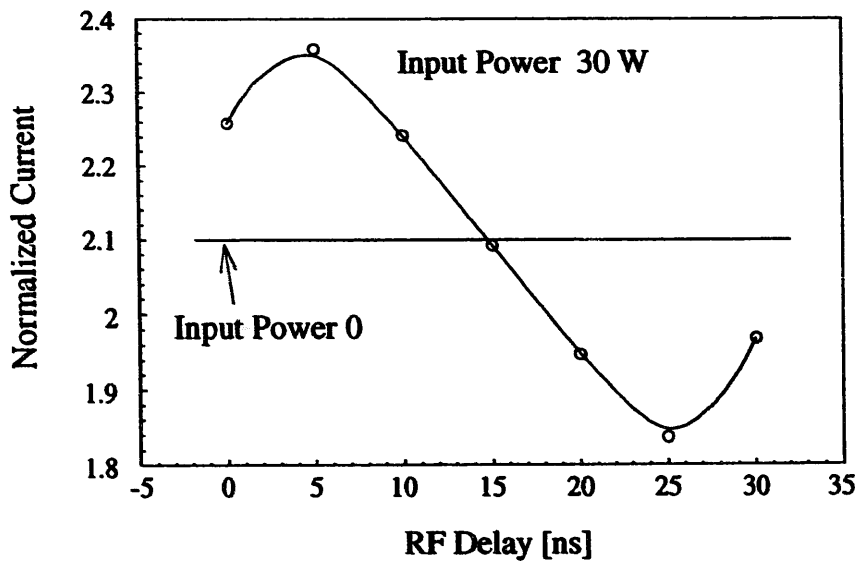


図3-15 RFセパレーターの動作確認のための実験結果

図3-16は、双極電磁石とRFセパレーターを尚もくぐり抜けて来た ^{13}C と、 ^{13}N との分離をより完全なものとするための、粒子識別系の回路構成図で、図3-17は、粒子識別系から得られたエネルギー値とPI値（粒子識別値）の2次元プロットを示したものである。

