

JAERI-Conf

96-014



第1回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ論文集

1996年3月12日～3月13日，東海研究所，東海村

1996年9月

(編) 安田秀志・東稔達三・水本元治

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1996

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷株

第1回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ論文集

1996年3月12日～3月13日、東海研究所、東海村

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

(編) 安田 秀志・東稔 達三⁺・水本 元治

(1996年8月1日受理)

原研では、大強度陽子ビームを用いて得られる強力な中性子源及びその他の粒子源を利用して、広範囲な基礎研究と消滅処理等の原子力技術開発の新しい展開を図るために、中性子科学用陽子加速器の開発を進め、さらに、各種研究開発施設についても構想の検討を行っている。これらの検討の現状について研究所内外の専門家を交えた議論を行うため、平成6年度には第一回「大強度陽子加速器の利用」に関するワークショップを開催した。このワークショップでは、「陽子工学センター」構想の提案を行ったが、その後、基礎研究も視野に入れた中性子科学研究の展開を明確にするために「中性子科学研究計画」に名称を変えて構想の検討を進めた。この検討結果について7年度には標記のワークショップを3月12日、13日の両日に日本原子力研究所東海研究所で開催した。プログラムは以下の8分野のセッション、すなわち、1) 加速器、2) 中性子散乱、3) ターゲット、4) 材料照射、5) スポレーションR I、6) ミューオン・中間子、7) 中性子核物理、8) 消滅処理、について26件の講演から構成され、昨年度以降の検討の成果を中心にして議論が行われた。参加者は213名で、このうち原研94名、外部119名であった。本論文集はこのワークショップにおいて発表された論文を編集したものである。

The First Workshop of Neutron Science Research Program

March 12 and 13, 1996, JAERI, Tokai, JAPAN

(Eds.) Hideshi YASUDA, Tatsuzo TONE⁺ and Motoharu MIZUMOTO

Department of Reactor Engineering
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 1, 1996)

Aiming at the expansions of wide basic science and nuclear power technologies such as radioactive nuclide transmutation, the Japan Atomic Energy Research Institute(JAERI) has been planning a program to utilize strong spallation neutron source. The JAERI is developing a high intensity proton accelerator and studying various concepts for beam utilization experimental facilities. In 1995, the first workshop on utilization of high intensity proton accelerator was held at the JAERI Tokai establishment and a Proton Engineering Center Plan was discussed. After the workshop, the plan has been renamed to a Neutron Science Research Program in order to show clearly the broadness of research fields.

In March 1996, the first workshop on neutron science research program was held at the JAERI Tokai establishment. The workshop program consisted of eight-fields sessions, 1) Accelerators, 2) Neutron scattering, 3) Targets, 4) Material irradiation, 5) Muon and Meson, 6) Spallation RI, 7) Nuclear physics by neutrons, and 8) Transmutation. The number of participants was 213 including 26 oral presenters. This Proceedings contains all papers presented at the workshop.

Keywords: Proton Linac, Neutron Science, Scattering, Target, Material Irradiation,
Muon-meson, Nuclear Physics, TRU, Transmutation, Spallation RI

⁺ Special Task Force for Neutron Science Initiative

目 次

1. 中性子科学研究計画の概要	1
鈴木康夫	
2. 大強度陽子加速器開発の現状	8
水本元治、草野譲一、長谷川和男、伊藤伸夫、小栗英知、戸内 豊	
椋木 健、伊野浩史	
3. 50GeV陽子加速器計画の概要	17
森 義治	
4. 中性子散乱・回折	
4.1 L P S N S (長パルス) / S P S N S (短パルス) の検討とその利用	28
新村信雄	
4.2 S S S N S (定常) の検討とその利用	33
相澤一也	
4.3 中性子散乱グループからの要望	40
山田安定	
4.4 原研中性子線源を用いた大学側中性子散乱研究	42
-その過去、現在、未来-	
藤井保彦	
5. ターゲット	
5.1 ターゲットの核発熱とバルク遮蔽の検討	49
高田 弘、坂本幸夫	
5.2 ターゲット冷却限界の検討	57
日野竜太郎、羽賀勝洋、高瀬和之、高田 弘、数土幸夫	
6. 材料照射	
6.1 材料照射施設の概要	66
野田健治、大山幸夫	
6.2 パルス中性子照射を用いた材料研究	76
田辺哲朗	
7. スポレーションR I	
7.1 二次ビーム用イオン源の開発と研究施設	87
市川進一	
7.2 不安定核ビームを用いた核分光	94
郷農靖之	

7. 3 不安定核や中性子過剰核が関与する重イオン反応	101
岩本 昭	
8. ミュオン・中間子	
8. 1 J H P-Mアレナ計画	109
永嶺謙忠	
8. 2 超低速ミュオンビームの発生と利用；現状と将来計画	114
三宅康博	
8. 3 理研-R A L ミュオン施設におけるミュオン触媒核融合実験	121
松崎禎市郎、石田勝彦、中村 哲、渡邊功雄、河村成肇、棚瀬正和、 黒沢清行、加藤岑生、橋本雅史、永嶺謙忠	
8. 4 Tl系、La系高温超伝導体における磁気秩序相での μ^+ S R	129
渡邊功雄、熊谷健一、中島 理、長瀬賢三、松崎禎市郎、中村 哲、 永嶺謙忠	
9. 中性子核物理	
9. 1 中性子核物理研究施設の概要	138
菊池康之	
9. 2 中性子核物理研究施設におけるパルス条件	145
千葉 敏	
9. 3 中性子を用いる核分裂研究の現状と展望	150
中込良廣	
9. 4 陽子及び π 中間子を用いる実験	160
石橋健二、渡辺幸信	
10. 消滅処理	
10. 1 消滅処理の研究課題と研究施設	170
滝塚貴和	
10. 2 消滅処理用核破碎ターゲット試験の検討	191
西田雄彦、佐々敏信、滝塚貴和、高田 弘、明午伸一郎、日野竜太郎	
10. 3 加速器利用 T R U 消滅処理に関する炉物理研究開発	204
安田秀志	
11. 全体討論	
11. 1 原研の中性子源は如何にあるべきか	219
渡辺 昇	
付録 「中性子科学研究計画」に関するワークショッププログラム	233

Contents

1.	Outline of Neutron Science Research Program	1
	Yasuo Suzuki	
2.	Present Status of the Development of a High Intensity Proton Accelerator	8
	Motoharu Mizumoto, Joichi Kusano, Kazuo Hasegawa, Nobuo Ito, Hidetomo Oguri, Yutaka Touchi, Ken Mukugi, Hiroshi Ino	
3.	The 50 GeV High-intensity Proton Synchrotron Complex of Japanese Hadron Project	17
	Yoshiharu Mori	
4.	Neutron Scattering and Diffraction	
4.1	Study of LPSNS(Long Pulse) and SPSNS(Short Pulse) and their Applications ...	28
	Nobuo Niimura	
4.2	Study of SSSNS(Steady State) and its Application	33
	Kazuya Aizawa	
4.3	Requests from Neutron Scattering Group	40
	Yasusada Yamada	
4.4	Neutron Scattering Research in Universities by Using the JAERI Neutron Source	42
	Yasuhiro Fujii	
5.	Target	
5.1	Benchmark Calculations of Target Heat Deposition and Bulk Shielding	49
	Hiroshi Takada, Yukio Sakamoto	
5.2	Limitations in Target Cooling	57
	Ryutaro Hino, Katsuhiro Haga, Kazuyuki Takase, Hiroshi Takada, Yukio Sudo	
6.	Material Irradiation	
6.1	Outline of an Expected Material Irradiation Facility	66
	Kenji Noda, Yukio Oyama	
6.2	Material Research by Pulse Neutron Irradiation	76
	Tetsuro Tanabe	
7.	Spallation RI	
7.1	Developments of Ion Source for Secondary Beam and Experimental Facility	87
	Shin-ichi Ichikawa	

7.2 Nuclear Spectroscopy by Using Radioactive Ion Beam	94
Yasuyuki Gono	
7.3 Heavy-ion Reactions for Unstable and Neutron Rich Beams	101
Akira Iwamoto	
8. Muon and Meson	
8.1 JHP-M Arena Program	109
Kanetada Nagamine	
8.2 Production of Ultra-low Speed Muon Beam and its Application; Present Status and Future Plan	114
Yasuhiro Miyake	
8.3 Muon-catalyzed Fusion Experiments at RIKEN-RAL Muon Facility	121
Teiichiro Matsuzaki, Katsuhiko Ishida, Satoshi Nakamura, Isao Watanabe, Naritoshi Kawamura, Masakazu Tanase, Kiyoyuki Kurosawa, Mineo Kato, Masashi Hashimoto, Kanetada Nagamine	
8.4 μ^+ SR in the Magnetic Ordered Phases of Tl and La Series High Temperature Super Conducting Materials	129
Isao Watanabe, Ken-ichi Kumagai, Makoto Nakajima, Kenzo Nagase, Teiichiro Matsuzaki, Satoshi Nakamura, Kanetada Nagamine	
9. Nuclear Physics by Neutrons	
9.1 Outline of an Experimental Facility for Nuclear Physics Research with Neutron Source	138
Yasuyuki Kikuchi	
9.2 Neutron Pulse Conditions for Nuclear Physics Research Facility	145
Satoshi Chiba	
9.3 Current Situations and Perspective of Fission Research Using Neutrons	150
Yoshihiro Nakagome	
9.4 Experiments by Means of Protons and π -mesons	160
Kenji Ishibashi, Yukinobu Watanabe	
10. Transmutation	
10.1 Technical Issues of Accelerator-driven Transmutation and a Research Facility	170
Takakazu Takizuka	
10.2 Conceptual Study of Target Irradiation Test Facility for Transmutation	191
Takahiko Nishida, Toshinobu Sasa, Takakazu Takizuka, Hiroshi Takada, Shin-ichiro Meigo, Ryutaro Hino	
10.3 Reactor Physics R&D for Accelerator-based TRU Transmutation	204
Hideshi Yasuda	

11. Plenary Discussions

11. 1 How Should the JAERI Neutron Source be Designed? 219

Noboru Watanabe

Appendix Program of the First Workshop on Neutron Science Research Program 233

The titles except for 3 are originally expressed in Japanese and are translated here into English by the editors.

1. 中性子科学研究計画の概要

鈴木 康夫

日本原子力研究所

Abstract

The present study of Neutron Science Research Program is overviewed. Since a study group was founded about one and half years ago, it has actively studied the content of research program, design work, R & D, its realizing schedule and the promoting organization, which are reported in this paper.

KEYWORD: Powerful accelerator, Creation of new science, Why JAERI does, Why now, What new, How to realise.

1.はじめに

現在、原研で検討が進められている中性子科学研究計画は2年目に入り、徐々にその内容を深めつつあり、検討体制も整いつつある。本稿では、その利用計画の検討状況、加速器、ターゲットの検討状況の概要を記し、組織・体制の今後の見通し、スケジュールの見通しを概観することとする。最後に、国内外の最近の状況を見ながら、まとめを行うこととする。

2. 中性子科学研究計画

中性子科学研究計画全体のスコープは第1図に示すように、前回のワークショップ時と同様である。つまり、大強度陽子加速器1.5 GeV、10 mAの陽子ビームが得られたとしてどのような研究ができるか、すべきかを研究している。このような検討の後に加速器を含めた各研究施設の仕様を決めていきたいと思っている。

熱・冷中性子研究では、パルス中性子源方式の重要性が指摘され、ビーム成形・蓄積リングの設置とターゲット開発の必要性が明らかとなり、陽子ビーム電流も3~4 mA必要だと思われる。オメガ・核エネルギー技術開発では、加速器駆動型消滅処理炉の検討が進められているが、本施設で何をどこまで試験ができるかの検討が待たれる。スポレーシヨンR I研究では、内外の研究計画を調査しつつ、原研の特性を活かし、しかも原研だけができる研究へと移行しつつある。

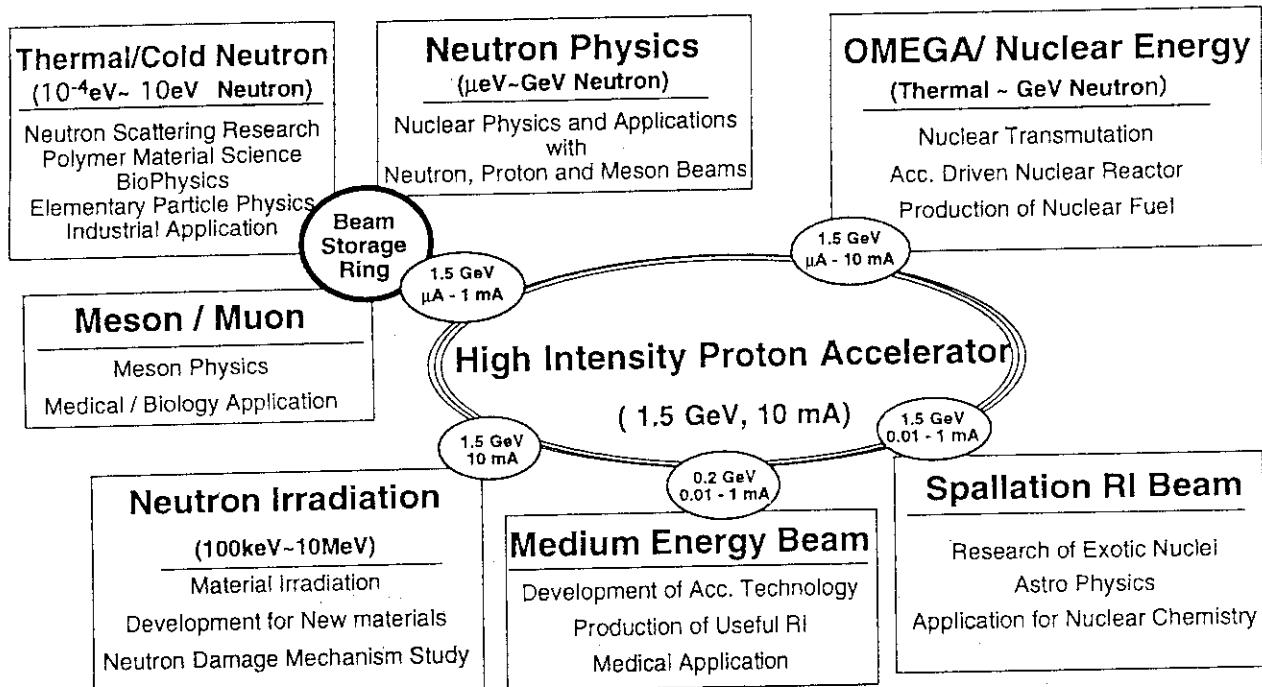
必要なビーム電流や研究サブテーマの検討が深められるにつれ、各研究の目的、内容に若干の変化が見えている。それらをまとめると以下のようになる。中性子科学研究は：

1) 热・冷中性子を利用する中性子散乱・回折研究、

物質構造、高分子、生体構造・機能の解明に極めて有効な研究。

原子炉や加速器の中性子を用いてきたが、中性子束を2桁強めるだけで、利用分野

の拡大ができるばかりでなく、新しい研究が開ける。例えば、生体組織を生きたままの状態で測定し、原子核の配置、時間的変化を読みとり、その組織の機能、ダイナミックスを研究できる。



第1図 中性子科学研究構想

2) 中性子重照射による新材料の研究

材料の基礎研究から開発試験までの広範囲の研究。

極端な環境に晒される材料、放射線環境に置かれる材料の開発等に利用される。

また、同時に発生する多種多様のイオンを利用しての新しい材料の創製、研究に使われる。宇宙開発用材料、原子力用材料、耐放射線材料、低放射化材料、高温高圧、耐熱用材料、各種機能材料が研究対象となる。

3) 中性子ビームと原子核との反応を利用しての研究

超重核、中性子過剰核の生成、宇宙の起源や中性子星の知見を得られる新しい原子核研究

高速中性子を用いての核物理、従来、ほとんど手の付けられなかったアクチノイド、核分裂生成物を利用し、また、それらを研究対象とする新しい原子核研究、物質科学を開拓する。新しい原子核応用工学のための核データの取得。

4) 核種変換作用を利用しての新しい原子力研究

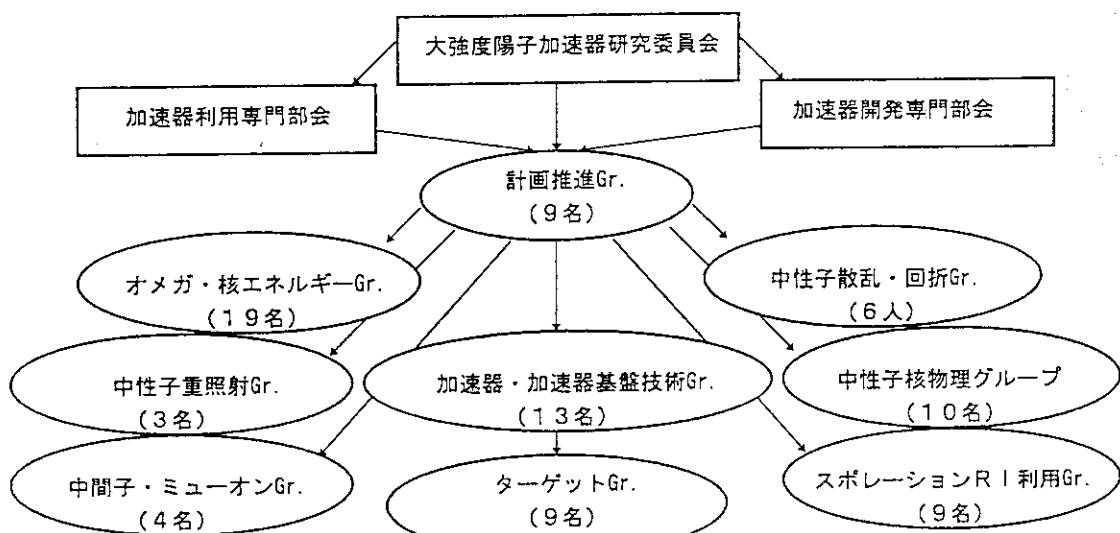
放射線廃棄物の消滅処理、新しい燃料サイクルの開発研究

マイナーアクチノイドを未臨界炉心に装荷し、核破碎により生ずる中性子を用いて核分裂反応により消滅させ、地層処分の負担を軽くする、その開発研究に利用できる。また、核燃料物質リソースを拡大するとともに、マイナーアクチノイド負担を小さくできるトリウムサイクルの基礎的開発研究にも利用できる。

- 5) また、これらの中性子利用だけではなく、この加速器から発生する陽子、中間子、ミューオン、核分裂生成重イオンを利用した研究ができる。

3. 検討体制

これらの検討は、「中性子科学研究センター」構想検討作業グループが結成され、それぞれのテーマについて検討が重ねられている。第2図に、そのグループ毎のチーム構成を示す。今回は、更に、多くの研究者の参加と、ターゲット開発を重視して、新しくそのグループを作ったので20名ほど増加した。総勢82名となっている。



構成員の所属：原子炉工学部、材料研究部、高温工学部、アイソトープ部
先端基礎研究センター、研究炉部、保健物理部

第2図「中性子科学研究センター」構想検討作業グループ

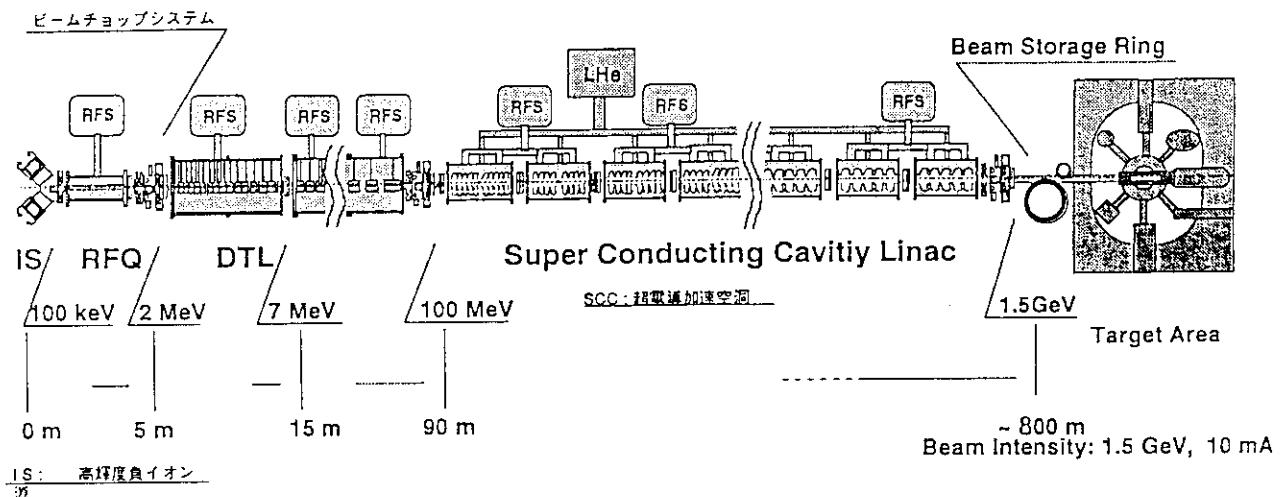
平成8年度からは、この推進グループが正式の組織、特別チームとなり、より効率的に検討が推進され、次年度の組織拡大への準備が行われるであろう。

4. 技術開発

つぎに、技術的検討の例を2例あげる

まず、加速器の開発では、第3図のようにレイアウトが描かれている。加速器棟の長さ

の合理化等、現時点で最も最適なオプションとして、低エネルギー加速部では常伝導加速空洞を、高エネルギー部では超伝導加速空洞を選択して開発を進めている。また、このオプションでは、パルスビームモードから連続パルスモードまでの大出力ビームの発生に対応できるものにした。



第3図 原研・大強度陽子加速器のレイアウト

しかしながら、利用できるビームの出力上限は、ビーム・ターゲットの冷却能力によるとの考察からターゲットの設計検討を立ち上げることにした。第4図にその検討例をあげる。1 mA、1.5 GeVでは固体ターゲットの水冷却、10 mAでは、液体金属の導入が必要となる。更なる検討が待たれる。

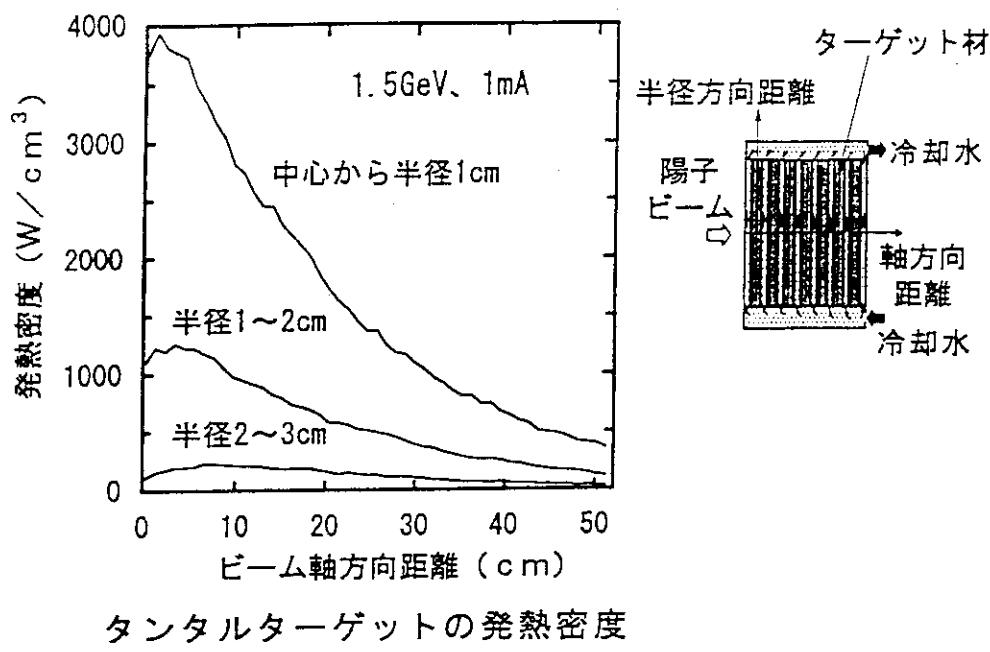
5. 国内外の状況

国内においては、

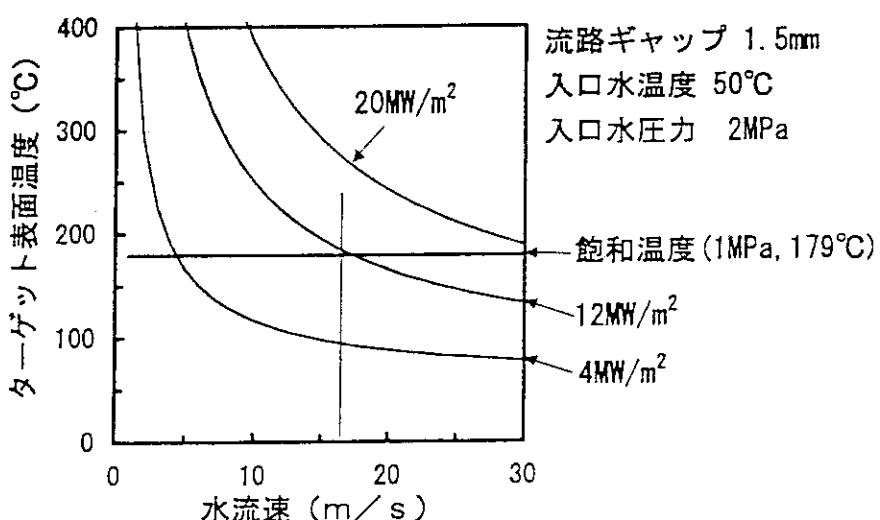
- 1) 次世代中性子源の開発計画の一環として、原研の中性子科学研究計画の構想が浮上した。研究炉の中性子源に代わるものとして、大強度陽子加速器を中心施設とする考えである。
50 GeVシンクロトロン計画が原子核研究施設として文部省側で計画され、その3

G e V ブースターを利用して、0. 6 MW クラスの中性子源が計画されている。

- 2) 原子力委員会放射線利用推進専門部会の下にフロンティア分科会が設立され、放射線利用の一環としての加速器利用研究について議論されている。本中性子科学研究計画も検討されている。今年6月に報告書が提出される。



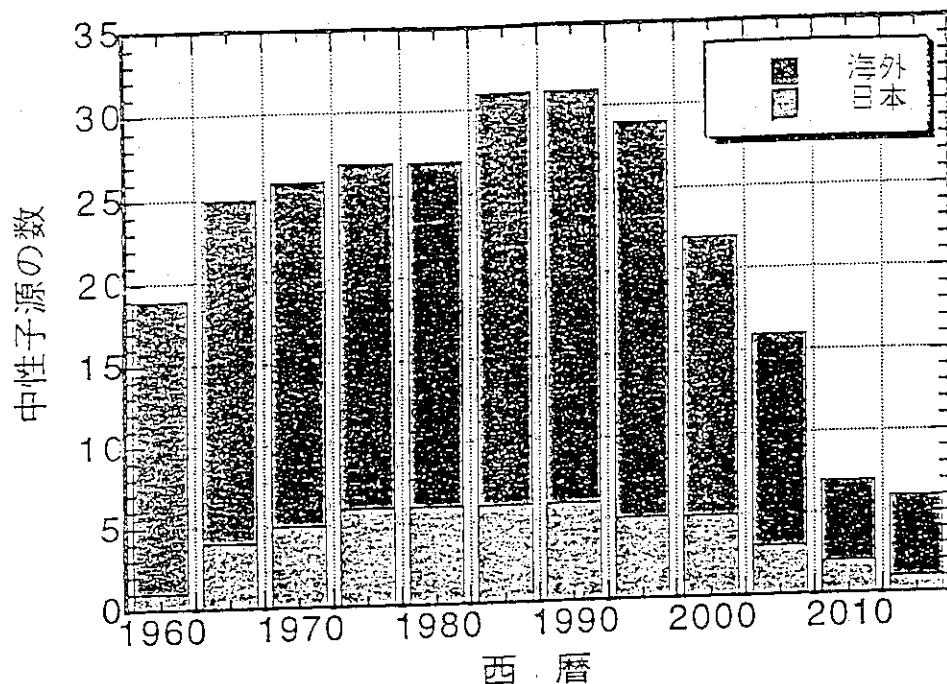
タンタルターゲットの発熱密度



第4図 タンタル・ターゲットの計算例とその除熱性能

国外においては、以下の動きがある。

- 1) OECD メガサイエンス・フォーラム
国際協力により、ニュートロン・ギャップ（第5図）に対応、作業部会設置
- 2) OECD NEA/NSC は中性子科学を work-shop のテーマに？
- 3) Post-ANS (米)、ESS (欧) の動きが急になっている。



海外（O E C D 加盟国）と我が國の中性子源の動向
新たな中性子源の整備がない場合、10年後に半減、
20年後に1/5になるとの推定

第5図 ニュートロン ギャップ

6. まとめ

これらの諸研究のニーズに応える加速器としては、1. 5 G e V、1 m A ~ 1 0 m Aの大強度陽子線形加速器が整備される必要がある。この大強度陽子ビームを重金属などのターゲットにぶつけ、核破碎反応によって、多量の中性子を発生させる。この中性子の強度は、 $1 \times 10^{16} \sim 10^{17} / \text{cm}^2/\text{秒}$ となる。

この計画を進める上で必要となる先端技術、開発課題は、すべて、大強度、大電流に起因するもので：

- 1) 加速器開発上では、ビームのもれを防ぎ、放射化を最少限におさえるための低損失加速器と大電流イオン源の開発があり、前者には、超伝導加速器を採用し、後者については、核融合研究グループとの協力で開発を進めている。
- 2) 中性子発生装置となるターゲットは従来にはない強度のビームにさらされ、放射化されるので、核設計技術、熱水力技術、遠隔操作技術、放射化物処理・取り扱い技術、放射線安全管理が必要となる。

これら殆どが、従来から原子力研究分野で培われ、開発されてきた技術、研究であることは注目に値する。

現在、検討されているスケジュールは第6図のようになる。

項目	年度	8	9	10	11	12	13	14	15	H16以降	備考
加速器	低エネルギー加速部開発	イオン源/CW-RFQ, DTL/R F電源							I期計画	II期計画	5-10mA 5-15MW
	高エネルギー加速部開発	超電導空洞/R F電源									
	加速器本体	概念設計	設計	建設・整備							1mA出力
	ビーム成形・蓄積リング	概念検討	概念設計	設計	建設・整備						中性子散乱用
ターゲット	固体ターゲット	概念検討	熱衝撃試験/熱流動試験/照射試験		製作				1mA出力		
	液体ターゲット	概念検討		ループ試験/熱流動試験/照射試験					1-1.5MW		
	低温減速材	概念検討		低温熱流動試験		製作			5MW用高出力ターゲットの製作		
研究利用施設	中性子散乱研究施設	概念検討	中性子導管/遠隔操作技術/施設設計		建設			1mA出力供用		中性子散乱	
	核変換利用研究施設	概念検討	ターゲット開発/遠隔操作技術/施設設計		建設			改造/増設		重照射 消滅処理 RIビーム	
	極短パルス中性子利用施設	概念検討		装置開発/施設設計		建設			TOF供用		ミュオン利用 中性子核物理 中間子実験
建家・設備 安全審査・許認可		地盤調査/設計	建設						II期建家建設		
		予備検討	安全解析/安全審査	障防法・RI使用許可							

第6図 中性子科学研究計画タイムスケジュール(暫定的)

システムとして、加速器、ターゲット、研究利用施設に分類しそれぞれのタイムスケジュールを示す。平成15年度までを第1期、平成18年度までを第2期としている。今後、財政、技術開発両面からの検討を重ねて確定していくもので第6図は暫定的なものである。

以上

2. 大強度陽子加速器開発の現状

水本元治、草野謙一、長谷川和男、伊藤伸夫、小栗英知、戸内豊、椋木健、伊野浩史
日本原子力研究所 陽子加速器研究室

A research plan has been proposed in JAERI aiming at exploring new basic researches and nuclear energy sciences based on a high intensity proton linac with about 1GeV and several mA. The research complex will be composed of facilities such as the Neutron Facility for condensed matter physics, the Irradiation Facility for material science, the Nuclear Energy Related Facility for engineering test of nuclear waste transmutation etc. The R&D has been carried out for the components of the low energy part of the accelerator; ion source, RFQ, DTL and RF source. For the high energy portion above 100MeV, the conceptual design work on a superconducting accelerating cavity has been performed as a major option. The paper will present the summary on a long term development plan to build the accelerator and the results of conceptual design study and the R&D work.

1. 開発の概要

原研では、中性子を中心とした先端的基礎・基盤研究の推進と原子力分野への新たな利用を目的として中性子科学研究計画構想を提案している。この構想の中核となるのは、加速エネルギー 1GeV クラスで平均加速電流数 mA、すなわちビーム出力数 MW 級の大強度陽子加速器である。将来の放射性廃棄物の消滅処理等の工学的な利用では更にビーム出力は数 10MW に及ぶ可能性がある。近年、陽子加速器において新しい加速構造の発明や基盤技術の進歩に支えられて、その性能の向上には著しいものがあり、数 MW クラスの大強度（高エネルギーかつ大電流）加速器の実現性が高まってきた。図 1 に大強度陽子加速器のエネルギーと平均電流値の現状を示す。

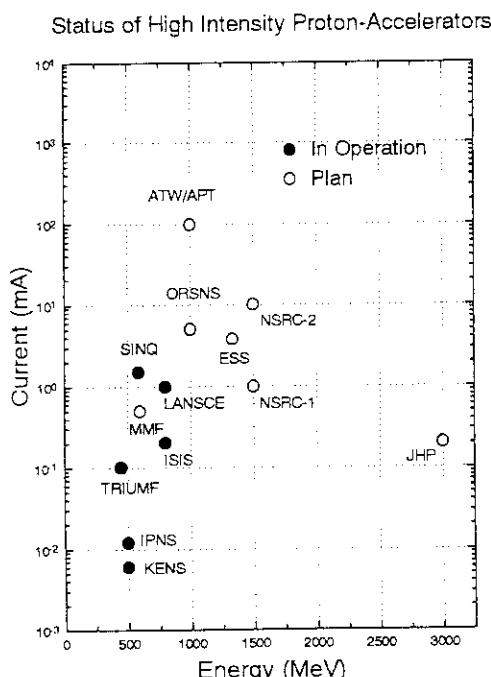


図1 大強度陽子加速器のエネルギーと平均電流値の現状

ビーム出力数 MW 級の大強度陽子加速器の建設に対して原理的な困難はないとしている（既に、基礎研究の分野では多くの加速器がピーク電流値 100mA 規模でルーチン的な短いパルスの運転を行っている）。しかし、平均加速電流を増加させる大強度の加速器については、解決しなければならない幾つかの課題が残されている。特に、大電流を加速する際、高エネルギー領域でのビームの漏れ（スピル）を如何に低減化するかが計画の成否を握る重要な鍵となる⁽¹⁾。

2. 加速器開発の考え方

大強度線形加速器開発を円滑に行うためには、加速器の基本的な概念の検討を実施すると同時に、加速器関連の技術基盤を確立することが重要である。加速器建設に対する信頼性は急速に高まりつつあるものの、実用規模加速器の開発に繋がる一歩としては、可能な限り現在の技術の延長線上にある実証された技術を採用し、かつ着実な要素技術の確立の下での加速器建設を目指すことが必要である。

中性子科学研究計画では、計画を 2 つの

ステップに分けて建設を進めることとした。第一期では、加速器はパルスモードで運転し、平均加速電流は 1mA を目指す。第二期では、連続 (CW:Continuous Wave) モードで運転し、平均加速電流 10mA を得る。また、高エネルギー加速部 (高 β リニアック部) については CW モードの運転に有利な超電導加速構造を第一の選択とすることとした。超電導加速器については様々な技術的な課題が残されているものの、以下に挙げるような利点を有している⁽²⁾。

- (1) 平均加速電場を向上させることによって総延長距離の短いリニアックの建設が可能である。
- (2) エネルギー効率を減ずることなくビーム口径を広く取り、ビームの漏れを少なくすることが出来る。
- (3) 加速器運転用の電力が節減できる。また、加速器自体の建設コストについては、(開発コストに関して不確定な部分が残るもの) 軽減が期待される。

その他にも、空洞の蓄積エネルギーが大きいためにビームをチョップする (短く区切る) ことによる加速電場への影響が少なくて済む等の利点が挙げられる。これらの利点の中でも特に、加速器施設を建設する際の高い土地利用効率は、中性子科学研究計画用加速器にとってかなり決定的な要因と考えられる。

しかし、一方で、超電導加速器の場合、消費する高周波電力がほとんどビームによるものであるため、空洞内の高周波電場や位相の変動がビームに直接的な影響を与えやすい。そのため、高周波電源の制御性に対して大きな不安定要因となり易く、第一期のパルスモード運転の際の高周波の安定性について技術開発の要素を残している。

中性子科学研究用加速器の基本仕様を表 1 に示す。エネルギーの値、加速周波数、パルスの時間構造については、各加速器要素の現状技術の信頼性やパラメータ選択の妥当性、将来の放射性廃棄物の消滅処理利用への要請等から決定された。今後さらに基礎研究利用施設の検討が進み、施設建設に関わるコストの評価が詳細になされる中で、より一層の最適化を図っていく。特に、エネルギーの値と加速電流値とは相補的 (トレードオフ) の関係にあり、施設利用側からの要請によっては、エネルギーを減少させ、加速電流値を増加させることも考慮すべきである。

表 1 大強度陽子加速器の基本仕様

・エネルギー :	1.5GeV
・加速粒子 :	負水素イオン, 正水素イオン
・平均加速電流 :	第一期 1mA 第二期 最大 10mA
・低エネルギー加速部 :	常電導リニアック
加速周波数 :	200MHz
・高エネルギー加速部 :	超電導空洞 (常電導空洞も並行して考慮)
加速周波数 :	600MHz
・パルス構造 :	第一期はパルスモード運転 第二期は CW モード運転
繰り返し マクロパルス幅	50Hz またはそれ以下 2ms (1mA 運転時) ~ CW 中間パルス幅 ~ 400ns、間隙 ~ 270ns
・チョッピング効率 :	60%
ピーク電流	16.7mA (10mA/0.6)

中性子科学研究計画用施設の中でも主要な研究施設となる熱・冷中性子施設については、強力なパルス中性子の利用が計画されている。この用途では、ビームをチョップすることによって 400ns 程度の中間幅パルスを形成し、高エネルギーに加速された後にビーム蓄積リング (整形リ

ング) 用いることによってビームを重畳し、強力な短パルスを形成する。図 2 に中性子科学研究用加速器の概念図を示す。

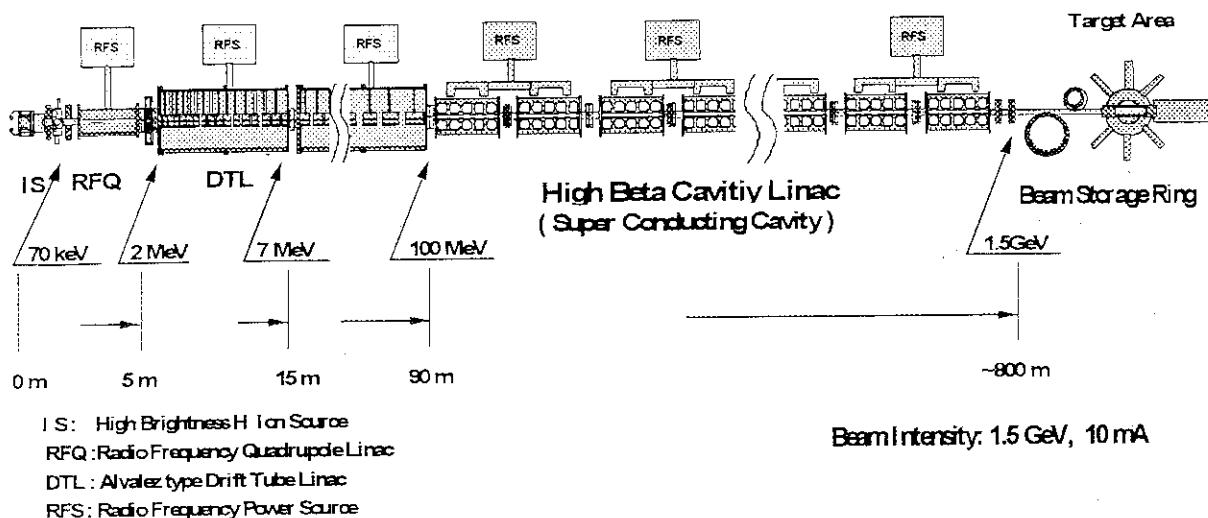


図 2 中性子科学研究用加速器の概念図

原研では平成 3 年度以来、主要な加速器要素についての要素技術開発と、加速器システムの最適化検討を実施してきた。現在進めている技術開発の流れを図 3 に示す。開発では、設計計算コードを用いた加速器システムの設計検討を実施すると同時に、要素技術開発として 3 つの主要な項目、①低エネルギー加速部、②高エネルギー加速部、③高周波源の開発を実施している。また、各加速器要素の本格的なハイパワー試験、ビーム加速試験を行うための技術開発エリアの整備を進めている。

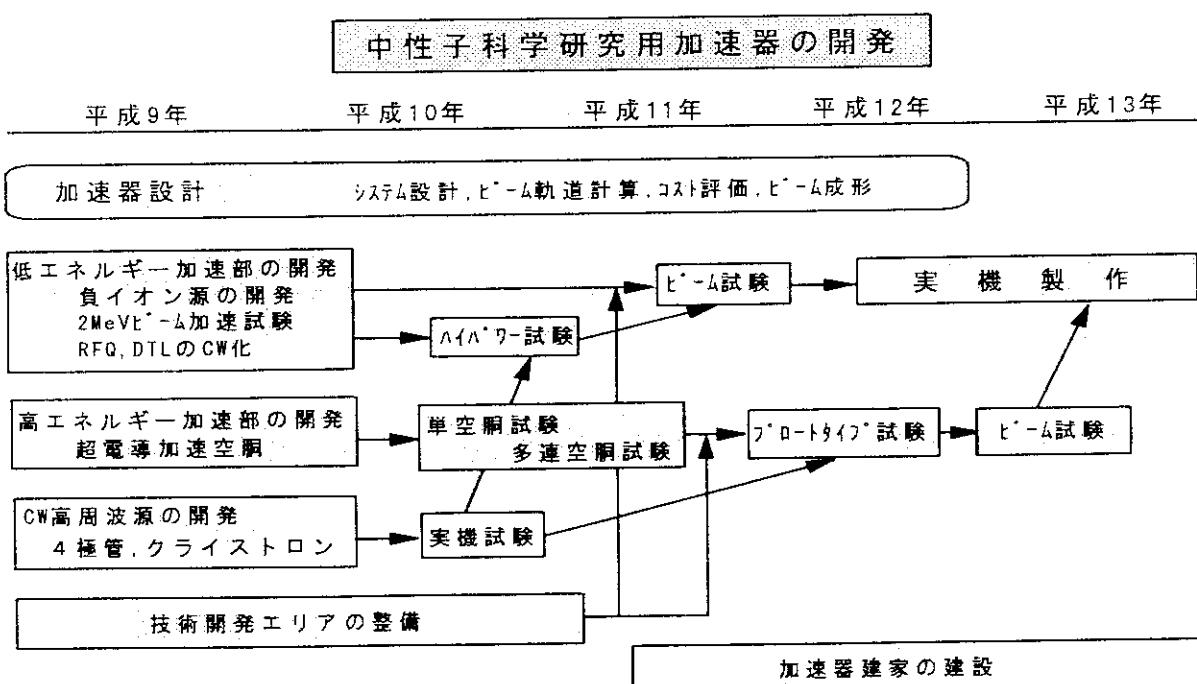


図 3 大強度陽子加速器の技術開発の流れ

3. 低エネルギー加速部

加速粒子は低エネルギー部において加速電場の歪みや、粒子自身が持つ電荷による反発力（空間電荷効果）の影響を最も受けやすい。このため、低エネルギー加速部の性能によってビームの質が決定されてしまう。中性子科学研究用加速器では、イオン源を出た後のビームを 2MeV まで高周波 4 重極型リニアック (RFQ) を用いて加速し、その後、さらに、陽子のエネルギーが 100MeV 近傍までドリフトチューブリニアック (DTL) を用いて加速する予定である。

低エネルギー加速部の開発の第一ステップとして各加速器要素（高輝度イオン源、RFQ、DTL、高周波源）の R & D を進めてきた⁽⁸⁾。図 4 に低エネルギー加速部の開発を行うための陽子リニアック開発試験装置の概念図を示す。

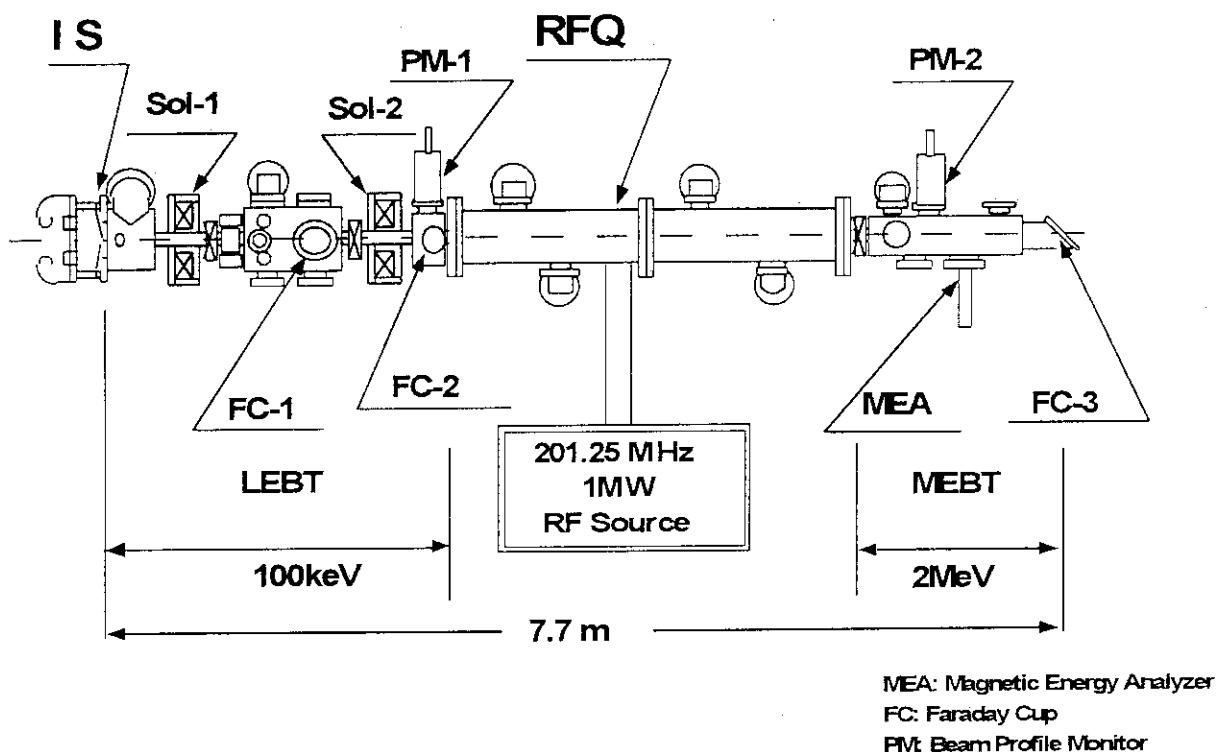


図 4 陽子リニアック開発試験装置の概念図

3.1 イオン源の開発

水素イオン源は、核融合炉中性粒子加熱装置 (NBI) 開発グループとの協力の下で進めてきた。まず、正水素イオン源の開発を行ってきた。大強度陽子加速器用イオン源はバケットタイプのマルチカスプ型を採用し、水素イオンプラズマの生成にはタンクステンフィラメントをカソード側、チェンバーをアノード側とするアーク放電を利用する。現在、加速電圧 100kV において、引き出し電流 140mA 以上 (パルス幅 1ms、デューティー 10%) を達成している。偏向電磁石による陽子比の測定では 80% 以上、また、ダブルスリット型エミッタスモニターによる測定の結果では、規格化エミッタス 0.23 π mm \cdot mrad(rms)、1.0 π mm \cdot mrad(90%) を達成し、前段加速部で必要とされるイオン源の性能をほぼ満足している。

中性子科学研究用加速器では、ビーム蓄積リングへの入射のために負イオンの加速が必要とされる。また、負イオン源は、低エネルギー領域に於いて発散の小さな良質のビームが得られるため、ビーム輸送の点からも有利である。この負イオン源では、多孔ビームの引き出しによって、取り扱いの難しいセシウムの導入無しに大電流負イオンビームを引き出すことを目指している。イオン源は 4 枚の加速電極で構成され、各電極には中心に 1 個、周辺部に 6 個のビーム引き出し孔を持ち、周辺部孔の軸勾配をイオン源中心軸方向にずらすことによって電極間に静電レンズ効果を形成し周辺部から引き出すビームを 1 本に集中させる。現在、NBI グループとの協力でビーム試験

を行い、その集束方法の有効性の確認を行っている⁽⁴⁾。

3.2 RFQ の開発

イオン源から引き出された水素イオンビームは、LEBT（低エネルギービーム伝送系）でビームのサイズ、方向を調整（マッチング）した後、RFQ へ導かれる。RFQ では 100keV の水素イオンを 2MeV まで加速する。試作した RFQ は、周波数 201.25MHz の 4 ベーン型であり、イオン源とともにビーム加速試験を実施している⁽⁵⁾。現在加速電流は、50~60mA を安定に加速することが可能であり、最大で 70mA 以上を達成している。デューティーは、当初、約 2% でベーンとタンク間の RF コンタクト（Be-Cu に Ag メッキを施したもの）が損傷し、デューティーがそれ以上に向上しないという問題があった。この問題を解決するため、コンタクトのメッキ厚を 30 μ m から 100 μ m に増加させて熱伝導や締め付け圧力の改善を図り、さらに、ベーンとタンク間の開口部についても銅ブロックでコンタクトを取る構造とした。これらの改良により、現時点では安定に 5% デューティーの運転が可能となり、最大 7% を達成している。ダブルスリット型エミッタスモニターによる X 方向エミッタスの測定では、規格化工エミッタスは 0.7~0.8 π mm \cdot mrad(rms)、90% で 3.1~3.4 π mm \cdot mrad である。目標性能である 10% デューティー、100mA の加速に向け、さらにビームの試験を継続する予定である。

高エネルギー加速部で超電導加速構造を想定した場合、RFQ は CW 運転が可能でなければならぬ。そのため、新たに CW-RFQ(CW 運転を前提にした 200MHz-RFQ) の設計検討を開始した。ビーム電流は 20mA~30mA (R&D 機は 100mA)、最大電場強度はキルパトリック値の 1.43 倍（同 1.63）である。同期位相を RFQ 入口部分で R&D 機よりも緩やかに変化させ、透過効率を高めているのが特徴で、設計計算ではビーム電流 20mA で透過率が 97%、0~60mA の範囲で 90% 以上が得られている。R&D 機では、ベーンとタンクと RF コンタクトがデューティー向上の障害となっていたために、ベーンとタンク間の溶接を一体化して行うインテグラル構造を採用することにした。平成 7~8 年度に全長約 50cm のハイパワー モデルタンクを作成し、製作・組立方法の確立、CW-RF 源を用いたハイパワー 試験を実施する。

3.3 DTL の開発

DTL の R&D では、内蔵 Q マグネットの開発、RF 特性試験、熱特性試験を目的として、最上流部分の 1m 長さのモデルタンクを製作した⁽⁶⁾。周波数は RFQ と同じ 201.25MHz を選択し、磁場勾配 80T/m のホローコンダクター型 Q マグネットを上流部の 2 つのドリフトチューブ内に組み込んだ。当初は高周波 (RF) パワー負荷時に端板とタンク間の RF コンタクト部の接触不良でデューティーが向上しなかったが、補修とコンタクトの改良により 20% デューティーでも安定に運転することが出来るようになった。平均加速電場 2MV/m に必要な RF パワー 128kW、デューティー 20% の RF 入力の時の DTL 内各要素の発熱量の測定では、各コンポーネント（上流端板、各 DT、チューナー、下流端板）については、測定値と計算値の一一致は良好である。タンク自体については、タンクから大気側に熱が逃げているため計算値よりも測定値がやや低い結果が得られた。

平成 7 年 6 月のハイパワー 試験終了後、Q マグネットの通電試験を約 550 時間継続して行い、その後モデルタンクの解体を実施し、チューナー部や Q マグネット等の健全性を確認した。

また、CW-RFQ と同様 CW-DTL のパラメータについても検討を開始した。CW-DTL も、200MHz の加速周波数を想定して設計検討を進めている。検討では R&D 機の設計を基本として、平均加速電場は 2MV/m、位相進みは 90°、最終エネルギーは 100MeV としている。Q マグネットの最大磁場勾配は 77.1T/m であり、R&D で開発した DC 励磁ホロコンダクター型の Q マグネット（最大磁場勾配 80T/m）の採用を想定している。同じ平均電流を加速する場合、CW 運転モードでは、従来のパルスモードに比べて電力効率（出力ビームパワーと入力 RF パワーの比）が低くなるため、RF 源の製作・運転コストと加速器・建設コストの評価を行い、最適な平均加速電場、加速器長等のパラメータサーベイを行う必要がある。

4. 高エネルギー加速部の開発

高エネルギー加速部は、これまで結合空洞型加速管の検討を主体に実施してきた。しかし、2.

章で述べたように、より効率的で信頼性が高く、かつ経済的な構造として期待できる超電導加速空腔を、第一のオプションとして開発していくこととした。表 2 に高エネルギー加速部構造における常電導と超電導空腔との比較を示す。

表2 高エネルギー加速部構造の常電導と超電導との比較

空腔タイプ	常電導	超電導
加速器長	1~1.5 km	~800 m
空腔構造	側結合/環状結合型	楕円構造
平均加速電場(E_0)	1.5MV/m	3~9 MV/m
高周波損失	大きい	小さい
主要電力	高周波源	高周波源/冷凍機
開発項目	少ない	多い
ビーム孔径	小さい	大きい
ビーム漏れの低減化	主な開発課題	比較的容易

CW モードで運転される超電導加速空腔は電子加速器の場合はすでに確立された技術ということが出来る。国内では高エネルギー物理学研究所（KEK）の電子衝突型加速器（TRISTAN）で長年の運転の実績があり⁽⁶⁾、かつ引き続いてさまざまな関連技術の開発が行われている⁽⁷⁾。しかし、陽子加速器の場合、粒子の速度が電子と比較して 0.4 から 0.9 までエネルギーと共に変化し、加速構造も順次変える必要があるため、ビーム挙動と加速空腔の構造強度の面からのさらなる技術開発を実施する必要がある。現在、原研では KEK との共同研究により、高エネルギー領域のビーム軌道計算と超電導加速空腔の開発を実施している。また、加速空腔の超電導試験のために東海研リニアック棟にテストスタンドの整備を進めている⁽⁸⁾。

超電導加速空腔の製作に先立って、表 3 に示すように、空腔の電磁的、機械的な挙動を評価することを目的に、構造設計のための指針を決定した。

表3 加速空洞の構造設計の指針

キャビティー長	<1m
キャビティー内の最大セル数	<10
セル間の結合定数	~3%
最大電場	<16MV/m
最大高周波カッplerー入力	100kW~200kW
同一 β 構造による加速の効率低下	<20%

これらの指針を基礎として、電磁場計算コード SUPERFISH を用いて暫定的に決定された空腔の構造定数を表 4 に示す。ここで β の値は陽子の速度と光速度の比である（その他のパラメータの定義については本稿では省略する）。これらの暫定値を用いて、構造計算コード ABAQUS を用いた強度計算を実施している。最大の開発課題は陽子のエネルギーが低い領域 ($\beta < 0.5$) での空腔の強度を充分に取ることであり、構造設計上で如何に効果的な補強を実施するかなどの検討がなされている。

討を開始している。

表 4 超電導空洞の構造定数の暫定値

β	Energy (MeV)	$\beta\lambda/4$ (cm)	a (cm)	ZTT/Q	E_p/E_{acc}	E_{acc} (MV/m)	E_0 (MV/m)	K (%)
0.43	100	5.37	6.5	117.0	4.566	3.50	4.48	3.04
0.5	145	6.25	7.0	152.9	4.318	3.71	4.74	3.59
0.6	235	7.49	7.0	239.0	3.576	4.48	5.75	3.18
0.7	376	8.74	7.5	274.6	2.946	5.43	6.99	2.95
0.8	625	9.99	8	317.8	2.564	6.24	8.04	2.96
0.875	1000	10.93	8.5	341.5	2.517	6.36	8.20	3.38
0.92	1500	11.49	9	343.3	2.368	6.76	8.71	3.63

計算によって決定された空洞を組み合わせた構成（クライオモジュール）について、その概念図を図5に示す。これは電子加速器 TRISTAN の経験を下に暫定的に決定されたものであり、これらの構成を基礎としビーム軌道計算が進められている。

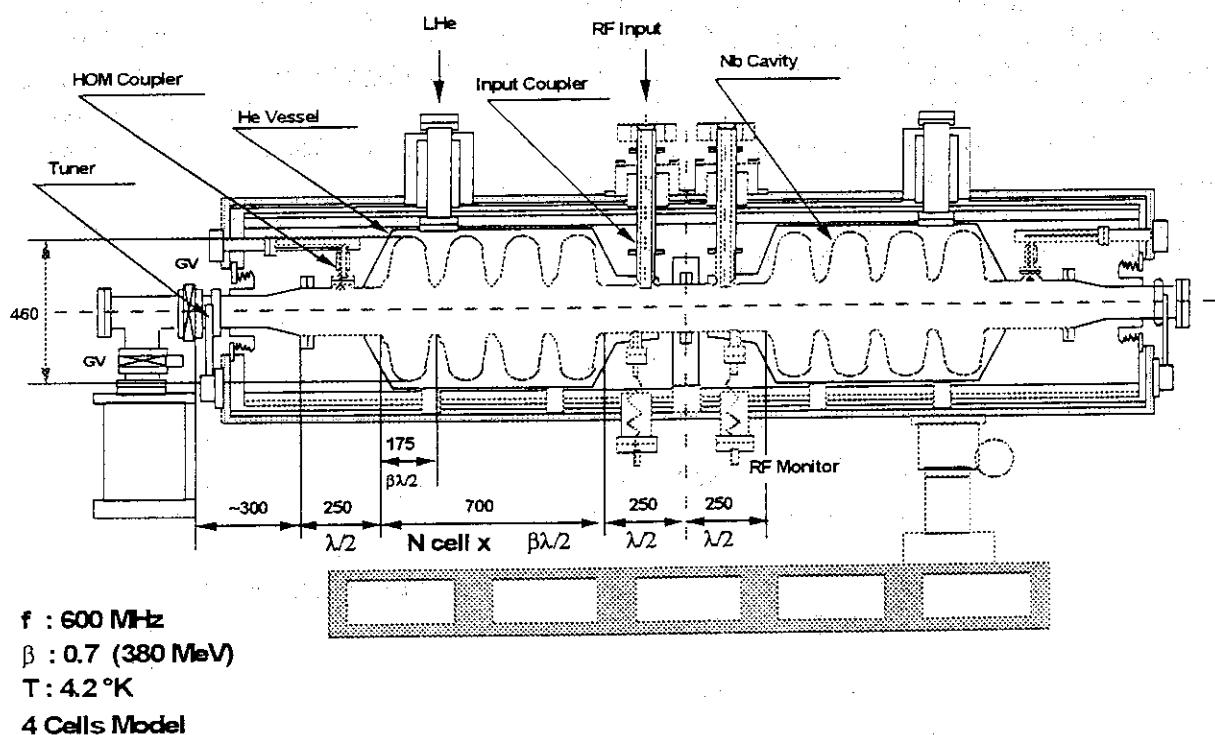


図5 陽子加速器用超電導加速空洞の概念図

5. 高周波源

大強度加速器に於いては加速構造の適否と共に高周波電源を如何に製作するかによって、加速器の信頼性、建設コスト、さらに運転コストに大きなインパクトを生じる。現在、選択されている加速周波数や、ビーム出力の値に適応した高周波源は、100MeV以下の低エネルギー加速部では4極管やクライストロード、ダイアクロードが候補となり、高エネルギー領域ではクライスト

ロンである。中性子科学研究用加速器に必要な高エネルギー加速部の高周波源の必要条件を表5に示す。

表5 高エネルギー加速部用高周波源

項目	I期	II期 (パルスモード)	II期 (CWモード)
周波数 (MHz)	600/1050	"	"
RF出力(ピーカ/全体) (MW)	25	"	"
RF出力(ピーカ/電源1台当たり)(MW)	2	1	"
RF出力(平均) (MW)	0.2~1	0.2~1	1
RFパルス幅 (ms)	4~100	4~100	CW
繰り返し周波数 (Hz)	5~50	5~50	CW
クライストロン本数 (本)	12~13	25	"
全体出力(ピーカ) (MW)	25	25	"
全体出力(平均) (MW)	2.5~12.5	5~25	25

高周波源の大部分を占めるクライストロンについて、現在概念設計を進めているところであり、更に、第一期と第二期との性能向上を首尾一貫して実施するための電源系の検討も同時に進めている。

6. 高エネルギービーム伝送系及びビーム蓄積リング

1GeVクラスの高エネルギーに加速された陽子ビームが利用者にとってより有効に利用されるためにはビームの形状やパルスの時間的な性質を考慮すると共に高エネルギービーム伝送系の検討を行う必要がある。現在、利用者グループにより実験施設の概念検討が精力的に開始されているところであり、加速器検討グループとしては、それらの検討結果を踏まえ加速器への要請が固まった時点で、より詳細な検討を実施する予定である。表6に蓄積リングの基本パラメータを示す。

表6 ビーム蓄積リングの暫定的な基本パラメータ

加速粒子	H ⁺
リング周長	180m
スーパーペリオド	12
直線部	10.8m
偏向電磁石半径	8m
偏向磁場強度	0.94T
入射エネルギー	1.5GeV
出射エネルギー	1.5GeV
入射時間	1~2 ms
運動サイクル	50Hz
蓄積粒子数	2x10 ¹⁴

現在、熱・冷中性子への利用を目的としてビーム蓄積リングの概念的な設計検討を開始しており、

中性子科学研究用ビーム蓄積リングでは、負イオンを蓄積リングに導いた後、荷電変換し～400nsの中間幅パルスを形成することを考えている。リングの周長は約180mとなり、リングへの最大蓄積粒子数は 2×10^{14} ppp ($32 \mu\text{C}$)になることが予想される。このように、蓄積電流値は限界に近いため、蓄積途中のビームの漏れの低減化、蓄積中のビーム不安定性の減少等の様々な課題の克服が必要である。

7.まとめ

平成3年度から実施している大強度陽子加速器のR&Dでイオン源、RFQ、高周波源、DTL試験、RFQまでの2MeVのビーム加速試験を実施した。さらに高エネルギー領域での加速空洞についてはビーム加速時の漏れが少なく、かつ経済性に優れている超電導加速空洞を使用することを想定し、CWモードでの運転が出来る加速器の開発を進めている。今後、利用施設の検討が進む中で、高エネルギー領域のビームの収束、ビーム蓄積リングなどのビーム輸送系も含めた加速器のシステム検討、概念検討をより詳細に進めていく。また、超電導加速空洞の開発のための装置の整備も併せて進めていく予定である。

大強度陽子加速器は従来の加速器に比較してかなり大きな規模のものになる。超電導加速空洞の開発を含めて、平成12年を目処に要素技術の開発を終了し、平成15年度を目処に平均1mAを加速する第一期建設設計画を達成させ、さらに性能向上を進めて第二期平均10mAへと繋げていく。加速器を建設するための技術ポテンシャルの創生には、原研が原子力で培った技術を最大限に利用するとともに、原研のみならず、国内外の広範囲な協力体制の構築が不可欠である。

参考文献

- (1)水本元治、「大強度陽子加速器技術開発の現状」、第1回「大強度陽子加速器の利用」に関するワークショップ、1995年2月7日～8日、原研東海、p9
- (2)山崎良成、「大型ハドロン計画の加速器開発と超伝導連続ビーム陽子リニアック」、ibid.、p21
- (3)K.Hasegawa et al.,「R&D Status on the High Intensity Proton Accelerator in JAERI」, Proc. of the 10th Symposium on Accelerator Science and Technology October 25-27, (1995), Hitachinaka, p233.
- (4)H.Oguri et al.,「Development of a high brightness negative hydrogen ion source」, Rev. Sci. Instrum. 67 (3), p1051 (1996)
- (5)N.Ito et al.,「Fabrication and Test of the DTL Hot Model in the R&D Works for the Basic Technology Accelerator (BTA) in JAERI」, 1994 International Linac Conference, Tsukuba, Japan, p119 (1994)
- (6)Y.Kojima et al.,「Upgrading of TRISTAN by Superconducting RF System」, Particle Accelerator Conf. Chicago, p1789-1791 (1989)
- (7)E.Kako et al.,「Activities of High Gradient SC Cavities at KEK」, 7th Workshop on RF Superconductivity, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France, October 17-20, (1995)
- (8)J.Kusano et al.,「Test Stand of Superconducting Cavity for Proton Accelerator」, To be published, (1996)

3. 50 GeV 陽子加速器計画の概要

The 50-GeV high-intensity proton synchrotron complex of Japanese Hadron Project

Yoshiharu Mori

*Institutue for Nuclear Study, University of Tokyo
Midori-cho 3-2-1, Tanashi-shi, Tokyo 188*

abstract

The outline of the 50-GeV proton synchrotron(50-GeV PS) design of the Japanese Hadron Project(JHP) is described.

1. Introduction

The Japanese Hadron Project (JHP) has been proposed to aims at an interdisciplinary facility based on a very high intensity proton accelerator complex. The accelerator system comprises a 50-GeV proron sysnchrotron, a 30GeV booster synchrotron and a 200-MeV linac. There are four research facilities called arenas; K-arena for intermediate energy nuclear and particle physics, E-arena for low energy nuclear physics and its application with unstable nuclei beams, N-arena for high intensity spallation neutron source for material sciences and neutron physics and M-arena for muon physics and its application to material science. The facility will be constructed at the north site of KEK by using as much as possible of the exciting infrastructure of the present KEK 12-GeV PS.

2. Outline of accelerator design

The Japanese Hadron Project (JHP) consists of the following three accelerators:

- (1) injector: 200-MeV proton linear accelerator
- (2) booster: 3-GeV proton synchrotron
- (3) main ring: 50-GeV proton synchrotron

The accelerators will be constructed at the north end of the KEK site;the entire plan view of the accelerator complex is shown in Fig.1. An outline of the JHP accelerator complex is presented in ref.[1].

The first stage of beam acceleration is provided by the Injecotr linac, which accelerates H⁻ ions up to 200MeV. The expected peak beam current in the linac is at least 20mA, and the pulse duration and repetition rate of the beam is more than 400μsec and 25Hz, respecitvely.

1) 3GeV booster

The H⁻ beam is injected into the booster by charge-exchange multi-turn injection and accelerated to 3 GeV. The 3 GeV booster will be constructed in the existing tunnel for the present KEK-PS main ring. All of the components of the KEK-PS main ring, such as the dipole magnets, quadrupole magnets, vacuum chambers and others, will be removed. The booster is a rapid-cycling proton synchrotron with a repetition rate of 25Hz. This repetition rate will be increased up to 50 Hz in the future by adding more cavityies to the rf acceleration system. In order to accomplish

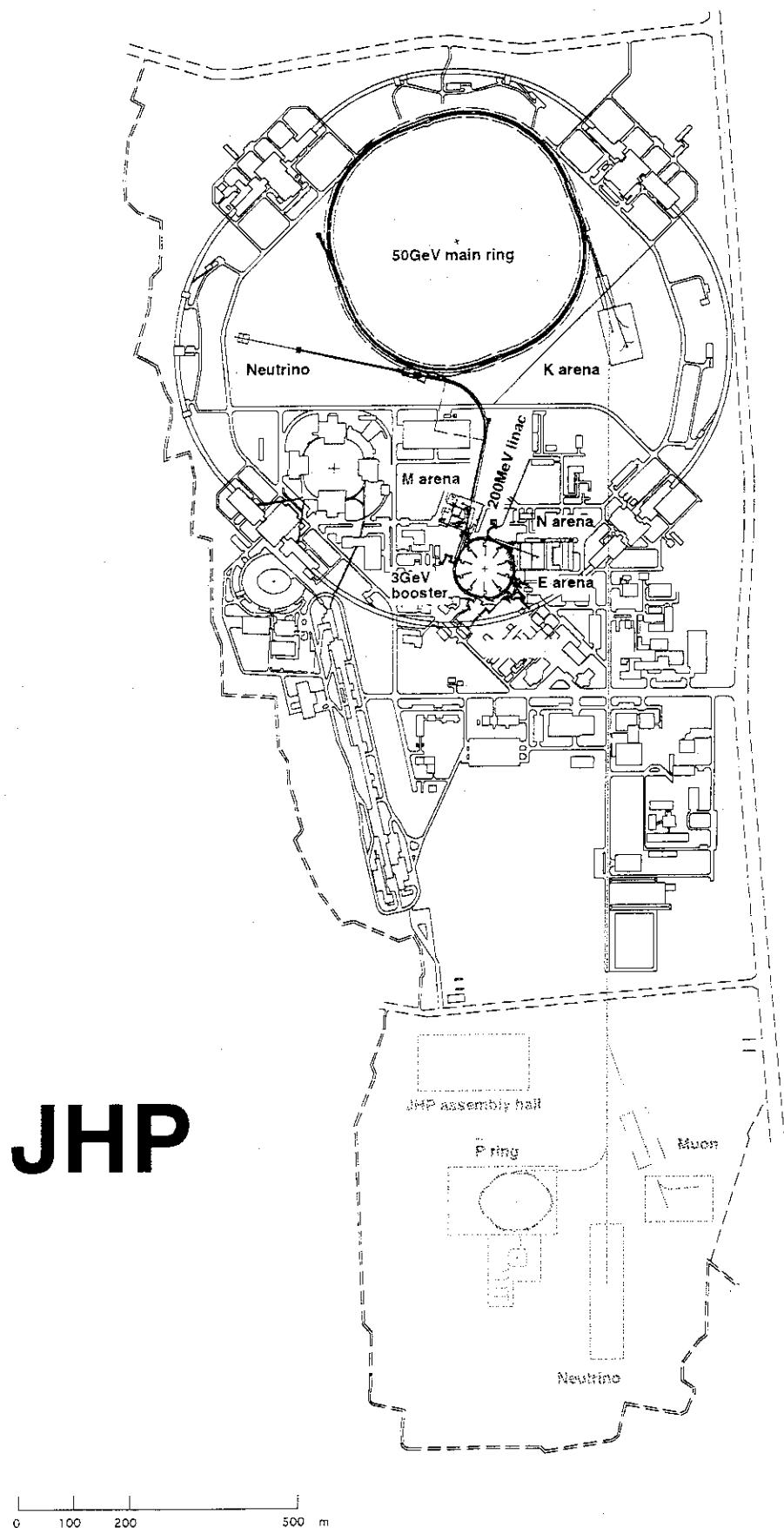


Fig.1 The entire plan view of the accelerator complex of JHP.

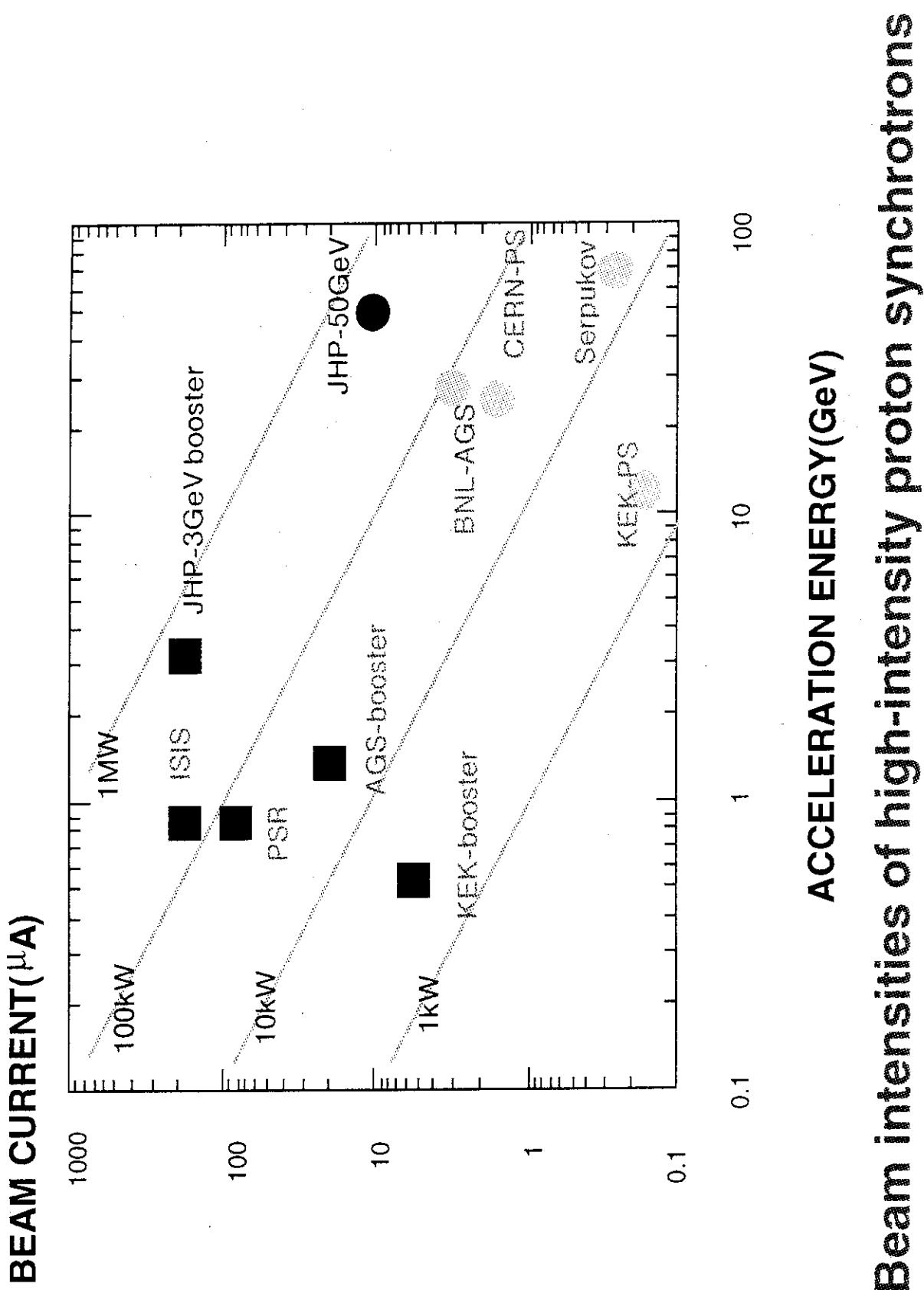


Table 1. Parameters of the 3-GeV Booster and the 50-GeV Main Ring.

Injection energy	0.2 GeV	Injection energy	3 GeV
Maximum energy	3 GeV	Maximum energy	50 GeV
Beam intensity	5×10^{13} ppp	Beam intensity	2×10^{14} ppp
Repetition rate	25 Hz	Repetition rate	$\sim 1/3$ Hz
Circumference	339.36 m	Circumference	1442 m
Magnetic rigidity	2.15 - 12.76 Tm	Average radius	229.5 m
Lattice configuration	FODO	Magnetic rigidity	12.76 - 170 Tm
Tune	(7.3,4.3)	Lattice configuration	3 - cell DOFO x 6 module +4 - straight cell
Transition energy	7	Tune	(24.25, 20.7)
Total number of cells	24	Transition energy	27 i (imaginary)
Number of B-magnets	48	Total number of cells	88
Number of Q-magnets	48	Number of B-magnets	96
B-magnet length	1.75 m	Number of Q-magnets	176
Q-magnet length	0.5m	B-magnet length	6.2 m
Maximum magnetic field		Q-magnet length	1.5 m & 2 m
Strength of B-magnet	0.95T	Maximum magnetic field	
Maximum magnetic field		Strength of B-magnet	1.8 T
gradient of Q-magnet	5.4 T/m	Maximum magnetic field	
Natural chromaticity	-6.77, -5.84	Gradient of Q-magnet	20 T/m
Harmonic number	4	Harmonic number	34
RF frequency	1.99 - 3.43 MHz	RF frequency	3.4 - 3.5 MHz
RF voltage	389 kV	RF voltage	270 kV
Beam emittance (injection)	$320 \pi \text{mm.mrad}$	Beam emittance (injection)	$53.9 \pi \text{mm.mrad}$
Beam emittance (extraction)	$53.9 \pi \text{mm.mrad}$	Beam emittance (extraction)	$4.1 \pi \text{mm.mrad}$

this high repetition rate, the maximum magnetic field strength of the dipole magnets must be less than 1T. The power supply for each group of magnets is operated with an independent resonance circuit system. The booster ring comprises 48 bending magnets and 48 quadrupole magnets. The parameters of the booster ring are presented in Table 1. Since the ring should be placed in the present KEK-PS tunnel, the superperiodicity of the ring was chosen to be four. There is no transition energy during beam acceleration. The lattice design of the booster is presented in ref.[2]. Under 50-Hz operation, about an 800kV rf voltage is needed for beam acceleration. Thus, a large number of straight sections are necessary for the rf cavity stations.[3] In the present design, there are 24 straight sections; the length of each one is 6.57m. The requested apertures for each component of the 3-GeV booster are summarized in Table 2. In this estimate, a beam emittance of $320 \pi \text{mm.mrad}$ at the beam injection for both the horizontal and vertical directions, and a momentum spread of $\pm 0.5\%$ and a COD of 5mm are assumed. The expected beam intensity in the booster is 5×10^{13} ppp (protons per pulse); therefore, the average beam current becomes 200 μ A. The total power of the extracted beam from the booster reaches 0.6MW. The magnets are divided into three groups: bending, focusing and defocusing. Each group is

excited using an independent resonant circuit. The designs of the magnets and their power supplies are summarized in ref.[5]

Table 2. Apertures of the 3-GeV booster.

	horizontal	vertical
Bending magnet	92.9 mm	95.3 mm
quadrupole magnet	106.0 mm	106.6 mm

2) 50-GeV main ring

Protons from the booster are injected into the main ring and accelerated to 50 GeV. The expected beam intensity in the main ring is 2×10^{14} ppp and the repetition rate is about 1/3Hz. Thus, the average accelerated beam current reaches $10\mu\text{A}$ in the 50-GeV main ring. The 50-GeV protons are extracted by slow- and fast-extraction schemes into two experimental areas.

There are several design constraints for the 50-GeV main ring, as shown below:

- (1) The circumference of the ring is almost four times-larger than that of the KEK-PS ring, and is limited by the site size.
- (2) Max. field of bending magnets :<1.8 T (for normal conducting magnet)
- (3) Max. field gradient of the quadrupole magnets:< 20 T/m
- (4) No transition energy: less than a 1% beam loss during beam acceleration
- (5) Small beam size: emittance at beam injection ~ $54 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
- (6) Number and length of the long straight section: 4, >40m

In an ordinary FODO lattice, the γ_t roughly equals the horizontal tune. Thus, using an ordinary FODO lattice, it is inevitable to have a transition energy is inevitable during beam acceleration up to 50 GeV. One of the features in the main-ring design is that an imaginary γ_t lattice is employed.[2] Therefore, no transition-energy crossing exists during beam acceleration. When the total integral of the dispersion function in the bending magnets is negative, the momentum compaction factor is negative and γ_t becomes imaginary. In order to realize an imaginary γ_t the arc section of the ring comprises a series of cell units. Each cell unit consists of three DOFO normal cells, where the central cell has no bending magnets. To accommodate the dispersion free straight sections, the total horizontal phase advance(ψ_{arc}) in the arc is set to an integer times 2π . In this design, we set $\psi_{arc}=5 \times 2\pi$. With this optics, γ_t becomes $27i$. In order to avoid a serious radioactivation problem in high-intensity mode acceleration, the beam loss should be kept small, and therefore a small beam size is desired; β_{max} should be made as small and flat as possible. A high intensity-mode lattice was also designed from this point of view.

The requested apertures of the 50 GeV ring are summarized in Table 3. In this estimate, a beam emittance of $54 \pi \text{mm mrad}$ at the beam injection for both the horizontal and vertical directions, a momentum spread of $\pm 0.5\%$ and a COD of 5mm are

assumed, respectively.[4]

Table 3. Apertures of the 50-GeV booster.

	horizontal	vertical
Bending magnet	46.1 mm	43.8 mm
Quadrupole magnet	52.6 mm	44.5 mm

3. Lattice design

3-1 3-GeV booster

The 3-GeV booster is operated in a very high repetition rate 25 Hz which needs high rf acceleration voltage of 400 kV. Thus the ring needs to have enough drift space for the rf cavities. In this ring, 24 straight sections each of which length is 6.57 m gives enough space for the rf cavities and the injection and extraction systems. Magnetic field of the bending magnets is rather weak ($B=0.95$ T) so that the rapid cycle operation is possible.[5] The requirement that the ring is fitted into the KEK-PS tunnel makes the superperiodicity of the ring 4. The overview of the ring is shown in Fig.2, and the betatron functions are shown in Fig.3.

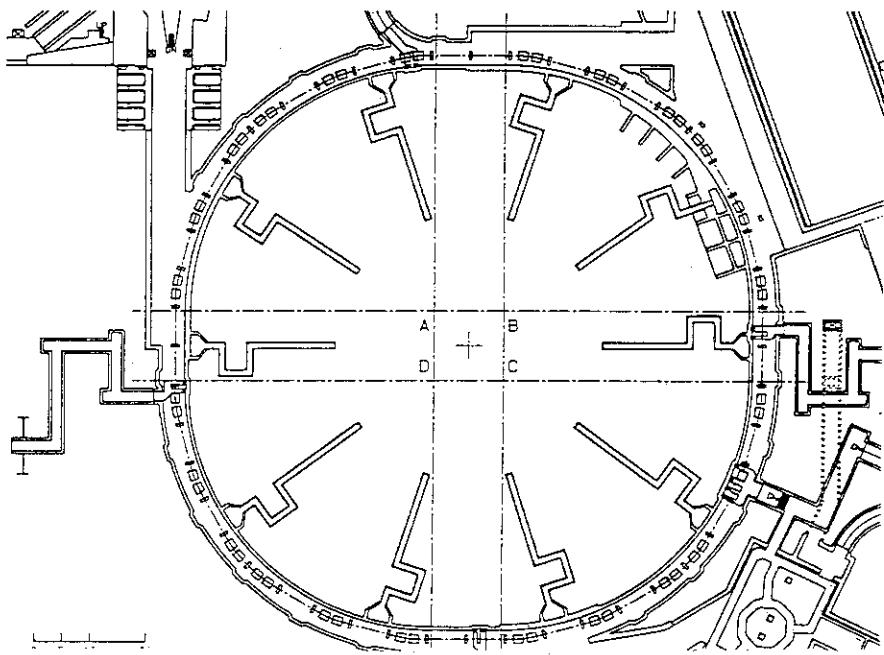


Figure 2: Layout of the 3-GeV booster

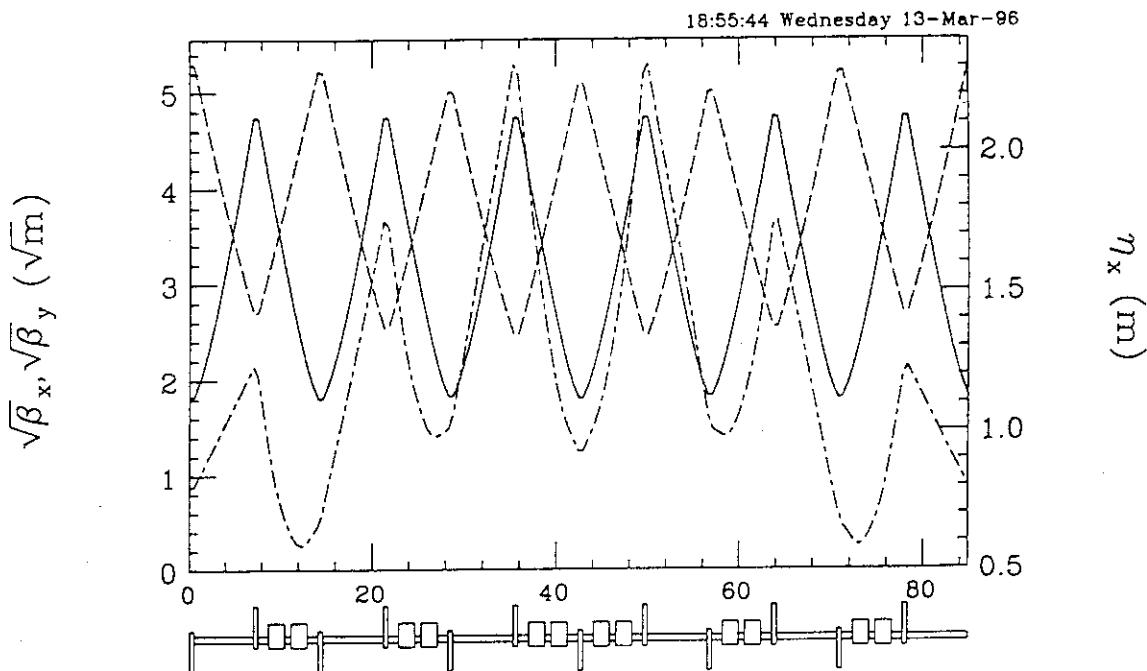


Figure 3: Beam optics functions of the JHP 3-GeV booster.

β_x :solid line,
 β_y :dashed line,
 η_x :dash-dotted line.

The nominal tune are selected as $(v_x, v_y) = (7.3, 4.3)$. The gamma_t is 7.13 which is substantially larger than gamma=4.20 at the top energy.

3-2 50-GeV main ring

Protons are accelerated from 3 GeV to 50 GeV in the main ring. At the top energy, gamma is 54.3. In a conventional way of designing a lattice by using regular FODO cell, γ_t approximately equals to the horizontal tune v_x . It is difficult to avoid transition energy in the regular FODO lattice, because v_x is about 20 - 30 in a machine of this scale. Therefore, a imaginary- γ_t lattice is employed to eliminate the transition energy. The momentum compaction factor is given by

$$\alpha = \frac{1}{\gamma_t^2} = \frac{1}{C} \oint_C \frac{\eta}{\rho} ds.$$

where η is the dispersion function, ρ is the radius at the orbit position of s in the ring and C is the circumference of the ring. A high γ_t i.e. a low alpha can be obtained

when the dispersion at the bending magnet are small. In order to get this optics, we use a unit cell as shown in Fig4. This unit cell consists of three DOFO normal cells; the central cell has no bending magnets. In this configuration, the dispersion at the bending magnets are small. If the integration of η/p is negative, γ_t becomes imaginary. Hence the beam never encounters transition in this ring. The benefit of using this lattice is that one can obtain imaginary- γ_t keeping the optics stable. In the arc of the main ring there are two types of focusing quadrupole magnets QF and QFX, and two types of defocusing quadrupole magnets QD and QDX. The γ_t is optimized so that its absolute value is less than 100 by using these quadrupole magnets.

The circumference of this ring is 1442m which corresponds to the harmonic number $h=17$. Since we need at least four straight sections, we take superperiodicity of 4. The 90 degree arc consists of six unit cells mentioned above. A bending angle of each bending magnets is 3.75 degree. There are four straight sections for the injection and the extraction systems, rf cavities and devices to prepare the polarized beam. We are also investigating the possibility of employing superferric magnets, but here we report the feasibility of the ring using normal conducting magnets. In this scheme, there are strong constraints in designing the lattice: magnetic field of the bending magnets should be less than 1.8 T, and field gradient of the quadrupole magnets should be less than 25 T/m. Therefore length of the bending magnets is 6.2m; relatively strong quadrupole magnets which are in the insertions and the missing

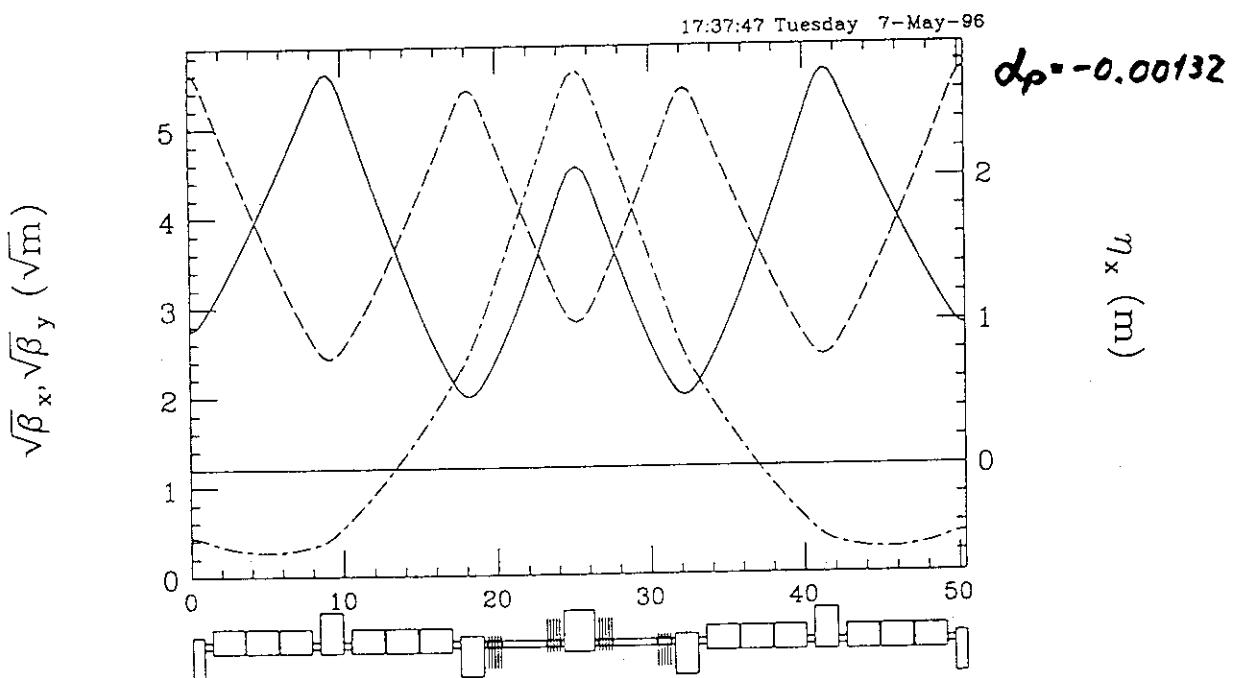


Figure 4: Beam optics functions of the imaginary- γ_t lattice for the 50-GeV main ring.

bend cells have the length of 2m; the length of the remaining quadrupoles are 1.5m. Length of the arc and the straight sections are 300m and 60.5m respectively. There are four normal cells in each straight section. Each cell has 5.56m drift space in which one can locate the extraction septa and kickers.

Two operating modes are considered with the same the lattice:a dispersion free mode and a high intensity mode. In the dispersion free mode, the dispersion in the straight sections are zero for the polarized beam experiments. But for the high intensity mode, we require minimum β^{\max} instead of dispersion free straight sections in order to reduce beam loss.

To provide the dispersion free straight sections, we set the horizontal phase advance in the arc to integer; $\psi(\text{arc})=5 \times 2\pi$. Vertical tune is changed by using the all quadrupole magnets in the ring. On the other hand, horizontal tune is adjusted by varying the quadrupole magnets only in the straight sections. Therefore, it is feared that the maximum value of the betatron functions become large when the horizontal tune is changed widely.

A tunability of this operation mode is tested on several operating points at which the tunes in the arc are $(v_x, v_y) = (5.0, 4.8), (5.0, 4.6), (5.0, 4.4), (5.0, 4.2)$. Fig.5 shows the betatron functions at the operating point $(v_x, v_y) = (24.25, 20.70)$. With this optics, $\gamma_i = 27i$, $\beta_x^{\max} = 32m$ and $\beta_y^{\max} = 37m$. Even if we change the v_x and v_y 23.25 - 24.75 and 20.70 - 23.06 respectively, β 's do not exceed 40m. Also the dynamic aperture at each operating point is calculated respectively after the chromaticity correction is performed, and is found to be larger than the acceptance. Thus substantial tunability is obtained with this operation mode.

To keep the beam loss small in the high intensity mode, the beam size is desired to be small. Then we need to make beta as small as possible i.e. to make β_{xy}^{\max} flat all over the ring. To do this, we sacrifice the benefit of the dispersion free straight sections; but we still require the imaginary- γ . Fig.6 shows the optics of this mode. One can find that no beta modulations.

The dispersion function in the straight sections take non zero values; but these values are not so high that the injection and the extraction can be done in these sections. A tunability of this mode is tested as well as the dispersion free mode. We vary the tune $v_x = 22 - 24$, $v_y = 21 - 24$, and find that beta's are less than 32m. Dynamic aperture is examined in several operating points and found to be larger than the acceptance.

