

JAERI - M
91-095

大強度陽子加速器計画

1991年6月

金子 義彦・水本 元治・西田 雄彦・中原 康明
岩本 昭・船橋 達・数又 幸生・竹田 辰興
星 三千夫・篠原 伸夫・佐伯 正克・荒殿 保幸
大野 新一

JAERI-M 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、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。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。

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷株

大強度陽子加速器計画

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

金子 義彦・水本 元治・西田 雄彦・中原 康明
岩本 昭⁺¹・船橋 達⁺¹・数又 幸生⁺¹・竹田 辰興⁺²
星 三千男⁺³・篠原 伸夫⁺³・佐伯 正克⁺³・荒殿 保幸⁺³
大野 新一⁺³

(1991年5月15日受理)

陽子加速器の工学的利用の主要な対象として、使用済燃料に含まれるアクチノイド等の長半減核種の消滅処理への適用が、かねてからあげられていたところであるが、昭和63年11月原子力委員会は放射性廃棄物対策専門部会での検討に基づいて、群分離消滅処理研究の強化を求める決定を行った。これを受けた科学技術庁(STA)はオメガ計画を発足させた。一方、日本政府の働きかけにより、OECD/NEAは核燃料サイクル委員会での議論に基づき、“Making Extra Gains from Actinide”というテーマで情報交換を主とする国際協力計画をまとめた。大型加速器、特にそれによる核破碎中性子源の開発についての世界情勢は、最近急速な展開をみせており、原子炉工学部は物理部、炉心プラズマ研究部、化学部の協力を得て、上述のような情勢に対応するため、大型加速器の性能、その開発手順、それを用いた研究計画などについて検討を進め、大強度陽子加速器計画としてまとめたのでここに報告する。この大強度陽子加速器計画の最終目標は、1.5GeV、10mA級の工学試験用加速器の建設にある。また、この計画の立案と検討は原子炉工学部内に設けられた核破碎検討会において実施された。

これまで、加速器は主に原子核物理、素粒子物理等の分野において、原子核もしくはこれを構成する素粒子の構造を研究するための手段として用いられてきた。そのため、必要とされるエネルギーは最高1000GeVにまで達しているが、電流値としては小さなものであった。工学利用を可能ならしめる大電流、つまりこれまでの経験をはるかに超える大出力の巨大加速器の実現が要請されるが、これを一挙に建設することは、技術基盤の開発整備の不足という観点から極めて困難と判断し

本報告書の作成は原子炉工学部のほか、物理部、化学部、さらに炉心プラズマ研究部の協同によって行った。また、編集は原子炉工学部中原康明主任研究員が担当した。

東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2-4

+1 物理部

+2 那珂研究所炉心プラズマ研究部

+3 化学部

ている。そこで、大出力加速器の技術基盤と人的資源の創成を目的とした10MeV, 10mA級の技術開発用加速器 (BTA, Basic Technology Accelerator)の建設を中間段階として設ける必要があるという結論に至った。

この加速器は、主として消滅処理や核燃料の生産のための工学試験を実施する1.5GeV～10mA級の工学試験用加速器(ETA, Engineering Test Accelerator)の主加速系の入射部であるイオン源、RFQ及びDTLの先頭部のモックアップに相当するが、一方、主加速部の高ベータストラクチャーの開発試験を並行して実施することも考えている。また、この技術開発用加速器は核融合炉を対象とする材料試験のためのESNIT 加速器の基盤をも与えるものである。本報告書では、技術開発用加速器の建設を中心に、陽子加速器の大出力化のための技術開発ステップについて述べ、最終目標である工学試験用加速器の構成についての予測を示した。

さて、大強度陽子加速器計画の最終目的である工学試験用加速器の建設により、工学利用技術そのものの開発のほか、これに供し得る大出力加速器技術の確立と運転経験の取得が可能になる。さらにこの加速器では、強力パルス中性子あるいはミューオン源として、基礎化学研究への適用が計画されている。核データの取得、中性子散乱、中間子による核物理、ミューオンによる固体物理・核融合研究・核化学等の先端研究への貢献が計りしれないと考えている。そこで基礎科学領域について拓かれる世界についてもあわせて展望した。

High Intensity Proton Accelerator Program

Yoshihiko KANEKO, Motoharu MIZUMOTO, Takahiko NISHIDA, Yasuaki NAKAHARA
Akira IWAMOTO⁺¹, Satoru FUNAHASHI⁺¹, Yukio KAZUMATA⁺¹, Tatsuoki TAKEDA⁺²
Michio HOSHI⁺³, Nobuo SHINOHARA⁺³, Masakatsu SAEKI⁺³, Yasuyuki ARATONO⁺³
and Shin-ichi OHNO⁺³

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

(Received May 15, 1991)

Industrial applications of proton accelerators to the incineration of the long-lived nuclides contained in the spent fuels have long been investigated. Recently, The Japanese Atomic Energy Commission made such a decision that the studies on the partitioning and the nuclear incineration should be more strengthened; The Science and Technology Agency eventually originated the OMEGA program. Along with the strong proposal of the Japanese Government, the OECD/NEA initiated the international collaboration program titled as "Making Extra Gains from Actinide" following the discussions in its Fuel Cycle Committee. Development of the large scale accelerators has shown the rapid evolution, and it seems that the industrial applications will become feasible in the near future. Under such situations Department of Reactor Engineering of Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) has formulated the Accelerator Program through

Dr. Y. Nakahara of Department of Reactor Engineering was in charge of the compilation of this JAERI-M report.

+1 Department of Physics

+2 Department of Fusion Plasma Research,
Naka Fusion Research Establishment

+3 Department of Chemistry

the investigations on the required performances of the accelerator and its development strategies and also the research plan using the accelerator. Outline of the Program is described in the present report. The target of the Program is the construction of the Engineering Test Accelerator (ETA) of the type of a linear accelerator with the energy 1.5 GeV and the proton current ~10 mA.

An accelerator has been usually utilized in the area of nuclear physics to analyse the structures of nuclei and the properties of elementary particles. The attained energy is significantly high (~1000 GeV), but the beam current is still small. Realization of the large scale accelerator which provides so high intensity beam current as to enable it to be applied to industrial usages has been urgently required, but the construction of such a huge machine in a single step is difficult from the fact that the technological basis are not well established. Therefore, it is decided that the construction of the Basic Technology Accelerator (BTA) is necessary as an intermediate step, aiming at obtaining the required technical basis and human resources. The Basic Technology Accelerator with the energy of 10 MeV and with the current of ~10 mA is composed of the ion source, RFQ and DTL, of which system forms the mock-up of the injector of ETA. Development of the high- β structure which constitutes the main acceleration part of ETA is also scheduled.

This report covers the basic parameters of the Basic Technology Accelerator (BTA), development steps of the element and system technologies of the high current accelerators and rough sketch of ETA which can be prospected at present.

Construction and operation of ETA makes it possible to get in hands the technologies of the intense proton linear accelerator as well as its industrial usage including incineration of the radioactive wastes. ETA is intended to be applied also for the studies of the basic science. Very strong pulsed neutron and μ -on sources to be provided by ETA are expected to make significant contributions to the evolution of nuclear physics, solid state and condensed matter physics and nuclear chemistry.