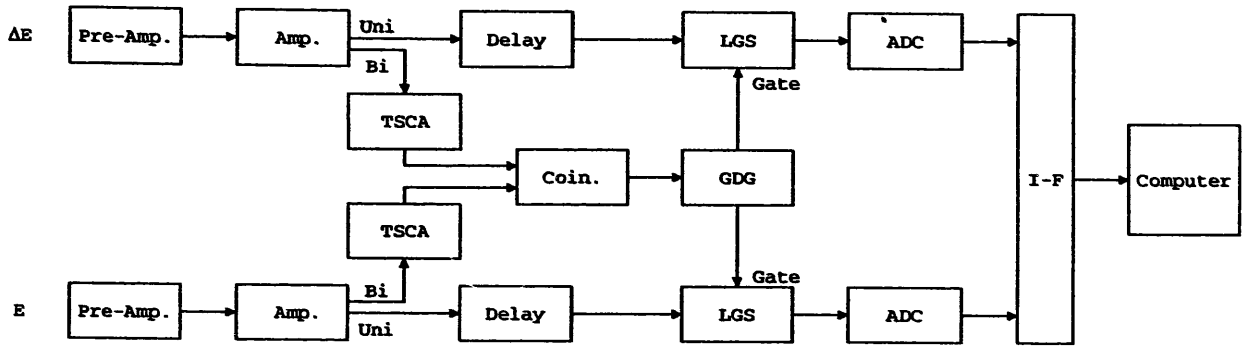


図3-16 ΔE-E粒子識別系の回路構成図

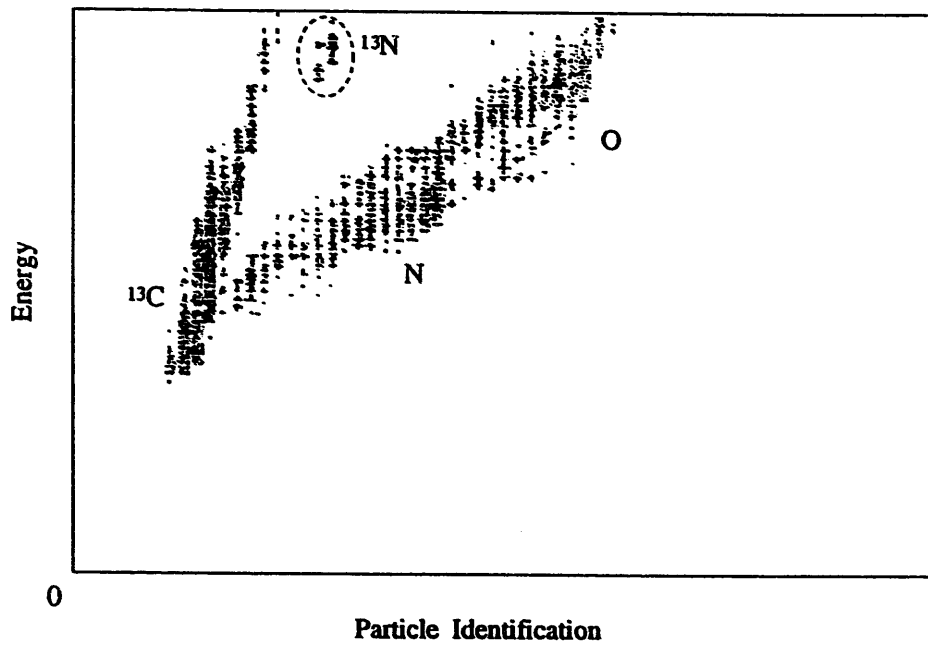


図3-17 粒子識別系からのエネルギー値とPI値の2次元プロット

このように、①双極電磁石、②RFセパレーター、③粒子識別系、と3つの分離手段を併用することによって得られた、各粒子のエネルギースペクトルを、図3-18に示す。

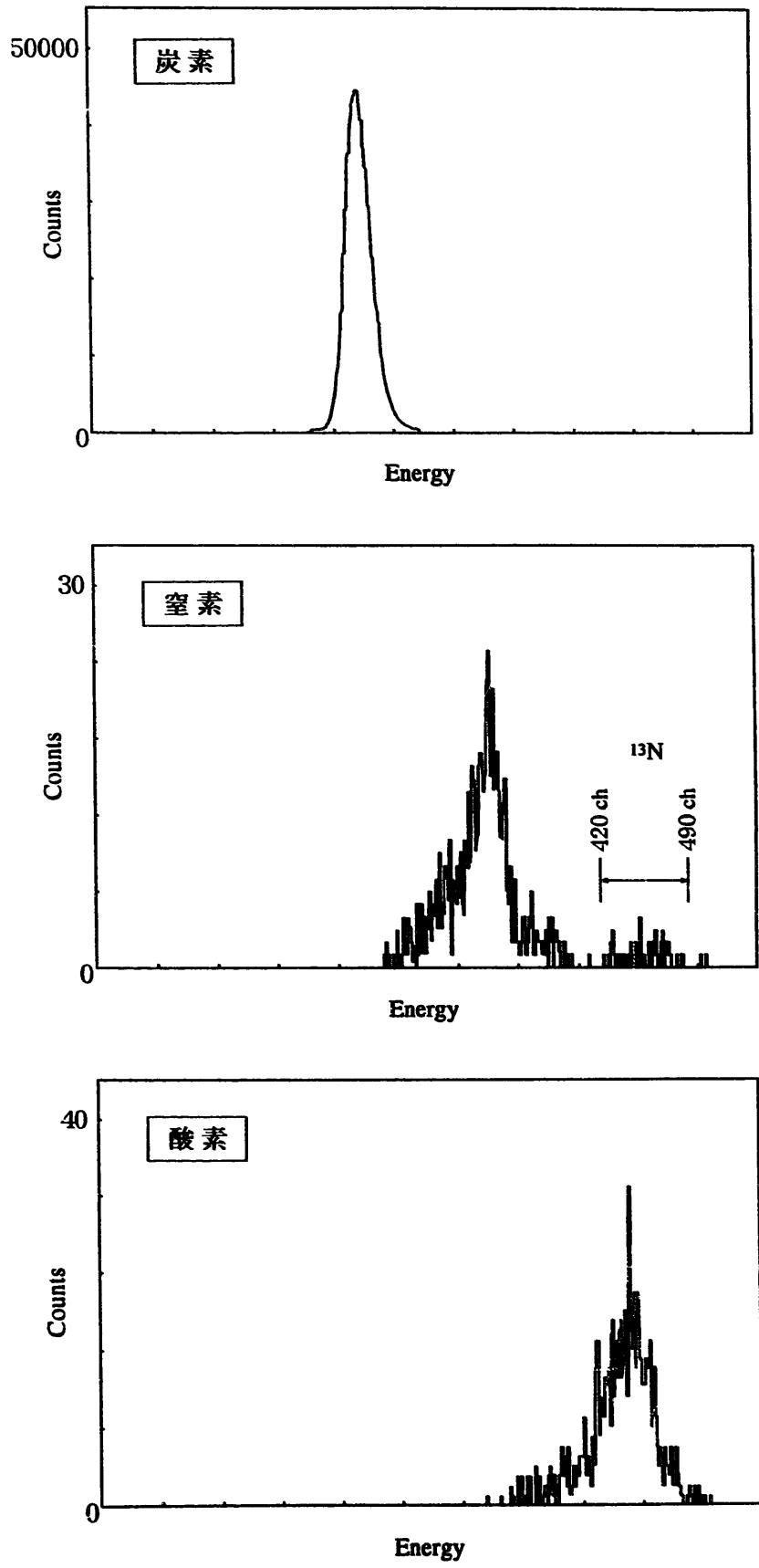


図3-18 C、N、Oの各粒子のエネルギースペクトル（横軸は同一スケール）

本節で述べたような粒子の分離法を採用することにより、いままでだれも為し得なかった

中性子源から放出される全中性子数を、何らの仮定も設けることなく、直接実験によって決定することが可能となった訳である。

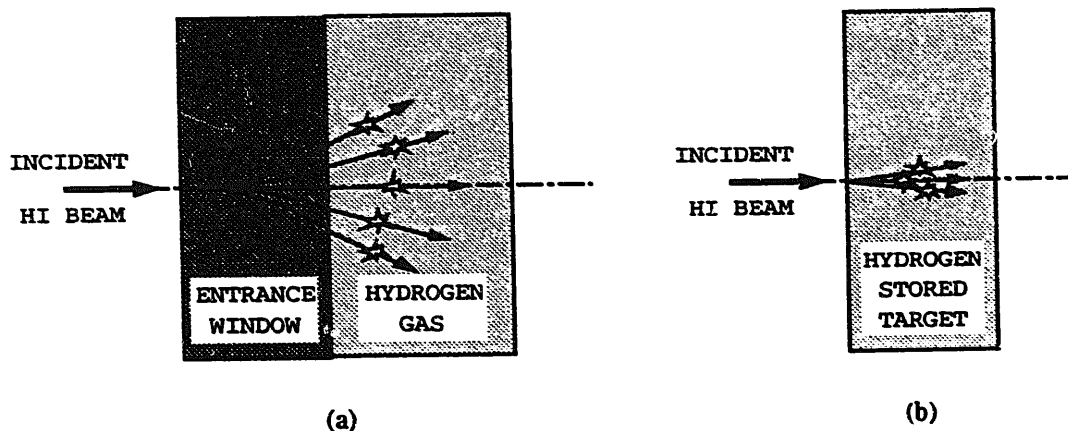
第4章 収束中性子源の収束性能の向上

4. 1 水素ガスターゲットと水素吸蔵ターゲット

荷電粒子が物質中を通過すると、物質原子との電磁的な相互作用を介して、原子を励起したり電離したり、あるいは物質原子の原子核との衝突によって散乱されたり、核反応を起こしたりするほか、制動放射 (Bremsstrahlung) やチェレンコフ放射 (Cherenkov Radiation) などの電磁波を放出する場合もある。さらに、低いエネルギー領域では、電子の組替えによって電荷の移行が起こったりする。このような散乱や反応などの衝突過程は、確率過程であるから必然的に統計的な揺らぎ (Straggling) を生ずる。

水素ガスセルに入射した重イオンは、標的である水素と反応する前に、入射窓を構成する物質の薄膜を通過しなければならないが、その結果エネルギー損失を起こすだけでなく、この統計的な揺らぎに基づくエネルギー値の拡がりを生ずる (図2-6参照)。最初のセルには、入射窓の中で原子核反応を起こして中性子を生成することの無いよう、7.5 μm 厚のタンタル薄を使用していたが、この入射窓での中性子生成は実用上問題にならない程度であることが判明したので、その後は入射窓としては2.3 μm 厚のハーバー薄を使用している。