Since the natural chromaticities are high, the tune spread due to the momentum spread is not negligible; chromaticity correction is essential. The correction is performed by two family sextupole magnets SF and SD. SF's are placed on both side of QFX's, and SD's are placed closed to the QD's in the missing bend straight sections. The necessary field strength of these sextupole magnets to correct the chromaticity as zero are not so high (SF:29T/m², SD:59T/m²) because of the high dispersion in the

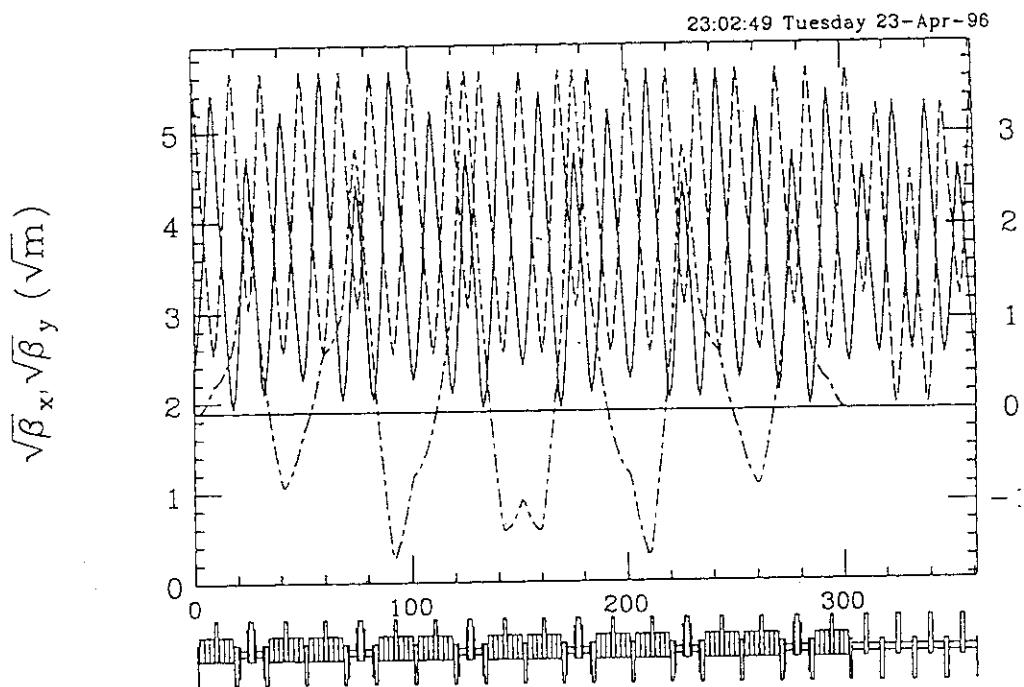


Figure 5: Beam optics functions of the 50-GeV main ring in the dispersion free mode.

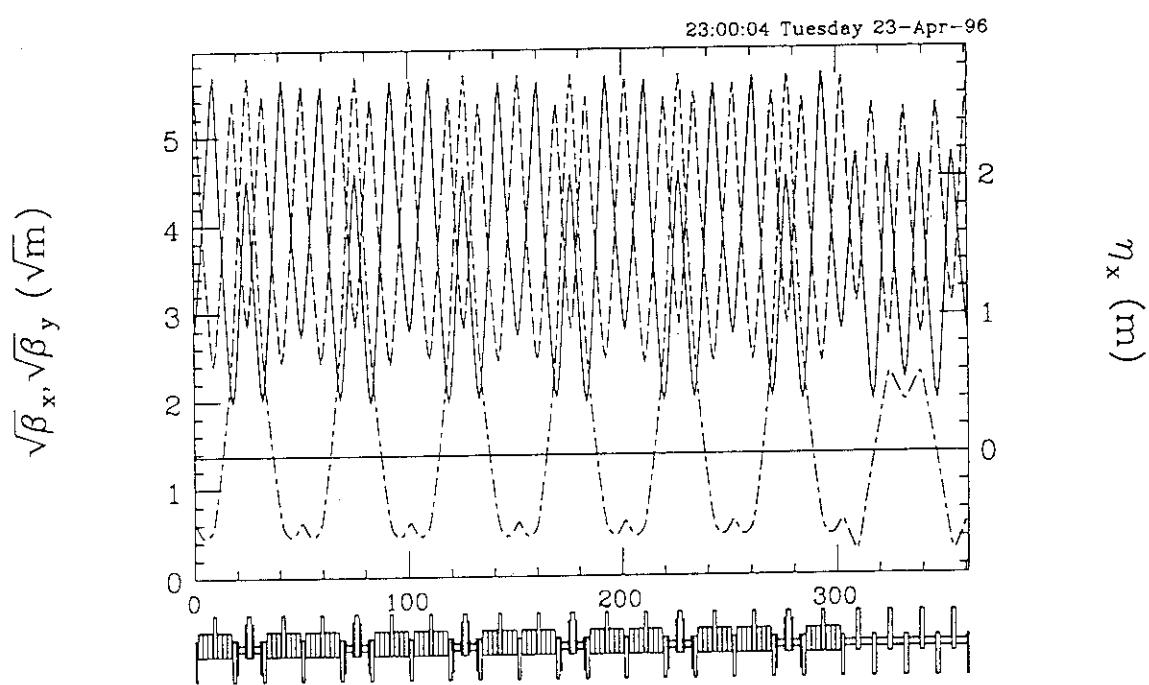


Figure 6: Beam optics functions of the 50 GeV main ring in the high intensity mode.

missing bend sections. With these non-linear elements, we obtain enough dynamic aperture.[4]

4. Summary

The outline of the 50-GeV proton synchrotron(50-GeV PS) design of the Japanese Hadron Project(JHP) was described. One of the features in the 50-GeV main-ring design is that an imaginary γ_L lattice is employed. Therefore, no transition-energy crossing exists during beam acceleration, which helps to reduce the beam loss during beam acceleration. The 3-GeV booster is constructed in the existing tunnel for the present KEK-PS main ring by removing all of the components of the KEK-PS main ring, such as the dipole magnets, quadrupole magnets, vacuum chambers and others. The expected beam intensity for the booster and the main ring are 5×10^{13} ppp and 2×10^{14} ppp, respectively.

References

- [1] Y.Mori, et al., INS-Report-1117(1996).
- [2] S.Ishi, et al., INS-Report-1118(1996).
- [3] C.Omori, et al., INS-Report-1121(1996).
- [4] S.Machida, et al.,INS-Report-1119(1996).
- [5] T.Adachi, et al., INS-Report-1120(1996).

4. 中性子散乱・回折

4.1 LPSNS（長パルス）／SPSNS（短パルス）の検討とその利用

新 村 信 雄

日本原子力研究所

Abstract

The possibility of the short pulse spallation neutron source (SPSNS) and the long pulse spallation neutron source (LPSNS) for cold and thermal neutron scattering experiment were discussed. The comparison between the SPSNS and the LPSNS was carried out after discussing how to make a TOF experiment under the SPSNS or the LPSNS and the SPSNS of a several MW class was proposed.

KEYWORD : short pulse spallation neutron source, long pulse spallation neutron source, cold and thermal neutron scattering experiment, TOF experiment

1. はじめに

日本原子力研究所（原研）では原子力分野と先端的基礎・基盤研究への利用を目的として、中性子科学研究計画構想を提案している。この構想の中核は、数MWクラスの大強度陽子加速器であり、最も重要な利用施設の一つが熱・冷中性子散乱施設であり、その建設にあたっては、加速器の最も有効な利用方法を採用する必要がある。熱・冷中性子源としては、①中性子パルス時間幅として 500nsec～1μsec の短パルス中性子源（short pulse spallation neutron source : SPSNS）②中性子パルス時間幅として 1msec～数msec の長パルス中性子源（long pulse spallation neutron source : LPSNS）あるいは③連続中性子源（continuous spallation neutron source : CSNS）が考えられる。ここでは SPSNS と LPSNS の検討について報告する。尚③については相沢¹⁾が報告する。

2. 原研加速器構成とSPSNS/LPSNS/CSNS

原研加速器構成の概略と SPSNS/LPSNS/CSNS の関連を図1 に示す。加速器の詳細は水本²⁾の報告を参照されたい。

イオン源としては、LPSNS 及びCSNSでは H⁺ で良いが、SPSNS ではコンプレッサーリングが必要で、リングに陽子を蓄積するために、H⁻ 入射が有効で、H⁻ イオン源が必要となる。2MeV近傍まで常伝導高周波四重極リニアック(RFQ) で、その後さらに 100MeV 近傍まで常伝導ドリフトチューブリニアック(DTL) を用いて加速する。その後超伝導空腔リニアック(SCC lineac)で 1～1.5GeVまで加速する。

i) CSNS

SCC lineacからの陽子を直接ターゲットに照射し、パルス時間構造を全く考慮しない連続中性子源とする。原理的には、加速器の熱出力がそのまま中性子源の強度スケールとなる。

ii)LPSNS

SCC lineacからの陽子を中性子ターゲット集合体に照射すると、中性子パルスは陽子パ

ルスが中性子源集合体で緩和変調を受けた時間構造をとる。1msec幅の陽子パルスが中性子ターゲット集合体に照射されたときの例を図1に示してあるが、中性子パルスは最後の1msecにピーク値に達する。次節でLPSNSの使い方を説明するが、LPSNSの性能は、積分強度ではなくピーク値が支配的となるのでLPSNSでは最終段での陽子パルスのピーク電流が性能決定基準となる。ピーク電流25mA、1GeV陽子パルスを60HzでLPSNSとして利用した場合パルス幅は1msecが有効で、約1.5MW出力となる。

JAERI SPSS / LPSS / CW

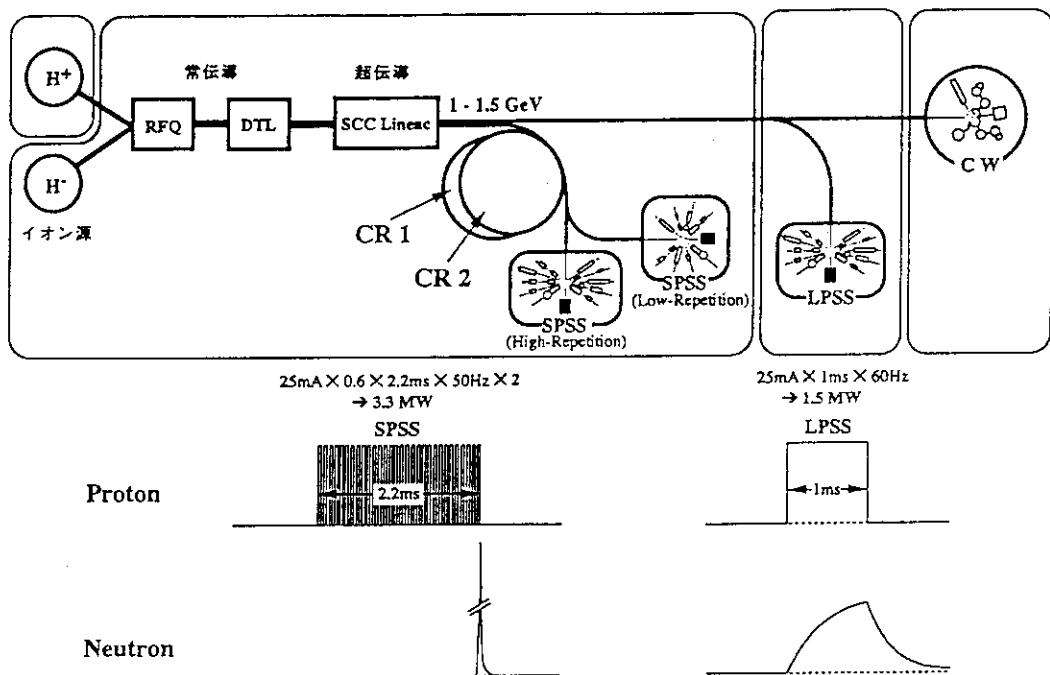


図1 原研加速器とSPSNS/LPSNS/CSNS構成

iii) SPSNS

SCC lineacからの陽子ビームパルスは繰り返し周期 670nsec、パルス幅400nsec にチョッピングされコンプレッサーリングに入射及び蓄積する。入射電磁石ではリング内閉軌道を周回している H⁺ と外側から入り込む H⁻ はそれぞれ逆方向に曲げられて、入射電磁石出口で合流する。そこに荷電変換フォイルが置かれており、 H⁻ イオンは電子を剥ぎ取られ H⁺ になりリング内閉軌道に入る。これを 670nsec毎に 2.2msec間（約3280回）行ない蓄積し、蓄積し終えたら中性子ターゲット集合体に出射する。

SCC lineacのパルスビーム出力が2.2msec 以上あるなら、更に別のコンプレッサーリングに H⁻ を打ち込み、リングからの出射を同時に一台の中性子ターゲットに行えば中性子出力は倍になる。ピーク電流25mA、1GeV陽子パルスを上のようにして、2台のコンプレッ

サーリングに打ち込んだとすると、打ち込みのduty factor 0.6を考慮して3.3MW出力となる。又、2つのターゲットステーション（高繰り返し、低繰り返し）に陽子ビームを打ち込むことにより、高効率利用を目指す。

3. LPSNS/SPSNS の使い方

粉末回折装置を例にとり検討する。図2に示すように定常中性子を用いた粉末回折装置では原子炉からの中性子はモノクロメーターで単色化され、試料に入射する。試料でブレック則 $2d \sin \theta = \lambda$ を満足して回折された中性子は周囲にある検出器で検出される。中性子波長 (λ) が固定されているので異なる面間隔 (d) は反射角 (2θ) を測定することで決定される。

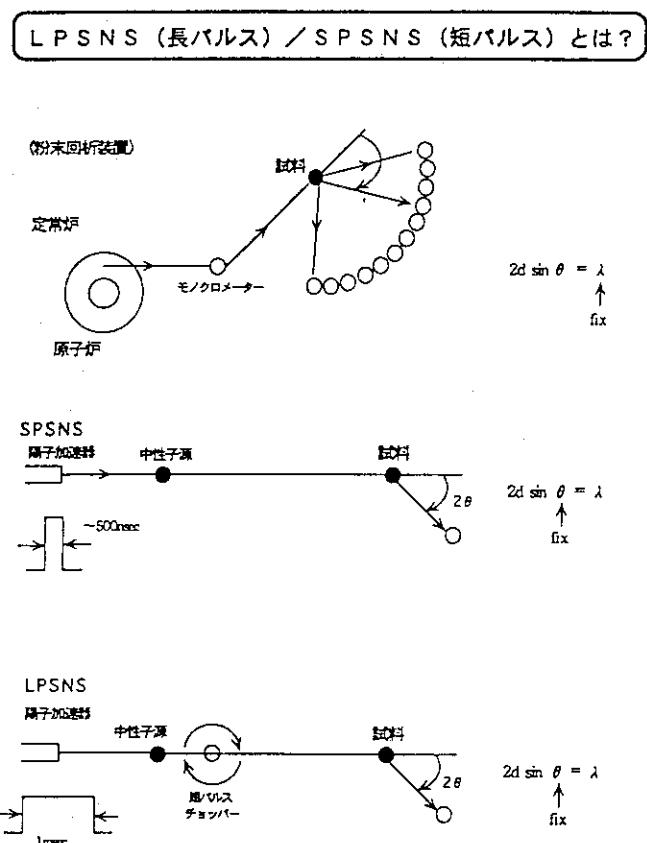


図2 定常中性子、LPSNS 及び SPSNSでの粉末回折装置原理図

SPSNS では中性子から白色の短パルス中性子が出射され、試料に入射する。試料で回折を受けた中性子は一定の角度 (2θ) に固定された検出器で検出される。異なる面間隔 (d) は、パルス中性子発生から検出器に達した中性子の経過時間を測定することで、その中性子の波長を決定する方法で求められる。

LPSNS では中性子源の近傍に long pulse を short pulse にするための chopper を設け、あとは SPSNS と同様の使い方をする。

LPSNS と SPSNS の違いを明確にするために図3 の時間チャートを示す。SPSNSでは、各パルス毎に図に示す波長分布の中性子が試料に入射し、中性子パルス時間幅 内のすべての波長成分が、試料での反射率に応じて用いられる。一方 LPSNSでは、中性子源で発生した中性子のうち、short pulse chopperがopenの状態で、そこに達した速度の中性子成分のみが用いられている。つまり図3 に示すように1 msec long pulseを例にとると、1 msec のどの時点でもすべての中性子波長成分を有しているにもかかわらず、最初のころは長い中性子波長成分のみが、そして最後の 1 msec には短い中性子波長成分のみが使われる。

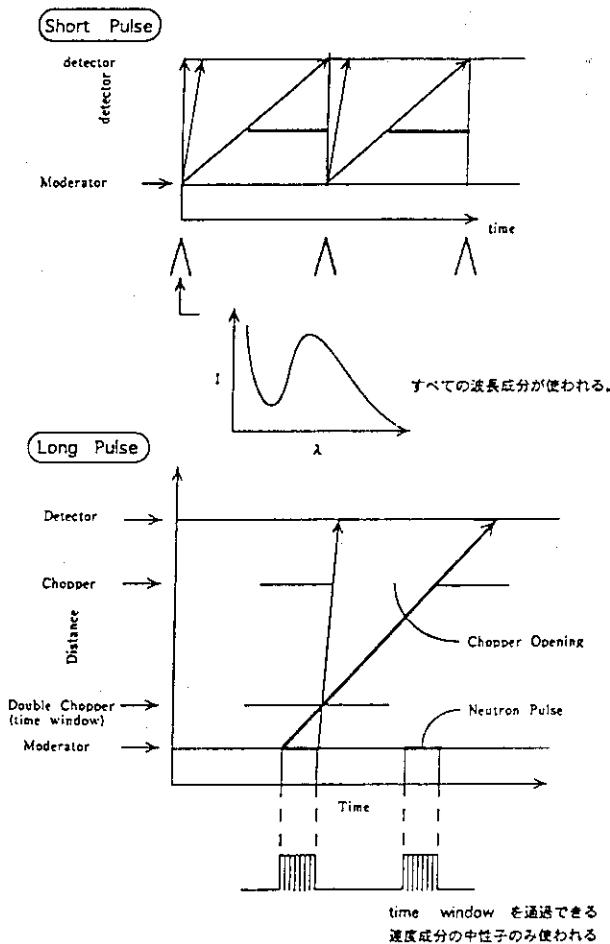


図3 LPSNS及びSPSNS下でのTOF法 時間チャート

4. LPSNS/SPSNS の比較

短パルス中性子については30年以上の経験があり、実験手法毎に定常中性子源との比較がなされており、多くのコンセンサスが得られた結論が出されている。図4 にそれを示す。縦軸は等価原子炉出力である。横軸に SPSNSを用いた場合に有利になると思われる実験手法を順番に並べてある。SPSNSの代表として 5MW出力を想定しているヨーロッパ・スポレーション中性子源計画を示す。(○印) 57MWの ILLと比較すると、ラジオアイソトープ製造等、全中性子が、measure になる場合は SPSNSは劣る。冷中性子を用いた実験では ILL と ESS はcomparableである。しかし、非弾性散乱では ESSがILL の10倍、粉末回折装置等の弹性散乱では ESSがILL の35倍位効率が増す。

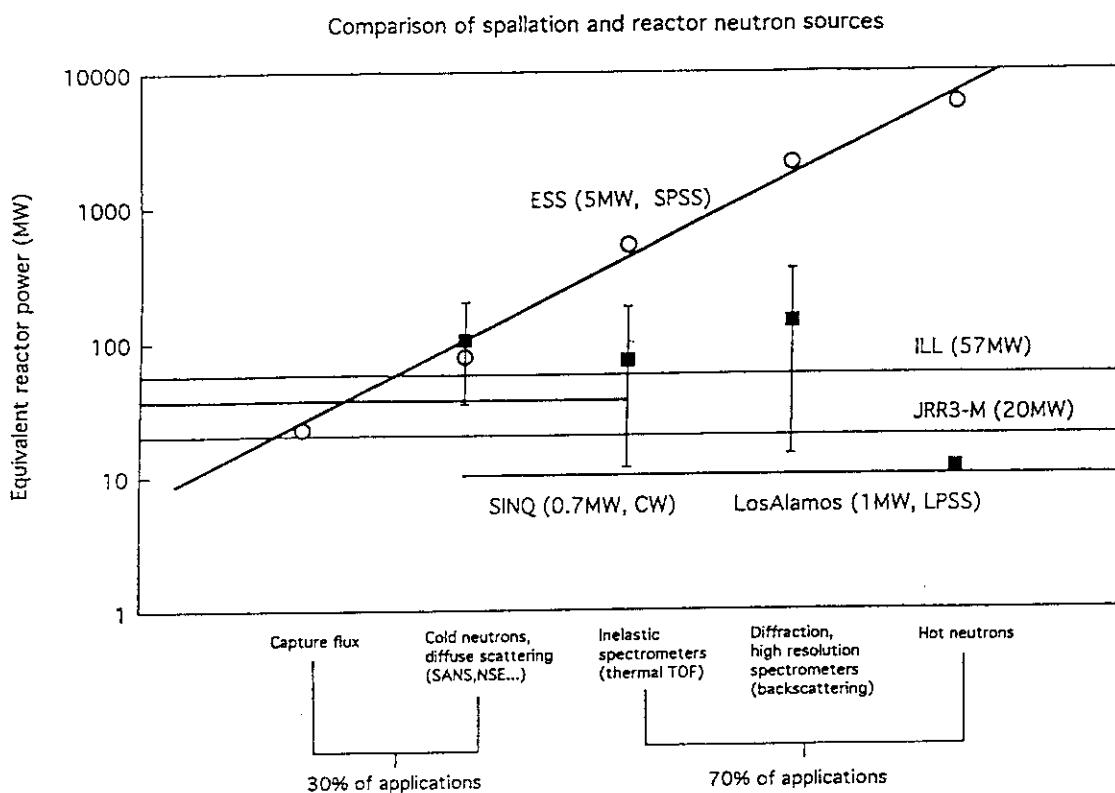


図4 中性子散乱実験毎のSPSNS, LPSNSの実効率比較

LPSNSについては全く経験がなく、最近ロス・アラモスで1MW LPSNS計画が発表され、LPSNSの効率の検討が開始されている。³⁾図4に彼等の検討結果を示す。(■印)それによるとスペクトロメーター間であまり差はなく、ILLクラスの原子炉とcomparableないしは若干良である。

5. 結論

この時期に原研中性子源計画を策定するに当たり、科学立国を目指す日本として、21世紀の科学のなかに中性子科学が大きな柱の一つになることを考慮する必要がある。⁴⁾高エネルギー物理学研究所で0.6MW SPSNS計画が実現せんとしている。原研中性子源計画は、これと相補的なもの、例えば1.5MW LPSNSも一つの候補にあげられるが、やはり21世紀に世界をリードできる ESSクラスの数MW SPSNSの実現である。但しここに達するまでには、本報告にはそれらについては全く触れていないが、解決すべき技術的問題が山積している。中性子科学の重要性を考えると、今こそ関係者の努力で、数MWクラスの SPSNS計画を実現させたいものである。

参考文献

- 1) 相沢一也 ; 本報告書
- 2) 水本元治 ; 本報告書
- 3) R. Pynn ; P. A. Seeger ; PSI-Proc. 95-02
- 4) 伊達宗行 ; 原子力委員会資料

4.2 SSSNS（定常）の検討とその利用

相澤 一也

原研中性子散乱研究室

abstract

We have been examined three kinds of next-generation spallation neutron sources in JAERI superconducting proton linac accelerator project (1-1.5GeV, 25-16mA in peak current). The first source type is short-pulse spallation neutron source (SPSNS) and the second source type is long-pulse spallation source (LPSNS). This report presents the third type spallation source, steady-state spallation neutron source (SSSNS), which is based on continuous wave mode of linac. If we can construct 5MW SSSNS, the performance of the SSSNS is complementary to 5MW SPSNS in cold neutron scattering experiment.

1. はじめに

中性子散乱・回折を用いる研究者の間では、21世紀初頭に世界中の主な研究用原子炉が老朽化のため運転を停止すると言われて久しい。しかし、ANS計画の中止以後有力な研究用原子炉の次期計画は無く、次世代強力中性子源としてヨーロッパESS計画（5MW、SPSNS（短パルススパレーション中性子源））、オークリッジ研究所の計画（5MW、SPSNS）等の数MW級加速器駆動中性子源が注目を集めている。

日本原子力研究所では、大強度陽子加速器の多目的利用を目指す中性子科学研究計画が検討されている。中性子散乱・回折グループは、熱・冷中性子利用の立場からSPSNS、LPSNS（長パルススパレーション中性子源）、SSSNS（定常スパレーション中性子源）の3種の加速器駆動中性子源を検討している。SPSNS、LPSNSでは、10~60Hzの繰り返しのパルス中性子を飛行時間法により利用する。これらについては、新村(1)が報告する。ここでは、加速器の連続ビーム運転(CW)に基づくSSSNSについて報告する。

2. SSSNSの特徴

図1に加速器と3種中性子源施設の模式図を示す。SSSNSは、1-1.5GeVに加速されたCW、H⁺ビームをそのままターゲットに入射させて使用する連続中性子源である。

2.1 SSSNSの利点

SSSNSは連続中性子源であるので、原子炉と同様の測定手法、分光器が使用でき、実験施設は、原子炉の場合と同様である。従って、JRR 3-M (20MW) のユーザーをそのまま取り込める。また、平均中性子束の強度が重要となる分光器、即ち中性子ビームに時間変調がかかっていることのメリットが無い装置は、SPSNS、LPSNSに比べて、ライナックで同じ（ピーク）電流値なら平均中性子束が高いSSSNSが有利である。例えば、3軸型分光器、干渉計、2結晶回折計、超冷中性子発生実験などがあげられる。さらに、SSSNS施設では基本的に単色化中性子ビームを用いるのでガイド管に多数の装置を設置できる。例えば世界最大の研究用原子炉施設であるILL並を考えると約60台程度置ける。SPSNS、LPSNSでは、実験装置は、2ターゲットシステムで約40台程度であると考えられている。中性子源計画を

考える時、平均中性子束やピーク中性子束の高低に議論が集中し、往々にして装置の台数の議論は、忘がちになる。装置の台数が増える事は実効的なマシンタイムが増える事、また特殊装置を設置できる事、新しいアイディアの装置の建設に挑戦できる事等多くのメリットがあるので、重要である。

次に原子炉と比べるとSSSNSは、 γ 線による熱負荷が少ないので冷中性子モデレータをよりターゲットに近づけられるので冷中性子発生に関して利得があるといわれている。また SSSNSは、短パルス化のためのコンプレッサー・リングが不要であるのでSPSNSに比べて加速器まで含めた建設コストが安いと考えられる。

2.2 SSSNSの問題点

SSSNSを建設するに当たっての問題点は、ターゲット材の選択である。数MW級のスパレーショントン中性子源はターゲットの熱除去、耐用年数を考えると、液体重金属ターゲットが採用されることになる。SPSNSを前提にしているESS計画では、常温で液体であるHgの利用が検討されているが、SSSNSは、ターゲットの周りの重水モデレータに減速中性子をため込む構造であるので、低エネルギーでの中性子吸収断面積が大きいHgは使用が難しい。ポール・シェラー研究所(PSI)では、液体Pb(融点327.4°C)、Pb-Bi共融合金(融点125°C)を検討したが、液体Pbでは、ターゲット容器や入射ビーム窓とPbの反応性の問題、液体Pb-Bi共融合金では中性子発生の際 α 放射体のPoが生成するため安全性の問題が生じ、これらのターゲット材の採用は現在のところ難しい。従って、SSSNSのターゲットの開発は、SPSNS、LPSNSに比べて多くのR&Dが必要となると考えられる。

3. 実例

現在世界中で稼働しているSSSNSは無く、唯一PSIで今年の秋に完成予定である。PSIのSSSNSは、SINQと呼ばれ0.7MW(H⁻、570MeV、1.2mA)仕様である(2、3)。図2にPSI施設の模式図を示す。実験施設は、加速器施設と素粒子、核物理施設、医学応用施設、中性子散乱施設からなる。図3にSINQ施設の模式図を示す。SINQには、新設、移設を含めて約20台の分光器が設置される予定である。

表1にPSIで行った種々のターゲットに対する中性子発生に関するシミュレーションの結果を示す。表1中でPbとPb-Biが液体であり、他は固体である。プロトンあたりの中性子発生数は液体Pbが最も良く、次いで液体Pb-Biである。表1中の'軽水とタンク壁中の吸収'の欄が中性子回折・散乱実験に使用できるプロトンあたりの中性子数を表わしている。SPSNSで使用経験のある固体Ta、Wは、Zircaloyに比べてプロトンあたりの中性子発生は、約2倍であるが、ターゲット中での中性子吸収が大きく得られる中性子束は、Zircaloyの場合と同等かそれ以下である。ターゲット、モデレータへの熱負荷を考えると固体ターゲットでは、Zircaloyが優れていることが判る。中性子束の観点からは、液体Pbが一番優れているが2節で述べた理由で液体ターゲットは使はずPSIでは、ターゲットに固体Zircaloyを採用している。Zircaloyターゲットで得られる約 1×10^{14} の熱中性子束は、中規模の研究用原子炉のそれに相当する。

図4にSINQのターゲット、モデレータの模式図を示す。図4中の中心の小円がターゲットであり、そのまわりがD₂O熱中性子モデレータである。D₂Oタンクの直径は、約2mである。図4中の下部に25Kに冷却されるD₂冷中性子モデレータが示されている。ターゲットの中心

と冷中性子モデレータの中心間の距離は、約40cmである。ILLには、25K冷却された冷中性子モデレータが水平方向と縦方向に2つ設置されている。炉心と冷中性子モデレータ間の距離は、それぞれ55cmと70cmである。図5にSINQの熱中性子と冷中性子スペクトルの計算例を示す。図5中の実線、波線、一点鎖線がSINQでの熱、冷中性子スペクトルであり、□点がILLのH15冷中性子ガイド管（水平方向冷中性子モデレータ）での冷中性子スペクトルである。SINQの冷中性子スペクトルは、冷中性子ビーム孔、種々のスーパーミラー導管でのものが示されている。スーパーミラー導管とILL冷中性子ガイド管は、一概には、比較できないが、図5中のm=2、R=0.9のスーパーミラー導管の冷中性子束は、波長6Åを代表値とすると約ILLの64%である。従ってSSNSは、冷中性子束発生に関して効率が良い事が判る。

4. SPSNS、LPSNS、SSNSの原子炉との比較

図6に原研計画で検討されている3種スパレーション中性子源と57MW ILL原子炉との実効的な比較を示す。図には、参考のためJRR-3M、SINQも示してある。縦軸は、等価原子炉出力であり、横軸は、必要な実効的波長分解能毎に分類した実験手法に対応している。5MW SPSNSは、ラジオアイソトープ製造等（capture flux）の平均中性子束がある程度の空間的な広がりが必要な場合は、不利であるが、それ以外の中性子利用の70%を占める領域の中性子散乱・回折実験では、大きなTOF利得が得られるためILLを凌駕することが判る。1.5MW LPSSの場合は、熱外中性子領域以外でILLと同等かそれ以上である事が判る。

図6の5MW SSNSは、SINQの外挿が成り立つとした場合である。これは、5MWの場合でも0.7MWの時と同様に冷中性子モデレータをターゲットに近づけられる事を仮定している。この仮定が妥当かどうか今後検討が必要である。図6より5MW SSNSは、高分解能の実験領域では、ILL並みとなる事が判る。低分解能の実験領域、多くの場合冷中性子領域では、5MW SPSSを凌駕しそれと相補的になる可能性がある。原研が連続中性子源を供給してきた歴史を考えるとSSNSの選択も一つの解になりうるが、今後多くのR&Dが必要となる。

参考文献

- 1) 新村信雄, 本ワークショップ
- 2) W. E. Fischer, Proceedings of the Meetings ICANS-XIII and ESS-PM4, Vol.1, p63, (1995)
- 3) G. S. Bauer, The Spallation Neutron Source SINQ, PSI パンフレット

JAERI SPSNS / LPSNS / SSSNS

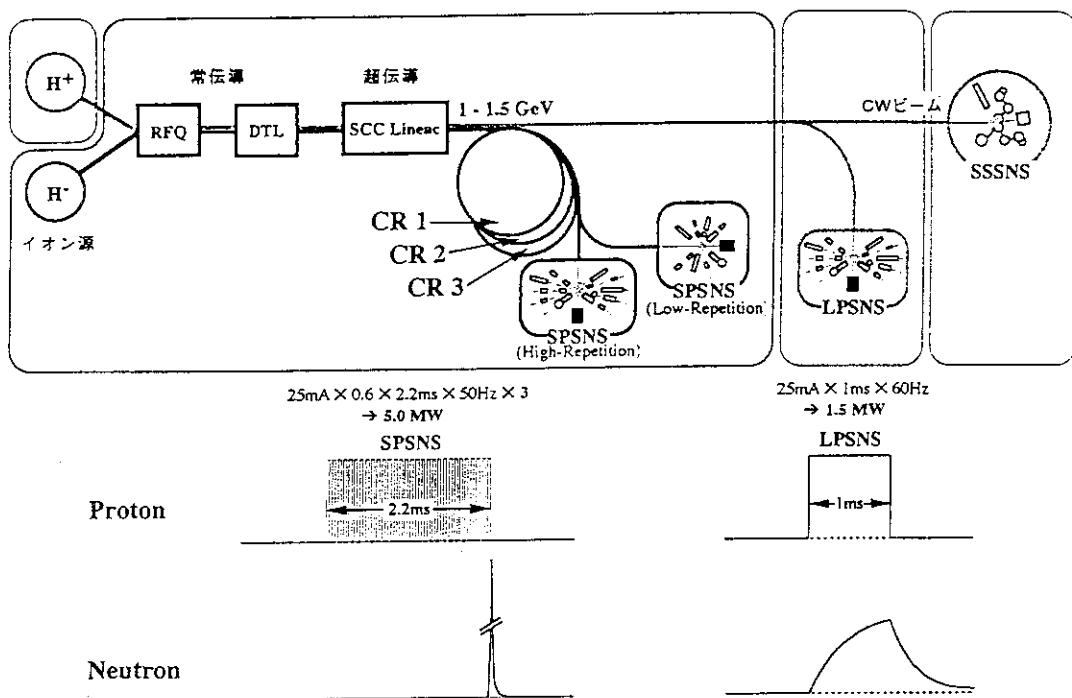


図1 加速器と3種中性子源施設

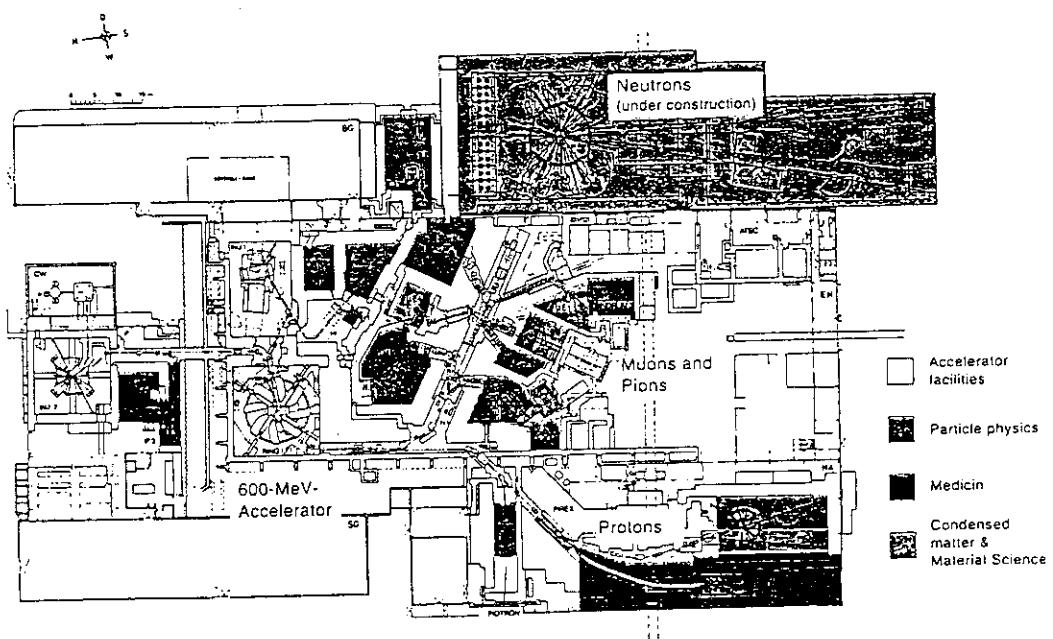


図2 ポール・シェラー研究所実験施設模式図

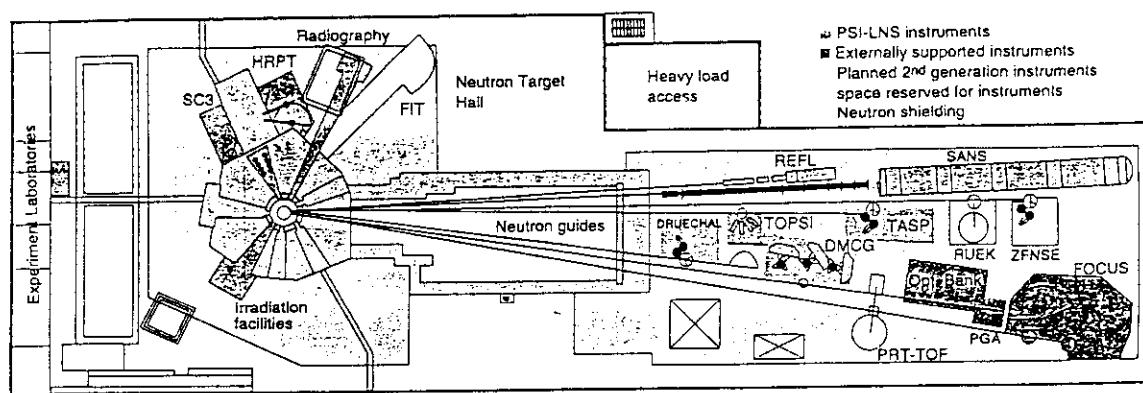


図3 SINQ模式図。約20台の装置が設置される予定

SINQ (CW)

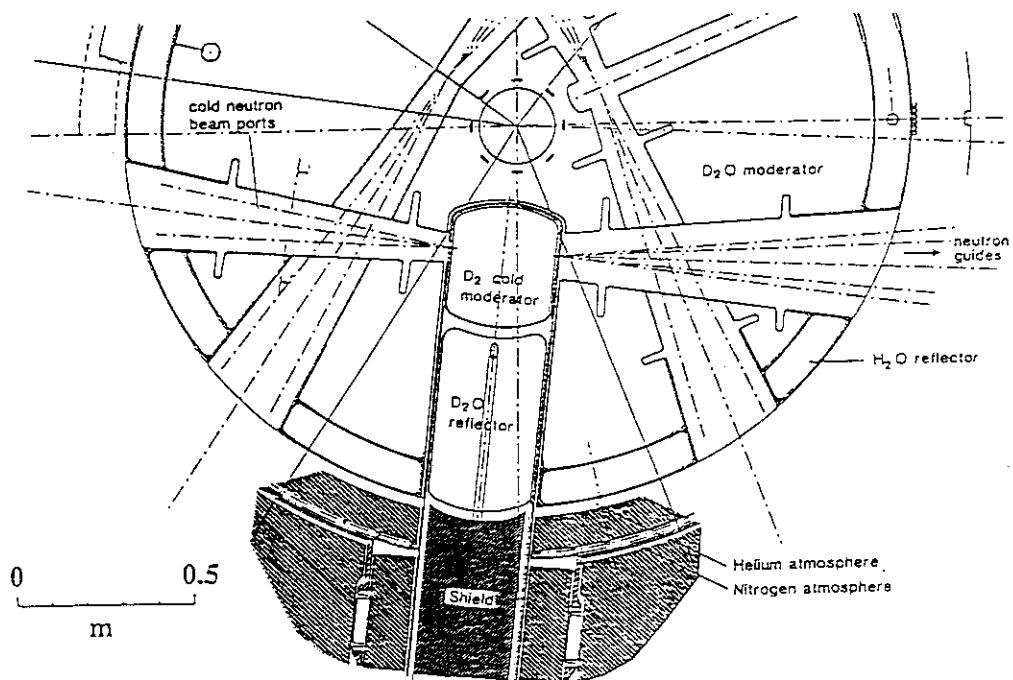


図4 SINQのターゲット、モデレータ模式図

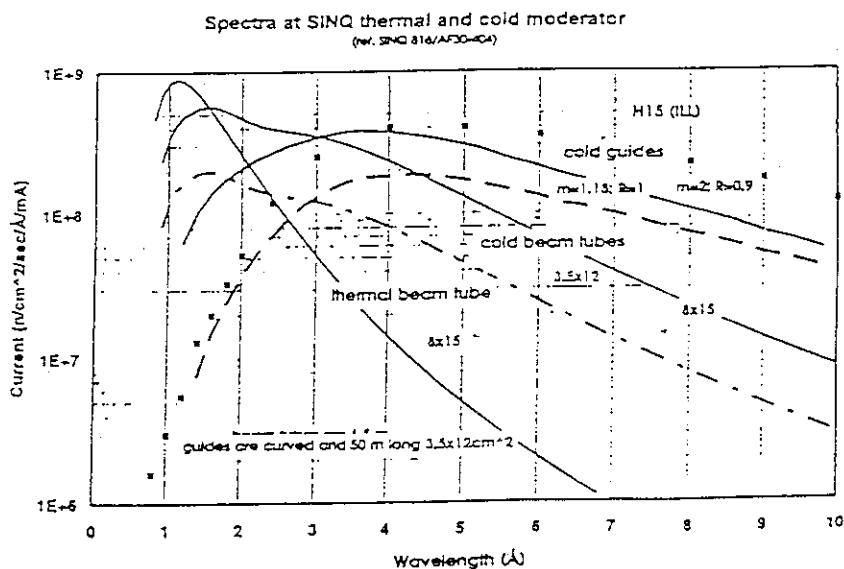


図5 SINQの熱中性子、冷中性子スペクトルの計算値とILL冷中性子スペクトルとの比較

表1 SINQで行った種々のターゲットに対する中性子発生に関する計算
プロトンエネルギー：570MeV、電流値：1mA

Target System	Pb-Bi	W-plate	Ta-Plate	Pb-shot	Pb	Zircaloy
TOTAL PRODUCTION (/proton)	10.455	10.038	10.46	9.032	10.867	5.528
Absorption in light water+TWs(/proton)	5.800	3.645	3.105	6.358	6.872	3.593
TOTAL LOSS (/proton)	10.401	10.030	10.473	8.995	10.786	5.513
Approx. Flux Maximum (n/cm^2 s)	$9 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{14}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{13}$

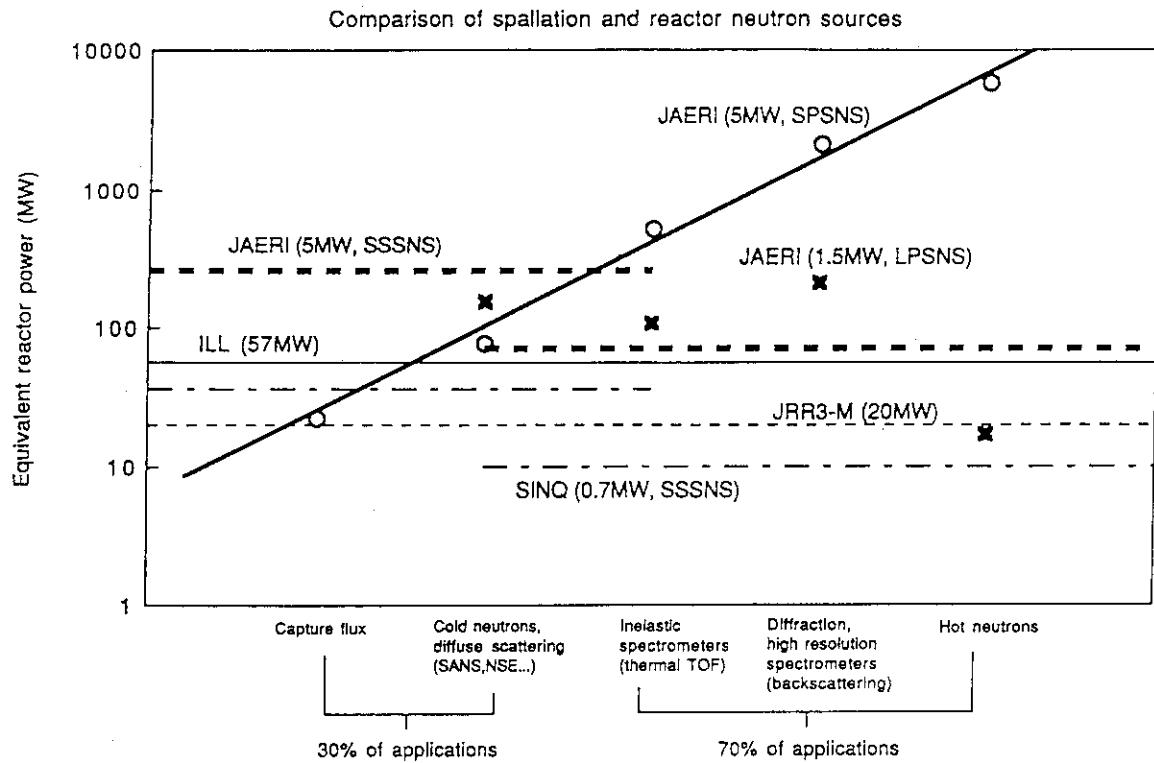


図 6 3種中性子源と原子炉の性能の比較。○印: 5MW SPSNS、×印: 1.5MW LPSNS
太い点線: 5MW SSSNS、直線: ILL、細い点線: JRR-3 M、一点鎖線: SINQ

4.3 中性子散乱グループからの要望

早大理工総研 山田安定

我が国の中性子散乱グループは「中性子研究連絡会」（中研連）を結成して、将来計画を含めて、この分野の研究連絡を行っている。原研の将来計画についても昨年12月開催の総会において、中研連として、これに関する study を行うことを見めているが、現時点では組織を代表して意見を述べる段階には至っていないので、ここでは単なる個人的見解を述べる。

1. 中性子散乱研究の将来への展望

中性子をプローブとして物質を探求する研究は、その性質上極めて学際的な広がりを持っている。このような学際的な適用性は、本質的に「波としての中性子の特性波長と特性振動数を、数々の研究対象の構造と機能を特徴づける、空間的、および時間的スケールと、丁度マッチするように都合良くえらべる」ということに由来している。たとえば、一方では固体中の一つの原子内に束縛された一つの電子の振る舞いを詳細に見ることができ、又他方では、生体内の複雑な蛋白質が全体として持つ生体機能に関する知見を得るのに役立つ。

歴史的に見ると、1940年代に主として固体物性の一研究分野としてスタートした中性子散乱研究は1980年代には物質科学、生命科学をカバーする、あらゆる自然科学の領域で威力を発揮するようになって来ている。このような傾向は今後更に勢いを増すことは間違いないと思われる。

2. 我が国における展望：原研中性子科学センター構想とJHP計画の関係

種々のサイエンスを開拓していく上で、プローブとしての中性子数を充分に供給する強力な中性子ファクトリーの建設が問題となる。原研中性子科学センター構想は、重要な部分としてこのような強力中性子ファクトリーの役割を果たしうるという認識から、我が国の中性子散乱グループは大きな関心と期待をもって、この計画の進展に注目し、更には積極的に関与し、userとして種々の局面で提言を行ってゆきたいと思っている。

このことに関連して、現時点での我が国の中性子ファクトリー建設の status とこれに関する user としての認識を明確にしておきたい。

周知のように、学術会議を中心として、我が国における核物理学研究の発展を図るためにいわゆる JHP 計画が具体化しつつある。その中にはパルス中性子ファクトリーとしての N-アレーナが重要な位置を占めている。N-アレーナが目指す研究の方向は、一見、中性子科学センター熱・冷中性子施設のそれと同じであるように見える。

しかし user 側から見ると、それぞれの計画は質的に異なる役割を担い、互いに整合した計画ととらえることができる。重要な点は、時期的・規模的整合性である。JHP 計画は既に長期にわたる検討を経て、設置サイト、設備の内容、装置の

性能一等、すべてにわたって詳細に計画が立てられたいわば「現実」計画である。得られる中性子は、パルス化された中性子であり、分光器なども全てこれにマッチするように計画されている。その規模（性能）は中性子エネルギー密度として0.6 MWであり、完成予定時点では世界最高性能を実現できる。

しかし、その優位性は当然ながら後発の諸計画によって早晚失われる運命にあり、ヨーロッパで計画されている E S S (European Synchrotron Source) 計画（2010年頃完成予定）は5 MWとなっている。我々としては原研中性子科学センター構想をこれに対抗し得るような我が国における次世代「将来計画」として位置づけるべきであると考えている。当然のこととして、この将来計画は多くの開発要素を含み、J H P 計画にくらべて基本的な面で不確定な点が多い。例えば、中性子ファクトリーとして、供給中性子を短パルス、長パルス、連続のいずれを選択すべきか、についても議論がつめられてはいない。

しかし、この点は、逆説的には原研計画のメリットでもある。すなわち「不確定さ」は同時に現時点での計画の「Flexibility」でもある訳で、userとしては出来る限り中性子散乱研究動向の予測にもとづいて、「これこれの魅力あるサイエンスを研究するために、これこれの性能を持った中性子ファクトリーを必要とする」という形の情報の発信と提言を行う余地を残している、ともいえるからである。

user 側としては、上のような認識にもとづいて、user の意向が反映できるよう、規模、モードなどについてできるだけ今後 Flexibility を残しつつ本構想が進展することを望みたい。

4.4 原研中性子線源を用いた大学側中性子散乱研究 —その過去、現在、未来—

藤井保彦

東京大学物性研究所附属中性散乱研究施設

This article has reported a brief history and the current status of neutron scattering research based on the research reactors of JAERI, in particular, the university activities by the use of JRR-3M. From a university user's point of view on the future neutron source, we have discussed the JAERI-planned accelerator-based neutron source project in conjunction with the KEK-proposed JHP.

1. これまでの経緯

我が国における中性子散乱実験は、1960年代初めに日本原子力研究所が東海研究所（茨城県東海村）に研究用第2号原子炉（JRR-2, 10MW）を建設し、その共同利用運転をスタートした時に始まる。当時の欧米の原子力研究先進国に遅れること約15年であった。続いて1960年半ばには、原研研究用第3号原子炉（JRR-3, 10MW）と京都大学原子炉実験所（大阪府熊取町）の研究用原子炉（KUR, 1MW後に5MWまで上昇）が完成し、以来1980年代半ばまでの約20年間、これら3基の原子炉が、定常中性子源を利用する日本の中性子散乱研究を支えてきた。しかし一方、1970年前後には欧米先進諸国は約20年の先行した実績と経験をもとに相次いで高中性子束炉を建設した。すなわち、米国ブルックヘブン国立研究所BNLのHFBR原子炉（60MW）、英独仏3国共同で建設したILL（ゲルノーブル）のHFR原子炉（58MW）等である。このような状況のもとで我が国における高中性子束炉に対する要望が高まったが、これは原研の研究炉長期整備計画の一環としてJRR-3をビーム実験専用炉に改造することにより実現された。新設された冷中性子源、およびその冷中性子を利用する実験利用棟を擁するこの改造3号炉（JRR-3M, 20MW）は、1990年から共同利用運転を開始し、中束炉としては仏サクレーのORPHEE原子炉（20MW）、米NISTのNBSR原子炉（20MW）と並ぶものであり、高束炉のILL-HFR, BNL-HFBRに次いで、世界の5大研究センターの一つと位置付けることができる。

これら原研の研究炉を利用した大学側（文部省）の中性子散乱研究（全国共同利用）については、ハードウエアの実験設備は東大物性研を中心として、東北大や阪大が参加して設置する一方、ソフトウエアは原研施設共同利用の一環として東大原総センターが窓口となって実施している。大学側はJRR-2, JRR-3に最盛期それぞれ3、4台の中性子散乱装置を設置していたが、装置数と実験時間（ビームタイム）の制約や比較的弱い中性子束のため、特に諸外国の実情を知っている共同利用研究者は慢性的欲求不満状態にあったと言

ビーム孔	装 置 名	所 属
炉室内		
1 G	高分解能粉末中性子回折装置	日本原子力研究所
1 G-A	生体高分子結晶構造解析用中性子回折計	日本原子力研究所
2 G	三軸型中性子分光器	日本原子力研究所
3 G	中性子トポグラフィ・精密光学実験装置	日本原子力研究所
4 G	汎用三軸型中性子分光器	東京大学物性研究所
5 G	高性能偏極中性子散乱装置	東京大学物性研究所
6 G	東北大学中性子分光器	東北大学理学部
実験利用棟内		
T1-1	高分解能三軸型分光器	東京大学物性研究所
T1-2	単結晶中性子回折装置	東北大学金属材料研究所
T1-3	粉末中性子回折装置	東北大学金属材料研究所
T2-1	中性子回折映像化装置	日本原子力研究所
T2-4	高分解能三軸中性子分光器	日本原子力研究所
C1-1	高エネルギー分解能三軸型分光器	東京大学物性研究所
C1-2	二次元位置測定小角散乱装置	東京大学物性研究所
C1-3	超高分解能後方散乱装置	東京大学物性研究所
C2-1	冷中性子三軸分光器/反射率計	日本原子力研究所
C2-2	中性子スピニエコーパルス分光器	東京大学物性研究所
C2-2	中性子スペクトル変調・時間分析装置	東京大学物性研究所
C3-1	高分解能パルス冷中性子分光器	東京大学物性研究所
C3-1, 2	多層膜中性子干渉計/反射率計	京都大学原子炉実験所
C3-2	中性子小角散乱装置	日本原子力研究所

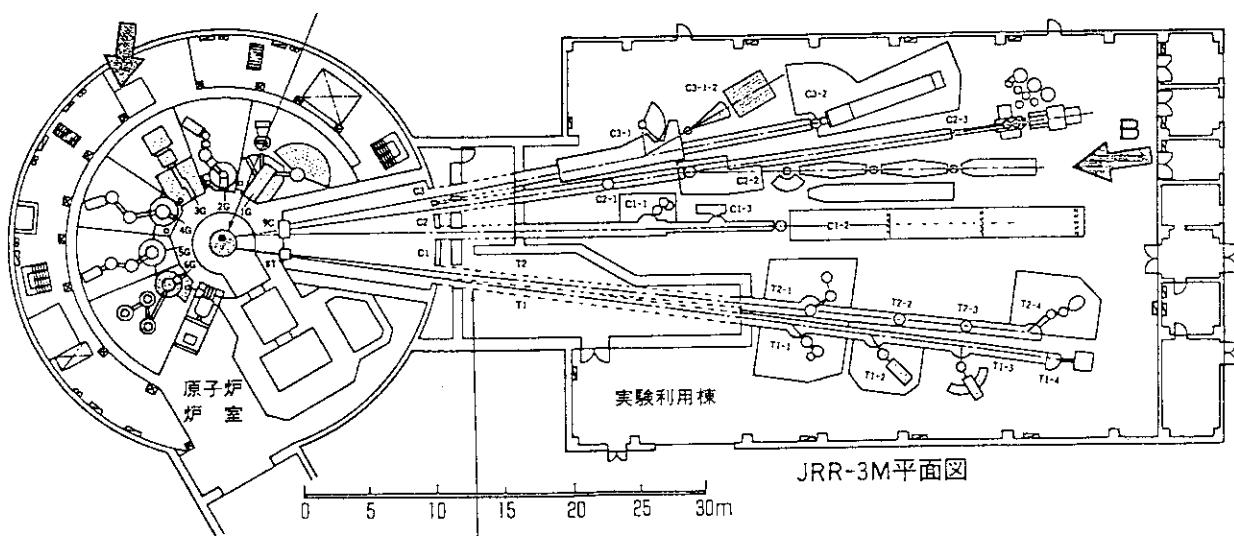


図1 JRR-3M に設置してある中性子散乱用実験装置一覧とその設置場所。

ってよい。しかし、JRR-2は1970頃の高反射率モノクロメーター結晶の開発と相まって、わが国唯一の非弾性散乱実験可能な原子炉としてその後約20年間活躍したことは特筆に値する。

2. 利用の現状

1985年より始まったJRR-3の改造に平行して、大学側では物性研、東北大を中心となって改造3号炉(JRR-3M)の高性能中性子ビームに最適化した大規模な最新鋭の中性子散乱装置の建設に取りかかり、1988～1992年の5年間で合計11台を設置した。次いで1993年には、これらの大規模な装置群の全国共同利用を円滑に推進するため、文部省令施設として物性研附属中性子散乱研究施設(予算定員16名)が東海村に設置され現在に至っている。

1990年のJRR-3M運転開始とともに実験設備は順次整備され、平成7年度末時点(1996年3月)でのJRR-3Mに設置してある全中性子散乱装置、およびその設置場所は図1に示す通りである。合計21台の装置の内、大学側が13台、原研側が8台を所有している。世界的に見ても20台前後の装置を有している施設は、ILL-HFR(58MW × 26台 = 1508指標(後述)、仏)、BNL-HFBR(60MW × 15台 = 900、米)、NIST-NBSR(20MW × 24台 = 480、米)、Saclay-ORPHEE(20MW × 22台 = 440、仏) しかなく、JRR-3M

(20MW × 21台 = 420、日)は正に国際的な中性子散乱研究センター5指の仲間入りをしたことになる。このような設備充実にともなう実験課題申請数と共同利用者数は、図2に示す通り飛躍的に増加しつつある。また平成7年度の申請課題198件の分野別内訳を図3に示すが(一部原総センター資料提供)、注目すべきは、高分子、生物など、いわゆるソフトマターの研究がすでに全課題数の約1/4に達していることで、JRR-3M以前は0であったことを考えるとその伸び率は劇的である。これはJRR-3Mに新設された冷中性子源によって可能になった冷中性子小角散乱装置利用によるものである。

しかし一方、平成7年度の利用者の希望する申請実験日数の合計を大学側の各装置別(設置してあるビーム孔番号で表示、図1参照)に集計したのが図4である。平成7年度には原子炉が20MW全出力運転したのは172日間だったので、各装置は軒並み2～3倍の競争率であり、すでに深刻なビームタイム不足に直面しているのが現状である。なお、図中競争率がほぼ1の上から4台の装置は、完全にはまだ共同利用に供しておらず、調整中のものもある。

3. その将来

3-1 原子炉中性子源

ここでわが国の中性子散乱研究を支えてきた原子炉について、それらの共同利用実験容量(規模)についてまとめておきたい。図5上部はこの様子を表わす一つの指標として、原子炉熱出力(MW) × 中性子散乱装置数(台)を年代毎にプロットしたものである。

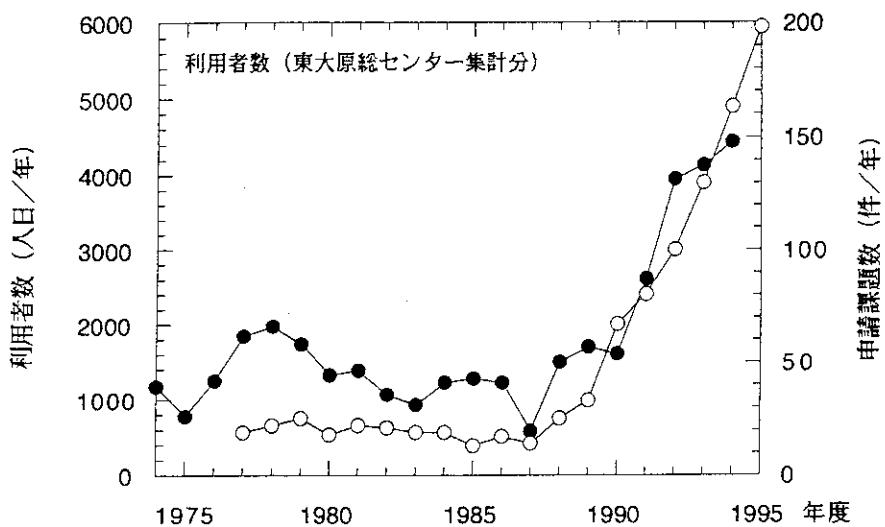


図2 大学側中性子散乱共同利用者数と申請課題数の年度毎の変遷。JRR-3Mが共同利用運転を開始した1990年(平成2年)以降急激な増大を続けている。

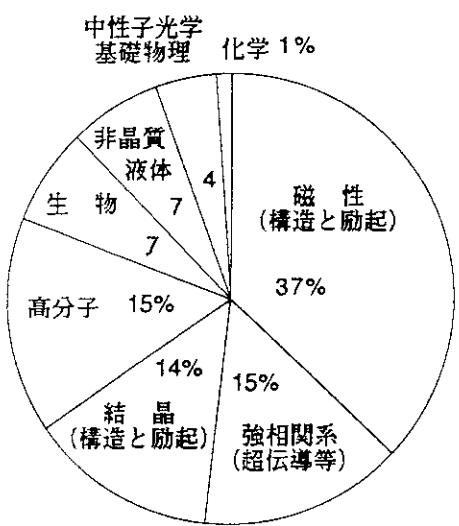
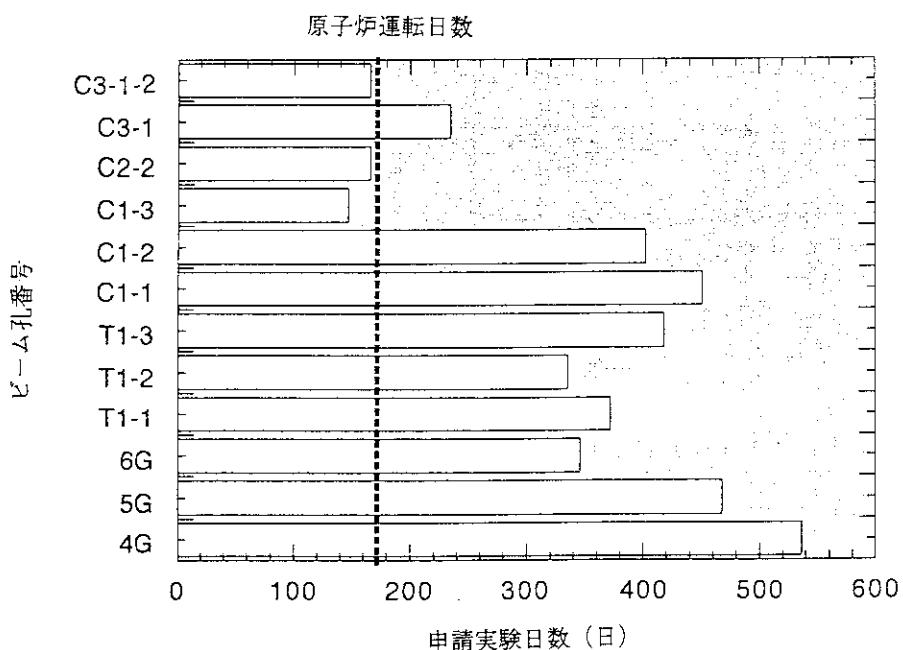


図3 平成7年度の大学申請課題198件の分野別内訳。

図4 平成7年度のJRR-3M設置大学側装置毎の申請実験日数合計。原子炉は172日間全出力運転を行った。



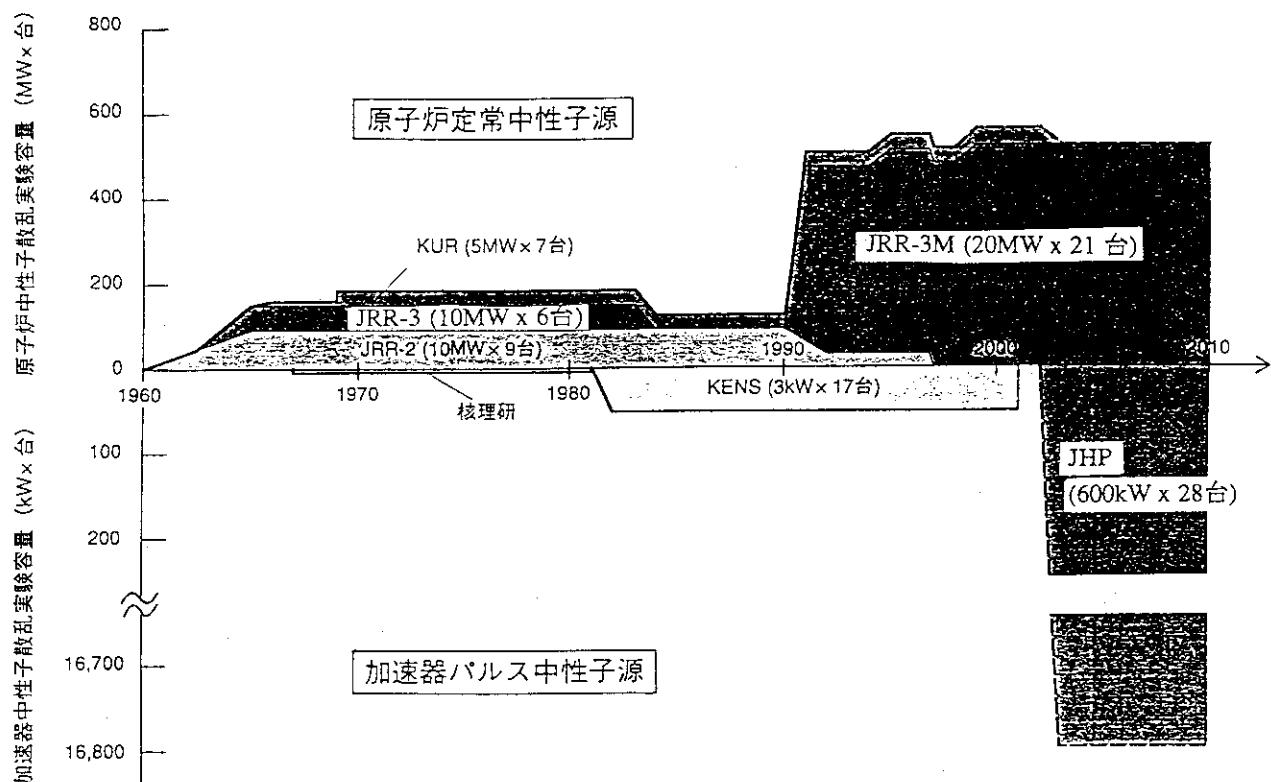


図5 我が国の原子炉、加速器それぞれの中性子源についての実験容量の変遷。

ここでは大まかな趨勢を観るために、実際には年毎に増加した装置台数には最大数時のデータを用い、原子炉の稼働率、および炉内中性子束密度の違いは無視して作図してある。1. すでに紹介した如く、1960年代は習熟期間と言ってもよく、1970年に入つて本格的な我が国の中性子散乱実験が始まったが、その時の3基の原子炉の指標合計は185MW・台であった。これに対して、1970年前後に欧米で建設された高中性子束炉は前節で示したように、1施設当たりほぼ指標1000～1500であり、如何に大きな差がついていたかが分かる。しかし、指標420を持つJRR-3Mの完成にともない事態は大幅に改善された。

近い将来30年以上運転してきたJRR-2とKURはそれらの寿命に達し運転を停止する予定なので、我が国の原子炉定常中性子源はJRR-3Mただ一つとなる。拡大する研究分野と急増する利用者をすでにJRR-3Mでは賄切れなくなっているので、短中期的には限られた台数ではあるがさらに装置の増設と原子炉運転時間の増加により対処することが必要であろう。しかし、抜本的には2010～2020年を目安に、新しい高中性子束線源を準備する必要がある。

3-2. 加速器中性子源

原子炉定常線源が以上のように推移する一方、1967年に東北大核理研において線型加速器によって発生した中性子が中性子散乱実験に利用できることが、世界に先駆けて実証され、ここにパルス中性子散乱実験法が我が国で誕生した。そして1982年には高工研ブースター利用施設の陽子シンクロトロンを用いた本格的なパルス中性子散乱研究施設

が建設され（KENS, 3kW × 17台）、我が国がこの分野の先鞭を付けた。図5下部には原子炉施設と同様に、加速器の平均ビームパワー（kW）×中性子散乱装置数（台）を指標として、その年次経過を示す。一方、このパルス中性子法の有用性に注目した欧米では1980年代に相次いでKENS（指標51）を越える施設を建設した。中でも英国ラザフォード研究所ではISIS施設（160kW × 16台）を完成し、以来指標2,560を持つ世界最高の施設を誇っている。KENSは改良すべき点はほぼやり尽くしてその最高機能を維持しているが、すでに15年近く運転され性能限界に達している。ポストKENS計画については、すでにKENS建設期に明確な方向が打ち出されており、KENS-II（JHP）計画としてその早期実現を強く希望していた。現在計画されている高工研北敷地でのJHPのNアレナ（600kW × 28台、将来の可能性として1,200kWへのアップグレード）は実に指標16,800を持ち、熟成された現在の加速器技術で達成可能なものである。そして、その2002～3年の実現は我が国唯一のパルス中性子線源である現KENSの使命を引き継ぐことのできるぎりぎりのスケジュールである。これにより現ISISのビームパワーを約4倍（試料位置でのビーム強度で約10倍）上回る世界最高のパルス中性子散乱実験施設が実現することになる。中性子散乱関連研究者は、JRR-3Mの中性子散乱設備完成後は、このJHP-Nプロジェクトを次期計画として推進することに合意しており、完成の暁にはJRR-3Mとの相補的利用により我が国が21世紀初頭からの世界の中性子散乱研究を主導できるものと期待している。

一方、最近提案されている原研の大強度陽子加速器計画は、加速器技術的にも、かつ大強度ビームを用いる実験技術的にも極めて挑戦的であり、中性子散乱にとっても従来の定常、パルスを超えた新しい線源を提供する可能性を秘めている。この意味で、この原研計画はポストJHP、ポストJRR-3Mの両方の役割を担う重要な計画と位置付けられる。そして、克服すべき加速器技術や必要とされるR&Dを鑑みると、設計全出力での施設実現は2010年頃以降が予想されるが、それは正に時期的にも規模的にも、次世代中性子線源としてふさわしく、我が国が引き続き中性子散乱の世界のリーダーシップを取り続けることができるものと期待される。このような施設規模の拡大に伴う組織の在り方については、国際的研究センターとしての視点から、省庁間、既存組織の枠を越えて十分な議論を行う必要がある。

4. おわりに

我が國の中性子散乱の歴史を見れば明らかかなように、原子炉中性子源の原研（科技庁）と、加速器中性子源の大学・高工研（文部省）が両輪となって発展を支えている。そして、「役割は相補的であり、建設は交互である」これら両線源を持つ我が国の見識は、国際的にきわめて高い評価を得ている。超高束中性子炉の建設は諸般の事情で困難となりつつある現状では、中性子散乱の将来を加速器中性子源に託すのが賢明であるにせよ、我が国での原研、大学の両輪が円滑な回転を続けることが望まれる。

そのためには高工研「JHP 計画」と原研「大強度陽子加速器計画」が、各々明確な独自性を持ち、そのビーム特性、利用目的、建設時期などにおいて、互いに相補的であることが望まれる。そうすれば省庁間を超えた建設、利用の協力体制を構築し、真にナショナルプロジェクトとして一体となって推進することができると思われる。

5. ターゲット

5.1 ターゲットの核発熱とバルク遮蔽の検討

高田 弘、坂本 幸夫

日本原子力研究所 東海研究所
原子炉工学部

ABSTRACT:

As a first step of a design study of the neutron science research center using an intense proton accelerator of 1.5 GeV with a current of 1 mA, a benchmark calculation was carried out with the NMTC/JAERI-MCNP-4A code system for the heat deposition in thick targets of Cu, Pb and U bombarded with 1.2 GeV protons. The thickness of bulk shielding around a spallation target was also estimated with the Moyer model and Sn calculation. It was found from these calculations that the code system reproduced well the experimental heat distribution around the beam axis. However, the code gave rather lower heat deposition at peripheral region of the target. As for the bulk shielding, it was estimated that the shielding made of iron having the thickness of 4 m surrounded by ordinary concrete with the thickness of 1 m was required for the 1.5 GeV proton incidence on a stopping-length Ta target with the diameter of 15cm.

1. 緒 言

1.5 GeV, 1mA の高エネルギー大電流陽子加速器を利用した中性子科学研究計画においては、研究目的に応じて種々のエネルギー、強度の中性子の利用が想定されている。ここで利用する中性子は Ta、Pb などのターゲットに陽子を入射されて起こる核破碎反応によって生成される。中性子利用施設の設計においては核特性解析によって目的とする強度のビームを得るためのターゲットの概念を立案するが、工学的見地あるいは放射線安全管理の立場からターゲットの実現性を確立するためには、除熱、熱応力などの熱・構造解析及び放射線安全を確保するための遮蔽設計を行うことが必要である。これらの項目は施設の規模、建設コストなどを決定する上でも重要な検討項目である。このため、熱構造解析、遮蔽解析についてはできるだけ高精度な計算コード、実験データ等を用いることが必要である。

ここでは、ターゲットの熱流動解析の基礎データとなる発熱分布に関して、設計に用いる高エネルギー核子・中間子輸送コードの現状の計算精度を把握することを目的としたベンチマーク計算を行った。また、バルク遮蔽の検討として、中性子利用施設の規模を把握するためのターゲット周囲の遮蔽の概要の評価を行った。

2. ターゲット核発熱ベンチマーク計算

2. 1 実験の概要

ターゲットにおける発熱分布については、Belyakov-Bodin らが 0.8 ~ 1.2 GeV の陽子を直徑 20 cm, 長さ 60 cm の種々の金属ターゲットに入射した場合の実験を行っている。(1-3)

実験ではターゲットを厚さ 2.5 cm 程度の円盤で構成し、熱電対を接着した測定用ディス

クを円盤の間に挿入し、軸方向及び径方向に対して熱的に絶縁した状態でビームを投入してターゲット内発熱分布を測定した。ここでは、発熱分布のターゲット物質依存性を調べるために、Pb、Cu 及び U のデータに着目した。

2. 2 計算方法

ベンチマーク計算では、高エネルギー核子・中間子輸送コード NMTC/JAERI (4) と中性子・光子輸送コード MCNP-4A (5) を組み合わせたモンテカルロコードシステムを用いた。図 1 に計算のフローを示す。NMTC/JAERI では核内カスケード・蒸発モデルにより核破碎反応計算と生成粒子ターゲット内輸送計算を行った。輸送計算では、陽子、中性子、 π 中間子及び μ 中間子が取り扱われる。蒸発計算で使用する準位密度パラメータについては Baba により求められた値 (6) を用いた。なお、核破碎反応による残留核からの γ 線生成については、その生成及び輸送は考慮されていない。計算では、粒子輸送過程の接続エネルギーを中性子に対して 20 MeV、陽子及び中間子に対して 1 MeV とした。核反応で生成した重陽子、三重陽子、He-3 及び He-4 については物質内輸送は計算されないので、これらは発生した位置にエネルギーを失うものとして取り扱った。また、1 MeV 以下の荷電粒子についても同様に取り扱った。20 MeV 以下の中性子については、MCNP-4A コードを用いて輸送計算を行った。MCNP-4A による中性子核反応計算では、評価済み核データファイル JENDL 3.2 (7) から作成された断面積ライブラリ FSXLIB-J3R2 (8) を用いた。MCNP-4A コードによる計算では、弾性散乱による反跳のほか (n 、 γ) 反応で生成した γ 線の輸送過程における吸収を発熱源として取り扱った。なお、計算では、陽子ビームの形状は半値幅 2.4 cm のガウス分布とし、入射陽子のヒストリー 10 万個の計算を行った。

2. 3 結果及び考察

図 2 に 1.2 GeV 陽子を Cu、Pb 及び U ターゲットに入射した場合の発熱分布の比較を示す。発熱分布は入射面から 3 cm 程度の位置でピークを示し、軸方向距離の増加と共に滑らかに減少する。発熱の最大値は Cu、Pb、U について各々 32、27、129 MeV/cm である。Cu と Pb に比べて U ターゲットの発熱最大値が大きいのは核分裂反応の寄与のためである。また、U ターゲットの場合、発熱分布の傾きが Cu、Pb よりも急である。これは、1.2 GeV 陽子の飛程が Cu、Pb については各々 70、71 cm であるのに対して U の場合は 42 cm と短いために、発熱が集中するためである。計算結果は実験値の傾向を良く再現しており、U ターゲットについては実験と良い一致が得られている。Cu、Pb についてはピーク部分について良く一致しているが、軸方向距離が離れた位置では、実験よりも 20 ~ 30 % 程度低い。

図 3 に 1.2 GeV 陽子を Pb ターゲットに入射した場合の発熱分布に関する半径方向について 4 領域別の寄与に関する実験と計算の比較を示す。計算は直径 5 cm 内の発熱分布について実験と良く一致する。直径 10 cm 内についてもかなり良い一致を示すが、入射面から離れた位置では実験よりも低めになる。さらに、その外側まで含めたターゲット全体の発熱分布については計算は実験よりも低い結果を与える。発熱分布の大きい領域に注目すると、ターゲット全体の発熱に対して、直径 5 cm 内における発熱の占める割合が非常に大きいので、計算がこの領域において分布を良く再現するので、発熱の厳しい位置の予測精度は良いと言える。周辺部を合わせた場合に計算が実験よりも低くなる理由としては、核破碎反応による残留核からの γ 線の放出とその輸送を考慮していないためと考えられる。

図4と5に Pb 及び U について、発熱に対する寄与を示す。図より、Pb の場合発熱の約半分は入射陽子及び二次荷電粒子の減速によるエネルギー損失であることがわかる。核反応で生成した重陽子等の寄与もピーク付近では 20 % 程度ある。また、図には明示していないが (n, γ) 反応で生じた γ 線による発熱も 10 ~ 15 % ることがわかった。一方、U ターゲットの場合、核分裂反応が発熱の大部分に寄与しており、入射陽子及び二次荷電粒子の減速によるエネルギー損失の成分は 15 % 程度を占めるにすぎない。

3. バルク遮蔽

3. 1 バルク遮蔽計算手法

バルク遮蔽については、現在稼働あるいは計画されている核破碎中性子源施設における遮蔽構造が今回の検討においても参考になる。表1に代表的な核破碎中性子源施設におけるバルク遮蔽規模を示す。本計画において想定されるビーム出力は IPNS 増強計画と同程度の規模であるため、ここで採用されている鉄 5.5 m に普通コンクリート 1m を加えた構造が本計画においても必要になる可能性がある。

遮蔽評価手法としては (1) Moyer モデル (9) による評価、(2) 簡易計算コードによる評価 (3) Sn 計算による評価、(4) 高エネルギー核子・中間子輸送コード等によるモンテカルロ計算による評価、などが挙げられる。このうち、Moyer モデルによる評価が最も良く用いられる。このモデルは 100 MeV 以上の中性子の減弱距離が一定であることに着目し、一群扱いで線量率を計算するものであり、次式のように表される。

$$H = J \cdot E_p \cdot H_0 \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \exp[-b\theta] \cdot \exp\left[-\frac{d}{\sin\theta}\right] \quad [\text{rem/hr}] \quad (1)$$

ここで、 J は陽子電流 [p/sec]、 E_p は陽子エネルギー [GeV]、 H_0 は実験に基づいて決定される線源強度パラメータ [rem cm²/hr/(GeV/sec)]、 r は線源から遮蔽体表面までの距離 [cm]、 b は角度パラメータ [sr⁻¹]、 θ は線源からの角度 [sr]、 d は減弱距離 [g/cm²] である。ここで、 H_0 、 b 、 d については実験に基づいて決定される。表2に高エネルギー物理学研究所 (KEK) の測定で決定されたパラメータ (10) と欧州原子核研究所 (CERN) の測定に基づくパラメータ (11) を示す。

3. 2 評価計算

計算としては、陽子エネルギーを 1.5 GeV、電流を 1mA が飛程厚さのタンタルターゲットに入射した場合を想定した。ターゲット寸法は直径 15 cm、長さ 55 cm とした。このとき、線量当量が、一日当たり 12 時間の作業を 1 週間当たり 7 日の作業を行った場合法令に定める線量当量限度 1mSv/週 (11.9 μ Sv/hr) を充分下回ることを評価条件とした。

Moyer モデルによる評価では、線源と遮蔽体の間に厚さ 1m の空間を仮定し、鉄、重コンクリート及び普通コンクリートに対して表2に示すパラメータを用いて、上記の線量当量限度を充分下回る厚さを計算した。一方、Sn 計算ではタンタルターゲット表面から漏洩する中性子エネルギースペクトルを線源スペクトルとして入力し、400 MeV 以下のエネルギー領域について適用可能な群定数ライブラリ HILO86R (12) を用いて計算した。ここで、漏洩中性子スペクトルは 2.2 項に述べた NMTC/JAERI-MCNP-4A コードシステムによって計

算した。図 6 にタンタル側面から漏洩する中性子エネルギースペクトル計算値を示す。ここで、400 MeV 以上のエネルギー成分の輸送については HILO86R の最も高いエネルギー群の値を用いた。

3. 3 結果及び考察

図 7 に Moyer モデルを用いて評価した鉄、重コンクリート及び普通コンクリートの厚さに対する線量当量率の変化を示す。また、表 3 に Sn 計算結果と Moyer モデルによる結果を比較する。Moyer モデルによる評価の結果、鉄 5.3 m の遮蔽を施すことによって線量当量は限度値を超えないことがわかった。ここで、計算に用いるパラメータによって 2 桁のオーダーの違いが生じる点は注意すべきである。一方、Sn 計算によると、鉄 5.3 m の遮蔽をした場合、線量率について Moyer モデルによる評価結果よりもさらに 40 倍程度大きな結果を与える。線量率について、熱中性子領域から 15 MeV の間のエネルギーの線源中性子による寄与が大きい。これは、低エネルギー領域における鉄の中性子断面積が巨大共鳴領域において極端に小さな値になるため、ここで減速を逃れた中性子によるものである。このため、低エネルギー中性子の漏洩を抑制するために、鉄遮蔽の外側に普通コンクリート遮蔽を置く構造について計算した結果、鉄 4m に普通コンクリート 1m を加えることによって、Moyer モデルによる評価結果と同等の線量当量になることがわかった。この構造は、他の核破碎中性子源施設で採用されている構造と同じである。

4. 結 言

ターゲットの核発熱については、0.8 ~ 1.2 GeV 陽子を厚い Cu、Pb 及び U ターゲットに入射した場合の発熱分布について NMTC/JAERI-MCNP4A コードシステムを用いたベンチマーク計算を行い実験と比較した。計算は発熱の高い領域について実験と良く一致した。しかしながら、入射位置から離れた位置では実験よりも低い値を与えた。これは、核破碎生成核種から放出される γ 線の輸送の取り扱いが欠けているためと思われる。

バルク遮蔽については、1.5 GeV、1mA の陽子を厚いタンタルに入射する場合を仮定し、線量当量限度以下にするために必要なバルク遮蔽厚さを Moyer モデルと Sn 計算によって評価した。この結果、鉄遮蔽体 4m の外側に厚さ 1m の普通コンクリートを施した遮蔽構造が必要であることがわかった。ターゲット周囲に設置する中性子輸送管、ビームシャッター等の構造の具体化に伴って、今後さらに遮蔽の検討を進める必要があるため、今回得られた結果は暫定値であり、鉄及びコンクリート遮蔽の厚さの配分については最適化の余地がある。また、陽子加速器加速管周りの遮蔽評価、スカイシャインを考慮した事業所境界での線量当量評価、空気、地下水等の放射化などの項目についての評価を行い、これらの寄与を総合して最終的な遮蔽構造を決定しなければならない。

参考文献

- (1) Belyakov-Bodin, V.I., Andreev, A. M., Dubinsky V.D., Chuvilo I.V., Sherstnev, V.A.; *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*335, 30 (1993).
- (2) Belyakov-Bodin, V.I., Dubinsky V.D., Kazaritskii, V.D., Povarov, A.L., Chuvilo I.V., Sherstnev, V.A., Ado, Yu. M.; *Atomnaya Energiya* 70, 339 (1991).

- (3) Belyakov-Bodin, V.I., Andreev, A. M., Dubinsky V.D., Chuvilo I.V., Sherstnev, V.A.: *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*295, 140 (1990).
- (4) Nakahara, Y., and Tsutsui T.: NMTC/JAERI A Code System for High Energy Nuclear Reactions and Nucleon-Meson Transport Code, *JAERI-M* 82-198, (1982). [in Japanese].
- (5) Briesmeister, J.F. (Ed.): MCNP A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A, *LA-12625* (1993).
- (6) Baba, H.: *Nucl. Phys. A*159, 625 (1970).
- (7) Shibata, K., Nakagawa, T., Asami, T., Fukahori, T., Narita, T., Chiba, S., Mizumoto, M., Hasegawa, A., Kikuchi, Y., Nakajima, Y., and Igarasi, S.: Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3 -JENDL-3-, *JAERI* 1319. (1990), Nakagawa, T., Shibata, K., Chiba, S., Fukahori, T., Nakajima, Y., Kikuchi, Y., Kawano T., Kanda, Y., Ohsawa, T., Matsunobu, H., Kawai, M., Zukeran, A., Watanabe, T., Igarasi, S., Kosako, K., and Asami , T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 1259 (1995).
- (8) Kosako, K., Maekawa, F., Oyama, Y., Uno, Y., Maekawa, H.: FSXLIB-J3R2 : A Continuous Energy Cross Section Library for MCNP Based on JENDL-3.2, *JAERI-Data/Code* 94-020 (1994)
- (9) Moyer, B.J.: Proc. 1st Int. Conf. Shielding around High Energy Accelerators, Presses Universitaires de France, Paris, p65 (1962).
- (10) Ban, S., et al.,: *Nucl. Instr. Meth.* 174, 271 (1980).
- (11) Stevenson, G.R., Lin, L.K., Thomas, R.H.: *Health Phys.* 43, 13 (1982), Kin, L., K., Stevenson, G.R., Thomas, R.H., Thomas, S.V.: *Health Phys.* 46, 674 (1984), Thomas, R.H., Thomas, S.V.: *Health Phys.* 46, 954 (1984).
- (12) Kotegawa, H., Tanaka, S., Sakamoto, Y., Nakane, Y., Nakashima, H.: Neutron Photon Multigroup Cross Sections for Neutron energies up to 400 MeV: HILO86R -Revision of HILO86 Library -, *JAERI-M* 93-020 (1993).

表1 核破碎中性子源施設の遮蔽構造例

施 設 名	陽子ビーム及びターゲット	遮蔽体構造
高エネルギー物理学 研究所 (KENS)	500 MeV, ~6 μ A (3 kW) 劣化ウラン	鉄 (1.2 m) + 重コンクリート (2.4 m)
ラザフォード・アブル トン研究所 (ISIS)	800 MeV, 200 μ A (160 kW) 劣化ウラン／タンタル	鉄 (2 m) + 普通コンクリート (2.4 m)
アルゴンヌ研究所 (IPNS 増強計画)	2.2 GeV, 455 μ A (1 MW) タンタル	鉄 (5.5 m) + 普通コンクリート (1 m)

表2 Moyer モデルに用いられるパラメータ

種 類	線源強度 (H_0) rem cm ² /hr/(GeV/sec)	角 度 (b) sr ⁻¹	減弱距離 (λ) g/cm ²
KEK のパラメータ	3.2x10 ⁻⁴	2.5	143 (普通コン)
			163 (重コン)
			188 (鉄)
CERN のパラメータ	5.9x10 ⁻⁴	2.3	117 (普通コン)
			124 (重コン)
			144 (鉄)

表3 線量当量評価結果

評価手法	中性子	線源強度	線量当量率 (μ Sv/hr)	
			鉄 (5.3 m)	鉄 (4 m) + 普通コン (1 m)
Sn 計算	熱中性子～ 15 MeV	34 (n/proton)	140	1.9
	15 MeV～ 1.5 GeV	2.3 (n/proton)	13	1.3
合 計			153	3.2
Moyer モデル	—	1.5 GeV, 1mA	0.02 (CERN のパラメータ)	
		陽子	3.5 (KEK のパラメータ)	

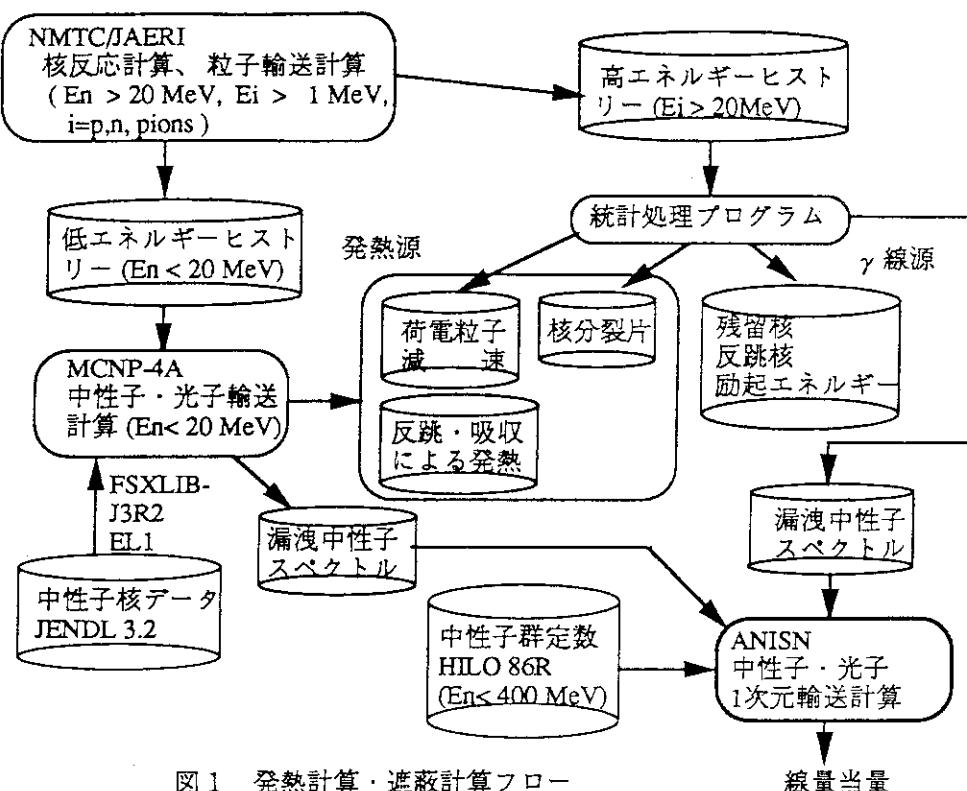


図1 発熱計算・遮蔽計算フロー

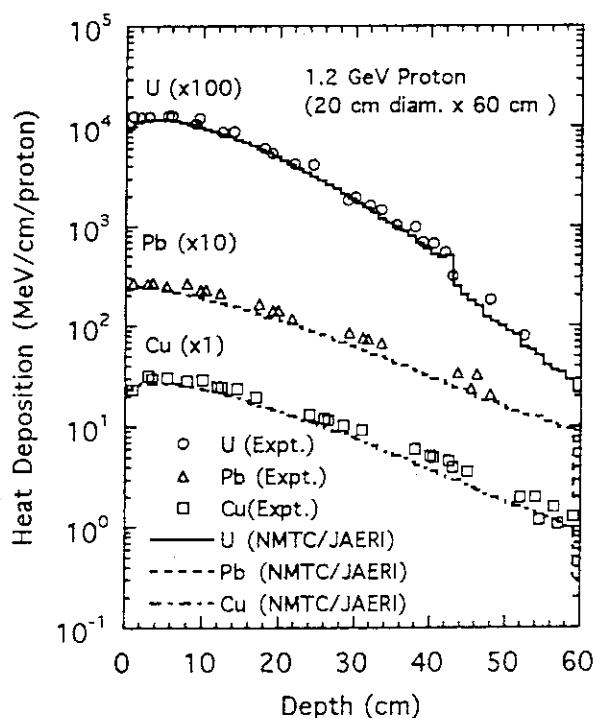


図2 1.2 GeV 陽子を直径 20 cm、長さ 60 cm の
Cu, Pb, 及び U ターゲットに入射した場合の発熱
分布
○、△、□は実験値、実線、点線及び一点鎖線は
NMTC/JAERI-MCNP-4A コードによる計算値

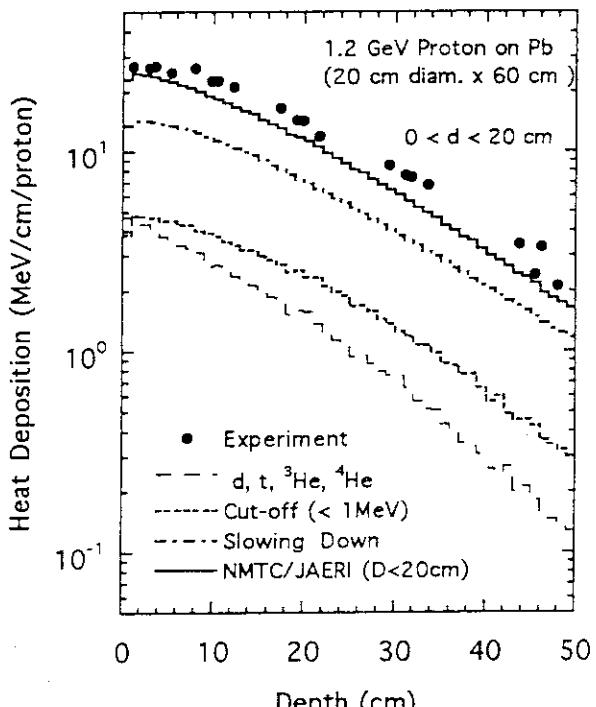


図3 1.2 GeV 陽子を直径 20 cm、長さ 60 cm の
Pb ターゲットに入射した場合の直径 2 cm, 5 cm,
10 cm, 及び 20 cm 内の発熱分布
×、◆、△、●は実験値、破線、一点鎖線、点
線、実線はNMTC/JAERI-MCNP-4A コードによる
計算値

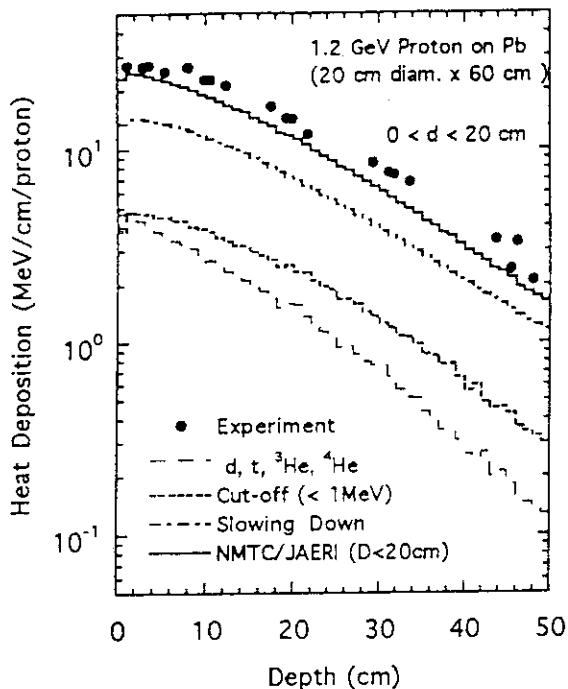


図4 1.2 GeV 陽子を直径 20 cm、長さ 60 cm の Pb ターゲットに入射した場合の発熱分布における発熱源の成分別の寄与

●は実験値、破線、点線、一点鎖線、実線は重陽子等の軽い粒子の寄与、切断エネルギー以下の粒子の寄与、粒子の減速による寄与及び全発熱量

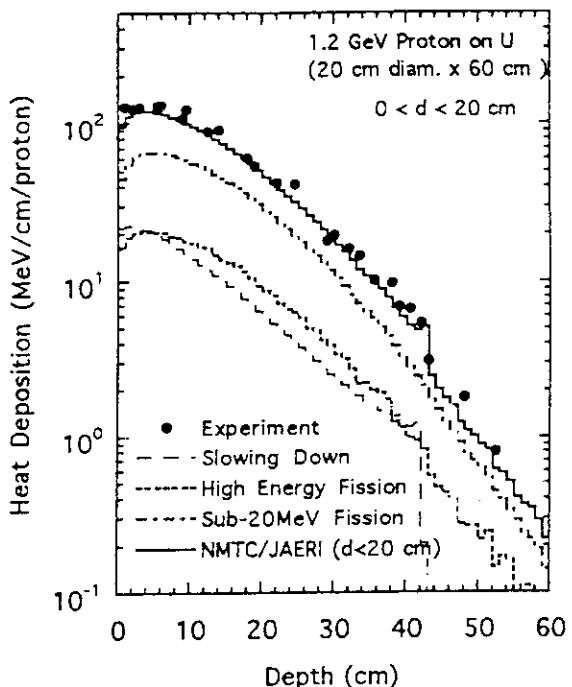


図5 1.2 GeV 陽子を直径 20 cm、長さ 60 cm の U ターゲットに入射した場合の発熱分布における発熱源の成分別の寄与

●は実験値、破線、点線、一点鎖線、実線は粒子の減速による寄与、20 MeV 以上の核分裂の寄与、20 MeV 以下の核分裂の寄与及び全発熱量

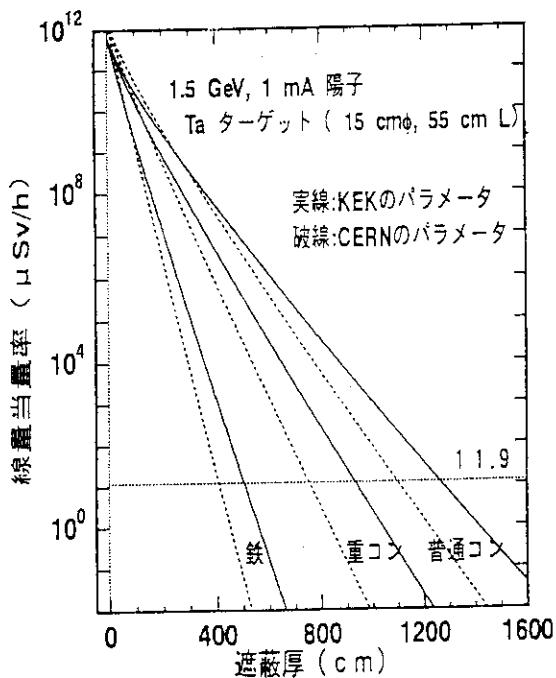


図6 1.5 GeV 陽子を直径 15 cm、長さ 55 cm の Ta ターゲットに入射した場合、Moyer モデルで評価した、鉄、重コン、普通コンの厚さに対する発生中性子による線量当量率の変化

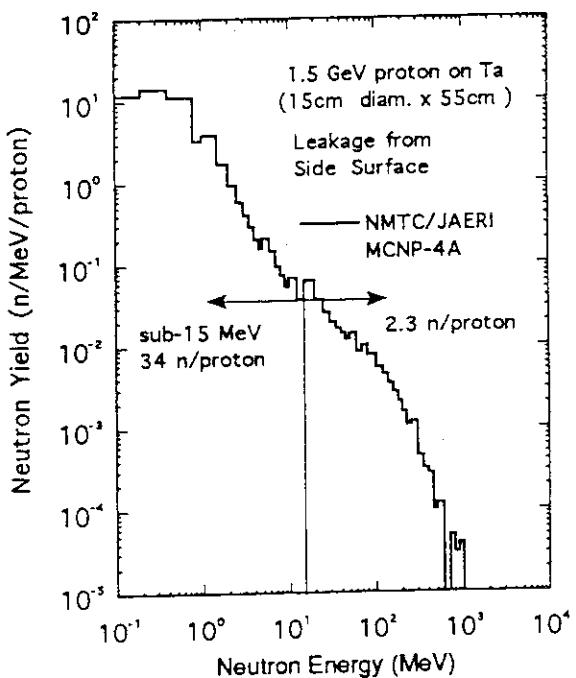


図7 1.5 GeV 陽子を直径 15 cm、長さ 55 cm の Ta ターゲットに入射した場合、側面から漏洩する中性子のエネルギースペクトル計算値

5.2 ターゲット冷却限界の検討

日野竜太郎、羽賀勝洋、高瀬和之、高田 弘^(*)、数土幸夫

日本原子力研究所 東海研究所 高温工学部、(*)原子炉工学部

Our target group which was organized for developing neutron facilities with a high-intensity proton accelerator of 1.5GeV and 1mA/10mA has made a developing plan including R&D of key components, out-of-pile test of the system, conceptual and detailed design activities. Along the plan, we have investigated heat removal performance of a solid and a liquid-metal targets, which is one of key issues in the target system. In this paper, we introduce the developing plan, calculation results to comprehend thermal and hydraulic performance needed to the target, and problems obtained through calculation results. Coolant velocity range required to be below 200 °C of plate temperature was showed using a model of conventional transverse cooled plate as the solid target, water and helium gas coolant and tantalum plate. Temperature rise in the liquid-metal target of Hg under 10mA proton beam injection and pressure loss in a pipe line were also showed.