Keywords: Proton Accelerator, Nuclear Incineration, Planning, Nuclear Data, Neutron Scattering, Solid State Physics, Nuclear Chemistry, Basic Technology Accelerator

目 次

1. まえがき	原子炉工学部 金子義彦	1
2. 大強度陽子加速器	原子炉工学部 水本元治	3
2. 1 本計画における陽子加速器		3
2. 2 大強度陽子加速器開発の現状		10
2. 3 原研における加速器開発計画		13
3. 原子力分野での利用		29
3. 1 放射能消滅	原子炉工学部 西田雄彦	29
3. 2 核燃料の生産	原子炉工学部 中原康明	46
3. 3 中高エネルギー領域における核データ	中原康明	63
4. 基礎科学分野での利用		78
4. 1 大強度陽子加速器による核物理	物理部 岩本 昭	78
4. 2 中性子散乱による凝集系の研究	物理部 船橋 達	84
4. 3 ミューオン(ミュー中間子)の利用		95
4. 3. 1 μ SRによる固体物理の研究	物理部 数又幸生	95
4. 3. 2 ミュオン触媒核融合	炉心プラズマ研究部 竹田辰興	120
4. 4 陽子加速器による化学研究		127
4. 4. 1 高エネルギー粒子を用いたアクチノイドの核化学	化学部 篠原伸夫, 星三千夫	127
4. 4. 2 高速中性子の化学への利用	化学部 佐伯正克, 荒殿保幸	131
4. 4. 3 ミュオン・パイオンの化学	化学部 大野新一	134
5. 結 言	原子炉工学部 金子義彦	137

Contents

1.	Forword	Y. Kaneko, Dept. Reactor Eng.	1
2.	High Intensity Proton Accelerator	M. Mizumoto, Dept. Reactor Eng.	3
2.1	Proton Accelerator in the Program	3	
2.2	Present Status of the High Intensity Proton Accelerator Development	10	
2.3	Accelerator Development Plan at JAERI	13	
3.	Utilizations in the Nuclear Energy Researches	29	
3.1	Incineration of Radioactive Nuclides	T. Nishida, Dept. Reactor Eng.	29
3.2	Production of Fissile Nuclides	Y. Nakahara, Dept. Reactor Eng.	46
3.3	Nuclear Data in the Intermediate Energy Region	Y. Nakahara, Dept. Reactor Eng.	63
4.	Utilizations in the Fundamental Researches	78	
4.1	Nuclear Physics using the High Intensity Proton Accelerator	A. Iwamoto, Dept. Physics	78
4.2	Condensed Matter Studies with the Neutron Scattering	S. Funahashi, Dept. Physics	84
4.3	Utilizations of the Muon	95	
4.3.1	Solid State Physics using μ SR	Y. Kazumata, Dept. Physics	95
4.3.2	Muon Catalyzed Fusion	T. Takeda, Dept. Fusion Plasma Research	120
4.4	Chemistry Studies using the Proton Accelerator	127	
4.4.1	Nuclear Chemistry of Actinoids using High Energy Particles	N. Shinohara and M. Hoshi, Dept. Chemistry	127
4.4.2	Utilization of Fast Neutrons in Chemistry	M. Saeki and Y. Aradono, Dept. Chemistry	131
4.4.3	Muon and Pion Chemistry . S. Ohno, Dept. Chemistry	134	
5.	Conclusion	Y. Kaneko, Dept. Reactor Eng.	137

1. まえがき

原子炉工学部 金子義彦

大型加速器の原子力分野への応用については、原研内において昭和55年に最初にその予備的検討が行われた⁽¹⁾。

これらの原研における大型加速器の開発計画は、昭和57年に続いて62年に策定された長期事業計画に記されている。それによると大型加速器開発の基盤を10年以内に確立すること目標に準備を進めることになっており、本計画は long-term の課題として位置付けられた。当分は基礎的な検討を継続することとし、本格的な立上げは時期を見て実施するとされた。しかし、その直後の昭和63年から、大型加速器開発への要請は急激な展開を見せた。すなわち、大型加速器の中でも、陽子加速器の工学的利用の主要な対象として、使用済燃料に含まれるアクチノイド等の長半減期核種の消滅処理への適用が、かねてからあげられていたところであるが、昭和63年11月原子力委員会は放射性廃棄物対策専門部会での検討に基づいて、群分離消滅処理研究の強化を求める決定を行った。これを受けて、科学技術庁(STA)はオメガ計画を発足させた。本計画では、群分離・消滅処理の研究開発は、高レベル放射性廃棄物の処分の効率化、含まれる有用金属の資源化及び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とされた。一方、日本政府の働きかけにより、OECD/NEAは核燃料サイクル委員会での議論に基づき“Options Making Extra Gains of Actinides and Fission Products”というテーマで情報交換を主とする国際協力計画をまとめた。大型加速器、特にそれによる核破碎中性子源の開発についての世界情勢は、最近急速な展開をみせており、原子炉工学部と物理部は、上述のような情勢認識の下に、昭和59年に行った共同調査に基づいて⁽²⁾、原研にふさわしい大型加速器の性能、その開発手順、それを用いた研究計画などについて検討を進め、大強度陽子加速器計画としてまとめ、平成元年2月に開催された第2回原子力先端研究シンポジウムに発表した⁽³⁾。本報告は、シンポジウムでの報告に加え、その後の加速器技術開発ステップの検討、消滅処理プラントの設計研究、さらに海外調査に踏まえた強力中性子源としての大型陽子加速器についての、具体像の提示である。

これまで加速器は主に原子核物理、素粒子物理等の分野において、原子核もしくはこれを構成する素粒子の構造を研究するための手段として用いられてきた。そのため、必要とされるエネルギーは最高1000GeVにまで達しているが、電流値としては小さなもので十分であった。

これまでの調査検討により、工学利用を可能ならしめる大電流、つまりこれまでの経験をはるかに越える大出力の巨大加速器の現実が要請されるがこれを一挙に建設することは、技術基盤の開発整備の不足という観点から極めて困難と判断している。

そこで、大出力加速器の技術基盤と人的資源の創成を目的とした10MeV, 10mA級の技術開発用加速器(BTA, Basic Technology Accelerator)の建設を中間段階として設ける必要があるという結論に

到った。

この加速器は、主として消滅処理や核燃料の生産のための工学試験を実施する1.5GeV～10mA級の工学試験用加速器(ETA, Engineering Test Accelerator)の主加速系の入射部であるイオン源、RFQ及びDTLの先頭部のモックアップに相当するが、一方、主加速部の高ベータストラクチャーの開発試験を並行して実施することも考えている。また、この技術開発用加速器は材料試験のためのESNIT 加速器の基盤をも与えるものである。

さて、大強度陽子加速器計画の最終目的である工学試験用加速器の建設により、工学利用技術そのものの開発のほか、これに供し得る大出力加速器技術の確立と運転経験の取得が可能になる。さらに、この加速器では、強力パルス中性子あるいはミューオン源として、基礎科学研究への適用が計画されている。核データの取得、中性子散乱、中間子による核物理、ミューオンによる固体物理・核融合研究・核化学等の先端研究への貢献が計りしれない。

第2章では、技術開発用加速器の建設を中心に、陽子加速器の大出力化のための技術開発ステップについて述べ、最終目的である工学試験用加速器の構成の概略を示した。また、内外における陽子加速器計画の現状についての調査結果をまとめた。