しかし、この水素ガスセルの入射窓を無くしてしまわない限り、図4-1に示したように、入射窓中での入射イオンのストラッグリングにより、収束中性子源の収束性が多少とも失われてしまうことは、どうしても避け難い。



(a) 入射窓のある水素ガスターゲット (b) 入射窓の無い水素吸蔵ターゲット

図4-1 収束中性子源の収束性が失われる要因

図4-2は、水素標的を7.5 μm厚タンタルの入射窓をもつガスタargetから水素吸蔵targetに変更した場合に期待される、収束中性子の最大放出角度の計算値^{16, 17)}を示したものである。

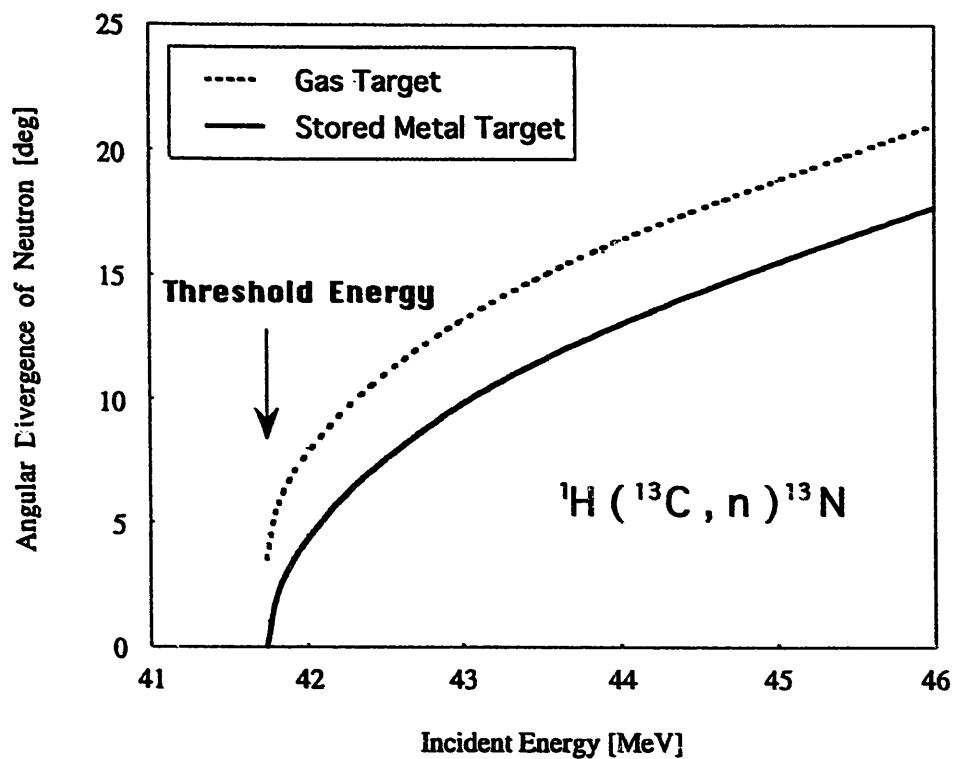


図4-2 7.5 μm厚タンタル窓のガスタargetと水素吸蔵targetの最大放出角度

4. 2 水素吸蔵ターゲットとしての必要条件

水素を吸蔵した金属薄膜を、収束中性子生成のための水素ターゲットとして使用するための条件は、

- ① ターゲット基板からの蒸発中性子を抑制するため、入射重イオンに対するクーロン障壁が大きくなるような、原子番号の大きな元素を基板とすること
- ② 基板金属の水素吸蔵量が多く、また容易に水素を吸蔵し、放出しにくいこと
- ③ 長時間のビームの照射に耐え得ること
- ④ 薄膜の形で利用出来ること