1. はじめに

原研では、核物理、材料物性などの分野のさらなる発展を目指して、1.5GeV、10mA級（熱出力15MW）の大強度陽子加速器要素技術の開発を進めてきた。この成果を踏まえて、平成7年10月にターゲットグループを設立して高エネルギーの中性子を発生させるターゲットシステムの検討を開始した。ターゲットグループでは、大強度陽子加速器の開発方針（1.5GeV、1mA（第Ⅰ期）/10mA（第Ⅱ期））を基にして、熱・冷中性子利用施設用ターゲットシステムを最初の検討対象とした。本報告では、ターゲットの技術課題と開発計画（案）について述べ、開発計画に沿って進めているターゲットの冷却等に関するこれまでの検討結果と今後の進め方等について述べる。

2. ターゲット開発の現状と技術課題

MW規模の熱・冷中性子利用施設用ターゲットシステムについては、概念設計検討が以下のように実施されている。

- ・ 1 MWシステム：アルゴンヌ国立研究所(米)⁽¹⁾、ロスアラモス国立研究所(米)⁽²⁾
- ・ 5 MWシステム：ESS（ヨーロッパ共同体）⁽³⁾、ブルックヘブン国立研究所(米)⁽⁴⁾

上記の設計検討では、核発熱量が極めて大きいため、耐久性と除熱に最適なターゲット構造及び減速材の確立が重要な課題となっている。ターゲットとして固体水冷却方式、液体金属方式などが検討されているが、保守交換技術の他、以下の主要な技術課題がある。

- ・ 固体水冷却ターゲットはISIS（英）等の運転データを基に設計評価を行っているが、流量

配分、流動不安定現象（キャビテーション、流体誘起振動、沸騰）、ターゲット板の熱衝撃、水素脆化等の熱流動の課題及び構造健全性に限界がある。

- ・液体金属（鉛、水銀等）ターゲットが大型システムの有力候補に挙げられているが、伝熱流動特性の解明、耐腐食性材料の検討・開発、液体金属ループ用機器（ポンプ、流量計、熱交換器、精製系、配管等）の開発、流体振動、漏洩等の異常診断とループの安全確保技術の開発等を要する。
- ・減速材については超低温流体（液体メタン、液体水素）等が使用されているが、超低温流体ループ用機器（ポンプ、流量計、熱交換器、精製系、配管等）、流体振動、漏洩等の異常診断とループの安全確保技術の開発・改良等を要する。

3. ターゲット開発計画（案）

3. 1 考え方・方針

上述した技術課題を踏まえ、ターゲットグループでは次の点を前提として開発計画（案）を策定した。

- ・ターゲットシステムの設計に必要な技術、知見は可能な限り原研で取得・蓄積する。これを通して技術基盤を確立し、また、人員の育成をはかり、実機の運転に備える。
- ・内外の研究機関との協力をはかり、先端的な技術、知識を設計に反映する。

策定した開発計画（案）を表1に示す。解析評価では、まず、ターゲット構造の概念検討を基にして核計算を行い、得られた発熱量を基にして冷却特性、構造・強度計算を行う。この過程を繰り返して減速材を含むターゲット構造の最適化を進める。並行して、誘導放射能等の遮蔽計算を行い、遮蔽体構造の最適化をはかる。これらの解析評価に必要なデータ、知見は、固体／液体金属ターゲット及び減速材の熱流動、ターゲット材料の健全性、遮蔽等の基礎試験を通して取得する。

上記の解析評価と基礎試験を基にしてシステムの設計を行う。システムの設計に当たっては、利用者側の要求（ビームポート数等）を的確に反映し、かつ、既存の法令等の適用基準を基にした安全機能要求条件、安全論理等の安全設計、事故事象等の選定と安全解析・評価を行う。機器及びシステムは実規模モデルあるいは部分モデルによる炉外実証試験でその性能を確認する。炉外実証試験、解析評価、基礎試験、安全設計等の成果を基にして安全評価を行い、適用基準の新たな策定などを経て、実機の製作へと進む。なお、表1には重要と考えられる項目を列挙してあるが、全ての検討・開発を原研で行うものではなく、今後、的を絞って検討・開発を進めていく。

3. 2 主要なR & D項目

表1の計画の中で主要なR & Dの概要を以下に述べる。

(1) 解析評価

1) 核計算

ターゲット核特性の系統的評価とコードの改良を行い、加速器電流等をパラメータにした核計算を固体ターゲット、液体金属ターゲットについて行い、レファレンスターゲットを確立する。この後、予備検討、概念設計のためにターゲットシステム（ターゲット+減

速材+反射体+遮蔽体)の核計算を行う。

2) 热流动及び構造強度解析

核計算で得られた固体水冷却ターゲット、液体金属ターゲット内の核発熱量を基にし、热流动解析コードを用いて、沸騰開始条件、キャビテーションの発生条件、流量配分特性(固体ターゲット)、圧力波、流体振動の発生条件(液体金属ターゲット)等を調べ、除熱限界を把握する。さらに、热流动解析結果を基にして、構造解析コードを用いて、固体ターゲットの热応力、変形、热衝撃による破断限界を解析する。

3) 遮蔽計算

ターゲットからの2次放射線、建屋内外線量率、敷地境界線量率等の計算と評価を行い、遮蔽体、ビームシャッター等の構造を検討し、敷地境界における放射線量を評価する。この後、加速器運転中／停止後のターゲットの誘導放射能の計算と評価、ターゲット周辺機器、構造材、遮蔽材、空気、冷却水及び土壤の放射化量の計算と評価、ターゲット及び周辺機器取り扱い時の遮蔽計算、管理区域及び環境へ放出される放射能量の計算・評価等を行う。

(2) 基礎試験

1) 固体ターゲット熱流动試験

固体水冷却ターゲットの除熱性能と構造健全性の向上を目指して、突起等による伝熱促進(高熱流束除去)、さらに、高速流動時の流量配分の最適化と流動不安定現象(キャビテーション、流体誘起振動)の回避、ステップ状加熱・冷却によるターゲット板の熱衝撃特性についての試験を行う。

2) 液体金属ターゲットの熱流动試験

液体金属ターゲットとして候補に上がっている水銀、鉛等の伝熱流动特性を解明し、構造健全性に重要なステップ状加熱・冷却(陽子ビーム入射／遮断模擬)による圧力波の発生特性について調べ、さらに、液体金属ループ及び機器についてループの運転制御と異常診断、機器健全性等の技術及びデータを取得蓄積してループ構成・機器の設計に反映する。

3) 減速材熱流动試験

減速材用超低温流体(液体メタン、液体水素)の熱流动特性基礎データを取得するため、液体単相流动特性、気化による二相流発生条件と流动特性等の試験を行い、また、圧力変動の緩和と放熱防止対策、超低温ループの運転制御と異常診断、機器健全性等の技術及びデータを取得蓄積してループ構成・機器の設計に反映する。

4) ターゲット材料の健全性試験

タンタル、タンクスチール等の固体ターゲット材料について、熱衝撃を含む高温強度／クリープ特性試験を行う。さらに、JRR-3、IMTR等で中性子照射を行い、照射後の強度／クリープ特性等について調べる。

5) 遮蔽実験

大強度陽子加速器施設における中間及び高エネルギー中性子の遮蔽設計に用いる計算手法の精度を評価するために、TIARA(高崎研究所)の20～90MeV準単色中性子による各種断面積データの測定、遮蔽実験、荷電粒子入射時の2次放射線強度の測定や、さらに高エネ

ルギーの加速器による遮蔽実験を行う。

(3) 設 計

ターゲットシステムの設計では、まず、設計計画、システム・機器の設計条件及び基本設計方針を策定し、概念検討を行う。概念検討では、ターゲット構造、減速材、遮蔽体／反射体構造、ビームシャッター、遠隔保守機器等の設計検討、冷却系、電源系、計装系、システム配置等の系統及びそれらの配置の検討、さらに安全評価の検討を行う。この成果を基にして予備検討を行う。予備検討の成果並びに解析、基礎試験の成果を踏まえて概念設計、詳細設計へと進む。

(4) ターゲットシステムの炉外実証試験

炉外実証試験では、概念設計及び詳細設計の成果を基にしてターゲット+減速材+遮蔽体+反射体等の実規模モデル（一部は部分モデル）を製作してそれらの製作性を確認し、熱流動、構造を実証する機器構造実証試験を行う。併せて、遠隔保守機器による分解保守・組立性、遠隔保守機器及びビームポートシャッターの駆動信頼性等の実証試験を行う。

4. 冷却限界の検討

2. で述べたR & Dの前段階として、ターゲットの成立性に重要な影響を与える陽子ビーム入射時に発生する高密度の熱の除去について、タンタル(Ta)、水銀をターゲット材とする場合のターゲットの冷却特性、圧力損失などの検討を行った。タンタル、水銀についてはターゲット材として世界的に検討及び開発が進められている⁽⁵⁾。以下に検討結果と今後の進め方等について述べる。

4. 1 水冷却方式 T a ターゲット

(1) 1.5GeV, 1mAの場合

図1に検討に用いたターゲットの概要を示す。これはISIS等の固体ターゲットの形状をベースにしたもので、直径16cm、厚さ5.6mmのTaターゲット板を1.5mm間隔で軸方向に49枚重ね、1.5mmのギャップに冷却水を流動させる構造である。この構造のターゲットに1.5GeV、1mAの陽子ビームを半値幅2cmで入射したときの核発熱計算を行った。図2にターゲットの発熱密度分布から算出したターゲット板の表面熱流束分布を示す。熱流束分布は、中心から1cm以内、1~2cmの範囲と半径1cm毎に同心円上に区切った領域について軸方向の分布、並びに径方向の分布を示してある。核計算から、ターゲットでの総発熱量は0.43MW、最高熱流束は中心部で発生し、12MW/m²であることが示された。

図3に2MPa、50℃の軽水を流速を変えて供給したときのターゲット表面温度及び中心温度の計算結果を示す。熱伝達率はDittus-Boelter(D-B)の式を用いた。ターゲットの耐久性を確保するため、ISIS等の運転経験から中心温度を200℃以下にするのがよいとされている。そこで、中心温度200℃を温度の上限値とすると、19m/s(レイノルズ数Re=57000)以上の流速で12MW/m²までの熱流束の除熱が可能である。熱伝達率をD-B式の2倍にすると、さらに低流速の6m/sで12MW/m²の除熱が可能である。このとき、表面温度は1MPaの飽和温度(179℃)以下であり、圧力損失を考慮しても沸騰を生じる可能性はない。現在、ターゲット発熱分布と水流動の関係、と

くに、流れのはく離や助走区間がターゲット温度に及ぼす影響を調べるために乱流熱伝達コードを用いて熱流動解析を進めている。今後、熱流動解析とともに(3)で述べる構造解析を行い、また、熱伝達のさらなる向上を目指した高熱流束除去実験を行い、これらの成果を基にしてターゲットの構造と冷却条件を決定する。

(2) 1.5GeV、10mAの場合

陽子電流を10mAまで高めた場合、ターゲット内の発熱密度は10倍増加し、総発熱量は4.3MWになる。このとき、表面熱流束はターゲット厚さが5.6mmの場合は最高120MW/m²になるが、ターゲット厚さを薄くしてターゲット板の発熱量を低下させることにより表面熱流束を低減させることができる。そこで、ISIS等のターゲット厚さと同じ程度の2mmにすると、最高熱流束は約43MW/m²まで低減できる。この条件で熱伝達率をD-B式よりも2倍高めた場合、40m/sの流速で中心温度は520°C(図3参照)であり、流速を100m/sにしても中心温度は430°C程度までしか低下しない。熱伝達率をD-B式よりも3倍高めても、流速が100m/sにおいて中心温度は410°C程度であり、それほど温度は低下しない。このことから中心温度200°Cという制限の下では陽子電流10mAにおける固体水冷却ターゲットは極めて難しい。

(3) 解析

上記の検討は、陽子ビームが連続的に入射する場合を想定しているが、パルス的に入射する場合のターゲット板の温度上昇を把握するための予備解析を行った。解析では、初期温度50°C、発熱密度は図2の基になった値(1.5GeV、1mA)を使用した。5msのパルスが10Hzで入射するときの温度上昇の計算結果を図4に示す。図には中心から1、2、3cmの位置における温度を示してある。また、解析ではターゲット板からの熱伝達がない断熱条件を与えた。図に見られるようにビーム中心に近い1cmの位置における1パルス毎の温度上昇は約0.7°Cであり、融点まで急激に温度が上昇することはない。また、入力時に温度が急上昇してもパルス休止期間中に周囲への熱伝導で温度が低下している。しかし、中心から3cmの位置における温度は、発熱量が小さいために温度の上昇も小さく、中心付近からの熱が熱伝導で移動してパルス休止期間中に温度がゆるやかに上昇する傾向にある。現在、表面での熱伝達条件を与えた場合の温度上昇とそのときの熱応力分布、変位の構造強度解析を進めている。今後、陽子電流を変えて構造強度及び熱衝撃の計算を行い、これを基にして構造強度の観点から固体ターゲットの成立性を検討する。

4. 2 ヘリウムガス冷却方式タンタルターゲット

4.1では水冷却方式について述べたが、冷却材にヘリウムガスを用いる場合について検討した。ヘリウムガスは中性子吸収能がないため、冷却材として最適である。検討に際しては、Taターゲット厚さを図1の5.6mmから2mmに薄くして1枚当たりのターゲット板の発熱量を低減させた。これにより、1.5GeV、1mAの場合、最高表面熱流束は4.3MW/m²まで低減する。

図5に2MPa、50°Cのヘリウムガスを供給したときのターゲット表面温度及び中心温度の計算結果を示す。熱伝達率をD-Bの式で評価した場合、500m/sでも中心温度は280°Cであるが、熱伝達率をD-B式の2倍に高めると400m/s以上の流速で中心温度は200°C以下になる。なお、このときの音速は約1200m/sである。ヘリウムガス冷却方式については、今後、構造解析と熱流動解析を行い、ヘリウムガス冷却方式の成立性を検討する。

4. 3 水銀ターゲット

前述したように陽子電流が10mAでは水冷却は厳しいので、ターゲット材として水銀を用いる場合について検討した。図6にターゲットの発熱密度の分布を示す。発熱密度分布は、陽子ビームを半値幅2cmで直径10cm、全長51cmの水銀ターゲットに入射したときの核発熱計算から求めたものである。図の左側は、中心から1cm以内、1~2cmの範囲と半径1cm毎に同心円上に区切った領域の軸方向の発熱密度分布、右側は各軸方向位置(A, B, C)における半径方向の分布を表す。核発熱計算から、ターゲットでの総発熱量は5MW、陽子ビームが入射する付近の中心部で最高31kW/cm³の発熱密度のあることが示された。

この発熱密度分布の計算結果を用いて、ターゲット内の水銀温度を流速をパラメータにして計算した結果を図7に示す。このとき入口温度を50°Cとした。また、図8には流速を変えたときの配管内での圧力損失を計算した結果を示す。摩擦損失係数は、水銀が低粘性であること及び容器・配管の表面粗さを考慮して0.02とし、配管は曲がり等のない水平な直管とした。図7より流速が大きくなるほどターゲット出口温度は低下するが、図8に見られるように圧力損失は逆に増大する。1m/sではターゲット出口温度は約400°Cと大気圧条件での沸点(357°C)を超え、沸騰を生じる可能性がある。3m/sに流速を高めるとターゲット出口温度は約170°Cとなり、40m長の圧力損失は9kg/cm²である。さらに8m/sまで流速を高めるとターゲット出口温度は約90°Cまで低下し、40m長の圧力損失は35kg/cm²と大きく増大する。液体金属用電磁ポンプは吐出圧力が20kg/cm²程度までの設計が行われているが、高流速では流体の慣性が大きくなり流体誘起振動が発生しやすくなること、また、エロージョンが促進されることなどから流速はできるだけ低い方が望ましい。

今後、ターゲット内での温度上昇と沸騰開始条件、圧力損失と流体誘起振動の発生、エロージョンなどを考慮して、水銀の流速をさらに検討する。また、陽子ビームがパルス状に入射する時の温度変動特性とそれに伴う圧力変動特性を解析してターゲット容器の構造強度を検討する。現在、検討のデータベースとなる水銀、鉛等の熱物性値を収集・整備するとともに、ターゲット構造材との共存性の調査を進めており、併せて液体金属流動ループの構成と機器構造等について検討している。

5. 結 言

本報告では、ターゲットグループで作成した熱・冷中性子利用施設用ターゲットシステムの開発計画(案)を紹介し、計画に記したR&Dの前段階として、ターゲットの成立性に重要な影響を与える高密度の熱の除去特性について、タンタル(Ta)、水銀(Hg)をターゲット材とする場合の予備検討結果及び今後の進め方について述べた。

Taターゲットについては、1.5GeV, 1mAの陽子ビーム条件下で水冷却及びヘリウムガス冷却時のターゲット温度を計算し、中心温度を200°C以下にするための流速範囲を示した。今後、構造強度及び熱衝撃の計算、熱流動解析、高熱流束除去実験を行い、これらの成果を基にして固体ターゲットの成立性をさらに検討する。

陽子電流が10mAについては水銀ターゲットの出口温度と圧力損失を計算した。水銀流速は、ターゲット内での温度上昇と沸騰開始条件、圧力損失と流体誘起振動の発生、エロージョンなどを考慮してさらに検討し、また、陽子ビームのパルス入射時の温度・圧力変動特性と構造強

度の検討を併せて進める。

上記の検討を含めて大強度陽子加速器用ターゲットの開発に当たっては、内外の研究機関、大学、メーカーと協力して進めていきたい。

参考文献

- (1) IPNS Upgrade-A Feasibility Study, ANL-95/13(1995).
- (2) R. Pynn and D. Weinacht, ICANS-XIII, pp.798(1995).
- (3) I. S. K. Gardner, H. Lengeler and G. H. Rees (Editors) : Outline Design of the European Spallation Neutron Source, ESS/PI/95(1995).
- (4) 5MW Pulsed Spallation Neutron Source-Preconceptual Design Study, BNL 60678(1994).
- (5) H. Lengeler, ICANS-XIII, pp.819(1995).

表1 ターゲットの開発計画（案）

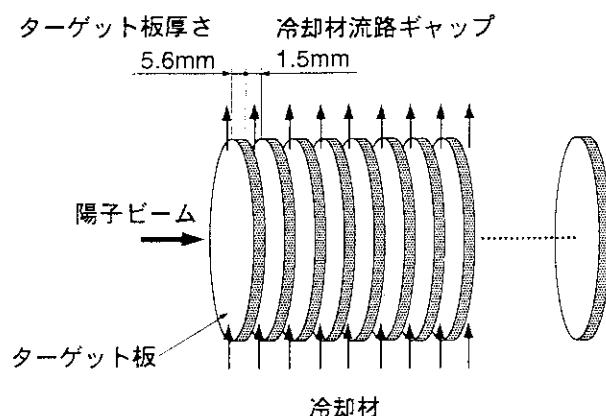
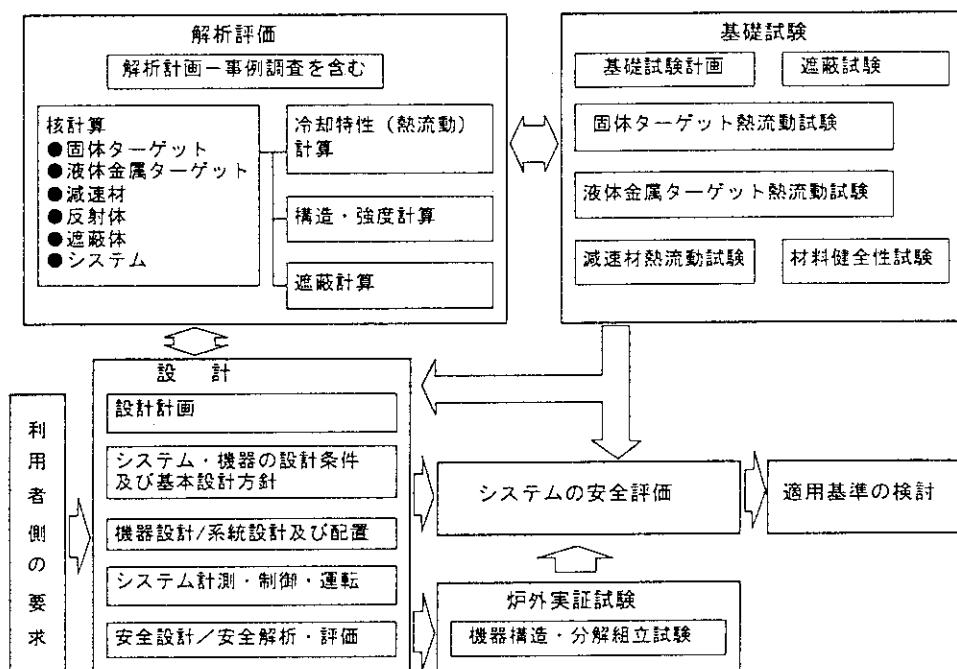


図1 検討に用いたターゲットの概要

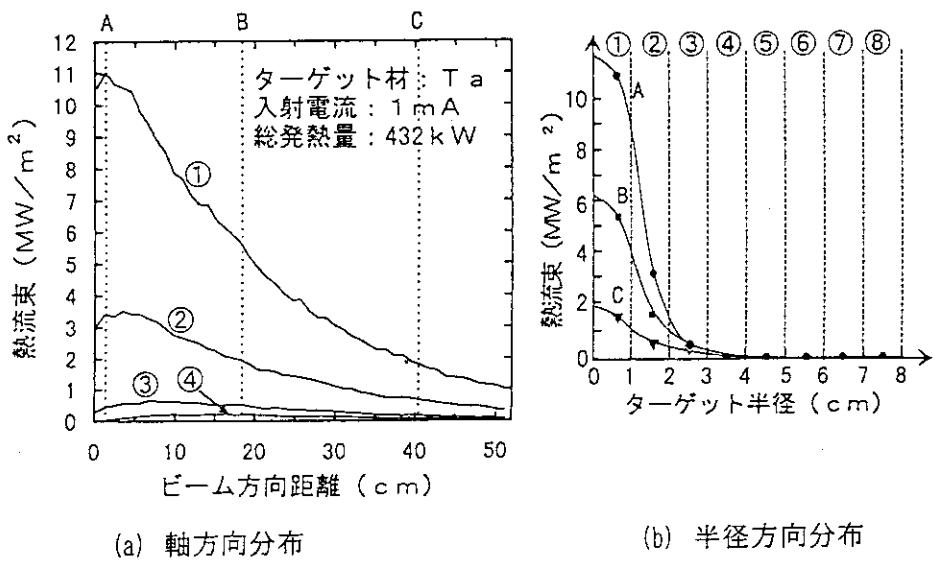


図2 Taターゲットの表面熱流束分布

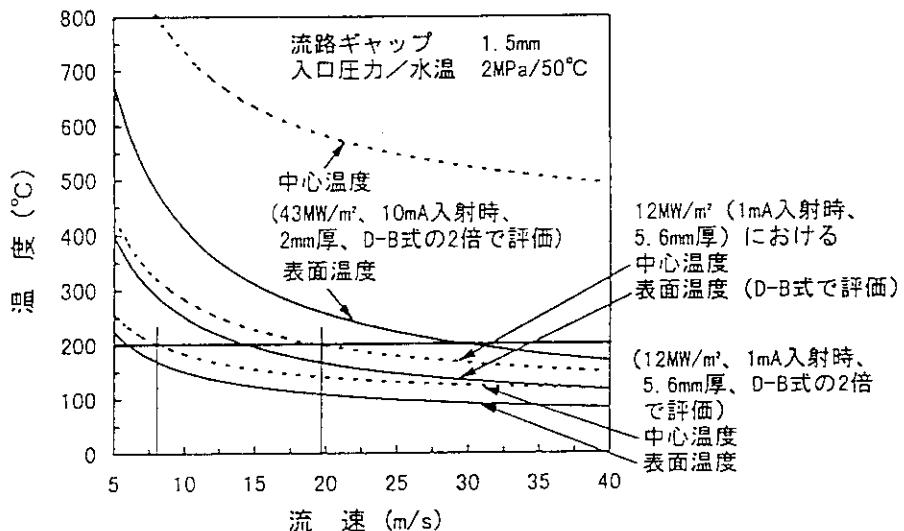


図3 Taターゲットの除熱限界（水冷却）

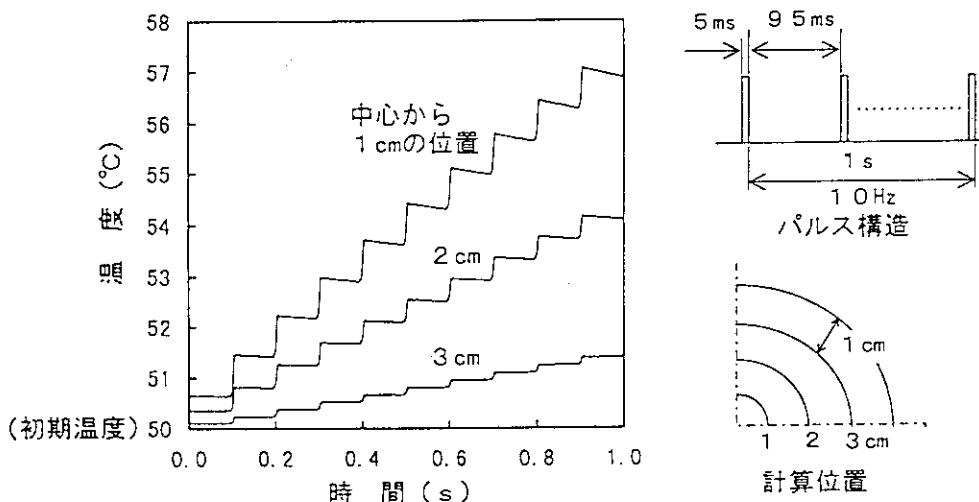


図4 パルス入力時のTaターゲットの温度変化

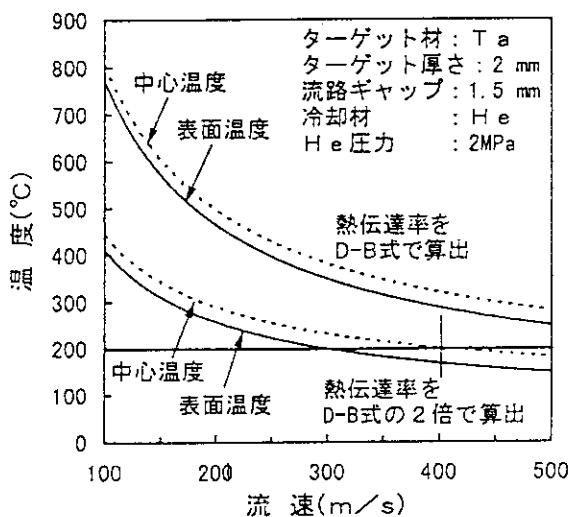


図5 Taターゲットの除熱限界（ヘリウムガス冷却）

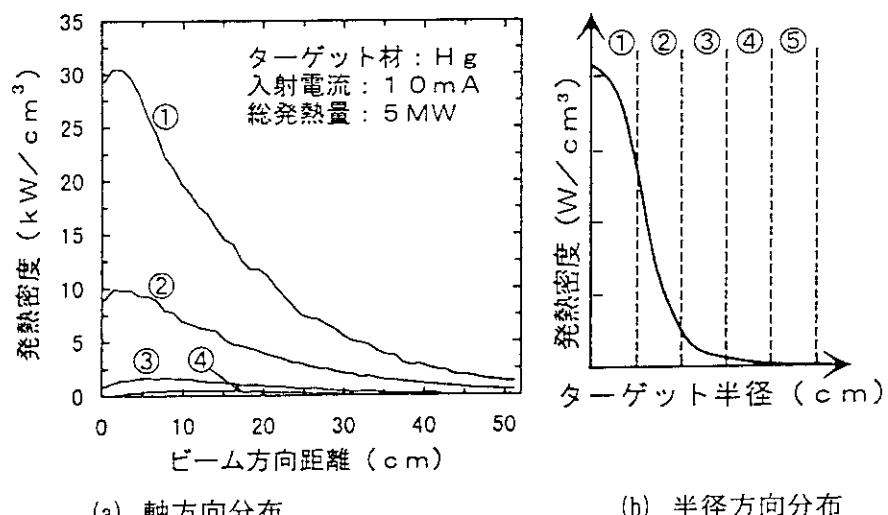


図6 Hgターゲットの発熱量分布

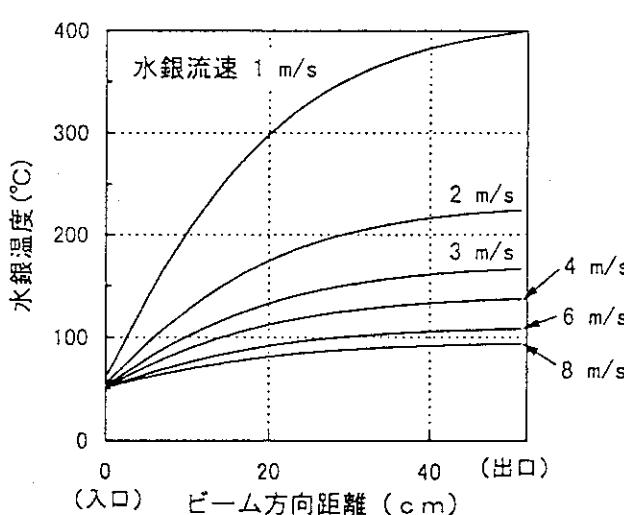


図7 Hgターゲットの温度上昇

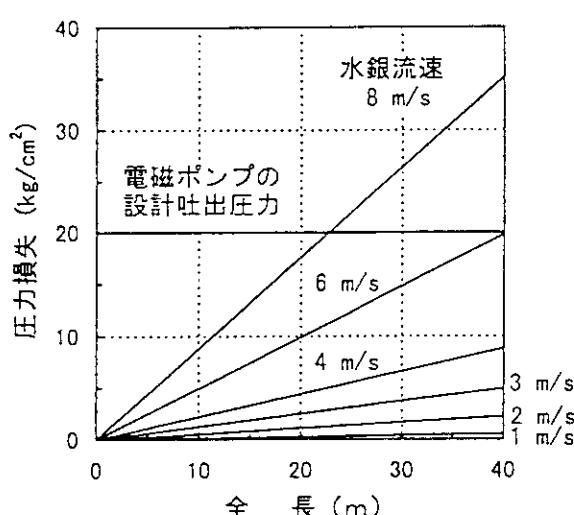


図8 Hgターゲットの圧力損失

6. 材料照射

6.1 材料照射施設の概要

野田 健治、大山 幸夫

日本原子力研究所

A materials irradiation facility has been conceived in the Neutron Science Research Center Program at JAERI. The neutron irradiation field of the facility is characterized by high flux of spallation neutrons with very wide energy range up to several MeV, good accessibility to the irradiation field, good controllability of irradiation conditions, etc. Extensive use of such a materials irradiation facility is expected for various kinds of materials irradiation researches in wide materials research fields from basic materials science to materials research and development for nuclear energy systems. In this paper, outline concept of the materials irradiation facility, characteristics of the irradiation field and materials researches expected for the facility are described.

1. はじめに

原研において、大強度陽子加速器を用いる核破碎反応より発生する中性子を利用した材料照射施設構想が「中性子科学研究計画」構想の一環として提案されている。上記施設は、数百MeVのエネルギーに及ぶ極めて幅広い中性子スペクトルをもつ核破碎中性子を加速器の大電流化により極めて高い中性子束レベルで発生できる特徴を備えている他、照射場への接近性が良いこと、中性子発生条件の制御性が良いこと等の材料照射施設としての優れた特性を有している。従って、この材料照射施設は材料照射損傷基礎研究等の材料基礎科学から原子力システム材料の研究開発までの幅広い材料照射研究に使用されることが期待される。ここでは、上記施設の概要（施設の構成概念、照射場の特徴等）及び予想される主な研究課題について述べる。

2. 施設の概要

2. 1. 施設構成

材料照射施設では、大強度陽子加速器（第1期：1.5 GeV、1 mA、パルス運転、第2期：1.5GeV、10mA、連続波(CW)運転）により加速した陽子ビームを核破碎用の金属ターゲット（W、Pb等）に導き、核破碎中性子を多量に発生させ、種々の材料照射研究を行う。このため、材料照射施設は中性子発生用の金属ターゲット及び照射試験のための照射セル等を配置するターゲット室、ターゲットアセンブリー保守用ホットセル、テストアセンブリー及び照射キャップセルの解体・組立て等を行うホットセル、ホット計測室、ターゲット貯蔵室、テストアセンブリー及び照射済キャップセル等貯蔵室、計測・実験制御室、モックアップ試験室、試料準備室等から構成される。

ターゲット室はターゲット・照射セルを鉄遮蔽体で取り囲んだものとなると想定される。（図1）照射セルを必要最小限の大きさにし、遮蔽体の大きさ及び放射化等を極力抑える。テストアセンブリー（遮蔽プラグの先端に照射キャップセルが取り付けられる）の交換が容易で、計装照射及びその場実験のための各種計装・制御装置へのアクセスが

良い必要がある。テストアセンブリーは遠隔操作でテストセルから上部へ引き上げ、テストアセンブリー及び照射キャップセル解体・組立て用ホットセルで遠隔操作にて、テストアセンブリー及び照射キャップセルの解体が行われる。照射キャップセルの装荷については、キャップセルのテストアセンブリーへの組込みをホットセルで行い、遠隔操作でテストセルへ装荷される。また、計装照射及びその場実験のための各種計装・制御は計測・実験制御室及びホット計測室で行われる。

2. 2. 中性子照射場の特徴

中性子照射場特性は核破碎用のターゲット設計及びその周囲の配置等により異なるが、ここでは、Pbターゲット（直径;10cm、長さ;100cm）に1mAの陽子ビーム（ビームス波長;2cm）を入射させた場合について評価した結果を紹介する。

(1) 中性子エネルギースペクトル

高エネルギー陽子による核破碎によって生成する中性子のエネルギースペクトルはターゲットの種類により多少異なるが、d-T反応や重陽子ーリチウム（d-Li）ストリピング反応を利用する加速器型中性子源の中性子スペクトルに比べ、そのエネルギー幅が広く、高エネルギー部は数百MeVにまで及ぶが、平均エネルギーは比較的低く、数MeV程度以下である。図2にPbターゲットに1.5GeVの陽子ビームを入射した場合の中性子スペクトルを示す。スペクトルのエネルギー幅は極めて広いが、そのピークエネルギーは1MeV程度であり、材料照射試験に必要な中性子束という観点では、高速炉の中性子スペクトルを少し硬くしたスペクトルである。また、図3に核破碎中性子源の中性子スペクトルと回転ターゲット型d-T中性子源（FNS）、混合スペクトル原子炉（JMTR）及びd-Li反応中性子源(IFMIF)の中性子スペクトルの比較を示す。

核破碎中性子源では、発生する中性子以外に高エネルギー中性子との反応で生成する陽子、ミューオン等の2次粒子、 γ 線が発生する。また、高中性子束領域では減速した1次陽子が混入してくる。従って、その影響について考慮をする必要があるが、これらの陽子や γ 線の線束は図2に示すように中性子に比べ桁違いに低い。

(2) 中性子束

核破碎中性子源の特徴は他の加速器型中性子源に比べ、中性子発生効率が高いことである。Pbターゲットに1.5GeV、1mAの陽子ビームを入射した場合の中性子束分布とその中性子照射場における鉄試料中の弾き出し損傷率(dpa/y)を各々図4及び図5に示す。中性子束の高い領域はターゲットの軸方向（ビーム方向）に沿ってビーム入射面に近い領域であり、中性子束が $2 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ 及び $10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ の試験体積は各々約2リットル及び約20リットルである。また、弾き出し損傷量については、5dpa/y及び2dpa/yの試験体積が各々約2リットル及び約20リットルである。

ビーム電流を10mAとし、その他のビーム条件及びターゲット条件を同一にした場合、中性子発生量が10倍となるので、中性子束が $2 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ 及び $10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ の試験体積は各々約2リットル及び約20リットルであり、弾き出し損傷量については、50dpa/y及び20dpa/yの試験体積が各々約2リットル及び約20リットルとなる。また、さらにターゲット径を細くすれば1次陽子の混入は増えるが、利用可能な最大中性子束・最大損傷

率を上げることは可能である。

(3) 材料損傷パラメータ

材料照射効果という観点では、照射場特性として中性子束、中性子照射量、スペクトル等を示すばかりでなく、これらが材料に直接（1次的に）及ぼす効果である材料損傷パラメータ（すなわち、弾き出し損傷率、ガス状核変換生成物生成率等）を明らかにすることが重要である。

核破碎中性子のスペクトルは核分裂型のスペクトルに加えて、その強度はMeV領域に比べ2桁程低いが数百MeVまでの高エネルギー成分をもっている。このため、中性子の弾き出し効率は核分裂炉のそれに比べ大きい。また、核分裂で得られる中性子のエネルギーを越える領域では、He等のガス状核変換生成物生成の反応断面積が大きくなってくるので、生成He量が増え、He/dpaが高速炉照射に比べ大きくなる。（但、HFIRでは、ステンレス鋼中のNiと熱中性子との2段反応により多量のHeが生成する。）図6に核分裂炉、d-T型中性子源（FNS、RTNS）、d-Li型中性子照射施設（IFMIF）、核融合炉及び本材料照射施設におけるFe中のHe生成率と弾き出し損傷率との関係を示す。

（この図はIEA中性子源グループの評価等を基に作成した。）この図より、核破碎中性子照射施設である本施設は核融合炉と核分裂炉との中間的特性を持ち、一方、IFMIF等のd-Li型中性子照射施設における核融合炉中性子環境への近似度は極めて高いことがわかる。

(4) 発生中性子の時間構造

「中性子科学研究計画」における大強度加速器の陽子ビーム加速モードは第1期ではパルス運転（1.5GeV、1mA）が、第2期では連続波運転（1.5GeV、10mA）が検討されている。

第1期のパルスビーム加速モードでは、マクロ構造として50Hz、2msの幅のビームが取り出され、更にその各々のパルスはナノ秒程度のパルス幅と間隔のミクロ構造（ビーム休止時間は8msとなる。）を持っている。一方、第2期の連続波運転では、ナノ秒程度のミクロ構造を有するパルスビームがマクロ構造を持たず連続的に加速される。

パルス加速モードで材料照射を行う場合、発達する照射損傷組織や照射効果にはパルス照射効果を考慮する必要がある。すなわち、生成する点欠陥の寿命（温度により異なるが、400°C付近のステンレス鋼中の格子間原子の寿命は 10^{-6} s程度、空格子の寿命は 10^{-1} s程度である。）を考慮すると 10^{-6} s程度よりも長いビーム休止期間があると点欠陥の濃度が連続照射の場合とは異なり、その結果、連続照射により形成される損傷組織とは異なった損傷組織の発達や照射効果が生ずると考えられる。一方、連続波運転では、ミクロ構造によるビーム休止時間が点欠陥の寿命より十分に短いので、連続照射と同じ損傷組織となると考えられる。原子力システムではその使用条件が一般的に連続照射であり、従って、その材料の照射は連続波運転（ビームの休止時間がμ秒以下）で行う必要がある。

一方、照射によって生成する点欠陥や励起についての過渡的挙動等の照射損傷基礎過程に関しては、高い強度のパルス照射により、これらの挙動が容易に測定可能となり、照射損傷基礎研究の発展につながると予想される。（研究対象によるがナノ秒レベルの

パルス幅が期待されている。)

(5) 照射場への接近性等

本施設のような加速器型中性子源を用いる材料照射施設では、原子炉のように照射場に持ち込むものへの規制を受けない上、照射場への接近性も高く、装置の耐照射性及び生体遮蔽等が確保されれば、種々の照射実験を行うことが可能である。このため、原子炉では実施できなかった精度の高い照射実験（極低温照射等を含む）や高度なその場実験が実施できる。（高速炉では周囲のNaの温度が400℃程度なので、低温での照射は特別な低温照射設備が必要となり大きな照射体積等を確保するのは困難。）

3. 研究課題

本材料照射施設の利用研究は基礎から応用まで多岐にわたると考えられるが、ここでは、材料照射損傷基礎等の材料基礎科学から原子力システム材料の研究開発等の原子力基盤技術開発について、パルス運転の場合と連続波運転の場合に分けて示す。

3. 1. パルス運転ビームによる研究課題

(1) 材料科学

1) 点欠陥等の過渡的挙動の研究

照射にともない生成する点欠陥の寿命、集合欠陥への移行等の過渡的過程を中心子パルスと同期とった光学的、電気的及び体積変化測定等により研究する。

今後、特に、光学的スペクトル、電気的及び体積変化測定が可能なセラミックス等について、照射欠陥及び電子励起等の過渡的過程についての多くの情報が得られることが期待される。この情報は照射下の材料特性挙動を理解し、評価するための基礎知見となる。

(2) 原子力基盤技術開発

1) 消滅処理プラント、加速器駆動炉材料の開発

大強度陽子加速器を用いる消滅処理プラント及び加速器駆動原子炉に用いる材料は、高中性子束の核破碎中性子や高エネルギー陽子の厳しい照射に曝される。これらに用いる加速器がパルス運転の場合、同様なパルス運転方式の材料照射試験により消滅処理プラント及び加速器駆動炉用耐照射性材料の研究開発を行う。

2) 核破碎用ターゲット材料の照射試験

パルス運転で使用される核破碎用ターゲット構成材料の耐照射性を向上させるための材料試験を行い、耐照射性に優れた核破碎用ターゲットを開発する。

3. 2. 連続波運転ビームによる研究課題

(1) 材料科学

1) 低温における材料照射損傷基礎研究

原子炉に比べ、低温クライオスタット等を設置することが容易であり、その場実験を含めた低温における材料照射損傷基礎研究を精度良く実施することができると期待され

る。（低温ではパルス照射効果の影響は小さいと考えられるので、パルス運転でも実施可能であろう。）

2) 損傷組織及び照射特性に及ぼす照射損傷率の影響の研究

陽子ビームが高エネルギー、大電流の場合、高中性子束領域において大きな弾き出し損傷率が得られるので、これを生かし、損傷組織及び照射特性に及ぼす中性子照射による照射損傷率の影響の研究を行うことができる。

これまでも、原子炉を利用し、ある程度研究が行われているが、陽子ビームが 1.5 GeV、10mA では、これまでに実現できなかったレベルの中性子による照射損傷率が得られるので、極めて広範囲の照射損傷率依存性の研究を行うことができる。

特に、機械的性質等バルクの性質についての研究は中性子照射による研究が重要であり、本施設によりこの分野の研究が発展すると考えられる。

3) 中性子照射下における材料特性挙動の研究

核破碎中性子照射施設では、その照射場における少ない規制、接近性の良さ、また、中性子束勾配等を生かして、原子炉ではできない種々の高度なその場実験を行うことが可能である。構造材料の照射下疲労、照射下クリープ及び照射誘起応力腐食割れ特性等、並びにセラミックス材料の照射下電気及び光特性等についての精度の高い研究がおこなわれることが期待される。

4) 新材料創製の研究

高エネルギー中性子による核変換を利用し、種々の核変換生成物（特に、従来の方法では均一に導入できないものや放射性元素）を均一又は意図した配列で導入し、材料特性変化を調べる。これにより、新しい機能性材料創製等の知見を得る。

超微細結晶粒材料は強度が大きいこと、界面の特異な特性を引き出せること等優れた材料としての可能性に富んだ材料であるが、溶解や焼結等の熱を加えてバルク材料を得る手法では結晶粒成長等を伴い、超微細結晶粒材料を作製するのは困難である。そこで、大電流における中性子照射又は高エネルギー陽子照射による弾き出しを利用して超微細原料粉末を結合させ、超微細結晶粒バルク材料を創製する技術を追及する。

さらに、異なる種類の超微細原料粉末を適切な配列で組み合わせ、弾き出しによる結合により、狙い通りの超微細結晶粒バルク材料を作製する技術の研究を行う。これにより、これまでにない優れた材料の創製を図る。

(2) 原子力基盤技術開発

1) 消滅処理プラント、加速器駆動炉材料の開発

消滅処理プラント及び加速器駆動原子炉に用いる大強度陽子加速器が連続波運転の場合は、連続波運転における高中性子束の核破碎中性子や高エネルギー陽子による材料照射試験を行い、消滅処理プラント及び加速器駆動炉用耐照射性材料の研究開発を行う。

2) 核破碎用ターゲット材料の照射試験

連続波運転で使用される核破碎用ターゲット構成材料の耐照射性を向上させるための

材料試験を行い、耐照射性に優れた核破碎用ターゲットを開発する。

3)核融合炉材料の補完照射試験

現在、核融合炉材料開発及びその照射試験に不可欠な国際核融合材料照射施設（d-Li型中性子照射施設）の概念設計が、2000年代の初頭におけるその運転開始を想定して行われている。しかし、IFMIFの高中性子束領域は試験体積に制限があるため、核融合材料開発には、IFMIFばかりでかりでなく、高速炉等の核分裂炉を用いた補完的照射試験を行う必要がある。ところが、近年材料重照射試験に利用可能な高速炉が次々に運転停止となっており、本材料照射施設が建設されれば、高速炉の代替照射施設として、IFMIFの補完照射試験に利用されると予想される。

4. まとめ

「中性子科学研究計画」構想の一環として提案されている材料照射施設の構成概念、照射場の特徴及び予想される主な研究課題について紹介した。この研究施設構想での材料照射施設で考えられる主な利用研究は、陽子加速器の運転モードとビーム電流規模に依存するが、材料照射損傷基礎研究等の材料科学から原子力システム材料の研究開発までの幅広い材料照射研究に使用されることが期待される。

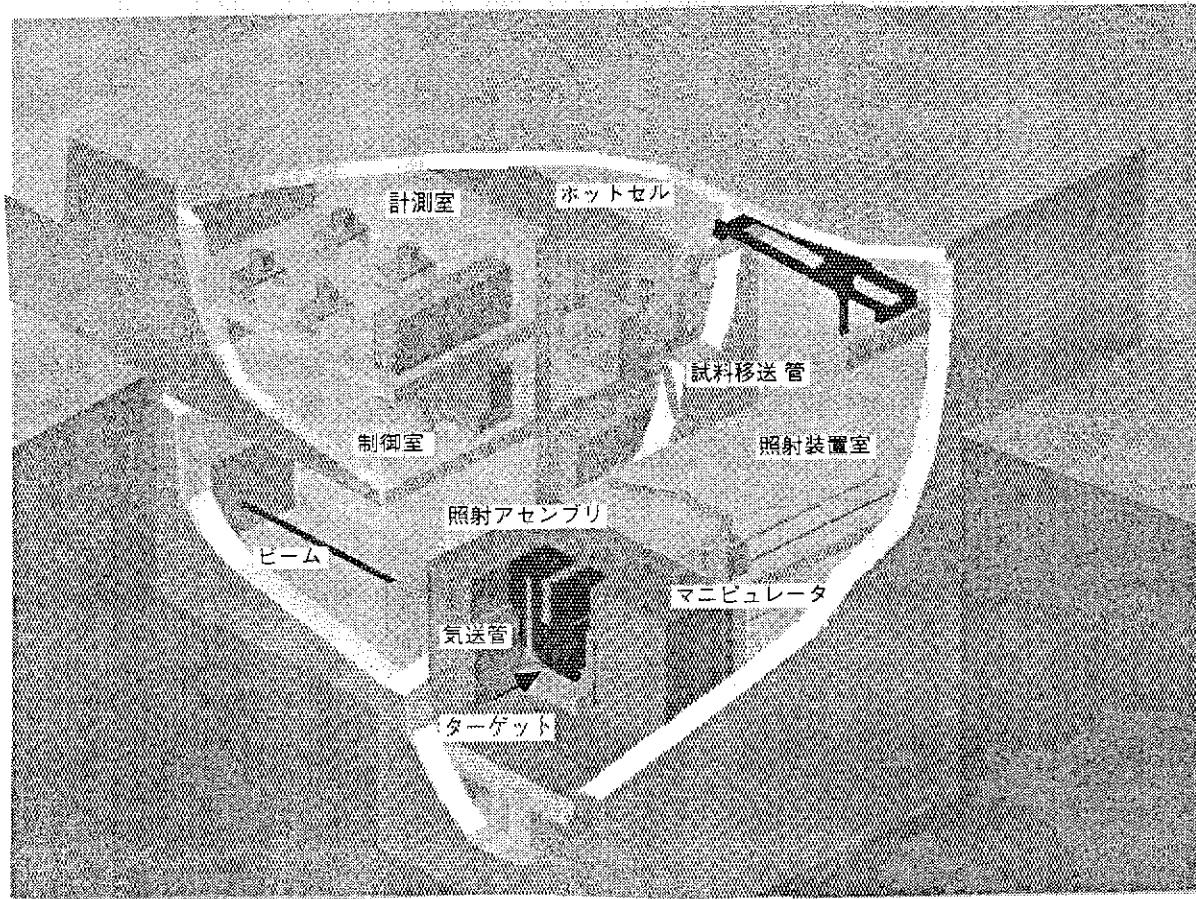


図1 材料照射施設におけるターゲット室及び関連ホットセル等の概念図

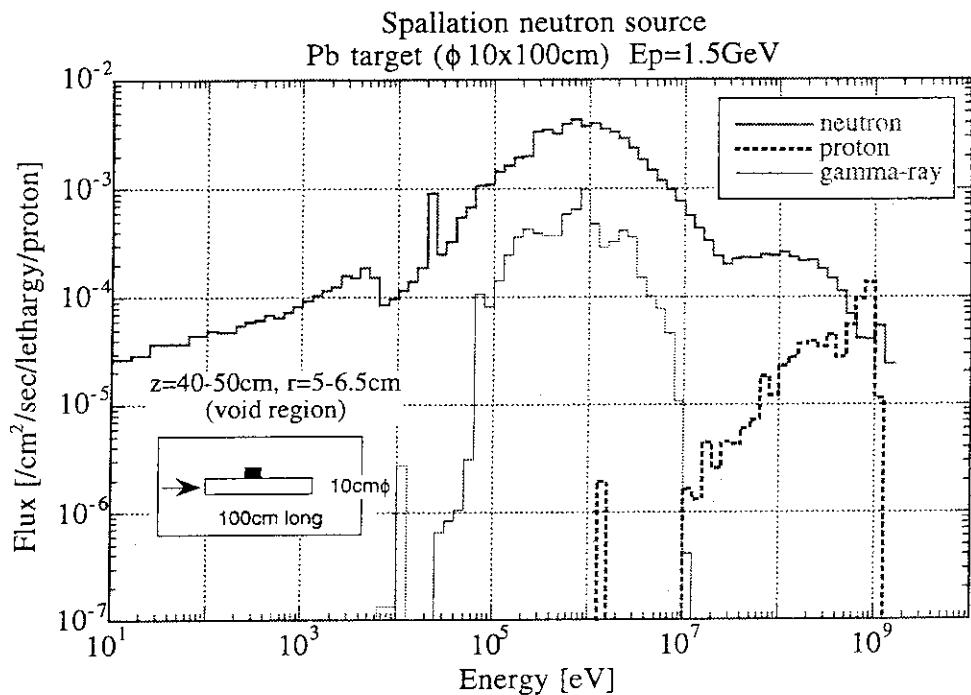


図2 Pbターゲットに1.5GeVの陽子を入射した場合の核破碎中性子スペクトル

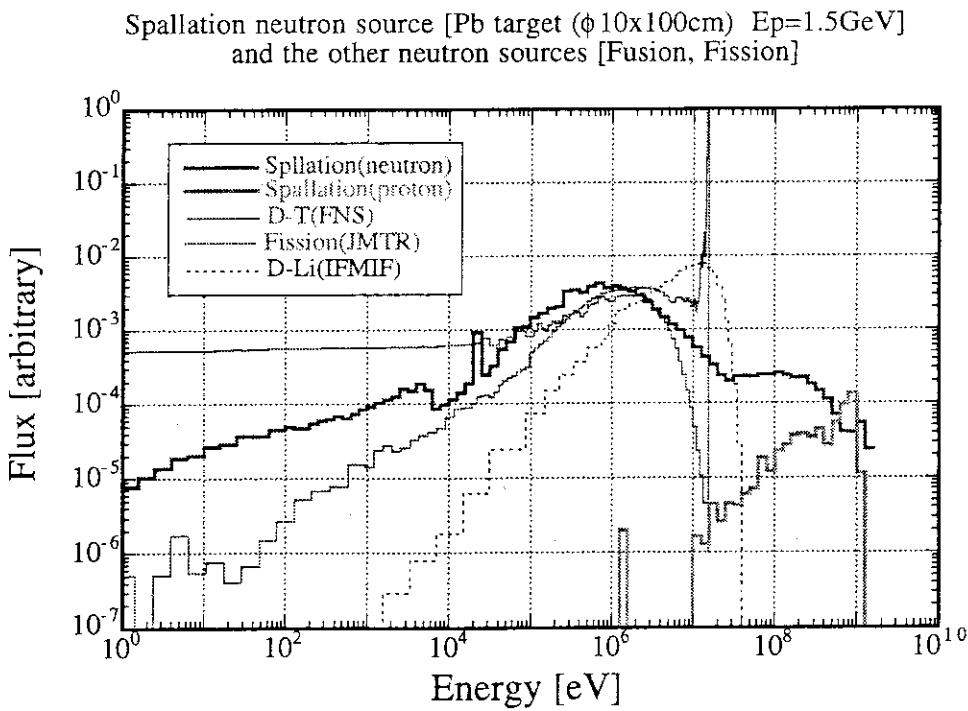


図3 核破碎中性子スペクトル（Pbターゲット、1.5GeV陽子）と回転ターゲット型d-T中性子源（FNS）及び混合スペクトル原子炉（JMTR）の中性子スペクトルとの比較

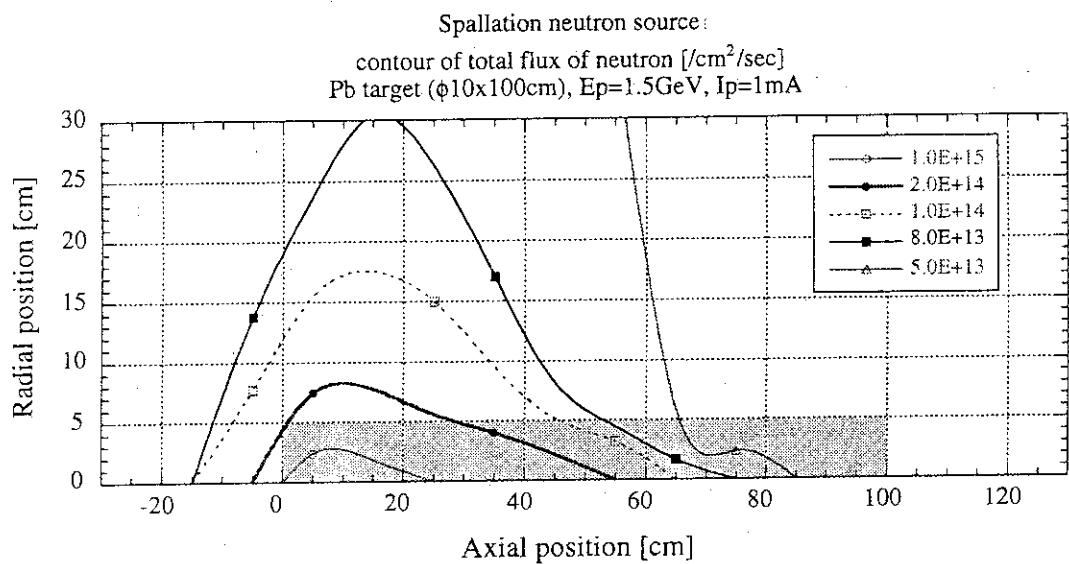


図4 材料照射施設（Pbターゲット、 1.5GeV 陽子、 1mA ）の照射場における中性子束分布

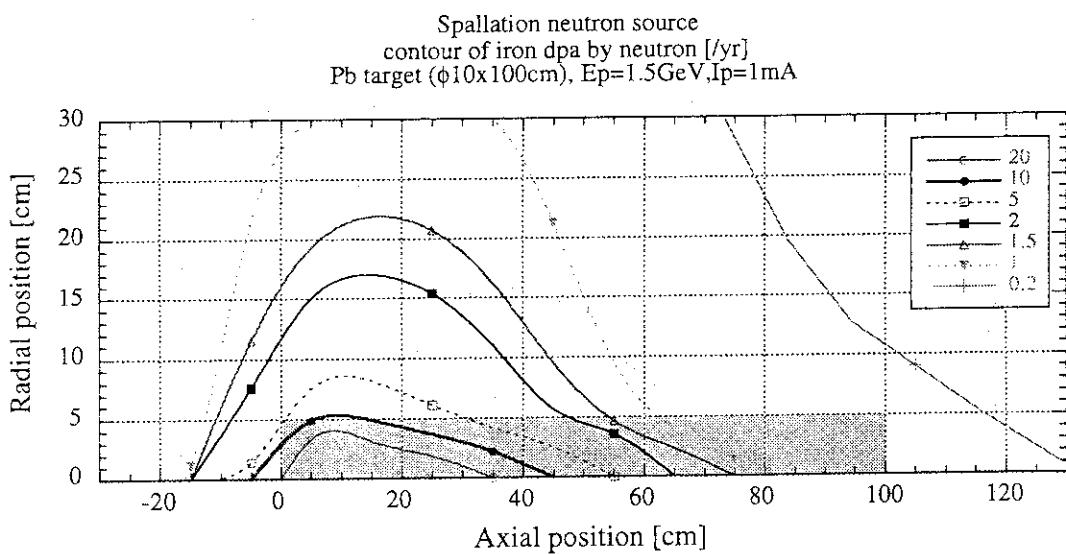


図5 材料照射施設（Pbターゲット、 1.5GeV 陽子、 1mA ）の照射場における鉄試料中の弾き出し損傷率（dpa/y）

Neutron Irradiation Facility

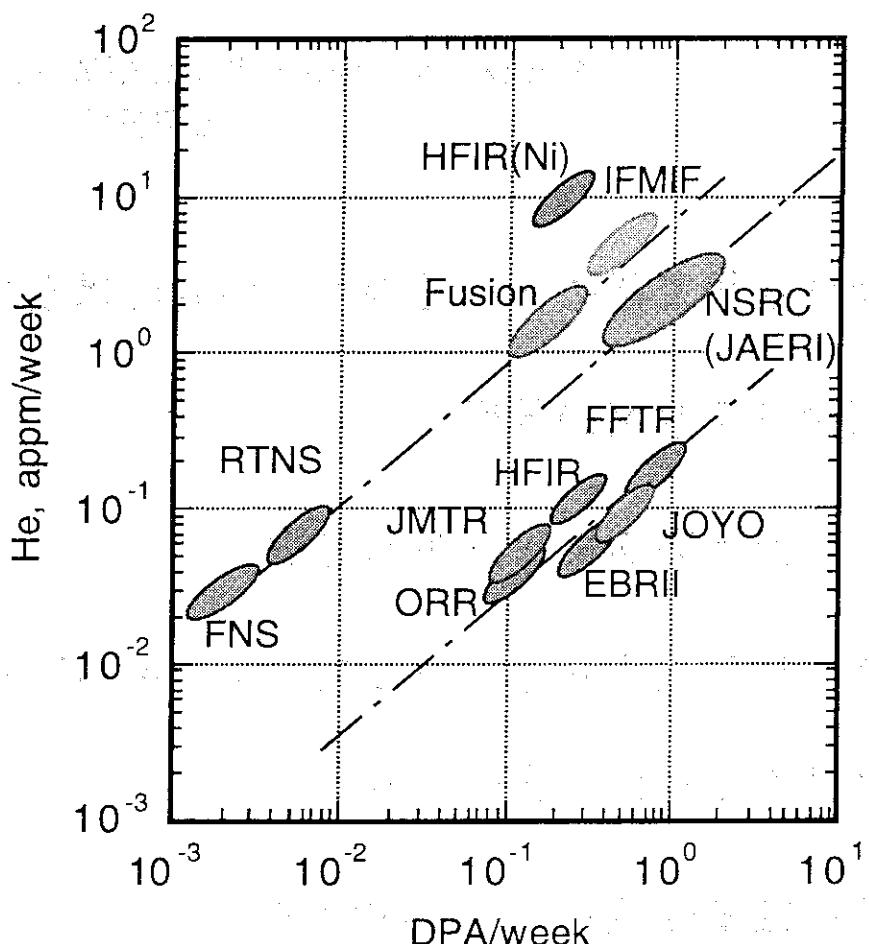


図6 核分裂炉、d-T型中性子源（FMS、RTNS）、d-Li型中性子照射施設（IFMIF）、核融合炉及び本材料照射施設（NSRC）における鉄中のHe生成率と弾き出し損傷率との関係

6.2 パルス中性子照射を用いた材料研究

名古屋大学 理工科学総合研究センター
田辺哲朗

1. 原子炉・核融合炉工学における中性子照射の重要性
2. 照射損傷（中性子照射の特徴）
3. 欠陥の観察（見る方法と欠陥生成過程）
4. なぜパルス中性子（もちろんパルスイオンも可）か
5. パルス中性子を使った研究の一例
6. どの程度の中性子強度とパルス幅が必要か

1. DT核融合炉工学における中性子照射の重要性

DT反応で発生する14MeV中性子
エネルギー損傷
T増殖
照射損傷（含む核反応）
例 スエリング
機械的性質（脆化、DBTTの低下）
熱伝導度の低下

2. 照射損傷

電子励起効果
格子変位効果
中性子照射効果の特異性
カスケード損傷、核反応

3. 欠陥の観察

静的観察（電顕観察）
点欠陥や小さい欠陥クラスターは見えない！
点欠陥から見える欠陥への動的過程が不明！
動的観察
光で見る ——> セラミックス、ガラス
電子の動きで見る ——> 半導体
電顕内その場観察 ——> 金属

4. なぜパルス中性子（もちろんパルスイオンも可）か

動的照射効果
非弾性効果 電子励起（放出）、
光放出（セラミックスで特に有効）
超音波（熱）

5. パルス中性子を使った研究の一例

OKTAVIAN（大阪大学）を使った例（まだ未完）

6. どの程度の中性子強度とパルス幅が必要か

ピコ秒、少なくともサブナノ秒
 10^8 n/pulse 程度は必要

1. DT核融合炉工学における中性子照射の重要性

- DT反応で発生する14MeV中性子
- エネルギー担体
- T増殖
- 照射損傷（含む核反応）
 - 例 スワーリング
 - 機械的性質（脆化、DBTTの低下）
 - 熱伝導度の低下

2. 照射損傷

- 電子励起効果
- 格子変位効果
- 中性子照射効果の特異性
- 力スケード損傷、核反応

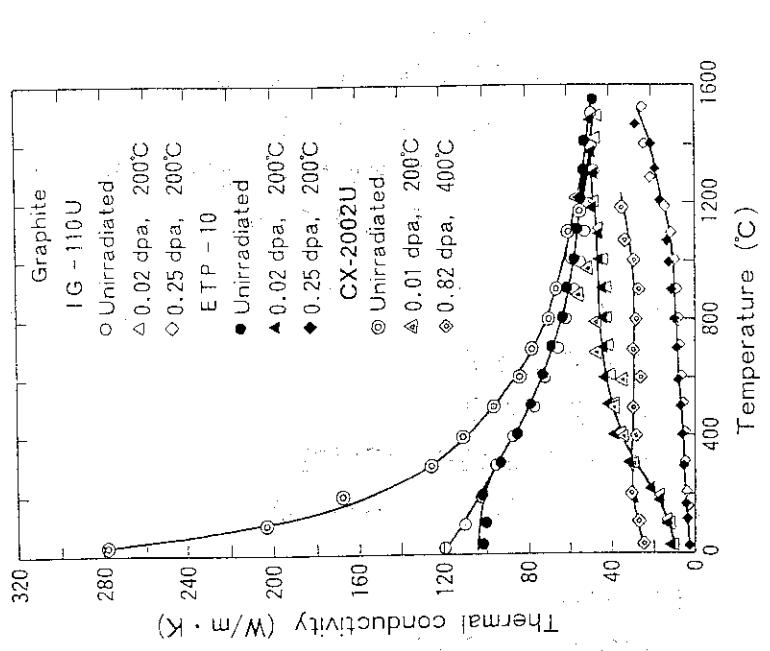
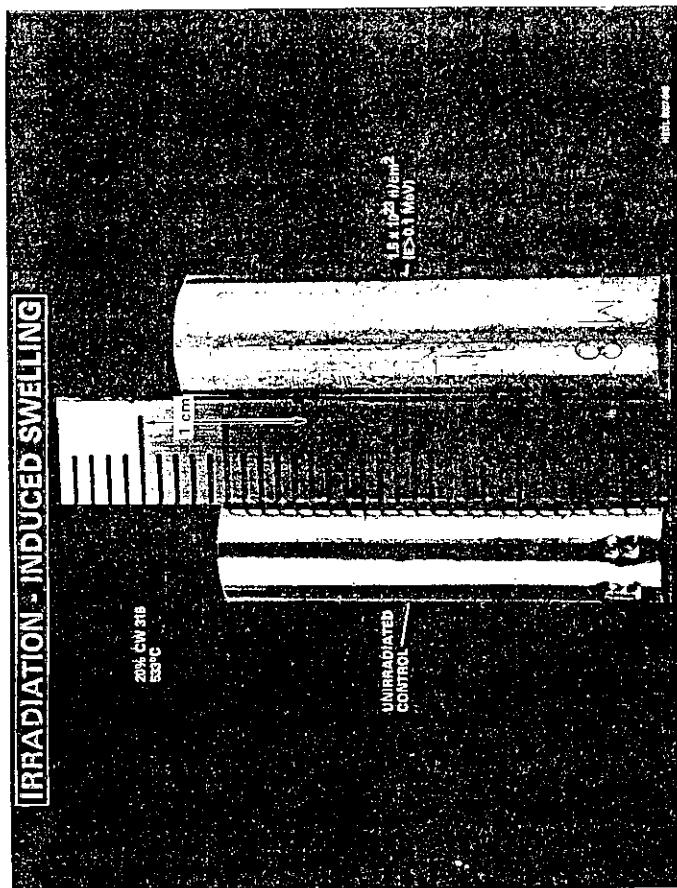


図31 中性子照射による熱伝導度の低下（室温）と焼純による回復(Ref(17)による)



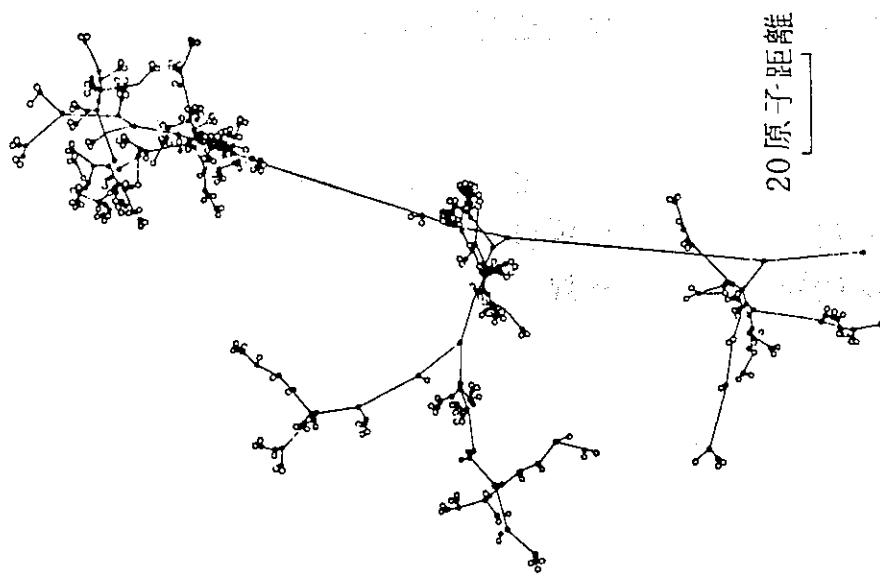


図 5.10 固体内の原子のはじき出し過程の計算機シミュレーション²¹⁾
黒丸は原子空孔、白丸は格子間原子で、最初のはじき出しが図の下端でおきた。

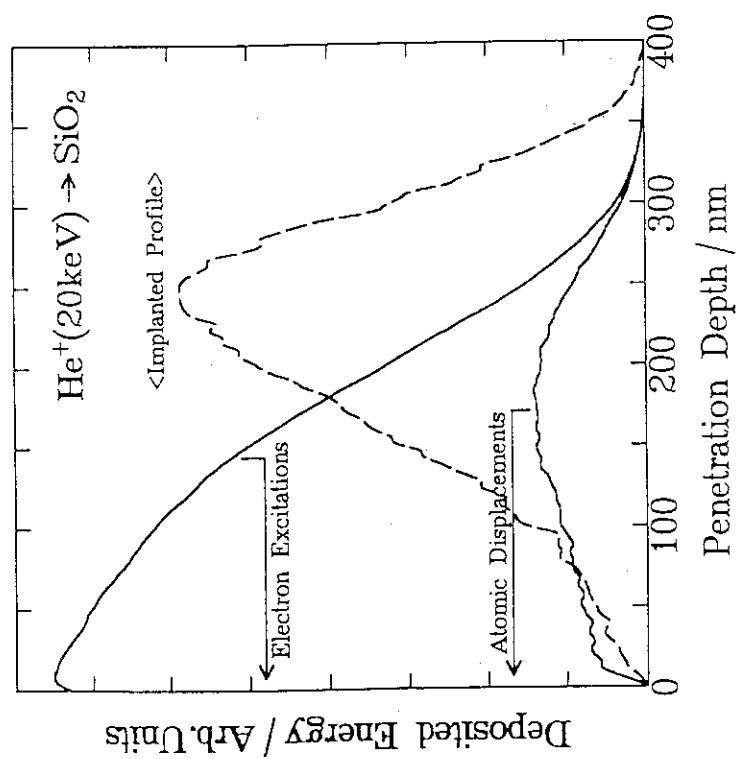


Fig.6

3. 欠陥の観察

静的観察（電顕観察）

点欠陥や小さい欠陥クラスターは見えない！

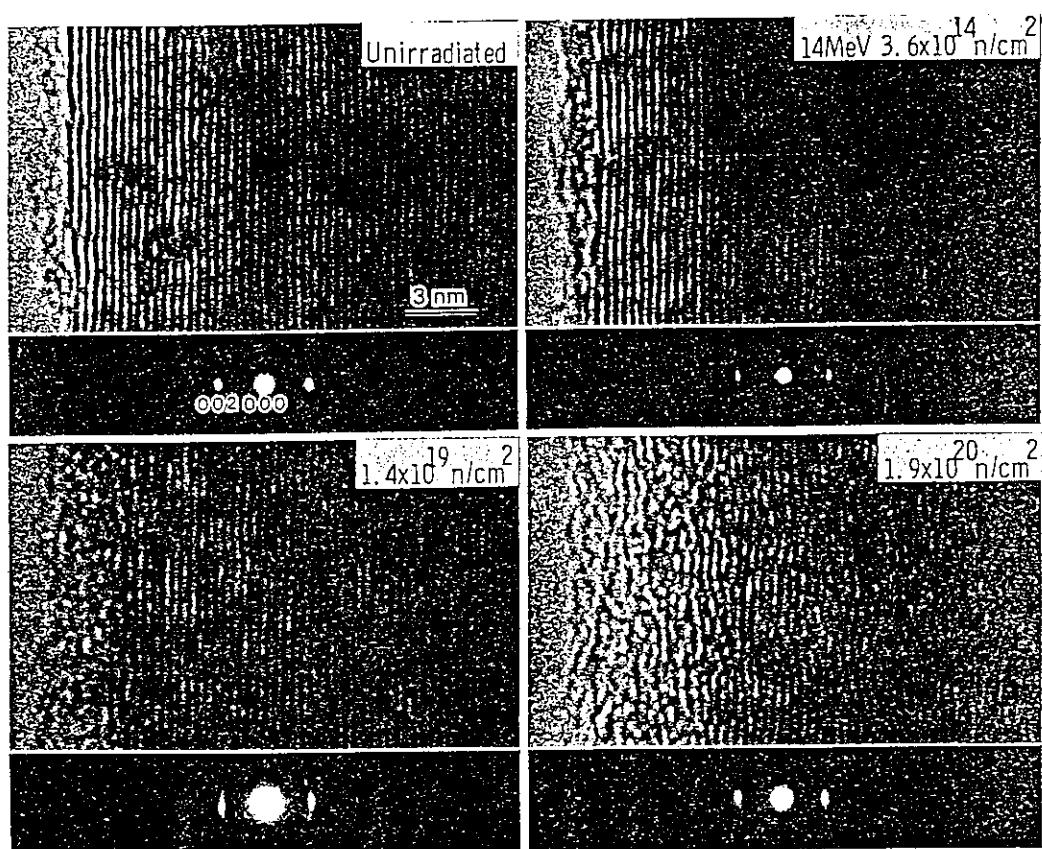
点欠陥から見える欠陥への動的過程が不明！

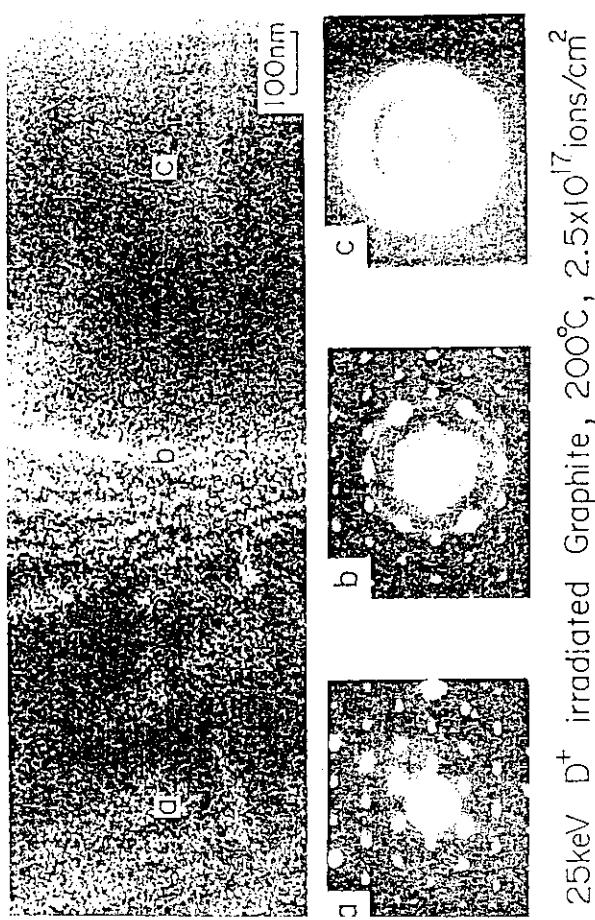
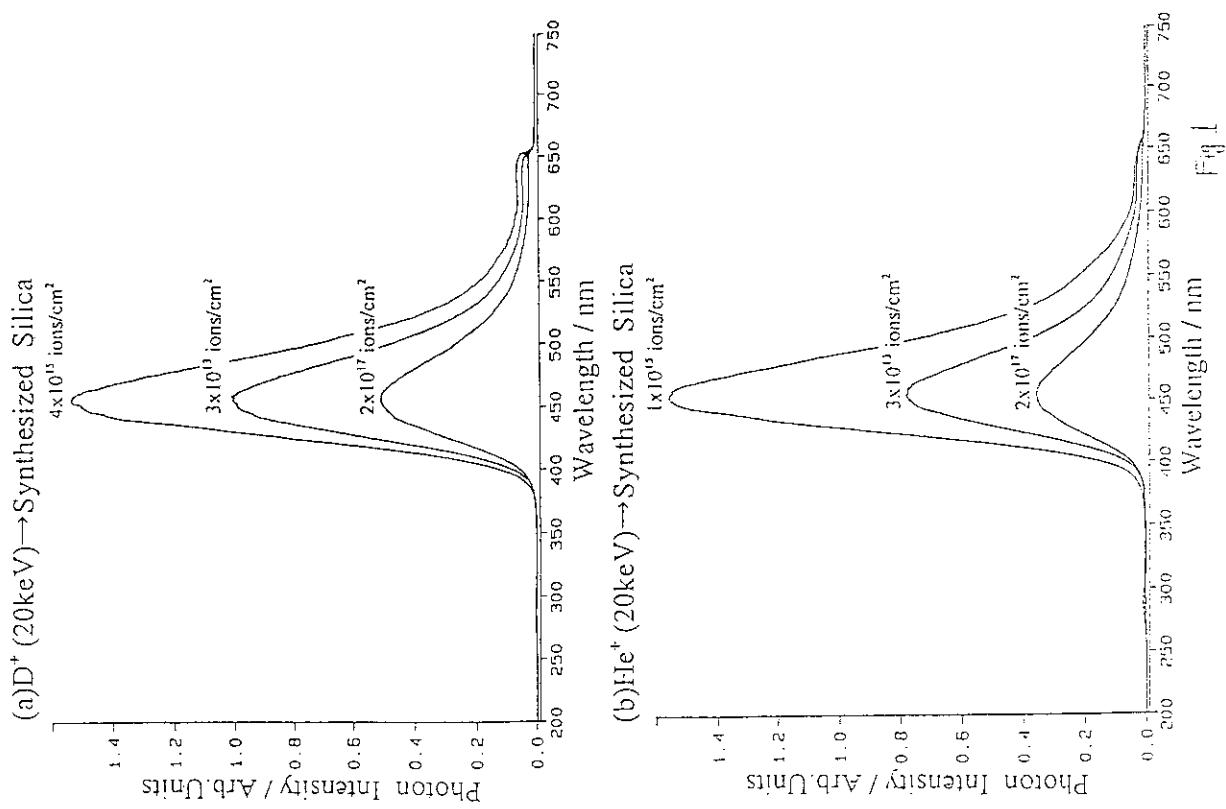
動的観察

光で見る ——> セラミックス、ガラス

電子の動きで見る ——> 半導体

電顕内その場観察 ——> 金属

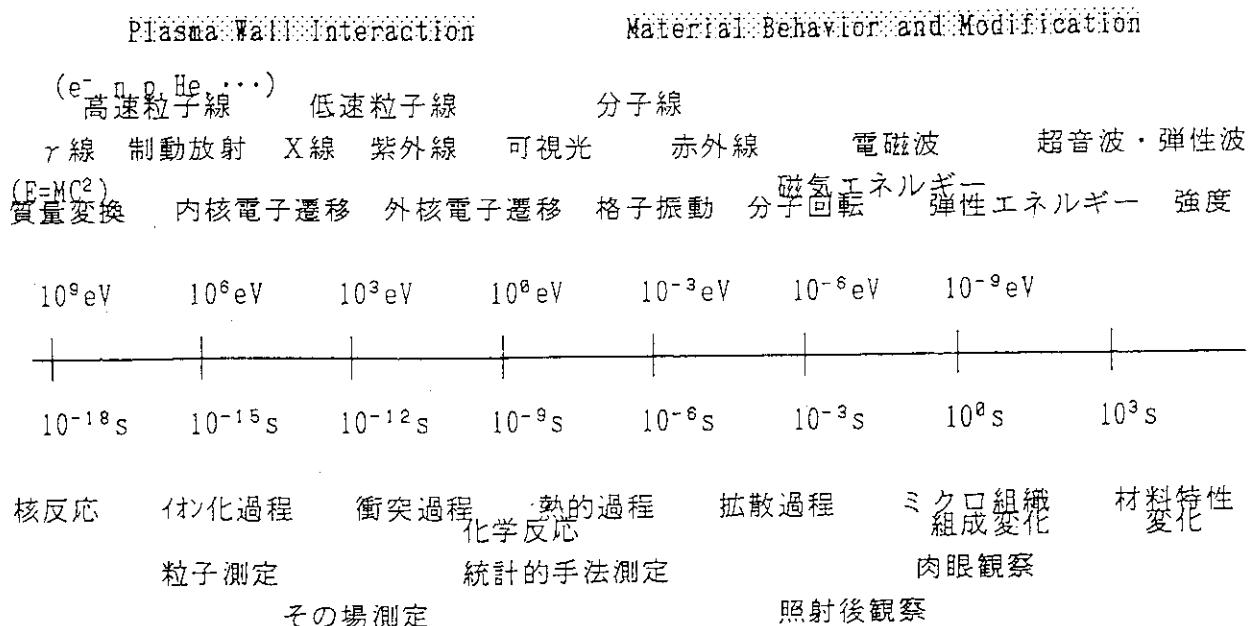


25keV D^+ irradiated Graphite, 200°C, 2.5×10^{17} ions/ cm^2

4. なぜパルス中性子（もちろんパルスイオンも可）か 動的照射効果

非弹性効果 電子励起（放出）、
光放出（セラミックスで特に有効）
超音波（熱）

研究対象とする現象とそれが起きるエネルギーあるいは時間領域



5. パルス中性子を使った研究の一例 OKTAVIAN (大阪大学) を使った例 (まだ未完)

III. 炉心での発光を測定するまでの問題点

不純物による核反応などの効果

中性子に γ 線が常に付随

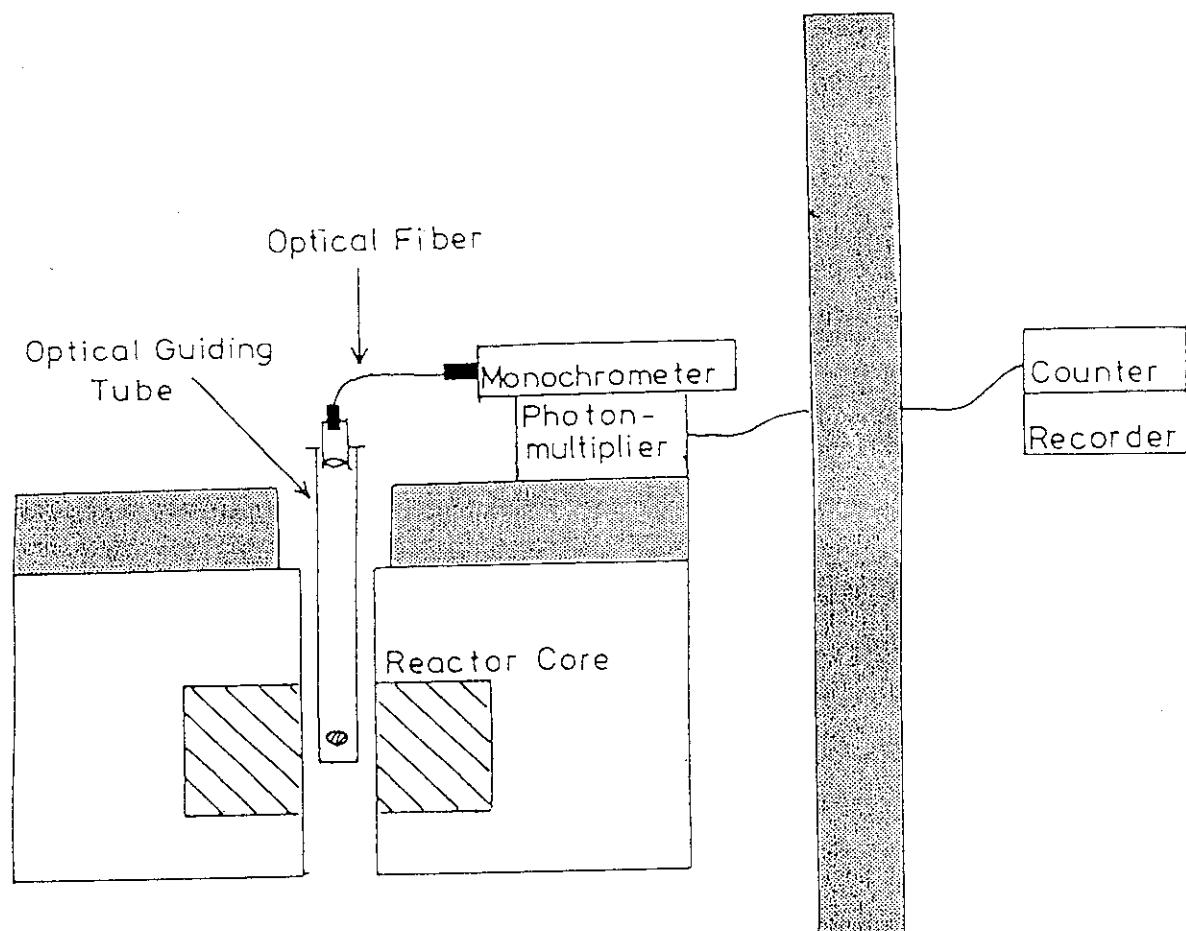
各種放射線による計測系への影響

遠隔操作を要する

試料は原子炉「弥生」の炉心におかれ、そこで発光を、光導管を通して炉頂に導き、その後光ファイバーを経て分光器で分光し光電子増倍管を用いて検出した。

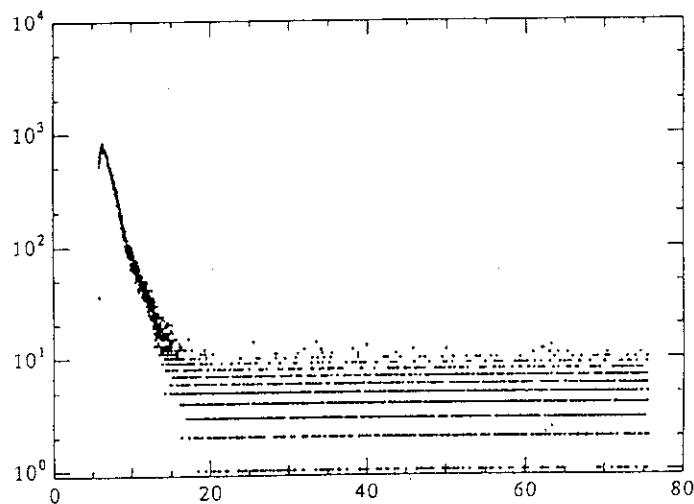
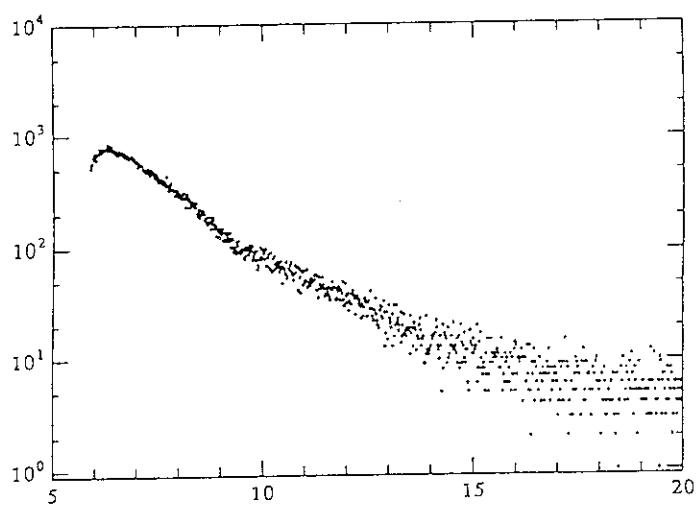
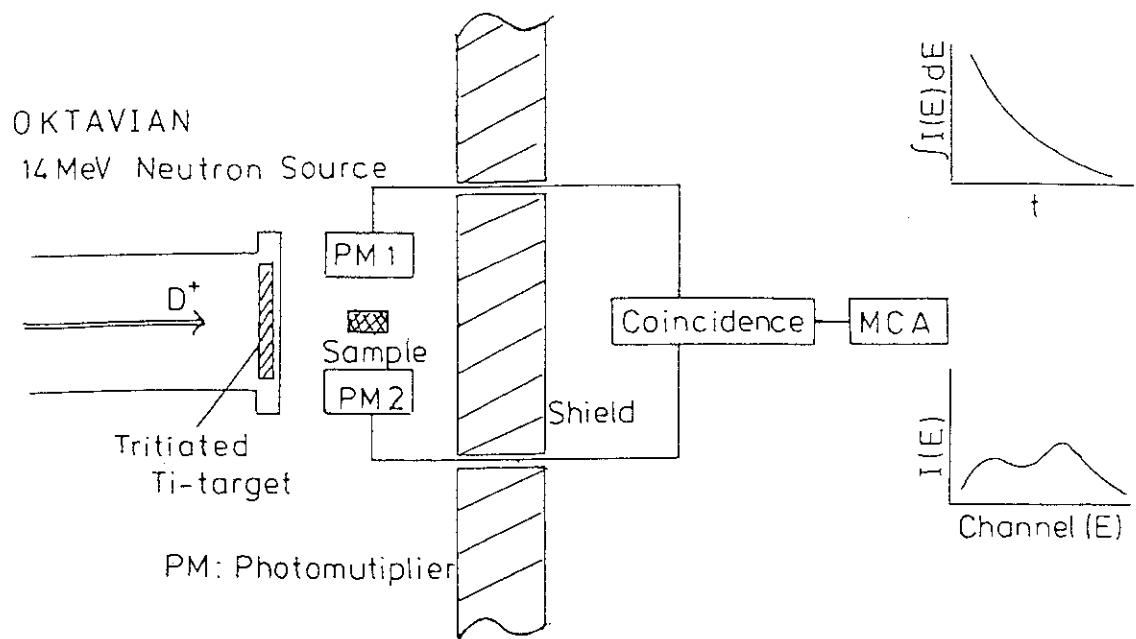
炉心から光を取り出すのに光導管を用いたのは、光ファイバーを用いた場合、光ファイバー自体が発光し、試料からの発光と区別できなくなるのを防ぐためである。

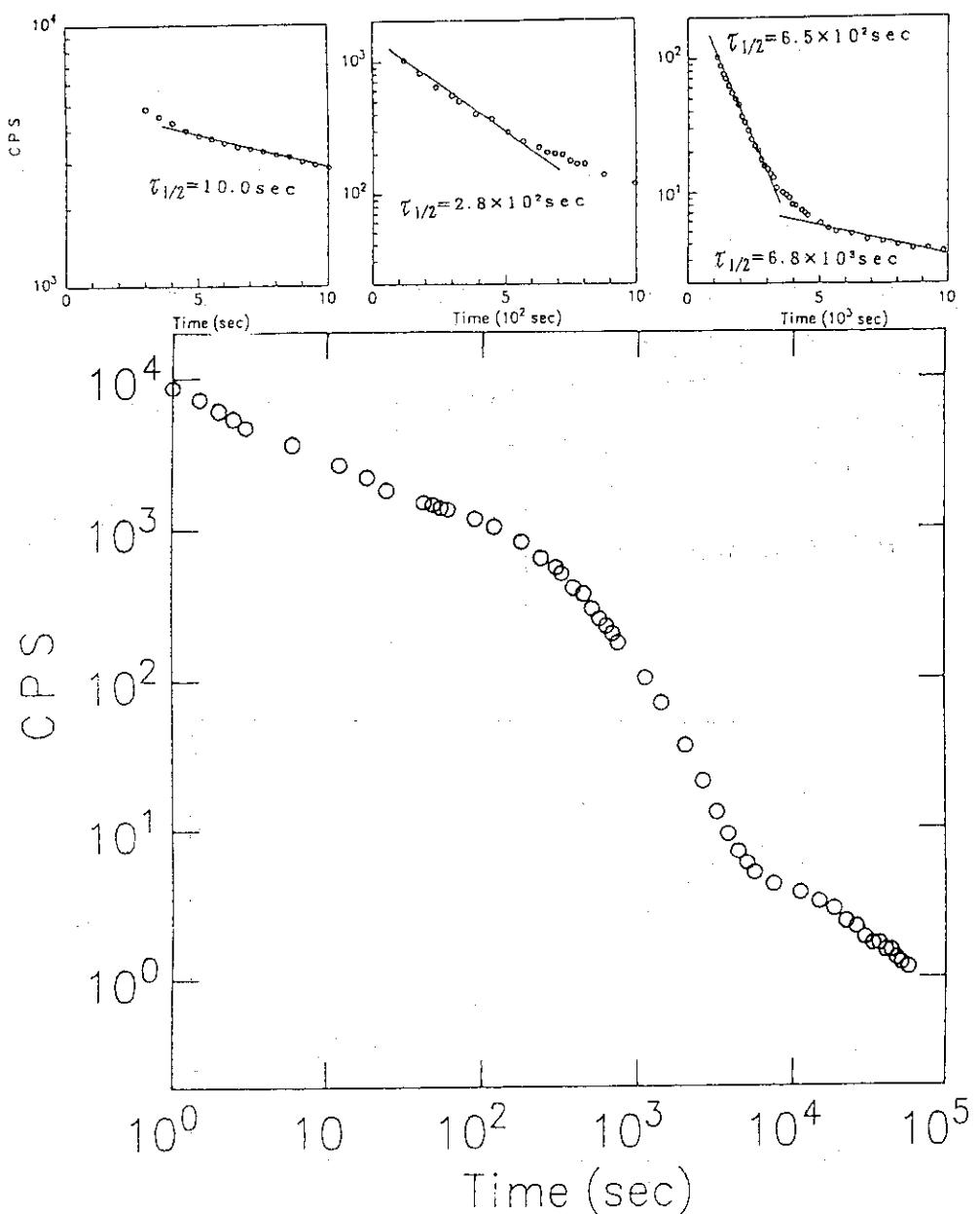
炉頂から分光器までを光ファイバーで結んだ為低波長側、350nm以下、での検出感度が非常に悪くなっている。



中性子 $2 \times 10^{11} n/cm^2 s / 500 W (> 0.1 MeV)$

γ 線 $3.0 kGy/h (0.3 MR/h)$





6. どの程度の中性子強度とパルス幅が必要か
ピコ秒、少なくともサブナノ秒
 10^8 n/pulse 程度は必要

7. スポレーション R I

7.1 二次ビーム用イオン源の開発と研究施設

市川 進一

日本原子力研究所 アイソトープ部

A fission-product ion beam facility at the JAERI-proton-linac facility is proposed. This proposed facility is composed of an on-line isotope separator (ISOL) front-end coupled to a tandem accelerator which is combined by a superconducting linear accelerator to raise the energy of a fission-product ion beam up to 10 MeV/u. To ionize the fission products produced by proton spallation and/or neutron-induced fission of uranium, a negative surface ion source and the FEBIAD ion source are chosen. In this paper, the general concept of the facility, the ion-source development work necessary for the ISOL and the calculations of expected yields for selected examples are given.