第3章では、工学試験用加速器についてその工学的利用技術の開発が計画されている放射能消滅及び核燃料の生産について、また、第4章では基礎科学領域について拓かれる世界を展望した。

最後に第5章では、結論として加速器の大出力化のための特徴的側面と今後の開発の進め方について述べた。

今回の大強度陽子加速器計画の立案に際しては、原研内におけるこれまでの議論のほか、日本原子力学会の研究専門委員会での検討⁽⁴⁾を参考にさせていただいた。以上の先行した組織的討議があったことは、大変有難いことであった。そこでは基本的考え方や重要な課題の提起がなされており、主要なところは本計画において包絡されたものと考えている。先人の努力に感謝したい。

参考文献

- (1) 加速器工学利用懇談会：“大型加速器の工学的利用について”
- (2) 原子炉工学部・物理部：“大型加速器による強力中性子源”
- (3) Yoshihiko Kaneko：“The Intense Proton Accelerator Program” The 2nd International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research (Evolution by Accelerator), 12(1990).
- (4) 日本原子力学会：“スポレーション中性子工学”(1984)

2. 大強度陽子加速器

原子炉工学部 水本 元治

2.1 本計画における陽子加速器

1) 加速器利用の展開

粒子を高エネルギーに加速する加速器は、大きく分けて静電加速型と高周波加速型に分類されるが、そのいずれもが加速粒子の高エネルギー化を中心を開発が進められてきた。特に高周波加速型の加速器は、エネルギーの達成範囲が数10MeVから数TeVに及んでおり、加速ビームの種類も、電子、陽子、重陽子、重イオンなどの様々な荷電粒子の加速が可能となった。また、これら一次ビームとターゲットとの反応過程で生じる中性子、Pion, Muon, K 中間子等の粒子や、さらに電磁場との相互作用の結果発生する軌道放射光、自由電子レーザーなどの二次粒子も利用されるようになった。特に、二次粒子については二次粒子生成専門の加速器も開発され、中性子源、光子工場、中間子工場などの施設も実用化されてきている。

一方、ビームの質や強度の向上についても努力が続けられており、近年、粒子加速の原理的な発展（強集束、位相安定、ビームダイナミックス理論、ビーム冷却）や基盤的技術（電場・磁場の精度・安定度、高真空、イオン源、コンピュータ工学）の発達に支えられて加速器技術の進歩は目覚ましいものがある。このような加速器技術の進歩は、基礎的な学問の分野に留まらず、応用を目的とした工学や医学などの分野においても、効率良く、高精度の粒子ビームの利用を可能にしつつある。

原子力分野では、従来、電子線形加速器（リニアック）、タンデム加速器などが原子力開発に必要な核データや原子分子データ等の基礎的データ取得のために利用されてきた。しかし、まだエネルギー生産等の応用面に大規模に利用されてはいない。一方、加速器が放射線を取り扱う装置であるという基本的な類似点に加えて、加速器の開発には、精密加工技術、高周波、超真空、エレクトロニクス、自動制御、ビーム計測技術等、原子力開発で手がけてきた多くの総合的な技術が必要とされており、また、大強度加速器からの大電流ビームが照射されるターゲットを取り扱う技術は、伝熱流動、冷却、遮蔽設計など、従来原子力技術が得意としてきた分野と密接な関連を有している。

2) 大強度線形加速器の概要と主要な構成要素

高周波電場によって荷電粒子を加速する線形加速器（リニアック:Linear Accelerator）は、1931年アメリカの D. Sloan と E. O. Lawrence によって考えられた加速方式で高周波技術（RF:Radio

Frequency 技術) の発達とともに近年急速に進歩してきた。電子と陽子では通常、速度範囲が違うので、加速方式にも差がある。陽子線形加速器では、Fig. 2.1.1 の様に円筒型の空洞に TM010 型の共振を起こさせると、隣あった電極間に高周波電場が出来る。この空洞の中心軸に沿って陽子を走らせると、陽子は 1 つの間隙で加速された後、次のドリフトチューブ中を走る間は電場の影響を受けない。ドリフトチューブを走る時間が高周波の周期に等しければ、次の間隙でもさらに加速されるので、段数を多くすることによって高いエネルギーまで加速することが出来る。

この型のものはドリフトチューブ型リニアック(DTL:Drift Tube Linac)と呼ばれ、エネルギーが高くなるとドリフトチューブを長くする必要があって、加速効率の指標であるシャントインピーダンス($Z=E_0^2/(P/L)$, E_0 は DTL 中心軸上での加速電界の尖頭値, P/L は単位長さあたりの RF 損失) が低下する。約 200MeV 以上では CCL(Coupled Cavity Linac 高 β 加速空洞: β は粒子の速度と光の速度との比) を用いるのが一般的である。CCL は加速空洞をビームの通る軸上に配置し、別に設けた結合空洞によって RF に有限の群速度を持たせ、高周波エネルギーを伝播し易くしたものである。通常、CCL の加速周波数は DTL の 2 倍ないし 3 倍が選ばれる。

Fig. 2.1.2 に、現在原研で提案されている工学試験用加速器(ETA:Engineering Test Accelerator)を例にとって加速器全体の構成を示す。

イオン源

大電流の陽子の加速には、これまでデュオプラズマトロンやデュオピガトロンが使用されてきた。さらに、最近では、マルチカスプ型のイオン源が核融合プラズマの中性粒子加熱用に開発されてきている。また、イオン源中のプラズマの生成には高周波源を使用して、従来イオン源の寿命を決定していたフィラメントを使用しない ECR イオン源の開発も実施されている。

Fig. 2.1.3 に原研で大電流加速器用に設計が進んでいるイオン源の一例を示す。

大電流で高エネルギーまで加速し、ビームの漏れを少なくするにはイオン源部のビームの質の向上が重要である。現在、長寿命で安定に運転が行えるイオン源の開発が行われている。

高周波 4 重極リニアック(RFQ:Radio Frequency Quadrupole)

最近の加速器の開発の中で、特に 1970 年ソ連の I. M. Kapchinskii と V. A. Teplyakov⁽¹⁾ による RFQ の発明はこれまでの加速器の低エネルギー部の構造を全面的に変更させようとしている。RF 波を使用して粒子をバンチ、加速させるこの装置は、同時に横方向の集束をも行う。この装置は、米国ロスアラモス研究所で実用化までの開発が精力的に行われ⁽²⁾、現在すでにいくつかの加速器で実際に使用され成功を納めている。

RFQ の動作の原理を理解するために Fig. 2.1.4 にその概念を示した。RFQ はベーン(重イオンを加速する場合などにはロッド(丸い棒)を使用する場合もある)と呼ばれる相対する 4 個の長い板(電極)と、それを取り付け外部から供給される RF に同期する円筒型の筒によりなっている。その空洞内径は加速周波数によるが 200MHz で約 35cm である。ベーンの表面は波型に加工

され、加速管入り口ではその波の振幅が小さく出口で最大になり、波型の周期もエネルギーに応じて徐々に長くなっていく。向かい合った2つのベーンは同じ形状をしており、隣あったベーン同士を逆位相に取り付ける。

この構造によって作られる電場は、4重極電場(TE210)と言われるモードを励起する。電場が時間とともにSin波的に変化すると、横方向の集束を行う電場が発生する。また、ベーン表面の横方向の形状がある一定の形に作ることにより、ビームの進行方向への加速場と、さらにバンチを起こさせる電場を作り出すことが可能である。これらビームの軌道計算は、マックスウェルの電磁場の方程式を解き、ビームの運動を表す微分方程式を解くことによって得られる。