などである。質量数 A 、原子番号 Z の標的核に、質量数 A_i 、原子番号 Z_i の入射核がエネルギー E で入射するとき、重心系での運動エネルギーの和は

$$E_k = \frac{A}{A_i + A} E$$

となる。核半径 R は

$$R = r_0 A^{1/3}$$

で与えられるので、標的核と入射核との間のクーロン障壁は、

$$E_c = \frac{Z_i Z e^2}{r_0 A_i^{1/3} + r_0 A^{1/3}}$$

となる。安定核に対する質量数と原子番号との関係は、

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.0149 A^{2/3}}$$

であるから、

$$E_c = \frac{Z_i e^2}{r_0 (A_i^{1/3} + A^{1/3})} \cdot \frac{A}{1.98 + 0.0149 A^{2/3}}$$

と表すことが出来て、このクーロン障壁より運動エネルギーが小さくなれば、古典的に考えて、収束中性子生成の邪魔になる原子核反応は、起きないことになる。すなわち、核半径のパラメーター r_0 を 1.4 fm とすると、入射核が ^{13}C のときには、

$$E < \frac{1.44 \times 6}{1.4 (13^{1/3} + A^{1/3})} \cdot \frac{13 + A}{1.98 + 0.0149 A^{2/3}}$$

が成り立てば、よいことになる。次の表4-1は、このようにして計算された入射粒子と核反応を起こさない最小の質量数Aおよびその原子番号Zの値である。

表4-1 入射粒子と核反応を起こさない最小の質量数Aおよび原子番号Z

Energy (MeV)	入射粒子: ^{13}C		入射粒子: ^{15}N	
	A	Z	A	Z
40	87	38	65	30
50	128	54	98	43
60	176	72	136	58
70	233	92	178	73
80	296	112	226	90

表4-1の結果から、 $^1\text{H} (^{13}\text{C}, n) ^{13}\text{N}$ 反応を収束中性子の生成に利用しようとする場合、 $_{72}\text{Hf}$ や $_{73}\text{Ta}$ を基板金属として使用するのが、適当であるということになる。

4. 3 水素吸蔵ターゲットを用いた収束中性子源

本研究の最後を飾るものとして、収束中性子源の収束性能を向上させる為に、水素吸蔵ターゲットを用いた収束中性子生成の実験を遂行した。水の電気分解によって水素を吸蔵した厚さ $25\ \mu\text{m}$ の Hf H_x ターゲットを、図 2-7 に示した実験配置のガスセルの位置に設置し、放出中性子の角度分布を測定を行った。図 4-3 は、その収束性能の改善の結果を示したものである。

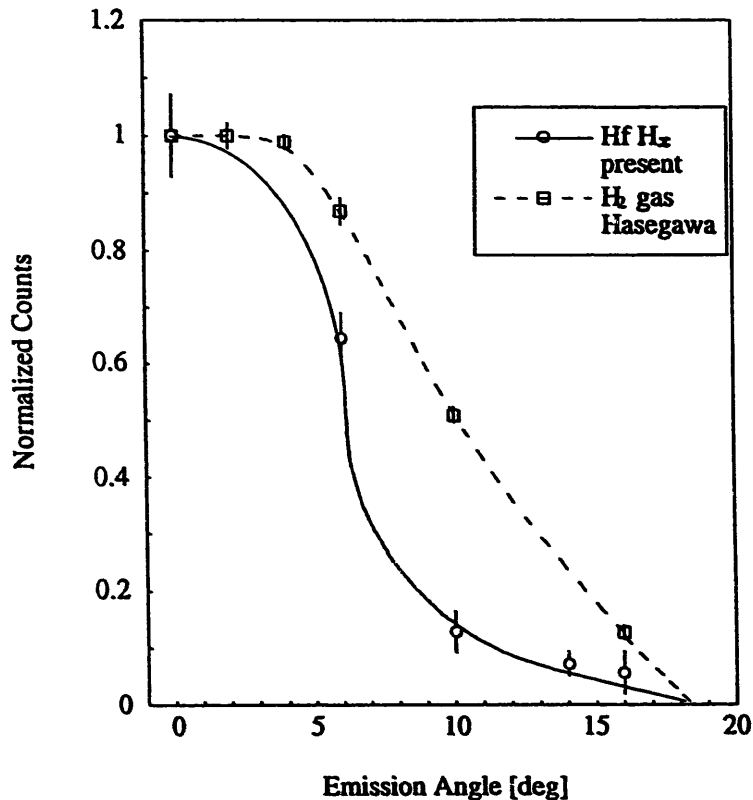


図 4-3 ガスターゲットと水素吸蔵ターゲットを使用した場合の生成中性子の角度分布

図から明らかなように、収束性能としては約 30% の改善が計られたが、中性子源の強度としては、ガスターゲットの中性子収量に比べて約 1 桁小さいものとなっている。これは母材原子の格子間位置に水素が吸蔵されるため、ある程度はやむを得ないことであろう。水素吸蔵ターゲットの利点は、