1. はじめに

中性子科学研究計画の利用施設の一つとして、スポレーション R I 利用施設が提案されている。この施設は、オンライン同位体分離器（ISOL: Isotope Separator On-line）、タンデム静電加速器と超電導線形加速器から構成され、不安定核を 10 MeV/u 程度に加速することができる。

二次ビーム（10 MeV/u 程度に加速された不安定核）として加速する不安定核は、ウランまたはトリウムの核破碎反応または中性子核分裂反応で生成する中性子が過剰な核種を予定している。目的とする不安定核のイオン化には、表面電離型負イオン源と FEBIAD イオン源を用いる。

ここでは、核分裂生成物（中性子が過剰な核種）イオンビーム加速の概要を述べるとともに、生成核をイオン化するイオン源の選択とその性能、得られるイオンビームの強度および進めるべき開発要素について記述する。

2. 核分裂生成物ビーム加速の概要

核分裂生成物イオンビームの加速計画の概念を図-1 にしめす。二次ビームは、不安定核の合成、イオン源への移送、イオン化と引き出し、同位体分離（必要であれば荷電変換）過程をへて、タンデム加速器と超電導線形加速器で目的とするエネルギーまで加速される。不安定核の合成には、ウラン等の炭化物あるいは酸化物の陽子ビームによる核破碎反応と、陽子ビームとタンゲステン等（コンバーターとして働く）との核破碎反応で多量に発生する中性子によるウランの核分裂反応が使用される。後者の反応を使う場合、標的であるウラン等は効率良く中性子と反応するようコンバーター周辺に配置する。不安定核のイオン源への移送は、標的からの熱拡散と真空領域におけるガスの流れまたは、ガスジェット搬送法（核反応生成物をエアロゾルを含むガス気流でイオン源まで搬送する方法）を使う。ここで、標的またはコンバーターへ入射する陽子ビームの強度は、それぞれ、最大 10 μA、0.1 ~ 1 mA を予定している。

不安定核のイオン化には、電子衝撃型イオン源の一つである FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) イオン源と表面電離型負イオン源を使う（イオン源に関する詳しい記述は次のセクションで述べる）。ここで、FEBIAD イオン源からは正 1 倍のイオンが、表面電離型負イオン源からは 1 倍の負イオンが得られる。これらイオンは、同位体分離器 (ISOL; Isotope Separator On-line) で質量と電荷の比 m/e で特定の質量に選択され、引き続くタンデム加速器に入射される。ただし、FEBIAD イオン源から引き出された正 1 倍のイオンは、質量分離後ナトリウムあるいはマグネシウム等の蒸気中を通過させ負イオンに荷電変換する。

ISOL は加速電圧 300 kV のプラットフォーム上に設置する。これにより、質量数 80 ~ 150までの 1 倍イオンは 2 ~ 3 keV/u に加速され、つぎのタンデム静電加速器へと導かれる。また、この ISOL は質量分解能 $M/\Delta M$ 2000 と 20000 (質量数 100) の二種類を設置する予定である。

ISOL から引き出された低エネルギーのイオンビームは、タンデム加速器と超電導線形加速器を組み合わせた複合型加速器で加速される。タンデム加速器は端子電圧 20 MV を、線形加速器の加速電圧は 30 MV を予定している (これら加速器の性能は、東海研に設置されているタンデム加速器とタンデム加速器ブースターと同じ性能である)。これにより、質量数 80 ~ 150 までの不安定核を、10 MeV/u のエネルギーまで高めることができる。

実験装置は、微量でかつ極めて短寿命の核種を分離できる反跳核分離装置 (Recoil Mass Separator)、原子核から放出される γ 線を効率良く検出する多重ガンマ線検出装置 (クリスタルボール) およびアクチノイドの one atom chemistry (種々の媒質の中に着目した原子が一つ存在する場合、その化学的性質は原子の集団として捕らえられているこれまでの化学的性質を保存しているか、という問題) 等の研究用としてオンライン化学分離装置、の設置を予定している。

3. イオン源の選択

二次ビーム加速に使うイオン源は、不安定核を生成しつつ迅速にイオン化し電場で引き出すものであり、いわゆる ISOL に使われているオンライン・イオン源そのものである。現在まで、ISOL に使われているオンライン・イオン源には、正イオンを生成する電子衝撃型イオン源 (または低電圧放電型とも呼ぶ) や ECR (電子サイクロトロン共鳴) イオン源並びに表面電離型イオン源がある。また、負イオンの生成には、 LaB_6 をイオン化面とした表面電離型負イオン源が使われている。

電子衝撃型イオン源は、Nielsen 型イオン源を基本に、GSI の Kirchner らにより開発された FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) と呼ばれるイオン源 [1] に代表される。このイオン源の放電領域は、Nielsen 型イオン源に比べ、良い真空領域でかつ広い範囲にわたる。このため、安定に動作し取り扱いも容易であるのが特徴である。FEBIAD イオン源は GSI や ORNL のオンライン同位体分離施設において用いられている。また、CERN の ISOLDE と呼ばれるオンライン同位体分離施設では、FEBIAD イオン源を基本に大量の標的物質を装着できるイオン源を開発した [2]。ECR イオン源は、C, N, Ne 等気体元素のイオン化効率が高いという特徴を有し、カナダの TRIUMF/TISOL [3] や Leuven [4] 等で永久磁石を使った小型の二次ビーム用イオン源が開発されている。表面電離型イオン源は、熱せられた金属表面と原子間の電子の授受により、イオン化する原理に基づいている。このイオン源では、電離電圧約 6 eV 程度の元素までイオン化が可能である。動作はきわめて安定しており、アルカリ、アルカリ土類および希土類元素のイオン化に用いられている [5]。

ウラン等の核破碎反応や核分裂反応では、アルカリ、アルカリ土類、希ガス、ハロゲン元素領域で中性子が過剰な不安定核が生成する。これら不安定核の負イオン生成に着目すると、Br, I 等ハロゲン元素のイオン化には表面電離型負イオン源が、その他の元素は FEBIAD イオン源で正 1 倍のイオンとして引き出した後荷電変換により負イオンに変換する方法が最適と考えられる。その理由は以下に示す。

アルカリ、アルカリ土類、希土類元素は、タンデム加速器のイオン源として用いられているスパッタ型負イオン源を使っても、正イオンを荷電変換しても、負イオンの生成が非常に困難であるかまったく生成しない。また、Xe, Ar, Kr 等の希ガスは、負イオンとならない。したがって、これら元素のタンデム加速器による加速は不可能である。たほう、電子親和力の強い Br, I は表

面電離型負イオン源でほぼ 100%、Se では最大 16% の効率が期待される。また、Te, Sn, Sb, Ge 等は、FEBIAD イオン源を使うと約 20 ~ 30% の効率が見込まれる [6]。この場合、引き出された正イオンを荷電変換で負イオンに変換する必要があるが、その変換効率は 10 ~ 20% と見積もられる [7,8]。したがって、荷電変換効率とイオン化効率を考慮すると、Te, Sn, Sb, Ge 等は 2 ~ 4% の引き出し効率が期待される。この値は、スパッター型負イオン源でのオフライン（安定同位体をイオン化することを意味する）における効率 3 ~ 5 % に相当する。さらに、スパッター型負イオン源によるオンラインでのイオン化効率は、不安定核を効率良くスッパタ一面へ導くのが幾何学的に困難 [9] なことから、オフラインにおける効率の 1/10 と推定できる。

以上の評価から、本計画では、Br, I, Se のイオン化には表面電離型負イオン源を、Te, Sn, Sb, Ge のイオン化には FEBIAD イオン源を選択した。

3. 1 オンライン・イオン源に要求される性能

ISOL で使用されているイオン源の性能は、核反応で生成する不安定核の数は限られておりまた短寿命であることから、高いイオン化効率と速い引き出し時間が要求される。これらは、以下のように説明できる。

核反応で生成した不安定核のイオン源から引き出されるビーム強度 I (ions/s) は、一次加速器から得られるビーム強度、標的物質の原子数、着目した放射性核種の生成断面積、イオン化効率、標的物質からイオン源への移行率およびイオンの引き出し効率に依存する。すなわち、

$$I = N\sigma\phi\eta_1\eta_2\eta_3 \quad (1)$$

ここで、 N : 標的物質の原子数

σ : 目的核の生成断面積

ϕ : 一次ビームの強度

η_1 : イオン化効率

η_2 : 標的物質からイオン源への生成核の移行率

η_3 : イオンの引き出し効率

と表わすことができる。ここで、不安定核が生成後イオンとして引き出されるまでに時間を要した場合、核種の半減期を $T_{1/2}$ 、引き出されるまで経過した時間を t_{del} とすると、核崩壊による減衰は、次の式で近似できる。

$$I' = I \exp[-\ln 2(\frac{t_{del}}{T_{1/2}})] \quad (2)$$

不安定核がイオンとして引き出されるまでに経過する時間は、標的物質からの移送時間（熱拡散時間または、ガスジェットでは搬送時間）とイオン源内での滞留時間に依存する。ここで、イオン源内での滞留時間は、主として、生成原子とイオン化室表面との付着時間で記述できる。付着時間や拡散時間を短くするには、イオン源、標的物質とその容器および不安定核をイオン源へ導くチューブを高い温度、できれば 2000 K 以上、に均一に加熱する必要がある。

3. 2 FEBIAD イオン源

FEBIAD イオン源と標的の配置を模式的に図-2 に示す。示した配置は、CERN の ISOLDE で使用されているものである [2]。図示した標的とイオン源の構成では、不安定核は標的から熱拡散で離散し、分子流として移送管中を移動しイオン源へと導かれる。ここで不安定核は、カソードから放出した電子が外部からの磁場によりトロコイド運動をしている放電領域へと入り、電子

と相互作用することによりイオン化される。このイオン源の特徴は、放電領域に熱電子を放出するフィラメントが内蔵されていないことにある。これにより、フィラメントの破壊や過大な電子の放出を抑制することができ、安定した動作が確保される。核反応で生成した不安定核を用いたイオン化効率の測定では、Sn: 54%, Ag: 55%, Ge: 41%等、比較的高い効率が報告されている。また安定同位体をタンデム加速器からイオン源の標的（タンタルまたはグラファイト箱）に打ち込みつつ分離したときの効率測定では、Ga: 30%, Se: 2.4%, Br: 4% という値が得られている [10]。

3. 2表面電離型負イオン源

表面電離型負イオン源は、熱せられイオン化表面（通常表面電離に関わる仕事関数の低い化合物である LaB_6 を使う）に原子の電子親和力の高いハロゲン元素 (Cl, Br, I) 等が吸着されると、その一部は電離されイオンとなって離散する。この原理を用いたイオン源と生成核の移送方法の一つであるガスジェット搬送法とを組み合わせた概念を図-3 に示す。この場合、不安定核を得るために陽子ビームあるいは、陽子ビームとコンバーターとの反応で発生する中性子を使うことができる。この移送方法の特徴は、標的をイオン源と離した地上電位に設置できることと、搬送時間が流すガス流量と標的槽の容量で決まることにある。また、標的とイオン源を 50 ~ 60 m 程度離すことができ、標的から発生する中性子やガンマ線のイオン源への影響をなくすことができる。これにより、3. 2 で述べた標的がイオン源と一体となっている配置（図-2 参照）に比べ、強い陽子ビームを使うことが可能である。

イオン化効率は、 $\alpha^- = \frac{n_i}{n_0} = (\frac{\sigma_i}{\sigma_0}) \exp[(E_A - \phi)/kT]$ 、で記述される。ここで、 E_A は被イオン化元素の電子親和力、 ϕ はイオン化表面の仕事関数、 k はボルツマン定数、 T は温度、 σ_i, σ_0 はそれぞれイオンと原子の統計的重率を意味する。この式から、仕事関数の高い LaB_6 ($\phi = 2.3 \sim 2.7$ eV) をイオン化表面とし 1800 K まで加熱したとき得られるイオン化効率は、イオンと原子の統計的重率の比を 1 とすると、Br ($E_A = 3.364$ eV) ~ 100%, I ($E_A = 3.061$ eV) ~ 100%, Se ($E_A = 2.0206$ eV) ~ 16% (最大) と期待される。

表面電離型負イオン源の最大の欠点は、イオン化表面として使用する LaB_6 の反応性が高いことから、被イオン化元素の滞留時間が長いことにある。Rabbel [11] らは、イオン化表面の温度 1600 ~ 1700 K、標的（酸化ウラン）の温度 ~ 2300 K で I と Br の滞留時間（付着時間）を測定し、I ~ 2 s, Br ~ 20 s と報告している。また、滞留時間短くするにはより高い温度 ~ 1800 K、まで昇温する必要があると述べている。

4. イオンビーム強度の推定

1.5 GeV の陽子ビーム 100 μA をタングステン・コンバーターに入射し、発生する中性子によるウランの核分裂反応で生成する、Br, I, Se, Ge, Sn, Ag の不安定核ビーム強度を推定する。発生する中性子数は、コンバーターの大きさを $20 \text{ mm} \phi, 100 \text{ mm L}$ とした時、約 4×10^{16} neutrons/s である。これは、コンバーター表面で 5.8×10^{14} neutrons/cm² s の中性子束に相当する。また、中性子エネルギーは、平均 2.45 MeV でそのエネルギースペクトルは原子炉中性子のスペクトルとほぼ同じである。計算には、標的に用いる ^{238}U , ^{235}U の量を 63 グラム (1 g/cm² の厚さでコンバーター表面に設置する) とし、各不安定核に係る独立収率は原子炉中性子を使ったときに得られる値を用いた。ここで、 ^{238}U および ^{235}U の中性子による全核分裂収率は 500 mb, 1000 mb とした。また、不安定核のイオン源への移送はガスジェット搬送法を採用した。

表-1に、生成量、反応断面積、イオン化効率、荷電変換効率、核崩壊による損失を考慮して求めたISOL出口におけるイオンビーム強度を示す。ここで、搬送効率は不安定核がイオン源へ入る効率を含め30%、Sn, Agのイオン化効率は報告値を、Se, Br, Iのイオン化効率は計算値を探用し、荷電変換効率は20%とした。核崩壊に関わる損失は、搬送時間を10秒とし式2で計算した。ここで、Br, Iに関わる滞留時間：20 s, 2 sは、搬送時間に加算した。

5.まとめと今後の計画

核反応で生成した不安定核の加速に、タンデム静電加速器を使うという計画は、米国のORNL [12]とイタリアのINFN-LNS [13]で進められている。ORNLでは、FEBIAD型のイオン源で正1価のイオンを生成し荷電変換しタンデム加速器へ入射する。INFN-LNSでは、負イオン源を開発する予定である[14]。いずれの場合も、まだ不安定核の加速にはいたっていない。

ここで、提案した核分裂生成物イオンビーム加速計画における最も重要な部分は、イオン源と標的といえる。したがって、本計画の可能性を検討するため、FEBIADイオン源の開発とそれを用いた核分裂生成物のイオン化効率の測定、標的からの拡散速度の測定および正1価イオンの負イオンへの荷電変換効率の測定を進める予定である。また、ガスジェット搬送装置については、搬送効率の測定と厚い標的からの核分裂生成物の取り出し法について検討を進めていく予定である。

文献

- [1] R.Kirchner, E.Roeckl, Nucl. Instr. Meth. 133(1976)187.
- [2] S.Sundell, H.Ravn and the ISOLDE collaboration, Nucl. Instr. Meth. B70(1992)160.
- [3] L.Buchmann, J.Vincent and H.Spernger, Nucl. Instr. Meth. B62(1992)521.
- [4] P.Decrock, M.Huyse and P.Van Duppen, Nucl. Instr. Meth. B58(1991)252.
- [5] S.Ichikawa, T.Sekine, H.Iimura, M.Oshima and N.Takahashi, Nucl. Instr. Meth. A274(1989)256.
- [6] R.Kirchner, Nucl. Instr. Meth. B70(1992)186.
- [7] J.Heinemeier and P.Hevpund, Nucl. Instr. Meth. 148(1978)425.
- [8] J.Heinemeier and P.Hevpund, Nucl. Instr. Meth. 148(1978)65.
- [9] Y.Mori, Rev. Sci. Instr. 63(1992)2357.
- [10] H.K.Carter, J.Breitenbach, S.Ichikawa, J.Kormicki, private communication.
- [11] V.Rabbel, U.Stoehlker, J.Muenzel, H.Wollnik, F.Bloennigen, K.Kobras and W.Lippert, Nucl. Instr. Meth. B26(1987)246.
- [12] D.K.Olsen, Nucl. Instr. Meth. A328(1993)303.
- [13] H.L.Ravn, P.Bricault, G.Ciavola, P.Drumm, B.Fogelberg, E.Hagebo, M.Huyse, R.Kirchner, W.Mittig, A.Mueller, H.Nifenecker and E.Roeckl, Nucl. Instr. Meth. B88(1994)441.
- [14] G.Di Bartolo, private communication.

Table 1 Estimated fission-product ion beam intensities.

Nuclides	Half-life	Cross section [mb]	Target material	Production rate in target [atoms/s]	Transport efficiency [%]	Ion-source efficiency [%]	Delay efficiency [%]	Charge exchange efficiency[%]	Beam intensity after ISOL
90Br	1.96 s	4.0	235-U	3.8 E+11	3 E+1	1 E+2	2.5 E-3		2.8 E+6
89Br	4.37 s	8.2	235-U	7.7 E+11	3 E+1	1 E+2	8.6 E-1		2 E+9
88Br	16.6 s	9	235-U	8.4 E+11	3 E+1	1 E+2	2.8 E+1		7.2 E+10
87Br	55.7 s	6.4	235-U	6 E+11	3 E+1	1 E+2	6.9 E+1		2.5 E+10
86Br	55 s	1.4	235-U	1.2 E+11	3 E+1	1 E+2	6.9 E+1		4.5 E+10
88Se	1.53 s	2.32	235-U	2.2 E+11	3 E+1	1.6 E+1	1 E+0		1.3 E+9
87Se	5.84 s	4.26	235-U	4 E+11	3 E+1	1.6 E+1	3 E+1		3.7 E+10
86Se	15.3 s	5.95	235-U	5.6 E+11	3 E+1	1.6 E+1	6.4 E+1		1 E+11
85Se	31 s	2.4	235-U	2.2 E+11	3 E+1	1.6 E+1	8 E+1		5 E+10
84Se	3.2 min	2.65	235-U	2.5 E+11	3 E+1	1.6 E+1	9.6 E+1		7 E+10
83Ge	1.9 s	0.46	235-U	4.3 E+10	3 E+1	4 E+1	2.6 E+0	2 E+1	2.7 E+7
82Ge	4.6 s	0.7	235-U	6.5 E+10	3 E+1	4 E+1	2.2 E+1	2 E+1	3.5 E+8
81Ge	10 s	0.7	235-U	6.5 E+10	3 E+1	4 E+1	5 E+1	2 E+1	7.8 E+8
139I	2.29 s	1.45	238-U	3.8 E+11	3 E+1	1 E+2	2.6 E+0		3 E+9
138I	6.4 s	8.1	235-U	7.6 E+11	3 E+1	1 E+2	2.7 E+1		6 E+10
137I	24.2 s	15.2	235-U	1.4 E+12	3 E+1	1 E+2	7 E+1		3 E+11
136mI	45 s	8.1	235-U	7.6 E+11	3 E+1	1 E+2	8.3 E+1		1.9 E+11
136gI	84 s	8.1	235-U	7.6 E+11	3 E+1	1 E+2	9 E+1		2 E+11
135I	6.61 h	14	235-U	1.3 E+12	3 E+1	1 E+2	1 E+2		4 E+11
133Sn	1.42 s	3.6	235-U	3.3 E+11	3 E+1	5 E+1	7.6 E-1	2 E+1	7.5 E+7
132Sn	40 s	7.4	235-U	6.8 E+11	3 E+1	5 E+1	8.4 E+1	2 E+1	1.7 E+10
131gSn	39 s	5.8	235-U	5.3 E+11	3 E+1	5 E+1	8.4 E+1	2 E+1	1.3 E+10
131mSn	3.7 min	1.4	235-U	1.3 E+11	3 E+1	5 E+1	9.7 E+1	2 E+1	3.8 E+9
120Ag	1.17 s	0.08	235-U	6.1 E+9	3 E+1	5 E+1	2.7 E-1	2 E+1	5 E+5
119 Ag	2.1 s	0.09	235-U	8.4 E+9	3 E+1	5 E+1	3.7 E+0	2 E+1	9 E+6

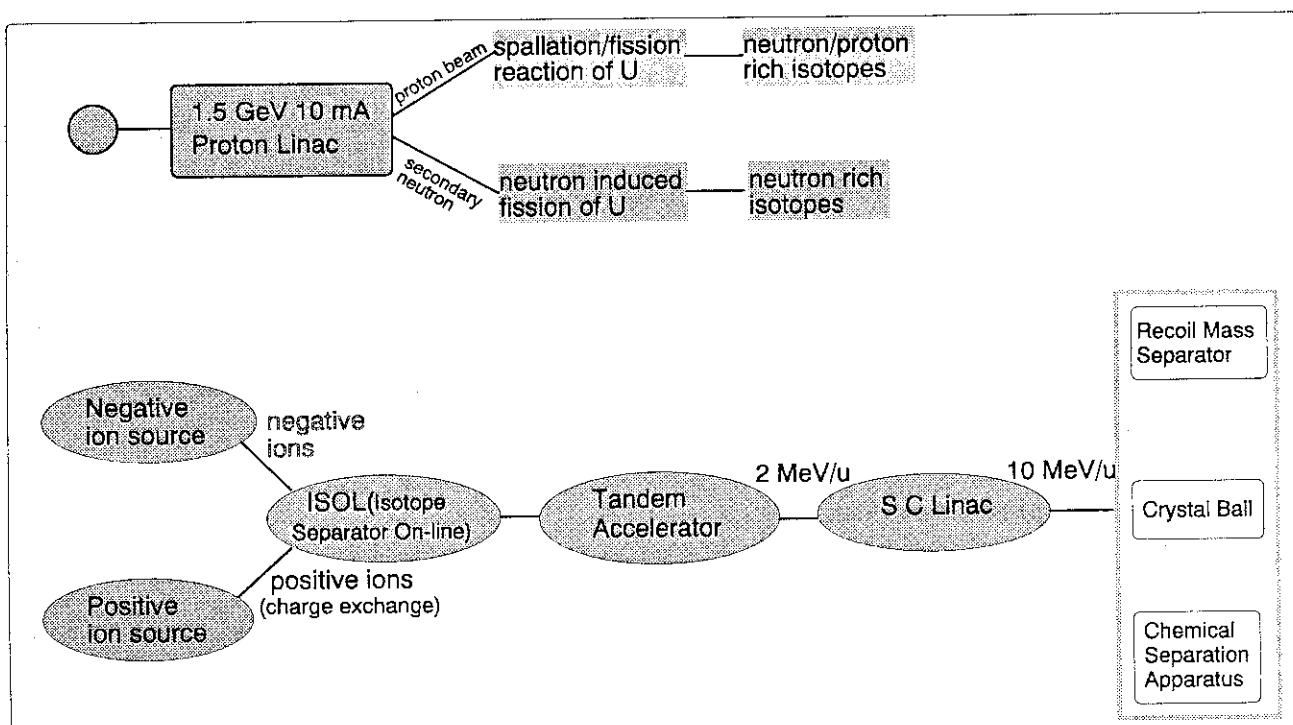


Fig. 1. Schematic diagram of the Fission-Product Ion Beam Facility (FPIBF) discussed as a possible realization of the JAERI-Proton-Linac facility

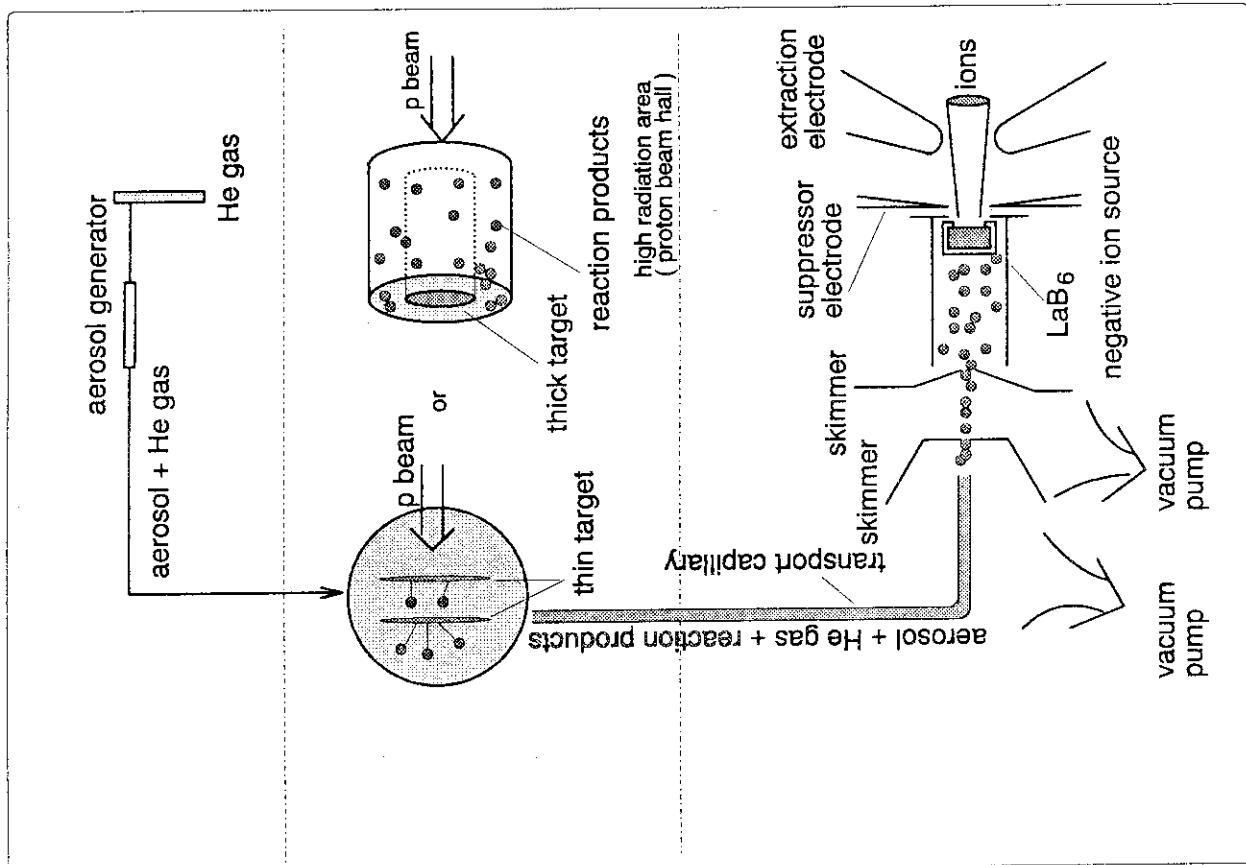


Fig. 3. Gas-jet coupled negative ion source.

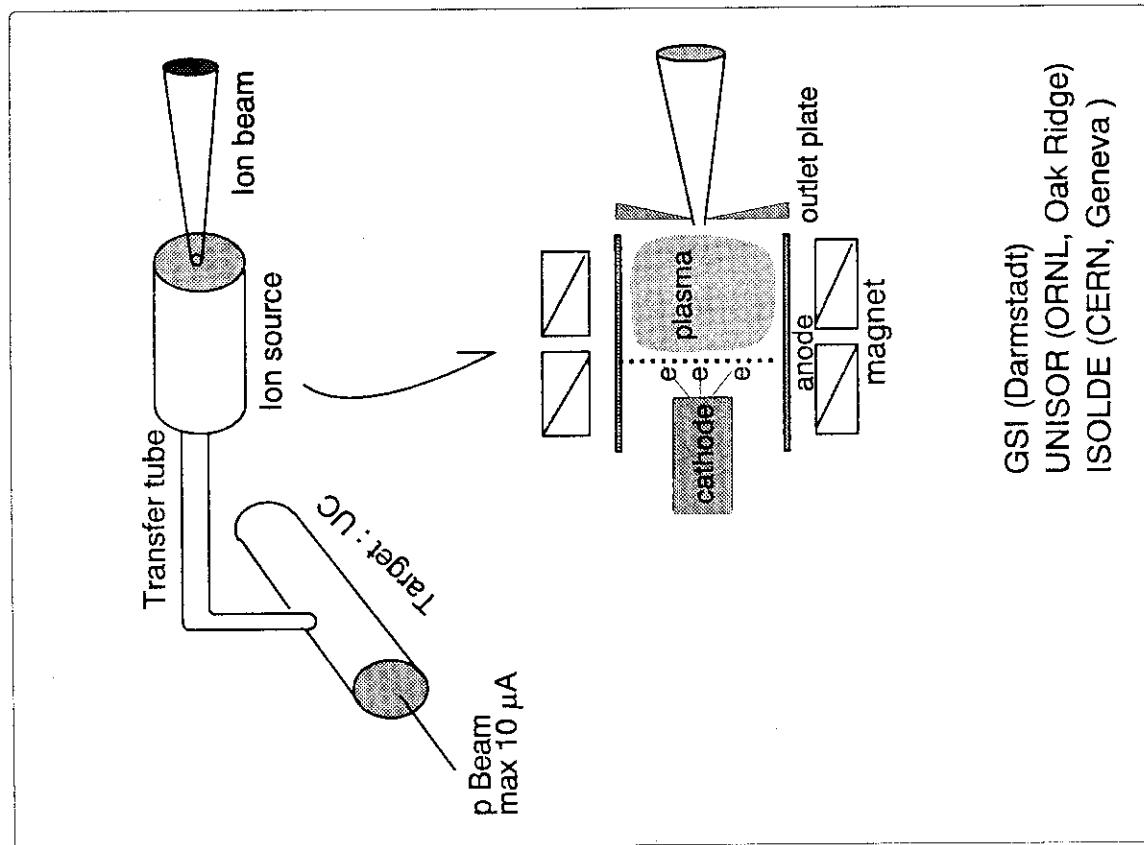


Fig. 2. FEBIAD ion source connected to the target via a transfer tube.

7.2 不安定核ビームを用いた核分光

九大・理 農靖之

はじめに

ここ十年来、原子核の研究に不安定核二次ビームを用いることが盛んになってきた。この分野では、日本は理研のリングサイクロトロンでの研究を中心にして、世界的にも先頭グループに入る。現在使われている不安定核ビームの大半は中間エネルギーの重イオンビームの破碎片をそのまま二次ビームとして使う方式で、理研、MSU、GANIL、GSI等で盛んに実験が行われている。この方法では、二次ビームのエネルギーが比較的高いので従来タンデムやサイクロトロンを使って行った原子核の研究をZ-N面で拡げて行く上で連続性に困難がある。また、低エネルギー重イオンビームによる逆運動学核融合反応で生成する不安定核の反跳エネルギーを利用する二次ビーム生成も理研で行われている。しかしながらこれらの方法で作ったビームは質が良くない。そこで、現在日本、ヨーロッパ、米国で、高エネルギー陽子ビームによる核破碎反応等で不安定核を生成し、質量分離した上でもう一度加速して質の良い不安定核ビームを生成することを目指した計画が進められている。また、そこでの実験計画も既に幾つか報告されている[1-5]。我々も核研の大型ハドロン計画E-アレーナでの実験計画として検討し報告している[1]。そこでは、低エネルギー不安定核ビームを使った(i)天体核物理学研究、(ii)核分光学研究、(iii)安定線から遠く離れた原子核の研究、(iv)核能率と基本的対称性の研究等が議論されている。本報告では、その中から核分光の話題を取り上げて説明する。

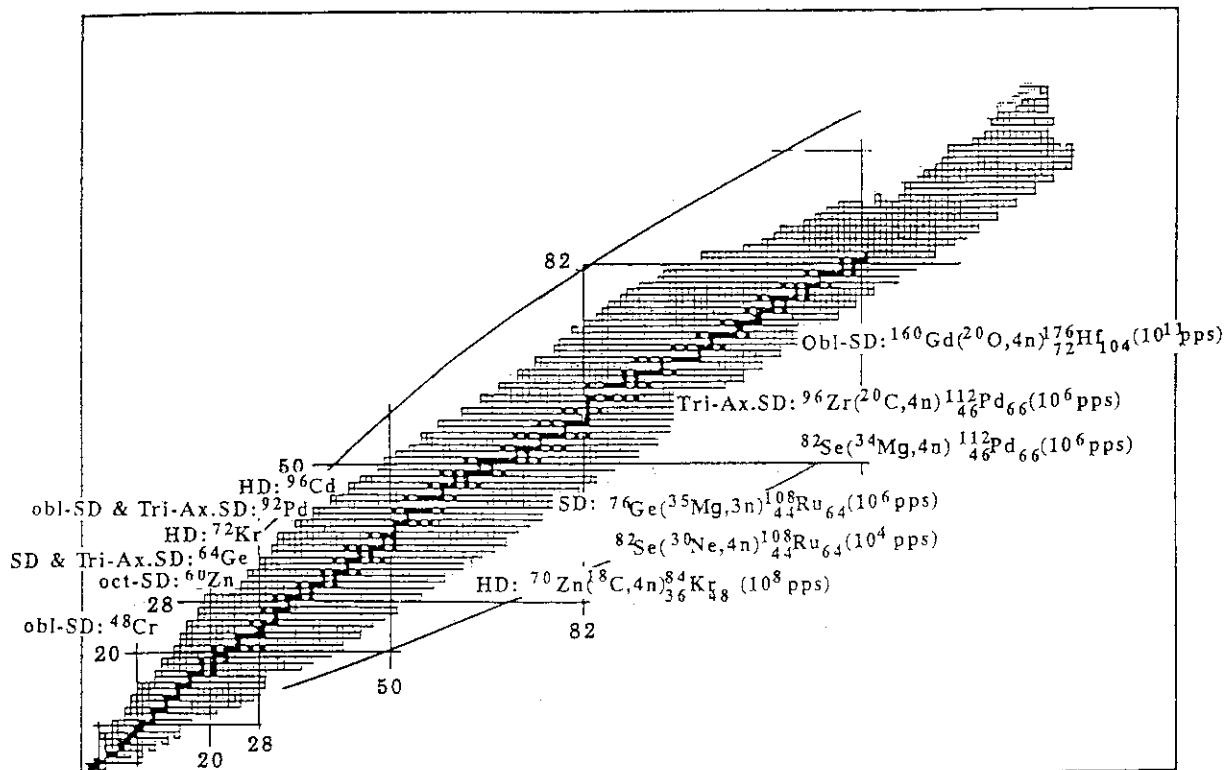
1、エキゾチックな形をした原子核の研究

最近の核分光学研究では、超変形回転バンドにからむ研究が主流をなしていると言って過言ではないであろう。質量数が80, 130, 150, 190の領域の原子核の高スピントラス状態に現われる、長軸と短軸の比が2:1の回転楕円型の状態で、超ウラン元素の核分裂異性体と共に、変形した一体場での閉殻構造が原因であることが分かっている。

基底状態で変形した原子核は、従来から多く知られている。それらの原子核は、陽子数と中性子数が球形ポテンシャルの閉殻から離れた数であり、所謂開殻を多く持つために変形している。それに対して変形したポテンシャルの閉殻が原子核に巨大な変形を引き起こしていることが分かった。現在までに知られている巨大変形は全てレモン型の Y_2 型変形であるが、この原子核の変形に対する新しい認識は、3軸非対称な超変形状態や、八重極の Y_{30}, Y_{31} と言った瓢箪型やバナナ型の超変形状態の存在を期待させる。これまでのところそのようなエキゾチックな超変形状態は見つかっていないが、これらは不安定核ビームによる核分光研究の格好の対象になる

と考えられる。

ここまで議論から既に明らかのように、エキゾチック超変形の状態が最も現われ易いのは、陽子数、中性子数が共に対応する超変形の閉殻になっている場合である。つまり $N = Z$ のセルフコンジュゲイトな原子核である。図 1 に理論的に予言されている、エキゾチック超変形の閉殻原子核の例を示した。



1

上記の議論の対象になる $N = Z$ 核で、現在迄に知られている励起準位の例を示したのが図 2 である。これらの原子核は、安定核同士の反応では表 1 に示したように、極く小さい反応断面積の反応チャンネルでしか到達出来ず、そのため現在迄に得られている情報は図 2 のように極く限られたものになっている。これらの原子核を、表 1 の下に示したように、不安定核ビームを使った反応で見ると次章に例を示すように 1 ~ 2 枠大きい断面積を持つ反応チャンネルで生成出来、不安定核ビームを、現在欧米の研究所で稼働しているような大型のクリスタルボールと組合せて使えば、エキゾチックな超変形状態の観測が可能になると期待出来る。

2、安定線から遠く離れた原子核の研究

九大タンデム加速器の重イオンビームを用いて行った質量数 80 領域の原子核

Level Systematics of e-e N=Z Nuclei

^{64}Ge ^{68}Se ^{76}Sr C.J.Lister et al., Phys.Rev.C42(1990)R1191

⁷²Kr H. Dejbakhshi et al., Phys. Lett. B249(1990)195

⁸⁰Zr C.J.Lister et al., Phys.Rev.Lett. 59(1987)1270

3037-(8⁺)

2112 (6^+)

		<u>1322</u> (4 ⁺)	<u>1445</u> (6 ⁺)		
<u>902</u> 2 ⁺	<u>854</u> 2 ⁺	<u>709</u> (2 ⁺)	<u>745</u> (4 ⁺)	<u>828</u> (4 ⁺)	<u>443</u> 2 ⁺
— 0 ⁺	— 0 ⁺	— 0 ⁺	<u>261</u> (2 ⁺)	<u>290</u> (2 ⁺)	— 0 ⁺
<u>64</u> Ge	<u>68</u> Se	<u>72</u> Kr	<u>76</u> Sr	<u>80</u> Zr	<u>84</u> Mo

图 2.

表 1.

Reaction and Cross Section for Production of N=Z Nuclei

Isotope	Reaction	E (MeV)	σ (fb)
^{64}Ge	$^{12}\text{C}(\text{Fe-54}, 2n) ^{64}\text{Ge}$	165	500 ± 300
^{68}Se	$^{12}\text{C}(\text{Ni-58}, 2n) ^{68}\text{Se}$	175	38 ± 16
^{72}Kr	$^{16}\text{O}(\text{Ni-58}, 2n) ^{72}\text{Kr}$	170	60 ± 25
^{76}Sr	$^{24}\text{Mg}(\text{Fe-54}, 2n) ^{76}\text{Sr}$	175	10 ± 5
^{80}Zr	$^{24}\text{Mg}(\text{Ni-58}, 2n) ^{80}\text{Zr}$	190	10 ± 5
^{84}Mo	$^{28}\text{Si}(\text{Ni-58}, 2n) ^{84}\text{Mo}$	195	7 ± 3

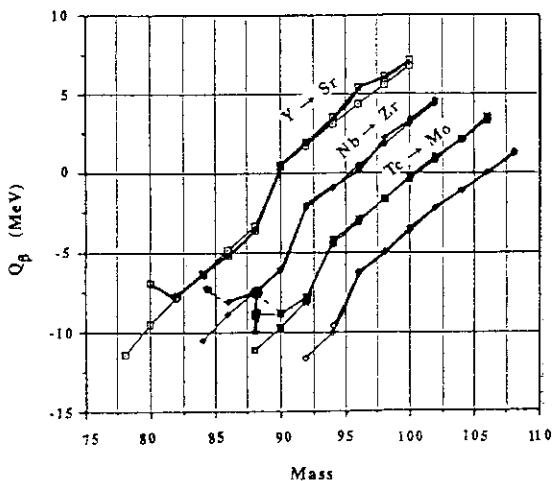
Ge - Zr : C.J.Lister et al., Phys. Rev. C42(1990) R1191.
Mo : W.Gelletly et al., Phys. Lett. B253(1991) 287.

Reaction with Unstable Nuclear Beams

$^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$: 2p2n channel

$^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{60}\text{Zn}$: 2p2n channel

Cross Section : 1 ~ 2 order up



3.

^{80}Y , ^{84}Nb , ^{88}Tc のベータ崩壊の最大エネルギーを測定する実験の結果、それらの値が図 3 に示したように、系統的な質量数依存性から大きくずれていることを発見した。この異常な現象は、これ迄に提案されている質量式に取り込まれていない相互作用による原因があると考えられる。今のところ、これらベータ安定線から遠く離れた N~Z 核では p-n 間相互作用が奇々核を安定化することが原因ではないかと考えている。この物理を検証するには、更に安定線から離れた原子核の質量測定が有効であることは明らかである。九大での実験は (i) $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si},\text{pn})^{80}\text{Y}$, (ii) $^{58}\text{Ni}(^{28}\text{Si},\text{pn})^{84}\text{Nb}$ (iii) $^{58}\text{Ni}(^{32}\text{S},\text{pn})^{88}\text{Tc}$ らいすれも pn 放出チャンネルを用いて目的核種を生成したが、これらの反応断面積は約 1 mb 或いはそれ以下と小さい。これは安定核をビームと標的に使うと言う制限によるもので、不安定核 ^{30}S , ^{34}Ar 等のビームを使えば pn チャンネルに比して断面積が 1 桁ないしは 2 桁大きい 3pn 放出チャンネルを使って遙に容易に研究できる(図 4 参照)。勿論 N=Z 核である ^{78}Y , ^{82}Nb , ^{86}Tc も ^{28}S , ^{32}Ar 等のビームを使うことで研究が可能になる。

3、モード間結合の研究

原子核の高スピン状態は、重イオンビームによる核融合反応で生成し放出されるガンマ線を測定することによって研究されている。この時、反応機構の制約から高スピン状態が実験的に分かっているのは中性子欠損核であり、また高スピン状態を生成した時には普通低いスピン状態が観測出来ない。逆に低いスピン状態は中性子捕獲反応等で安定線近傍の核種についてのみ詳細に調べられている。典型的な例として図 5 に Er の 2 つの同位体の準位構造を示した。安定核 ^{168}Er では多くの集団運動状態が知られているが、全て低スピン状態に限られている。他方、中性子欠損不安定核 ^{160}Er では 4 つの回転状態が高スピン迄知られているが低スピンの情報がない。

原子核の集団運動モードは相互に影響を与え、その性質をスピンと共に変えて行く。その相互作用は多くの場合 $I(I+1)$ (I は状態の全角運動量) で展開し摂動として扱われる。低スピン状態で実験結果を良く説明するこの扱いは、当然高スピン状態で

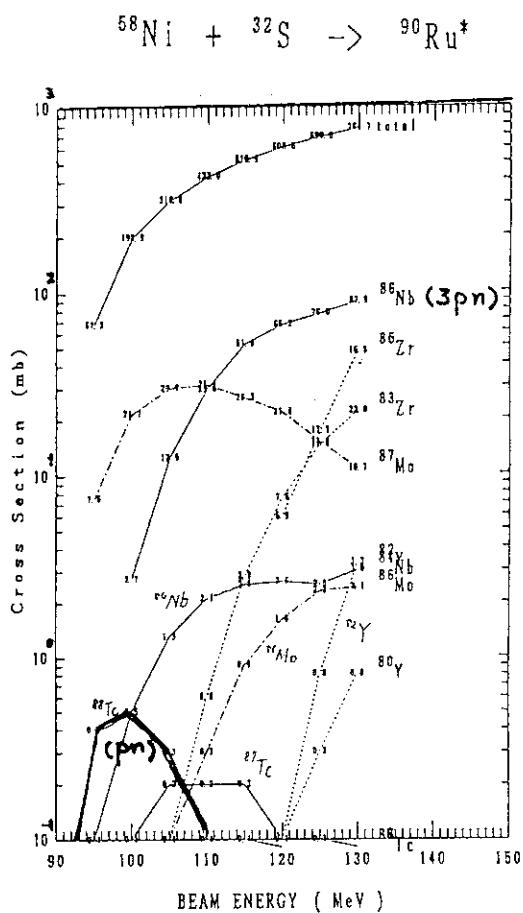
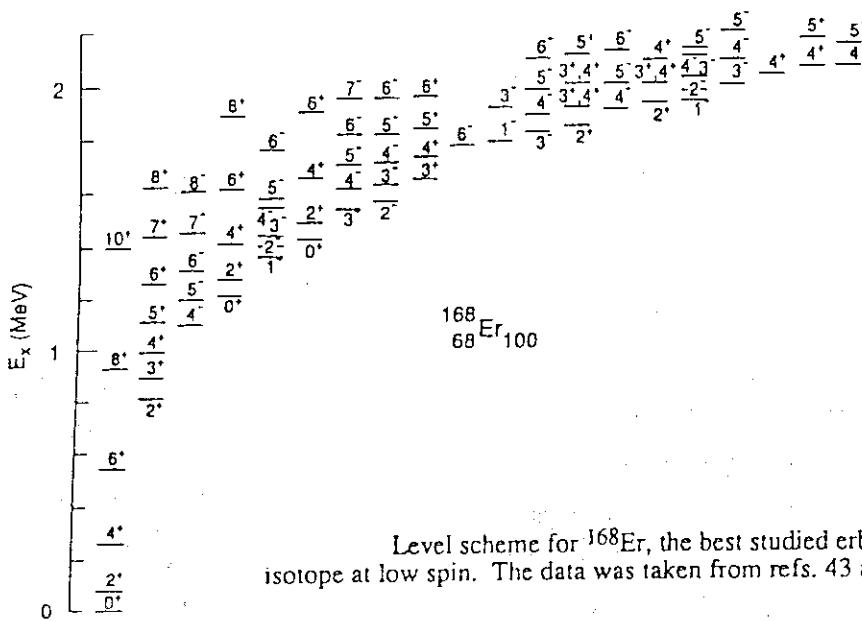


図 4.



Level scheme for ^{162}Er , the best studied erbium isotope at high spin. The data was taken from refs. 45 and 46.

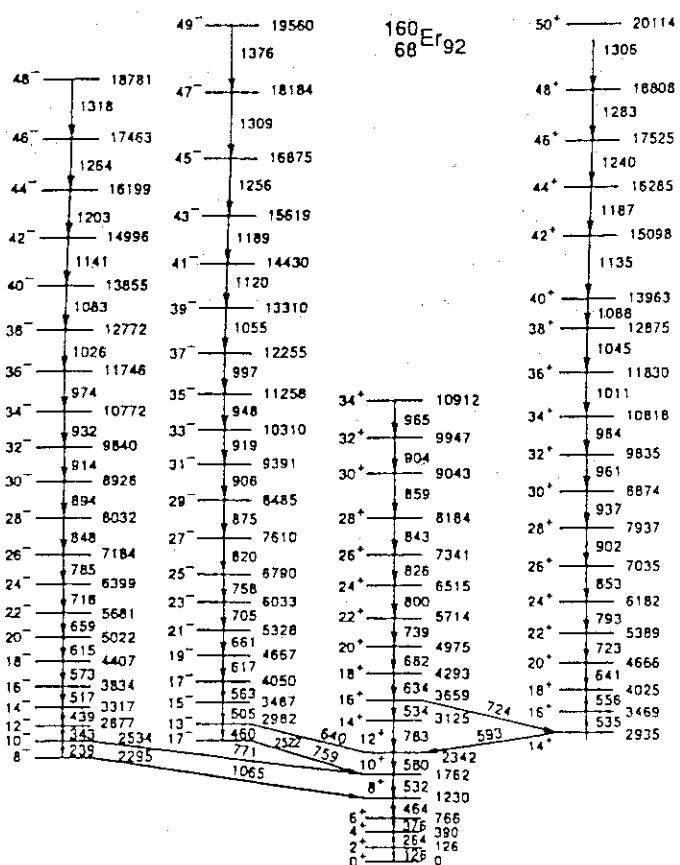


图 5 .

は摂動としては扱えなくなる筈であり、それらの現象を研究するには、低スピン状態が良く調べられている ^{168}Er のような原子核の高スピン状態を生成し研究するのが最適である。これは例えば中性子過剰不安定核 ^{220}O や ^{18}C 等のビームを使えば、 $^{150}\text{Nd}(^{22}\text{O}, 4\text{n})^{168}\text{Er}$, $^{154}\text{Sm}(^{18}\text{C}, 4\text{n})^{168}\text{Er}$ 反応で生成し研究することが可能になる。

4、多重極変形核の研究

八重極変形が最も顕著に現われる原子核が、 ^{224}Ra を中心とした Ra 同位体である

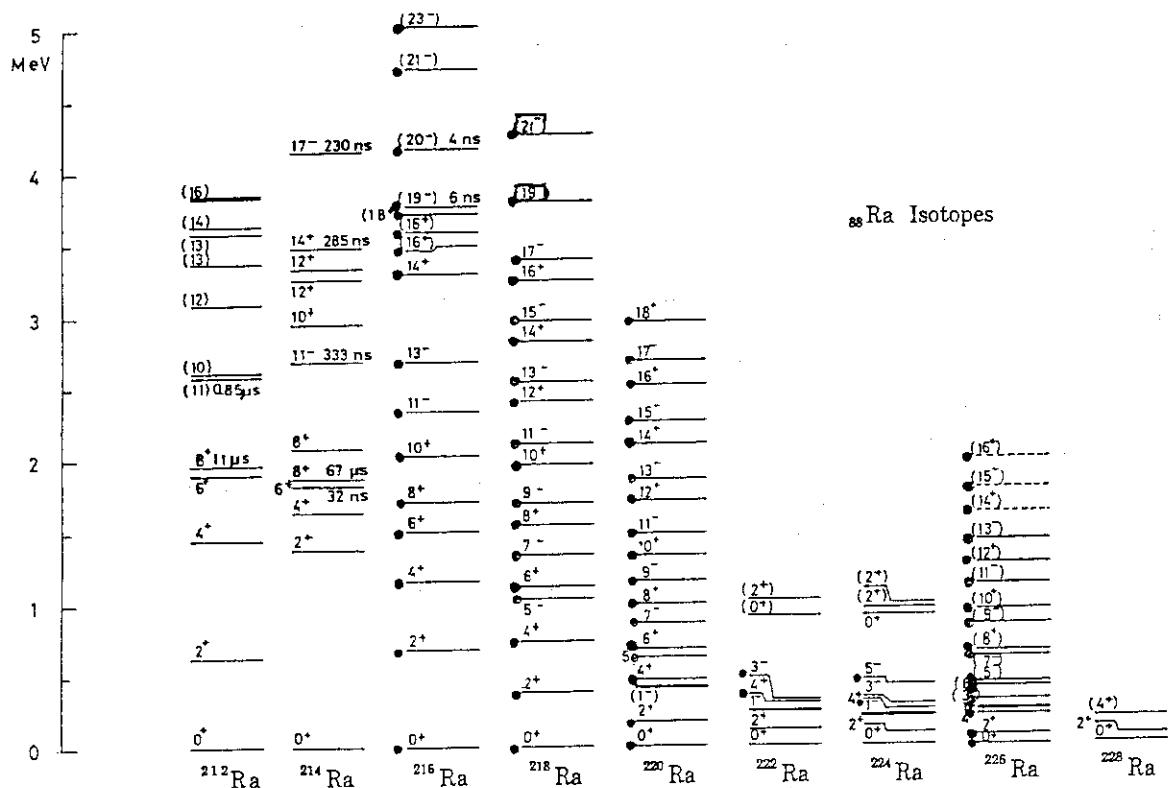


図 6.

ことは、良く知られたことである。しかしながら八重極変形が最も安定であると見られる ^{224}Ra , ^{222}Ra の励起状態についての情報は α 崩壊に伴う γ 線の研究によるものに限られており、低スピン状態に限られている（図 6 参照）。これらの原子核の高スピン状態の研究にも中性子過剰不安定核ビームが有効である。例えば、 $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{C}, 4\text{n})^{222}\text{Ra}$, $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{C}, 2\text{n})^{224}\text{Ra}$ 等の反応によって生成し研究することが可能になる。この時中性子過剰核ビームが複合核に持ち込む角運動量が安定核ビームの場合より大きいことも高スピン状態研究に有利である。

5、おわりに

最近盛んに議論がなされ、計画が進行している不安定核ビームは、原子核の研究対象を N-Z 面上で一挙に拡大し、中性子ハロー核のように安定線近傍では見られなかった現象が数多く観測出来ると期待される。しかしながら、例えば我が国の核分光実験の分野を見ると、世界最先端の加速器が有りながら、測定器で大きく遅れており、超変形状態の研究には参画することさえ不可能な現状である。本研究会のテーマである、原研中性子科学研究施設や核研の大型ハドロン計画では、世界的に十分に競争力のある加速器施設を作るのみならず、測定機器の面でも世界の先端を行く、特色あるものを整備することが重要である点を老婆心ながら指摘しておきたい。

参考文献

- [1] A proposal of Radioactive Nuclear Beam Project at KEK-Booster (Tsukuba-RNB-1)
written by Working Group of Advisory Committee for Nuclear Physics Research Division
at INS, (JHP-26) December 1994.
- [2] RI BEAM FACTORY = Basic Science =
Written by the planning group of the RI Beams Factory at RIKEN Accelerator Research
Facility, August 1994.
- [3] The Isospin Laboratory, Research Opportunities with Radioactive Nuclear Beams,
Written by the North American Steering Committee for the IsoSpin Laboratory,
LALP 91-51.
- [4] J.D.Garrett, Exotic Nuclear Shapes and Configurations that can be studied at High Spin
Using Radioactive Ion Beams, March, 1992.
- [5] The SPIRAL Radioactive Ion Beam Facility, ed. M.Bex, March 1994, GANIL R9402.

7.3 不安定核や中性子過剰核が関与する重イオン反応

原研先端基礎研究センター 岩本 昭

1. QMD模型による原子核の記述と不安定核

原子核の大規模な組み替え反応を記述する理論模型として、分子動力学に基づいた手法が用いられるようになってからかなりの年数が過ぎた。この模型はもともと中ないし高エネルギー重イオン反応の解析手段として開発された手法であるため、精密さという点では色々問題を含む模型であったが近年これをより精密な模型へと拡張する研究がなされてきた。その研究で代表的なものとして、FMD模型 [1]、AMD模型 [2]、拡張されたQMD模型 [3] 等が挙げられる。これらの模型のうちAMD模型等は、軽い核の核構造研究に用いられる程に精密化されている。一方我々は標準的なQMD模型の枠組みの中で、主として軽イオン入射の多段階過程の系統的な研究を行い、この中で非常に広範な反応に関して改めて標準的なQMD模型の威力を示してきた [4]。ここでのポイントは、非常にうまく且つ一般的にパラメータセットをチューニングしたことであり、それにより単一のパラメータセットで軽イオン反応での放出粒子2重微分断面積や残留核の分布を含む実験データを再現し、その中で多段階過程の果たす役割についての理解を深めることができた。大切なことは、従来の模型と違い任意パラメーターを必要としないことであり、それ故複雑な核反応に対しても予言能力があるという点である。この点を重視して、この模型が今後核構造や重イオン反応にどこまで有効かを検証するため、模型の改良を現在行っているがその研究で得られたことの幾つかを以下に報告する。

文献 [4] で分かっていた問題点は、いわゆる運動量依存力を導入していないかったため、光学ポテンシャルの入射エネルギー依存性を説明できないことである。光学ポテンシャルは低エネルギーでの引力的性質が、入射エネルギーが200MeV近辺を境に斥力的になることが昔よりよく知られている。この性質は重イオン反応のフローといった物理量には重要な役割を果たすことが良く知られている。軽イオン反応に関してはそれほどの強い影響はないかもしれないが、しかしこれを無視することは出来ないであろうと予想される。それ故、改良の第1点はこの運動量依存性の導入にある。この為に用いた模型は、通常やるように有限レンジの核力の交換相互作用により生じる項を有効相互作用として導入することにある。元々の核力としてSkyrme型の零レンジ相互作用を用いていたことによる不都合を、これにより補正する訳である。改良点の第2は、核構造の性質を計算するために、パウリポテンシャルを導入することである。これはなぜ必要かというと、標準的なQMD模型では原子核の基底状態は計算するものではなく、実権値に合うように選んでいるためであり、実際に基底状態の性質を知ろうとする場合にはこれでは困るわけである。パウリポテンシャルを導入することは、核子がフェルミオンである性質を取り入れることであり、波動関数の反対称化をするやり方に比べて遙かに簡単な模型となる。このパウリポテンシャルの導入により、基底状態は“計算できる”ものとなる。実際の手順としては、初期条件として決められた数の陽子と中性子を表すガウス型の波束を位相空間にランダムに配置して、これに対して仮想的な摩擦力を導入した運動方程式をたて、これを解くことによりエネルギー最低状態である基底状態を求める。パウリポテンシャルとしては、スピン・アイソスピンが同種の粒子間に對して位相空間での位置座標及び運動量座標の重なりを排除するような斥力ポテンシャルを仮定する。ここに現れるパラメーターは系統的にデータを再現するよう決め、以後は定まったものとしてこれを固定して用いる。第3の改良点は、相対論的な効果である。基本的には相対論的QMD模型、いわゆるRQMD模型を出発点としてこれを近似的に解く手法にコードを改めた [5]。これにより、核子当たりのエネルギー

が6GeV程度までの1体場の効果をかなり正確に取り入れることが可能になった。

以上述べた改良の結果に関して、3つの改良点を同時に行った上で最良の結果が得られるパラメータセットを固定した。図1に示すのは、陽子が原子核に入射した場合の光学ポテンシャルの実数部を入射エネルギーの関数として示したものである。非常に低いエネルギー領域での値と、高いエネルギーの全体について良く合わせるためにには2種類の交換相互作用を導入する必要があるが、これを用いることにより非常によい結果が得られていることがこの図より分かる。図2に示すのは、原子核の基底状態の核子数当たりの束縛エネルギーがどの様に再現されるかを示したものである。我々の計算値は束縛エネルギーの系統的な変化を、絶対値も含めて良く再現していることが分かる。計算値として示されている3本の線は、核物質の状態方程式の圧縮率として、固いもの、中間、柔らかいものの3種類に関して計算したものである。図には示していないが、図2の有限核に対する計算をする前に核物質の状態方程式に関して、フェルミガスの値を再現するような計算を行つており各圧縮率毎にその他のパラメーターの値は固定している。このように、光学ポテンシャルや有限核の基底状態に対して、新しい模型で良い再現性が得られたことが分かった。

この模型による不安定核の計算の例として、図3に示すのはハロー原子核として有名になった¹¹Liの密度分布を示したものである。ヒストグラムで示されているのはQMDによるガウス波束の分布であり、はっきりとした2山構造をしている。ここで外側の山はハローの原因となっている2個の中性子であり、コアを形成している⁹Liからはっきりと分離した遠方で束縛されている。各々のガウス波束で平均した後では、図の太い実線で示された分布となり、斜線領域で示された実験値の傾向を良く再現していることが分かる。このようなハロー構造の起源は運動量依存の核力とパウリの力との微妙なバランスであると考えられるが、現在これを確かめるための研究を行つてはいる。興味深いのはこのような構造を有する原子核が関与する反応にどの様な特徴が見られるかという点である。図4に示したのは、この¹¹Liを790MeVに加速して¹²Cに入射した核反応での⁹Liの観測値であり、ビームの入射方向に対して横方向（ビームに直角方向）の運動量がどの様に分布しているかを示している。太い実線で示されている実験値は、ビーム方向の鋭いピークとそれを中心とした幅広い分布を示している。図3に示されたQMD計算は小さい四角で示されているが、実験の結果を非常に良く再現していることが分かる。この鋭いピークの部分は、入射核のコアは標的核とほとんど相互作用せずに外側の2個のヴァレンス中性子がはぎ取られた反応に対応して、幅広い部分は入射核のコアが標的核と相互作用しつつ2個のヴァレンス中性子が反応によりはぎ取られたものと解釈できる。

以上に示したように、¹¹Liの様な非常に特異な原子核の性質を我々の新しいQMDコードが再現できる可能性が見えている。このほかにも、中性子過剰原子核が関与する核融合反応の断面積が、安定核の関与するものより大きく増大することが、¹⁶Oと²⁸O（仮想的な原子核）が⁴⁸Caへ入射する反応の計算の比較より得られている。このように、不安定原子核をQMD模型により作成してそれを用いた核反応を行わせることにより、不安定核に特徴的な興味ある物理現象を理解する道が開けつつある。

なおここで述べた研究は、RISTの仁井田浩二氏、原研の丸山敏毅氏、丸山智幸氏との共同研究に基づいている。

2. 超重核合成に関する最近の話題

本年2月9日午後10時37分に、ドイツGSI研究所で最も重い元素Z=112番が発見された。合成に用いた反応は一連の重い元素合成に共通して使われてきた、冷たい核融合と一括されて呼ばれる反応の一連である、 $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ の核融合が用いられた。これは1昨年暮れに発見されたZ=110, 111に続く発見で、この調子であればZ=114番までゆけるのではないかという期待がますます強まってきた。この成功は、理論的に予想されていた超重核の基底状態の安定性が、実際に実証されつつあることを意味しておりその面で理論家としても大変歓迎すべきことである。確認されたアルファ崩壊の系列を図5に示す。ここで6連の崩壊の内、途中一つは未確認であるが他の5つについて確認されほぼ間違いないと思われる。この際に放出されたアルファ粒子のエネルギーも理論計算の値が大変良く一致している。冷たい核融合の採用はGSIを成功に導いた（最も重い元素Z=107, 108, 109, 110, 111, 112 全てがGSIで発見された）カギであったが、以下ではさらに重い元素の合成はどの様にすべきかについての一考察を述べる。

冷たい核融合による超重核の合成はZ=114を目指してさらに続くであろうが、全く別の反応様式は考えられないであろうか？一つには中性子過剰核のビームを用いることが昔より考えられてきた。実際古典的な”本当の超重核” Z=114, N=184に至るには勿論中性子過剰核が絶対に必要になる。前節で述べたように、過剰の中性子は核融合反応を増大させるにも一役買うかもしれない。この方向での考察は将来にわたって重要なものであるが、以下の考察はこれとは又違った反応様式を対象とする。

冷たい核融合反応でも最も問題となるのは、いわゆるエキストラップッシュ [6] と呼ばれる現象である。これを一言で説明するのは容易でないが、これを理解する上で重要なことは核融合ポテンシャルと核分裂ポテンシャルとがそれぞれ違った配位を持ちそれぞれのポテンシャルの高さが違うこと、2核が接近しているときにはこの2つのポテンシャル表面の間の乗り移りが起きることである。実際核融合が起きるためににはこれが是非とも必要であるがのことと、核融合反応の際には入射のエネルギーの一部が他の集団運動や内部励起へ散逸する事、が組合わさってエキストラップッシュ現象が生じている。これがると核融合ポテンシャルを乗り越えるエネルギーを与えて、入射核がある程度以上重いと核融合を起こさないことになり、核融合させるためにはさらに高いエネルギーを与えることが必要とされる。それは複合核の励起エネルギーを高めることにつながり、粒子放出や核分裂の確率を高め超重核合成を妨げることになる。GSIでの最近の実験では、核融合障壁の高さよりやや低い位の入射エネルギーでの核融合を用いており、そこではエキストラップッシュの効果と、サブバリアーでの断面積の増大効果がほぼ拮抗している。結果的にはその近辺のエネルギーでは、断面積は増大も減少も起こらない状態となっている。

エキストラップッシュを避けることが出来ればより低いエネルギーで複合核を形成することが出来、それは超重核合成にとり有利である。そのためには、2核が接近して表面が触れあい粒子移行の窓が開いた時の配位が、核分裂障壁での複合核の形よりコンパクトであれば避けられると考えられる。しかしコンパクトであると同時に要求されることは、核融合障壁があまり高くならないことである。この為の一つのアイデアは、入射核や標的核の变形の効果を利用することである。変形した原子核が関与する核融合については、サブバリアー領域での断面積の増大が現象としては良く知られている。最近我々は任意に変形した原子核間のポテンシャルを計算する巨視的な模型を開発し [7] 、それを用いて断熱近似のもとにサブバリアー核融合断面積を計算して良い結果を得た [8] 。これらの経験を踏まえ、超重核合成に関して次のような提案を行った [9] 。すなわち大きく変形した標的核と、大きく変形した入射核の組み合わせを考えると非常に特異な配位として二つが立体交差するようなものが考えられる。例えば図6に示したのは、

$^{110}\text{Pd} + ^{186}\text{W}$ 反応の例でこの配位を示したものである。このようにして2核が接した場合には、比較的にコンパクトな配位で且つ核分裂障壁とは全く違う形であること、及び相対的なクーロンエネルギーもあまり高くならないことが計算の結果分かる [9]。この為、入射核が重いにも関わらずエキストラップッシュの効果はあまり大きくないことが期待できる。この反応の結果出来る複合核は、現在の冷たい核融合反応とは違い超重核領域の向こう側に着地することになる。その後、アルファ崩壊をすることになるがその崩壊寿命等を計算してその系列を図7に示す。現在の実験手法ではアルファ崩壊の寿命が余りにも短すぎたり、逆に余りにも長すぎると超重核の同定が困難になる。この図に示したものはその条件からは許される範囲に入っていると考えられる。

ここで述べた2つの変形核同士の核融合は、まだ断面積の計算等がされていないが超重核合成の新しい手法になる可能性を持っている。なおこの節の研究は、Dr. P. Möllerとの共同研究による。

参考文献

- [1] H. Feldmeier, Nucl.Phys.A515 (1990) 147.
- [2] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, Phys.Rev.C42 (1992) 1185.
- [3] T. Maruyama, K. Niita and A. Iwamoto, Phys.Rev.C53 (1996) 297.
- [4] K. Niita et al., Phys.Rev.C52 (1995) 2620; M.B. Chadwick et al., Phys.Rev.C52 (1995) 2800; S. Chiba et al., Phys.Rev.C in press; S. Chiba et al., submitted to Phys.Rev.C.
- [5] T. Maruyama et al., submitted to Phys.Lett.B.
- [6] W.J. Swiatecki, Nucl.Phys.A376 (1982) 275.
- [7] P. Möller and A. Iwamoto, Nucl.Phys.A575 (1994) 381.
- [8] A. Iwamoto and P. Möller, submitted to Nucl.Phys.A.
- [9] A. Iwamoto, P. Möller, J.R. Nix and H. Sagawa, Nucl.Phys.A596 (1996) 329.

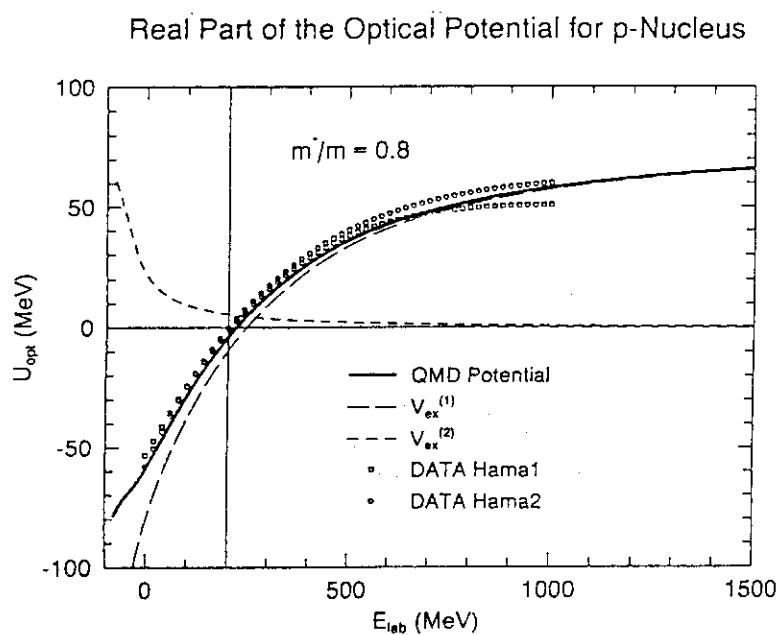


図1. 光学ポテンシャルの実数部分を陽子の入射エネルギーの関数として示す。

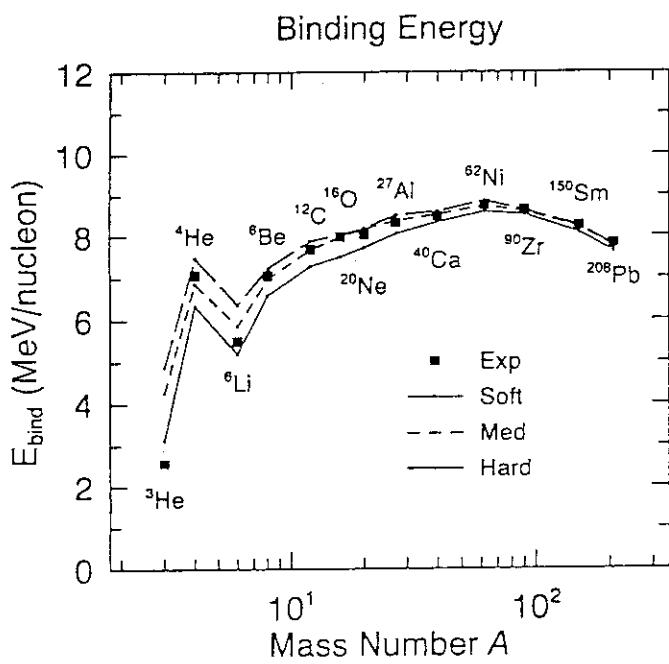


図2. 原子核の核子当たりの束縛エネルギーを原子核質量の関数として示したもの。

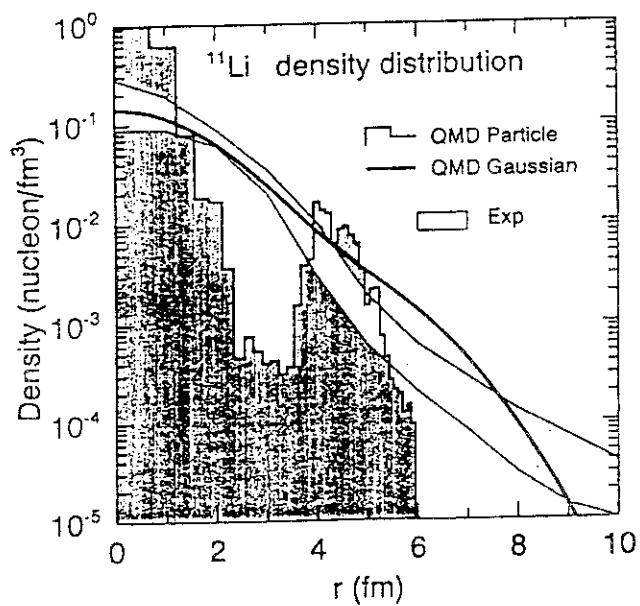


図3. ^{11}Li の密度分布を、中心からの距離の関数として示したもの。ヒストグラムは波束中心の分布、太い実践は波束で平均化した後の分布、2本の細い実践の間が実験値を示す。

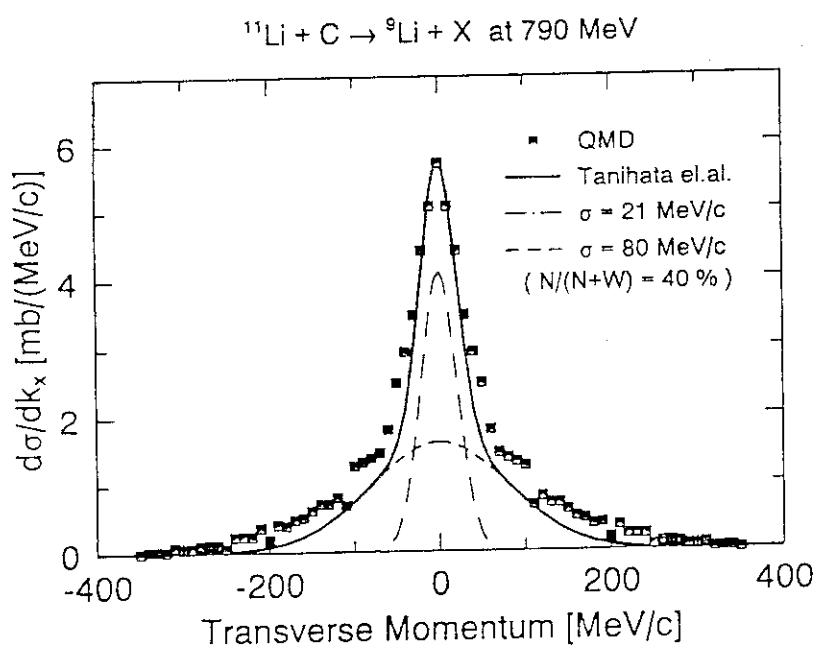


図4. $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ 反応での ^9Li の横方向の運動量分布。実践が実験値で、記号が計算値を示す。

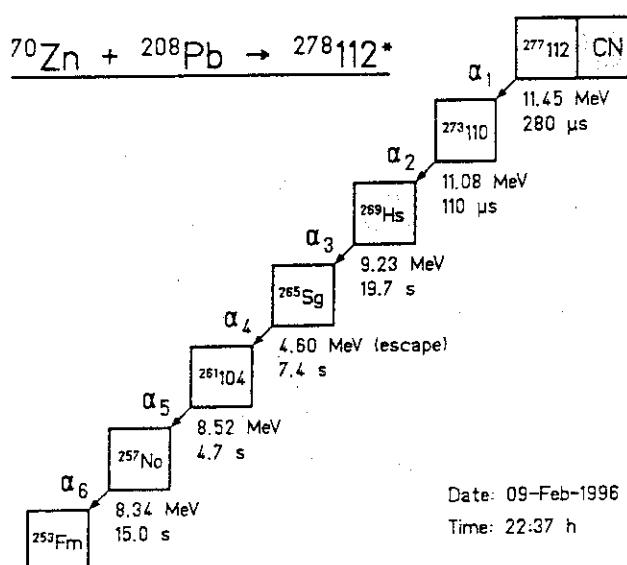


図5. GSIで発見された最も重い元素Z=112の崩壊様式。

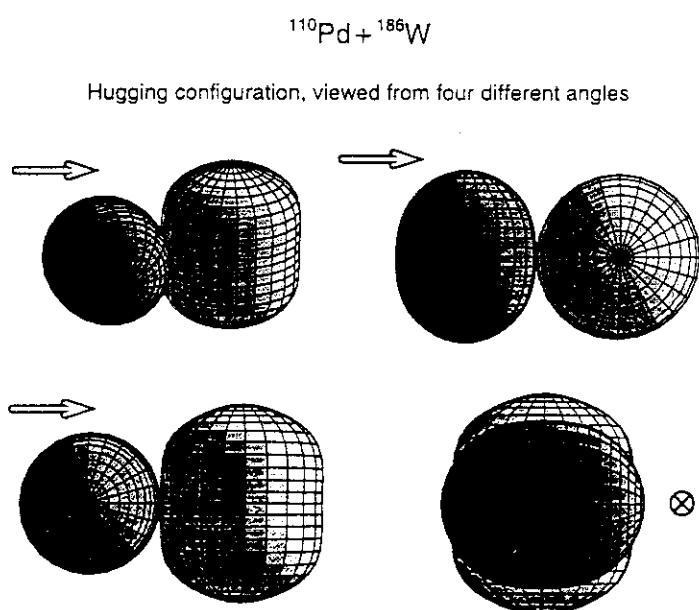
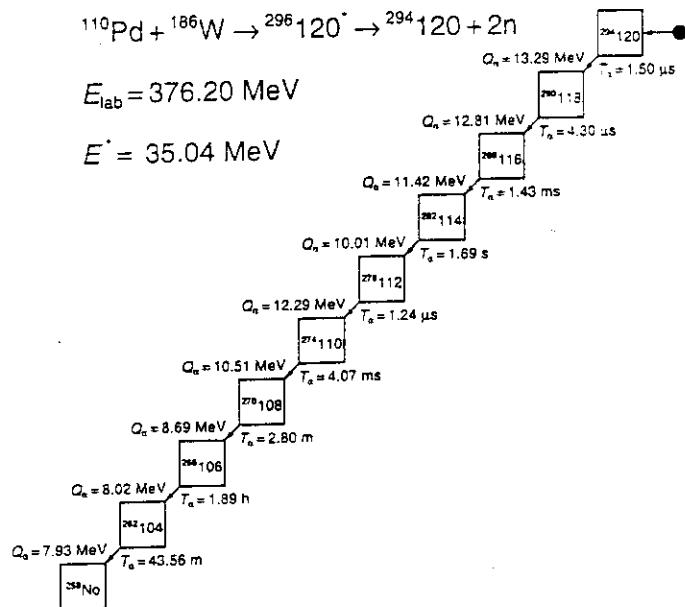


図6. $^{110}\text{Pd} + ^{186}\text{W}$ 系での立体交差核融合の配置を示す。

図 7. $^{110}\text{Pd} + ^{186}\text{W}$ の核融合で 2 中性子放出した後の崩壊様式。

8. ミュオン・中間子

8.1 JHP-Mアレナ計画

永嶺 謙忠
東京大学理学部中間子科学研究センター（UT-MSL）

Preliminary design of the M-Arena of Japanese Hadron Project is described along with the science motivations of the project. Utilizing the world strongest 3 GeV proton synchrotron, 4 fold intense pulsed muons will be produced in the following three schemes: a) eV - 10 keV ultraslow positive muons by laser-ionization of thermal muonium; b) MeV positive muons by surface muon method; c) MeV - 100 MeV positive and negative muons by decay-in-flight through superconducting solenoid. Scientific research subjects will cover the following subjects; condensed matter research including surface science by μ SR, muon catalyzed nuclear fusion, non-destructive element analysis by muonic X-ray as well as functional imaging of μ SR method both for bio-medical research, etc.

1. はじめに

21世紀初頭をかざる大型加速器計画として「大型ハドロン計画（Japanese Hadron Project, JHP）」が提案され、その実現にむけて数々の努力がなされている。特に、高エネルギー物理学研究所、東京大学原子核研究所、東京大学理学部中間子科学研究センターの3つの機関が一体となって新しい「高エネルギー加速器機構（仮称）」及びその下に「素粒子原子核研究所（仮称）」と「物質構造研究所（仮称）」との2つの研究所をつくることが適切である旨、文部省の「調査委員会」で96年1月に了承が得らるにいたっている。

この新しい「1機構-2研究所」の構築に当たっては、50 GeV - 10 μ A, 3 GeV - 200 μ Aの2つの大強度陽子シンクロトロンから構成される「大型ハドロン計画」の実現をめざすことが前提となっている。現在の最も楽観的な予定によれば、'97年度に新体制が実現し、'98年度から加速器施設計画がスタートし、2002年に実験が開始されることになっている。

以下の小文では、この「大型ハドロン計画」において、eVから100 MeVまでのミュオンを用いる科学研究がどのようなビーム発生用チャネルと実験装置群を用いて実現されるか、第0次案を示すことを試みている。もとより、完成予定ははるかに先であり、ここ4、5年の間に全く新しい実験プロジェクトやビーム装置のアイディアが誕生する可能性が十分にある。以下に述べる計画はそれらの「新しい波」に対して十分に対応出来るようなflexibilityを持つことが大前提である。

2. JHP-Mアレナで実現されるミュオンビーム

大強度3 GeV陽子シンクロトロンは次の諸元を持つ加速器である。

エネルギー： 3 GeV、強度： 200 μ A、くり返し： 25Hz、パルス数： 4
パルス間隔： 750 ns/4

この加速器を1次ビームとして、 π 生成→ $\pi\mu$ 崩壊と進むことにより、様々な形の大強度ミュオンビームを生むことができる。その際次のことが特徴的である。

1) 世界最強のミュオンビームが得られる

実現されるビームパワー0.6 MWは、既存のP S I (直流状ビーム) の1 MWと比較され、エネルギーの差 (3 GeV vs 0.5 GeV) とパイオントン発生のエネルギー依存性を考えると、平均強度として世界最強となる。パルス状ビームで比べると R A L - I S I S (0.8 GeV, 200 μ A) の4倍強となる。

2) ビームはパルスであり、4連パルスの時間構造を持つ

シンクロトロンから得られる陽子ビームはビーム幅70 ns間隔 185 nsの4連のパルス(図1)で、繰り返しが25 msである。その時間構造に応じたパルス状ミュオンビームが得られる。従つて実験に使いやすいパルス状ミュオンビームを得るためにミュオンパルスを4つの単一パルスとするキッカー磁石系が必要になる。

現在の所、3 GeVシンクロトロンでストレッチャーの計画はない。直流状ミュオンビームを得るには50 GeVリングの利用を考える必要がある。

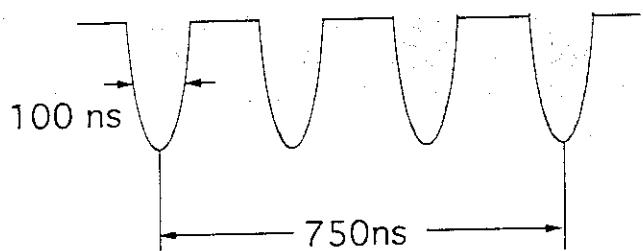


図1 大型ハドロン計画
3 GeVビームの時間構造

3) 固有の生成標的とビームダンプを有する

現在のM-アレナ計画は、N-、E-とは独立に固有の実験エリア・一次ラインを有する。従つて、パイオントン・ミュオン生成用標的を自由に選ぶことができる。R A L - I S I Sにおけるミュオン施設用標的が5 mm厚に制限されていることに比べると大きな差があり、総合すると、J H P - MアレナではR A L - I S I Sの1ケタ以上の強度を持つミュオンビームが期待出来る。さらにミュオンチャネルのとり出し立体角も大きくとれる利点がある。

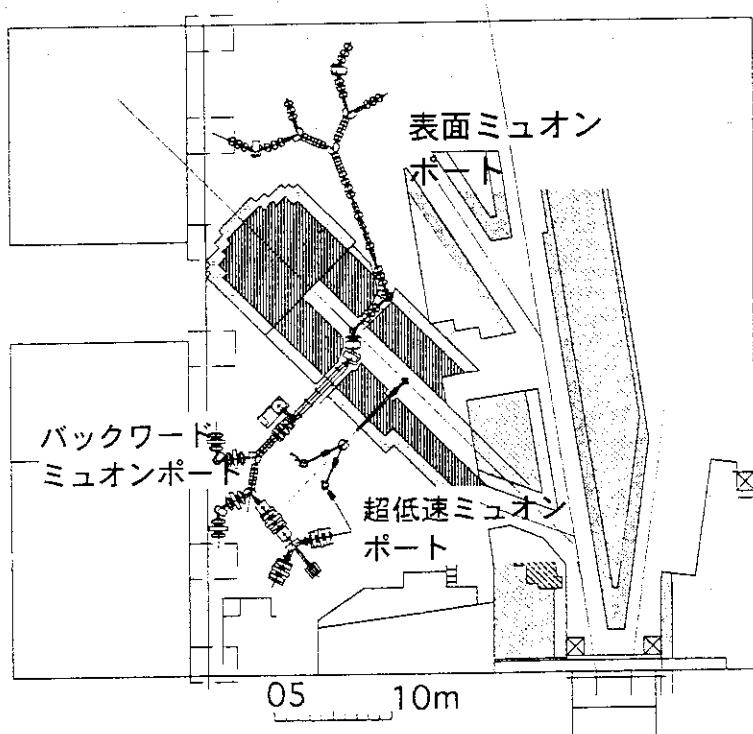


図2 大型ハドロン計画Mア
レナ、レイアウト第0次案

これらの特徴を生かして、次のようなビームライン構成が考えられる； a) 超低速 (eV - 10 keV) 正ミュオン、 b) MeV表面正ミュオン、 c) MeV - 100 MeV崩壊正負ミュオン。後述するようにそれぞれに最適化された生成標的が考えられ、3種類の標的を串差しすることが理想であるが、建設予算・実験室レイアウトの制限・放射線防御対策の困難さ、等々の条件を考えて、a) 標的 + b) c) 標的の2種、又はa) b) c) 共通の1種とすることも考えられる。図2のM-アレナレイアウト案は2種の場合に対応している。

どのようなビームチャネルが実現可能であるか、以下にやや詳しく示しておこう。

(1) 超低速 (eV - 10 keV) 正ミュオンチャネル

最近のUT-MSLでの研究で、大強度の超低速正ミュオンビームが得られることが示された[1, 2]。原理は図3に示す通りであり、高温(2000 K)の50 μm厚のタンゲステンを1次ライン上に置き、その前に1 mm厚のBN標的を置く。BNでのπ生成に続き、π静止・πμ崩壊・μ静止の全てをタンゲステン中で行うと、タンゲステン表面から大量の熱エネルギー(0.2 eV) ミュオニウムが発生する。そこに、例えば波長が選択された強力なパルス状VUVレーザーを用いて、ミュオニウムを共鳴解離することにより、0.2 eVの正ミュオンのイオン源ができる。それを加速してひき出しさらに試料直前で減速することにより0.2 eVから10 keVまでのビームが得られる。強度は 10^4 /s以上が期待され、さらに増強するための「多重タンゲステン標的及び90°とり出し」も提案されている[3]。最近のUT-MSLの実験で、この方法で発生する正ミュオンが高い偏極度を持つことが判っていて[4]、広範囲の利用がすぐに可能になる。

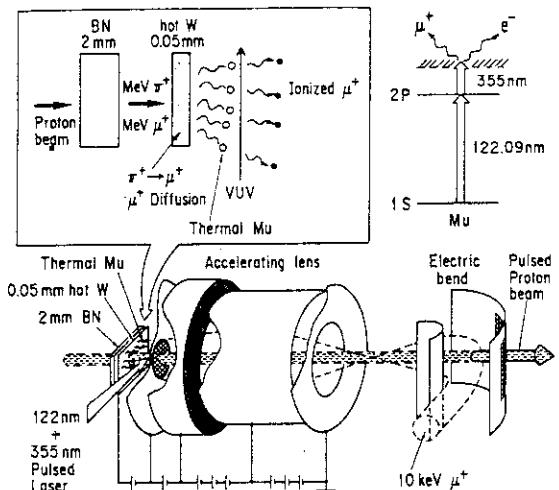


図3 超低速ミュオン発生の原理図

超低速正ミュオンビームの時間構造はレーザーパルスで決まる。従って、JHPで超低速ミュオンを実現する際には、陽子ビームの時間構造に対して、最適なレーザーのパルスのタイミングが選ばれる。但し、レーザーの進歩などに応じて、多重パルスで多角的利用を実現するためのより適切な方式が開発される可能性がある。

(2) MeV表面正ミュオンチャネル

生成標的表面でのπμ崩壊を利用した表面ミュオンと呼ばれる4 MeV単色正ミュオンビームは物性利用などに広く利用されている。崩壊セクションが不要であることもあることから、比較的簡単なビーム光学系となる。陽電子除去のための静電分離器をミュオンスピノ方向のコントロールのためのスピンローテーターとして使うことが一般的である。JHPでは 10^8 /sの強度が実験試料上で期待される。

JHPで実現される際は、4連のパルスを单一にして、しかも4つの実験ポートに同時に使うための工夫が必要となる。そのためには、理研-RALで実現されたようなキッカーマグネット系

[5] が必要になる。4つのパルスを1つづつ実験ポートにけり出してゆく。図2は、そのアイディアを実現すべく考えられたレイアウトである。これで4つの実験が同時に行えるが、スピンローテーターの位置などに考えるべき点が生ずる。

(3) MeV - 100 MeV 正負崩壊ミュオンチャネル

大型超伝導ソレノイドを $\pi\mu$ 崩壊セクションに持つミュオンチャネルであり、UT-MSL/KEK、UT-MSL/TRIUMF、理研/RALに続くものとなる。大立体パイオン入射系と1cm以上厚の生成標的を用意することにより、大強度化をねらう。特に3GeV陽子による多重負パイオン発生により、負ミュオンを $10^8/s$ 以上得ることを目標とする。

表面ミュオンと同じく、キッカーマグネット系で4つのポートにビームを送る。

3. JHP-Mアレナで期待されるミュオン科学研究

これまでのいかなるミュオン源より1ケタ上の強度を持つミュオンを用いて、多彩な科学研究が展開される。以下に代表例を示しておこう。

(1) ミュエスアール物性

パルス状ミュオンによるミュエスアール測定の利点は、多重にセグメント化した大立体角の崩壊電子・電子測定系を整備しておくことにより、ミュオン強度を無制限に増加させ、短時間の測定が可能になる点にある。既に、理研RALミュオン施設では、1cm径1mm厚のμSR実験用試料で、 10^6 イベントの測定を1分で行うことが可能である。大型ハドロンではそれがさらに短くなり、10秒程度となる。より小さな試料を用い、より短い時間での測定が可能になる。さらに、超低速ミュオンの実用化により、表面界面原子層のキャラクタリゼーションが可能になる。

これまでに実現されなかった次のような実験が実現される。

a) 極微量試料のキャラクタリゼーション。 mm 立方以下の試料の微視的磁場のプローブを磁化測定であるSQUID磁束計と同じ容易さで測定する。

b) 薄膜、超格子、コラスター物質、メゾスコピック系のキャラクタリゼーション。超低速ミュオンの実現により、これらの物質の持つ微視的微性、特にスピンドイナミックスが研究の対象になる。

c) イオン注入下、レーザー照射下、試料創生進行下、等々の動的な物性に対して、時系列的な観測が可能となる。

尚、大型ハドロン時代のミュエスアール物性の将来像に関しては、中間子科学連絡会のミュオン物性ワーキンググループの提言[6]を参考にされたい。

(2) ミュオン触媒核融合

パルス状ミュオンによる実験研究の特徴は、DT系特有のトリチウムからの放射性バックグラウンドから微弱な信号をとらえることが出来る点や、パルスに同期した外部条件のもとでの現象を観測出来る点にある。JHPでは、長らく夢となっていた[7]次のような実験が可能になる。

a) D₂、DTなどの分子の状態をレーザー励起でコントロールし、分子の励起状態などに対して、共鳴的分子生成の条件をかえてミュオン分子生成を起こさせる。

b) プラズマ中のミュオン核融合現象。アルファ付着率を低減させ、エネルギー生産性向上をねらう。

c) 複数個のミュオンの関与する核融合現象。³HeD系などの核融合を可能にする。

いっぽう、ミュオン核融合現象は、14MeV中性子源としての利用に加え、超低速負ミュオン源として利用できることが指摘されている[8]。大強度ビームを得てこのアイディアが実現

されれば、さらに広いミュオン科学の応用分野が開かれることになる。

(3) ミュオンによるライフサイエンス

負ミュオン原子X線を用いて、非破壊的に物質内部の元素分析を行う方法は、考古学や医学などへの応用が真剣に議論されている。大型ハドロンで実現される大強度負ミュオンビームを用いることにより、より大きな飛躍が可能になる。最近、宇宙物理で使われているスダレコリメーターを用いて、X線の放出源の位置を精度よく決定し、脳など生体器官の内部をミクロンオーダーの位置分解能で調べる方法が提案されている[9]。

微視的な磁場を高感度に測る手段である μ SR法は生体の研究に利用出来る。脳の機能に関して、局所的な血流の磁気を測る方法が有効であることが、MRIなどの実験によって示された。MWCによる位置検出を併用させた μ SR法の利用により、新しいアプローチができる。

(4) ミュオン基礎物理学

電子、タウ粒子と共にレプトンを構成するミュオンはその基本的性質の理解が、素粒子物理学の発展にとって重要な寄与をする。大型ハドロン時代においては、これまでに測定出来得なかった実験が次々と可能になる。代表的な例として以下のような課題が考えられる。

a) ミュオン稀崩壊

ミュオンが電子にかわるレプトン・ファミリー数保存則を破る過程について、最先端の実験が可能になる。パルス状ビームの特徴を生かして、負ミュオンが電子に変わる実験が期待される。

b) ミュオニウム変換

ミュオニウム (μ^+e^-) が反ミュオニウム (μ^-e^+) に変換する過程をとらえ、レプトン数保存則の破れを最高精度で検証する。超低速ミュオン発生のために開発したレーザー共鳴解離法が使われよう。

c) ミュオン電磁相互作用の精密測定

ミュオニウムの超微細構造定数、ミュオニウムの1s-2s準位間測定、低エネルギーでのミュオン異常磁気能率の測定、等々QED、弱電相互作用の立場から重要な情報を与える実験の1ケタ前進させた測定が可能になる。

4. おわりに

この種の小文は、次なるよりよき提案によって置換ってゆく運命にあり、筆者はそのことを最も強く望む者である。

- [1] K. Nagamine, Y. Miyake, K. Shimomura et-al., Phys. Rev. Lett., 74, 4813(1995).
- [2] Y. Miyake et. al., Nucl. Instr. B95, 265(1995).
- [3] K. Nagamine, Hyperfine Interactions, in press (1996).
- [4] Y. Miyake et. al., to be published (1996).
- [5] K. Nagamine, T. Matsuzaki, K. Ishida, I. Watanabe et. al., Hyperfine Interactions 87(1994)1091.
- [6] 「新しい大型ハドロン計画におけるミュオン物性研究」、西田信彦他ミュオン物性ワーキンググループ(1995年11月)。
- [7] K. Nagamine, Hyperfine Interactions 82(1993)551.
- [8] K. Nagamine, Proc. Japan Acad. 66, 225(1989).
- [9] 小田稔、永嶺謙忠、対話的私信(1995)。

8.2 超低速ミュオンビームの発生と利用；現状と将来計画

三宅 康博

東京大学中間子科学研究センター

Abstract

At UT-MSL/KEK we have been proceeding a project, the so-called Ultra Slow Muon project, in which thermal Muonium (designated as Mu; consisting μ^+ and e^-) atoms are generated from the surface of the hot tungsten placed at the primary 500 MeV proton beam line and ionized by intense lasers synchronized with the emission of Mu. By developing OPO and TiS laser systems to generate Lyman- α photons and employing a 6N-tungsten target, we have succeeded in the generation of the ultra slow muons which has thermal energy of 2000 K.