大電流で質の良いビームを加速するにはこのRFQの使用は不可欠であり、これまでに、ロスアラモス研究所で核融合炉材料試験用加速器FMIT用に開発されたRFQ(30mA)や⁽³⁾、チョークリバー(カナダ)研究所のRFQ1(75mA)で大電流加速に成功している⁽⁴⁾。また、超高エネルギー陽子加速器の入射として使用されるデューティー(パルスの繰り返しとビームの幅の積)の低い装置では200mAのピーク電流を加速している例もある⁽⁵⁾。Fig. 2.1.5に現在稼働中あるいは計画中のRFQの特性を示す。

ドリフトチューブリニアック(DTL)

RFQを出た粒子は、DTLに導かれる。DTLは、また発明者の名前をとってアルバレ型と呼ばれることもある。高周波の周波数が200MHzのものが良く用いられており、空洞の内径は約1mである。陽子の横方向の集束にはドリフトチューブ内にはめ込まれた、4重極電磁石が使用され、チューブ内で発生した熱を除去するための冷却水が循環している。DTLは高エネルギーの入射器として多くの加速器で使用されている加速構造である。DTL自体はかなり確立された技術ということができるが、工学利用を目的としたDTLでは大電流を加速するとともに可能な限り質の良いビームを加速しなければならないという要請があり、高出力運転時の問題点を解決するための技術開発を必要とする。

高β加速空洞(CCL)

陽子エネルギーが200MeV以上に加速されると、もはやDTLでの加速効率は極めて悪くなり、高β加速空洞を利用する必要がある。高エネルギー、大強度陽子加速器に於いては放射化を少なくするためにこの高エネルギー部でのビームの損失(ビームスピル)を極力避けなければならない。また、高β加速部は加速器全体の主要な長さを占め、加速空洞、および、そのRF源の建設コストが大きな部分を占める。さらに、実際の運転面に於いては、信頼性、安定性が重要である。

高β加速空洞としては実際に稼働しているCCLには、代表的なものとしてロスアラモス研究所のSide Coupled Cavity(SCC)があり。それ以外にも、Alternating Periodic Structure(APS), Annular Coupled Structure(ACS)およびDAW(Disk and Washer Structure)などいくつ

かの新しい提案がされている。Fig. 2.1.6 にそれらの例を示す。

CCLに関してはまだ開発の段階であり、実際の選択には、加速効率（シャントインピーダンス）、製作性、ビームの不安定性（加速構造の軸対象性）などの見地から詳細な検討が必要とされる。さらに、上記に挙げた構造の他にも、これから新しい提案が行われる可能性もある。一方、最近の計算機技術とビーム軌道計算理論の発達により、3次元電場計算コードなど新たな計算コードが作成され、複雑な構造でも正確な電場分布の予測およびビーム軌道の評価が可能となりつつある。

大電力RF源

加速器の建設および運転にともなう経済性を決定する上で高周波源の開発は重要である。現在数10MHz から200MHz領域の高周波増幅器は3極管または4極管などのグリッド制御型のハードチューブ（真空管）であり、350MHz以上の高い周波数領域では高周波空洞を用いたクライストロンを使用するのが一般的である。大強度加速器では一個の増幅器あたり 1MWクラスの出力を必要とし、高周波電力は総量で数10MWになることが予想される。如何に効率よく、安定に運転されて、かつ寿命の長いRF源を開発するかが加速器の経済性を決定する上で主要な要因となる。

現在、一般的には、増幅管としては、レーダーや通信放送用に利用されているものが利用されている。しかし最近では、加速器専用の大出力のRF増幅管の開発が行われるようになってきており、また核融合開発の高周波加熱と関連して効率的なRF源の開発も進んでいる。

更に従来、適当な高周波源の存在しなかった、200MHzから350MHz帯ではあらたにハードチューブとクライストロンの長所を兼ね備えたクライストロードの開発が開始されており、より経済的で優れた増幅管の出現が期待されている。

参考文献

- (1) I.M. Kapchinskii and V.A. Teplyakov, "Linear Ion Accelerator with Spatially Homogenous Strong Focusing", Prib. Tekh. Eskp., 119, No.2 (1970) 19.
- (2) J.E. Stovall, K.R. Crandall and R.W. Hamm, "Performance Characteristics of a 425 MHz RFQ Linac", 6th Conf. on Application of Accelerators in Research and Industry, Denton, Texas, November, IEEE NS-28 (1981) 1508.
- (3) D.D. Armstrong, "Status Report on FMIT", 1984 Linear Accelerator Conf., Darmstadt, FRG, 1984.
- (4) R.M. Hutcheon and G.E. McMichael, *ibid*, and McMichael, Private communication (1991).
- (5) J.L. Vallet, M. Veretenar and M. Weiss, European Accelerator Conference 1990, Nice.