- ① 使いやすく、実験中にガスターゲットのように破損することが無い
- ② 実験中にターゲットを交換するための時間が、ほとんど必要ない
- ③ あらかじめ、必要量を準備し保管しておくことが出来る

などである。

4. 4 収束中性子源開発のまとめ

軽い核（水素）を標的とする重イオンの吸熱反応で、重イオンの照射エネルギーを反応のしきい値よりも極くわずかに高い値にとると、収束中性子源を形成することが出来る（表2-2, 図2-2, 図2-5参照）。この収束中性子源の特徴は、中性子の最大放出角度の外への中性子の放出は皆無（図2-4, 図2-8参照）で、また実験上妨げとなる中性子の生成に伴う妨害放射線の強度も極めて低い（図2-11参照）。このように、本研究で世界に先駆けて開発した技術は、将来における中性子の新しい利用技術、例えば

- ① 外科手術の不可能な初期癌の放射線治療
- ② 中性子検出器の検出効率の実験的決定
- ③ 高速中性子の単色な標準場の実現

など上に、多大な影響を及ぼすものになると思う。

本研究は、東北大学AVFサイクロトロン共同利用を通じて完成されたものであるが、この新技術を実用的なものとして、多くの人達の利用しやすい形にするためには、実験前に装置を取付け、実験終了後に再び装置を取外すという共同利用の形態から脱却して、何処かの加速器（サイクロトロンよりもタンデムバンデグラフ）施設の、専用のビームポートに恒常的に装置を設置出来ることが望ましい。

最後に、本研究が意図する将来における新しい研究計画のために、図3-6に示してある装置全体に要した費用の概算は、

① 大型散乱槽

東北大学サイクロトロン施設に既存のもので、収束中性子源を形成するためには本質的に必要はなく、水素ターゲットの格納容器としての機能があれば、十分である。

もし新に製作すると ～100万円

② 双極電磁石とその励磁用安定化電源及び制御回路

新に設置しようとするのと相当の費用が必要であるが、加速器施設であれば余分な双極電磁石の一つ二つは、何処かから調達出来ると思う。私達も、理学部にあったバンデグラフ加速器施設の双極電磁石を、搬入して使用したので、

新に購入した安定化電源に ～40万円

研究室で製作した制御回路の部品に ～40万円

③ スリットボックス

新に購入した駆動用ネジ機構に ～10万円

製作材料費に ～10万円

④ RFセパレーターとその駆動用電源及び制御回路

RFセパレーター本体は新に製作し、駆動用電源及び制御回路は、アマチュア無線用の超短波増幅器を、改造して使用した。

高周波電力導入端子など ～140万円

製作材料費に ～20万円

結合回路の製作費に ～40万円

⑤ 2次散乱槽

他の研究施設で不用になったものをもらい受け、改造して使用した。

もし新たに製作すると ～300万円

半導体検出器などの計測機器 ～400万円

で、既存の加速器を使用するとは言え、収束中性子源の施設を何処かに設置しようとするれば、1000万円程度の費用を要することになる。

このような特徴をもつ新しい収束中性子源（高速中性子ビームプローブ）の施設が一日も早く我が国内に実現し、高速中性子レンズ系の開発と相まって、新技術分野の開発に無限の可能性を秘める高速中性子マイクロビームが実現する日を期待しながら筆を置くこととする。

謝 辞

この

東北大学工学部量子エネルギー工学科加速器工学研究室と、
動燃事業団大洗工学センター基盤技術開発部炉心技術開発室

との協力研究の遂行にあたり、

動燃事業団技術協力部の皆様方のご理解深いご支援を賜りましたことを、心から感謝致します。東北大学サイクロtron施設での検証実験や、必要な装置の製作にフィナンシャルな面でご援助いただき、それらのことが本研究の成果を達成する上に、欠かすことの出来ないものであったことを、申し添えさせて頂きたいと思ひます。