We have also shown whole the hydrogen isotopes of H, D and T which are generated by the nuclear reactions of 500 MeV proton can be resonantly ionized after thermarization and evaporated into vacuum like Mu atoms. Therefore, any hydrogen isotope (Mu, H, D and T) can be extracted without changing any experimental condition but the Lyman- α wavelength.

§ 1. はじめに

正のミュオンは、寿命が $2.2 \mu s$ で、100% スピンが偏極しており（ π^+ が崩壊し、 μ^+ と負のヘリシティを持つ中性微子が180度逆方向に放出される為）、陽子の $1/9$ の質量を持っている。これらの特徴を生かして、陽電子のように物性を調べるプローブとして幅広く磁性研究などに用いられている。また、H, D, T の軽い同位体としてそれ自身の拡散や、反応性自体がおもしろい研究の対象となり得るという特徴をも兼ね備えている。加えて、 μs オーダーの特異なタイムスケールで時間情報を得るというユニークな側面をも有している。従って、最近注目を浴びている表面・界面の研究、精密な原子物理の研究、触媒等水素のダイナミクスを調べる研究にも大いに貢献でき得るポテンシャルをもっていると言える。しかしながら、その為には、もっと低速で、物質表面に止まるミュオンが不可欠で、その要望は日に日に声高くなりつつある。そこで我々東京大学中間子科学研究センターでは、超低速正ミュオンビームを得るべく新しい計画をスタートさせた。その骨子は、500 MeV 陽子ビームライン上に、2000°C に熱したタングステン箔を設置し、2次ビームである μ^+ を創るというステップをスキップして、1次標的から直接水素原子の軽い同位体と考えられるミュオニウム (Mu) を発生させる。次に、ライマン α (L

α) 光により 2p 状態に励起し、その後 355nm の光でイオン化させる共鳴イオン化法(RIS)を採用する事で、”超低速ミュオン”発生をさせるというものである。図1に、概念図を示す。

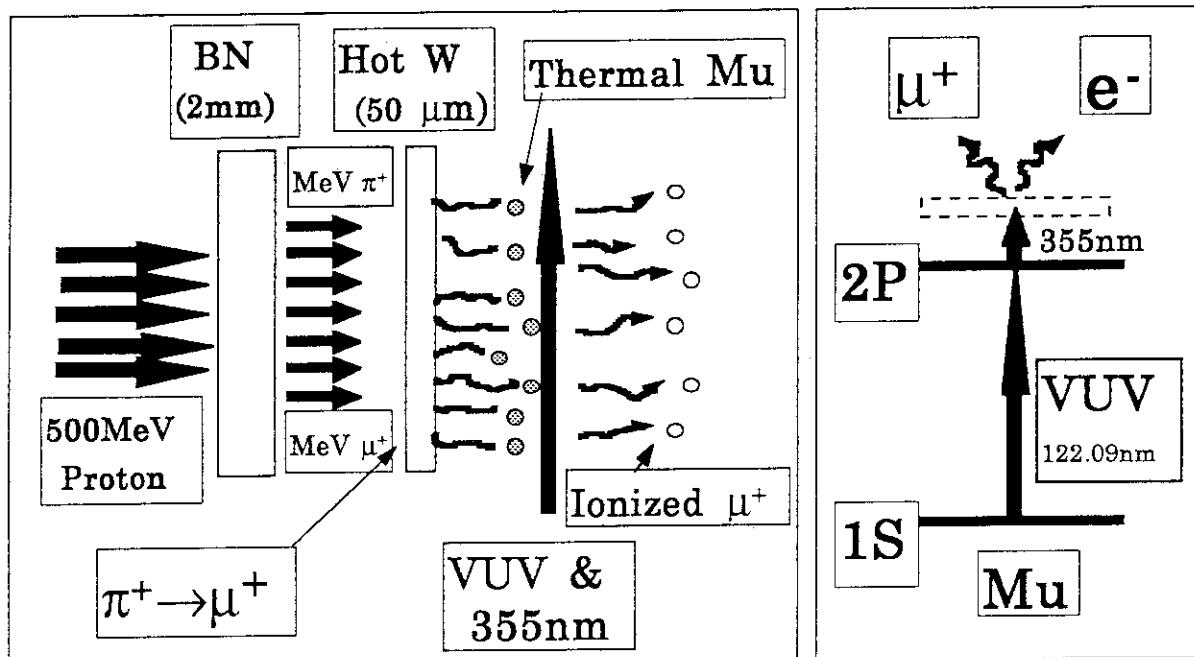


図1 超低速ミュオンプロジェクトの概念図。500MeV陽子ラインから直接得られる熱Mu原子を、共鳴イオン化法によってイオン化し、超低速ミュオンを得る。

現在およそ $5\text{ }\mu\text{A}$ の陽子ビーム強度を用いての研究であるが、JHP或いは、大強度陽子加速器計画において、将来陽子ビーム強度が大幅に増強できたときに備えての開発研究であると位置づけることができる。また、タンクステンを一種の減速材として用いる事や、得られた低速ミュオンをいったん SOA 静電レンズで加速し、静電レンズ系で輸送するなど、低速陽電子の実験で用いられる手法と共に通する所が多くあるが、この計画は全く前例のないものであり、真空紫外レーザー光(VUV)の開発・レーザー光のアラインメント・1次ビームラインに設置する標的・加速機構及び静電輸送オプティックス等、そのすべてが試行錯誤を必要とする段階である。

§2 Muイオン化用レーザーの開発とオフライン実験

波長 122nm のVUV光を直接発振するレーザーは、いまのところ世の中に存在しない。そこで、Marangos等[1]によって開発された、Krの四波共鳴差周波混合法を導入した。この手法では、Krの $4P^5P$ 準位に対応する2光子共鳴波長 212.5nm (ω_r) と、その共鳴準位とL α 光の差に相当する差収波 (ω_t) を、Kr/Arの混合ガス中で、時間的にも空間的にも重ね合わせることによってL α 光 (ω_{vuv}) が生成される。従って、差収波の波長を変えることでL α 光自身の波長を可変に出来る。水素及び重水素の場合について、差収波をスイープしながら 2p 状態に励起するL α 光を導入し、さらに 355nm のレーザー光を同時に照射する事で得られる水素イオン、重水素イオンの収率を調べたオフラインの実験を行った。水素の場合には、超高真空中で残留水素が存在するので新たに水素ガスを標的チャンバーに導入することなく共鳴が観測された。重水素の場

合には 10^{-7} [mbar]の重水素ガスを導入することで、共鳴が観測された。これらのオフラインの実験よりレーザーシステムの波長に関する較正ができる。MuのL α 光は、差収波を820.9 nmにする事で得られる事が実験的に求められた。

図2に共鳴イオン化法及びL α 生成のための共鳴差収波混合法の模式図を示す。

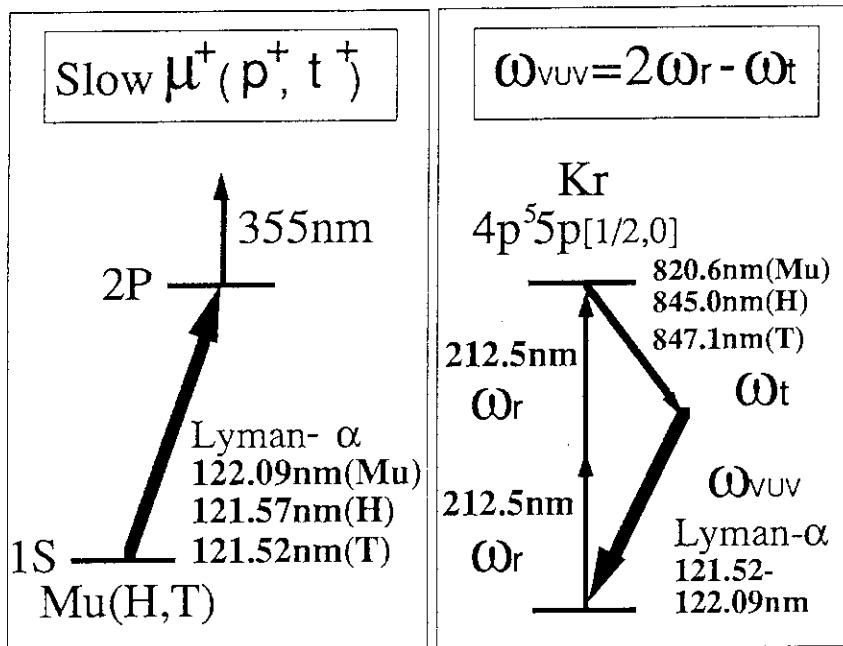


図2 H同位体に対する共鳴イオン化法及びL α 生成のための共鳴差収波混合法の模式図

更に、L α 光の収率を上げる為に、この波長領域で負の分散を持つKrに正の分散を持つアルゴンを適量混合して位相整合条件の最適化を計っている。この結果、およそ $1\mu\text{J}/\text{パルス}$ のL α 光が得られている。

§3. オンライン実験

500 MeV陽子ビームライン上に設置された標的から核反応によって質量数／電荷 (M/Q) が1、2及び3等のイオンが "Slow Ion Optics" によって引き出される。これらのイオンは、TOF及び質量弁別用の電磁石の2次元測定により容易に分離する事が出来る。オンライン実験の手始めに、原子核反応で生成されると期待されるT原子のレーザー共鳴解離の実験を行った。図3に、4条件で質量3の領域を掃引した時に得られた、TOF/Massの2次元測定を示す。Tの場合のL α 光である121.52 nmにレーザーを固定して、空間的にも、時間的にもL α 光と355 nmのレーザー光が一致したときのみ有為なイベントを観測できた。この実験事実から我々のシステムで、T原子が、言い換えるとオンラインのイオン引き出しが可能であるとの結論を得た。同様に、Dの場合のL α 光である121.54 nmにレーザーを固定して、質量2の領域を掃引した時にも、同様の観測できた。次に、我々の目的であるMuのL α 光である122.09 nmにレーザーを固定して、質量1/9の領域を掃引しながら低速 μ^+ のサーベイを行つ

た。図4にT, D及びMuについてのデータを、図5にMuについて細かい2次元の測定結果を示す。TOF及びMass共に期待される位置に有為なイベントを観測する事ができた。これをもって、超低速ミュオンの引き出しに成功したと結論づけた[3]。

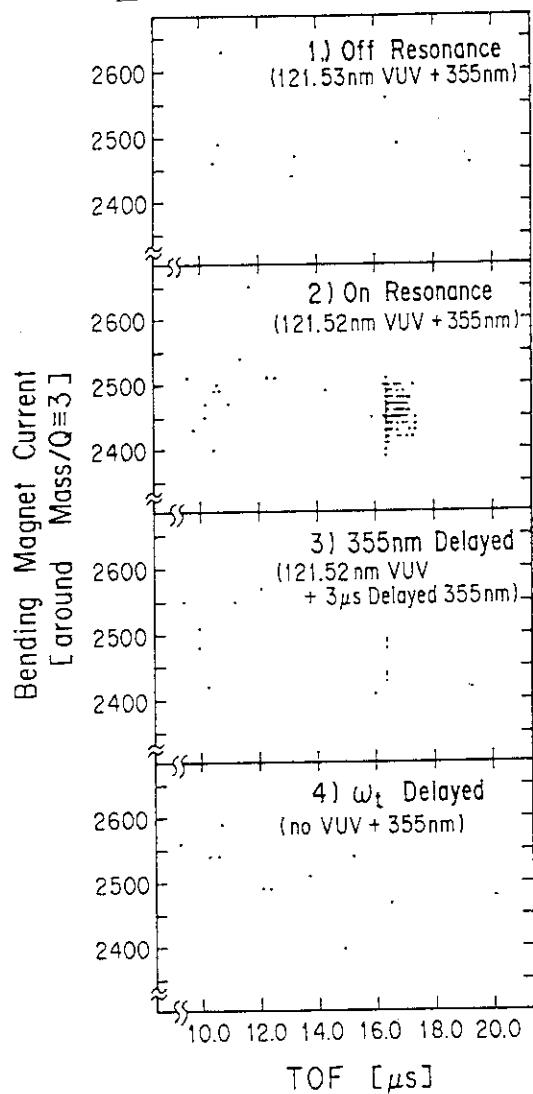


図3. 4条件で質量3の領域を掃引した時に得られた、TOF/Massの2次元測定を示す。(1)DのL α 光と時間的に同期した355 nmを導入した場合。(2)TのL α 光と時間的に同期した355 nmを導入した場合。(3)TのL α 光と時間的に同期せず、3μs遅延させた355 nmを導入した場合。(4)差収波のタイミングを遅らせて、L α 光を生成しない場合。(この場合355 nmは、同期して導入している。)

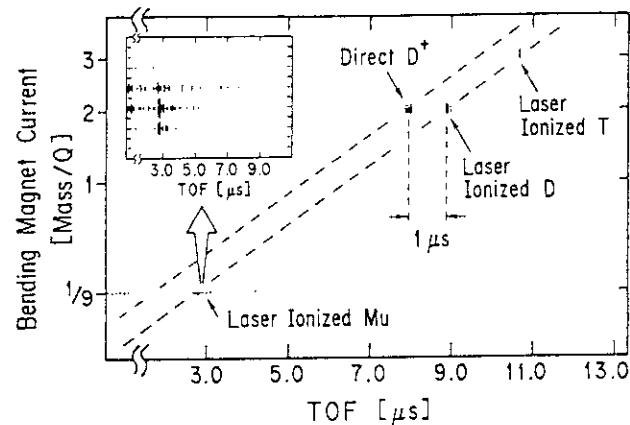


図4. T, D及びMuに関して行ったオンライン実験で、各々の場合、共鳴周波数に相当するL α 光と355 nmが同期して導入されている。

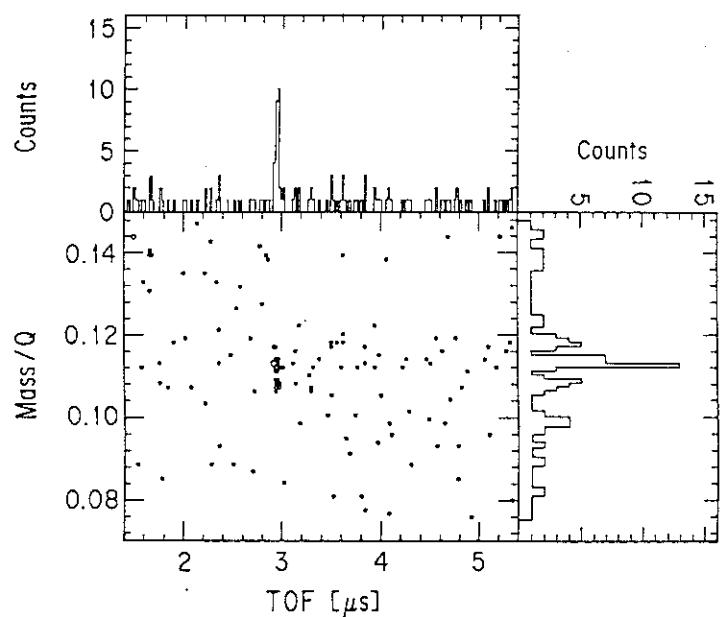


図5. MuのL α 光である122.09 nmにレーザーを固定して、質量1/9の領域を掃引しながら低速 μ^+ のサーベイを行ったTOF/Mass/Qの2次元の測定結果。

§ 4 Time Evolution 実験

核反応で生成され、且つエネルギーを失って熱化した中性の Mu、D、及びTの水素同位体原子の共鳴イオン化解離が可能である事がわかったので、次に $L\alpha$ 及び 355 nm のレーザーのタイミングを、陽子ビームのタイミングに対してディレイさせて入射したときに、Mu、及びTの収率の変化を測定した。実験結果を図 6 に示す。Mu、及びTに於いて収量が時間と共に変化することがわかる。実線は、バルクの中での 1 次元の拡散方程式、と熱化した水素同位体原子のマクスウェル分布を仮定したときに得られる下式でフィットしたものである。

$$Evolution(x_0, t) = y \frac{\Delta x}{x_0} e^{-(\lambda_l + \lambda_m)t} \int_0^t e^{-\frac{mx_0^2}{2kTt'^2}} \sqrt{\frac{\lambda_l + \lambda_m}{(t - t')\pi}} \frac{mx_0^2}{kTt'^2} e^{\lambda_l t'} dt'$$

ここで、y は、トータル収量、 λ_l は有効消滅率、 x_0 は標的からのレーザーの距離、 Δx は $L\alpha$ 光のサイズ、m は中性原子の質量、T は温度 (K)、t は、陽子ビームとレーザーパルスの時間差である。

また、VUV レーザーの波長を Mu, T の場合の 122.088 nm, 121.52 nm に固定して、Mu、T の収率に対するタングステン標的の温度依存性を調べた。測定は、2300 K から 300 K の範囲で、レーザーのタイミングを 500 MeV 陽子のタイミングに対して遅延させ、時系列的測定 (Time Evolution) を行った。測定結果から各々高温に於いて Mu、T 原子の真空中への発生の時系列変化が観測された。その温度効果からおよそ 1.5 eV の活性化エネルギーが得られた。

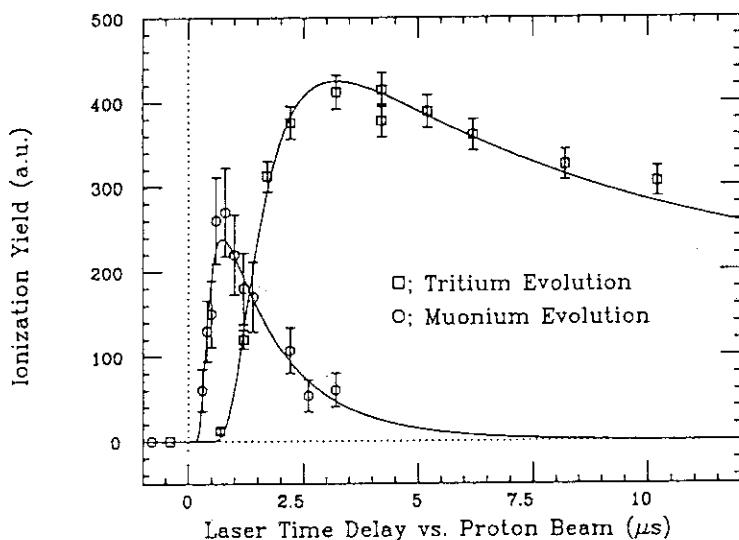


図 6 Mu 及び T の Time Evolution 測定。 $L\alpha$ 及び 355 nm のレーザーのタイミングを、陽子ビームのタイミングに対してディレイさせて事で測定される。

§ 5 共鳴曲線

図 7 に、 $L\alpha$ 光の波長を掃引する事で得られる Mu 及び T に関する共鳴曲線の測定結果を、H 及

びDのオフラインの結果と共に示す。全ての水素同位体に関して、QEDから予測された周波数にピークを持つ事がわかった。

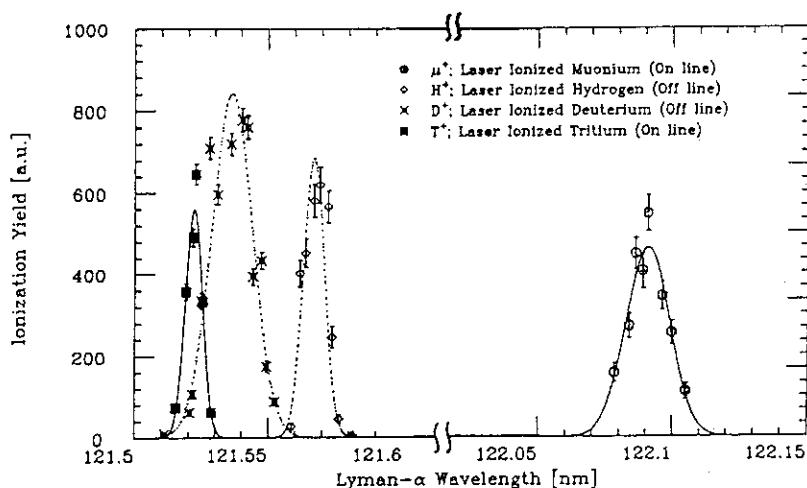


図7 Mu、H、D及びT全ての水素原子同位体に対する共鳴スペクトル

§ 6 偏極度測定

得られた超低速ミュオンの偏極度を調べるために、スピンの向きが運動量及び外磁場と垂直に、且つ運動量が外磁場と平行になるようなセットアップを構築した。期待される初期スピンの0度方向と180度方向に各々5組のトリプル・コインシデンス・テレスコープを設置し、外磁場80ガウスでのμSR測定を行った。結果は、予想を超えて19%のアシンメトリーを得た。これは、50%の偏極度が残っていることを示している。

§ 7 結言

固体レーザーシステムを用いて、長時間安定に動作するVUVレーザーシステムを構築し、1 μJ/p以上の大光強度のL α 光を作る事に成功した。L α 光の波長を変えるだけで、他の実験条件を何等変更する事なく、Mu、H、D及びTのすべての水素同位体を引き出す事ができる施設ができあがった。表面に於ける水素原子のダイナミクス等を研究する為の手段として極めて大きな可能性を有するものと考えられる。現状は、第1段階に到達しただけであって、ビームラインとして用いるにはまだ格段の開発研究を必要としている。今後の予定として、現在VUVレーザー強度を100倍増する、即ち、低速ミュオンの収率を100倍する為のシステムを組み上げている最中である。

§ 8 低速ミュオンを用いた応用研究の可能性

超低速ミュオンは、元々、熱エネルギーから出発することもあり、モノクロマティック性に優れた質の良い正ミュオンである。将来、JHP計画、原研の大強度陽子加速器計画が成就した暁には、様々な研究が花開く可能性を秘めている。

超低速ミュオンを用いた研究として、大きく3つのカテゴリーの研究が期待される。

1)スピン偏極を利用して、

- 表面・界面の磁性.
- Polarized Low Energy Muon Diffraction. (偏極低速ミュオン回折)

2)質量が陽子の1/9を利用して、

- μ^+ の表面での拡散・局在化の研究
- Barkas Effect.

3)ミュオニウム原子生成; $Mu(\mu^+e^-)$

- 水素原子のダイナミクスを予測する。 表面での触媒反応・化学反応の研究。
- QEDの検証; レプトン同士の最もシンプルな系なので、QEDの検証に最適。
- $Mu \rightarrow Mu$ 変換
- Mu 、H原子の表面から蒸発機構
- Mu^- 生成

[1] J.P. Marangos, N. Shen, H. Ma, M.H.R. Hutchinson and J.P. Connerade; J.Opt.Soc.Am.B7 1254 (1990).

[2] Y. Miyake, J. P. Marangos, K. Shimomura, P. Birrer, T. Kuga and K.Nagamine; Nucl. Instr. and Meth. B 95 (1995) 265.

[3] K. Nagamine, Y. Miyake, K. Shimomura, P. Birrer, J.P. Marangos, M.Iwasaki P.Strasser and T. Kuga; Phys. Rev. Lett 74 24 (1995).4811

[4] Y. Miyake, K. Shimomura, P. Birrer, J.P. Marangos, A.P. Mills,Jr. and K. Nagamine to be submitted to Phys.Rev.Lett.(1996).

8.3 理研-RAL ミュオン施設におけるミュオン触媒核融合実験

松崎禎市郎A)、石田勝彦A)、中村 哲A)、渡邊功雄A)、河村成蔵A,C)、棚瀬正和B)、
黒沢清行B)、加藤岑生B)、橋本雅史B)、永嶺謙忠A,C)

- A) 理化学研究所 ミュオン科学研究所
- B) 日本原子力研究所 アイソトープ部
- C) 東京大学 理学部 中間子科学研究センター

An apparatus for muon catalyzed fusion experiment has been installed in the RIKEN-RAL muon facility at Rutherford Appleton Laboratory and a test experiment using a small amount of tritium has been performed. In the talk, the details of the experimental apparatus and a preliminary result of the test experiment are reported.

1. はじめに

1995年の2月に行われた前回のワークショップでは、理研-RAL ミュオン施設の概要、建設過程およびファーストビームについて報告し、そして、このプロジェクトの主要研究テーマであるミュオン触媒核融合実験のための実験装置の準備状況についても報告した。¹⁾

今回は、理研-RAL ミュオン施設のポート-1に建設が完了したミュオン触媒核融合実験のための実験装置の概要、実験内容及び1996年1月に行われた¹⁴Ciのトリチウムを使った実験の報告をする。

2. ミュオン触媒核融合現象

図-1にミュオン触媒核融合現象を単純化した原理図を示す。二重水素(D_2)と三重水素(トリチウム、 T_2)の混合系に負のミュオン(μ^-)が止ると、電気的に中性な($t\mu$)原子を形成し、更にこの原子が D_2 分子と出会い($d\ t\mu$)分子を形成する。そして、この分子のなかでDT核融合が起こり、ヘリウム-4(4He 、 α)、中性子(n)と自由になった負のミュオン(μ^-)に分解する。この後、ミュオンは再び同じサイクルを、その寿命の期間繰り返すことになる。しかし、このサイクルのなかでミュオンが核融合生成物の 4He に捕獲され($^4He\mu$)原子を形成してしまう場合は、そのミュオンは核融合サイクルに寄与することができなくなる。この確率は「アルファー付着率」と呼ばれ、一つのミュオンがその寿命の間に何回の核融合サイクルを行うかを決める重要なファクターとなる。現在までの実験では、一つのミュオンがその寿命期間に100-150回の核融合サイクルを引き起こすことが知られている。

3. ミュオン触媒核融合実験および実験装置

理研-RAL ミュオン施設で行う実験は、この「アルファー付着率」を精密に直接的に測定することを目的にしている。核融合サイクルでミュオンが 4He に捕獲され($^4He\mu$)原子を形成した後発生する8.2 keVのミューオニックX線を精密測定することにより、アルファー付着率を決定する。実験では、DT混合系に止って核融合サイクルをしたミュオンの数とミュオン触媒核融合で発生した中性子の数の精密測定も同時に行う。²⁾

この実験のために不可欠なトリチウムガス操作システムは、理研-原研-東大中間子科学研究センターの協力で、設計、製作、試験が行われた。このガス操作システムの主目的は、トリチウムの崩壊後に生成される 3He 成分の除去と実験条件に合わせたDT混合比の変化を実験場所で行うことである。トリチウムの娘核である 3He がDT混合系内に微量でも存在すると、ミュオンは 3He に捕獲され核融合サイクルを停止してしまうので、 3He 成分の存在は「アルファー付着率」の精密測定実験では好ましくない。現在までの実験では、このようなガス操作システムを用いて実験が行われた例はないので、本実験は世界初の 3He 成分のない高純度DT混合系を用いたX線測定による「アルファー付着率」の直接測定実験となる。

トリチムガス操作システムの構成を図-2に示す。ガス操作システムはグローブボックスの中に設置されている。更に、グローブボックスは、万が一、そのアルゴン雰囲気中にトリチウムが漏洩した場合のために、トリチウム除去装置（SECシステム）に接続されている。このシステムの構成要素や主なガス操作手順は前回の報告書に詳記した。¹⁾

ガス操作システムを現地に送り出す前に、³He成分の除去性能確認試験を行った。約1%の³Heガスを含む二重水素ガス（D₂）をパラジュームフィルターとクライオトラップを使ったガス純化過程を行い、その前後のガス成分の水素同位体分析をガスクロマトグラフを用いて行った。図-3に、その結果のスペクトルを示す。このように、ガス純化過程で³He成分が完全に除去されていることが確認された。尚、図中のD₂成分の左肩の小さな成分はD₂ガスに含まれていたHD成分である。

この後、このシステムは一部を分解した後、現地に輸送され、理研ミュオン施設のポート-1実験エリアで再組立が行われた。

図-4に実験装置の概略図を示す。²⁾ 実験装置の主要構成要素は、ガス操作システム、実験標的、磁場閉じ込め用超電導電磁石、シリコンーリチウム型X線検出器、液体シンチレーション中性子検出器、崩壊電子検出器等である。ガス操作システムで作られた高純度DTガスは、液体ヘリウムフロー型クライオスタットに接続された実験標的の液化セルに導かれ、そこで約1ccの液体標的が形成される。磁場閉じ込め用超伝導電磁石で発生する磁場（2.5T）は、入射されるミュオンビームを液体標的に向かって収束させる役目がある。また、その発生磁場は実験標的に止ったミュオンが崩壊して発生する約50MeVの崩壊電子を磁場中に閉じ込め、この磁石の常温ギャップに設置するX線検出器や中性子検出器にこの崩壊電子が入射することを防ぎ、それに起因するバックグランドを軽減する役目も果たしている。実験標的の液化セルと断熱真空箱は8.2KeVのX線が透過できるように0.5mm厚さのベリリウム窓を有していて、透過したX線はシリコン検出器で測定される。シリコン検出器の絶対検出効率は較正X線線源を用いて、磁場下で測定した。中性子検出器は、1インチ及び2インチの口径をもったNE213液体シンチレーターに、耐磁場用の光電子増倍管が接続されている。中性子検出器の絶対検出効率の測定は、電子総合研究所の量子技術部との協力で、DT中性子標準場を用いて行っている。崩壊電子検出器はプラスチックシンチレーターと耐磁場用光電子増倍管で構成されていて、実験標的に止ったミュオンを計測する。現在は、1枚のプラクチックシンチレーターを使っているが、このセンターに入射する中性子の影響を除くために、2枚重ねにして同時計測を行う予定になっている。崩壊電子検出器の絶対検出効率の測定は、別途、ダミーの実験標的を用いて行われる。

尚、実験では閉じ込め磁場を使用しているので、ガス操作システムや各種検出器への漏洩磁場の影響が調べられた。

4. トリチウム安全対策

ガス操作システムはポート-1実験エリアの移動架台の上で組み立てた後、トリチウムガスラインのヘリウムリーク真空試験、気密試験、耐圧試験やシステム全体の電気系統試験やインターロック試験等が行われた。また、SECシステムとグローブボックスを接続した後、全体の気密性の確認をした。そして、グローブボックス内の雰囲気ガスをアルゴンガスに置換して、SECシステムの動作試験やそのゲッターの性能試験を行った。図-5に現地設置した装置の写真を示す。（a）ではグローブボックスとSECシステム（右側）を示し、（b）では超電導電磁石、崩壊電子検出器、X線検出器、グローブボックスが示されている。尚、ここでは、超電導電磁石の常温ギャップに設置した中性子検出器は示されていない。

トリチウムガスラインに対して第3番目の容器として、ポート-1の超電導電磁石やガス操作システム等の実験機器全体を取り囲む気密性のあるプレハブハウスを設置した。このハウスは加速器施設建屋のスタックに向けた送風装置を備えていて、常時、室内が外部に対して負圧に保たれ、スタックに向けた空気の流れが作られている。

トリチウムガスラインの残留トリチウムガス成分は、ウランゲッターやチタンゲッターで回収するが、わずかに残留する可能性のあるトリチウム化メタン等の成分は、真空排気ラインやガスクロマトグラフラインからスタックへ放出されることが考えられる。この成分を測定するために、1000ccの体積をもつインラインモニターが両方のラインに設置されている。（図-2参照）更に、これらのラインのスタッ

ケ路には自動遮断弁を取付け、緊急時等には、ラインを閉鎖することができるようとした。

グローブボックス内のアルゴンガス雰囲気の酸素濃度、露点及びトリチウム濃度は常時モニターされていて、トリチウム濃度が設定レベル以上になると自動的にトリチウム除去過程が開始されるようになっている。

プレハブハウス内には、日本から持ち込んだ2台のトリチウムガス環境モニターを設置し、スタックリンには1台の環境モニターと1台のバブラー・システムを設置してある。バブラー・システムはトリチウム水成分を測定するためのものである。

理研側で構築したトリチウム安全インターロックシステムは健全に動作をしているが、RAL側でも独自のインターロックシステムを作り上げたので、現在では2系統のインターロックシステムが独立に動作している。

トリチウムの安全に関する問題点は、約2年半にわたり毎月1回の定例会議で議論がなされ、必要な書類の作成が行われた。また、この分野の専門家を招いた安全審査委員会を開催し、安全性に関しての審議が十分なされた。

5. 低レベル試験

全システムが完成した後、二重水素ガスを用いたガス操作システムの動作試験を行った。この試験では、実際のミュオン実験に必要なガス操作過程をすべて実施してシステムの動作確認をするとともに、ガス操作を行うオペレーターの教育訓練も行った。

1996年1月、原研のアイソトープ部で製造、精製、濃縮されたトリチウムガスがRALに輸送され、現地のガス操作システムに設置された。トリチウムガスシリンダーとガス操作システムとの接続箇所の健全性を確認した後、約14Ciのトリチウムをガス操作システムに導入し、約100倍の二重水素で希釈した。この14Ciのトリチウムを含む混合ガスを用いてミュオン実験に必要なガス操作過程やラジオガスクロマトグラフによる水素同位体分析を行い、ガス操作システムの動作性能及び健全性を再び確認した。

6. ミュオン触媒核融合実験

低レベル試験を行った0.8%のトリチウムを含むDT混合ガスで液体標的を作り、実際にミュオンを照射してミュオン触媒核融合のテスト実験を行った。このテスト実験データの解析は現在進行中であるが、DT核融合中性子に特有の14MeV付近にエネルギー上限があって約 $2\mu\text{sec}$ の寿命をもっている中性子が観測されている。また、統計がまだ良くないが、8.2KeV付近にピークがありドップラー効果による広い幅をもったアルファー付着現象に伴う特徴的なミューオニックX線が観測されている。

1996年6月から開始する実験では、さらに高いトリチウム濃度の混合ガスを用いた実験が予定されている。

7. 最後に

このミュオン触媒核融合実験装置の建設に多大な御尽力を頂いたラザフォード・アップルトン研究所のG. H. Eaton博士, P. Wright氏, W. A. Morris氏, R. Hall氏, D. Haynes氏, C. Uden氏, G. Thomas氏, W. G. Williams博士, T. A. Broome博士に感謝いたします。

また、中性子検出器の絶対検出効率測定では、電子総合研究所のDT中性子標準場を使用させていただきました。御協力を頂いた電子技術総合研究所量子技術部の工藤勝久博士に感謝いたします。

参考文献

- 1) 松崎禎市郎他: JAERI-Conf 95-017, 167 (1995)
- 2) K. Nagamine et al: Muon Catalyzed Fusion 1, 121 (1987)

Muon Catalyzed Fusion

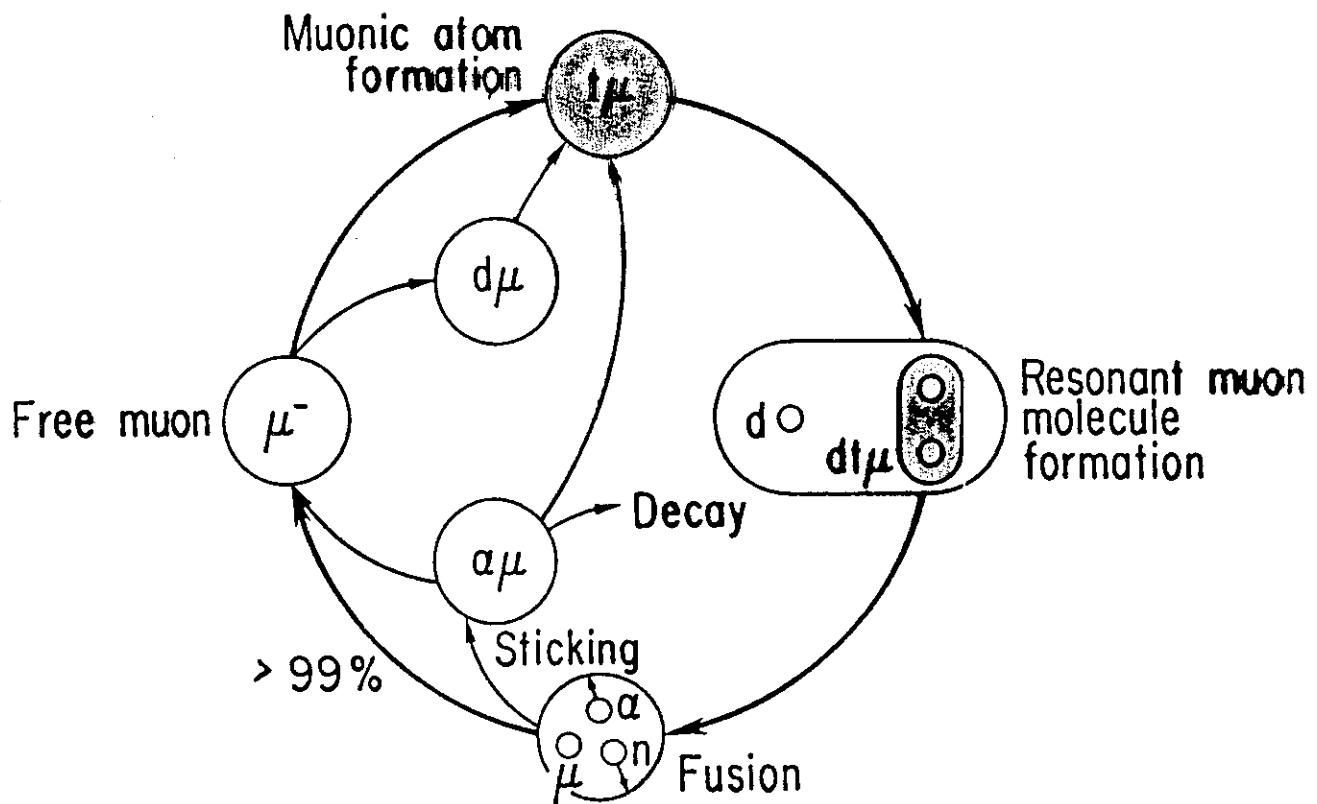


図-1 ミュオン触媒核融合現象の原理

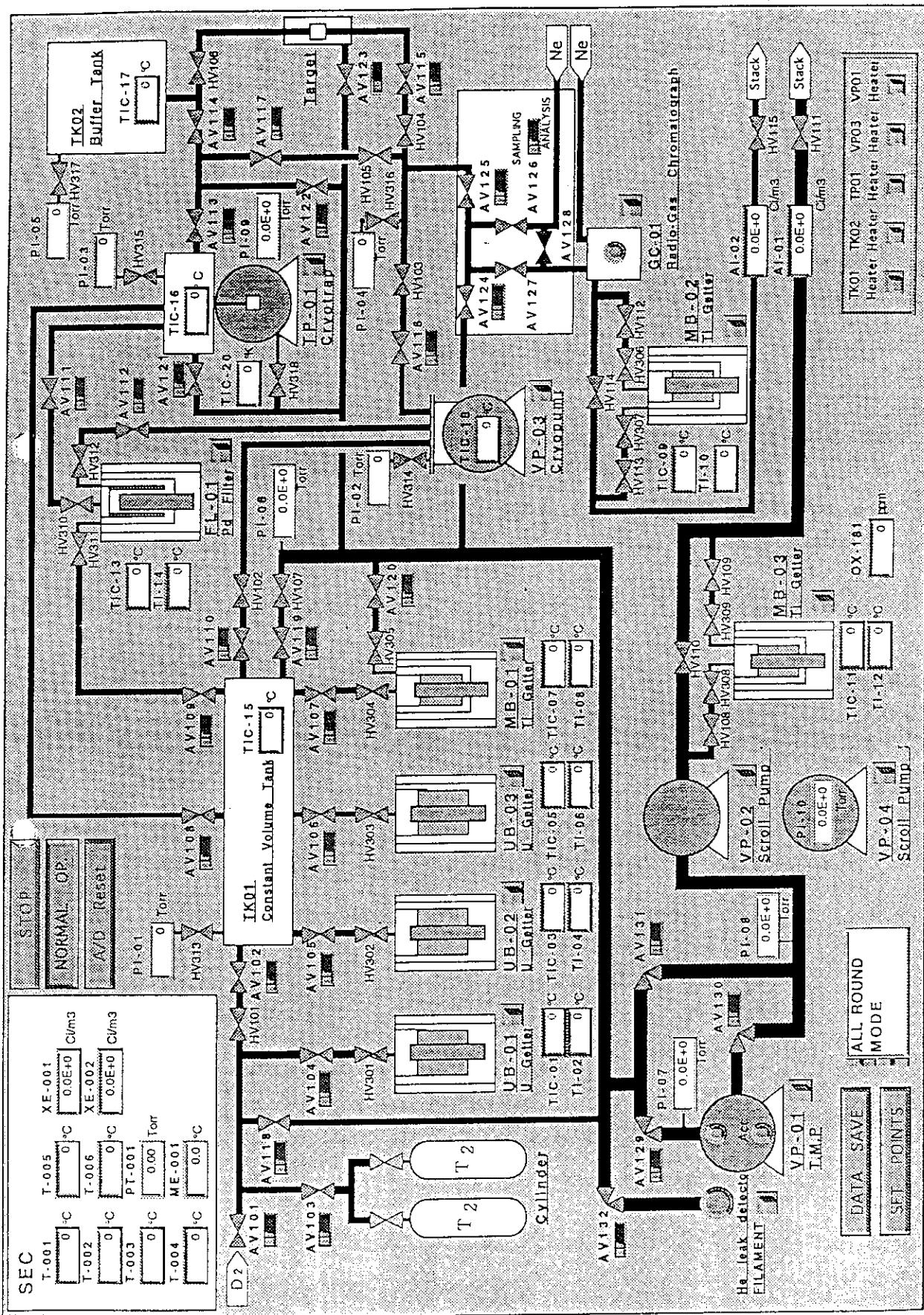


図-2 トリチウムガス操作システムの構成

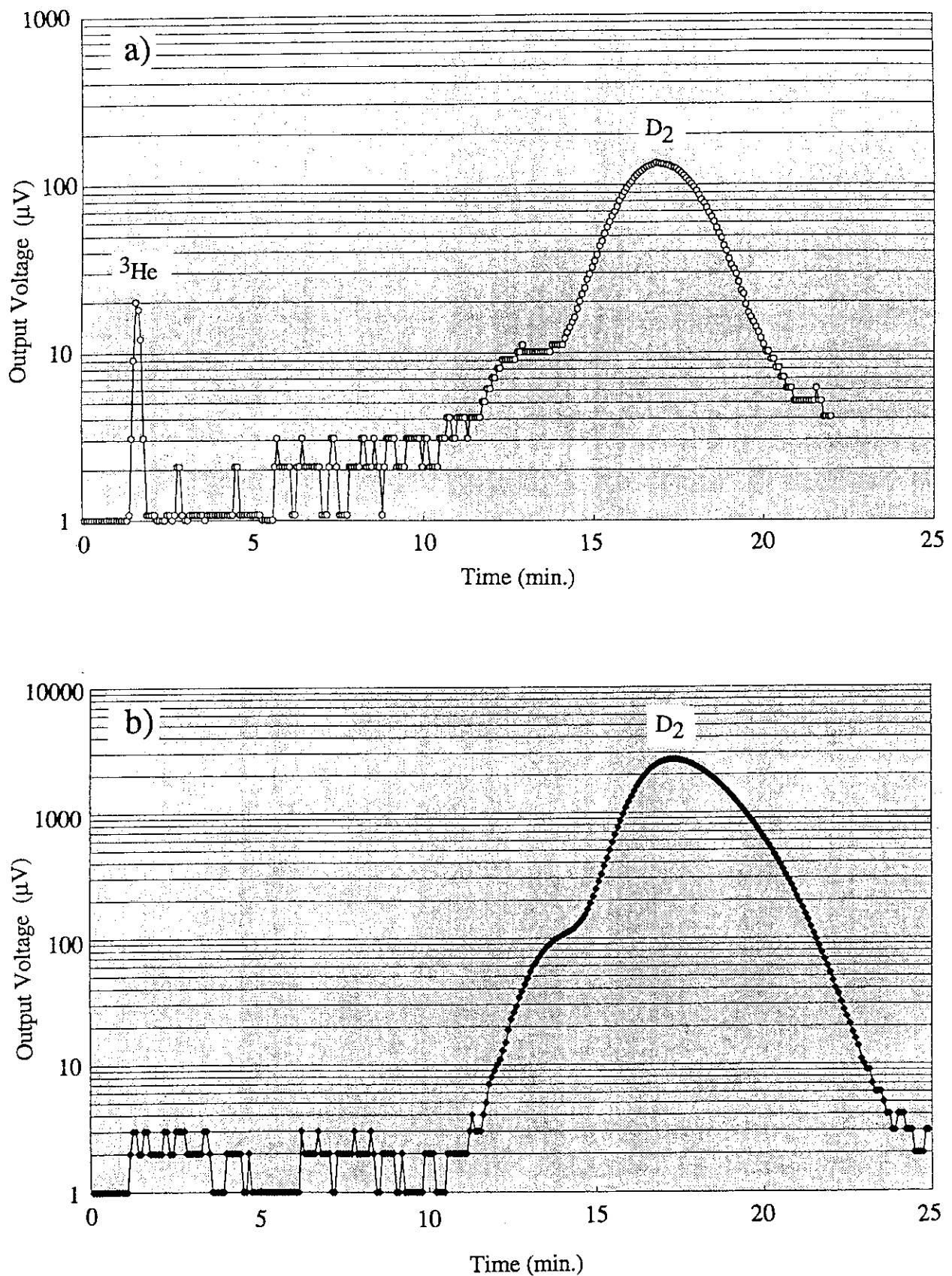
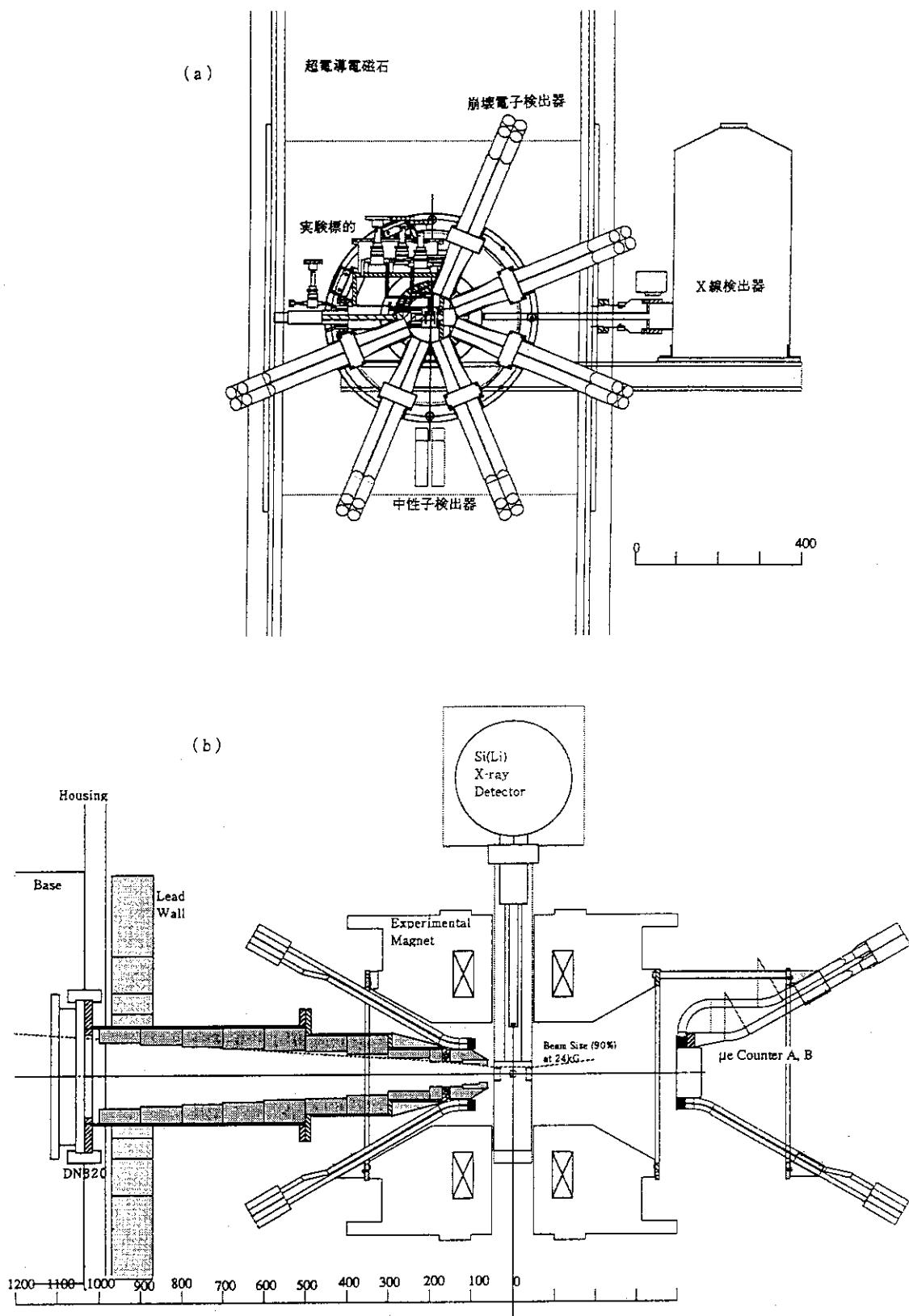
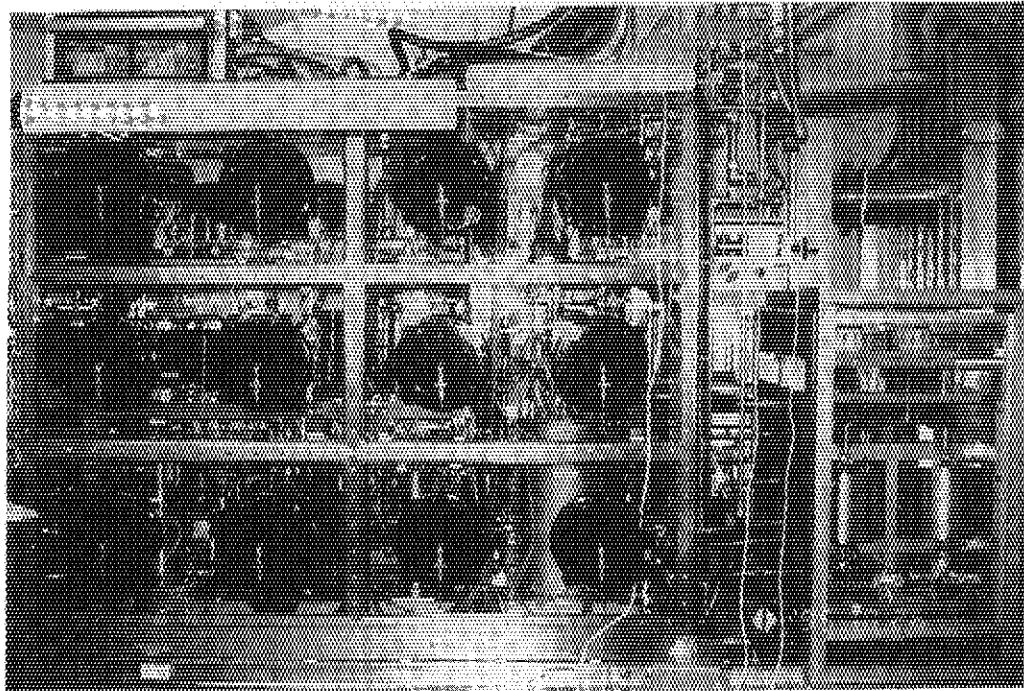


図-3 ${}^3\text{He}$ 除去性能試験での水素同位体分析結果：
 (a) 除去過程以前と (b) 除去過程後



図一4 ミュオン触媒核融合実験装置の概略図：
(a) ミュオンビーム下流から見た図
(b) ミュオンビーム軸の水平面での断面図

(a)



(b)

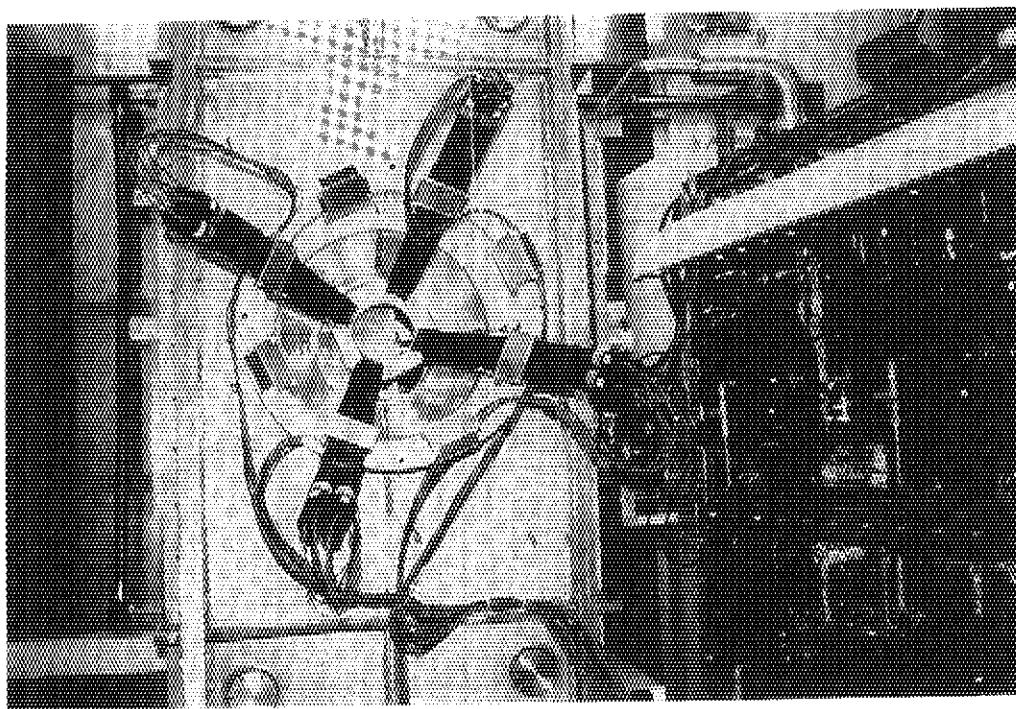


図-5 設置を完了したミュオン核融合実験装置

(a) トリチウムガス操作システムと SEC システムを示します

(b) ミュオンビームライン下流側からの写真：

超電導電磁石、実験標的、崩壊電子検出器、X線検出器等を示します。

8.4 Tl系、La系高温超伝導体における磁気秩序相での μ^+ SR

渡邊功雄^A、熊谷健一^B、中島理^C、長瀬賢三^C、松崎禎市朗^A、中村哲^A、永嶺謙忠^{A,D}

^A理化学研究所ミュオン科学研究室

^B北海道大学理学部物理学科

^C東北大学理学部化学科

^D東京大学理学部中間子科学センター(UTMSL)

Magnetic phase diagrams of high-Tc oxides of $\text{La}_{2-x}(\text{Ba},\text{Sr})_x\text{CuO}_4$ and $\text{TlBa}_2\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_2\text{O}_y$ were studied by zero-field μ^+ SR measurement. In both of the La-Sr and La-Ba systems, decrease of an initial asymmetry of muon spin polarization and precession of the muon spin were observed at around $x=0.12$ at which the high-Tc superconductivity was most suppressed. This indicates the competition between the superconducting state and an antiferromagnetic ordered state of Cu spins. In case of the Tl-system, two precession components of the muon spin were observed from $x=0$ to 0.5 indicating the existence of the antiferromagnetic ordered state. For $x=0$, saturated internal fields at the muon sites were 170 Oe and 23 Oe respectively and the magnetic transition temperature was expected to be about 400 K. Both of the internal fields and the transition temperature show no x -dependence up to $x=0.5$.

1. はじめに

ホールドープ型酸化物高温超伝導体の多くは、結晶の一部を他の原子に置換し、系内のホール量を変化させると、物性が大きく変化する。概して、ホール量が少ないとには系は絶縁体的振る舞いを示し、Cuスピンによる反強磁性秩序状態が発生する。ホール量を増加させるに従い反強磁性秩序状態は急速に消失し、ある適当な濃度で超伝導が出現する。超伝導状態においても系内には反強磁性相関が観測されていることから^[1]、高温超伝導の発現機構には、磁気的相関が重要であると考えられている。そのため、系の磁気秩序がホール量によってどのように変化していくかを調べることは、高温超伝導の発現機構を調べる上でも重要なことである。

この報文においては、酸化物高温超伝導体として最初に発見された、La系酸化物^[2]、そして、TCが100 K以上であるTl系酸化物における^[3]、μSRを用いた磁気相図に関する研究結果について報告する。

2. ミュオン実験

今回の実験に用いたミュオン粒子は、正の電荷を持ち、 $1/2$ のスピンを有している。結晶内に打ち込まれたミュオン粒子は、静電相互作用によって最も静電ポテンシャルの

低い所に停止し、周囲と相互作用を行う。この時、スピンが $1/2$ であるために磁気的相互作用しか行わず、電場の影響を考慮しなくてもよいという利点がある。また、磁気回転比が $2\pi \times 13.554 \text{ kHz/Oe}$ と他の原子核プローブより高いために、高感度の微視的な磁気プローブとして物質の磁気的性質の研究に用いることができる。正のミュオン粒子は、スピンが進行方向に 100% 偏極しているために、外場からの影響を考えない、ゼロ磁場中での共鳴実験が行えるということが、μSR 法の最大の特徴である。

実際の実験は、ミュオンが崩壊する際に放出される、陽電子を検出することによって行われる。ミュオンは $2.2 \mu\text{sec}$ の寿命で陽電子を放出する際に、下記のようなスピン方向に対する角度分布をもって陽電子を放出する。

$$W(\theta) = 1 + PA \cos(\theta) \quad P=1, A \sim 1/3$$

ここで、P はスピン偏極度 (100%)、A は角度分布の偏極度 (アシンメトリ) である。試料の前後に検出器を設置し、試料中に停止したミュオン粒子から放出される陽電子の検出数を数え、それぞれ N_F (前方)、 N_B (後方) とすると、

$$N_{FB} = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) (1 \pm AG_z(t))$$

となる。ここで、 N_0 は $t=0$ での検出数、 τ_μ はミュオン粒子の寿命、 $G_z(t)$ は偏極度の時間依存の緩和関数である。ここで、

$$(N_F - \alpha N_B) / (N_F + \alpha N_B) = AG_z(t)$$

と書き直すことができ、ミュオンスピンの挙動を、アシンメトリとその時間発展の緩和関数として観測することができる。このアシンメトリの緩和関数を解析することによって、ミュオンサイトでの微視的な磁気的情報を得ることができる。このアシンメトリの緩和関数を解析することによって、ミュオンサイトでの微視的な磁気的情報を得ることができる。

実際の測定は、英国に建設された理研 - RAL ミュオン施設^[4]において、ゼロ磁場条件のもとで行われた。温度範囲は 1.8 K から 300 K である。

3. La 系高温超伝導酸化物

3-1. 序論

La 系酸化物 $\text{La}_{2-x}(\text{Ba},\text{Sr})_x\text{CuO}_4$ は、酸化物高温超伝導体として最初に発見された物質である (図 1)^[2]。 La^{3+} を Ba^{2+} もしくは Sr^{2+} で置換することで、系内のホール量が制御される。 $x=0$ である場合、系は絶縁体になり、Cu スピンによる反強磁性秩序状態が出現する。この時の磁気転移点は約 300 K である。 x を増加させるに従い、系は半導体的性質を示すようになると同時に、反強磁性秩序状態が急速に失われる。更に置換量を増加させていくと、 $x=0.06$ 付近より超伝導が出現する。超伝導転移点は、La-Ba 系で最高 30 K 程度、La-Sr 系で 40 K 程度である^[3,5]。

試料の均質性が向上するに従い、La 系酸化物では、ある狭い x の範囲で超伝導が消

失していることが確認された。La-Ba 系では、 $x=0.125$ 付近において^[6,7]、La-Sr 系では $x=0.115$ 付近で超伝導の体積分率がほぼゼロになる^[8]。X 線回折実験から、La-Ba 系では、この超伝導が消失するような x の範囲において、低温側で結晶構造が斜方晶から正方晶へ転移することが観測され^[9]、結晶構造の変化による系の電子状態の変化と超伝導との関連が議論されている。しかしながら、この構造相転移は La-Sr 系では明確には観測されず、また、帯磁率などの他の測定手段からも、この様な x の領域においては何の原因で超伝導が消失しているのかを明らかにすることはできなかった。そこで、我々は μ SR 測定を行い、系の磁気的な性質が超伝導と共にどの様に変化しているのかを調べた。

3 - 2. 測定結果及び議論

図 2 に La-Ba 系の $x=0.125$ における、ゼロ磁場 μ SR 測定におけるアシンメトリの時間発展を示す。120 K 付近では、Cu の原子核スピンによって作られる、弱い静的なランダム磁場によるアシンメトリの緩和が見られ、磁気転移の兆候は見られない。緩和の様子は、ミュオンサイトでの内部磁場分布が Gauss 型である場合の Kubo-Toyabe 関数で良く表される^[10]。36 K 付近では、緩和の形が Exponential 型になる。このことは、Cu の電子スピンがミュオンサイトに作る内部磁場が揺らぐことによって起こる、動的な緩和が支配的になっていることを示している。7 K まで下げるとき、緩和の形が Exponential 型のまま、 $t=0$ での初期アシンメトリが減少することが観測された。これは、ミュオンサイトに静的な強い内部磁場が発生していることを示している。実験は、ゼロ磁場条件下で行われているので、このように強い内部磁場が発生したことは、結晶内で、Cu スピンの磁気秩序状態が発生していることを示している。つまり、超伝導が消失するような領域では、磁気秩序状態が現れていることが本実験から明らかにされた。

次ぎに La-Sr 系について同様な実験を行った。図 3 に示すように、15.5 K 付近では、磁気転移の兆候はみられないが、7.5 K 付近では、Cu スピンによる内部磁場の揺らぎを反映した Exponential 型の緩和関数を示し、2.6 K になると、初期アシンメトリの減少が観測され、磁気秩序の発生が確認された。この結果より、La-Sr 系でも La-Ba 系同様に超伝導が消失する領域においては磁気秩序が発生することが明らかにされた。

La-Ba 系及び La-Sr 系の両者についてアシンメトリの時間発展の初期の様子を詳しく見ると、図 4 に見られるように、回転成分が観測された。この回転成分はミュオンスピンが回転していることを示し、コヒーレントな磁気秩序が発生することによって各ミュオンサイトに一定の内部磁場が生じていることを示している。酸化物高温超伝導体では、Cu スピン間の相関が反強磁性的であるために、このコヒーレントな磁気秩序は、反強磁性秩序状態であることがわかる。つまり、低温で観測された磁気秩序状態は、反強磁性状態であることが明らかにされた。

x を変化させ、La-Ba 系及び La-Sr 系について同様の測定を行い、初期アシンメトリの温度変化を測定することによって、磁気転移点の濃度変化を測定したところ、図 5、6 に示すように、各濃度で異なった温度での初期アシンメトリの減少が観測された。これらの結果をまとめると図 7 のようになる。La-Ba 系、La-Sr 系共に超伝導が最も強く抑えられる濃度で磁気転移点が最高になることがわかった。La-Ba 系では磁気転移点は最

高で約 35 K であるが、La-Sr 系では約 15 K である。磁気転移点が減少すると共に超伝導が回復してくるので、反強磁性状態と超伝導状態が競合していると思われる。以上の実験より、La-Ba 系及び La-Sr 系においては、 $x=0.12$ 付近においては何らかの理由で磁気的相関が強くなり、磁気秩序が発生することにより超伝導が壊れているということが実験的に明らかにされた。

4. Tl 系高温超伝導酸化物

4-1. 序論

Tl 系高温超伝導酸化物は、 T_c が 100 K 以上のホールドープ型高温超伝導体である^[3]。この系には、Tl-O 面を 1 面持つ結晶構造のものと 2 面持つもの、更に、それぞれにおいて CuO₂ 面の面数が異なっているという、結晶構造を有したものがある。本実験では、Tl-O 面が 1 面でかつ CuO₂ 面も 1 面であり、正方晶結晶構造を持つ TlBa₂Y_{1-x}Ca_xCu₂O_y (Tl-1212 系) という系を採用した^[11]。Tl-1212 系は、YBCO 系の結晶構造に非常に似ている結晶構造を有しており（図 8）、YBCO 系との比較において実験結果議論をすることが可能であると考えられる。また、Y³⁺ を Ca²⁺ で置換することによって、系内のホール量を変えることができる。 $x=1.0$ の場合、 $T_c=86$ K 程度の超伝導が出現する。 x を減少させるに従い、 T_c は上昇し、 $x=0.6$ 付近で最大の 110 K 程度を示す。更に x を減少させると、急速に超伝導は失われ、 $x=0.5$ で系は半導体的振る舞いを示すようになる^[12]。 $x=0$ 付近になると、系は絶縁体的になる。La 系や YBCO 系などの類推から、Tl-1212 系においても同様に、絶縁体領域において Cu スピンによる反強磁性秩序状態が出現することが期待でき、かつホール濃度を帰ることによって絶縁体状態から超伝導状態へと電子状態の変化を調べることが可能である。そこで、系の磁的性質を調べるために、Tl-1212 系の絶縁体領域において、μSR 測定を行った。

4-2. 結果及び議論

図 9 に $x=0$ におけるアシンメトリの時間発展の温度変化の様子を示す。低温においては、ミュオンスピンの回転周波数の早い成分と、遅い成分の 2 つの回転成分が観測された。これは、系内にコヒーレントな反強磁性秩序が発生していることを示している。スピンの回転周波数からミュオンサイトの内部磁場の値を求めると、飽和内部磁場がそれぞれ 170 Oe と 23 Oe となった。図 10 に内部磁場の、 $x=0$ のときについての温度変化を、周波数表示で示す。早い回転成分は、約 80 K 以上で消失してしまっている。これは、このサイトに止まっていたミュオンが、80 K 以上では他のサイトに移るという可能性を示している。遅い回転成分は、100 K 以上から内部磁場が減少を始め、温度を上げるに従い減少を続ける。これは、磁気転移点に近づくことによって、ミュオンサイトの内部磁場が減少することを表している。室温までの測定より、磁気転移点は約 400 K であることが明らかになった。

次ぎに、 x を変化させ、この反強磁性秩序状態がホールによってどのように変化していくかを調べた。図 11 に、5 K での、各濃度でのアシンメトリの時間発展の様子を示す。 $x=0.5$ においても、 $x=0$ と同様にミュオンスピンの早い回転成分と遅い回転成分

とが観測され、反強磁性秩序状態が発生していることを示している。早い回転成分は、約 80 K 以上で消失している。図 12 に、 $x=0$ と $x=0.5$ におけるミュオンサイトの内部磁場の温度変化を示す。 $x=0$ と 0.5 において両者に差がなく、飽和内部磁場及び、磁気転移点がほぼ同じであることが明らかになった。これは、 Y^{3+} を Ca^{2+} で半分置換しても、何らかの理由により CuO_2 面内の電子状態には、大きな変化が生じなかつた可能性があることを示している。

以上の実験より、Tl-1212 の絶縁体領域において、図 13 のような磁気転移相図を得ることができる。 $x=0$ から 0.5 付近までは、磁気転移点が 400 K 程度である反強磁性秩序状態が発生しており、この磁気転移点は、Ca の置換量に大きく左右されない。 $x=0.6$ 付近で、系は急速に反強磁性体状態から超伝導状態へ移行していることが期待でき、系内の電子状態が大きく変わるような変化が生じている可能性を示している。

他のホールドープ型酸化物超伝導体では、反強磁性秩序状態はホールドープによって急速に壊される^[3,5,13]。今回の実験からは、そのような磁気転移点の急速な消失は観測されなかった。このため、まづ Y^{3+} と Ca^{2+} の置換によって実際にホールがドープされているかどうかを調べることが重要である。Tl-1212 系では、 Y^{3+} を Ca^{3+} に置換するにともない、系内の酸素量が減少するという報告がなされている^[14]。酸素は、結晶内では負イオンになるため、酸素欠損が増加していくと、それに伴い系内のホールが相殺されてくる。もし、Ca の置換量に見合う量の酸素欠損が存在すれば、ホールによる系の電子状態に変化は起こりにくくなることが期待できる。しかしながら、酸素欠損量は、Ca のドープによって発生することが期待できるホール量を全て打ち消すことができる程多くはない^[14]。また、XPS 測定に見られるよう、 Y^{3+} と Ca^{2+} の置換によってホールが系内にドープされるということが確認されている^[12]。それ故、本実験の結果を理解するためには、ドープされホールが絶縁体状態で、系内の何処に入るのかを明らかにすることが重要であると思われる。

5.まとめ

ホールドープ型高温超伝導体である、 $\text{La}_{2-x}(\text{Ba},\text{Sr})_x\text{CuO}_4$ 、 $\text{TlBa}_2\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_2\text{O}_y$ について、ゼロ磁場 μSR 測定を行った。La 系においては、 $x=0.12$ 付近で超伝導が x の狭い領域に渡って消失するが、超伝導の消失と共に、Cu スピンによる反強磁性秩序状態が出現することが本実験から確認され、その磁気転移相図が決定された。また、 $x=0.12$ 付近では超伝導状態と反強磁性状態とが、競合していることが確認された。Tl 系においては、絶縁体領域における、Cu スpinによる反強磁性状態が本実験より確認され、絶縁体領域での磁気転移相図が決定された。反強磁性秩序状態は、磁気転移点が x に依存せず、ある濃度近傍で、磁気転移点から超伝導状態へと系が急激に移行している可能性が示された。

参考文献

- [1] G. Shirane, Y. Endoh, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, Y. Hidaka, M. Oda, M. Suzuki and T. Murakami, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1613.
- [2] J. G. Bednorz, K. A. Muller, Z. Phys. B64 (1986) 189.
- [3] T. Fujita, Y. Aoki, H. Ihshii, H. Eisaki, T. Yabe, S. Tajima and S. Tanaka, Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L440.
- [4] K. Nagamine, T. Matsuzaki, K. Ishida, I. Watanabe, R. Kadono, G. H. Eaton, H. J. Jones, G. Thomas and W. G. Williams, Hyperfine Interact. 87 (1994) 1091.
- [5] I. Watanabe, J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 1560.
- [6] A. R. Moodenbaugh, Youwen Xu, M. Suenaba, T. J. Folkerts and R. N. Shelton, Phys. Rev. B38 (1988) 4596.
- [7] K. Kumagai, Y. Nakamura, I. Watanabe, Y. Nakamichi and H. Nakajima, J. Mag. Mag. Mater. 76&77 (1988) 601.
- [8] K. Kumagai, K. Kawano, H. Kagami, G. Suzuki, Y. Matsuda, I. Watanabe, K. Nishiyama, and K. Nagamine, Physica C235-240 (1994) 1715.
- [9] J. D. Axe, H. Moudden, D. Hohlwein, D. E. Cox, K. Mohanty, A. R. Moodenbaugh and Y. Xu, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2751.
- [10] R. S. Hayano, Y. J. Uemura, J. Imazato, N. Nishida, T. Yamazaki and R. Kubo, Phys. Rev. B20 (1979) 850.
- [11] S. Nakajima, M. Kikuchi, Y. Syono, T. Oku, D. Shindo, K. Hiraga, N. Kobayashi, H. Iwasaki and Y. Muto, Physica C158 (1989) 471.
- [12] D. Shindo, K. Hiraga, S. Nakajima, M. Kikuchi, Y. Syono, N. Kobayashi, K. Hojou, T. Soga, S. Furuno and H. Otsu, Physica C159 (1989) 794.
- [13] N. Nishida, H. Miyatake, D. Shimada, S. Okuma, M. Ishikawa, T. Takabatake, Y. Nakazawa, Y. Kuno, R. Keitel, J. H. Brewer, T. M. Riseman, D. Li, Williams, Y. Watanabe, T. Yamazaki, K. Nishiyama, K. Nagamine, E. J. Ansaldi and E. Torikai, Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1856.
- [14] S. Nakajima, M. Kikuchi, Y. Syono, T. Oku, K. Nagase, N. Kobayashi, D. Shindo and K. Hiraga, Physica C182 (1991) 89.

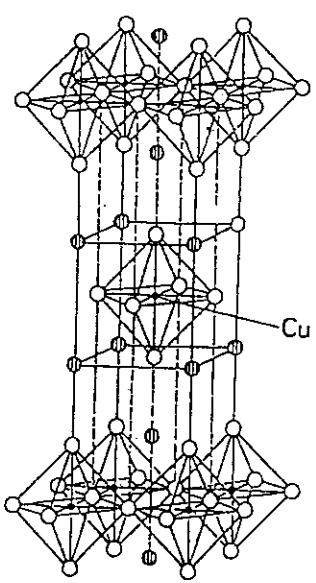


図1、 $\text{La}_{2-x}(\text{Sr},\text{Ba})_x \text{CuO}_4$ の結晶構造

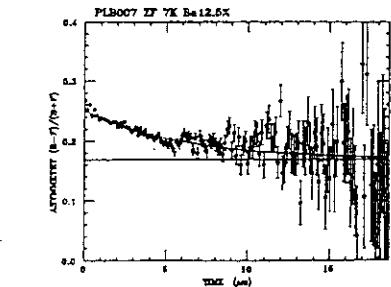
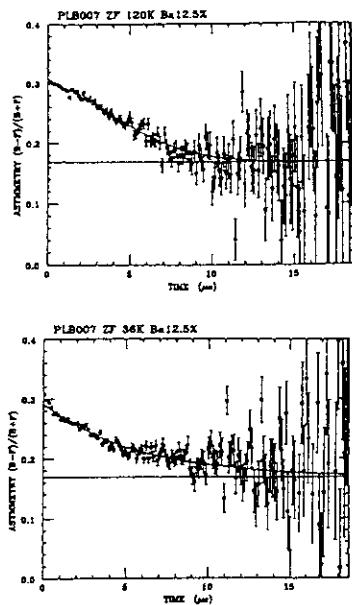


図2、ゼロ磁場 μ SR 測定で得られた
アシンメトリの時間発展の温度変化
 $\text{La}-\text{Ba}$ 系、 $x=0.125$

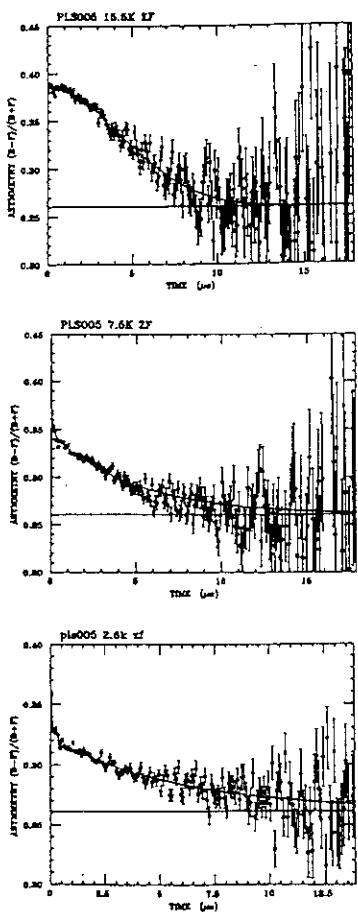


図3、ゼロ磁場 μ SR 測定で得られた
アシンメトリの時間発展の温度変化
 $\text{La}-\text{Sr}$ 系、 $x=0.115$

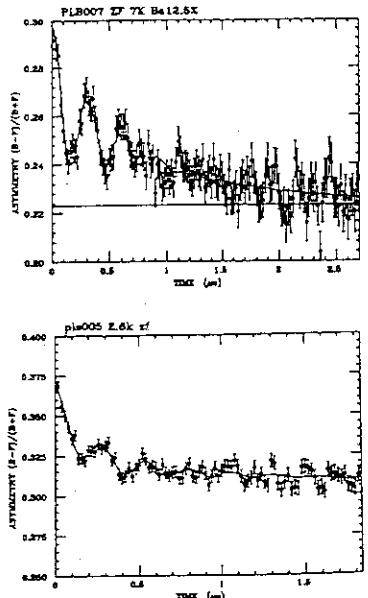


図4、アシンメトリの時間発展

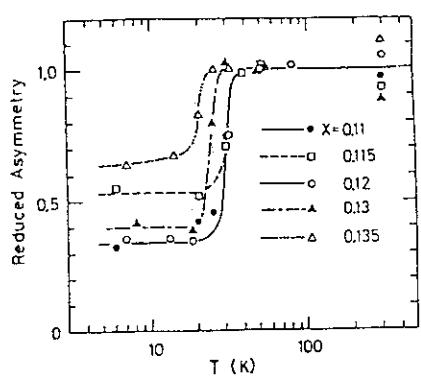


図5、La-Ba系の各濃度に於ける初期アシンメトリーの温度変化

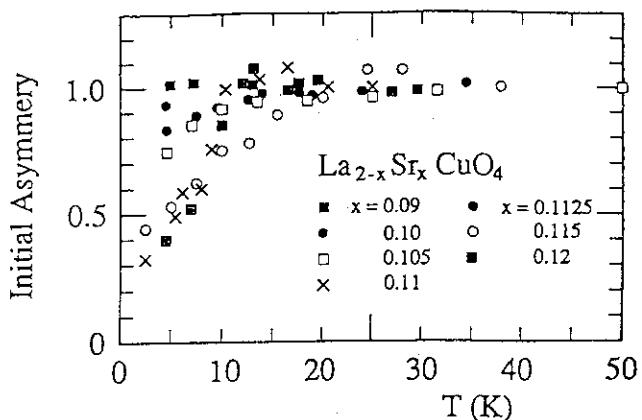


図6、La-Ba系の各濃度に於ける初期アシンメトリーの温度変化

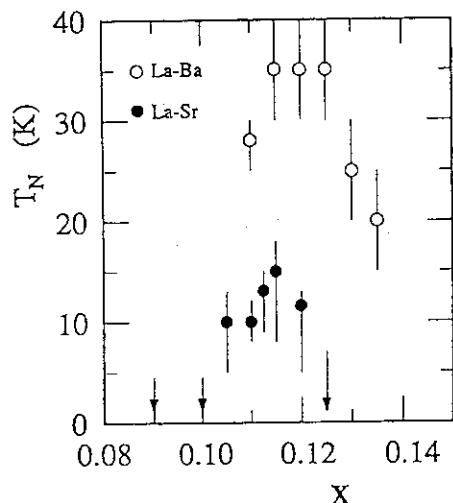


図7、La系のx=0.12付近の磁気相図

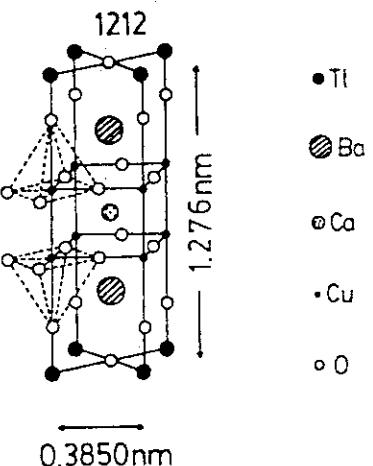


図8、Tl-1212系の結晶構造

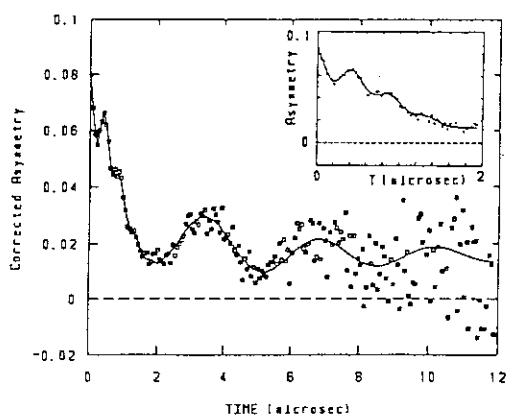
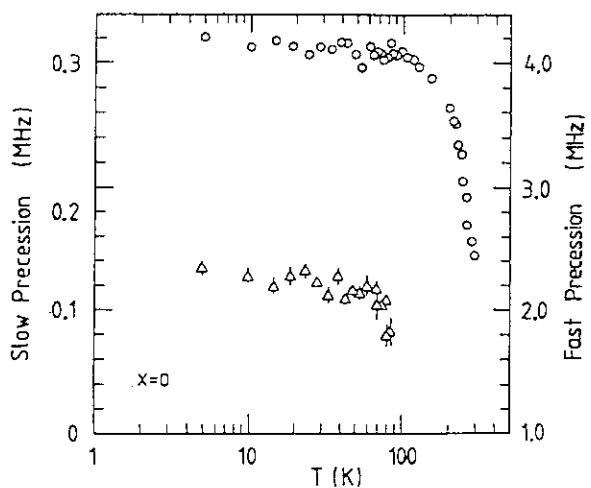
図9、アシンメトリーの時間発展
Tl-1212系、x=0

図10、ミュオンサイトでの内部磁場の温度変化、Tl-1212系、x=0

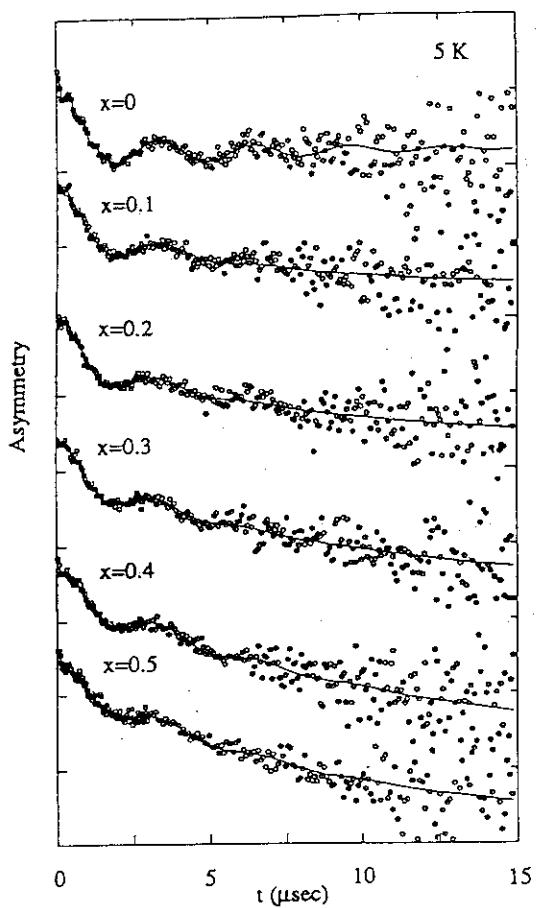


図 11、5 K でのアシンメトリーの時間発展の濃度変化

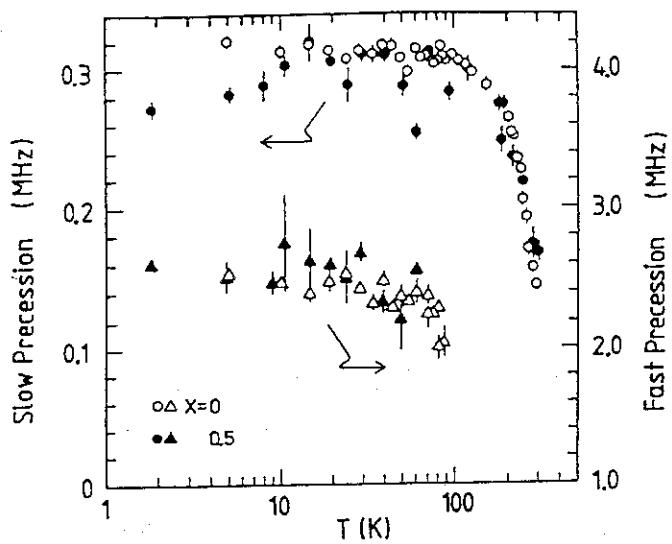


図 12、ミュオンサイトでの内部磁場の温度変化、 $x=0$ 及び $x=0.5$

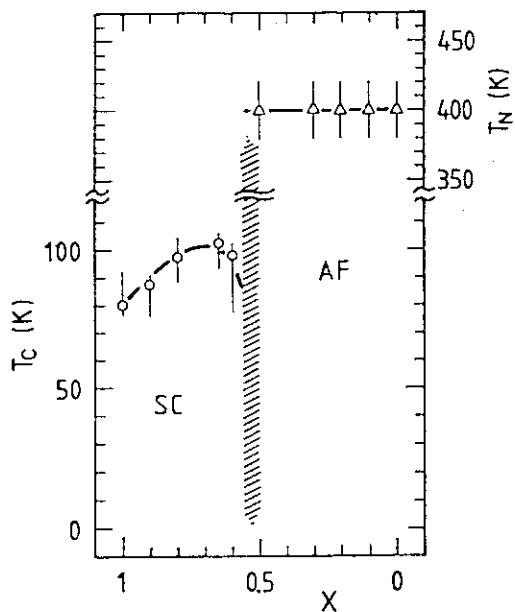


図 13、Tl-1212 系の磁気相図

9. 中性子核物理

9.1 中性子核物理研究施設の概要

菊 池 康 之

日本原子力研究所核データセンター

Feasibility study of the Neutron Physics Research Facility has been made since last year. First various research themes have been discussed and the beam conditions required for each experiment have been examined. As it is not feasible to treat various types of the beam at one facility, it was decided to concentrate to the medium energy neutron experiments up to 1.5 GeV in this facility. The expected beam conditions are 200 ps of pulse width, repetition of 2μ s and beam current of 10μ A for the Phase 1. The beam current is expected to increase to 100μ s at the Phase 2 with CW operation. Seven TOF spectrometers will be equipped. The low energy neutron experiments, which require high intensity but longer pulse will be done in the Neutron Diffraction Facility. Discussion is in progress for the proton or pion induced reactions.