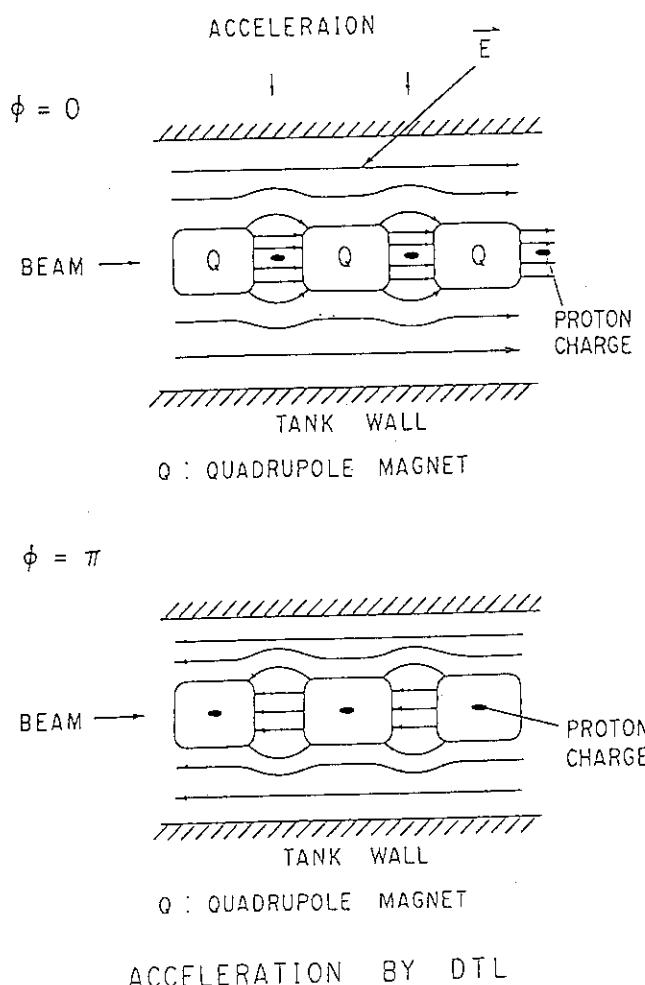


Fig. 2.1.1 アルバレ型リニアックの電極配置と加速電場

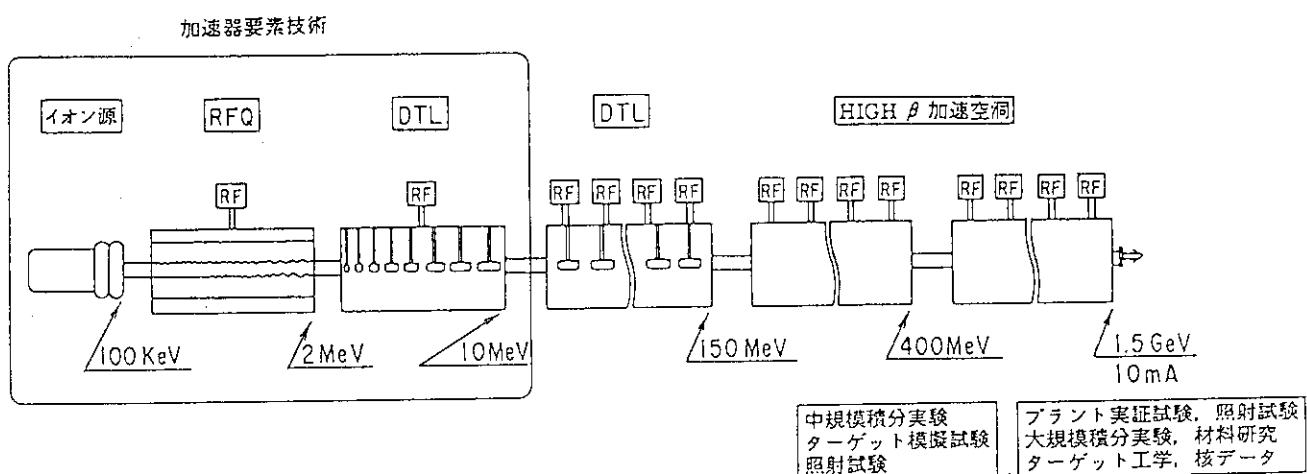
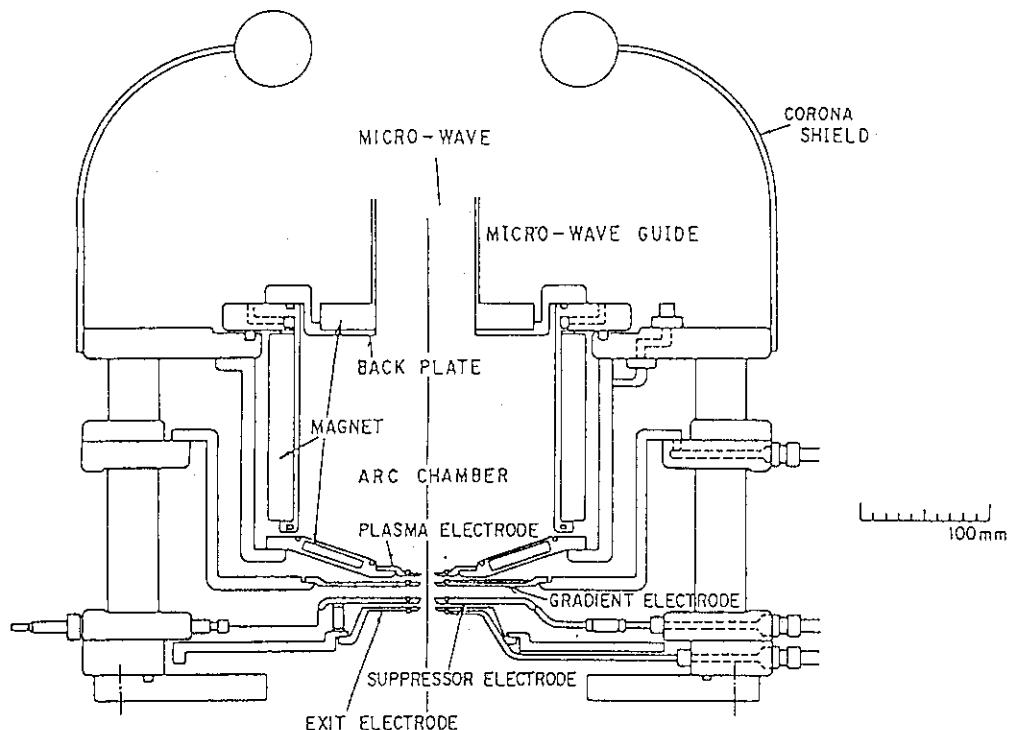