参考文献

- 1) **PRINCIPLES AND APPLICATION OF HIGH-ENERGY ION MICROBEAMS;**
F.Watt and G.W.Grime,
Techno House, Redcliffe Way, Bristol (1987)
- 2) マイクロビームアナリシス
丸勢進
日本学術振興会編集 : 朝倉書店 (1985)
- 3) **GUIDING AND FOCUSING NEUTRON BEAMS USING CAPILLARY OPTICS;**
H.Chen, R.G.Downing, D.F.R.Mildner, W.M.Gibson, M.A.Kumakhov, I.Yu.Ponomarev,
and M.V.Gubarev,
Nature 357 (1992) 391-393
- 4) **NEUTRON FOCUSING LENS USING POLYCAPILLARY FIBERS;**
H.Chen, D.F.Mildner and Q.F.Xiao,
Appl. Phys. Lett. 64 (1994) 2068-2070
- 5) **Cold Neutron Beam Control Using Magnetic Field Gradient**
H.M, Shimizu , H. Kato , T. Oku , Y. Suda , Y. Ogawa, H. Iwasa, T. Kamiyama
Y. Kiyonagi and T. Wkabayashi
The International Conference on Neutron Scattering (ICNS'97)
17 - 21 August , 1997 , Tront , CANADA
- 6) **THEORY OF THE REFRACTION AND THE DIFFRACTION OF NEUTRONS BY CRYSTALS;**
M.L.Goldberger and F.Seitz,
Phys. Rev. 71 (1947) 294-310
- 7) **ON THE MEASUREMENT OF THE SMALL-ANGLE SCATTERING OF FAST NEUTRONS;**
W.Bucher, C.Hollandsworth and R.Lamoreaux,
Nucl. Instrum. Methods 111 (1973) 237-249
- 8) **INTERACTION OF HIGH-ENERGY NEUTRAL BEAMS WITH CRYSTALS;**
M.A.Kumakhov and F.F.Komarov,
Rad. Effects 69 (1983) 247-251

参考文献

- 9) DEPENDENCE OF PULSE WIDTH FOR PRODUCTION OF MULTIPLY CHARGED IONS;
T.Yamaya, K.Kotajima, T.Shinozuka, M.Fujioka, Y.Sakurada, T.Onodera,
T.Ishimatsu and S.Morita,
Nucl. Instrum. Methods 203 (1982) 7-12
- 1 0) A SMALL COLD CATHOD HEAVY ION SOURCE FOR A COMPACT CYCLOTRON;
T.Yamaya, T.Shinozuka, K.Kotajima, M.Fujioka and T.Onodera,
Nucl. Instrum. Methods 226 (1984) 219-222
- 1 1) PRODUCTION OF FOCUSED NEUTRON BEAM USING HEAVY ION REACTION;
K.Hasegawa, K.Kotajima, M.Kitamura, T.Yamaya, O.Satoh, T.Shinozuka and M.Fujioka,
Proc. 11th Int. Conf. on Cyclotron and their Applications, Tokyo, (1987) 642-645
- 1 2) 速中性子線の医学利用とそのドシメトリー；
川島勝弘、
日本原子力学会誌 27 (1985) 701-
- 1 3) AN EVALUATION OF THE ALPHA COUNTING TECHNIQUE FOR DETERMINING 14-MeV
NEUTRON YIELDS;
T.R.Fewell,
Nucl. Instrum. Methods 61 (1968) 61-71
- 1 4) 収束中性子源を用いた単色中性子標準場の設計；
鈴木一行（航空宇宙技術振興財団）、藤沢政則、高橋忠好、坂本功、古田島久哉
（東北大・工）、山崎明義、篠塚勉（東北大・理）
日本原子力学会「1997年秋の大会」口頭発表 A16
- 1 5) 収束中性子源を用いた高速中性子標準場の開発；
鈴木一行、
1996年度東北大学工学部博士学位論文

参考文献

- 16) 重イオンビーム照射下における水素吸蔵ターゲット中の水素の挙動に関する研究、
鈴木一行、
1993年度東北大学工学部修士学位論文
- 17) 収束中性子源用水素吸蔵ターゲットの開発；
鈴木一行、山口貞衛、古田島久哉、
まてりあ（日本金属学会会報）34（1995）74-76