1. はじめに

近年核物理研究のプローブとしての中性子の比重は低下し、重イオンがブームになっている。一方工学的基礎データとしての中性子核データも、欧米における測定施設の相次ぐ閉鎖により、その活動の低下が危惧されている。このような状況を考慮した上で、中性子科学的研究センターの中性子核物理研究施設の研究課題を考える必要がある。

当研究施設で発生されるスポレーショントン中性子はそのエネルギー範囲・強度共に世界最高のものであり、原子核研究のプローブとして極めて魅力的なものになりうる。さらに偏極中性子が得られるならば、その魅力はさらに高まるであろう。また核データ測定に対しても、実験の極めて少ない 14 MeV 以上 1 GeV までの中高エネルギー核データ取得が可能となり、またその大強度を生かして、従来より分解能の高い実験や、微量サンプルによる実験も可能となる。

またこの施設において、陽子やパイ中間子のビームを利用した実験も可能となる。

2. 研究課題

2.1 中高エネルギー中性子実験

* 核反応機構の統一的理解

MeV-GeV 領域における全断面積、DDX 等を系統的に測定することによ

り、エネルギー領域全体での核反応模型（光学模型、前平衡模型、カスケード模型、QMD等）を検証する。

* 核分裂現象の研究

全エネルギー領域での系統的測定により、多重モード核分裂や、角運動量効果等の核分裂現象を解明する。

* 核構造の研究

高励起、高スピン状態の核構造の研究。

* 中高エネルギーの放射化断面積の測定

本施設の設計段階においてさえ不可欠なデータであるが、準単色エネルギーの中性子が必要になる。

* 中高エネルギー標準断面積の測定

標準断面積の分野での過去の日本の寄与は少なかったが、本施設を利用することにより、中高エネルギーという新しい分野で大きな寄与が期待できる。

2.2 低エネルギー中性子実験

* 核力の基本対称性の実験的研究

P-T violation を偏極ビーム、偏極ターゲットを用いて検証する。

* 核分裂現象の研究

核分裂片の質量、電荷、エネルギー、角運動量分布の測定を系統的に行う。

* 複合核過程反応の研究

共鳴領域における捕獲 γ 線スペクトルの測定により、複合核課程での詳細な状況を理解できる。

* 宇宙での元素合成の解明

$kT=30\text{ keV}$ での捕獲反応の測定による。

* 微量同位体、放射性同位体の共鳴測定

大強度の利点を活用できる。

2.3 陽子・パイ中間子入射反応実験

* 数 100 MeV-1.5 GeV 陽子入射反応の系統的測定

放出2次粒子の生成断面積、角度分布、エネルギー分布等を系統的に測定し、データベースを充実させると共に、核反応機構を研究する。

* 数 100 MeV-1.5 GeV パイ中間子入射反応の系統的測定

同上

3. 施設の基本的考え方

3.1 要求されるビーム条件

前節2で掲げたテーマは何れも興味深いものであり、その選択を現時点で

行うことは困難である。しかしこれらの実験に要求されるビーム条件はきわめて異なるものであり、これらを同一の施設で行うことは、技術的・経済的にも得策とは思われない。

すなわち中高エネルギー中性子実験では、何よりも短パルス ($\sim 1 \text{ ns}$) のビームが要求される。現在の技術でこれを得るためにマイクロパルスを間引くしかなく結果的には $10 \mu\text{A}$ 程度の電流しか得られないことになる。

一方低エネルギー中性子実験では、パルスは長くてもよいが、ビームの強度が要求される。この条件は中性子散乱の条件とほぼ同じである。

陽子・パイ中間子入射反応実験に関しては、検討が十分進んでいないが、TOFスペクトルメータが必要な (p,n) , (π, n) の実験を別にすれば、ビーム強度に重点が置かれると思われる。

3.2 施設の基本的考え方

3.1で述べたビーム条件を考え、本施設では中高エネルギー中性子実験を主体として考えることにする。これにより電流値が小さくなるので、遮蔽などの付帯設備のコストを大幅に節減できる。

低エネルギー中性子実験に関しては、中性子散乱実験施設に偏極装置を持つ数十メートルの TOF スペクトルメータを 1 ~ 2 本併設してもらうことにより対処したい。

陽子・パイ中間子入射実験については、とりあえず本施設に併設するが、要求されるビーム条件の検討によっては、大幅な変更もあり得る。

4. 施設の概要

4.1 概要

第 1 図に施設の概要を示す。前段部に陽子引き出しポートを設け、その後ろにスポレーション中性子源を配置する。測定室としては 1 次陽子引き出しポートに対して陽子測定室一室、2 次陽子引きだしポートに対して陽子・パイ中間子測定室 2 室を予定している。また中性子測定系は、高速中性子源のみとし、7 本の TOF ビームラインを予定している。

4.2 高速中性子測定系

高速中性子源としては、LANL/WNR の設計を参考に、陽子ビーム中に W ターゲットを置くことを考えている。時間分解能の劣化を防ぐためターゲットはあまり厚くせず透過型となる。また高エネルギー成分を得るために中性子は前方に取り出したいので、陽子入射は水平方向にする。

入射陽子のビーム条件としては：

第一段階 ; Energy: 1.5 GeV, Current: $10 \mu\text{A}$, Pulse width: 200 ps, Repetition: $2 \mu\text{s}$

第二段階 : Energy: 1.5 GeV, Current: 100 μ A, Pulse width: 200 ps, Repetition: 2 μ s
を予定している。なおこの条件は、 LANL/WNR より第一段階で一桁上といえる。
第2図に高エネルギー中性子源からの中性子強度を LANL/WNR と比較してある。

4.3 TOFスペクトロメータ

中性子源を囲んで7本のTOFビームラインを考えている（第1図参照）。
フライトパスは最長で 500 m を考えている。各々のビームラインの用途としては：

- 1) 偏極中性子による汎用ライン
- 2) ($n, x \gamma$) 反応
- 3) 検出器開発
- 4) 核分裂反応
- 5) 全断面積
- 6) 荷電粒子生成反応
- 7) 遮蔽などの積分実験

4.4 準単色中性子源

核種生成や放射化断面積の測定は白色中性子では不可能で、準単色中性子が必要となる。一般には $^7\text{Li}(p,n)$ 反応が用いられる。この反応は高エネルギー領域では低エネルギーのバックグラウンドが問題となるが、これに変わるもののは見当たらない。この反応を用いて準単色中性子を得るために陽子のエネルギーを可変にする必要がある。その方法としては：

- 1) ビーム整形リングでエネルギーを変える。

理想的な方法であるが、このため専用のリングが必要となる。

- 2) 1次陽子ビーム中にデグレーダを挿入し、減速した陽子を用いる。

ビーム強度が下がったとは言えデグレーダからの発熱、スポレーション中性子の遮蔽等の工学的問題が多い。

- 3) 2次陽子の利用

ビーム強度が下がったので十分な収率が得られるかが問題である。また混入するパイ中間子の影響も検討する必要がある。

4.5 陽子測定室

この測定室には、1次陽子ビームを磁場で曲げて入射しビーム実験を行う。
実験項目としては、(p,n), (p,p'), (p, π), ($p, \text{fragmentation}$) 等が考えられる。また積分実験も行う。

測定装置としては大型磁気スペクトロメータを設置するともに、積分実験用の大型ターゲット装置や TOF スペクトロメータも備える。

さらにデグレータを用いた場合の準単色中性子実験もこの部屋で行う。

4.6 陽子・パイ中間子測定室

1次陽子ビーム中に薄いターゲットを置いて、発生する2次陽子やパイ中間子を導いて測定する。測定項目としては、(p,n), (p,p), (p, α), (p, π), (π , n), (π , p), (π , α), (π , π)および(p,f), (π , f)である。このうち核分裂関係は独立した測定室で行う。

必要な実験装置としては、マルチワイヤ・ドリフトチェンバー、大型散乱漕、ビームスワインガー等である。また中性子のためのTOFスペクトルメータも用意する。

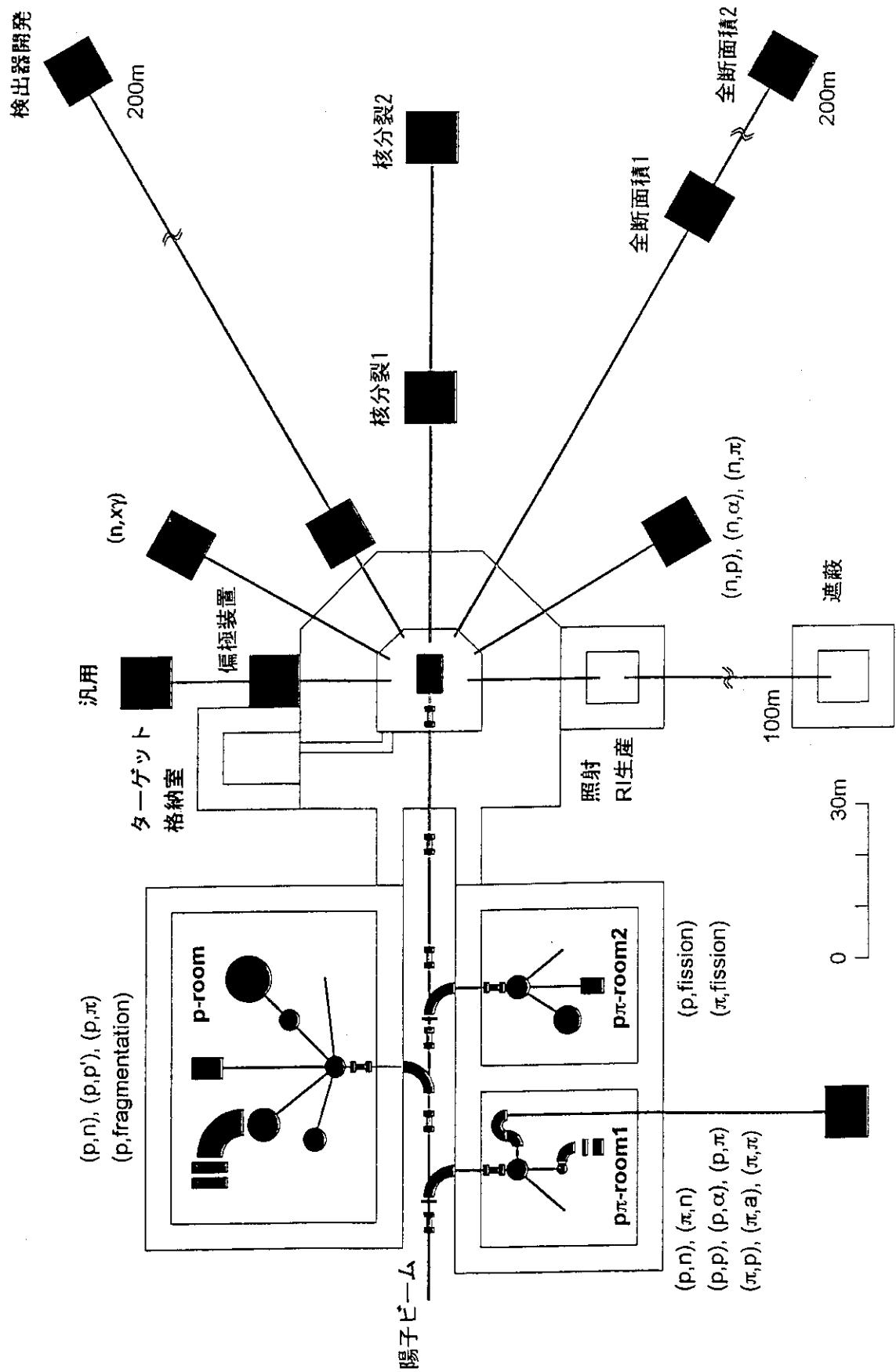
2次陽子を利用した準単色中性子実験はこの部屋で行う。

5. 結語

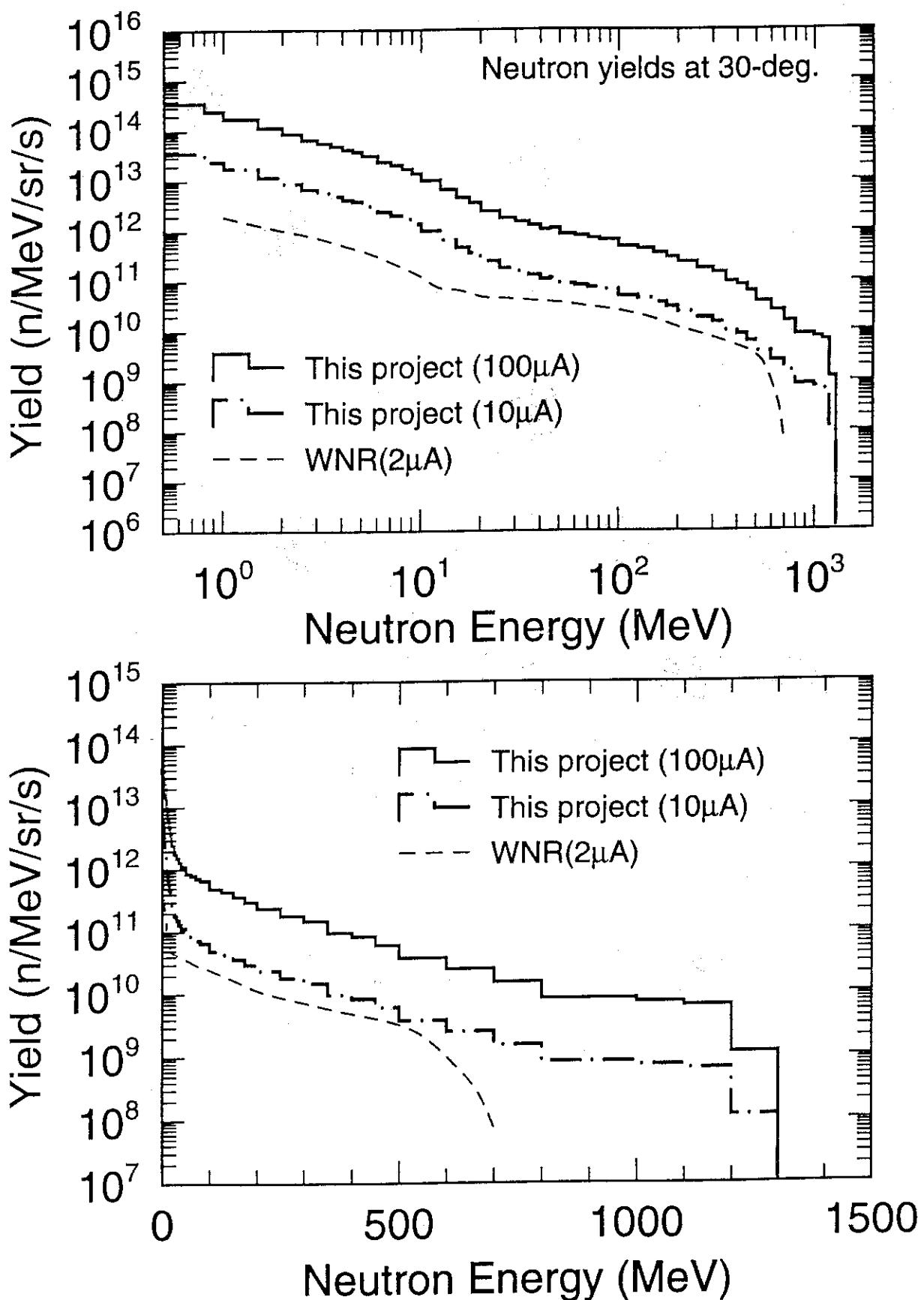
中性子物理研究施設の検討は始まったばかりである。当初は予算の制約にとらわれず、前広に気宇広大な実験計画を考え、それに必要な実験装置を考えた。

しかしその後、実験条件に合うビーム条件を検討した結果、本施設は高エネルギーに重点を絞ることが得策との意見が多くなり、今回の発表のような案が出されてきた。今回の条件は除熱や遮蔽などに関しては、かなり楽になったとはいえるが、それらについての検討はまだ十分にはなされていない。

ただし加速器側が提供できるビーム条件もまだ流動的であり、それに応じての大幅な概念変更もあり得ることに注意されたい。



第1図 中性子核物理測定施設の概念図



第2図 高エネルギー中性子発生ターゲットから得られる中性子強度と
WNR施設での中性子強度との比較

9.2 中性子核物理研究施設におけるパルス条件

千葉 敏
日本原子力研究所

Pulse conditions required for experiments at the Neutron Physics Facility of JAERI Neutron Science Research Center are described. The experiments at this facility are mostly based on the time-of-flight method for determination of energies of fast neutrons of ~ 0.1 MeV to 1 GeV region. Accordingly, proton pulses of very short time width ($< 1\text{ns}$) are inevitable in this facility. A conceptual layout of the accelerator system to realize this pulse condition in conjunction with requests from other facilities (such as neutron scattering) is proposed.

1. はじめに

原研が計画中の中性子科学研究センター中の研究施設のひとつである中性子核物理研究施設では、米国 Los Alamos Neutron Science Research Center のWNR施設と同様、高速中性子(0.1MeV～ビームエネルギー)の飛行時間法によるエネルギー弁別を行つて、スピローレーション反応から発生する広範囲のエネルギー領域に渡る中性子に対する測定を同時に行うことができる。このような fast neutron の飛行時間法に基づく測定では、ビームおよび測定系の時間分解能が系全体の分解能を決定する重要な要素である。測定系の時間分解能は早いシンチレータ等を用いることにより基本的に 1ns 程度以下にすることは容易である。これに対し、ビームの時間分解能は、加速器の基本仕様とも関連しているためユーザー側での努力では調節することが困難な問題である。従ってこのような施設を設計する際には、ビームの時間構造の問題を当初から重要な検討課題としてとりあげ、ユーザー側としての要求を明確にする必要がある。本報告では、比較的単純な考察から求まる陽子ビームの時間構造（繰り返し周期、パルス幅、及び電流値）に関する基本的仕様を述べる。

2. 基本的パルス条件

2-1 繰り返し周期

図1（上）に、飛行距離を10m、50m、100m、500mとした場合の、中性子エネルギーの関数としての飛行時間を示す。基本的に繰り返し周期は早いほど計数率

が稼げるので好ましいが、一方低エネルギー中性子と次のパルスから来るγフラッシュ及び高エネルギー中性子のパイルアップを防ぐためある程度の間隔が必要になる。問題となる低エネルギー部(0.1~10MeV程度)では、飛行距離が10m程度でも十分な分解能が得られるので、このエネルギー領域の測定でのパイルアップを防止するためには、この図より、約2μsのパルス間隔(500kHz)があれば十分なことがわかる。ただし、高エネルギー部の測定ではこれより一桁程度短い間隔でも測定が可能であるし、分解能、飛行距離や計数率に関する要求は決して一義的なものでなく、ある範囲でパルス間隔を可変とできることが望ましい。パルス間隔は後述するように低エネルギー部での簡単なショッピングで決定されるのでそのように可変とすることが大きな技術的な問題点を引き起こすとは考えられない。従って、パルス間隔(周期)としては、0.5~20μs(2MHz~50kHz)程度の間で可変とできることが望ましい。

2-2 パルス幅

図1(下)に、陽子パルス幅(Δt)を1nsとした場合の、4種類の飛行距離に対する中性子のエネルギー分解能を示す。ここで、実線は相対論的な運動学に基づく式

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{relativistic} = \frac{c}{LE} \cdot \frac{(E^2 + 2mc^2E)^{3/2}}{m^2c^4} \cdot \Delta t$$

を、破線は非相対論的な式

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{non-relativistic} = 2 \cdot \frac{\sqrt{E}}{72.3L} \Delta t$$

をそれぞれ用いた場合の結果を示している。エネルギー分解能はΔtに比例するので、中性子散乱施設で検討されている short pulse (Δt=400 ns) という値は、高速中性子の測定には全く適していないことがわかる。また、中性子のエネルギーが100MeV以上では相対論効果のために分解能が急激に悪化することがわかる。

中性子科学研究センターの陽子ビームは最終的には超電導加速部の600MHzの周波数を用いて整形されるため、単一のマイクロパルスの幅は約200psである。これが電送部等でのジッターにより多少悪化するとしても、スペレーションターゲットで1ns程度の時間幅を実現することは可能であると推測される。

2-3 ビーム電流値

ビーム電流としては測定系の数え落としの問題から決まる上限値があるが、これについては十分に検討が進んでいるとは言えない。今のところ、WNRの電流値の5倍程

度、約 $10\mu\text{A}$ を on target で得られれば、エネルギーの 2 倍 (WNRでは 800MeV)とあわせて、本施設はWNRの 10 倍の性能を有することができる。このために、ピーク電流値としては 40mA 程度が必要となる。

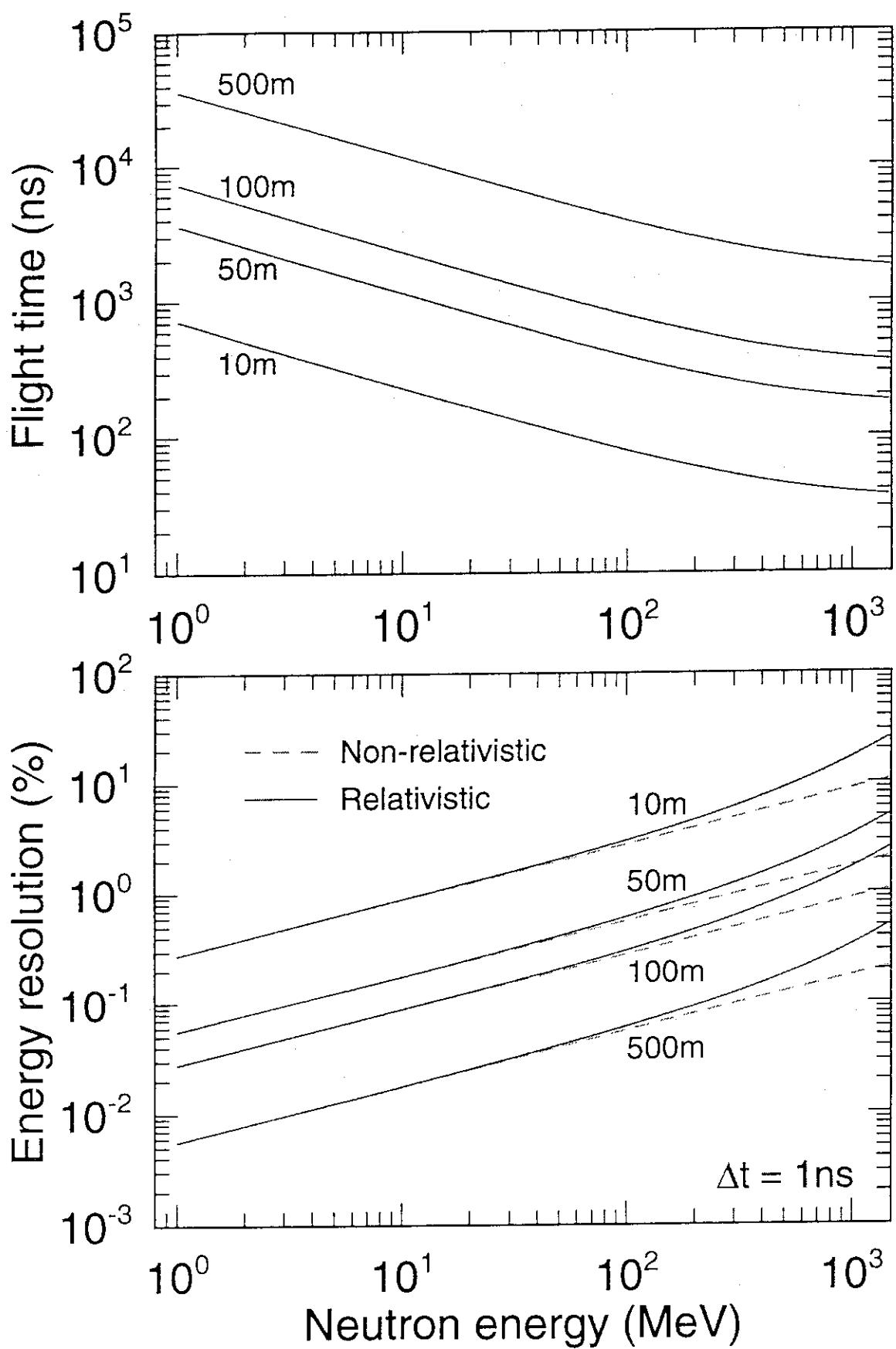
3. 加速器システム

もともと、中性子科学研究センターにおけるリニアックより供給されるマイクロパルス同士の間隔は、低 β 部で用いられる周波数より 5ns である。この間隔は、先ほど 2-1 で述べた必要とされるパルス間隔($0.5\sim20\mu\text{s}$)に比べて短すぎるため、そのままでは使用することはできない。従って何らかの手段でのビーム整形が必要になる。考え方として、1) 整形リングを用いてビームをバンチする、2) イオン源付近の極低エネルギー部でのチョッピングによりパルスを間引く、という二通りのオプションを考えられる。このうち1)については、技術的および建設コスト(約200億円)の理由から、現時点では非現実的であると判断される。従って、当面2)のチョッピングオプションを採用することにして検討を進めていく。

このようなビームを実現する方法として、図 2 に示すような加速器システムを提案する。ここで、中性子核物理施設は、左上の H^+ イオン源を使用し、RFQの前あるいは後ろでチョッピングを行う。ここでのチョッピングはせいぜいエネルギーが 2MeV 程度であるので、通常の静電加速器で用いられている技術を用いることができ、かつパルス間隔の調節も容易である。チョップされたビームは他の施設で用いられる H^- ビームの高周波の裏周期に入射され、 H^- と同時に加速される。その後 H^+ と H^- は偏磁石により分離され、 H^+ のみが中性子核物理研究施設(図では Fast Neutron Spallation Source と記してある)に伝送される。

4. 終わりに

本報告では、中性子核物理で必要とされるパルス条件について簡単に説明した。本施設では他の施設と根本的に異なる長間隔($0.5\sim20\mu\text{s}$)の単パルス($<1\text{ns}$)が必要となるため、加速器システムの検討が重要な課題である。

図1 中性子の飛行時間（上）と $\Delta t=1\text{ ns}$ とした場合のエネルギー分解能（下）。

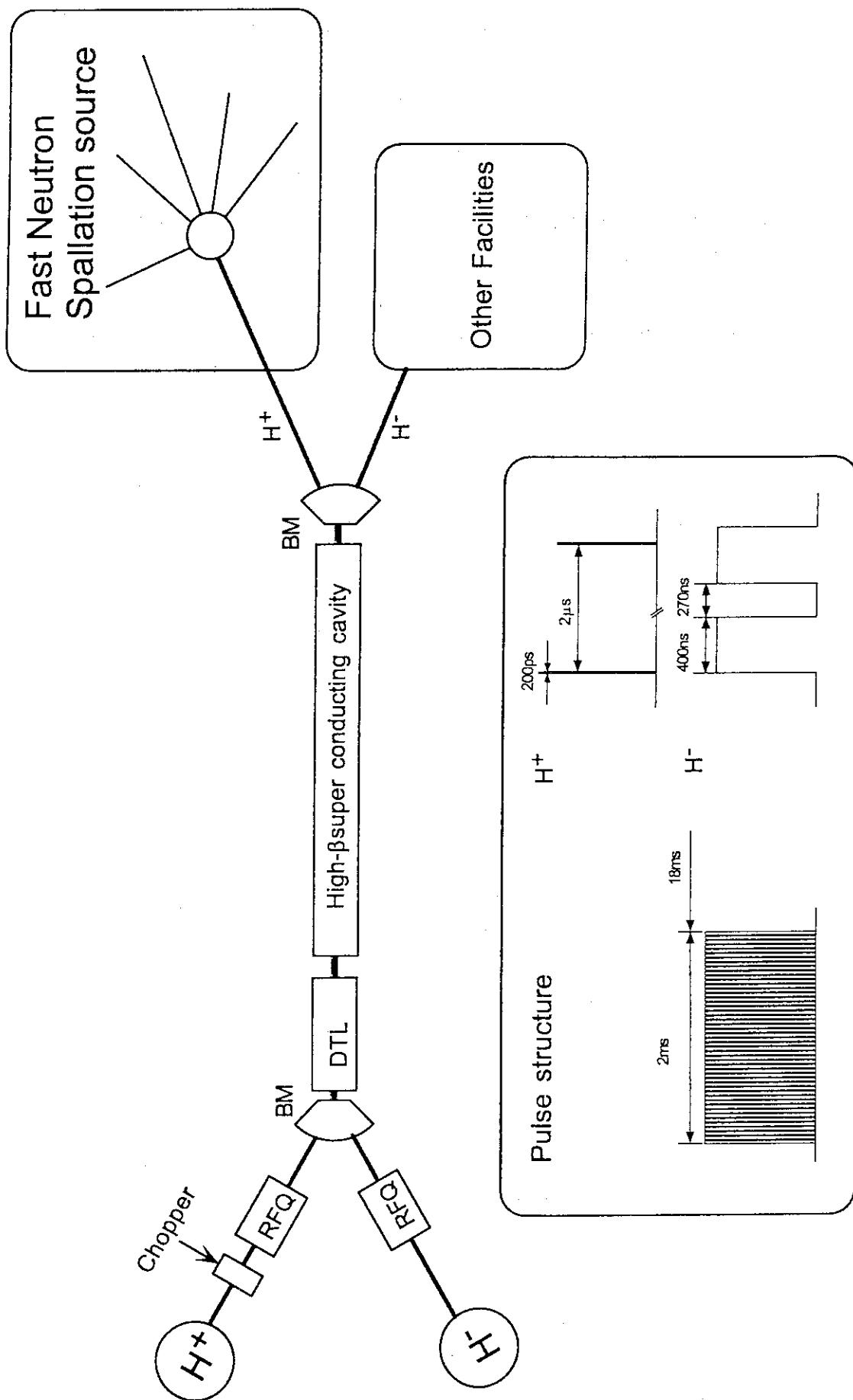


図2 中性子核物理研究施設で必要とされるパルスを実現する加速器システムの例

9.3 中性子を用いる核分裂研究の現状と展望

中込良廣
京都大学原子炉実験所

More than fifty years have passed after the discovery of fission phenomena, and many experimental and theoretical studies have been done. The usage of huge released energy in fission has been progressed actually. However, the fission mechanism has not been resolved yet by now. Nuclear fission is caused by injection of neutrons, charged particles including heavy ions or gamma ray to heavy nucleus, and by itself. Nuclear fission gives us many information such as fission cross section, fragment mass and kinetic energy distributions, fragment charge distribution, number of prompt neutrons, fission neutron energy spectra, etc. In this paper, current situation of neutron-induced fission research is introduced by focusing topical experiments, and personal perspective is described.

1. はじめに

原子核分裂発見以来 50 年余が経過し、以来、多くの実験的・理論的研究がなされてきた。核分裂により開放される膨大なエネルギーの利用は進んだものの、未だ核分裂機構解明には至っていない現状にある。しかし、近年、検出器や測定機器の高性能化、コンピュータの大容量・高速化に伴い、核分裂の諸物理量が多次元かつ高精度で測定・解析されるようになり、また、理論的モデルの計算も精度よく行えるようになったことから、核分裂に関する新しい知見が得られることが期待されている。

核分裂研究は、中性子のみならず、陽子や重イオン等の荷電粒子入射による核分裂、ガンマ線による光核分裂、自発核分裂を対象に研究が行われてきている。核分裂実験で得られる情報は多く、主として、核分裂断面積、核分裂片の質量分布、運動エネルギー分布、荷電分布、角度分布、核分裂片からの即発中性子及びガンマ線の数とエネルギースペクトル、遅発中性子スペクトル、それに、三体核分裂に関するものが挙げられる。

近年、荷電粒子入射による核分裂研究が盛んであるが、ここでは、中性子による核分裂研究に的を絞り、特に、最近注目を浴びている実験研究を中心に現状を述べる。最後に、今後の中性子核分裂研究で興味のもたれるテーマについて述べることとする。

2. 中性子核分裂実験の現状

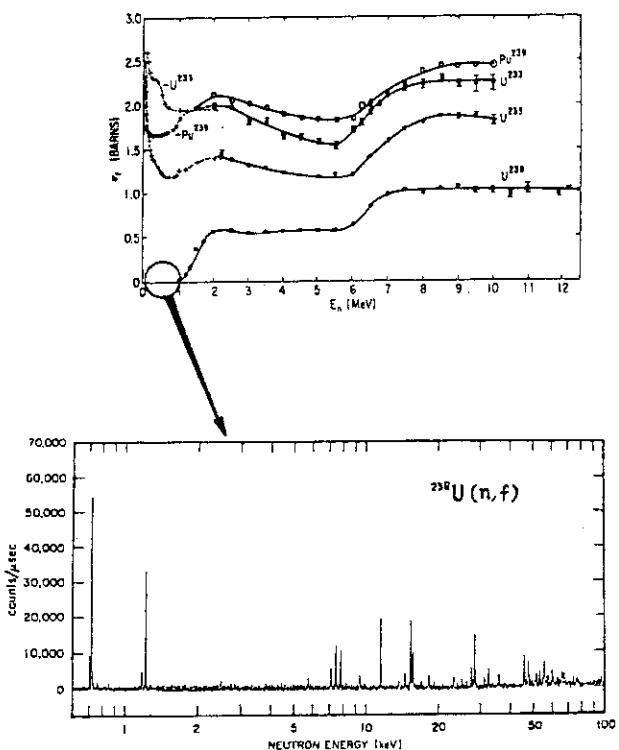
中性子による核分裂実験は、核分裂の発見がそれであったように、50 年以上前から行われており、既に 1970 年代には、現在知られている性質（質量分布、運動

エネルギー分布、核分裂断面積等々)が系統的に研究されていた。核分裂の利用及び機構解明において、核分裂情報の中でとりわけ重要な中性子核分裂断面積、核分裂片(または、核分裂生成物)の質量分布、運動エネルギー分布及び即発中性子数・エネルギースペクトルについて、U-233、U-235、Pu-239の3核種を中心にも多くの測定がなされてきている。

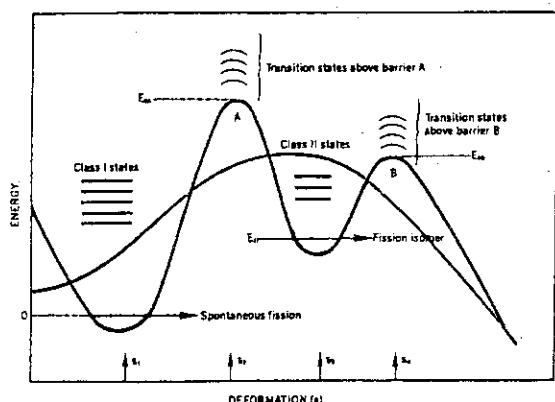
1980年後半から90年代にかけて、検出器や測定機器の高性能化ならびにコンピュータの発展にともない、核分裂片の質量及び運動エネルギー、即発中性子数などの相関性についての実験的研究及び理論的解析が、詳細に行われてきている。

2.1 中性子核分裂断面積の測定

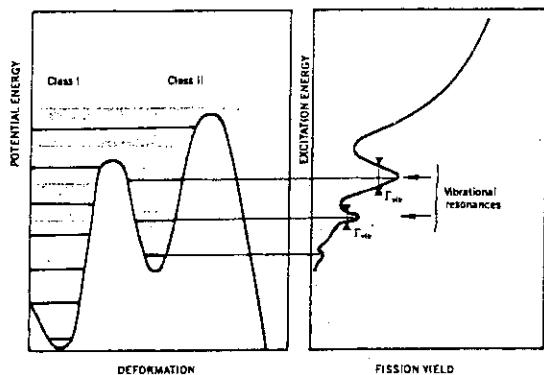
中性子核分裂断面積測定では、特に、U-238やPu-240のようなしきい値エネルギーを有する核種において、しきい値中性子エネルギー近傍以下の核分裂断面積に共鳴のグループ(クラスタ)が観測され、これを説明するために「二山核分裂障壁モデル(Double-humped Fission Barrier Model)」が提唱されている¹⁾。これらの一例として、第1図にしきい値近傍でのU-238中性子核分裂断面積²⁾、第2図に二山核分裂障壁モデル³⁾を示した。第3図³⁾は、このモデルから予測される核分裂断面積を模式的に表したもので、変形の進んだ準安定状態(Class II)の準位レベルが共鳴グループとして観測されることになる。障壁に高



第1図 しきい値近傍でのU-238
中性子核分裂断面積



第2図 二山核分裂障壁モデルの概念



第3図 二山核分裂障壁モデルから
予測される核分裂断面積

さ及び曲率は複合核（核分裂核）によって異なることが実験で確かめられており、その後現在に至るまで、このモデルが基本となり、核分裂核が変形して分裂に至るポテンシャルエネルギー上の経路（Fission Path）が議論され、核分裂機構解明に大きな貢献を果たしている。

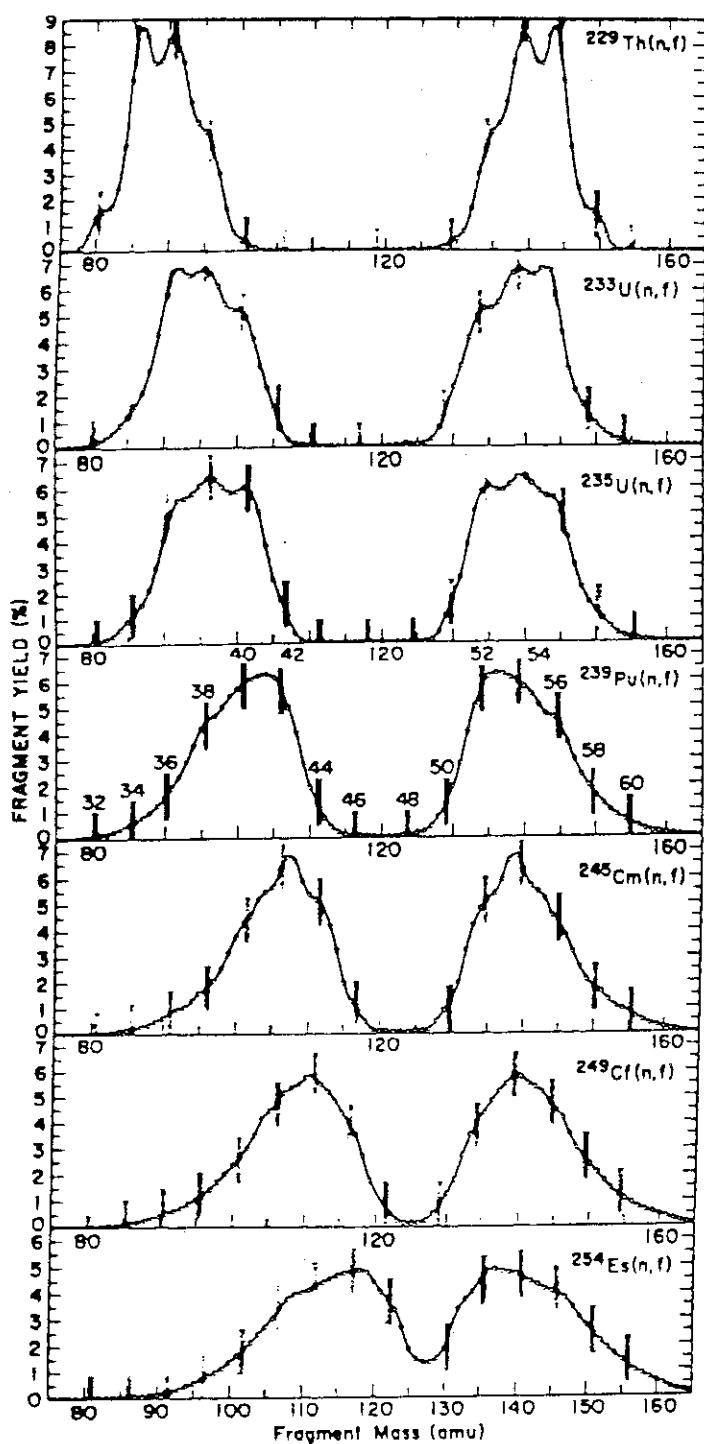
2.2 核分裂片質量分布及び運動エネルギー分布の測定

核分裂片質量分布では、第4図⁴⁾に示すように、核分裂核質量が大きくなるにともない、軽い核分裂片グループが重核分裂片グループに近づく、即ち、対称分裂成分が増加する傾向が測定されている。また、重核分裂片グループの平均質量が核分裂核種に依らず、ほぼ140amuで一定していることも特徴的である。中性子核分裂片質量分布の中性子エネルギー依存性も研究されており、一般に中性子エネルギーが高くなると対称分裂成分が増加することが観測されている。その代表的な例（Th-232⁵⁾及びU-235⁶⁾の場合）を第5図に示す。最近米国のロスアラモス研究所において、2MeV～450MeVの幅広い中性子エネルギー領域にわたるU-238の中性子核分裂片質量分布の測定⁷⁾が行われ（第6図）、200MeVを超えた領域では対称分裂成分が主になることが観測されている。これらの現象は、中性子の持込みエネルギーに比例して複合核の内部励起エネルギーが高くなり、集団運動的な取扱いが可能となることを表している。

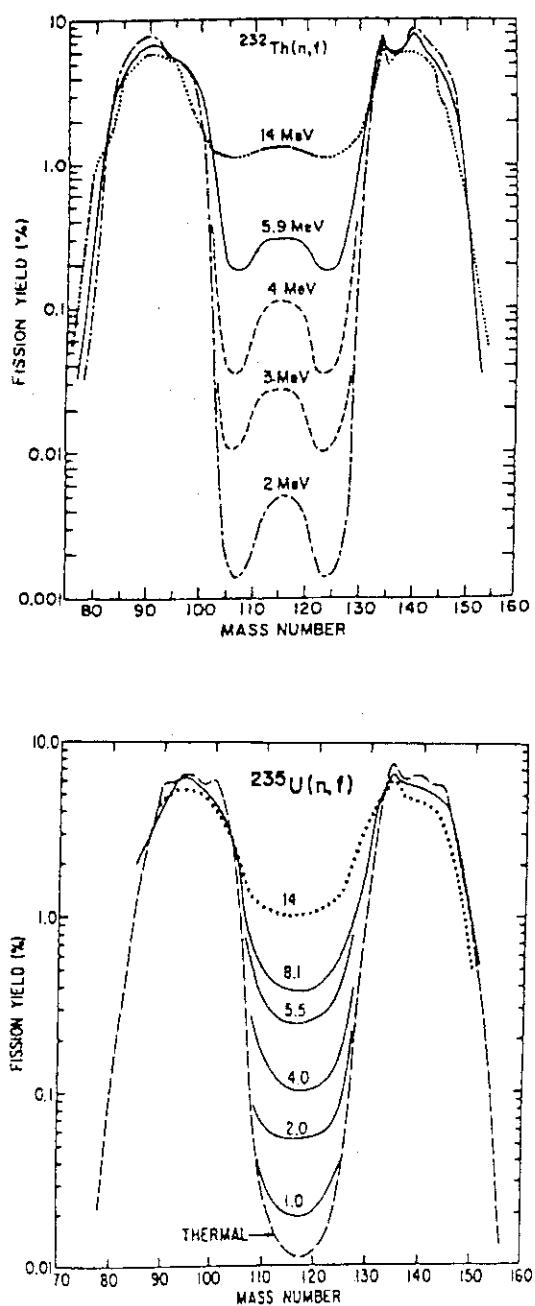
近年、核分裂片の質量分布及び運動エネルギー分布の微細構造の同時解析から、核分裂核の変形過程における複数のモードの存在が議論されてきている。一例として、第7図にU-235の熱中性子核分裂の質量・運動エネルギー分布の解析例⁸⁾を示したが、この場合、Standard I（比較的両核分片に質量差はなく、小さな変形）、Standard II（両核分裂片の質量差が大きく、変形量も大きい）及びSuperlong（変形量は大きいが、両核分裂片の質量が同じ）と呼ばれる3つの変形モードを考慮することで測定結果が説明できるとしている。なお、各モードでの全運動エネルギーは、最近提唱されているRandom Neck Rupture Modelによって計算されたものである。また、これらのモードを二山障壁モデルに基づき、核分裂核の変形過程に従って図式化したものを第8図⁹⁾に示した。最近では、Np-237の中性子核分裂¹⁰⁾において、3つのモードの他極端に非対称かつ変形量の大きい第4のモード（Standard III）の存在が報告されている（第9図参照）。

2.3 即発中性子数及びエネルギースペクトルの測定

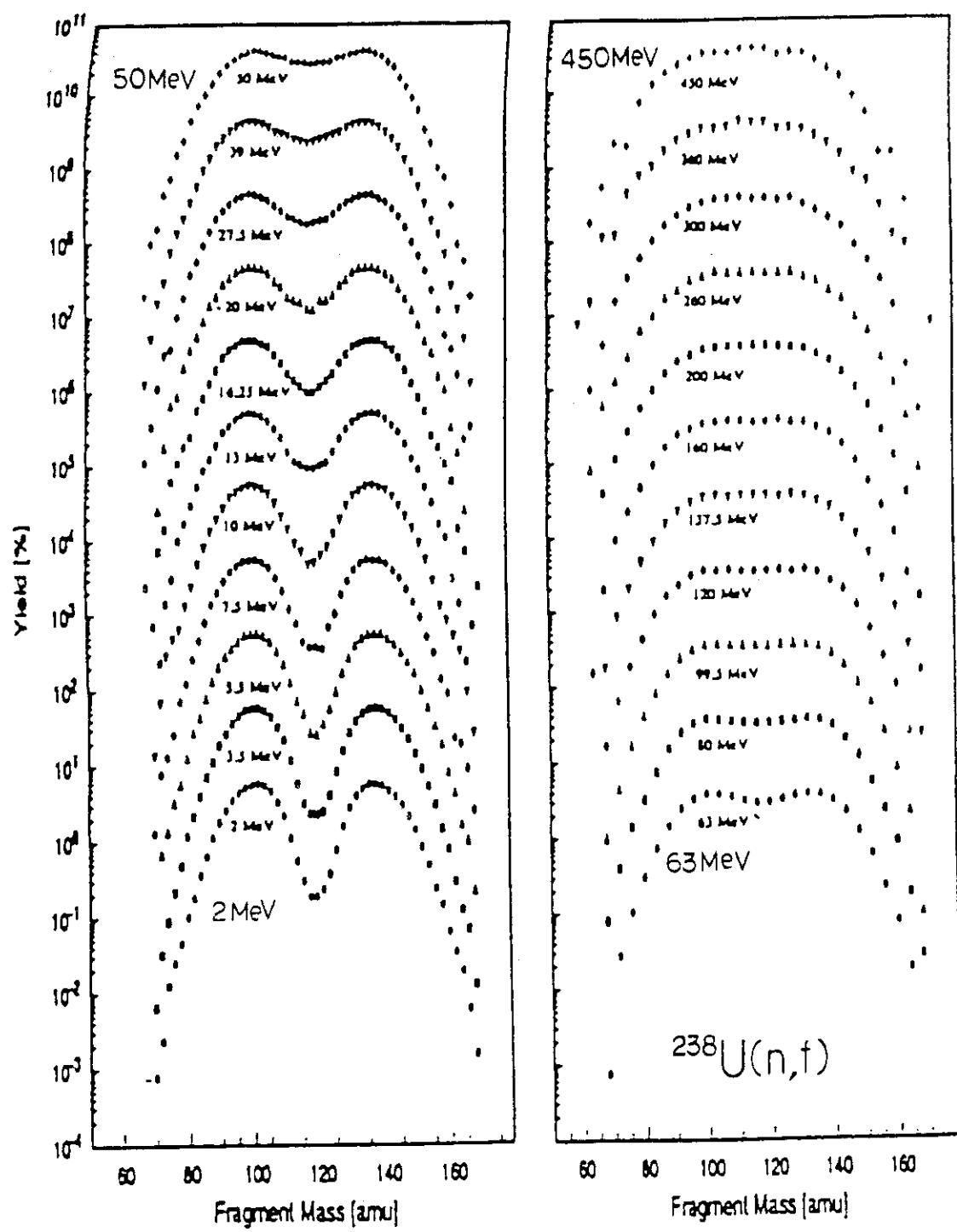
即発中性子数については、核分裂あたりの平均放出数（ $\bar{\nu}$ ）及び各分裂片質量ごとの放出数（ $\nu(m)$ ）が測定されており、炉物理学及び核物理学（特に核分裂機構の解明）に重要な情報を提供している。これらの諸量は一般的に直接測定する方法で得られるが、1980年代後半から、核分裂片の速度と運動エネルギーの同時測定から $\nu(m)$ を導出する間接測定法¹¹⁾も行われてきており、よく知られた



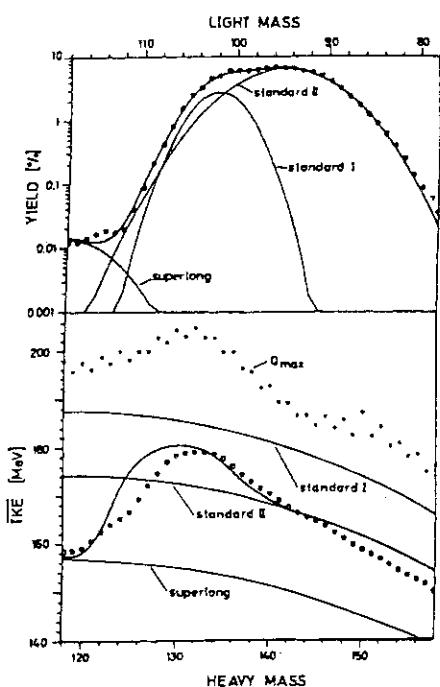
第4図 種々のアクチニド各種における
中性子核分裂片の質量分布



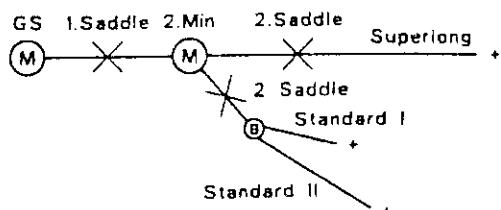
第5図 核分裂片質量分布の
入射中性子エネルギー
依存性 (Th-232 及び
U-235 の例)



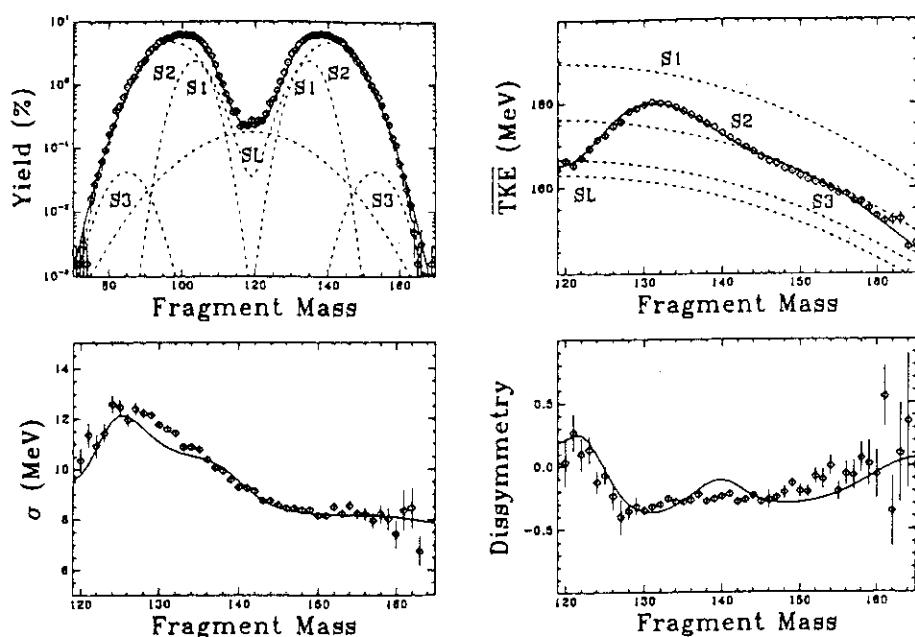
第 6 図 入射中性子エネルギー 2 ~ 450MeV における U-238 の
中性子核分裂片質量分布



第7図 U-235 热中性子核分裂片質量・運動エネルギー分布の核分裂モード解析例



第8図 核分裂モードの概念図式



第9図 5.5MeV 中性子による Np-237 核分裂片質量・運動エネルギー分布の核分裂モード解析（Standard III の成分まで考慮したもの）

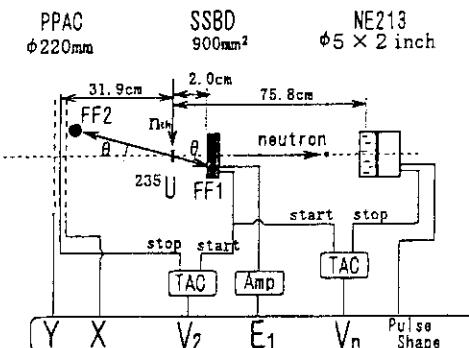
「鋸歯状型」の詳細なデータが得られてきている。 $\nu(m)$ は、核分裂片内部の情報を知ることのできる最も重要なデータであることから、核分裂機構解明のため精度の高い測定が求められている。一方、核分裂によって放出される中性子の全エネルギースペクトル（核分裂中性子スペクトル）は、近年、Cf-252 自発核分裂中性子スペクトルとの比較・評価が精力的に行われ、中性子の発生源が議論されている。

最近（1994年頃から）、放出中性子の数とそのエネルギーが各核分裂片ごとに測定され始め、次第に核分裂片の内部状態を知ることができるようになってきた。一例として、京都大学原子炉実験所で進められている U-235 の熱中性子核分裂での $\nu(m)$ 及び中性子エネルギースペクトル（En(m)）の同時測定実験を紹介する。

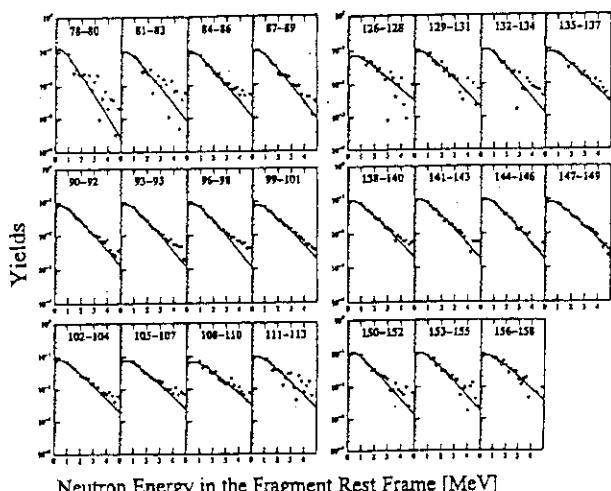
測定原理を第10図に示す。原理の詳細説明は他¹²⁾に譲るとして、この方法は、核分裂片の運動エネルギー（E1：シリコン半導体検出器で測定）と相方の分裂片の速度（V2：飛行時間法）及び中性子放出角度（θ：平行板型アバランチカウンタ（PPAC）で核分裂片の位置を測定）、中性子の速度（Vn：飛行時間法）を各核分裂事象ごとに測定し、 $\nu(m)$ 及び En(m)（重心系での）を導出する方法である。En(m) 及び $\nu(m)$ の測定例を第11図及び第12図(b)に示す。En(m) はデータ量が少ないため 3amu 単位でまとめてある。各質量ごとのエネルギースペクトルのフィッティングから導出された実効核温度（T_{eff}(m)）を第12図(a)に示す。得られた結果は Cf-252 自発核分裂のデータ¹³⁾とよく一致しているが、最近のインドのデータ¹⁴⁾とは大きな違いとなっている。また、核分裂片から中性子が1個放出されるに要するエネルギー（結合エネルギー～8MeV）と $\nu(m)$ のデータから、中性子放出前の核分裂片内部エネルギー（Ex(m)）を推量し、

$$Ex(m) = a(m) T_{eff}(m)^2$$

の関係から、各質量ごとの準位密度パラメータ a(m) の算出を試みている

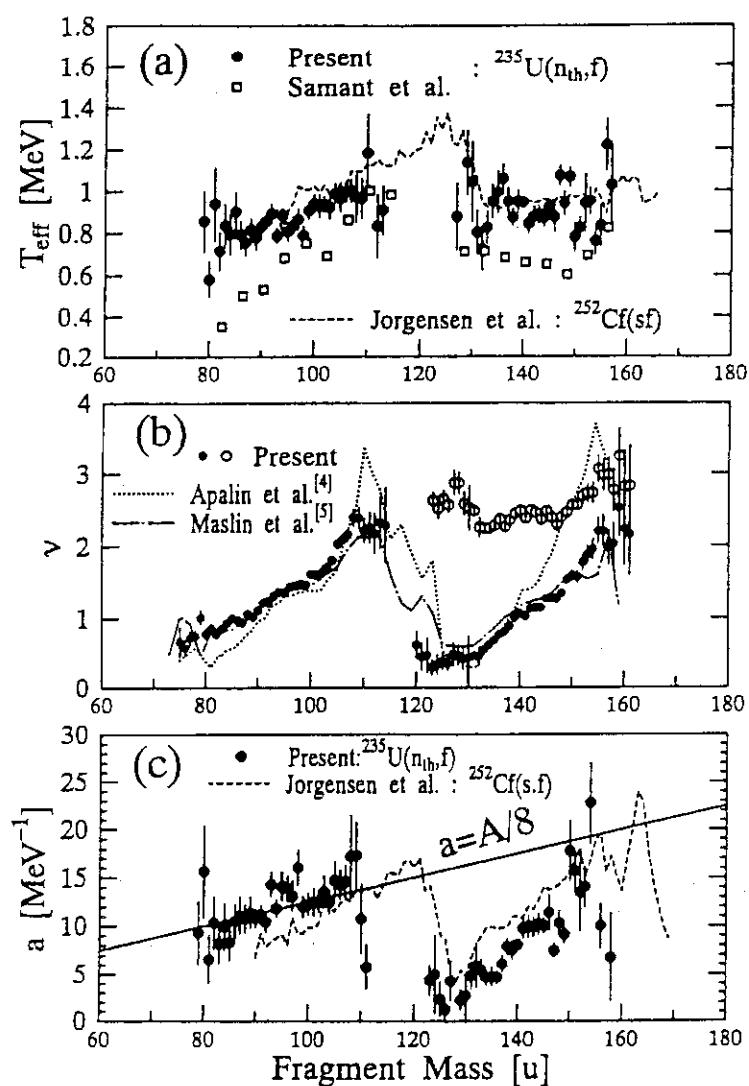


第10図 測定原理図



第11図 U-235 熱中性子核分裂片からの放出中性子スペクトル

(第 12 図 (c) 参照)。現時点では、詳細を議論できる段階ではないが、Cf-252 の場合と同様、質量数 130amu 近傍 ($Z=50$ 、 $N=82$ の Double-magic Number) で強く殻効果が現れていることが分かる。この他、同時に測定される核分裂片の全運動エネルギーと即発中性子数との関係も求められており、これらの測定結果から、中性子放出前、即ち分裂直後の原子核の状態（形状、内部エネルギー等々）を知ることができよう。



第 12 図 U-235 热中性子核分裂片の (a) 実効核温度分布、
(b) 即発中性子数分布及び (c) 準位密度パラメータ分布

3. これからの中性子核分裂研究

核分裂機構解明に向けての中性子核分裂研究は、主に、（複合核の）低、中間及び高励起エネルギー領域での研究に分類されよう。ここでは、本研究において今後必要と思われ、かつ、筆者から見て興味のもたれる研究テーマを、各エネルギー領域ごとに挙げてみる。

3.1 低励起エネルギー領域での今後の核分裂研究

核分裂障壁近傍での核分裂断面積測定は、二山（又は、より複数の）障壁モデル検証の最重要テーマであり、種々の核種での精密データが必要とされる。同様に、同モデルの妥当性を直接確認する方法の一つとして、Class II 状態（Shape Isomer）からの放出 γ 線の測定が挙げられる。また、核分裂障壁近傍又はそれ以下の共鳴レベルでの核分裂片質量分布及び運動エネルギー分布の測定は、低励起状態での核分裂（Cold Fission）における複合核のスピン依存性がより顕著に現れるものとして、核分裂モードの研究に重要な情報をもたらすことになる。

3.2 中間励起エネルギー領域での今後の核分裂研究

複合核のスピン状態が強く影響する共鳴中性子エネルギーでの核分裂片質量及び運動エネルギー分布の測定を行い、2.2で述べた核分裂モード解析から、各モードと共鳴スピンとの関係を調べることが必要であろう。実験的には難しい点もあるが、このことは、ダイナミカルな観点からの核分裂機構解明への接近と位置づけられる。

3.3 高励起エネルギー領域での今後の核分裂研究

このエネルギー領域では、複合核は非常に高いスピン状態にあり、集団運動としての巨視的なデータを測定することになる。このことから、核分裂の機構 자체を研究する場合、高エネルギー中性子による核分裂は、研究対象としてあまり興味は持たれていない。しかし、2.2で紹介したU-238の高エネルギー中性子核分裂での質量分布の中性子エネルギー依存性に見られるように、高励起状態での核分裂モード研究には重要な情報が測定結果に秘められており、核分裂機構解明のためには欠かせないエネルギー領域になることは間違いない。今後の本エネルギー領域での未知のデータの収集が待たれる。

4. おわりに

核分裂は、そのデビューが強烈で、沢山の研究者が一度に研究テーマとして取り組んだ現象は、近年の常温核融合さわぎの比ではなかったろう。しかし、発見以来50年余が経過した現在において、未だ核分裂のメカニズムは解明できていないにも拘わらず、核分裂研究に取り組む研究者は世界的に見ても少数となり、

特に実験に関しては、ごく限られたグループが行っているのが現状である。核分裂研究は、取り扱う情報量が余りにも多く、それらの相関も複雑で、一面的な取り組みではとても太刀打ちできないのが実情であるが、測定機器・設備及びコンピュータの発展に伴い、多面的な研究が可能になってきている。

今回、中性子を用いる核分裂研究について、非常に狭い範囲の見方しかできなかつたが、現状と今後の展望について述べてみた。中性子の幅広い入射エネルギーでの核分裂の系統的な実験研究は、今後、益々重要なものとして位置づけされることは、間違いない。特に、未知のデータが期待される高エネルギー中性子での核分裂実験は、興味深く、かつ、メカニズム解明上重要な情報を秘めているとの期待感から、今後大いに進めてほしい研究テーマである。また、最近では、重イオンを用いた Fusion-Fission 等核分裂の逆過程からの研究が行われており、高励起エネルギー領域での核分裂研究に対応するものとして、両研究を関係付けて扱うことも必要かもしれない。

《参考文献》

- 1) 一例として、 V.M. Strutinsky, Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
- 2) F.C. Difilippo, R.B. Perez, G. de Saussure, D.K. Olsen and R.W. Ingle, Phys. Rev., C21, 1400 (1980).
- 3) A. Michaudon, Physics Today, Vol.31, 23 (1978).
- 4) J.P. Unik, J.E. Gindler, L.E. Glendenin, K.F. Flynn, A. Groski and R.K. Sjoblom, Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, Vol.2, 20 IAEA, Vienna (1974).
- 5) L.E. Glendenin, J.E. Gindler, I. Ahmad, D.J. Henderson and J.W. Meadows, Phys. Rev., C22, 152 (1980).
- 6) L.E. Glendenin, J.E. Gindler, D.J. Henderson and J.W. Meadows, Phys. Rev., C24, 2600 (1981).
- 7) C.N. Zoeller, A. Gavron, J.P. Lestone, M. Mutterer, J.P. Theobald, A.S. Iljinov and M.V. Mebel,
- 8) H.-H. Knitter, F.-J. Hambsch, C. Budtz-Jorgensen and J.P. Theobald, Z. Naturforsch., 42a, 786 (1987).
- 9) F.-J. Hambsch, H.-H. Knitter, C. Budtz-Jorgensen and J.P. Theobald, Nucl. Phys., A491, 56 (1989).
- 10) P. Siegler, 核分裂研究のフロンティア－基礎と応用専門研究会報告書， KURRI-TR-419, p.63 (1996).
- 11) K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno and I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol., 32, 404 (1995).
- 12) K. Nishio, H. Yamamoto, i. Kimura and Y. Nakagome, to be submitted to Nucl. Instr. Method.
- 13) C. Budtz-Jorgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys., A490, 307 (1988).
- 14) M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, K. Kumar, D.M. Nadkarni and A. Saxena, Pramana J. Phys., 40, 299 (1993).

9.4 陽子及び π 中間子を用いる実験

石橋健二、渡辺幸信*

九州大学工学部、*九州大学総合理工学研究科

Experiments by the use of protons and pions are useful for detailed investigation of nuclear reactions at intermediate energies. The reactions give complimentary information for those of neutron incidence. In the future of 10 to 20 years later, neutron nuclear physics will go in the stage where the comparison between the experimental and calculation results will be made in detail on the basis of the direct linear scale, instead of that in the compressed logarithmic scale. The use of precise experimental data by charged particles is expected to make clearer the basic process such as nuclear in-medium effects in a wide meaning, and will take an important role for advance of neutron nuclear physics.

1. はじめに

中性子核物理施設は、中性子実験用として世界最高のビーム強度を有し、しかも飛行時間(TOF)実験用に1 ns以下の短パルス性能を持つよう計画されている。これは世界第一の中性子核物理の研究施設となり、広範な中性子入射実験の実施が期待される。連続スペクトル中性子源による実験では、中性子の TOF 測定によって入射中性子のエネルギーを選別することができる。しかしながら、この方法では、弹性散乱微分断面積や中性子生成2重微分断面積などの測定が困難であるなど、実験上の制約がある。一方、陽子や中間子などの荷電粒子は、中性子よりも測定が容易であり、高い精度で実験が可能である。そのため、荷電粒子入射実験による結果は、理論シミュレーション計算と高精度の比較ができ、核反応を正確に把握することが適している。この荷電粒子反応を用いることで、中性子入射反応も詳細に議論することが期待される。

中性子核物理施設では1次ビームの1.5 GeV 陽子で実験できるが、その他にビームライン内に設置した内部標的から、2次荷電粒子(陽子、 π 中間子)が利用できる可能性¹⁾がある。これらの2次粒子を使用すると、運動エネルギー1.5 GeV以下の荷電粒子ビームで核反応の実験ができる、測定可能なエネルギー領域が広くなる。荷電粒子ビームを用いる実験として、励起関数、全反応断面積、弹性・非弹性散乱微分断面積、粒子生成2重微分断面積(DDX)、核分裂断面積などがある。中性子核物理施設のエネルギー領域の特徴として、△粒子生成やフラグメンテーション反応に関わる系統的な測定が期待されることが挙げられる。

2. 中間エネルギー核反応の特徴と従来の研究

本施設の荷電粒子2次ビーム¹⁾を使用する場合、粒子の運動エネルギーは、300 MeV から 1.2 GeV 程度が使いやすいと予想される。2次荷電粒子は、ビームライン中の内部標的で生成されたあと、運動量を選択して供給されるため、異種の粒子が混在したビームとなる。正電荷ビームの場合は、陽子、 π^+ が主体になり、若干の μ^+ 、 e^+ などが混じることになる。収量のより少ない d^+ など粒子でも、全反応断面積の測定は可能である。負電荷ビームでは、 π^- がほとんどを占め、 μ^- と e^- が少し混じるビームとなる。計画されている陽子・ π 中間

子ビームラインのエネルギーの特徴は、たとえば、図1にみることができる²⁾。このビームラインでは、エネルギー的には Δ 粒子の関わる反応が主体になり、 N^* による反応も関与してくれる。

中間エネルギー陽子入射による中性子生成DDXは、ここ数年の間に大きく研究が進んだ。図2は、九州大学を中心としたグループによる中性子生成DDXの測定例³⁾を示す。実線はHETCによる計算値である。HETCは平均場ボテンシャル内でのカスケード計算と引き続く蒸発計算を行うコードである。この計算値は10~20 MeV近傍で実験値との不一致が明白である。実線の計算は、核子・核子衝突断面積として自由核子・自由核子の断面積をそのまま使用している。破線の計算は、高田らによるNUCLEUSの計算値であるが、10~20 MeV近傍の不一致が軽減している。このNUCLEUSの計算では、核内での核子・核子弹性散乱について、核物質による媒質効果も考慮したCugnonによるパラメータを用いている。

図3には、陽子生成DDX、中性子生成DDXの実験値と、仁井田、千葉ら⁴⁾によるQMD(分子運動力学)の計算結果を示す。QMD計算は、微視的ボテンシャル内での核内核子の運動を記述するが、核子・核子弹性散乱の記述にCugnonによるパラメータが使用されている。特に陽子・中性子弹性散乱では、核物質による媒質効果が大きく、自由核子間の場合に比べ断面積の値が小さく見積もられている。核内での核子非弹性衝突(Δ 、 N^* 生成)断面積に関してもパラメータ化が行われている。一方、現状ではこれらのパラメータ化に必要な実験値が十分に揃っているとは言えず、実験値の整備とともに、将来的により高度のパラメータにしていく必要があろう。

同図では、陽子生成DDX、中性子生成DDXのいずれについても、計算値は実験値をかなりよく再現している。同図の右図では、図2に残っている10~20 MeV近傍の不一致も解消されている。しかしながら、同図は、圧縮した対数スケールでの比較であり、詳細にみれば実験と計算で一部に2倍程度の不一致が残っている。この不一致の部分は、対数をとらずに直接的に線形スケールで比較すれば、大きな差として認識できる。10~20年先には実験精度も計算方法も一層高度になろう。そして、両者の一致が改善されてきて、圧縮した対数スケールではなく直接的に比較してその差を議論する時代に入っていくと予想される。このような研究は、歴史的に荷電粒子入射実験が発展の基礎となっており、将来的にも精度の高い荷電粒子入射実験を実施することが重要となる。もちろん、計算の基礎となる核子・核子断面積についても、媒質効果を含めて信頼に足るデータが望まれる。中性子核物理施設は世界をリードしてこのような研究を進めることが期待される。

励起関数の実験には、従来から行われているように、放射化した残留核からのガンマ線測定による放射性核種生成断面積の実験がある。図4には、入射陽子エネルギー1.5 GeV近傍におけるフラグメンテーションを含めた実験データの状況⁵⁾を示すが、データが偏在していることがわかる。特にターゲット核種の質量数100~200近傍の測定データがない。一方、フラグメンテーションの実験では、標的チャンバー内で生成した放出フラグメント核を、直接測定する方法も行われている。これでは、 Δ E-E法やブレッカーブル検出器などでフラグメント核種を直接同定できるほか、運動エネルギー分布を知ることができる。計算との比較では、この情報量の多さが有用⁶⁾である。図5(a)(b)には、実験データとHETC-FRGによる計算の例⁷⁾を示す。このような実験データは、QMD計算の使用パラメータの検証にも重要であろう。1.5 GeV近傍では、BNLで行われた入射陽子エネルギー1.6 GeV、Xeターゲットの例⁸⁾しかない。多くのターゲットを使用した系統的な実験データが望まれる。

π 中間子入射での、全反応断面積測定の例を図 6 に示す。同図の 3 種類の線は、VUU による計算値⁹⁾である。高エネルギー部では、ターゲット核種の質量数の増加とともに、計算と実験の結果の不一致が大きくなっている。このような議論の進展には、系統的で精度の高い実験値が望まれる。一方、図 7 には、筆者らで行った π^+ 入射による中性子生成 DDX の測定例を示す。同じ運動エネルギーの陽子入射と比較すると、蒸発エネルギー領域では差異はないが、100 MeV 以上のカスケード領域では、 π 中間子入射の方がより等方な角度分布になっていることがわかる。このエネルギー領域では、 π 中間子入射での中性子生成 DDX の測定例はこの外にはない。

光学ポテンシャルは、原子核反応の記述の上で基本的で重要なパラメータの一つである。入射核子運動エネルギー 200 MeV ~ 300 MeV は、光学ポテンシャルが大きく変化する領域であり、これより高いエネルギー領域を含めて精度の高い系統的な実験データが期待される。図 8 には、陽子入射データ（弹性散乱微分断面積、偏極分解能、スピン回転関数）により決定された光学ポテンシャル¹⁰⁾を、対称項の評価から中性子入射ポテンシャルに変換した例であるが、重いターゲット核種について不一致がある。この不一致は、陽子入射光学ポテンシャルの決定の際に全反応断面積の考慮がなかったことに起因すると思われる。現状では、中間エネルギー領域で、中性子入射データと陽子入射データを矛盾なく説明できるグローバル光学ポテンシャルが確立されていない。全反応断面積は核反応の基本的な量であり、系統的で高精度の実験値が必要とされるが、現状では信頼できる実験データは少ない。陽子入射の実験から現象論的光学ポテンシャルを決めるには、弹性散乱微分断面積、全反応断面積など精度の高い測定が期待できる。2 次ビームを使用した場合、偏極ビームによる偏極分解能、スピン回転関数の測定は今後の課題となろう。一方、中間エネルギー中性子入射では弹性散乱微分断面積の測定は困難であるが、全断面積の測定は行いやすい。陽子入射によるデータは、中性子入射による全断面積データとあいまって、中性子入射データと陽子入射データを矛盾なく説明できるグローバル光学ポテンシャルの確立に有効である。

3. 実験の例とビームライン

上述のように、10~20 年後には、実験の精度が向上し、また、シミュレーション計算も精密になり、両者の一致が線形スケールで詳細に議論されることが期待される。そのためには、実験による正確な測定データが必要なことは言うまでもない。さらに、計算における基礎プロセスの詳細な記述には、自由核子・自由核子の精度の高い散乱断面積データが重要であり、これらが原子核における媒質効果を評価する基礎となる。媒質効果は核子のエネルギーの増加とともに減少するが、将来的には、核子・核子非弾性過程である Δ や N^* などの生成についても、角度分布、質量分布などに媒質効果が存在するのか、存在するすればどの程度であるかも定量的に議論できよう。

このような議論には、荷電粒子入射による原子核反応の同時計測(exclusive)を含めた測定¹¹⁾が有用であろう。図 9 には、文献の測定系¹²⁾を発展させ、中性子を含めた測定を可能にした高精度検出器システムの例を示す。放出粒子のうち π^+ と π^- の区別には、磁場を用いて偏向させることが不可欠であるため、主要部は円筒型ドリフトチャンバーとなっている。中性子の測定では、中性子検出器の測定の絶対効率を 1 % 程度の精度で把握することが望まれる。そのため中性子核物理施設には、高精度校正ための設備が必要であろう。図 9 の

例では、中性子を含めて、核子と核内核子との準弾性散乱、準非弾性散乱事象をはじめ、それに付随するカスケード反応も同時計測することができる。このような総合的な実験は、理論計算における精度の向上をもたらし、DDX の評価も向上が期待できる。もちろん、この検出器システムは、同時に荷電粒子生成 DDX のデータも収集できる。

4. まとめ

10~20 年後の中性子核物理では、200 MeV~1.5 GeV の中間エネルギー領域の核反応が詳細に議論されること予想される。実験値と計算値の比較も、圧縮された対数スケールで行うのではなく、直接スケールで詳細に行う時代が来ることになろう。中性子核物理施設はこの分野で、世界をリードする研究が期待される。荷電粒子入射実験は、連続スペクトル中性子源におけるような実験上の制約が少なく、中性子入射実験と相補的に有用である。陽子・ π 中間子入射実験では、基本量である全反応断面積の高精度な測定、DDX の高度な測定、弾性散乱の測定をはじめ種々の系統的な測定が期待される。さらに、実験と計算の詳細な比較には、同時計数実験などの微分実験が有効であろう。これらを通じて、QMD などの理論シミュレーション計算における原子核の取り扱いの高度化や媒質効果の精密化が促され、中間エネルギーでの精密物理が展開されよう。

参考文献

- 1) 菊池康之、千葉敏、本ワークショップ報告書
- 2) D.H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", Addison-Wesley (1987)
- 3) T. Nakamoto, et al., *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32** (1995) 827.
- 4) K. Niita, et al., *Phys. Rev.*, **C52** (1995) 2620.
- 5) A.S. Ilijinov, et al., "Production of Radionuclides at Intermediate Energies", Springer Verlag, Landolt-Bornstein, New Series I/13a-d (1991-1994).
- 6) N. Shigyo, et al., *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32** (1995) 1.
- 7) N. Shigyo, et al., JAERI-Conf, 95-008 (1995) 217.
- 8) A.S. Hirsch, et al., *Phys. Rev.*, **C29** (1984) 508.
- 9) A. Engel, et al., *Nucl. Phys.*, **A572** (1994) 657.
- 10) S. Hama, et al., *Phys. Rev.*, **C41** (1990) 2737.
- 11) S. Qing-Biao, et al., *Phys. Rev.*, **C43** (1991) 2772.
- 12) K. Nakai, *Nucl. Phys.*, **A418** (1984) 1630.

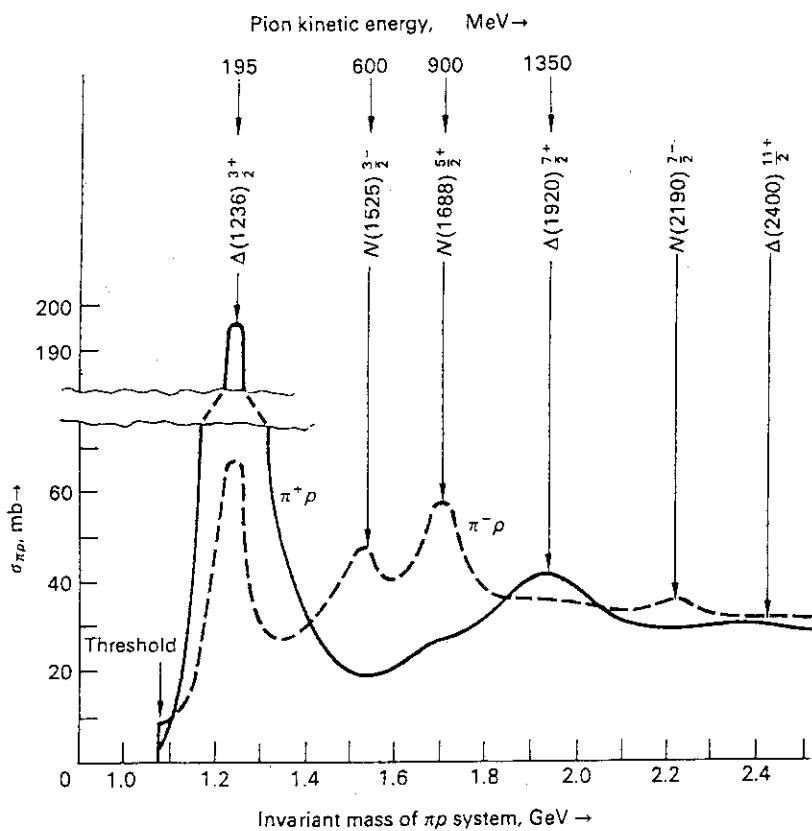


図1 π^+ 及び π^- 中間子の陽子に対する全断面積²⁾。△はアイソスピン $I=3/2$ 、Nは同 $I=1/2$ に対する共鳴。

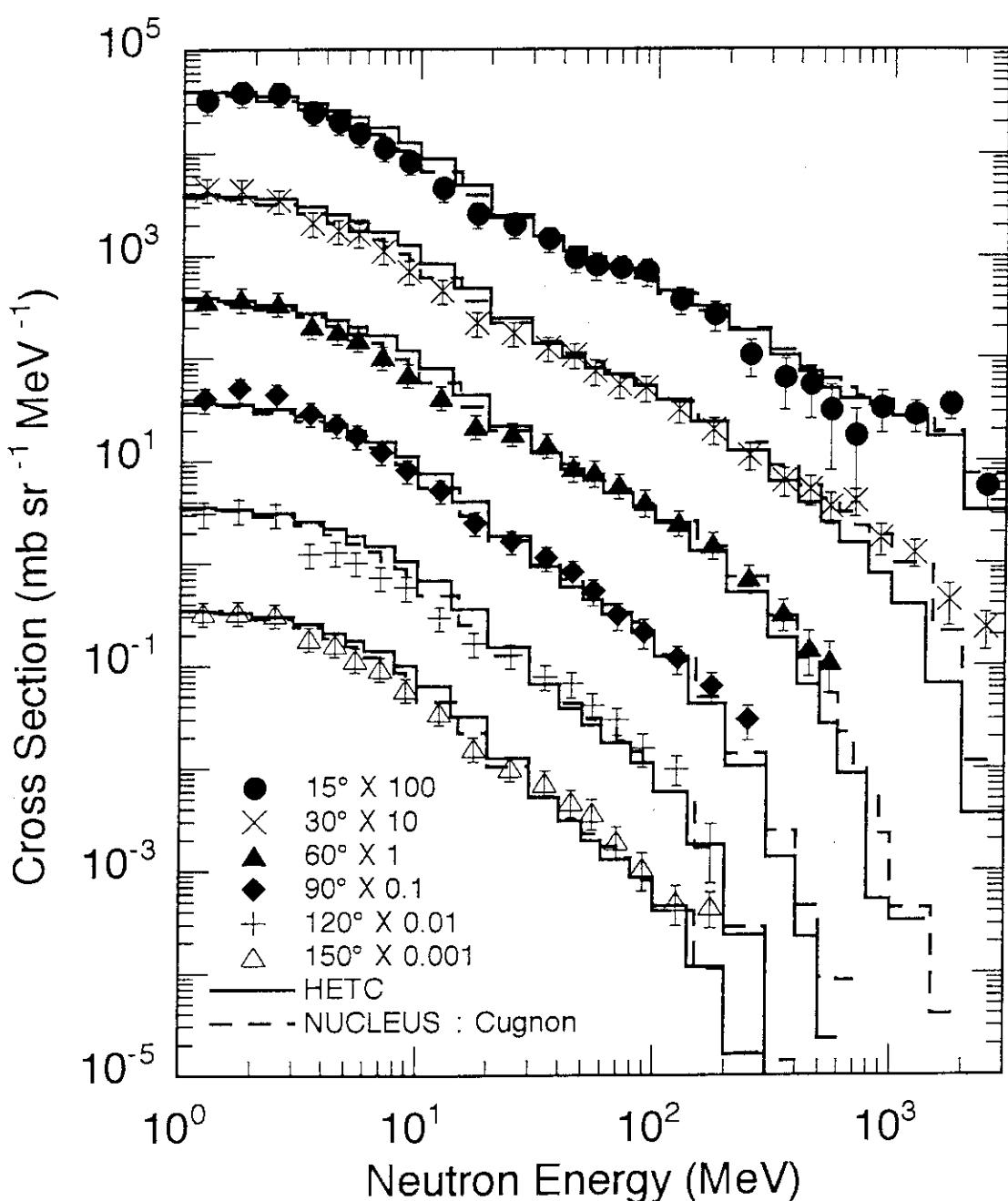


図2 3 GeV陽子によるPbからの中性子生成2重微分断面積。
実線はHETCによる計算結果、破線は核子・核子弹性
散乱に媒質効果を考慮したNUCLEUSの計算結果。

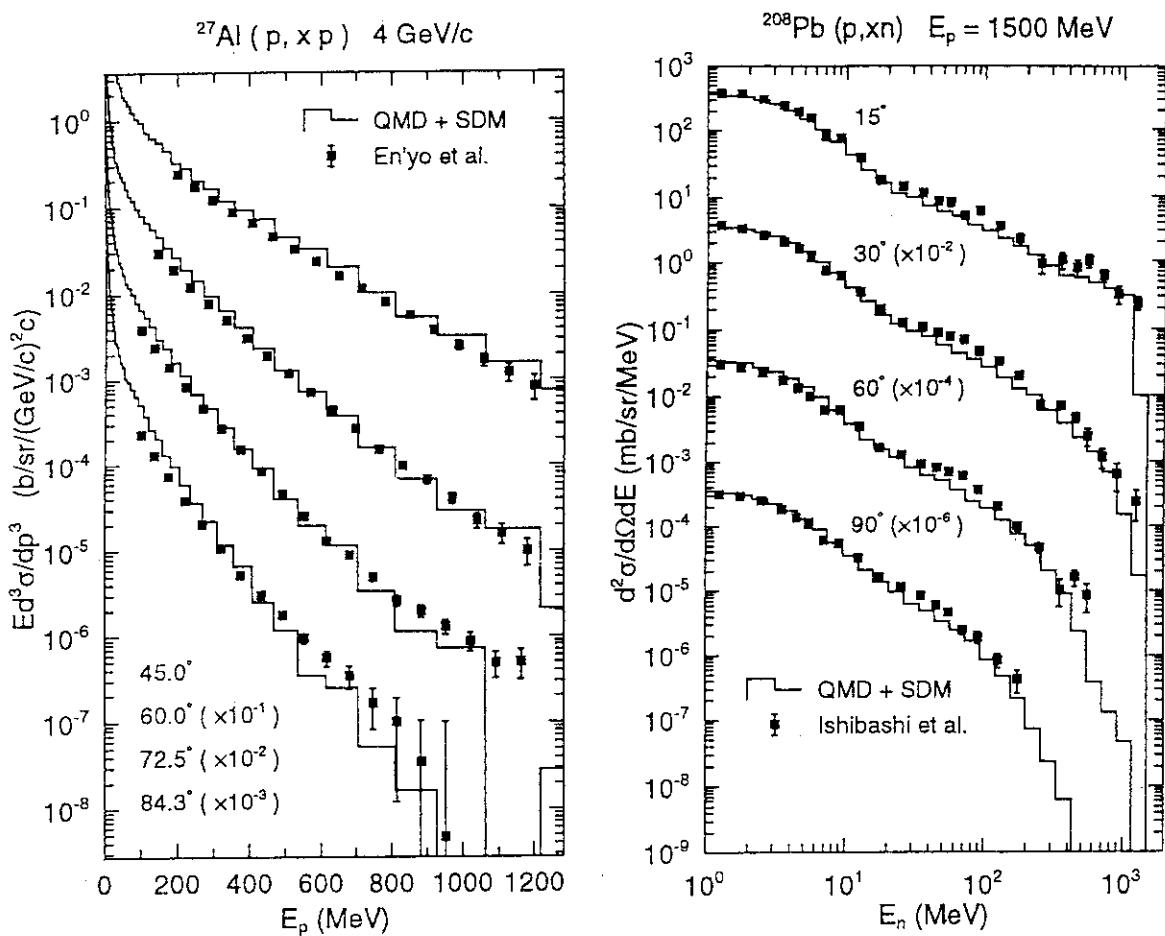


図3 陽子入射核子生成2重微分断面積に対するQMDによる計算。低エネルギー粒子蒸発は、SDMによる結果。

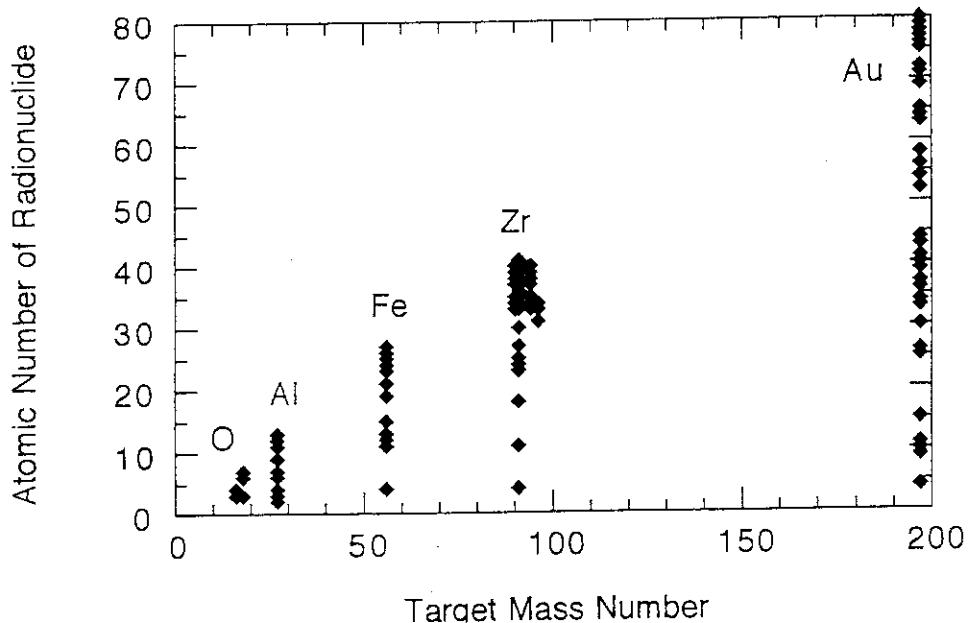


図4 入射陽子エネルギー1~2 GeVにおける放射性核種生成断面積データの実験の状況。

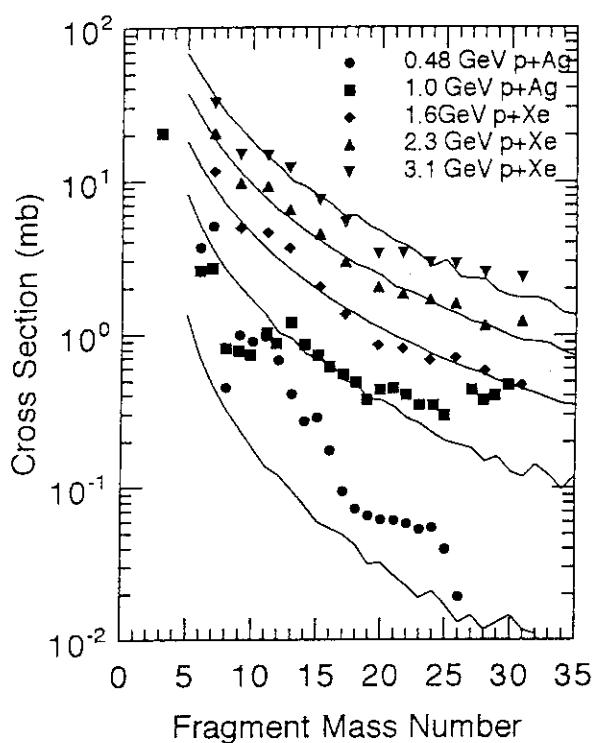


図5(a) 陽子入射によるフラグメントの質量収率。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

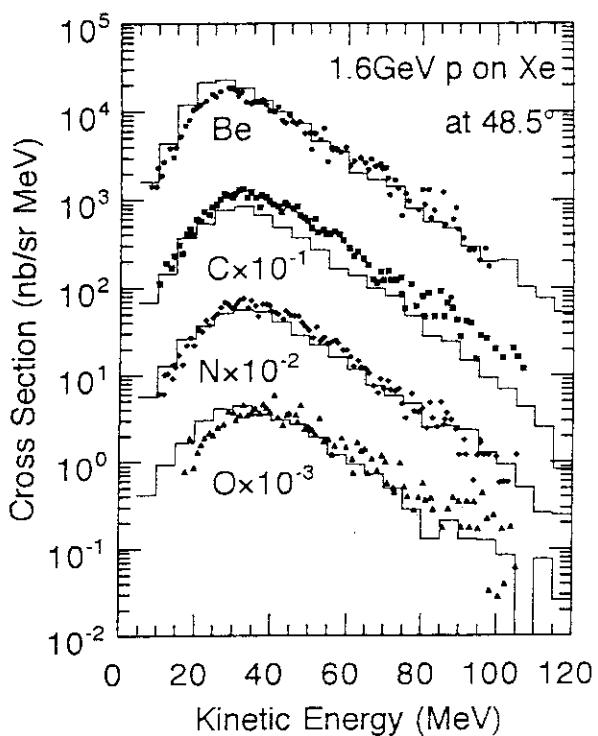


図5(b) 陽子入射によるXeからのフラグメント生成2重微分断面積。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

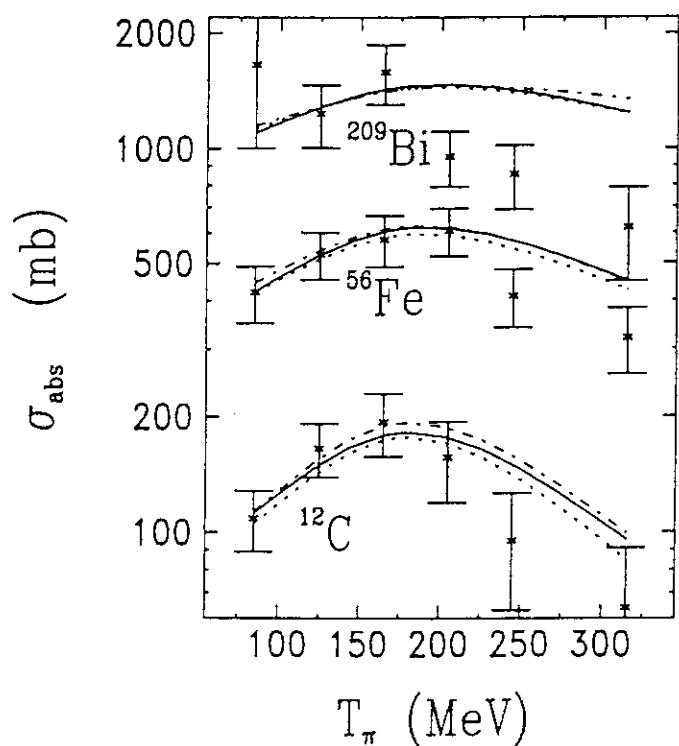


図6 π^+ 入射による全吸収断面積。マークは実験値。3種類の線はVUUによる計算値であり、△粒子質量の異なる取り扱いによる。

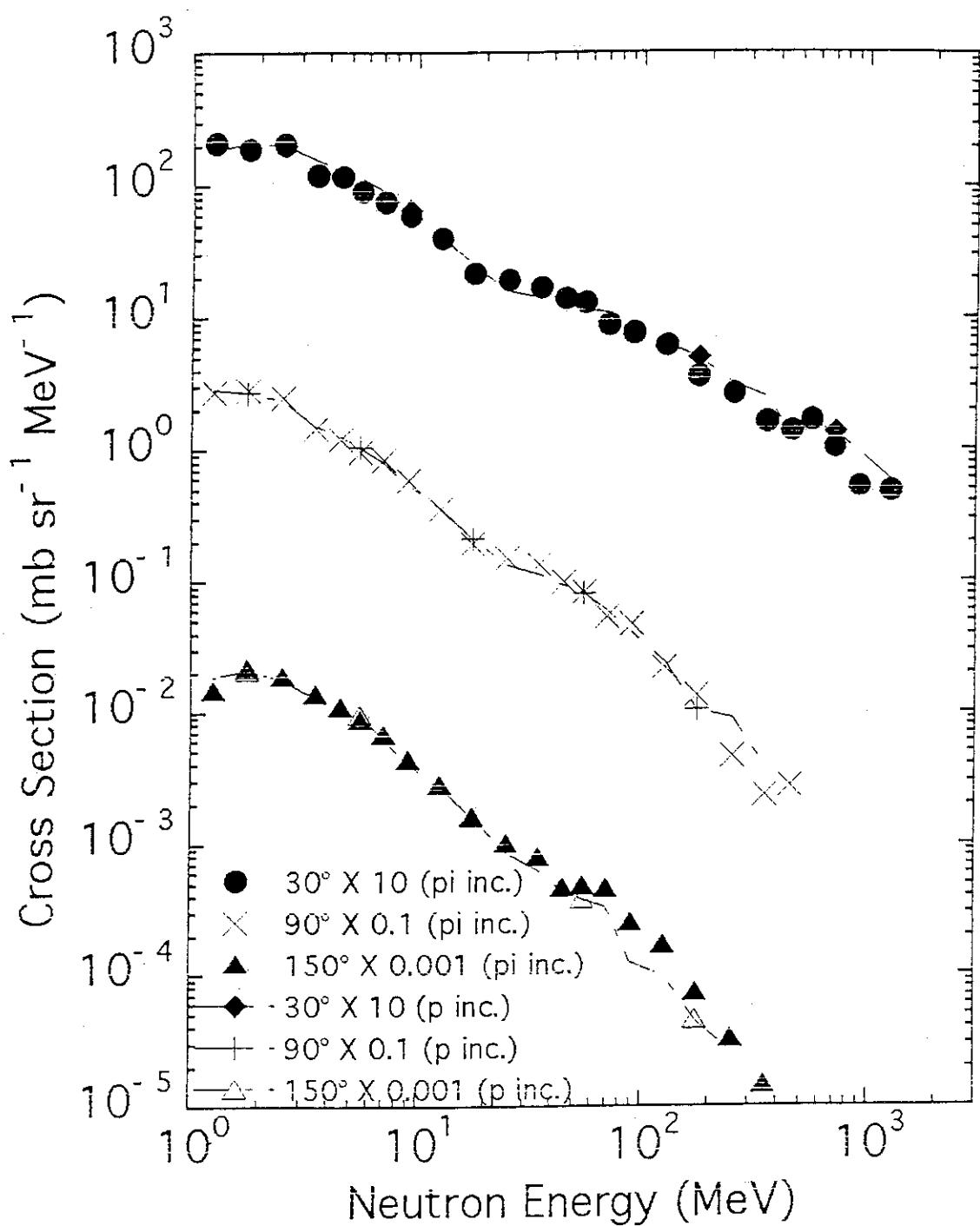


図7 1.5GeV π^+ 入射によるFeの中性子生成2重微分断面積の実験値。図中の線は、1.5GeV陽子入射の場合。

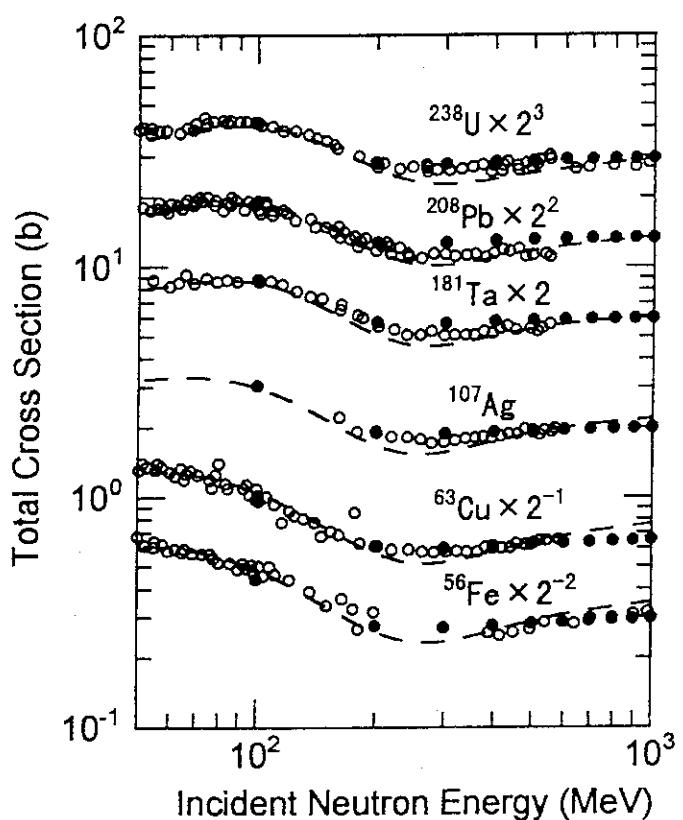


図8 中間エネルギーにおける光学ポテンシャル適用の例。白丸は中性子入射全断面積の実験値、破線は中性子入射グローバル光学ポテンシャル¹⁰⁾からの、黒丸は、陽子入射光学ポテンシャルからの計算値。

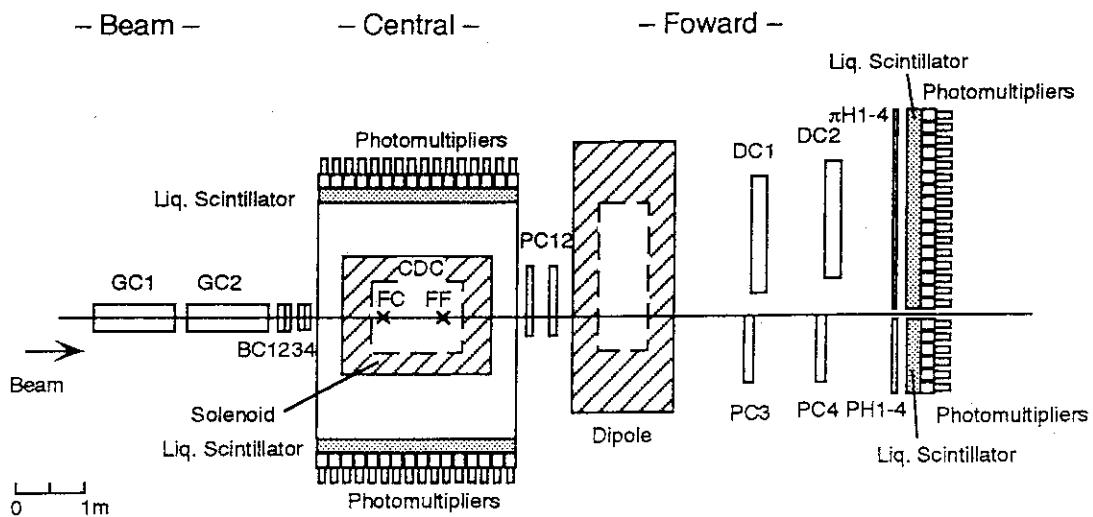


図9 中間エネルギー中性子荷電粒子検出器システムの例。

10. 消滅処理

10.1 消滅処理の研究課題と研究施設

滝塚 貴和

日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部
消滅処理システム工学研究室
319-11 茨城県那珂郡東海村

In the late 1980s, Japan launched an ambitious long-term program on partitioning and transmutation (P-T), called OMEGA, aiming at development of the technology to improve efficiency and safety in the final disposal of high-level waste (HLW) and to recover useful elements from HLW. This paper describes the concept of double stratum nuclear fuel cycle and the concept of accelerator-driven transmutation systems, which are proposed by JAERI as the most efficient strategy and system for the deployment of P-T. Technical issues of accelerator-driven transmutation and a research facility plan under reviewing are summarized. More detail descriptions of technical issues and research facility plan are presented in the successive two companion papers. National and international R&D activities on accelerator-based transmutation are overviewed with emphasis placed on engineering experiment and demonstration test part of programs.