Fig. 2.1.2 工学試験用加速器 (ETA) の構成図

ECR MULTI-CUSP ION SOURCE



Hydrogen Ion Source

Fig. 2.1.3 マルチカスプ型大電流水素イオン源の構造

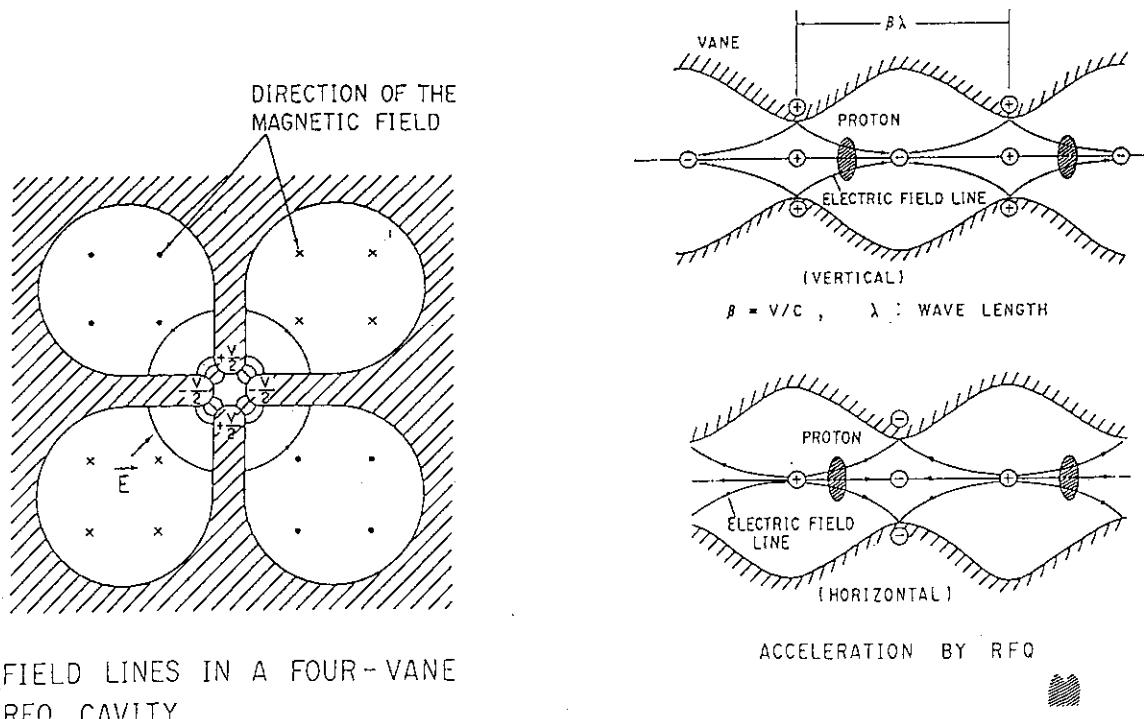


Fig. 2.1.4 4 ベーン型RFQの概念図とビームの振る舞い

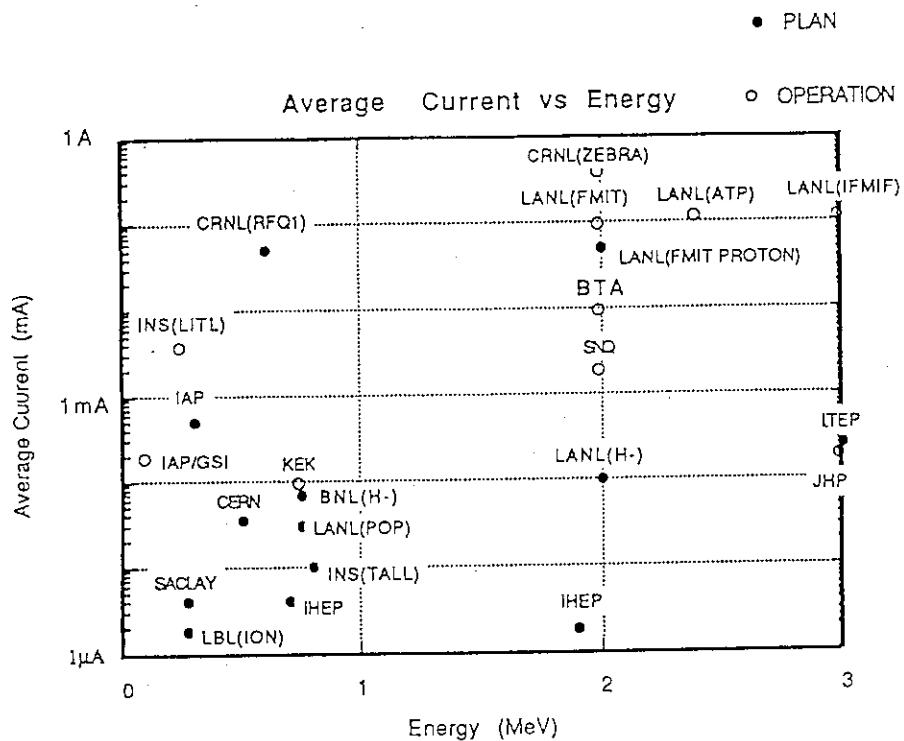


Fig. 2.1.5 RFQの現状

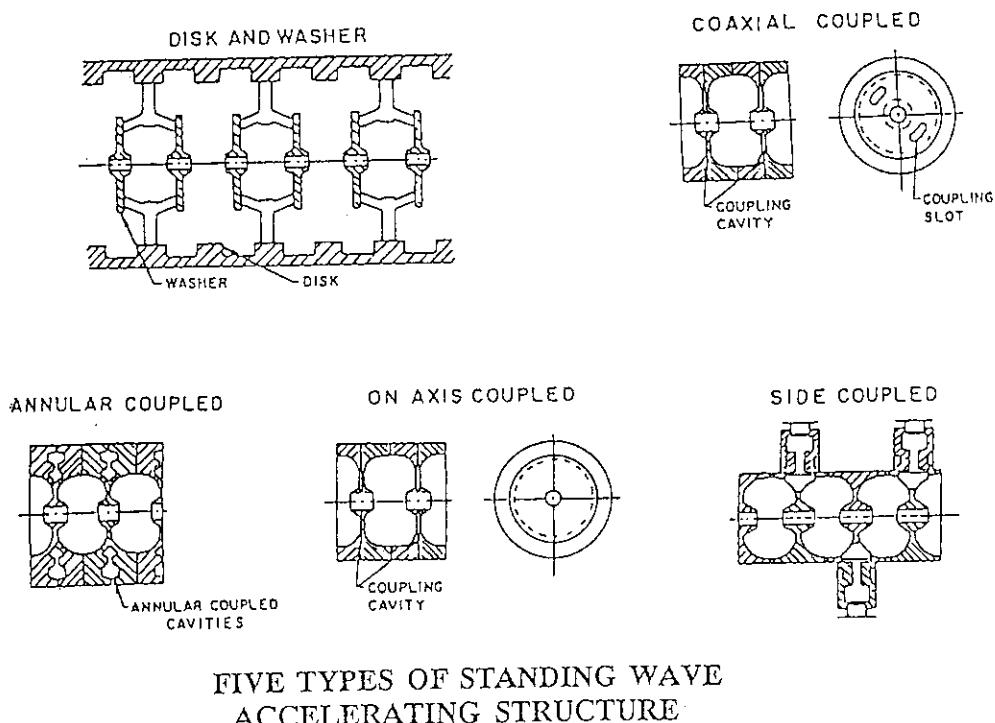


Fig. 2.1.6 Five types of standing wave accelerator structures

2. 2 大強度陽子加速器開発の現状

陽子や重陽子などの大電流の軽イオンを加速し実際の工学的な利用を行おうという試みは、加速器が開発された当初から行われていた。米国では、加速器による核燃料生産方式の実証試験 (MTA: Materials Test Accelerator 計画)が40年前リバモア研究所で行われた。この計画では重陽子を加速し、目標エネルギー500MeV、加速電流320mA の開発研究が行われた。開発途中ウラン鉱が発見されたためにこの研究は中止されたものの、プロートタイプの加速器として12MHzのDTLが建設され33.5MeV で平均電流50mAを達成している。合わせて行われたターゲット・ブランケットの試験によって²³⁹Puの大量生産の可能性が確認された。

カナダでは、1950年以来 CANDU炉の核燃料サイクルと関連してチョークリバー研究所において、大強度中性子源による核燃料生産の研究に取り組んできた。その基礎実験や加速器技術開発の成果に基づいて実証的な研究計画(EMTF(Electronuclear Material Test Facility)-PILOT-DEMO:最終ターゲット1GeV, 300mA) が進められた。大電流加速器の入射プロートタイプの設計研究(ZEBRA計画(Zero Energy Breeding Accelerator:10MeV, 300mA) が実施された。現在CWの加速器開発では電子、陽子ともに先進的な研究を進めておりRFQ1(600keV, 75mA) の陽子の加速に成功している⁽¹⁾。

一方、ロスアラモス研究所(LANL)では、ハンフォード研究所との共同で核融合炉材料照射試験用加速器開発(FMIT:Fusion Material Irradiation Test Facility)計画が行われ、35MeV, 100mA重陽子リニアックの開発が実施された⁽²⁾。1983年には80MHz, 2MeVのRFQを完成し、平均電流30mAのH₂イオンの加速に成功している。現在、国際協力の基に IFMIF(International Fusion Materials Irradiation Facility 35MeV, 1A)の計画が引き続き検討されている⁽³⁾。また、大強度加速器の軍事面への利用の可能性を探る目的で様々な要素技術の開発が進行している。それらの成果を基礎に、最近では、トリチウムの生産や放射性廃棄物の消滅処理を目的とした陽子加速器の開発を提案しており、加速エネルギー1.6GeV、平均電流250mAの加速器の検討を実施している⁽⁴⁾。

核破碎反応を利用する中性子源用加速器としては、西ドイツのユーリッヒとカールスルーエ研究所で進められていた強力核破碎中性子源計画(SNQ:Spallations Neutronenquelle) のリニアックとしてエネルギー1.1GeV、平均電流5mA、全長642mの加速器が計画された。残念ながら詳細な設計研究と要素技術開発が終了したものの予算が認められず中止された⁽⁵⁾。また、イスプラ研究所がFMITに代わる核融合炉材料照射試験用核破碎中性子源としてEURAC:European Accelerator Neutron Source (600MeV, 6mA) をユーラトムの計画として提案している。

実際に稼働している大強度加速器として、ロスアラモス研究所では線形加速器LAMPF があり、エネルギー800MeV、平均電流1mA の加速を行っている。1972年に完成し、ほぼ20年近くに渡って安定に運転されている。主に中間子発生の実験の他、強力中性子源としても利用されている。

中性子源専用の加速器として英国ラザフォード・アップルトン研究所ではシンクロトロン(ISIS)が稼働しており、エネルギーおよび電流の目標値はそれぞれに-800MeV, 200μAであり、現在徐々に増力を進め100μA, 750MeVの運転に成功している⁽⁶⁾。スイスのポール・シェラー研究所では、大

型のリングサイクロトロンにより陽子を～590MeVに加速している。現在新たな中性子ターゲットを建設中であり加速電流値も2mAに増力しようとしている。その他、アルゴンヌ研究所ではIPNS-I(Intense Pulsed Neutron Source-I(500MeV, 12μAのシンクロトロン)が稼働しており、次期計画のASPUNプロジェクト(1.1GeV, 3.5mAのシンクロトロン)を提案している。

国内では、高エネルギー物理研究所(KEK)のシンクロトロン用ブースター施設があり、中性子散乱の実験施設(KENS)を主体に中間子実験や陽子医療照射に用いられている。陽子のエネルギーは500MeVで平均加速電流は最大10μAである。現在KEKでは原子核研究所と共同で大型ハドロン計画を提案しており陽子エネルギー1GeV、平均加速電流400μAの線形加速器を建設するために様々な要素技術の開発が行われている⁽⁷⁾。現在稼働中や計画中の大強度加速器の現状をTable 2.2.1に示す。

参考文献

- (1) G.E. McMichael, Accelerator Physics Branch, Chalk River Laboratories, Annual Technical Reports 1989.
- (2) D.D. Armstrong, "Status Report on FMIT", ibid, 1984.
- (3) G.P. Lawrence et al., 1989 Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, 1989.
- (4) Report JUL-Spez-113/KfK3175, 1981, "SNQ Project Proposal for a Spallation Neutron Source".
- (5) G.P. Lawrence, "New Applications of High-Power Proton LINACS", 1990 LINAC Conference, Albuquerque, 1990.
- (6) P. Williams, "Accelerators for Condensed Matter Research", The 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research, Mito, p4, 1990.
- (7) T. Yamazaki, "Japan Hadron Project", ibid, p19, 1990.

Table 2.2.1 大強度加速器の現状

A COMPARISON OF EXISTING AND PROPOSED HIGH INTENSITY PROTON ACCELERATORS

1991/3/15

Name	Country	Lab.	Type	Energy (MeV)	Current (mA)	Width μ s	Rep. Rate (Hz)	Power (MW)	Status
KENS	Japan	KEK	synclo	500	0.0067	10.100	20	0.003	Operating
IPNS I	US	ANL	synclo	500	0.012	3.10	5	0.006	Operating
TNF	Canada	TRIUMF	cyclo	450	0.100	CW		0.045	Operating
ISIS	UK	RAL	synclo	800	0.2	3.10	50	0.16	Operating
SINQ	Swiss	PSI	cyclo	600	2.	CW		1.2	Planned
LAMPF	US	LANL	linac	800	1.	500	12	0.8	Operating
JHP	Japan	KEK	linac	1000	0.4	400	50	0.4	Proposed
SNQ	FRG	KFA	linac	1100	5.	250	100	5.5	Cancelled
ASPIN	US	ANL	synclo	1100	3.5	3.10	35	3.85	Proposed
EURAC	EC	Ispra	linac/cyclo	600	6.	CW		3.6	Proposed
JAERI	Japan	JAERI	linac	1500	10.	pulse		1.5	Proposed
DEMO	Canada	CRNL	linac	1000	300.	CW		300.	Proposed
APT/ATW	US	LANL	linac	1600	250.	CW		400.	Proposed

2.3 原研に於ける加速器開発計画

1) 開発のステップ

大強度線形加速器開発を円滑に行うためには、加速器関連の試験施設や技術基盤を確立するとともに、人材の育成を計ることが重要である。加速器技術の著しい進歩により、加速器建設に対する信頼性は急速に高まりつつあるが、実際の工学的利用を目的とした大強度加速器の建設には、未だ解決しなければならない困難も予想されている。そのため、実用規模加速器の開発につながる第一歩としては、現在の技術の延長線上にあり、実現可能な工学試験用の加速器建設を目指すことが現実的である。原研としてはこの工学試験を行うための加速器として、加速エネルギー1.5GeV、平均電流10mA級の工学試験用加速器(ETA)(Fig. 2.1.2 参照)の建設を計画している。

工学試験用加速器(ETA)の目的は消滅処理の積分実験、プラント試験や各種工学試験を実施するとともに、高エネルギー陽子およびその反応生成物を用いて実施される工学的、基礎的な研究を行うことである。そのため、加速器の規模としては実機規模の性能が要求される。エネルギー的にみれば、1GeVを越す高エネルギー加速器は既に各国に数多く稼働しているが、平均ビーム電流値10mAは、それらの既存の加速器の10倍から100倍の値に達する。そのため、この計画の最大の開発目標は加速電流を向上する点にあり、大電流加速時のビームの漏れ(ビームスパイル)に起因する構造物の破壊や、放射化を防ぐことが重要となる。

加速粒子は、低エネルギー部において加速電場の歪や粒子自身が持つ電荷による反発力(空間電荷効果)の影響をもっとも受け易い。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。原研では開発のステップをいくつかの段階に分け、まず、この低エネルギーでのビームの質の向上を図る目的で、技術開発用加速器(BTA : Basic Technology Accelerator 10MeV, 10mA)の建設を行う計画である。現在予定されている開発ステップとその過程で生じることが期待される様々な波及効果を模式的に示したのがFig. 2.3.1である。Fig. 2.3.2はBTAの概要を示す。この加速器の加速電流はETAと同様に平均加速電流10mAであり、ETAの入射系の実規模のモックアップ試験が実施される。

Fig. 2.3.3に大強度加速器の基本的な要素技術開発、BTAの建設スケジュール、ETAの概念設計などの年次計画を示す。大強度加速器を工学的に利用するというチャレンジングな課題を実現するには、綿密な計画の作成と関連技術基盤の確立が必要とされる。ETAの建設は大規模で長期的なプロジェクトになるため、図で示すような開発ステップをいくつかの段階に分けることを考えている。先ず要素技術開発とBTAの建設を第一期として、その設計、建設、運転の経験を通して技術基盤の確立と人材の育成を行う。その後、ETAの概念設計を行い、それと並行して加速器の高エネルギー化、CW化などの第二期の開発を実施し、ETA実機の建設へと移行する。

ETAの加速器規模の決定や加速器のパラメーターの最適化などの作業は、BTAの建設と並行して予め実施しておく必要がある。これらの開発段階で事前に予想される技術的な課題を全て洗い出し、問題点の解決を計っておくことが計画を円滑に進める上で極めて重要である。平成2年度か