1. はじめに

わが国では、1988年に群分離・消滅処理技術研究開発長期計画（オメガ計画）^[1]が発足し、高レベル放射性廃棄物の処分の負担低減と効率化、含まれる有用元素回収による資源の有効利用、積極的安全性の向上という新たな可能性を目指す研究開発が進められている。ここでは、効果的な群分離・消滅処理を目標として原研が提案している階層核燃料サイクル概念及び加速器消滅処理システム概念を紹介するとともに、現在検討を進めている加速器消滅処理の研究課題と研究施設構想の概略を示す。研究課題と研究施設構想については、これに続く2編の報告により詳細に記されている。また、加速器駆動消滅処理技術に関連した実験、試験及びそのプログラムを中心に、諸外国の消滅処理研究開発プログラム及び国際研究協力の現状について展望する。

2. オメガ計画

「群分離・消滅処理技術研究開発長期計画（オメガ計画）」^[1]は、1988年に原子力委員会によって取りまとめられ、ここでは、高レベル放射性廃棄物（HLW）の処分の負担低減と効率化・高度化と積極的安全性の向上、HLWに含まれる有用元素回収による有効利用と資源化、将来の廃棄物処理処分システムのオプションの拡大、さらに創造的・革新的な原子力技術の開発と他分野への技術移転などの新たな可能性を目指して群分離（HLWに含まれる核種の半減期、利用目的に応じた分離）及び消滅処

理（長寿命核種の短寿命核種または非放射性核種への変換）の研究開発を促進することとされた。群分離技術の研究開発計画は；HLW の群分離技術、再処理不溶解残渣中の有用物質の回収技術、分離物質の有効利用技術、の 3 分野に大別される。また、消滅処理技術の研究開発計画は；原子炉による消滅処理技術、加速器による消滅処理技術、に大別される。

計画は、群分離・消滅処理の基礎・要素技術研究の第Ⅰ期（～1996 年）と工学的研究の第Ⅱ期（1997～2000 年）からなり、2000 年以降には技術の実用化を目指すこととされている。現在、この計画のもとで、原研、動燃事業団及び電中研の 3 研究機関はそれぞれの特徴を生かしつつ、群分離・消滅処理技術の研究開発を進めている^[2]。

原研では、群分離について、HLW から溶液化学的に MA、Sr と Cs、Tc と白金族元素、及びその他の 4 つの群に分離する研究を進めている。消滅処理については、高速中性子を用いる消滅処理専用のシステム（MA 専焼高速炉及び加速器駆動消滅処理システム）の検討を行うとともに、関連する核データ、物性データ等のデータベースの整備を進め、また加速器消滅処理のため大強度陽子加速器の開発を進めている。

動燃事業団では、群分離について、改良型 PUREX と TRU 分離プロセスを連結した再処理システムの研究を実施している。消滅処理については、TRU の酸化物燃料 FBR へのリサイクルを目指して、TRU 含有燃料製造の研究、高速実験炉「常陽」での照射実験等を進めている。また、電子加速器による Sr-90 と Cs-137 の消滅処理の研究を行うとともに、大電流電子加速器の開発が進められている。

現在、わが国のバックエンド方針は深地層処分に基づいている。すなわち、HLW を安定な形態に固化した後、冷却のために数 10 年間貯蔵し、その後これを地下数 100 m あるいはそれ以上の深さの安定な地層内に埋設することとしている。オメガ計画は、これに対する代替技術開発のための短期的プログラムではなく、基礎的研究開発を進める長期的プログラムとされている。

3. 加速器駆動消滅処理

オメガ計画において、加速器消滅処理は次のように位置付けられている^[1]。

原子力の研究開発は、これまで、核分裂を利用する原子炉の開発を軸として進められてきたが、核燃料サイクルのいっそうの整備充実の観点から加速器をより積極的に活用していく方向が期待されるにいたっている。すなわち、加速器は、加速粒子のエネルギー及び粒子線束強度を変えることができ、また、臨界の問題がないので、原子炉に比べてより自由かつ安全に核反応を制御できるとともに強い粒子線束を得ることのできる可能性を有している。特に消滅処理に関しては、高強度の粒子線束を発生させることができるので、速い消滅処理速度が期待される。また、加速器を用いた消滅処理の際に生じる中性子を活用するなどの手段によってよりいっそうの消滅処理の効率化等が期待される。

た

TRU 核種は、高エネルギー陽子で衝撃すると、核破碎反応が起こり、短半減期の核種または非放射性の核種に変換される。

この消滅方法は、変換の度合を大きくすることが原理的に可能であると同時に、臨界炉を使用しないので安全性等からの制約が少ない点に特徴がある。また、核破碎の際に発生する中性子を種として、ターゲット周囲に配した未臨界炉を駆動するハイブリッドシステムにより、陽子の加速に必要な電力を自給することができる。一方、核破碎の効率について、炉物理実験を強化し確度の高い見通し

を得ることと多量の廃棄物を処理するための大出力の陽子加速器の技術開発が課題である。

オメガ計画における加速器消滅処理の研究開発スケジュール^[1]をTable 1に示す。

加速器駆動システムは、通常の原子炉と比べて、加速器の建設コスト及び運転コストが必要になるので、経済性の面では不利になる。しかしながら、陽子ビームで駆動される未臨界体系であるため、ビーム電流の調節、遮断によって容易に出力の制御、停止ができるとともに、臨界性にかかる安全上の制約が少なくなり、設計及び運転上の自由度が大きくなる。また、外部から核破碎中性子を供給するため、中性子収支の観点から効率的な長寿命FPの消滅処理が期待できるなど数多くの特長がある。

特に、MAを燃料の主成分とし、硬い中性子スペクトルをもつ専焼高速システムでは、遅発中性子発生割合やドップラー係数が小さくなるので、システムを未臨界で運転できることの安全上の利点は大きい。

加速器駆動システムの長所、短所はTable 2のようにまとめられる。

4. 階層核燃料サイクルの概念^[3]

消滅処理には、商用発電炉を利用する方式と消滅処理専用のプラント（専焼プラント）を用いる方が考えられる。原研では効率的な消滅処理を行うために、専焼プラントを用いることを提案している。

商用発電プラントにMAをリサイクルして消滅処理をする方式では、発電炉としての炉心特性に悪影響を与えないためにMAの装荷量は限定され、消滅処理量も低く制限される。また、MA添加による発熱と中性子発生のいちじるしい増加は既存の発電炉燃料サイクル施設に非常に大きな影響を与えることになる。

消滅処理が有効であるためには、高い消滅率を達成する必要があるが、専焼プラントでは、発電プラントと比べて、消滅処理性能の観点から設計を最適化できる。

MAを燃料主成分とする専焼プラントが実現できれば、Fig. 1に示すような階層核燃料サイクルを構築できる。この階層核燃料サイクル概念では、商用発電炉燃料サイクル（第1階層）と群分離・消滅処理燃料サイクル（第2階層）を機能的、物理的に分離する。MAは使用済み燃料の1/1000程度であるので、群分離・消滅処理燃料サイクルの取扱量は発電炉燃料サイクルと比べると非常に小さい。このため、放射線遮蔽や除熱に関して重装備ではあるが、コンパクトな群分離・消滅処理燃料サイクル内に厄介なMAや長寿命FPを閉じ込めることができる。また、これによって既存の発電炉の核燃料サイクルには影響を与えないなどの利点がある。

群分離・消滅処理システムの予備的な検討^[4,5]によれば、軽水炉10基程度をサポートする800ないし1000MW_{th}規模の専焼プラントを考えると、柔軟に群分離・消滅処理導入ストラテジー策定ができ、また取扱量がサポートする発電炉燃料サイクルと比較して非常に少ないとから経済性に対するインパクトも大きくないと予測している。

発電炉による消滅処理方式では、MA含有燃料の開発は必要ではあるが、新たに消滅処理システムを開発する必要がない。これに比べて、専焼システムでは技術開発のために多大な努力、費用、期間が必要とされるであろう。また、加速器駆動システムでは大強度陽子加速器が非常に重要な開発項目となる。

5. 加速器消滅処理システム概念^[6]

大強度陽子加速器（～1.5 GeV、数10 mA級）を用いた加速器駆動消滅処理システムの概念検討を行っている。このシステムでは、高エネルギーの陽子を重金属ターゲットに入射し、ターゲット中の核破碎反応で生じる大量の中性子をMAを燃料主成分とする未臨界炉心に投入し、MA自身の核分裂反応による中性子増倍を利用して消滅処理を図っている。未臨界増倍体系を組み合わせることによって、消滅処理に核破碎反応のみを利用する場合と比べて、陽子加速器の規模を非常に小さくすることができ、また加速器の運転に必要な電力を自給することが可能になる。

これまでに、タンクステンターゲットとMA合金（あるいは窒化物）燃料を用いた固体ターゲット／炉心システム及びNaClとMA塩化物の溶融塩を用いた溶融塩ターゲット／炉心システムの概念検討を行った。

5.1 固体システム

固体ターゲット／炉心システム概念では、Na冷却専焼高速炉とほぼ同様のMA金属燃料高速炉心を採用している。炉心はFig. 2に示すように、炉心中心のタンクステンターゲット領域とその周りを囲むMA燃料領域から構成されている。ターゲット領域の真上に取り付けられたビーム入射窓を通して1.5 GeVの陽子ビームが垂直下向きにターゲットに入射される。ターゲットは核破碎中性子源として働く。炉心のMA燃料アセンブリ、タンクステンターゲットアセンブリ及びビーム入射窓は1次ナトリウム冷却材の上昇流で冷却される。炉心の中性子実効増倍係数は0.89であり、ビーム電流39 mAで820 MWの熱出力を発生する。年間約250 kgのMA（大型軽水炉約10基分）を消滅処理することができる。

熱除去系及び発電系は現行のナトリウム冷却高速炉プラントに基づいている。熱除去系はナトリウムを用いた1次、2次冷却系及びNaKを用いた補助冷却系から構成される。発電には通常の蒸気タービンを用いて246 MWの電力を発生する。

固体ターゲット／炉心システムの主要諸元をTable 3に示す。

5.2 溶融塩システム

溶融塩ターゲット／炉心システム概念では、高速中性子体系とするためにMAの溶解度が十分大きい必要があり、フッ化物ではなく塩化物の溶融塩（64NaCl-31MgCl₂-5PuCl₃）を用いている。MAを含む溶融塩は陽子ビームのターゲット物質であるとともに、未臨界炉心の燃料、冷却材の役割を果たす。このため、Fig. 3に示すように、システムの構成を非常にシンプルにすることができます。ターゲット／炉心領域の周りを内部反射体で囲み、その外側の領域にコンパクト型熱交換器を配置している。このような構成によって、外部の1次系主配管を不要とし、MAのインベントリをできる限り小さくしている。陽子ビームはターゲット／炉心上部の入射窓を通して垂直下向きに入射される。入射窓、熱交換器、循環ポンプは容易に交換できる設計としている。炉心の中性子実効増倍係数は0.92であり、1.5 GeV-25 mAの陽子ビームを用いて1年間に約250 kgのMAが消滅し、800 MWの熱出力を発生する。

液体である溶融塩を用いることによって、燃料供給やFP除去をオンラインで連続的に行うことが可能になるなどの特徴がある。

溶融塩ターゲット／炉心システムの主要諸元をTable 4に示す。

6. 研究開発課題と研究施設構想

加速器消滅処理の研究開発課題を抽出し、消滅処理研究施設の構想を検討するために、「中性子科学研究計画」検討会のもとに「オメガ・核エネルギーグループ」を設置した。

これまでに、消滅処理実験内容の予備的検討において、加速器駆動システムの技術課題の調査・検討、ロスアラモス国立研究所（LANL）及び欧州合同原子核研究機関（CERN）等のプロジェクトの文献調査、実験・試験ニーズ及び実験・試験項目の検討、ビームの概略諸元の決定を行った。また、消滅処理実験施設について、実験・試験装置、ビーム輸送系及び付帯設備の検討を行い、またそれらの配置と建屋の検討を行った。この検討結果に基づいて、施設の平面図、立面図、鳥瞰図を作成するとともに、建設コストの概略見積りを行った。Table 5 及び 6 に加速器消滅処理研究開発課題及び研究施設構想を示す。

今後、大型陽子加速器の仕様及び「中性子科学研究計画」全体構想との整合性を図り、消滅処理研究施設構想を具体化、詳細化するための検討を行う計画である。

7. 各国の加速器消滅処理プロジェクト

近年、放射性廃棄物管理・対策に対して一般の関心が高まっているとともに、いくつかの国では地下実験所の建設や地層処分サイトの決定が難航している。一方、加速器をはじめとする最近の技術の発達により、群分離・消滅処理に新たな可能性が開けてきた。このような状況を背景として、またわが国の積極的なオメガ計画策定に触発されて、欧米諸国においても群分離・消滅処理の研究開発を再びあるいは新たに開始し、その再評価をしようとする動きが活発になってきている。ここでは、を各国の群分離・消滅処理、特に加速器消滅処理のプロジェクトの現状について展望する。

7.1 フランス

フランスでは1991年末に「放射性廃棄物管理法」が成立し、この法律に基づいて SPIN (Separation and Incineration) 計画と呼ばれる群分離・消滅処理技術開発長期計画が発足した^⑦。この計画は非常に大規模なもので PURTEX (工業パート) と ACTINEX (研究開発パート) からなっている。ACTINEX では、Pu 及び MA、長半減期 FP の分離技術の開発、廃棄物低減化等を目指した研究が新設する施設で進められ、また発電炉及び新型消滅処理システム（専焼炉と加速器駆動システム）による全 Pu 同位体と MA の消滅処理の研究が進められている。1995年に、フランス原子力庁（CEA）は加速器消滅処理研究（ISAAC）計画を本格的に立ち上げた^⑧。高速臨界実験装置 MASURUKA による未臨界 ($k=0.98$) 炉物理実験を開始し、中性子源位置が炉物理特性に与える影響などの測定が行われた。今後、未臨界度、中性子源環境、中性子源スペクトルの影響等を調べてゆく計画である。大強度加速器の設計研究、ハロー現象の研究、ビーム・ダイナミックス実験 FODO、100 mA 大電流イオン源製作等も行われている。また、SATURNE において広範な核破碎実験^⑨及びコード検証を進めるとともに、塩化物溶融塩システムを中心とした消滅処理システム概念を確定する研究が行われている。CEA の各研究所間の研究協力と同時に、国際協力も強力に進められている。

7.2 米国

米国では、ロスアラモス国立研究所（LANL）及びブルックヘブン国立研究所（BNL）において、それぞれ 100 mA 級の大強度陽子加速器を用いた ATW（Accelerator Transmutation of Waste）概念及び PHOENIX 概念の検討が行われている。

LANL の ATW システムの初期の概念（Fig. 4）は、800 MeV-130 mA の大強度陽子加速器と液体 Pb ターゲット、重水ブランケットによって非常に高い熱中性子束 ($\sim 10^{16} \text{ n/cm}^2/\text{s}$) を発生させ、MA 及び長寿命 FP の消滅処理を図るものであった。MA 及び長寿命 FP は水溶液あるいはスラリーの形で重水ブランケット内のループを循環させる。MA の主成分である Np-237 は熱中性子を吸収して半減期が 2.1 日の Np-238 になるが、高熱中性子束のもとでは崩壊する前に核分裂をする。このため効率的な消滅処理ができるとともに、ブランケット内の MA 装荷量を非常に小さくすることが可能になる。流体燃料を用いるので連続的な供給と処理ができるが、炉外の MA 装荷量が大きくなるため実効的な熱中性子束は低下する。高熱中性子束では、ターゲット容器材料の照射損傷、重水の放射線分解、トリチウム発生などの困難な問題が生じる。最近の提案^[10]では、黒鉛とフッ化物溶融塩のブランケットを用いるシステム概念（Fig. 5）に変わり、熱中性子束は $2 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ 程度となっている。LANL の実験計画とスケジュール及び実験プログラムを Fig. 6 及び 7 に示す^[11-13]。

BNL の PHOENIX 概念（Fig. 8）では、FFTF（Fast Flux Test Facility）と類似したナトリウム冷却酸化物燃料を装荷した複数の高速未臨界炉心モジュールをもち、これを 1.6 GeV-104 mA の陽子ビームで照射することによって消滅処理を行う。ビーム照射による局所的な出力ピーキングを抑制するため、ターゲット全面に陽子ビームを均一に拡げて入射している。この未臨界炉心は、中性子増倍係数が 0.9-0.95 で熱出力 3600 MW を発生し、年間約 2600 kg の MA と約 300 kg の I-129 を核変換できるとされている。

7.3 ロシア

ロシアでは、原子力産業省（Minatom）が長半減期廃棄物のない原子力システムの確立を提案し、多数の研究機関で群分離・消滅処理の研究開発が進められている。加速器駆動消滅処理システムについても、いくつかの研究所からさまざまなシステム概念の提案が行われている。Minatom は統一的な研究開発計画の立案を図っているが、成功していない。大部分の研究は、国際科学技術センター（ISTC）などを通した外国からの支援に依存している。

理論・実験物理研究所（ITEP）では、LANL の ATW と同様の高熱中性子束を利用した加速器駆動重水システムの概念検討が進めるとともに、ISTRAL 加速器と重水試験炉を利用した消滅処理実験を計画している^[14]。モスクワ放射線工学研究所（MRTI）では大強度陽子加速器の検討を行っている。物理・動力工学研究所（IPPE）は Pb 及び Pb-Bi ターゲット、Th ターゲットの放射能評価、中間エネルギー核データ評価などを進めている。

7.4 CERN

消滅処理を主目的とした計画ではないが、欧州合同原子核研究機関（CERN）では、1993 年に C. Rubbia が提案した Th-U サイクルにもとづく加速器駆動システム「エネルギー増幅器（EA）」の研究開発をすすめている。CERN の実験プログラムは、2 段階からなり、FEAT（First EA Test）と称する第 1 段階は基本的原理の確認を行うための実験で、1994 年から開始された。劣化ウランのターゲットと

天然ウラン燃料、軽水減速で実効増倍係数が約 0.9 の炉心を組合させて体系に 0.6~2.75 GeV の陽子ビームを入射し、炉心内の核分裂率分布、発熱分布を測定している。第 2 段階として、ウランとトリウムを用いる大規模な実証試験が計画された。この計画ではイタリアの Cirene の研究炉を改造し、1 GeV-3.25 mA の加速器を併設して、熱出力 130 MW (電気出力 42 MW) の実証を行うことが検討された。Cirene 研究炉改造の計画が、ビーム入射にかかる技術的困難のため中止され、またシステム概念が当初の熱中性子体系 (Fig. 9) から鉛冷却高速中性子体系 (Fig. 10) に変更されたことから、現在では、100 MW 級の高速エネルギー增幅器システム実証試験が計画されている。この大規模実証試験に向けた最初のステップとして、1996-1997 年にシステム設計計算、鉛コロージョン及び熱輸送等の試験、安全性研究、5-15 mA 級のプロトタイプ加速器の工学設計及び入射部開発を行うことが予定されている。CERN の実験プログラムを Fig. 11 に示す。

現在、システム設計研究、中性子束分布及び出力分布の実験、FLUKA 等のコード整備、加速器設計研究を進めている。加速器にはセクター型サイクロトロンを考えている。また、断熱共鳴を利用した長寿命 FP (Tc, I, Cs-137) 消滅処理実験 TARC が 1996 年 4 月から 2 年間の予定で開始される。

7.5 スウェーデン

原子力をめぐる政治的、社会的状況は変化しており、原子力発電廃棄、原子力技術開発禁止の政策が見直そうとする動きが大きくなっている。消滅処理が軽水炉使用済燃料の地層処分に対する一つのオプションとして検討されており、また長期的には加速器駆動 Th-U 燃料システムを考えている。王立工科大学 (RIT) 等の大学を中心とした加速器駆動システムに関する国内の活動は小規模であるが、さまざまな国際協力研究を積極的に進めている。1996 年 6 月に Kalmar で第 2 回加速器駆動消滅処理技術 (ADTT) 国際会議を開催する。

7.6 スイス

ポール・シェラー研究所 (PSI) において、加速器駆動塩化物溶融塩高速システムを中心としたシステム炉物理特性解析、毒性低減及び長期リスク低減に関する原子炉オプションとの比較評価、アクチノイドの陽子照射実験 ATHENA^[15] 及び高エネルギー核分裂モデルの検証が進められている。大強度サイクロトロン (1 GeV-10 mA 級) の予備的概念検討も行われた。また、SINQ の 1 MW 核破碎ターゲット (液体 Pb または Pb-Bi) 開発等を行っている。

7.7 その他の諸国

オランダ、イタリア、ドイツ、韓国、チェコ、ポーランド、中国、インド、ベラルースなどの各国は、加速器駆動消滅処理に関する小規模なプログラムを進め、あるいは国際機関を通した国際協力プログラムに参加している。

8. 国際協力プログラム

経済協力開発機構/原子力機関 (OECD/NEA)、国際原子力機関 (IAEA)、欧州委員会 (EC) における加速器駆動消滅処理に関する国際協力も盛んになり、また数多くの国際会議が開かれるようになってきている。また、国際科学技術センター (ISTC) を通して、いくつかの加速器駆動消滅処理に関連

したプロジェクトが進められている。

8.1 OECD/NEA

OECD/NEA 原子力開発委員会 (NDC) では、日本の提案により 1989 年からアクチナイドと FP の群分離・消滅処理に関する国際情報交換プログラムが開始され、これまでに 3 回の情報交換会議及び専門家会議、ワークショップを開催するとともに、いくつかのレビュー報告書を発行している。また、1994 年から群分離・消滅処理の有効性を評価するため、群分離・消滅処理のシステム研究に関する国際協力研究プログラムが新たに開始された。

群分離・消滅処理に関連した核データ、モデル及びコード、化学を対象とした原子力科学委員会 (NSC) のプログラム^[16]では、加速器駆動消滅処理に関する高エネルギー領域の核データ収集・評価、計算モデル検証及び計算コードのベンチマークが行われている。

8.2 IAEA

IAEA では 1991 年に群分離・消滅処理に関する諮問会議が開催されて以来、毎年専門家会合が開かれている。1994 年から、群分離・消滅処理の安全性及び環境への影響に関する協力研究計画 (CRP) が開始された。

加速器駆動システムについては、1994 年の第 38 回総会において特別科学プログラム「アクチナイド消滅処理及び発電への高エネルギー加速器の利用」が開催されて以来、毎年諮問会議が開かれ、「加速器駆動システム・ステータスレポート」を作成した。1996 年から加速器駆動システムに関する CRP が開始された^[17]。

8.3 EC

EC では、1990 年から開始された放射性廃棄物管理に関する研究プログラムのもとで、システムの経済性、放射能低減化に対する効果の検討など群分離・消滅処理に関する広範な研究を行っている^[18]。これらの研究は EC の Karlsruhe 及び Petten 共同研究センターにおいて、また EU 諸国の研究機関との協力のもとに進められている。特に、超ウラン元素研究所 (ITU) では、フランスの SPIN 計画と関連して、TRU 燃料／ターゲットの物性等の基礎研究が進められている^[19]。

加速器駆動消滅処理については、共同研究センター及び加盟 7 カ国の研究所、大学など 17 機関が共同して、加速器利用技術の核分裂安全性に対する影響評価 (IABAT) に関する 3 年間のプロジェクトが 1996 年から開始される。この研究は、システム研究、加速器技術、燃料サイクルの研究、核データ及び材料データの 4 つのタスクからなっている。

8.4 ISTC

加速器駆動システムに関するいくつかの ISTC プロジェクトが進められており、また数多くの新しい提案がされている。米国 (LANL)、日本 (JAERI)、EU (RIT、スウェーデン) が支援をしている。

9. おわりに

高レベル放射性廃棄物を安全に処理処分する技術を確立することは、原子炉自体の安全性をさらに

向上させることとともに、今後原子力の開発・利用を進めていくうえで、極めて重要な課題である。大強度陽子加速器による消滅処理技術の研究開発は放射性廃棄物の処理処分法に新たに有望で有力なオプションを与えるものになるであろう。近年、諸外国においても加速器駆動消滅処理に対する関心がますます高まっている。加速器駆動システムの技術は、その利点を生かすことによって、消滅処理だけでなく発電や燃料増殖などのエネルギー利用の分野にも展開できる可能性が大きい。

加速器消滅処理の実現までには、多くの技術的課題の解決が必要であるが、原研の中性子科学研究計画において、加速器駆動消滅処理システムのさまざまな工学実験及び実証試験を行うことにより、研究開発が進められるものと期待される。

参考文献

- [1] 「群分離・消滅処理技術研究開発長期計画」、原子力委員会、1988
- [2] 「消滅処理研究の現状」、日本原子力学会、1994
- [3] Mukaiyama, T.: "Importance of the Double Strata Fuel Cycle for Minor Actinide Transmutation", 3rd OECD/NEA Information Exchange Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Cadarache, 1994.
- [4] Yoshida, H. et al.: "A Strategic Study of the Partitioning and Transmutation System being Developed at JAERI", 2nd OECD/NEA Information Exchange Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Argonne, 1992.
- [5] Takizuka, T. et al.: "Systems Study on Partitioning and Transmutation at JAERI", 3rd OECD/NEA Information Exchange Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Cadarache, 1994.
- [6] Takizuka, T. et al.: "Research and Development on Proton Accelerator-Based Transmutation of Nuclear Waste", Int. Conf. Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems - Global '95, Versailles, 1995.
- [7] Viala, N. et al.: "An Overview of the Spin Program," 3rd OECD/NEA Information Exchange Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Cadarache, 1994.
- [8] Slessarev, I. et al.: "Activities on the Physics of Accelerator-Based System at CEA", Workshop on Advanced Fuel Cycles, PSI, 1995.
- [9] Fréhaut, J.: "Spallation Experiments at SATURNE" Int. Conf. Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, 1994.
- [10] Venneri, F. et al.: "The Physics Design of Accelerator-Driven Transmutation Systems" Int. Conf. Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems - Global '95, Versailles, 1995.
- [11] Moergan, G. et al.: "LANL Sunny side Experiment: Study of Neutron Production in Accelerator Driven Targets", Int. Conf. Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, 1994.
- [12] Beard, C. A. et al.: "Flowing Lead Spallation Target Design for Use in an ADTT Experimental Facility Located at LAMPF", ibid.
- [13] Wender, S. A. et al.: "A Small Scale Accelerator Driven Subcritical Assembly Development and Demonstration Experiment at LAMPF", ibid.
- [14] Kiselev, G. V.: "Current Status of the Scientific Activity on HLW Transmutation and Use of Weapon-grade Plutonium in Subcritical System Driven by Proton Accelerator", 3rd OECD/NEA Information Exchange Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Cadarache, 1994.
- [15] Wenger, H. U. et al.: "First Results from Thin-Target Irradiations of Actinides with 0.6 GeV Protons", Int. Conf. Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems - Global '95, Versailles, 1995.
- [16] Matsuura, S.: "NEA/NSC Activities on Nuclear Transmutation", 3rd OECD/NEA Information Exchange

- Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Cadarache, 1994.
- [17] Summary Report on Consultancy on Accelerator Driven Systems and Related Fuel Cycles, IAEA, 1996.
 - [18] Hugon, M.: "Research Activities on Partitioning and Transmutation Supported by the European Commission", 3rd OECD/NEA Information Exchange Mtg. on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation, Cadarache, 1994.
 - [19] Babelot, J.-F. et al.: "EFTTRA, A European Collaboration for the Development of Fuels and Targets for the Transmutation,", ibid.

Table 1 オメガ計画における加速器消滅処理の研究開発スケジュール

第Ⅰ期（～1996年）：

原理的な実現性を実証する段階であり、核破碎・粒子輸送シミュレーションコードの開発を行うとともに、消滅処理プラントの基本検討を実施する。

また、ターゲット系の研究として、以上のシミュレーションコードによる核破碎性能予測の概略的な妥当性を検証するため、鉛及びウラン体系を用いた中規模炉物理実験を実施する。

第Ⅱ期（1997～2000年）：

工学的な実現性を実証する段階であり、核熱・構造設計コードの整備を進めるとともに、消滅処理プラントの概念設計を実施する。

また、消滅処理プラントの核破碎特性予測精度の検証を目的として、ウラン体系を用いた大規模炉物理実験を実施する。また、核破碎エネルギー領域（MeV～GeV）の核データの収集及び取得に努める。

2000年以降：

経済性を含めたシステムの確立性を実証する段階であり、消滅処理プラントの最適化設計を進め、核破碎効率のほか、エネルギーバランスを含めたプラント性能評価を実用化研究を行う。

また、ウランから主として構成されるターゲット部からなるパイロット規模の試験を行い、TRU燃料の核破碎性能や副次的に生成する放射性物質の評価のほか、熱的特性、燃料・材料照射特性等の工学的試験データを取得する。

以上の工学試験に基づいて、実用プラント規模の消滅処理プラントの技術的成立性について評価する。

Table 2 加速器駆動システムの長所と短所

未臨界での運転

臨界安全性の向上、設計と運転の自由度の拡大

陽子ビームによる制御

高速、高信頼性、容易な出力制御及び停止

外部からの中性子供給

中性子バランスの向上

加速器のコスト

加速器の建設及び運転にかかるコストの増大

高エネルギー粒子の影響

照射損傷、遮蔽

Table 3 固体ターゲット／炉心システムの主要諸元

Fuel		Metal Alloy
		Np-15Pu-30Zr
		AmCm-35Pu-10Y
Target		Solid Tungsten
Coolant	Liquid Sodium	
Actinide Inventory		3160 kg
Neutron Multiplication Factor		0.89
Spallation Neutrons per Proton		40 n/p
Proton Beam		1.5 GeV - 39 mA
Thermal Power	820 MW	
Burnup	250 kg/y (8.0 %/y)	
Power Density		
	Max.	930 MW/m ³
	Avg.	400 MW/m ³
Coolant Temperature		
	Core Inlet	330 °C
	Core Outlet	430 °C
Coolant Maximum Velocity		8 m/s

Table 4 溶融塩ターゲット／炉心システムの主要諸元

Fuel		Chloride Salt
		64NaCl-5PuCl ₃ -31MgCl ₂ (MA: Np, Am, Cm)
Target		Chloride Salt
Coolant	Chloride Salt	
Actinide Inventory		5430 kg
Neutron Multiplication Factor		0.92
Spallation Neutrons per Proton		38 n/p
Proton Beam		1.5 GeV - 25 mA
Thermal Power	800 MW	
Burnup	250 kg/y (4.6 %/y)	
Power Density		
	Max.	1660 MW/m ³
	Avg.	310 MW/m ³
Coolant Temperature		
	Core Inlet	650 °C
	Core Outlet	750 °C
Coolant Maximum Velocity		3.6 m/s

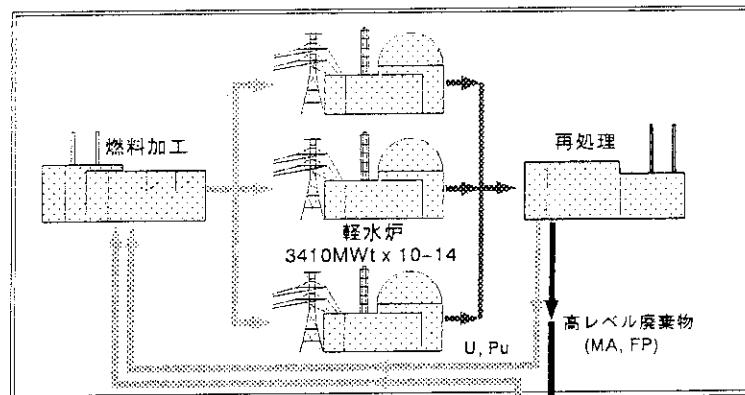
Table 5 加速器消滅処理研究開発課題

ビーム入射窓	耐照射性、機械的強度、冷却材共存性、発熱密度、冷却性能、 損傷検出
核破碎ターゲット	耐照射性、機械的強度、冷却材共存性、発熱密度、冷却性能 中性子収率、中性子スペクトル、中性子束、反応生成物
未臨界炉心	中性子スペクトル、中性子束、核分裂反応率、発熱密度、 消滅特性、燃焼反応度、冷却性能、 燃料製造・再処理技術、燃料照射健全性、
遮蔽	遮蔽体構造、高エネルギー遮蔽
冷却系	伝熱・流動特性、材料共存性
構造	炉内支持構造物、ビーム入射窓・燃料取扱系、ビーム入射系
計測制御	未臨界度監視、ビーム監視・制御

Table 6 消滅処理研究施設構想

消滅処理実験施設（第Ⅰ期）	
核破碎ターゲット実験	核破碎中性子収率・スペクトル、核破碎生成物収率、核子輸送、 反応度分布、中性子束分布、発熱分布、熱流動特性、照射損傷
加速器駆動未臨界炉心実験	未臨界度、中性子源インポータンス、中性子スペクトル、反応生成核種 反応度分布、中性子束分布、発熱分布、遮蔽特性
要素技術開発・試験	遮蔽実験、熱流動実験 ビーム入射窓開発・試験、冷却系開発・試験 検出器開発・試験、炉内構造物開発・試験
消滅処理工学実証試験施設（第Ⅱ期）	
消滅処理技術実証試験	模擬ターゲット／未臨界炉心総合機能試験 実証ターゲット／未臨界炉心総合機能試験
総合性能試験	高出力運転性能試験 高出力運転性能試験

第1核燃料サイクル(発電炉用燃料サイクル)



第2核燃料サイクル(P-Tサイクル)

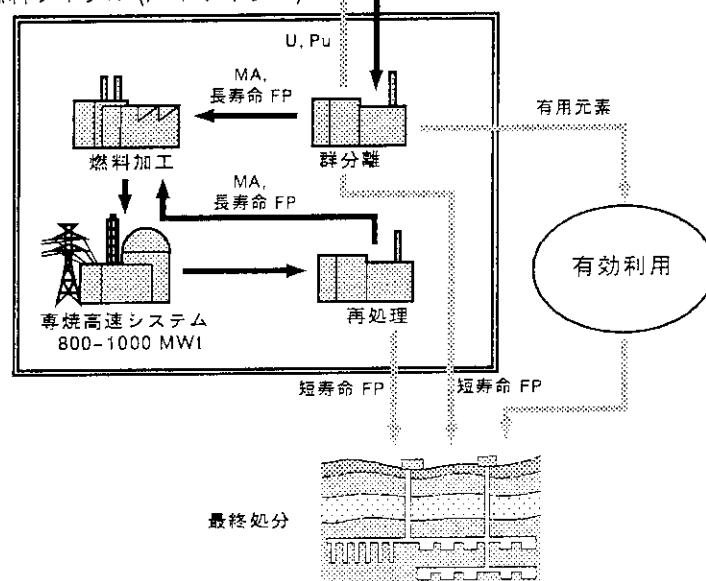


Fig. 1 階層核燃料サイクルの概念

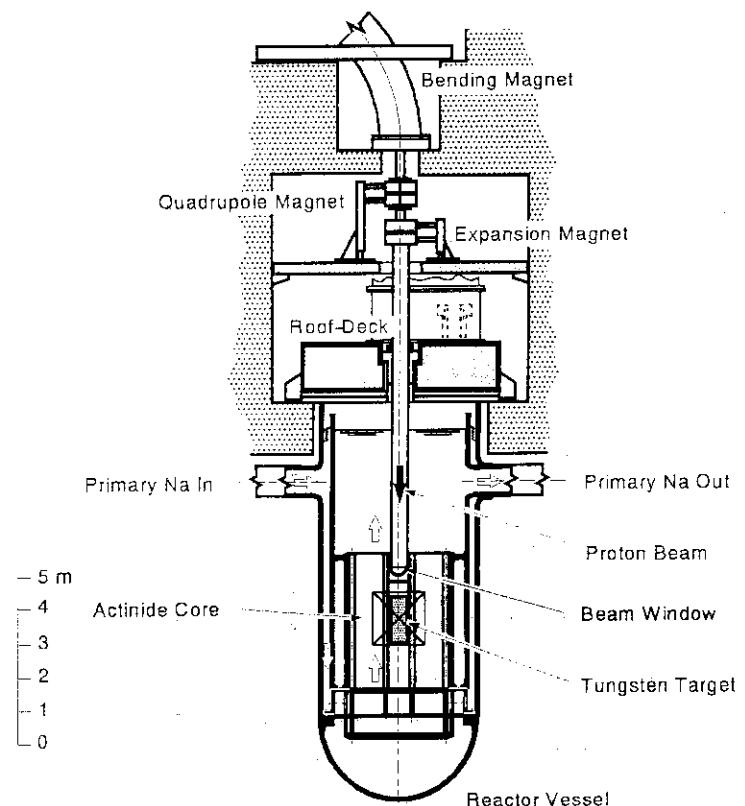


Fig. 2 固体ターゲット・炉心システムの概念

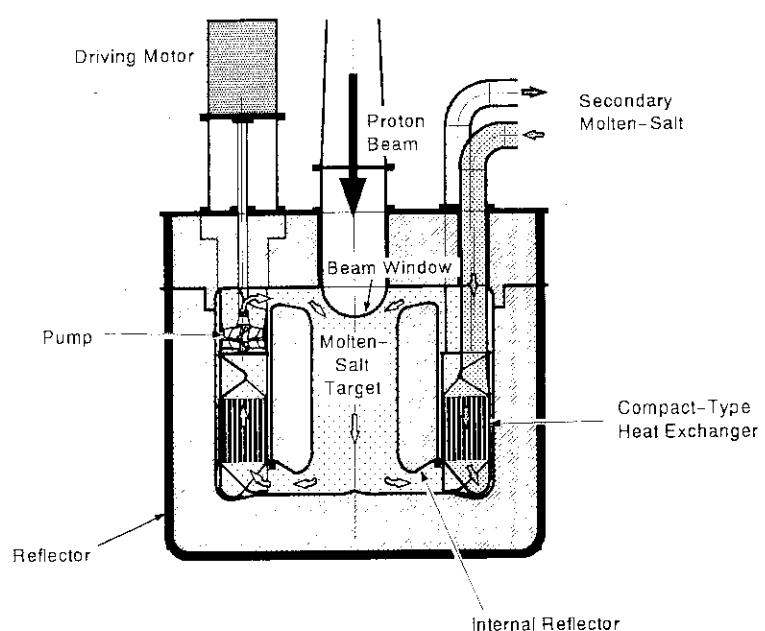


Fig. 3 溶融塩ターゲット・炉心システムの概念

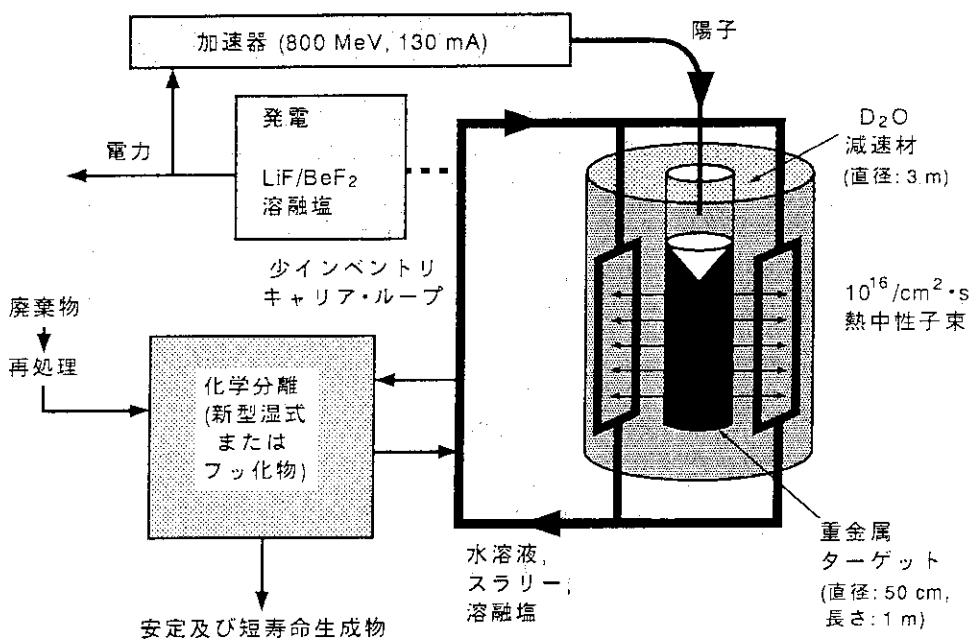


Fig. 4 米国ロスアラモス国立研究所の加速器消滅処理(ATW)システム概念

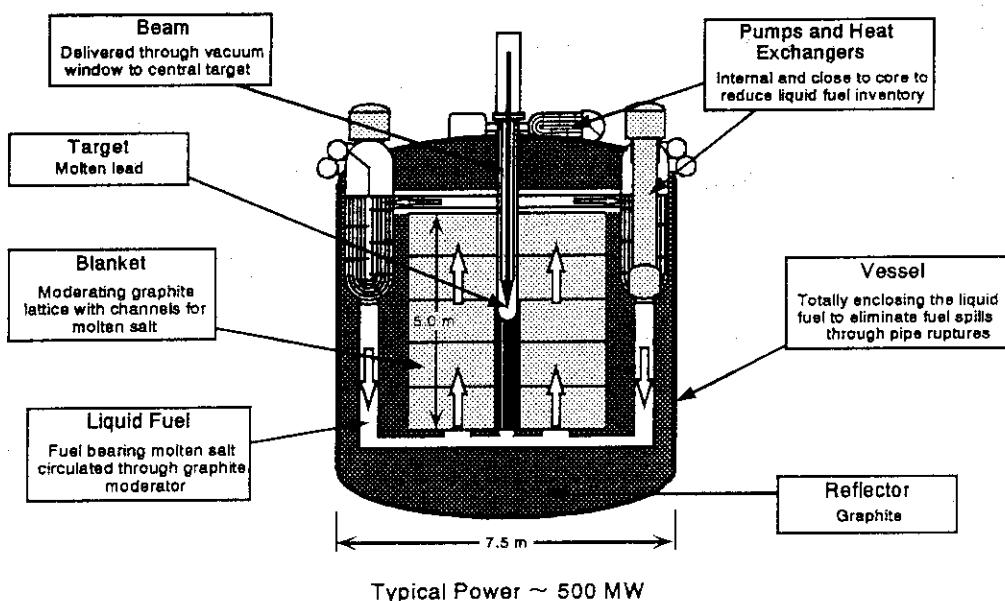


Fig. 5 米国ロスアラモス国立研究所のADTT溶融塩ターゲット/プランケット概念

ADTT Integrated Experiment at Los Alamos

- Crucial step towards development of ADTT systems
- Experiment operating parameters:
 - 1 mA 800 MeV proton beam (LAMPF)
 - Molten lead target
 - Molten salt blanket
 - Blanket power on order of 1-5 MWt
- Integrated accelerator-target-blanket experiment:
 - Liquid lead and molten salt systems operation
 - Neutron performance verification
 - Removal of volatiles (fission products and tritium)
 - Thorium and/or plutonium fuels
- Presently developing lead target for testing at LAMPF

Los Alamos ADTT Near Term Timeline

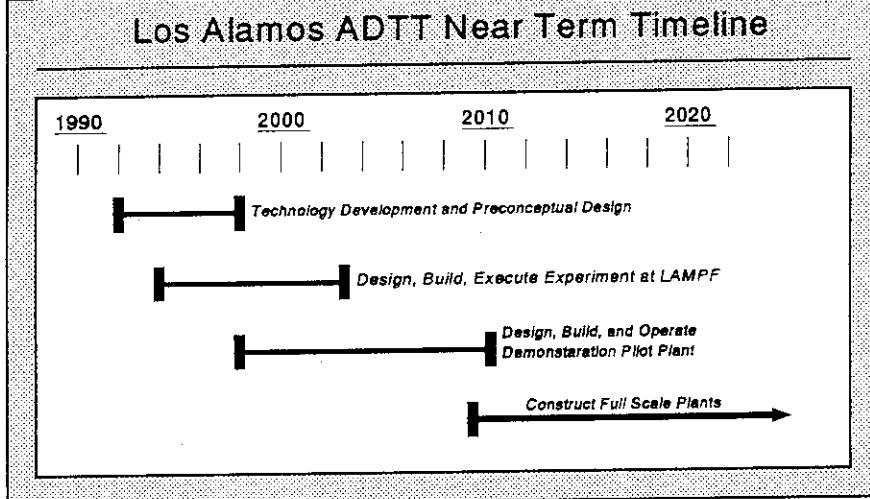
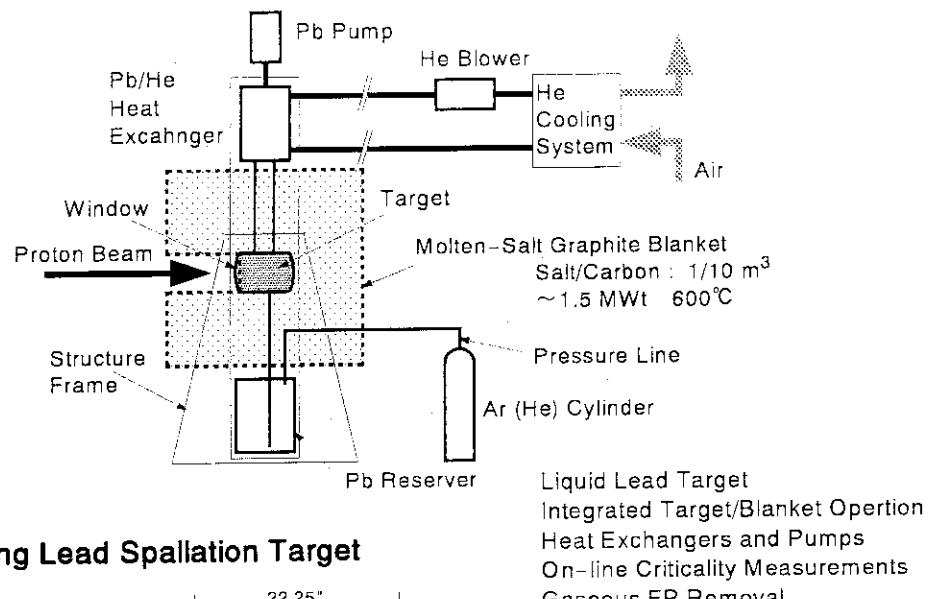


Fig. 6 ロスアラモス国立研究所の ADTT 総合実験計画とスケジュール

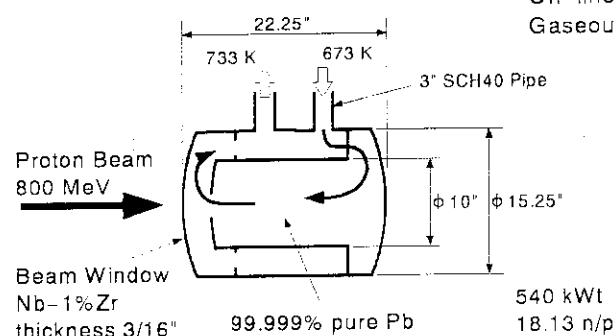
Sunnyside Experiments

Targets : Lead (25 cm × 120 cm)、Lithium、Tungsten、Th-Li-F
 < 800 MeV-100 nA Protons
 Neutron Production (Mn-56) Excellent Agreement with LAHET/MCNP
 Backup Experiments Plan at SATURNE

Demonstration Target/Blanket System



Flowing Lead Spallation Target



Development Experiments

Irradiation Experiments

Neutron Irradiation, Proton Irradiation

Thermal Hydraulics Experiments

Flow Visualization, Pb Convective Heat Transfer, Pb Loop Test

Pilot Plant Test

Fig. 7 ロスアラモス国立研究所の実験プログラム

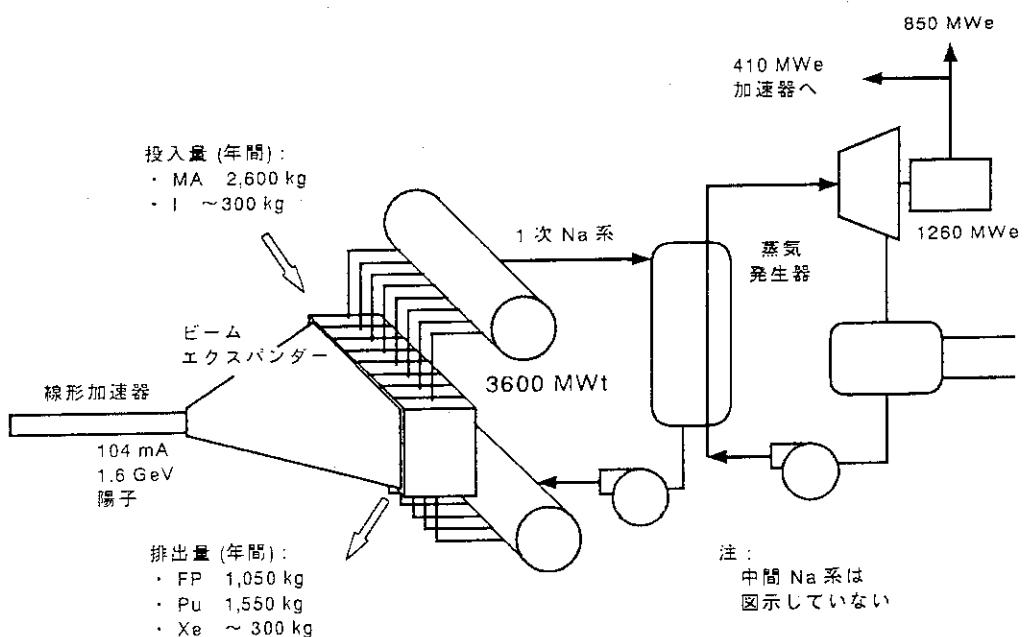


Fig. 8 米国ブルックヘブン国立研究所の PHOENIX 概念

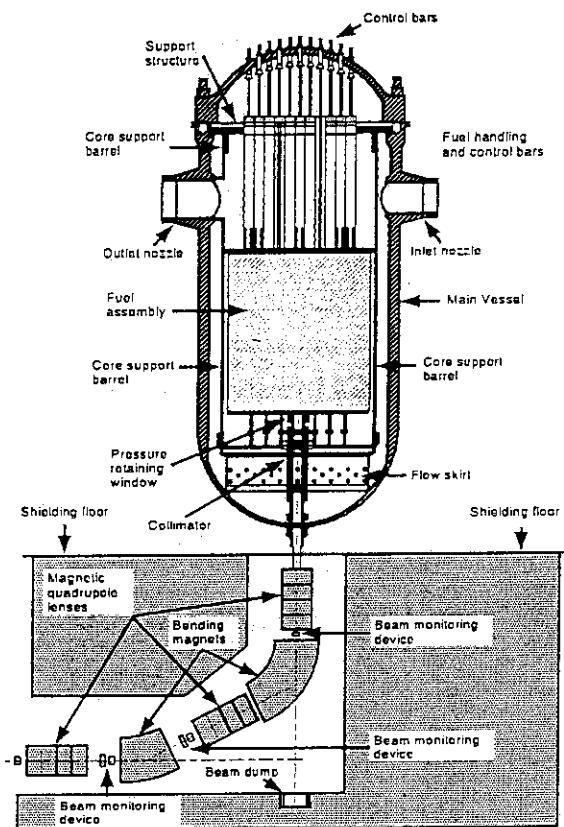


Fig. 9 CERN の熱中性子「エネルギー増幅器」概念

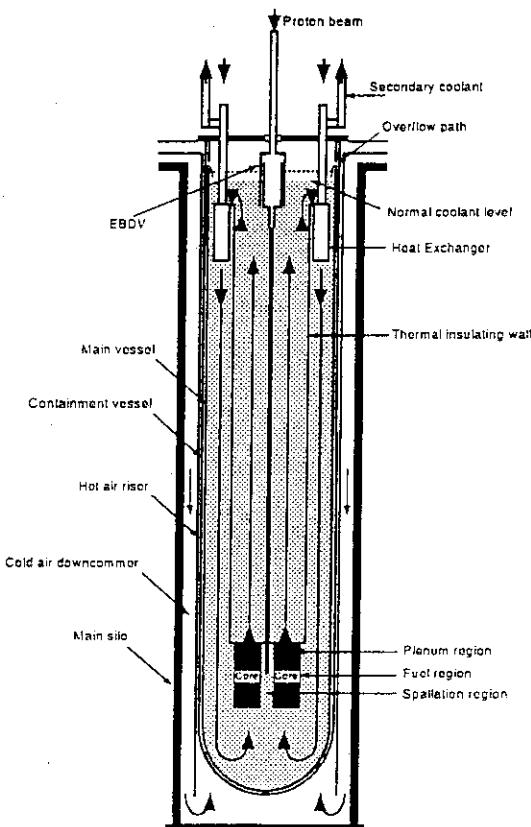
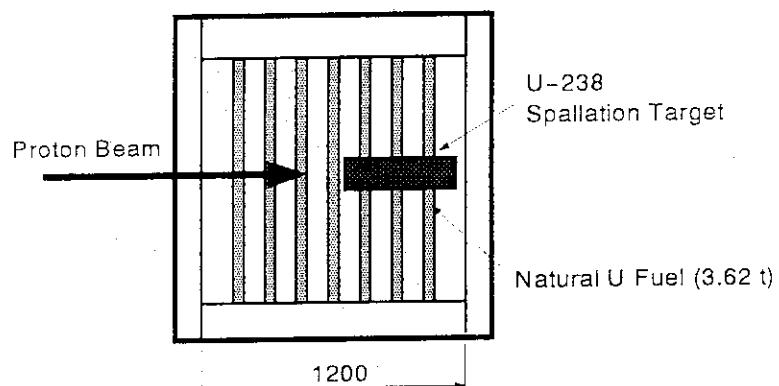
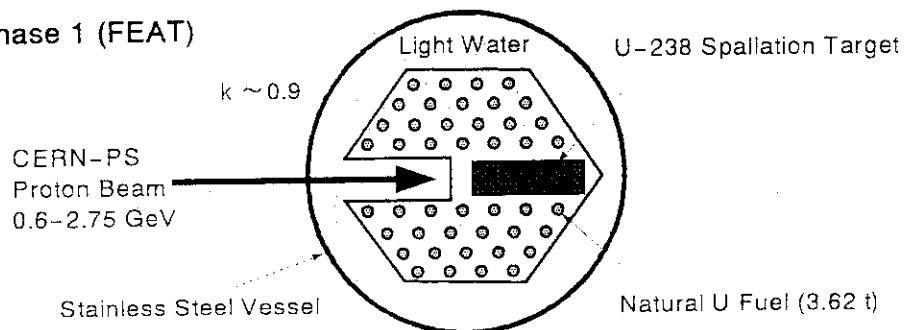


Fig. 10 CERN の鉛冷却高速「エネルギー増幅器」概念

Phase 1 (FEAT)**Phase 2 (cancelled)**

ENEA Cirene Reactor
+
1 GeV-3.25 mA Accelerator

Phase 2'

100 MWe-Class Demonstration Test of Pb-Cooled Fast EA System

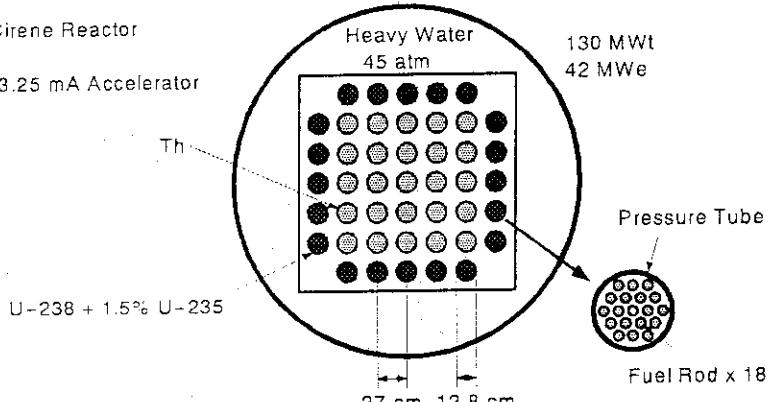


Fig. 11 CERN の実験プログラム

10.2 消滅処理用核破碎ターゲット試験の検討

西田雄彦、佐々敏信、滝塚貴和、高田弘*、明午伸一郎*、日野竜太郎**

日本原子力研究所
消滅処理システム工学研究室、*粒子線利用研究室、**高温技術開発室

Abstract

In the R&D project for the Neutron Science Center at JAERI, the construction of the target irradiation facility is being planned for the accelerator transmutation system developed based on the national program OMEGA on partitioning and transmutation. The facility consists of two target equipments, which are irradiated by proton beam with the medium power ($< 1 \text{ kW}$) and the high power ($< 15 \text{ MW}$) respectively, to examine the technological feasibility of the spallation target, using the intense proton linac developed as a main machine in this Center. In this report the experimental and analytical items, the general view of the target irradiation facilities and building and the preliminary nuclear calculations for some high power targets are given.

1. はじめに

原研・東海研究所では、大強度陽子加速器を中心とした中性子科学センター構想¹⁾が推進され、多岐の利用分野にわたる実験計画及び実験施設の検討が行われている。この一環としてオメガ計画に基づく加速器利用消滅処理システムの研究では、加速器とマイナアクチド(MA)燃料炉心とのインターフェイスの働きをするターゲット(領域)の照射試験を実施する施設の検討を行った。この消滅処理システムは、ターゲットを高エネルギー($\sim \text{GeV}$)かつ大電流(数十mA)の陽子ビームで照射して炉心部を駆動する方式である。そのため、核破碎反応を中心とする核特性や熱流動特性、照射損傷(構造材を含む)、遮蔽厚等の基礎的実験データを取得すると共に、これまでほとんど経験の無い大強度陽子ビーム(1.5 GeV, 10 mA)によるターゲット照射実験を行い、ターゲットの工学的成立性を実証及び寿命評価を行う。

2. 加速器消滅処理システム²⁻⁴⁾における”ターゲット”領域^{5,6)}

原研が概念検討を進めてきた加速器駆動型消滅処理専用システムは、高速未臨界炉心とのハイブリッド型で、炉心部はMAの固体燃料型(金属燃料、窒化物燃料)及び液体燃料型(溶融塩、融体金属)の2種類に分かれる。いずれの場合でも、高エネルギー陽子ビームの直接入射によって核破碎中性子を発生するターゲット領域が必要で、これは原子炉にはない構造である。概念検討の結果から、固体燃料炉心の場合、ターゲット領域にも固体燃料を配置し直接ビーム照射すると出力ピギングを起こし、燃料温度の融点超過と炉心平均出力分布の低下(消滅量の減少)が判明した。これを避けるため、タンゲステンなどの非アクチナイド重金属がターゲット材料として採用されているので、核燃料物質の陽子ビーム照射効果は考えなくてよい。液体燃料炉心では、溶液中のMAなどの密度が比較的低いことと良好な熱的条件から特定のターゲットを設けず直接炉心照射が可能であるが、核燃料物

質が陽子ビームに照射される。

3. 消滅処理システム用核破碎ターゲット照射実験計画

3-1 概 要

原研の大強度陽子加速器（中性子科学研究用、旧 E T A）の現在の建設・出力上昇スケジュールは表1に示すようになっており、最初の実験用陽子ビームが供給されるのは早くとも7年先である。そのため、消滅処理システム用ターゲット実験は、陽子ビームの供給開始以前の先行実験と以後の本実験と順次実施する予定である。

施設としては、オメガ消滅処理システム開発スケジュールに対応して、低ビーム出力用ターゲット（OMST1）施設と高ビーム出力用ターゲット（OMST2）施設を併設して、並行して試験を進める。

OMST1施設は、ディスク積み重ね・横置き型のターゲット（～200cmx～20cmφ、ビーム水平入射）で床面に設置し、周囲に鉛遮蔽体やマンガンバス等の実験設備を配置する。（図1参照）陽子ビーム出力は1500 MeV, 0.01～1 μAで、最大出力1.5kWであるため、ターゲットの除熱は冷気による自然空冷で充分と思われる。

この施設では、消滅処理システムに最適な固体ターゲットの材質および形状を決めるために、核破碎実験を中心に行い、高速中性子の核特性や発熱密度分布の測定を行う。液体ターゲット領域の照射の場合も、模擬固体の照射の実験から推定する。ターゲットが最適化された後、この施設ターゲットは高速未臨界集合体の中心部に組み込まれ、未臨界炉心の炉物理量の測定が行われる予定であるが、その詳細については、別途報告があるので参考されたい。この施設の先行実験は、これまで高エネルギー物理学研究所（KEK）の協力により加速器ブースタで行ってきたバルクターゲット（ターゲット部：30 cm x 20cmφ、ブランケット部（鉛）：100 cm x 60cmφ）に500 MeV 陽子を照射する核破碎積分実験である。この実験では、鉛及びタンクスチレンのターゲットについて多くの基礎的データを得てきたが、場所的な制限等もあり中性子収量、中性子放出スペクトル、短寿命核破碎生成物の測定は行えなかった。また入射陽子エネルギーも一定で、消滅処理システムで考えているエネルギーの約1／3である。また、平成6年より、ロシアのITEP研究所の陽子加速器施設で実施している核破碎ターゲット発熱実験を発展させることも考えられる。0.8, 1.0, 1.2 GeV の陽子エネルギーが可能で、より実システムに近い陽子エネルギーでの実験が可能である。最近では、CEA（フランス）から原研に加速器消滅処理に関する研究協力の打診があり、話がすすめばSuturne 研究所加速器施設を利用した共同実験が考えられる。

一方、OMST2施設では、実機規模の大出力用ターゲットの成立性を実証するための実験を行う。そのため、縦置き型の実寸大の固体ターゲットまたは液体ターゲット容器を床面下の部屋に設置し、マグネットによって水平ビームをまげ垂直下方に入射する。ターゲット部分の大きさは、140 cm x 40cmφで、周囲にブランケット部（200 cm x 80cmφ）が取り外し出来るように配置する。陽子ビーム出力は6～15 MW (1500 MeV, 4～10 mA) と大きいため、固体ターゲットの除熱には液体金属（Na）冷却方式を採用する。また、液体ターゲットには溶融塩を使用するため、加熱装置が必要である。この施設では、ビームパスやビーム窓などの照射損傷実験、発熱密度分布測定、伝熱流動試験、照射損傷試験など中心の実験を行う。先行実験としては、この施設に伝熱模擬ターゲットを設置して、コールドの伝熱流動試験を実施する。図2にターゲット照射実験計画のスケジュールを示す。

外国研究所で大出力の核破碎ターゲット実証試験計画があるのは、ロスアラモス研究所のADTT プロトタイプ型^{7,8)}（ターゲット部：90 cm x 45cmφ 溶融鉛柱、陽

子ビーム：800 MeV, 12 mA) と CERN の EA システム計画⁹⁻¹¹⁾ (ターゲット部：～15cmφ, タングステン窓着き溶融鉛柱、陽子ビーム：1 GeV, 12.5 mA) の二つだけである。

3-2 実験項目

ターゲット照射による実験計画は、核破碎実験、伝熱流動試験、高エネルギー粒子照射損傷等について次のような実験項目が検討されている。

(1) 核破碎特性試験¹²⁻¹⁴⁾

陽子加速器消滅処理システムの技術開発のために、低出力用の<OMST1>施設でいろいろな形状と材質のターゲットについて核破碎積分実験を行い、以下の実験データを取得する必要がある。

- ① 中性子収量 (マンガンバス法)
- ② 漏洩中性子エネルギースペクトル (T OF 法)
- ③ 反応率分布 (核破碎、核分裂、中性子捕獲)、中性子束分布
- ④ 短寿命核破碎生成物 (SP) のオンライン測定
- ⑤ 発熱密度分布

ターゲットから得られる全中性子収量は、加速器消滅処理システムの性能を決める重要な量でマンガンバス法による精度良い測定が期待される。ターゲットから放出される中性子エネルギースペクトルを測定するのに必要とされる装置等を表2にまとめた。また、測定の概念図を図3に示す。入射陽子ビームは、ビーム整形リングを通過してターゲットに入射される。飛行時間法による測定が不可欠で、ターゲットから検出器までの飛行距離は数十MeV以上では、十数 m以上が必要である。

入射電流は、数百pA程度で充分と思われる所以、特に冷却の必要はないと思われる。また、このスペクトルが精度よく得られれば、それを積分することによって、中性子収量が導出でき①のチェックが可能である。この測定を精度よく行うには、入射陽子の時間巾を1 μs以下にすること (ビーム整形リングが必要) と充分長いフライトイパスが要求される。そのため、②の実験の実施は、同様の計画をもつ中性子核物理研究施設との間で調整が必要である。

発熱密度分布の測定はいろいろな非均質な形状と材質のターゲットについて行い、伝熱流動解析を並行しつつ、ターゲットの最適化を行う。

これらの実験が終了した後、最適ターゲットは、この施設内に準備されている高速炉心型の未臨界実験装置 (FCA型) に装填され、炉物理実験が行われる。

< OMST2 > では、実機規模の最適ターゲットに、照射条件を変えながら大出力陽子ビームを入射して発熱密度分布の測定を行う。

(2) 伝熱流動試験計画と項目

(2-1) 試験の考え方

オメガ・核エネルギーグループにおける消滅処理システム用核破碎ターゲットの伝熱流動試験は、ターゲットグループで行っている熱・冷中性子利用施設用核破碎ターゲットシステムの検討・開発の成果を反映しつつ実施する。但し両者の構造と利用目的が異なるため、消滅処理用ターゲットのコールド試験を実施する。ホット試験はコールド試験後に実施するものであり、解析評価を含むコールド試験の検証が中心となる。ビームを照射しながら行うホット試験は、炉物理実験と併せて行い、ターゲットの性能・健全性・運転・制御性等について調べる。

(2-2) コールド試験の方針

消滅処理用ターゲットの伝熱流動試験を実施するに当たり、以下の検討を実施する。

- ・ターゲット構造の概念検討と核熱計算
- ・得られた発熱量を基にして冷却特性、構造・強度計算、

この過程を繰り返して

- ・ターゲット構造の問題点の抽出
- ・解析モデル及び式の適用範囲の検討

を行い、ターゲット構造の最適化を進める。

解析評価に必要な基礎データはコールド試験で取得する。基礎試験項目は、上記の問題点の解明を中心に行う。試験は、熱・冷中性子利用施設用核破碎ターゲットシステムの検討・開発計画で実施する

- ・固体ターゲット熱流動・熱衝撃試験
- ・液体金属熱流動試験

の施設に、消滅処理用ターゲットの試験体を設置して並行して実施する。

(2-3) コールド試験項目

(2-3-1) 热流動及び構造強度解析

核熱計算で得られた固体ターゲット、液体金属ターゲット内の発熱量を基にして

- ・熱流動解析コードを用いて
 - 一 沸騰開始条件、キャビテーションの発生条件、流量配分特性（固体ターゲット）
 - 一 圧力波、流体振動の発生条件（液体金属ターゲット）等
- ・熱流動解析結果に基いて、構造解析コードを用いて
 - 一 固体ターゲットの熱応力、変形
 - 一 熱衝撃による破断限界

を調べて、除熱限界を把握する。

(2-3-2) コールド基礎試験

前述のように、熱・冷中性子利用施設用核破碎ターゲットシステムの検討・開発試験と並行して実施する。

a) 固体ターゲット熱流動・熱衝撃試験

- 試験項目：突起等による伝熱促進と限界熱流束の向上
 　　：曲り板の伝熱特性と限界熱流束（強制対流条件、高速流動時）
 　　：ステップ状加熱・冷却（陽子ビーム入射/遮断を模擬）によるターゲット板の熱衝撃特性

主要設備：熱流動衝撃試験装置

b) 液体金属ターゲットの熱流動試験

- 試験項目：水銀、鉛等の液体金属の伝熱流動特性の解明
 　　：伝熱特性と限界熱流束の把握
 　　：ステップ状加熱・冷却による圧力波の発生特性と構造健全性
 　　：液体金属試験ループ及び機器の特性データ取得
 　　：耐腐食性材料の検討・開発とループ用機器の開発
 　　：流体振動、漏洩等の異常診断とループの安全性確保技

術の開発

主要設備：液体金属試験ループ

以上のコールド基礎試験の後、<OMST2>施設で実機のサイズおよび構成の消滅処理用ターゲットについて

- ① 定常時の伝熱流動試験（コールド）

- ② 定常時及び過渡時の伝熱流動試験（最大ビーム出力 15 MW）

を実施する。OMST2用液体金属試験ループの加熱・冷却フローシートの概要を図4に示す。<OMST1>施設の最大ビーム出力は数kWのため、除熱は自然空冷で行う。

(3) 高エネルギー粒子照射損傷実験¹⁵⁾

核融合材料の照射損傷評価から類推して、中高エネルギー陽子によるターゲットの照射損傷を評価するためには、以下の実験が必要である。

- a) He, Li, Be等の測定

Heガス収集法、放射化分析法、加速器分析法などで収率のみを得ることが出来る。この測定に必要なビーム電流は、詳細に検討する必要があるが、100 nA程度でも長時間照射することにより可能と思われる。

- b) PKAの導出

(p, α) , (p, Li) , (p, Be) 反応等のエネルギー微分型の断面積を核データ測定より導出することが可能である。

以上の実験は、低出力用の<OMST1>施設で高エネルギー粒子照射損傷予備実験として実施される。

大出力用の<OMST2>施設では、以下のような照射損傷実験の実施が予定されている。

- ① ビーム窓の照射試験

- ② 高エネルギー粒子の照射損傷試験

dpa , H(t)ガス, Heガス, SP揮発性ガス

ターゲット寿命の推定

放射化の度合い（核破碎生成物の毒性評価）

- ③ 溶融塩の照射試験

(4) その他

加速器遮蔽実験からの類推で以下のような実験・検討が必要である。

- ① 高エネルギーハドロン遮蔽基礎実験（透過実験、迷路実験）

- ② 後方放出中性子（漏れ）を少なくするターゲット構造の検討

4. ターゲット照射試験施設概念の検討

ターゲット照射試験施設は、前述のように床面に設置しビームを水平に入射する小出力用ターゲット<OMST1>と大出力のため地下室に設置しビームを垂直下方に入射する大出力用ターゲット<OMST2>からなる。<OMST1>と<OMST2>の配置関係を、床面及び地下室の平面図（図5、図6）に示した。ビームラインから、偏向マグネットによってそれぞれ高エネルギー陽子をとり入れる。<OMST1>実験室は、ターゲット照射実験終了後に行う予定のターゲット/未臨界集合体炉物理実験を考慮して広く設計されている。A-A, B-B, C-C断面の各立面図（図7、図8）から明らかなように、<OMST2>実験室の近くにはホット実験室、伝熱流動試験室、Na冷却系統室が配置されている。簡明のため、個々の実験装

置は描きいれてない。施設全体の大きさはおよそ縦63m、横74m、高さ59mで、その概観を鳥瞰図(図9)に描いた。なおこれらは予備的概念検討であり、今後引き続き検討を進めてより現実的な施設概念を構築する。

5. ターゲット解析

ターゲットモデルの解析は

OMST1 ; タングステン、溶融塩模擬固体

OMST2 ; タングステンディスク型 (Na 冷却、鉛遮蔽体付き)
鉛塩化物溶融塩柱 (アクチナイトペレット)

の材質について行い (固体ターゲットは最適形状)

- ① 中性子発生量
- ② 漏洩中性子束、漏洩中性子エネルギースペクトル
- ③ 反応率分布 (核破碎、核分裂、中性子捕獲)、中性子束分布
- ④ 発熱密度分布、全発熱量

の諸量を算出する。OMST2ターゲットの予備的核熱計算の一部を以下にまとめた。また、各ターゲットからの漏洩中性子エネルギースペクトルを図10で比較した。なお、計算コードはカスケードコード NMTC/JAERI94 と中性子輸送コード MCNP4A を接続したコードシステムを使用した。

	タングステンディスク型	鉛塩化物溶融塩柱
143 cm × 40 cm ϕ	140 cm × 40 cm ϕ	
(13段構成、Na冷却)		(470°C)
中性子発生量 (n/p)	26.9	22.1
漏洩中性子束 (/cm ² s/10mA)	8.74×10^{13}	6.48×10^{13}
最大発熱密度 (MW/m ³ /10mA)	228	90
平均発熱密度 (MW/m ³ /10mA)	2.3	2.2

6. まとめ

オメガ計画の一部である加速器消滅処理システムの開発研究は、本中性子科学研究センター構想のひとつの柱をなすものである。この消滅処理システムは、加速器と未臨界炉心とのハイブリッドシステムであり、そのインターフェイスをなす大出力用の核破碎ターゲットは重要な構成要素であるが、現在技術的経験と蓄積の少ない分野である。核破碎ターゲットの開発に必要な核破碎特性、伝熱流動、高エネルギー粒子照射損傷等の実験について検討すると共に、実施施設として低ビーム出力用ターゲット (OMST1) 施設と高ビーム出力用ターゲット (OMST2) 施設から成る消滅処理用ターゲット照射施設の概念を構築した。

謝 辞

筆者等は、土橋原工部次長、東穂原工部次長、安田粒子線利用研究室長、中川原子炉システム研究室長に対し、貴重な議論と示唆に富んだコメントに感謝する。特に、安田室長にはターゲット施設と未臨界炉物理実験施設との関連の検討について緊密な協力を得たことに感謝したい。

参考文献

1. "第1回「大強度陽子加速器の利用」に関するワークショップ" 報文集、JAERI-Conf 95-017 (1995).
2. H. Takahashi, et al.: "Transmutation of High-Level Radioactive Waste and Production of ^{233}U using an Accelerator-Driven

- Reactor," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.710(1994).
- 3. G. J. Van Tuyle, et al. : " Accelerator-Driven Subcritical Target Concept for Transmutation of Nuclear Wastes," NUCLEAR TECHNOLOGY, 101, p.1, JAN. (1993).
 - 4. G. J. Van Tuyle, et al. : "Technologies Using Accelerator-Driven Targets under Development at BNL," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.74 (1994).
 - 5. F. Atchison : " Data and Methods for Design of Accelerator Based Transmutation Systems, " PSI-Proceedings 92-02, ISSN 1019-6447 p.440 (1992).
 - 6. G.S. Bauer, et al.: "A Target Development Program for Beamhole Spallation Neutron Sources in the Megawatt Range," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.105 (1994)..
 - 7. S. A. Wender, et al. : " A Small Scale Accelerator Driven Subcritical Assembly Development and Demonstration Experiment at LAMPF," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.663 (1994).
PROCEEDINGS 346, p.682 (1994).
 - 8. C.A. Beard, et al. : "Flowing Lead Spallation Target Design for Use in an ADTT Experimental Facility Located at LAMPF," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.315(1994).
 - 9. C. Rubbia, et al. : " Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier," CERN/AT/95-44(ET), (1995).
 - 10. C. Rubbia, et al. : "A Comparison of the Safety and Environmental Advantages of the Energy Amplifier and of Magnetic Confinement Fusion," CERN/AT/95-58(ET), (1995).
 - 11. C. Rubbia : " A High Gain Energy Amplifier Operated with Fast Neutron," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.44 (1994).
 - 12. G. Morgan., et al. :" LANL Sunnyside Experiment : Study of Neutron Production in Accelerator-Driven Targets," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.682 (1994).
 - 13. G. J. Russell, et al. :" 800 MeV Proton Irradiation of Thorium and Depleted Uranium Targets," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.690 (1994).
 - 14. G.W. Butler, et al. :" ATW Neutron Spectrum Measurements at LAMPF," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.691(1994).
 - 15. L. L. Daemen, et al. :"Radiation Damage Effects at Spallation Neutron Sources," AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 346, p.488 (1994).

表 1 原研大強度陽子加速器（中性子科学研究用）建設・出力上昇スケジュール

第1ステップ（2003年まで）

発生陽子ビーム (1.5 GeV、1 mA ; パルス)

第2ステップ（2006年まで）1.5 GeV 10 mA

発生陽子ビーム (1.5 GeV、10 mA ; パルス、CW)

表 2 中性子エネルギースペクトル測定装置・施設の仕様

ビーム電流	< 1.0 nA		
ビーム繰り返し周波数	< 2 MHz		
測定する中性子の エネルギー範囲 (MeV)	$E_n < 1$	$1 < E_n < 10$	$10 < E_n$
検出器	Liガラス シンチレータ 反跳陽子 比例計数管	有機液体 シンチレータ	有機液体 シンチレータ 反跳陽子カウ ンターテレス コープ
検出器間の距離	5m 以下	10m以下	10m以上
特記事項	ビーム整形リングが必要		

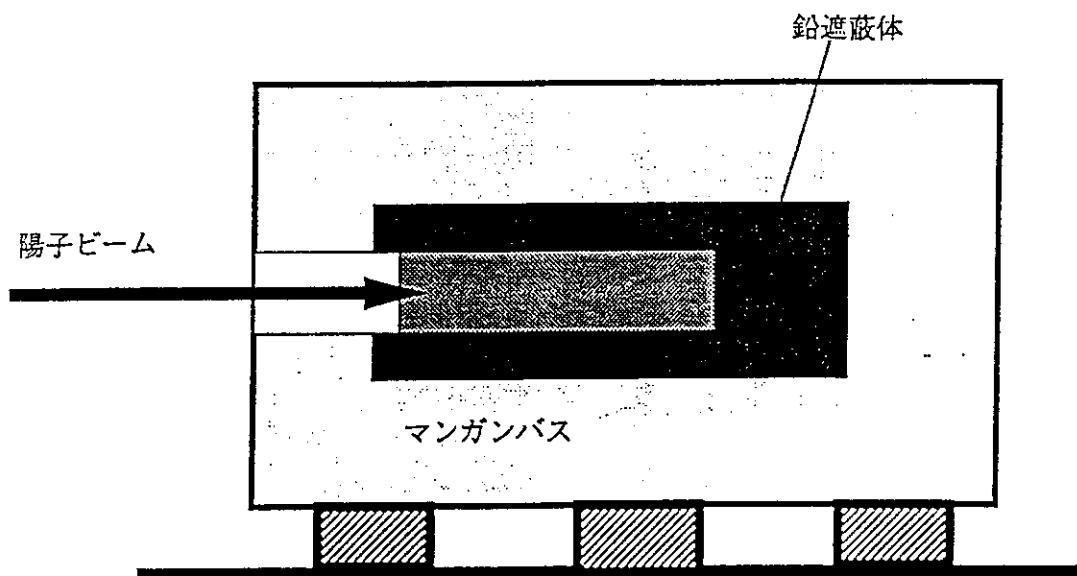


図1 ディスク積み重ね・横置き型のターゲット

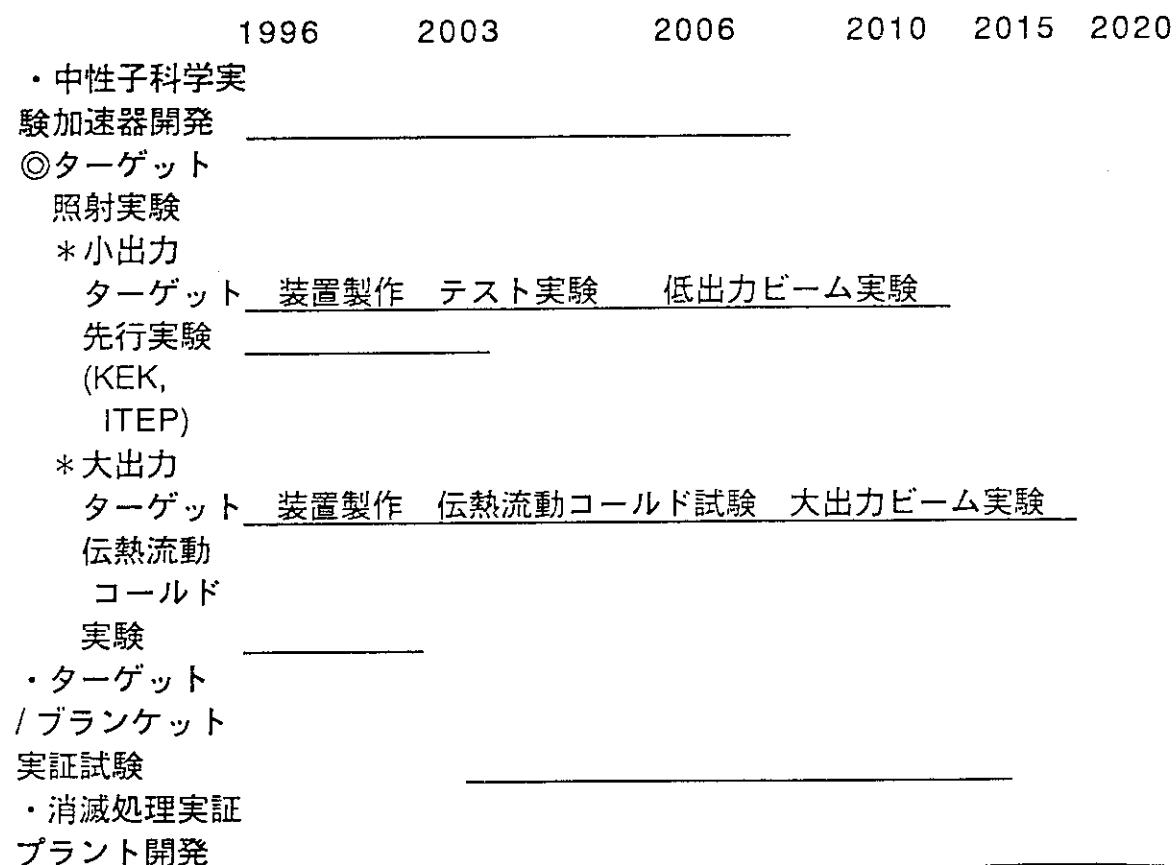


図2 ターゲット照射実験計画のスケジュール

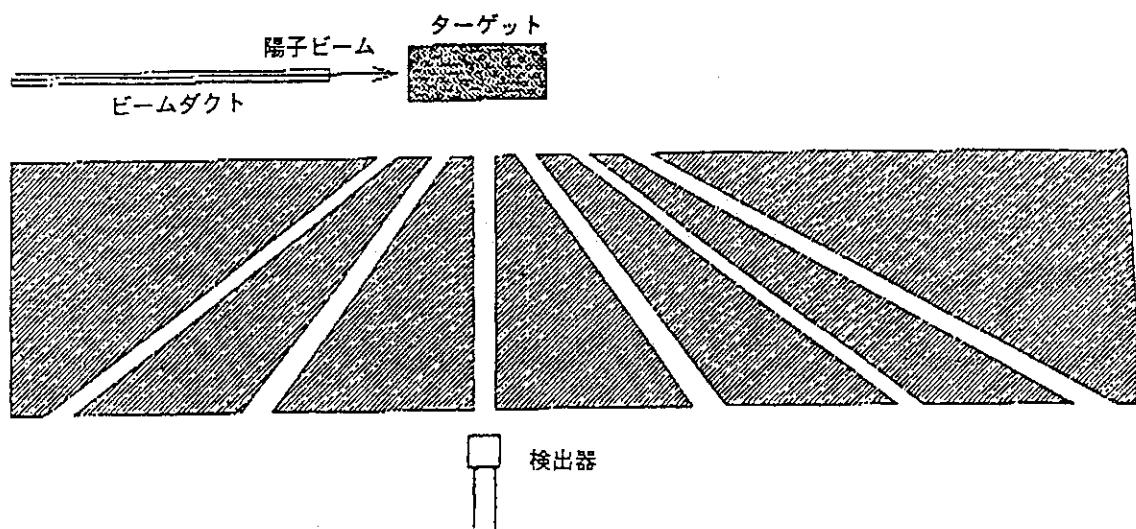


図3 飛行時間法による漏洩中性子エネルギースペクトル測定概念図

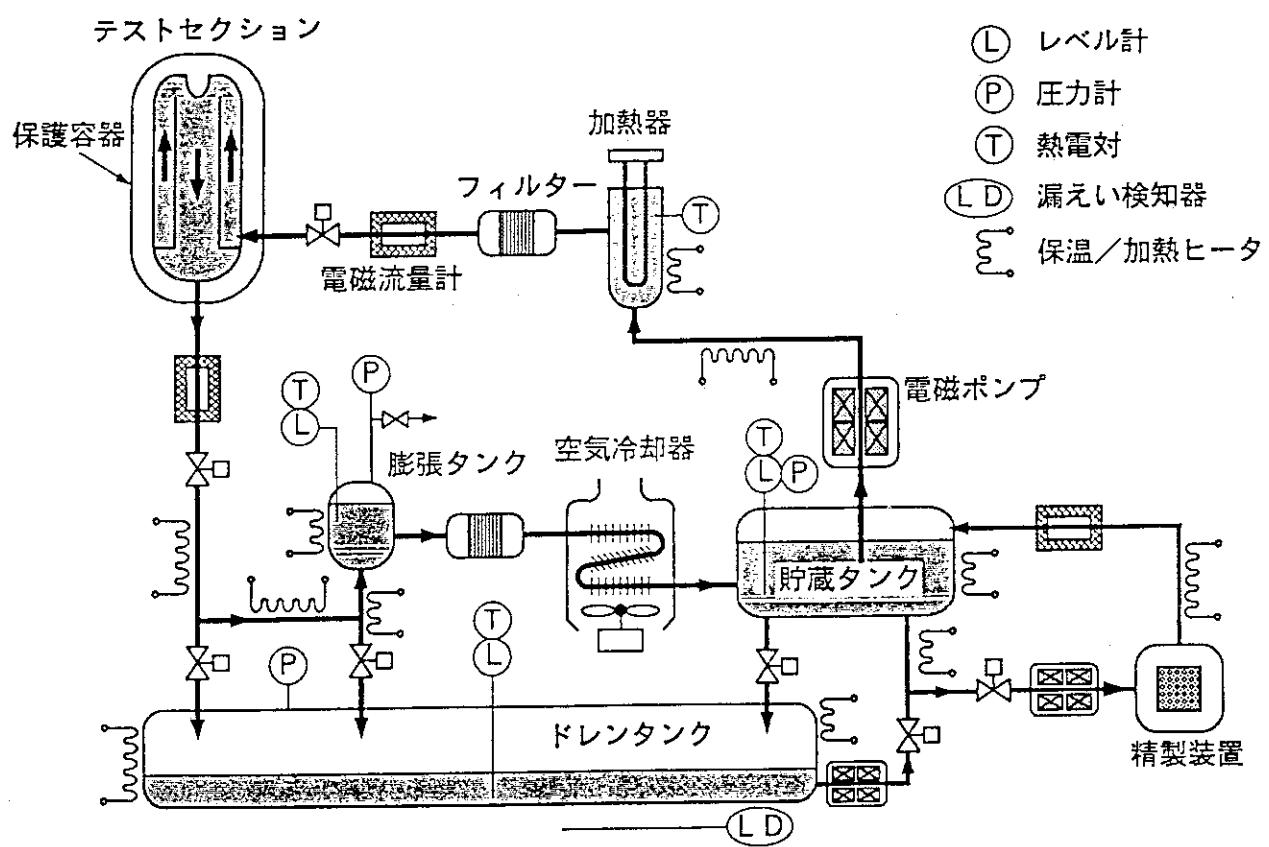


図4 OMS-T2用液体金属試験ループの加熱・冷却フローシート概念図

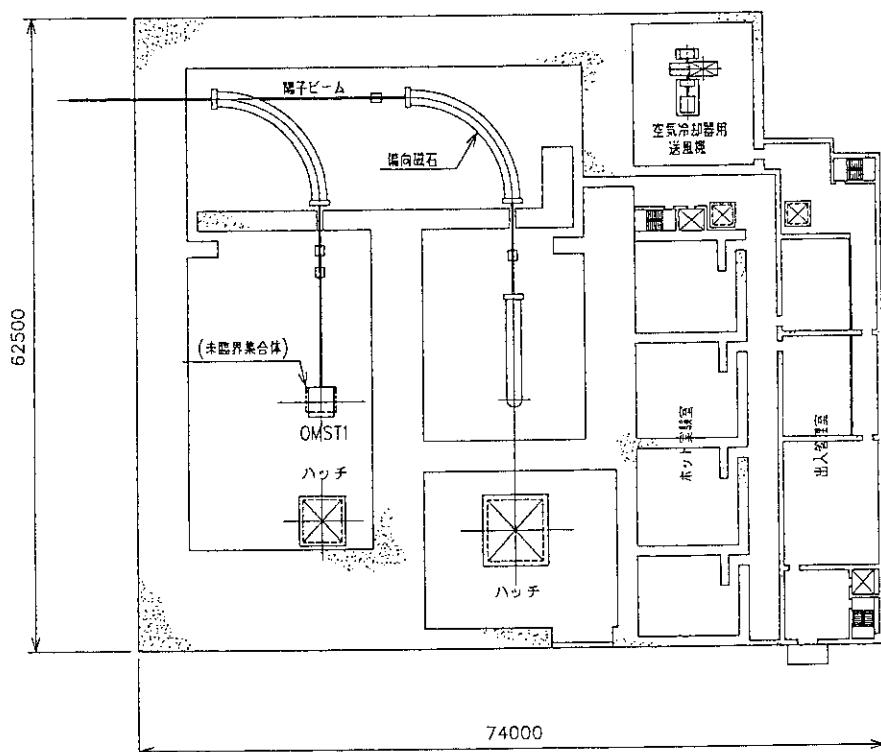


図 5 消滅処理用ターゲット照射試験施設の床面平面図

0m 10m 20m

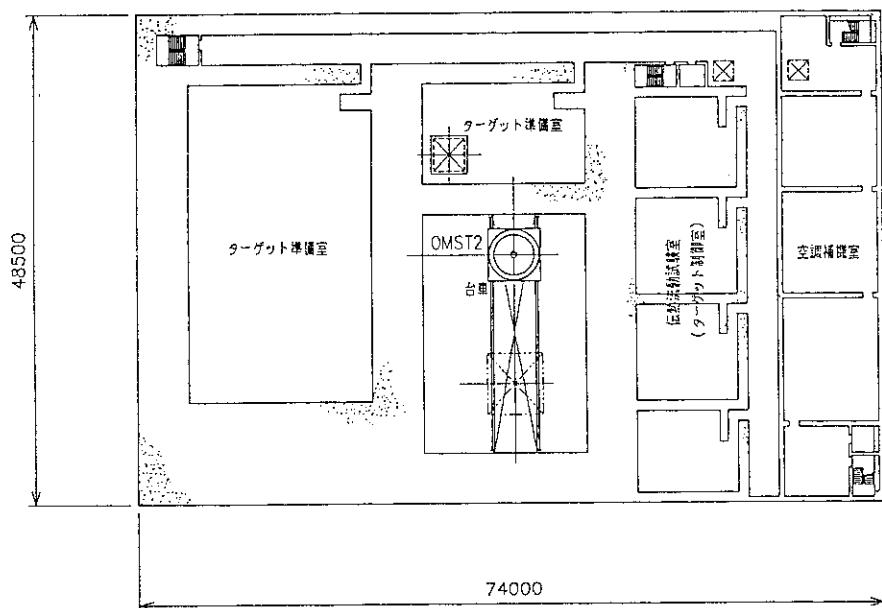


図 6 消滅処理用ターゲット照射試験施設の地下室平面図

0m 10m 20m

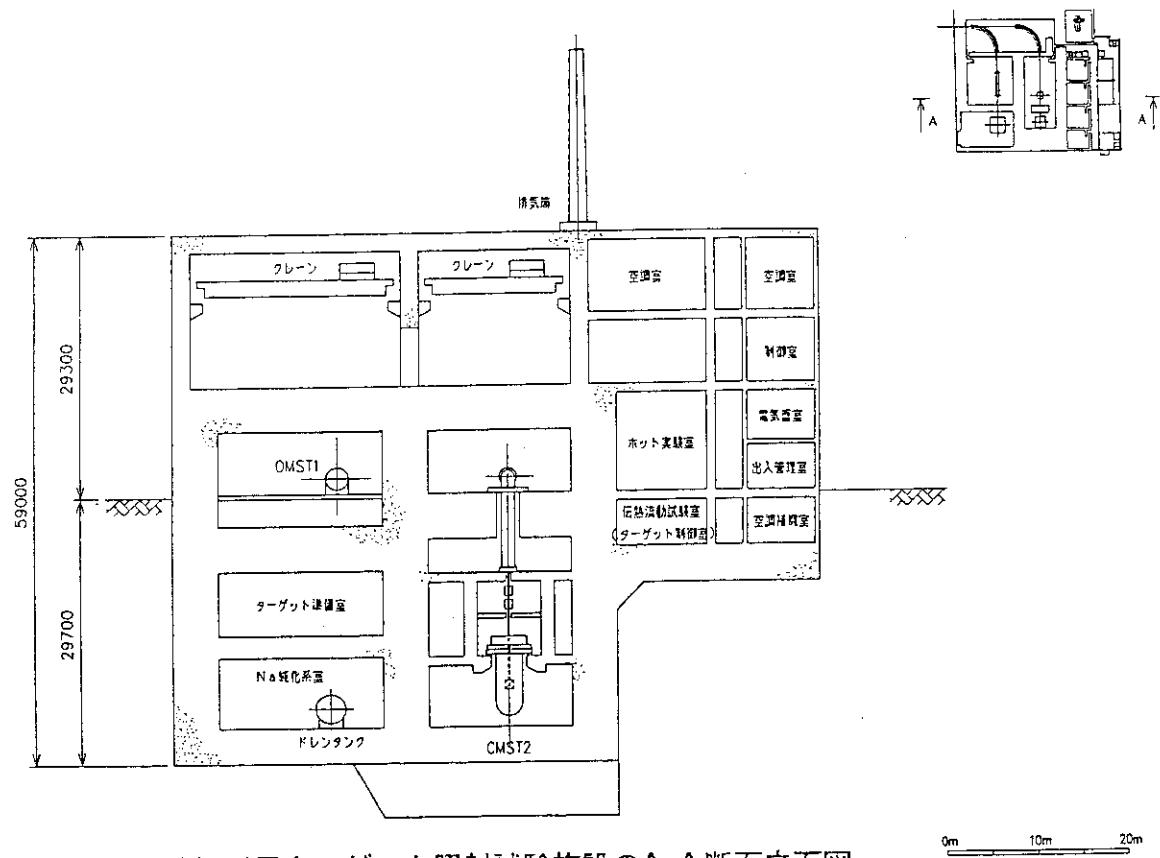


図 7 消滅処理用ターゲット照射試験施設のA-A断面立面図

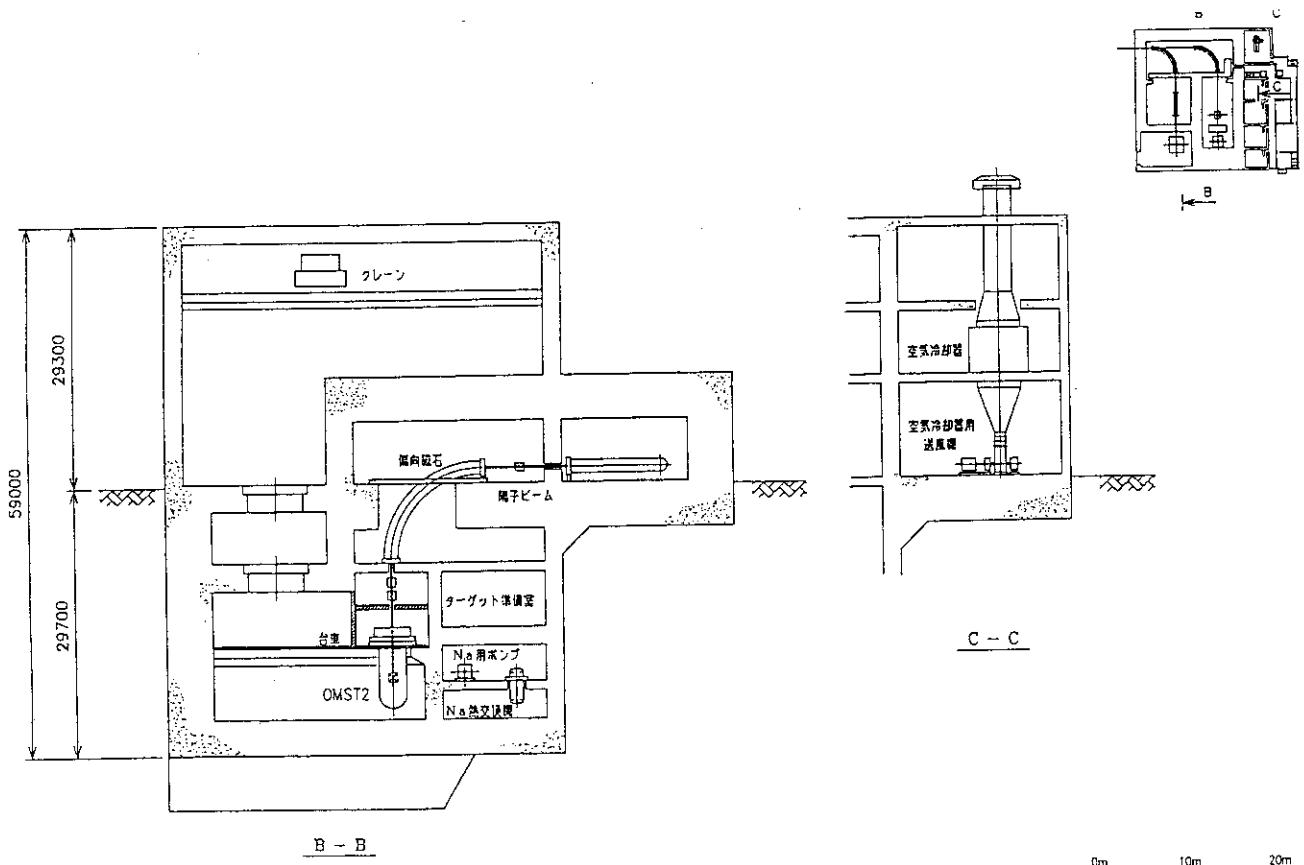


図 8 消滅処理用ターゲット照射試験施設のB-B, C-C 断面立面図

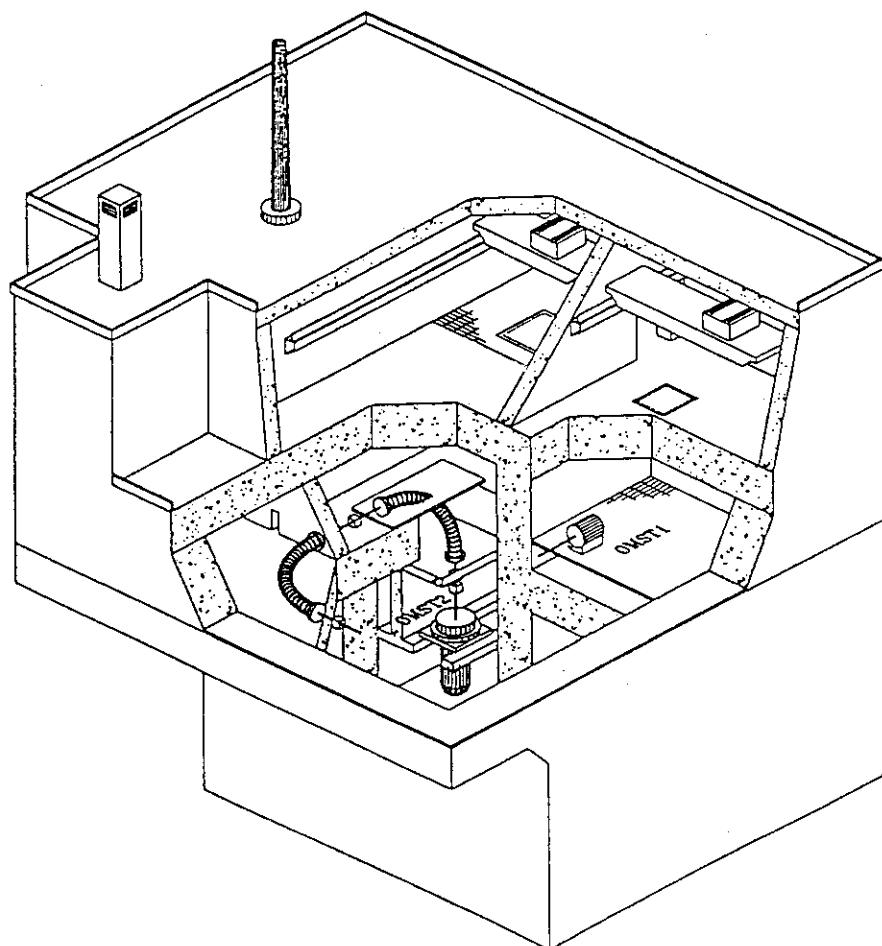


図9 消滅処理用ターゲット照射試験施設の鳥瞰図

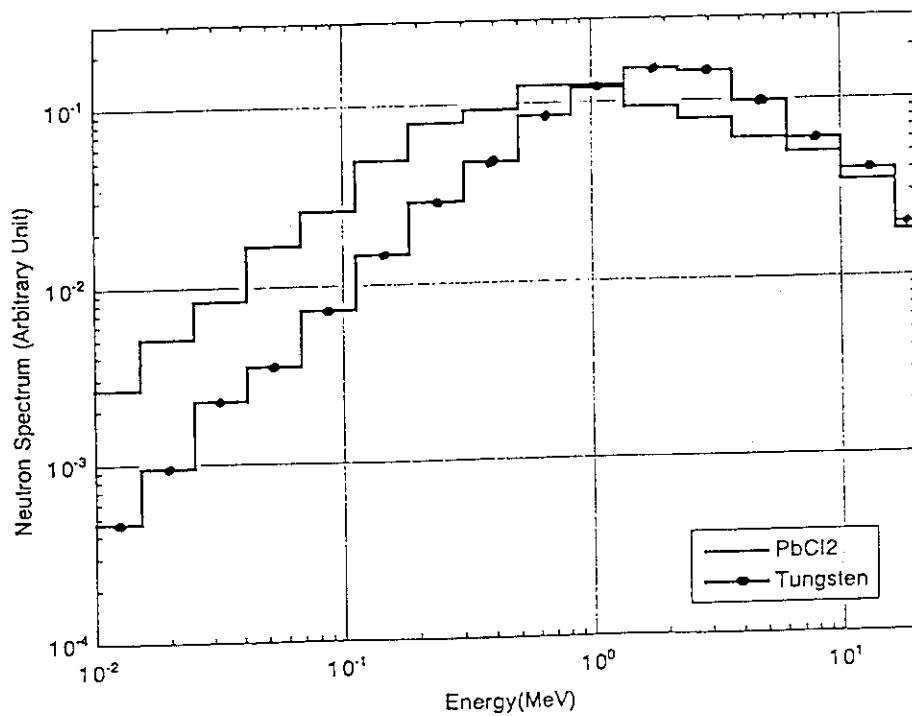


図10 ターゲットからの漏洩中性子エネルギースペクトル

10.3 加速器利用 TRU 消滅処理に関する炉物理研究開発

安田秀志
原研 粒子線利用研究室

Various researches and developments are required for the realization of a minor actinide transmutation plant. This report describes the concept of a zero power experimental facility taking account of the necessary R&D items from the view point of reactor physics. A concept of a 40 MW experimental reactor is also shortly described for a possible option of constructing it in JAERI-Tokai site. The related reactor physics activities so far at JAERI are briefly reviewed. This covers integral spallation reaction experiments and intermediate energy radiation shielding experiments.

1. はじめに

将来のエネルギー供給において原子力の果たすべき役割は大きい。少なくともここしばらくは軽水減速／冷却型発電用原子炉を主軸とすることとされている。この場合、燃え残りのウランや新しく生まれたプルトニウムを有効に利用する核燃料サイクルを実現することが望まれている。これには必然的に使用済核燃料の再処理工程が含まれ、放射能半減期の極めて長い超ウラン元素（TRU）もしくはアクチノイド元素や核分裂生成物（FP）が分離される。この中から有用な物質と有害無用の物質を分離する研究開発がオメガ計画の中で進められている⁽¹⁾。有害無用の物質は原子炉もしくは加速器ビームを利用して消滅させることができ、後の世代に対してマイナスの財産を残さないために望ましい。TRUを消滅させるのに原子炉がよいか加速器がよいかの議論はシステムの成立性、経済性、安全性から総合判断されねばならないが、このためのチェック＆レビューは平成8年度に実施されることになっている。本報告では、加速器を利用してTRUを消滅させるシステムを実現させることを目指した研究開発のうち、炉物理に関するものを取り上げて概説する。

2. 加速器利用 TRU 消滅処理の基盤研究開発

加速器利用 TRU 消滅処理を実現するためには一般の工学施設と同様に小規模から大規模までのモックアップ実験施設及び実用プラントまでについて概念検討、概念設計、詳細設計を経て建設の道を辿るが、これらを確実なものとするために基盤研究開発が不可欠である。加速器利用 TRU 消滅処理のために進めるべき研究開発の主な分野は次のように分けられよう。

(1) 群分離技術

使用済み燃料からの放射性廃棄物の適正なグループ化と高分離度を目指す。

(2) 液体または固体燃料開発

消滅性能、除熱、スウェーリング、材料両立性、放射能閉じこめ／管理を視野に入れた燃

材料・構造の開発

(3) 材料開発

陽子／中性子照射、冷却材との両立性に優れたビーム窓材、ターゲット材等の開発

(4) 除熱技術

高熱流束場を、中性子をあまり減速しない流体によって冷却する技術の開発

(5) 加速器開発

大電流の低・中・高エネルギーイオン制御技術、大容量高周波電源等の開発

(6) 廉物理・核データ

中・高エネルギー粒子の核反応、輸送に関する実験、解析コードの整備

(7) 廉心設計

出力分布、反応度、反応度温度係数、TRU消滅率等を最適化するための設計研究。

以下では、(6) 廉物理・核データのうち、廉物理に絞って記述する。核データ関連についてはここでは述べないが、中・高エネルギー領域での核反応理論の進展、微分的な実験データの収集も必要である。

3. 廉物理関連実験研究の展開

3.1 全体の展望

加速器利用TRU消滅処理に関する廉物理研究では、今後、システムの設計検討において性能を評価するため、十分信頼性のある核破碎・粒子輸送計算コード、廉物理計算コード及び核データを開発整備することが必要である。このため、次のような系統的なアプローチが必要である。

(1) ターゲット基礎実験

微小電流の高エネルギー陽子ビーム入射による単純形状及び複雑形状のターゲット内の発熱分布、中性子放出角度異方性、中性子エネルギースペクトル、核破碎核種生成量測定

(2) 核破碎積分実験

微小電流の高エネルギー陽子ビーム入射による単純形状のターゲット／炉心模擬媒質体系での中性子輸送、（核破碎核種生成量）の測定

(3) 中高エネルギー中性子遮蔽実験

数十 MeVから数百 MeVのエネルギーの中性子の鉄、コンクリート等遮蔽体透過率測定

(4) ターゲット工学実験

mA級電流の高エネルギー陽子ビーム入射による実用ターゲット及び実用ビーム窓模擬体の特性試験。中性子放出特性のほか材料、除熱研究を兼ねる⁽²⁾。

(5) 零出力炉物理実験 (kW未満)

微小電流の高エネルギー陽子ビームを入射するターゲット／未臨界実験装置体系での中性子輸送、TRU消滅の核反応率、実効増倍係数等の測定、並びに定常中性子源を遍在させた未臨界実験装置でのTRU消滅の核反応率、実効増倍係数等の測定

(6) 炉工学実験 (~40 MW)

実験炉建設・運転によってそれまでに開発されたすべての基盤技術を総合化して調べる。炉物理的には特に温度特性、燃焼特性の測定に重点を置く。

(7) 実証炉運転 (1,000 MW級)

実用規模に近い大きさでプラントの特性、信頼性を調べる。経済性評価にも資する。

3.2 すでに実施している実験研究

上記(1)から(3)までは計算コード、核データの開発整備を行うために利用される実験であり、(4)から(7)は設計の妥当性を検証するために利用される実験である。原研ではこれまでに原子炉設計のために培ってきた meVから数 MeVまでのエネルギーの中性子及び、核融合炉の中性子工学研究で取得した14 MeVまでの中性子の輸送に関する知見を蓄積してきたが、陽子加速器施設設計のために、これらの上に積み重ねる形で、さらに高いエネルギーの陽子、中性子の反応、輸送現象に関して解明すべく実験的研究を実施してきた。これらは、

- (1) 500 MeV陽子核破碎積分実験
- (2) 0.8-1.2 GeV 陽子核破碎ターゲット実験
- (3) 20-90 MeV 準単色中性子遮蔽体透過実験

である。

3.2.1 500 MeV陽子核破碎積分実験

鉛円筒体系（直径60 cm、長さ100 cm）の内部に鉛またはタンクスチーン製中実円筒ターゲットを装着してこれに微小電流の 500 MeV陽子を入射して核破碎中性子を発生させ、1 MeVから数十 MeV までの中性子輸送／反応率及びターゲット内での核破碎反応核種生成率を放射化法で測定している⁽³⁾。鉛を用いているのは消滅すべき質量数の大きな TRU を模擬するためであり、高速中性子の輸送を調べるのに適しているし TRU やウランよりも放射線管理の点で扱いやすいと考えたからである。また、この実験とは別に、0.5 及び 1.5 GeV の陽子ビーム入射を受ける小さなターゲットから発生する中性子のエネルギースペクトルの測定も大学等との協力により実施している。これらの実験には高エネルギー物理学研究所の陽子シンクロトロン施設を用いている。これらの実験に用いている装置の概略図及び写真を図 1 及び図 2 に示す。また、実験と計算結果の比較の例を図 3、4 に示す。現在実施している主な解析計算のフローを図 5 に示す。これらの実験的研究によって計算コードシステム及び核データは精度がかなり明らかになってきた。今後は計算コードの適用性を調べるために体系の物質や形状をいろいろと変化させて実験を行うとともに、計算精度を向上するため、(1) 核反応モデルの高度化、(2) 種々の物質の高い粒子エネルギー領域での核反応断面積の整備が必要である。

3.2.2 0.8~1.2 GeV 陽子核破碎ターゲット実験

タンクスチーン製中実円筒ターゲット（直径20 cm、長さ60 cm）に0.8~1.2 GeV 陽子を入射して発熱分布を熱電対で測定し、また、表面から放出される中性子を種々のエネルギー特性をもつ放射化箔を用いて測定している。ISTC 経由ロシア支援プロジェクトの1つであり、ロシアの理論物理学研究所（ITEP）を中心に高エネルギー物理学研究所（IHEP）の陽子シ

ンクロトロンブースター施設を利用して実施している⁽⁴⁾。実験装置の写真を図6、7に示す。タンクステンターゲットを用いた実験は7年度末に一応終了しており、今後解析を行う。また、8年度以降に溶融塩模擬塩化物製ターゲットを用いた実験を検討している。これらの実験データは3. 1と同様に基本的な計算技術の開発に利用するが、特に中性子放出率及び発熱量のソースタームの記述能力に焦点を合わせている。また、今後、複雑形状ターゲットを用いたモックアップ実験も必要である。この工学的色彩の強い実験には、原研自前の小型加速器を整備することが必要となるかもしれない。

3. 2. 3 20~90 MeV 準単色中性子の遮蔽体透過実験

従来から利用されている遮蔽材料である鉄、コンクリート等の板状供試体に20~90 MeVの単色に近い中性子ビームを入射させてその透過率を種々のエネルギー感度の検出器で測定している。これには原研高崎研究所のイオン照射研究施設(T I A R A)における準単色中性子源を用いており、大学とのプロジェクト共同研究の1つとして実施している⁽⁵⁾。実験データベースの整備、計算コード開発に用いている。実験装置構成の概念図を図8に、加速器のターゲット部及び遮蔽実験架台の写真を図9、10に、また、典型的な実験結果と計算結果の比較を図11に示す。

3. 3 今後の実験研究

当面は、上記3. 1節の(1)~(3)の実験を継続するが、その後には(4)~(7)の実験を行う必要がある。これらのうち、(4)については、本ワークショップ論文集における関連発表「消滅処理用核破碎ターゲット実験の検討」に示されるのでここでは記述を割愛し、(5)、(6)について記述する。

3. 3. 1 零出力炉物理実験(kW未満)

現在原研で概念設計段階にある消滅処理プラントでは1.5 GeVの加速エネルギー、数10 mAの電流の陽子ビームをターゲットに入射して未臨界炉心を駆動することとしている。零出力炉物理実験施設ではこの炉心及びターゲットを炉物理特性の観点から模擬できる装置を建設し、微弱な電流の陽子ビームを入射して実験を行う。いわば、原子炉の臨界実験に相当する実験研究を実施するものである。ターゲット単体に陽子ビームを入射して核破碎反応を起こさせることにより中性子発生量／放出角度分布／エネルギースペクトル、発熱分布の測定をここで実施してもよい。炉心／ターゲットでの高エネルギー粒子輸送、TRU核種核分裂等の反応率、実効増倍係数測定等を含む未臨界実験であり、加速器施設遮蔽実験もある程度実施できよう。

(1) 施設の必要性

すでに各種の原子炉や物質科学研究用核破碎中性子源に関する知見がかなり蓄積されているにも関わらず、本施設を用いた積分実験研究が必要な理由は以下のとおりである。

- 1) 消滅処理プラントの炉心は臨界条件に達しない、かなり深い臨界未満の炉心であるため、一般の原子炉の運転時とは大きく異なった出力分布を持つので、その予測精度を確認しな

ければならない。

- 2) 駆動源がターゲットでの核破碎中性子であるため、線源位置が局所的であり、かつ、かなり前方放出が多い非等方中性子源である。また、線源エネルギースペクトルが核分裂中性子のものよりかなり硬く、極めて高いエネルギーの中性子も放出される。これらのため、やはり出力分布の正確な予測が難しい。
- 3) ターゲットを含んだ炉心の構成材料としてTRU、塩化物溶融塩、タンゲステン等、原子炉でこれまでに余り使われていないものがあるので、核データのみならず、その炉心特性を明らかにする必要がある。
- 4) 大きなビーム入射孔が存在するため中性子ストリーミングが甚だしい。このため、出力分布、中性子漏洩量の正確な評価は難しい。
- 5) 反応度制御設備を原則的には用いないで、長期間、一定出力で運転することが望ましいので、初期実効増倍係数が精度よく予測されなければならないのはもちろんのこと、燃焼が進んだ状態でも実効増倍係数をできるだけ初期値に近い値に保つようにする最適化研究が要求される。このため、モックアップ実験が必要である。

(2) 消滅処理炉心熱出力と陽子入射電流の関係

I (mA) の陽子ビーム電流で毎秒炉心に誘起される核分裂数 F は次のように表される。

$$F = C_p I N_n / N_p \mu k_{eff} / (1 - k_{eff}) / n \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

ここで、

C_p : 1 mA の陽子ビームによって毎秒入射される陽子数 6.242×10^{15} (p/s)

I : 入射陽子ビーム電流 (mA)

N_n / N_p : ターゲットでの中性子生成率 (核破碎中性子数 / 陽子数)

μ : ターゲットから放出される核破碎中性子と炉心 TRU 燃料から放出される核分裂中性子のエネルギーの違い、放出場所及び放出角度分布の異方性を考慮に入れた中性子実効値への換算因子

k_{eff} : 実効増倍係数

n : TRU の核分裂中性子放出数

また、システム全体の熱出力 P は次のように表される。

$$P = P_f + P_t \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

$$P_f = F / 3 \times 10^{10} = 2.0807 \times 10^5 I N_n / N_p \mu k_{eff} / (1 - k_{eff}) / n \quad (W) \quad (3)$$

$$P_t = \tau E_p x I \quad \dots \dots \dots \quad (4)$$

ここで、

P_f : 中性子による核分裂で炉心に発生する熱エネルギー (MW)

P_t : 陽子によりターゲットに発生する熱エネルギー (MW)

E_p : 入射された陽子の運動エネルギー (GeV)

τ : ターゲットに与えられた陽子の運動エネルギーのうちターゲット発熱に寄与する割合。

例えば、 $I = 10 \text{ (mA)}$

$$N_n / N_p = 30$$

$$\mu = 1$$

$$k_{\text{eff}} = 0.95$$

$n = 2.8$ (仮に ^{237}Np の値を使う)

$\tau = 0.7$ (Full stop target での概略値) を代入すると、

$$F = 1.271 \times 10^{19} \text{ (核分裂数/秒)}$$

$$P_f = F / 3 \times 10^{10} = 4.24 \times 10^8 = 424 \text{ MW}$$

$$P_t = t E_p \times I = 0.7 \times 1.5 \text{ GeV} \times 10 \text{ mA} = 10.5 \text{ MW}$$

$$P = P_f + P_t = 434 \text{ MW}$$

となり、実効増倍係数が0.95の炉心に10mA陽子ビームを入射すると極めて大きな熱出力となり、炉物理実験には適しないことがわかる。

また、零出力炉物理実験を実施するには炉心とターゲットを合わせて、定常出力 $P = 200 \text{ W}$ くらいまでが保健物理的観点及び測定器の動作条件の観点から手頃であり、これには、直流ビームが最も望ましい。前掲の式を逆算すると、 $I = 10 \text{ (mA)}$ の代わりに、 $I = 4.6 \text{ (nA)}$ を定常的に入射することが必要とわかる。いくつかの組み合わせ検討例を表1に示す。いずれにしても、現在原研が開発しようとしている陽子加速器の定格陽子電流10mAよりも6桁程度も低い電流のビームを本実験施設に持ち込む必要がある。開発中の大強度陽子加速器は直流ビームを発生できないのでマクロパルスを継続的に生み出す連続運転(CW)を行うことになる。CWとはいえば、設計値であるマクロパルス周波数50Hzというのはかなり臨界未満の高速中性子系である消滅処理のモックアップ炉心では出力を振動させることになる。実効増倍係数が0.95の炉心の出力は直流成分のほかに、10 ms程度の短時間だが、これよりずっと高いパルス成分をもち、その面積比(パルス面積/直流面積)は~10以上にも達する。

6桁低いビームを得るには、マクロパルスのごく一部の時間だけをサンプリングして実験施設に入射するのが現実的である。例えば、マクロパルス2ms幅、50Hz、ミクロパルス200 MHzで加速される実効電流 1 mA (Duty 10%) の運転を考える。

毎秒当たりの電荷 $1 \times 10^{-3} \text{ coulomb/s}$ (以下、coulombをCと表す)

マクロパルス当たりの電荷 $1 \times 10^{-3} / 50 = 2 \times 10^{-5} \text{ C} / \text{マクロパルス}$

マクロパルス当たりのミクロパルス数 $200 \times 10^6 \times 2 \times 10^{-3}$
 $= 4 \times 10^4 \text{ ミクロパルス/マクロパルス}$

ミクロパルス当たりの電荷 $2 \times 10^{-5} / 4 \times 10^4 = 5 \times 10^{-10} \text{ C} / \text{ミクロパルス}$

ミクロパルス当たりの陽子数 $5 \times 10^{-10} \times 6.24 \times 10^{18} = 3.12 \times 10^8 \text{ 陽子/ミクロパルス}$

一方、4.6nA、1時間(3600秒)の陽子入射は16.6mCの電荷に相当するから、ミクロパルス(1ミクロパルス当たりの電荷としては0.5 nC)を利用するとすれば、 $16.6 \times 10^{-6} / 0.5 \times 10^{-9} = 3.3 \times 10^4$ 個入射するのと同じ電荷となる。マクロパルスの中からミクロパルスを1個取り出して使う場合には、 $3.3 \times 10^4 / 50 \cdot 60 = 11$ 分の入射時間となる。これによってマクロ的にみれば遅発中性子による擬似的に定常な出力レベルを1分の間保てるので炉物理量の測定が可能である。。測定時間は実験項目にもよるが、2時間くらいが望ましいこともあり、その場合にはミクロパルス

当たりの陽子数を上の値よりも1桁少なくしたい。これでも瞬時に放出される中性子数が多すぎてパルス計数管での実験は窒息現象で個々のパルス観測が妨害されうる。検出器の感度を適当に選ぶとかで解決して即発中性子崩壊の様子を測定したいが、ガンマ線や高周波電場の影響を排除しなければならない。エレクトロニクスの窒息現象だけならゲート回路でこの窒息時間を避けて直流部分だけを測定することは可能かもしれない。放射化実験や微少な発熱分布測定のような時間積分手法による実験の実施は可能である。数100Hzに折れ点周波数を持ち動作レンジの広い電離箱を用いれば窒息の問題は避けて通れるだろう。

また、加速器を利用できるまでに、FCAのような臨界実験装置等において、放出角度分布に異方性を持つように工夫した Cf 中性子源を用いる等によって可能な実験を先行して実施することも研究を加速するために価値がある。

3. 3. 2 炉工学実験 (40 MW)

この施設においては、ほとんどすべての技術のデータを得る。ビーム窓・ターゲット等の材料の耐久性、燃料の耐久性／燃焼特性、炉物理特性、出力分布、冷却能力等について総合性能を調べる。零出力炉物理実験施設と同様に検討すべき施設のパラメータの組み合わせを選んだ結果を表2に示す。総合的データを得るために大きな N_e/N_p 値を用いている。実効増倍係数を0.9～0.95に選んで40 MW出力の実験を行うには陽子ビームは1～2 mAでよいことが判る。ただし小型炉心構成により実効増倍係数を0.57と低く選んで40 MW出力の実験を行うには10mAの陽子ビームが必要であり、どのオプションを選択するべきかについては今後十分に議論を重ねることが必要である。どちらにしてもこの施設は規模が研究炉（JRR-3Mで20 MW、JMTTRで50 MW）と同等のレベルであり、中性子科学研究の一環として、加速器建設地と同じ東海研究所に設置することを真剣に検討すべきである。

3. 3. 3 実証炉運転 (1,000 MW級)

消滅処理の実現には必要な経験ではあるが原研、東海研究所で実施する規模、内容ではないと考えられ、これまで具体的検討を行っていない。

4. おわりに

加速器利用TRU消滅処理に関する炉物理研究を展望した。主として原研におけるこれまでの実験研究開発を記述し、次に来るべき零出力炉物理実験の研究を記述した。実験炉レベルの施設についても少し触れた。零出力炉物理実験には、現在開発を目指している大強度陽子加速器の運転モード10 mAからナノアンペアまで絞れるようになることが必要である。陽子ビームをフルパワー近傍で利用する実験炉のパラメータについても検討例を示した。40 MWの実験炉の建設地を東海に選ぶためには立地の検討が不可欠であり、施設の基本的検討、概念設計のほかに安全性を説明できるだけのデータベース確立についても力を注ぐ必要がある。

なお、本報告書の中心部である3. 3節は、オメガ検討グループにサブグループを設けて検討した内容を取り入れてまとめた。この検討に加わったメンバーは、以下の諸氏である。

中川正幸、山根 剛、岡島成晃、山下清信、秋江拓志、佐々敏信、向山武彦、

高田 弘、明午伸一郎、東稔達三、安田秀志

参考文献

- (1) 滝塚貴和、「消滅処理の研究課題と研究施設」、本論文集
- (2) 西田雄彦ほか、「消滅処理用核破碎ターゲット試験の検討」本論文集
- (3) H. Takada, et al., "Target Experiment for Nuclear Transmutation", 第一回大強度陽子加速器利用に関するワークショップ、JAERI-Conf 95-017, (1995)
- (4) V. I. Belyakov-Bodin, "Nuclear-Physical Experiment with Tungsten Target", Final Scientific & Technical Report, ISTC Project #157 (1996)
- (5) Y. Sakamoto, et al., " Shielding Experiments with Quasi-Monoenergetic Neutrons between 15 and 90 MeV at 90 MV AVF Cyclotron Facilities TIARA", Proc. 8-th Conf. on Radiation Shielding, Arlington, 24-28 April 1994, Vol. 2 (1995)

表1 消滅処理炉物理実験施設と実用炉の主要パラメータの検討例

パラメータ	炉物理実験施設				実用炉
	A案	B案	C案	D案	
I_p (nA)	50	13.2	4.6	61	40 (mA)
N_n/N_p	10	10	30	30	30
k_{eff}	0.80	0.95	0.95	0	0.95
出力倍率B	4.0	19	19	0	19
$I_p \cdot N_n/N_p \cdot B$	0.0020	0.0025	0.0026	0.0018	22800
$0.7E_p \cdot I_p (W_t)$	52	13.8	4.8	64	42 (MW _t)
全体熱出力 (W _t)	200	200	200	64	1740 (MW _t)

 I_p : 陽子ビーム電流 N_n/N_p : 入射陽子当たり核破碎中性子発生数 k_{eff} : 実効増倍係数出力倍率B = $k_{eff} (1 - k_{eff})$ $0.7E_p \cdot I_p$: ターゲット発熱

表2 消滅処理工学実験炉と実用炉の主要パラメータの検討例

パラメータ	工学実験炉				実用炉
	A案	B案	C案	D案	
I_p (mA)	10	4.0	1.89	0.92	40
N_n/N_p	30	30	30	30	30
k_{eff}	0.57	0.8	0.9	0.95	0.95
出力倍率B	1.32	4.0	9.0	19	19
$I_p \cdot N_n/N_p \cdot B$	400	480	510	530	22800
$0.7E_p \cdot I_p (MW_t)$	10.5	4.21	1.98	0.97	42
熱出力 (MW _t)	40	40	40	40	1740

 I_p : 陽子ビーム電流 N_n/N_p : 入射陽子当たり核破碎中性子発生数 k_{eff} : 実効増倍係数出力倍率B = $k_{eff} (1 - k_{eff})$ $0.7E_p \cdot I_p$: ターゲット発熱

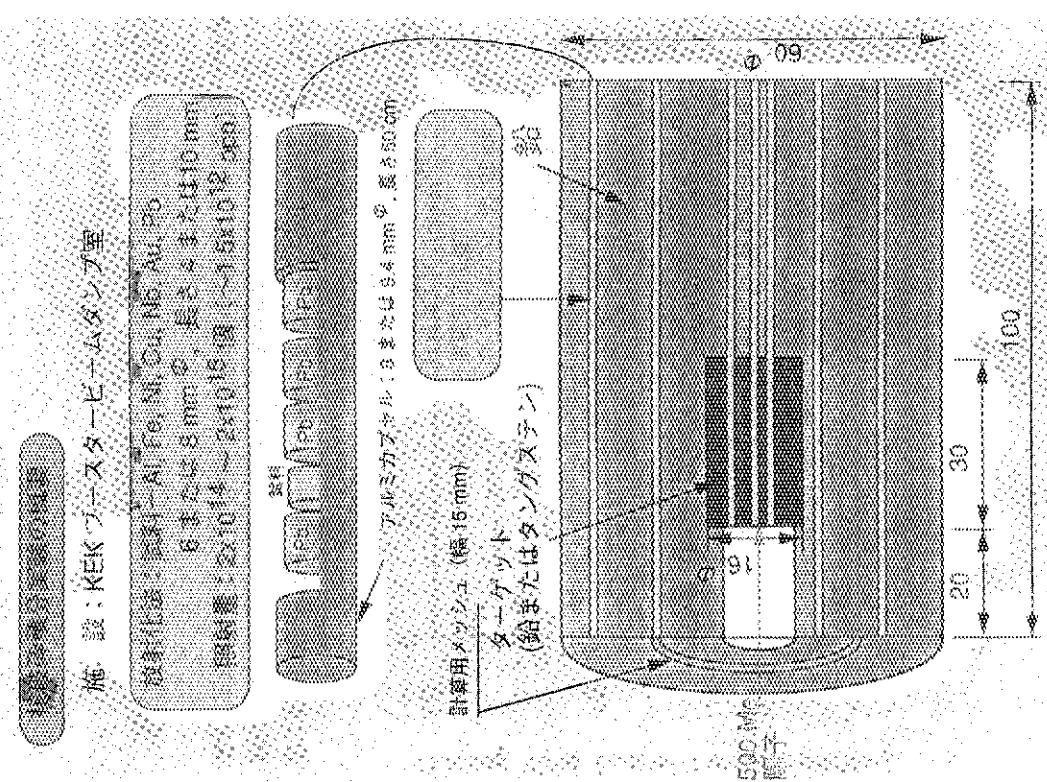


図1 試料挿入方向が軸方向の体系と径方向の体系がある。
試料を用いた核破砕積分実験の概念図

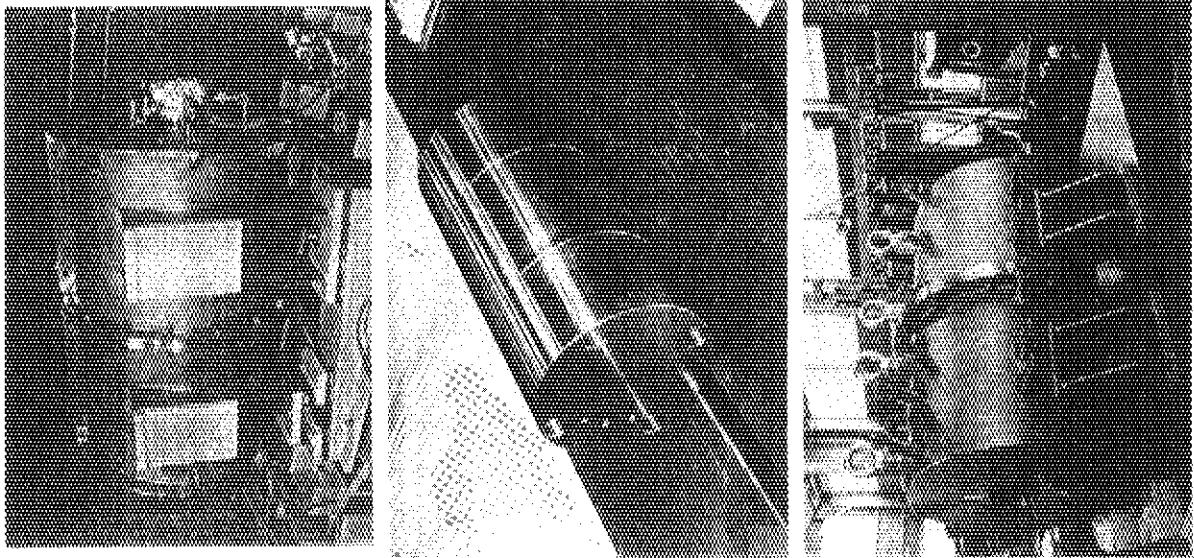


図1(a) 第1、2期に使用した鉛体系
体系は直徑 60 cm、長さ 100 cm で、試料がビーム入射軸と平行に挿入される構造である。

図1(b) タンクステンターゲット
外径 16 cm、長さ 30 cm のステンレス管器に挿入され、鉛体系に接続される。

図1(c) 第3期に使用した鉛体系
体系は直徑 60 cm、長さ 100 cm で、試料がビーム入射軸と垂直に挿入される構造である。

図2 核破砕積分実験に用いる鉛体系とタンクステンターゲット

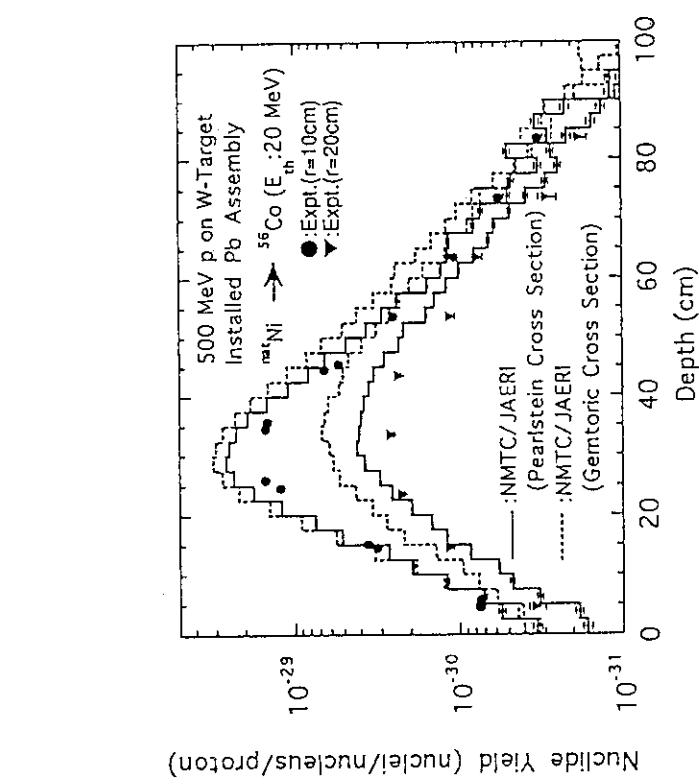


図 3 核破砕積分実験で得られた 20 MeV 中性子反応率分布

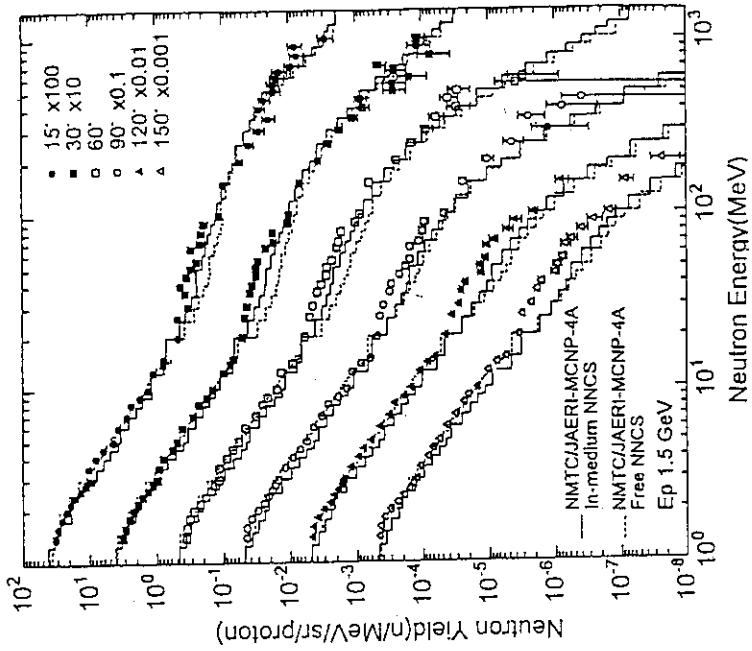


図 4 小型ターゲット核破砕実験で得られた放出中性子エネルギースペクトル

図 8 1.5 GeV 隅子を縦 15 cm、横 15 cm、厚さ 15 cm の鉛ターゲットに入射した場合の中性子エネルギースペクトル。図中の印、線に関する脚注は図 7 と同様。

図 16 500 MeV 隅子をタンクステンターゲット一組体系に入射した場合の半径 10 及び 20 cm の位置に挿入した Ni ベレットにおける ^{56}Co 生成率分布

黒丸：実験結果、実線：Pearlstein の断面積を用いた計算、点線：幾何学的断面積を用いた計算。

:NMTC/JAERI
(Pearlstein Cross Section)

:NMTC/JAERI
(Gentamic Cross Section)

10⁻³⁰

10⁻²⁹

500 MeV p on W-Target
Installed Pb Assembly
 $\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ ($E_{\text{th}} = 20$ MeV)
●:Expt. ($r=10\text{cm}$)
▼:Expt. ($r=20\text{cm}$)

Nucleide Yield (nuclei/nucleus/proton)

0 20 40 60 80 100

Depth (cm)

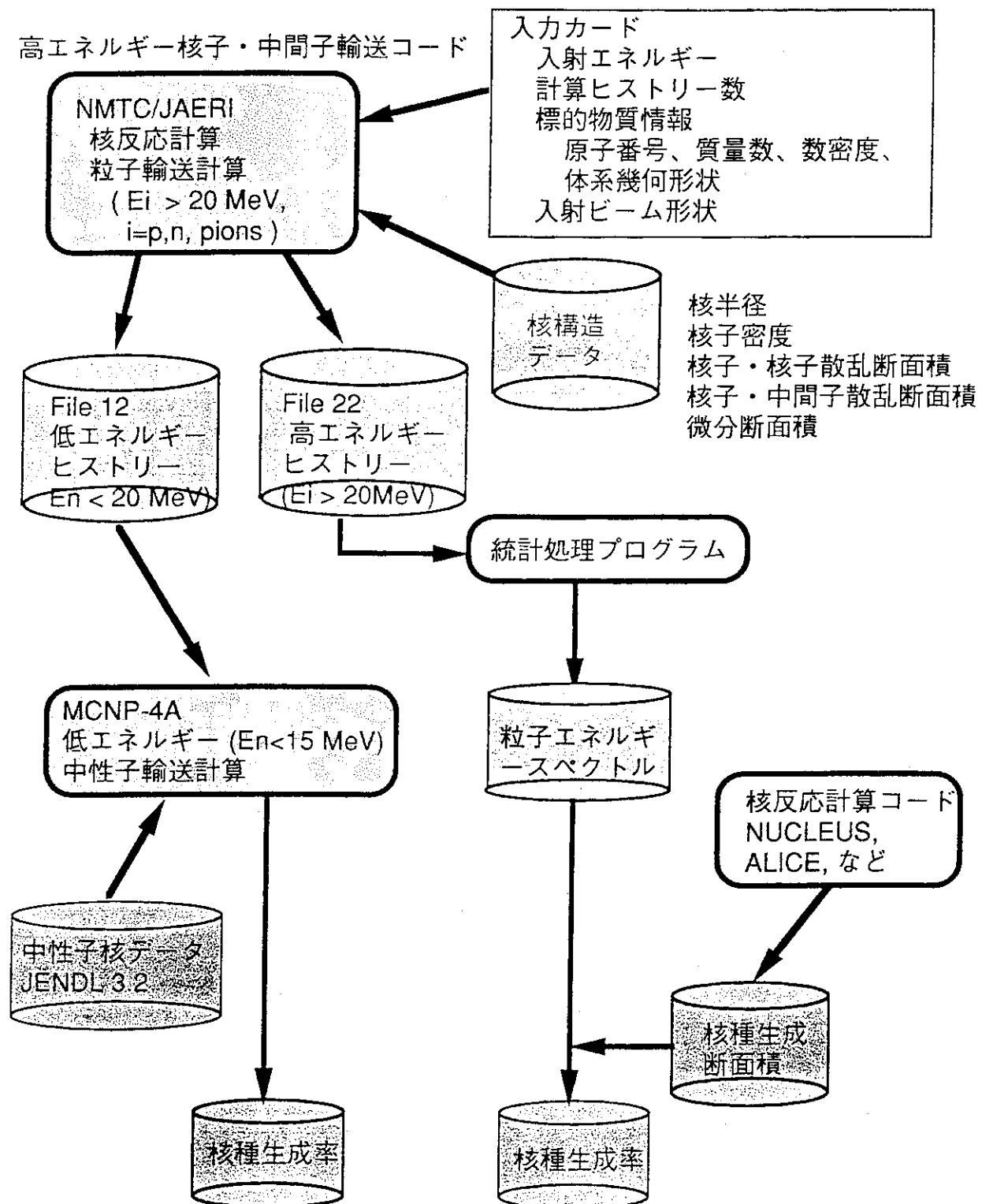


図5 核破碎積分実験の解析計算方法の概略図

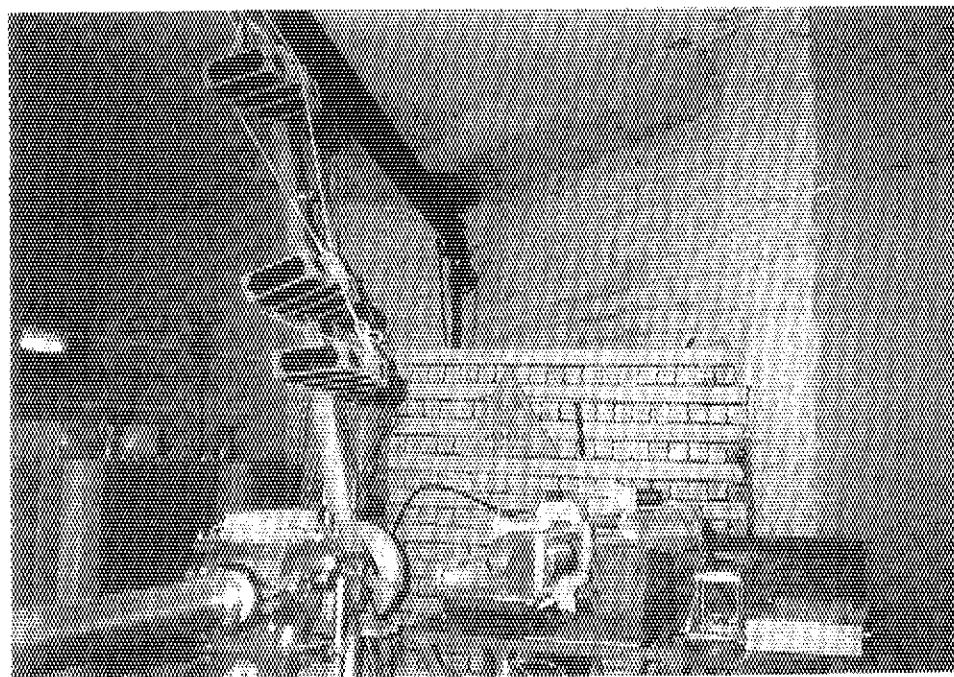


図6 ITEP/IHEPにおける核破碎実験の装置外観
タングステンターゲット核破碎発熱分布と表面放出中性子反応率を測定する

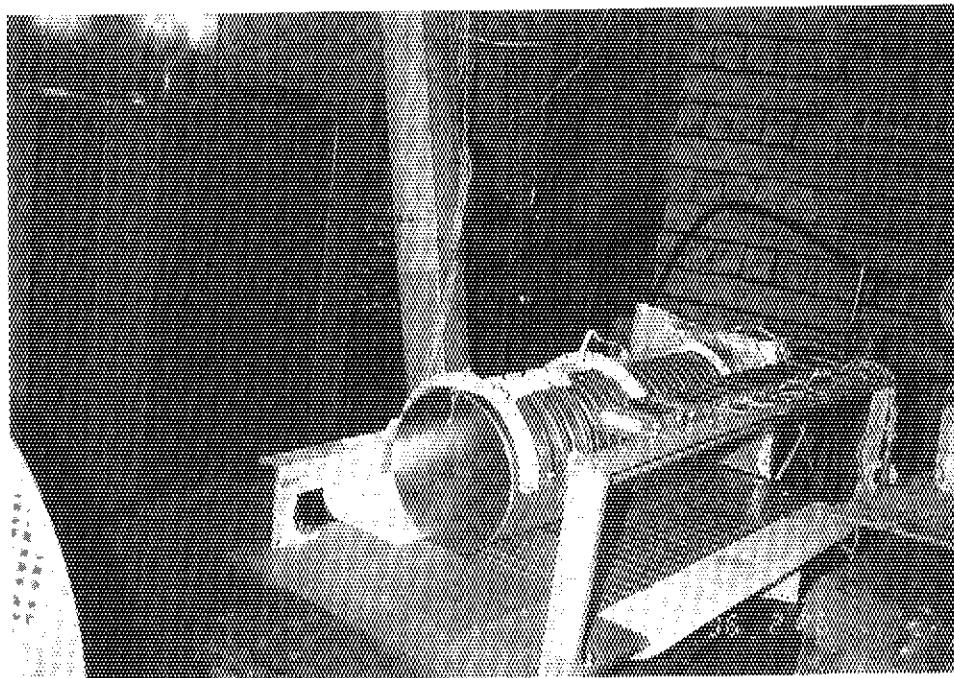


図7 ITEP/IHEPにおける核破碎実験のタングステンターゲット

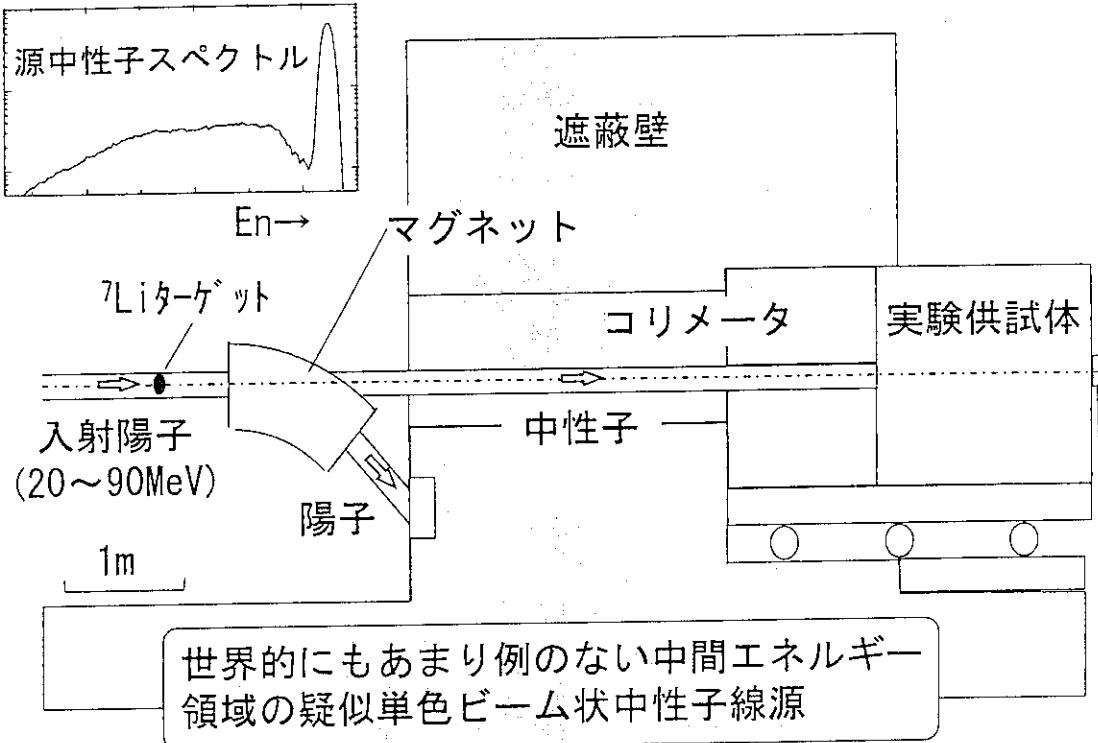
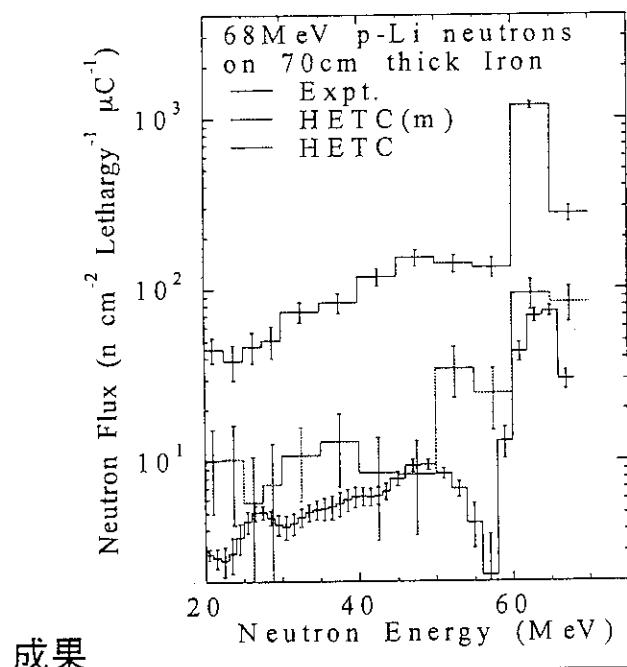


図8 TIARAにおける遮蔽実験装置構成の概念図



中間エネルギー領域における遮蔽実験データを測定し、設計手法の計算精度を向上させた。

図9 遮蔽実験の典型的な実験結果と計算結果の比較

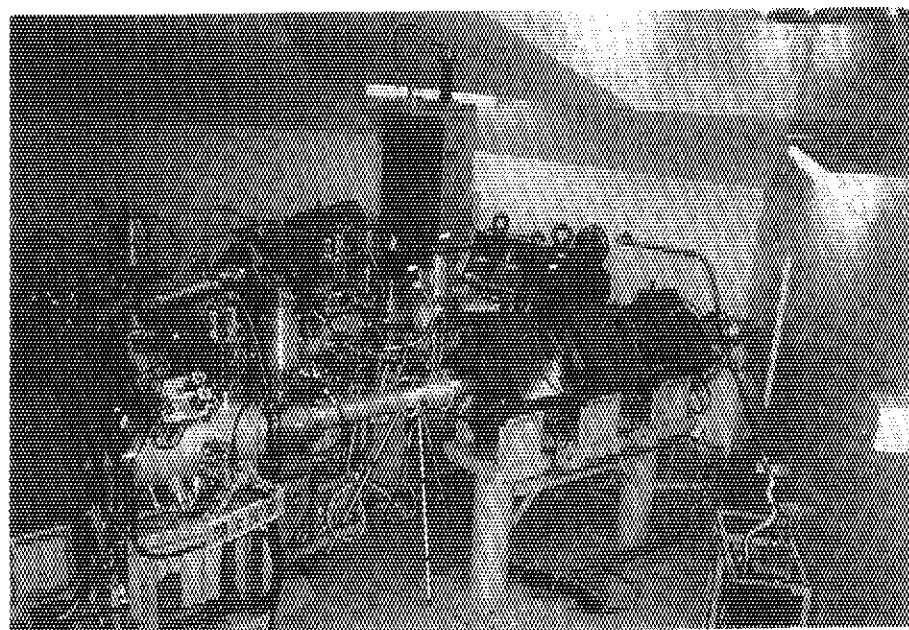


図10 TIARAにおける加速器のターゲット部

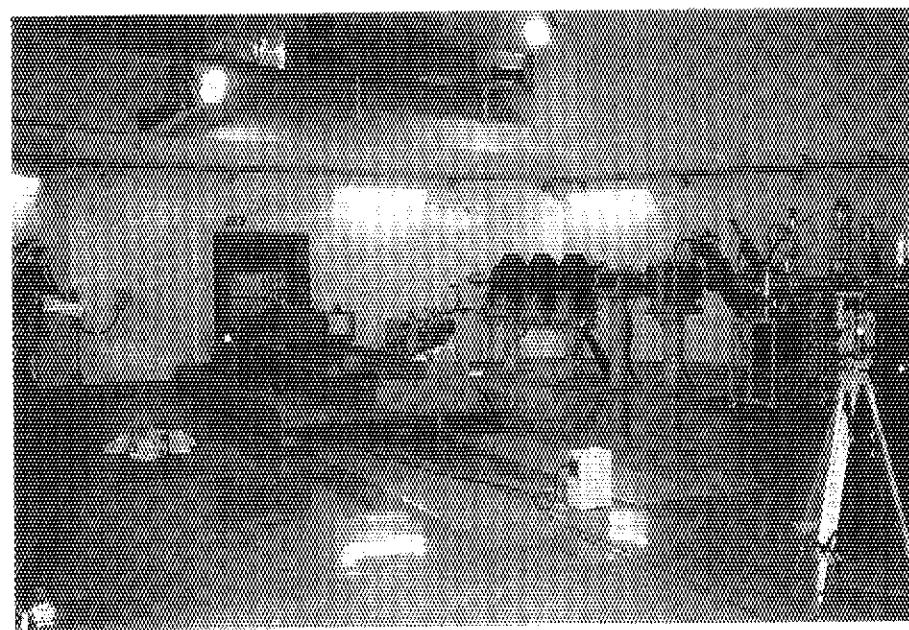


図11 TIARAにおける遮蔽実験架台

11. 全体討論

11.1 原研の中性子源は如何にあるべきか

渡辺 昇

日本原子力研究所

Abstract

The importance of a next-generation neutron source in JAERI is discussed. The feasibility and the performances of three types of neutron sources, namely continuous wave spallation source (CWSS) , long-pulse spallation source (LPSS) and short-pulse spallation source (SPSS) , are compared based on a proposed JAERI accelerator, a superconducting (SC) proton linac (1-1.5 GeV, 25-16 mA in peak current, finally CW). How to realize one of the world's best neutron source using such a linac with a modest beam-current and what type of neutron source is the best for such a linac are the most important current problems. Since the accelerator is not favorable for LPSS due to a lower peak current and there exist serious technical problems for a CWSS target, a short-pulse spallation source would be the best candidate to realize a 5 MW-class SPSS like ESS, provided that the H⁻-injection to a compressor ring over a long pulse duration (>2 ms) is feasible.

1. はじめに

原研の中性子科学研究計画には中性子を用いる多彩な研究分野が網羅されているが、ここでは中性子散乱研究者の立場から、原研の中性子源は如何にあるべきかについて述べてみたい。このセッションの目的である全体計画に対する討論の切っ掛けになれば幸いである。

まず、中性子ビームの重要性は今後どうなるのか？ 中性子散乱による物質科学研究は21世紀においても放射光とともに極めて重要な研究手段であることが世界的に認められており（OECD Megascience Forum）、それなくしては21世紀における科学技術競争に生き残れないとさえ云われている。しかしながら世界的にみて利用可能な中性子源の数は急速に減少しつつあり、来世紀初頭にはその3/4が消えてしまう。そのような危機感から、OECD Megascience Forumでは中性子源を当面の最重要課題と位置づけ、その開発・建設を推進しようとしている。

次に、原研が目指す中性子源の必要条件について考えてみると、次のようになると思う。

1. 21世紀前半において世界第一級であること
2. 21世紀前半の原研の戦略にベストフィット、すなわち
 - (1) 原研自体の基礎研究活性化の基幹設備になり得ること
 - (2) 中性子ビーム供給者としての原研の役割が果たせること
3. JHPとの相補性／共存性がはかられること
4. 下記のような関連研究分野、他分野との共存が可能であること
 基礎科学：ミュオン、核物理、基礎物理、照射効果等々
 工学利用：Nuclear Transmutation／Breedingの基礎研究等

4の項目は重要であるが、単に総花的であってはならない。核となり得る分野は絶対に必要である。中性子散乱研究は、その柱となり得るものである。

2. 世界のスポレーション中性子源の動向

大型研究用原子炉、すなわち高中性子束炉（HFR）の建設が益々困難になりつつある環境の中で、各国は次世代中性子ビーム源として、大強度陽子加速器によるスポレーション中性子源の開発、建設を計画している。Table 1は稼働中、建設中及び計画中の世界のスポレーション中性子源を一覧表にしたもので、計画中のものはほとんどがMW級のパルス中性子源である。約5 MWのスポレーション中性子源から得られる時間平均冷・熱中性子束は、ほぼ ILLのHFRの値 ($1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$) に匹敵することが知られており、それに時間構造を持たせる（パルス化する）ことによりその実効的能力を10-1000倍に高め、new scienceを推進することを目指している。EUが進めているESS計画はその代表格である。一番下の枠内は、これから議論する原研のスポレーション中性子源のいくつかの可能性について示したものである。

3. 加速器と中性子源の種類

現在考えられている加速器駆動中性子源は次の三つのタイプで、それぞれそれに適した加速器がある。逆に加速器が与えられた時どのような中性子源が一番適しているかについて以下に述べる。

Table 1 Spallation Neutron Sources in the World

In Operation

	MeV	μA	k W
KENS-I*	500	5	2.5
IPNS*	450	18	8
LANSCE*	800	70	56
ISIS*	800	200	160

Under Construction

	MeV	mA	MW
SINQ(CW)	590	1.2	0.7
MMF-0.6/Moscow*	600	0.5	0.3

Under Planning

	GeV	mA	MW
AUSTRON*	1.6	0.125	0.2
JHP*	3	0.2	0.6
IPNS upgrade*	2	0.5	1
LANSCE(LPSS)	0.8	1.25	1
ESS*	1.334	3.75	5
BNL*	3.6	1.4	5
ORNL*			5

JAERI*	1-1.5	5-4	5
JAERI(LPSS)	"	1.5-1	1.5
JAERI(CW)	"	3.3-10	5-10

*Short Pulse Spallation Source (SPSS)

LPSS : Long Pulse Spallation Source

CW : Continuous Spallation Source

- (1) 先ず、定常(CW)ビームの得られる加速器を用いる場合には定常スポレーション中性子源(CWSS)を考えるのが自然で、Table 1のSINQがその一号機である。ビーム実験用重水炉の炉心をスポレーションターゲットに置き換えたような構造で、利用の方法も定常炉と殆ど同じである。
- (2) 第2のタイプはこれまでのスポレーション中性子源で一番多いスポレーションパルス中性子源である。次に述べるlong pulseと区別してShort-Pulse Spallation Source(SPSS)と呼ぶ。当然幅の短いパルス状ビームが得られる加速器と組合せて用いる。
- (3) 第3のタイプは最近登場した新しいコンセプトで、陽子リニアックから得られる約1msのマクロパルスをそのままターゲットに当てて中性子を発生させる。これをSPSSと区別してLong-Pulse Spallation Source(LPSS)と呼ぶ。このような幅の広いパルス中性子で、如何に有効に中性飛行時間(TOF)法による散乱実験が行えるかについて、最近ホットは議論が進んでいる。多くの中性子ユーザーに一番なじみの少ない中性子源である。

Table 2 大強度中性子ビーム源用加速器と中性子源

加速器の種類	ビームの時間構造	中性子源の種類	ビーム強度(当面の上限)
Ring cyclotron	CW	CWSS	~10MW*
P/H ⁻ linac	long pulse (~1ms)	LPSS	~10MW
H ⁻ linac+CR**	short pulse (< μs)	SPSS	~ 5MW
SCC linac***	CW	CWSS	~20MW*

* 一応当面の上限、ターゲットは未解決

** CR : Compressor ring

*** 超伝導リニアック

Table 2は現時点で考えられる実用的な大強度陽子加速器の種類と上述の3つのタイプの中性子源との組み合わせを示したもので、おおよそどのくらいのビーム出力まで考え得るかが示してある。SPSSを実現するには、Tableに示す如くH⁻リニアック+コンプレッサーリングが主流であるが、JHP(3 GeV)やBNL計画(3.6 GeV)のように比較的エネルギーの高いRapped Cycling Synchrotron(BNLでは2台の同時運転)で大強度SPSSをつくろうという考え方もある。

4. 中性子束の比較

原研で検討を進めている加速器を用いて、前節で論じた三つのタイプの中性子源をつくるとしたら、どのような性能、すなわち中性子束が得られるであろうか。

原研が陽子工学センター構想を掲げて検討を進めて来た時代（昨年のこのワークショップの頃まで）の主加速は、ETAと呼ばれる常伝導の陽子リニアック（1.5 GeV、時間平均電流10 mA）であった。ピークビーム電流は100 mAと高く、パルス幅1 ms、繰り返し100 Hz（duty cycle 0.1）で、現在EUが進めているESS計画におけるH⁻リニアック（1.334 GeV、ピーク電流108 mA、パルス幅1.2 ms、繰返し50 Hz）とよく似ている。

その後原研はETAに代り超伝導キャビティ（SCC）をhigh- β セクションに用いた超伝導リニアックの検討を精力的に進めている。将来の工学利用（加速器による核消滅処理や増殖）のための大強度陽子ビームを安定に得るには、パルス状ビームを加速するリニアックよりは、連続（CW）ビームを加速できるものの方が有利との判断によるものであろう。今原研が考えている超伝導リニアックは1-1.5 GeV（エネルギーは予算、コストにより決る）、ピーク電流25-16 mA、duty cycleの最終目標は1、すなわちCWを目指している。

Table 3 Neutron source performance expected with ESS/JAERI type accelerators

Source type	P-beam power(MW)	$\bar{\Phi}_{th} (\times 10^{15} \text{n/cm}^2 \text{s})$	$\hat{\Phi}_{th} (\times 10^{15} \text{n/cm}^2 \text{s})$
CW (D_2O reactor type)	8.64*/10**	1.7/2	—
LPSS (1ms × 60 Hz)	8.64*/1.5***	1.7/0.3	29/5
SPSS ((<1 μ s) × 50 Hz)	5/5#	1/1	500/500##

* 107 mA × 1.2 ms × 50 Hz × 1.334 GeV

** assumed max. acceptable power

*** 25 mA × 1 ms × 60 Hz × 1 GeV

assuming 3 compressor ring (CR)'s

25 mA × 0.6 (chopping factor) × 2.2 ms (<assumed space charge limit) × 50 Hz × 1 GeV × 3CR's

assuming average moderator pulse width (40 μ s) in the thermal neutron region

ETAやESSリニアックに比べ、このようにピーク電流をモデストにおさえ（数分の1）、その代りパルス幅はいくらでも長くできるというリニアックを用いてどのような中性子源が考えられるかを検討するとTable 3のようになる。先ずターゲットにどれだけのビーム出力を与えることが出来るか、そしてどのような時間平均熱中性子束 $\bar{\Phi}_{th}$ 及びピーク熱中性子束 $\hat{\Phi}_{th}$ が得られるかについて示したもので、／記号の上の数値がESSのようなピーク出力の高い

リニアックを用いた場合、下の数値は原研が考えている超伝導リニアックを用いた場合である。ここでは次のような仮定を行っている。先ず、CWSSについては5 MWでもターゲットの開発は後で述べる如く非常に困難であるといわれており、超伝導リニアックをCW運転すると25 MW得られる計算になるが、10 MWを出力上限と仮定した。SPSSでは、超伝導リニアックからのlong-pulse (ms) をCRでshort-pulseに変換する必要があるが、後で述べるように十分長いパルス幅にわたってCRにビームが蓄積できると仮定した。またLPSSではパルス幅は1 ms以上にしても利用上有効ではなく、したがって1 msとし、繰返しは目一杯頑張って60 Hzまで有効利用できると仮定している。この表から明らかに如く、LPSSを選んだ場合JAERIタイプ加速器（超伝導リニアック）は高いビーム出力を与えることが出来ず、時間平均熱中性子束 $\bar{\Phi}_\text{th}$ は他に比べ低い。一方SPSSでは、H⁻リニアックからのピーク電流は低いが、もし十分長いパルス幅のビームをCRに蓄積できるなら、ESSと同じ5 MWも可能であることを示している。

5. CWSS及びLPSSの問題点

CWSSではターゲットは重水炉と同様の大きな重水槽の中に置かれる。原子炉の炉心に比べ熱中性子吸収が著しく低いターゲットが実現できるなら、おおよそ5 MWでILL HFRと同等の冷・熱中性子束が得られる計算になる。Table 4はスポレーションターゲット材料に要求される諸元を枚挙したもので、CWSSでは10の条件が特に重要となる。

LPSS及びSPSSでは2の条件が不可欠であるが、CWSSでは前者に比べ比較的大きいターゲット寸法が採用できるので比較的数密度の低いPbが採用可能で、10の条件と合せ液体Pbが現時間では唯一の候補となる。従来考えられていたPbBi溶融塩はBiの熱中性子誘導放射体として大量のPo (α 放射体) が生成するため使用困難で、融点のより高いPbの使用が不可欠だとすると、ターゲット容器、ビーム入射窓等技術的問題が極めて大きく、現在解決策は見出されていない。イスのPSIで建設中のCWSS (SINQ) は0.6 MWでも液体鉛の使用が現時点ではむずかしく、本来ターゲットや核燃料の被覆材である固体ジルカロイ（重金属に比べ中性子収量は約1/2、但し熱中性子吸収断面積はほとんど零）をターゲット材として使用しなければならない状況にある。

Table 4 Target materials

General requirements for CWSS, LPSS and SPSS ;

1. High Z
2. High number density
3. High mechanical properties (solid components)
4. High thermal properties
5. Low residual radioactivities
6. Low melting point (liquid metal)
7. Low vapor pressure (liquid metal)
8. High resistance for radiation damage (proton beam entry window, target plates)
9. High resistance for corrosion (solid target, container for liquid metal target)
- ⑩. Very low thermal neutron absorption cross section for CWSS (and for LPSS)

Realistic candidates for target materials

CWSS : Liquid Pb

LPSS : Liquid Pb ($P > 1 \text{ MW}$)clad solid (Ta or W) rod assembly cooled by D_2O or H_2O ($P \leq 1 \text{ MW}$)SPSS : Hg ($P > 1 \text{ MW}$)clad solid (Ta or W) rod assembly cooled by D_2O or H_2O ($P \leq 1 \text{ MW}$)

但しCWSSの可能性は、SCCリニアックに最も適した中性子源であり定常炉の良さとそのまま保存したものもある。もし将来ILLを大きく凌駕し、計画が中止となったANSに迫る定常中性子源が加速器だけで出来るかも知れないので検討を続けて行くことが望ましいという意見もある。。

LPSSにおいては、次節で述べるSPSSのターゲットに比べ、パルス状陽子ビーム照射で生ずるshockwaveが液体金属ターゲット容器に及ぼす影響は、パルス幅が比較的長いため深刻な問題とはならないが、CWSS同様熱中性子吸収断面積の大きいHgの使用は困難で、大出力 ($> 1 \text{ MW}$) では液体Pbを考えざるを得まい。従ってターゲット容器の問題は残る。

6. SPSSの技術的問題点

超伝導リニアックを選んだ場合、CWSSの選択はターゲットの技術的困難性から一応除外するとすると、SPSSが先に述べた21世紀における原研の中性子源の最も有力な候補となる。そのためには如何にしてパルス幅の長いHビームをCRに入射蓄積することが出来るかが原研の加速器駆動中性子源計画の成否をにぎっていることになる。

長いパルスの入射、たとえば2.2 msくらいを考えてみると、典型的なCRではパルスの先頭部分で入射したビームは入射終了までにCRの中を約3000回もまわることになり、荷電変換入射のためのstripper foilをこんなに何回も通過させたらcirculating beamのemittanceは著しく悪くなり、ビーム損失が許容値を越えてしまうのではないかという懸念がある。ビームはCRの中でベータトロン振動をしながら廻っており、4回に1回しかstripper foilを通過しないこと、さらにカスプマグネットを使って上手にスキャン（ペインティング）してやると、foil通過数をさらに少なく出来る可能性があること、入射エネルギーが1-1.5 GeVと比較的高いため、foil通過によるemittanceの劣化もそれほど大きくない等の理由から、何とか解決できそうである¹⁾。このようなことが本当に可能か否かの判断を下すためには、CRの設計に早急に着手することが不可欠である。

次にspace charge limitの問題がある。CRの設計が進まなければ確かな議論はできないが、一般には次のようになる。

$$\text{space charge limit} \propto \beta^2 \gamma^3$$

但し、ここに $\beta = v/c$ 、 $\gamma = mc^2/m_0c^2$ 、 c は光速度、 m_0 は陽子の静止質量、 m は動的質量である。このことから当然ながら入射エネルギーは高いほどよく、1 GeVよりは1.5 GeVの方がピーク電流は小さくても遙かに大きな出力が得られる。詳細は抜きにして、もしESSと同じようなCRを考えると、5 MWを実現するのに、1 GeVなら3台、1.5 GeVなら2台のCRが必要ということになりそうである。1 GeVを1.5 GeVにした時のリニアック建設コスト増と、CRを2台から3台にする時のコスト増とどちらが経済的であるか考える必要がある。

以上の検討を要約するとTable5のようになる。

大出力 (>1 MW) SPSSのもう一つの重要な技術的問題はターゲットのshockwaveである。SPSSではターゲットの熱中性子吸收断面積は問題とならないので、融点の一番低い液体重金属ターゲット材料としてHgが採用できるが、陽子ビームパルス幅が1 μ s以下と短いため、陽子ビーム照射で液体金属中に発生したshockwaveがターゲット容器をたたき、容器材料の機械的強度を越えてしまうと推定されている²³⁾。そのためHeの小さな気泡を液体Hg中に注入し、shockwaveによる衝撃を緩和する方法が提案されている²⁾。

Table 5 Comparison of spallation neutron sources

Source type	CWSS	LPSS	SPSS
Performance*	+	++	+++
Technical difficulties**	---	-	--
Costs**	--	-	---
H ⁻ source***	No	No	Yes
CR***	No	No	Yes
No. of target station	1	1	2
Repetition rate	—	~60	50(40)/10
Pulse width of fast neutrons	~CW	~1ms	<1 μs
Moderator	large D ₂ O tank	coupled moderators	decoupled/coupled moderators

CWSS : Continuous (steady) spallation neutron source

LPSS : Long pulse spallation neutron source

SPSS : Short pulse spallation neutron source

* + : Better performance

** - : More difficult or more expensive

7. 性能比較

CWSS及びSPSSについては先行するセッションで既にある程度詳細に論じられているが、前節までの議論をふまえもう一度性能を比較するとFig.1のようになる。すなわち、LPSSとしては1.5 MW、SPSSとしては5 MWが仮定されている。各種中性子源の評価の仕方については、国際的に合意された方法に基いて行っている。詳細は述べないが、実験のカテゴリー別（研究分野にも深く関連している）にILL HFRで稼働している最も性能の高い測定器を用いて実験した場合に比べ、それに対応するLPSS及びSPSSの測定器を用いた場合どのような性能が得られるかを、等価的な原子炉出力に換算して相対比較した一例を示すとTable 6の様になる。これらの結果をプロットしたのがFig.1である。

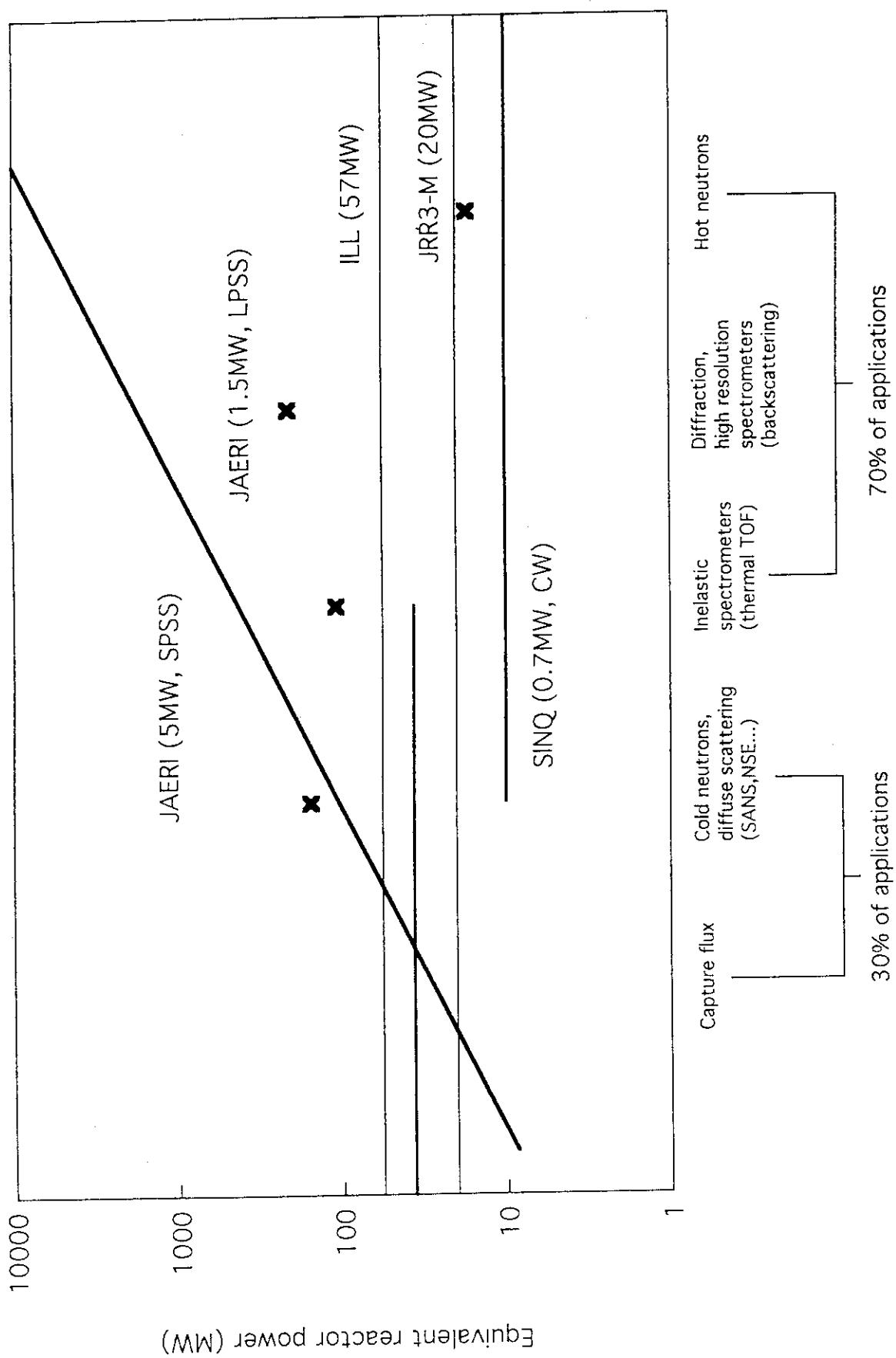


Fig. 1 Comparison of spallation and reactor neutron sources

Table 6 Comparison of spectrometer performance for spallation (LPSS, SPSS) and reactor (ILL) neutron sources

Spectrometer Type	Equivalent ILL Instrument	1.5MW LPSS performance	5MW SPSS performance
Small Angle Scattering	D22	0.9 X ILL	2.5-3 X ILL
Reflectometer	D17	6.2 X ILL	58 X ILL
<i>Powder Diffraction</i>			
Low Resolution	D7	0.9 X ILL	4.2 X ILL
Medium Resolution	D16	9 X ILL	216 X ILL
High Resolution	D2B	7.5 X ILL	300 X ILL
Amorphous Material Diffraction	D4	0.9 X ILL	102 X ILL
Single Crystal Laue Diffraction		2.3 X ILL	
Diffuse Scattering	D7	4.5 X ILL	
<i>High Resolution Inelastic Scattering</i>			
Multi-Chopper Spectrometer	IN5	3-6 X ILL	150 X ILL
Time Focussed TOF Spectrometer	IN6	2.4 X ILL	150 X ILL
Backscattering (1 μ eV resolution)	IN10	0.38-6 X ILL	10-50 X ILL
Backscattering (MUSICAL)		6 X ILL	
Neutron Spin Echo	IN15	1.5 X ILL	10-50 X ILL
S(Q,E) Spectroscopy (2% resolution)	IN4C	1.1-3.8 X ILL	
S(Q,E) Spectroscopy (20% resolution)	IN4C	1.2-4.8 X ILL	
<i>Conventional Three Axis Machines</i>			
Cold Neutron TAS	IN14	0.6 X ILL	
Thermal/Hot Neutron TAS	IN8/IN1	0.3 X ILL	
<i>Augmented Three Axis Machines</i>			
Multi-Analyser TAS (RITA)		1.5-5.3 X ILL	

8. 今後の問題点

以上はすべて現在原研が考えているSCCリニアックをベースにした時の議論である。原研の中性子源は如何にあるべきか、特定の加速器を想定する前に先ず議論し、それに一番適した加速器を選定したものではない。本当にこれでよいのか、前節の結果に基いて結論を出してよいのか、総ての関係者で今一度緊急に真剣に考えていただきたいと思っている。

もし、大出力（～5 MW）のLPSSが中性子散乱等の研究者から最も望ましいとされるなら、今検討を進めているままのSCCリニアックでは達成不可能で、SCCであってもピーク電流を今考えている値の3倍くらいにするなどパラメータの再検討が必要となる。勿論そのためのコスト増はあるが、CRが不要となるためのコスト減及びHイオン源が不要となる技術的負担減で十分見合うかも知れない。あるいはかつてのETAに近い常伝導リニアックにもどる必要があるかも知れない。最近の世界の中性子コミュニティの結論では、4-5 MWのLPSSは最近米国で計画がキャンセルになったANS ($5 \times 10^{15} n/cm^2 \cdot s$) と同等の実力を持つ、すなわちANS級中性子源が、より少ない予算の加速器で実現できると云われるようになりつつある。

中性子散乱研究を主とした中性子ビーム源として必要な加速器のタイプの決定は早急に行われなければならない。

9. JHPとの相補性／共存性及び他分野との共存性

JHPにおける中性子源計画は原研計画と同様に我が国における中性子散乱研究の重要な将来計画の柱である。どちらかがあればいいと云うものでもなく、一方が他方を吸収合併すればよいというものでもない。しかし同時に考えなければならないのは、ほぼ同じ時期にほぼ同じ性能あるいは規模のものが双方に出来るというのでは世間の支持は得られない。どのようにすれば両者の相補性が保たれ共存し得るだろうか。一般的には一つの可能性は中性子源のタイプが異なり、利用する中性子のエネルギー領域とか研究分野で相補性が存在する場合である。たとえばJHPはSPSSを、JAERIはLPSSを選んだ場合である。Fig.1において5 MW SPSSの直線に0.6 MW/5 MW=0.12を掛けると、確かに横座標のほぼ真中あたりで1.5 MW LPSSとクロスオーバーする。しかし原研が21世紀に目指す中性子源が1.5 MWのLPSSで、我が國の中性子コミュニティの支持が得られるのだろうか。欧米が競って5 MW級SPSSを懸命に追求している時、21世紀においても、20世紀同様我が國の中性子源強度が欧米に比べ1桁近く下で有り続けてよいのであろうか。

そこで次のように考えてみてはどうだろうか。

- (1) JAERIの中性子源は大強度を目指すので技術的にも、予算的にも実現の時期が必然的にJHPより遅くなる。
- (2) 遅くなる代りに最終的には欧米に肩を並べる大強度を目指し、JHPの次の大計画

としての役割を果す。

(3) JHPは大学の研究者を中心により学術的な基礎研究に重点を置くと考えられる。

JAERIも基礎研究に一定の勢力をそそぐが、新材料開発等の応用面や産業界に基礎技術として中性子散乱を定着させることに貢献する等、利用面での相補性は当然有り得るだろう。原子力研究の一環として、陽子、中性子等で重照射された高度に放射化された材料を中性子散乱により原子レベルで調べ、材料開発に寄与するなどは、原研でなければ成し得ない研究であろう。

(4) 原研計画における主加速器が超伝導リニアックであるなら、そしてそのような加速器の選択が中性子源計画にも、核消滅処理の基盤技術開発研究の立場からも望ましいものなら、超伝導リニアックの開発・建設自体がJHPとは大きな相補性を持つと云える。すでに高エネ研との間に開発協力が進行していることも評価できよう。

また今後、各方面にわたり双方の持っている経験の蓄積を共有して行くことは、双方の計画に不可欠な開発研究の二重投資を避けるばかりでなく、計画の早期実現に極めて有益であると考えられる。

次に、関連分野との共存をいかにしてはかって行くべきかを考える。まず、今想定している主加速器が非常に貴重な存在となり、これを何等かの方法で利用することにより、当該分野に大きなブレークスルーが期待できる分野に限るべきは当然であろう。お叱りを受けるのを覚悟のうえで今思いつく私見を述べる。

(1) Fundamental physicsといわれる研究分野（parity非保存、時間反転不変性の破れ、量子力学の検証等々）は中性子散乱研究の施設の一部にとりに入る。

(2) ミュオン科学は当面は中性子散乱研究用中性子源の上流に薄いターゲットをおき、大強度のパルス状ミュオンによる物性研究、ミュオン触媒核融合 (μ CF) の基礎研究は開始できる。 μ CFのようにトリチウムを本格的に取り扱う研究は原研でなければむずかしい。

(3) 核消滅処理の技術開発は、実質的には中性子ビーム源計画とともに重要な車の両輪である。大きな出力を伴う未臨界高速炉体系の東海研への設置は困難であろうが、先ずは適当な規模の陽子ビーム照射ベンチを建設し、出力密度においてfull powerと等価な照射実験を開始することは重要であろう。CWの大電流 (10 mA級) が東海研で必要であるとの積極的な理由づけは是非ほしい。

(4) その他の分野（核データ、中性子核物理、中性子パルス、ラジオリシス等）ではns、ps級の短バンチビームが要求されており、電流値が非常に小さくなってしまふればRF周波数で決まる単バンチビームを取り出すこともできようが、大強度超伝導リニアックの必要理由としてどう位置づけて行くべきか、今後の検討が望まれる。

文献

- 1) 佐々木 寛 : private communication
- 2) K. Skara, G. S. Bauer : On the pressure wave problem in liquid metal target for pulsed spallation neutron source, proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P. 559
- 3) Y. Dai : Stability of steels as ESS mercury target container materials, proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P. 604

付 錄

「中性子科学研究計画」に関するワークショップ
プログラム

日 時 : 平成8年3月12日(火)~13日(水)
場 所 : 日本原子力研究所 東海研究所 大講堂

3月12日(火)

10:00 - 10:10	開会の挨拶	斎藤伸三(原研)
10:10 - 12:00	特別講演	座長 渡辺 昇(原研)
	中性子科学研究計画の概要(30分)	鈴木康夫(原研)
	大強度陽子加速器開発の現状(40分)	水本元治(原研)
	50 GeV陽子加速器計画の概要(40分)	森 義治(核研)
12:00 - 13:10	昼食	
13:10 - 14:30	中性子散乱・回折	座長 森井幸生(原研)
1.	LPSNS(長パルス)/SPSNS(短パルス)の検討とその利用	新村信雄(原研)
2.	SSSNS(定常)の検討とその利用	相澤一也(原研)
3.	中性子研究連絡会将来計画委員会より報告・要望	山田安定(早大)
4.	ユーザーからの研究提案	藤井保彦(東大)
14:30 - 15:10	ターゲット	座長 数土幸夫(原研)
1.	ターゲットの核発熱とバルク遮蔽の検討	高田 弘(原研)
2.	ターゲット冷却限界の検討	日野竜太郎(原研)
15:10 - 15:30	コーヒーブレイク	
15:30 - 16:10	材料照射	座長 勝田博司(原研)
1.	材料照射施設の概要	野田健治(原研)
2.	パルス中性子照射を用いた材料研究	田辺哲朗(名大)
16:10 - 17:10	スポレーションR I	座長 大島真澄(原研)
1.	2次ビーム用イオン源の開発と研究施設	市川進一(原研)
2.	不安定核ビームを用いた核分光	郷農靖之(九大)
3.	中性子過剰核や不安定核の関与する重イオン反応 (最近のトピックス)	岩本 昭(原研)
18:00 - 19:30	懇親会(阿漕ヶ浦クラブ)	

3月13日(水)

9:10 - 10:30	ミュオン・中間子	座長	棚瀬正和（原研） 永嶺謙忠（東大／理研） 三宅康博（東大） 松崎禎市郎（理研） 渡辺功雄（理研）
1.	JHP-M アレナ計画と国際会議「 μ SR96(日光)」		
2.	超低速正ミュオンビームの発生と利用：現状と将来展望		
3.	理研RALミュオン施設におけるミュオン触媒核融合実験		
4.	μ SR物性の最近の話題		
10:30 - 10:45	コーヒーブレイク		
10:45 - 12:05	中性子核物理	座長	馬場 譲（東北大） 菊池康之（原研） 千葉 敏（原研） 中込良廣（京大） 石橋健二（九大）
1.	中性子核物理研究施設の概要		
2.	中性子核物理研究施設におけるパルス条件		
3.	中性子を用いる核分裂研究の現状と展望		
4.	陽子および π 中間子を用いる実験		
12:05 - 13:10	昼食		
13:10 - 14:10	消滅処理	座長	向山武彦（原研） 滝塚貴和（原研） 佐々敏信（原研） 安田秀志（原研）
1.	消滅処理の研究課題と研究施設		
2.	消滅処理用核破碎ターゲット実験の検討		
3.	加速器利用TRU消滅処理に関する炉物理研究開発		
14:10 - 14:30	コーヒーブレイク		
14:30 - 15:50	全体討論 基調講演 中性子源は如何にあるべきか	座長	鈴木康夫（原研） 渡辺 昇（原研）
15:50 - 16:00	閉会の挨拶		鈴木康夫（原研）

■一般講演は全て20分

■講演時間は質疑応答含む