ら、米国ロスアラモス研究所との間で工学試験用加速器の最適化研究(トレードオフスタディー)を進めている。ロスアラモスはLAMPF の運転経験があり、また、最近では、消滅処理を主目的とした大電流加速器の研究開発を開始しており共通の目的のための作業に効率的な計画の進展が図られている。

2) 第一期開発計画

BTAの構成

加速器の基本的な仕様と目標性能を Table 2.3.1 に示す。Fig. 2.3.4 に建設に必要な加速器構成要素のブロック図を、Fig. 2.3.5 にBTAのシステム図を示す。BTAを構成する主要な要素は、①大電流イオン源(電流～120mA, エミッタنس～ $0.5\pi\text{ mm mrad}$)②高周波4重極型リニアック(RFQ)(100keVから2MeV), ③ドリフトチューブ・リニアック(DTL)(2MeVから10MeV), ④RF源(4極管)(出力1MW×3台)である。それぞれの基本仕様をTable 2.3.2 からTable 2.3.5 に示す
加速エネルギー値を 10MeVに設定した理由は、このエネルギーで加速粒子の低エネルギー部における挙動が安定し、基本的なビームの性質や空間電荷効果による影響がモックアップ出来るためである。また、加速器を構成する銅、鉄、ステンレス、アルミニウム、遮蔽用コンクリート、鉛などの構造材の(p, n)反応による放射化量をできるだけ少なくし、R&Dをやり易くするためにエネルギーを低く抑えた。ビームの質の達成された後の次のステップではビームのエネルギーの向上を図る(20MeV) 予定である。

ETA も含めて加速器の運転モードはパルス運転を考えており、パルス運転を行うことで段階的に電流の増加を可能にする。将来の実機プラントに必要な電流はプラント設計結果にもよるが数10mAか場合によっては100mA規模になる。パルス運転によるピーク値100mAの加速に関する問題点を解決し、その後デューティーファクターを上げることで所定の平均電流値を達成させることを考えている。また、ETA を基本的な実験に使用するという目的からも、パルス化することによるビームの振り分け運転を可能とし同時に多くの実験が出来るように考えている。

これまでに、各種の設計計算コードの整備を行い、BTA の概念設計をまとめた。(ビームの加速空洞の電場計算にはSUPERFISH、RFQの設計にはLANLで開発した CURLIとRFQUICK、RFQ、DTL のビームの軌道計算にはPARMTEQとPARMILA、ビームトランスポート系の計算にはTRACE-3Dを使用している)。Fig. 2.3.6 とFig. 2.3.7 にRFQとDTLの電場計算と発熱計算の結果、Fig. 2.3.8 とFig. 2.3.9 にビーム軌道計算、Fig. 2.3.10 とFig. 2.3.11 にそれぞれの加速管出口でのビームエミッタنسの計算結果を示す。これまでのビームの透過率、DTL出口でのエミッタنسの計算結果で、BTAに要求されている所定の性能が満足される見通しを得ている。また、3次元熱計算コードを用いて空洞内の到達温度分布や熱応力の計算を実施しており、冷却方式の改良等による除熱能力の向上を図っている。さらに、RF源の検討や計測・制御系の構成など加速器の基本的なシステム検討を進めている。

加速器棟(BTA棟)

大強度線形加速器の要素技術開発を円滑に実施するためには、BTAとその付帯設備、各種開発試験装置などの収納を目的とした加速器棟の建設が不可欠である。この建家を用いて加速器のシステム試験、装置の開発、調整等を実施するとともに将来に於いてもこの加速器棟が大強度加速器の中心的開発拠点としての役割を担うものとする。加速器棟の構成は、①加速器室（イオン源、加速器本体(RFQ, DTL, ビーム伝送系の設置)）、②アセンブリー室（加速器構成部品の特性試験と組立）③RF源室(BTA用RF源の設置と新RF源の試験) ④要素技術試験室（高 β 加速空洞試験－電子によるモックアップ試験）⑤制御室（計算機コントロールと安全管理）⑥ユーティリティ（受電、給排気設備）などである。Fig. 2.3.12に平面図、Fig. 2.3.13に断面図を示す。

3) 第二期開発計画とETAの概念設計

BTAでのビーム試験終了の後、第二期開発計画へと移行する。この期間に実施される開発項目は、①高エネルギー化（～20MeV加速）、高 β 加速空洞の開発、加速構造に関する各種R&D、ビーム伝送系の開発、ビーム測定技術の開発。②大電流化（高デューティー化・CW化）、ユーティリティーの対応、③新RF源（クライストロン／クライストロード）の整備・開発などである。

高エネルギー化の開発内容では、新たなDTLタンクを追加することにより 20MeVへのエネルギー増加を考えている。これにより高エネルギー化時におけるビーム軌道計算の信頼性の確認と、DTLとDTL間ビームの伝送に係わる問題の解決を図る。一方、高 β 加速空洞の開発では、高速の陽子ビームの挙動を電子ビームで模擬することにより、前章2.3.2で記載した提案中の各種空洞構造のなかで最適な選定を行い、加速器要素技術試験室やクライストロンの設置場所を用いてそのための各種試験を実施する予定である。電子ビームのダンプは陽子ビームのダンプと共に用いる。さらに、高エネルギー、大電流のビームの計測技術に関しても研究を実施する。

大電流化への移行は、パルス幅の拡張や、ビーム繰り返しを除々に増加させることで対応する。BTA棟での電気設備容量は、平均加速電流10mAでのCW運転に対応した準備がなされている。新たなRF源の検討はBTAの建設の当初から、並行して考える予定である。RF源の開発は核融合研究などの関連でかなり急ピッチに行われており、ETA詳細設計開始時には効率の良いRF源の開発も期待される。その時点で、高 β 加速空洞の周波数の選択とも絡んで検討を行う予定である。

ETAの概念設計や詳細設計はそれ以前の概念検討や加速器パラメータ最適化検討の成果を受けて、BTAのビーム試験終了後直ちに実施する。ETAの敷地や、実験施設設計画の詳細な検討が今後加速器利用者との討論をもとに詳細に行われる予定である。ETAは東海研内に建設するものとし、加速器本体部分の設置場所は地下構造とする。BTA棟および加速器の付帯設備はビームの大電流化及び高品質化開発が終了し、入射器としての最適化が完了した後、ETAの入射器として使用する計画である。

Table 2.3.1 BTAの基本仕様と目標性能

B T A の 基 本 仕 様	
加速粒子	陽子
運転モード	パルス運転
デューティー	10%
加速エネルギー	10 MeV
平均加速電流	10 mA
ピーク電流	100 mA (DTL出口)
目標性能	
エミッタنس (規格化)	0.5 π cm·mrad (DTL出口)
エネルギー精度 (rms)	1% (DTL出口)

Table 2.3.2 イオン源の仕様

水素イオン源	
エネルギー	100 keV
電流	120 mA
デューティー	CW
エミッタنس (規格化)	0.5 π mm·mrad (100%)
プロトン比	> 90%
不純物	< 1%
プラズマ生成	マルチカスプ
タイプ	20 cm φ × 17 cm
サイズ	ECR (2.45 GHz)
生成	Arc (LaB6カソード)
	Arc (Wフィラメント)
圧力	0.2 Pa
エクストラクター	2ステージ
Insulator	アルミニナセラミック
電流密度	240 mA/cm ²
アバーチャー	8 mm φ

Table 2.3.3 RFQの仕様

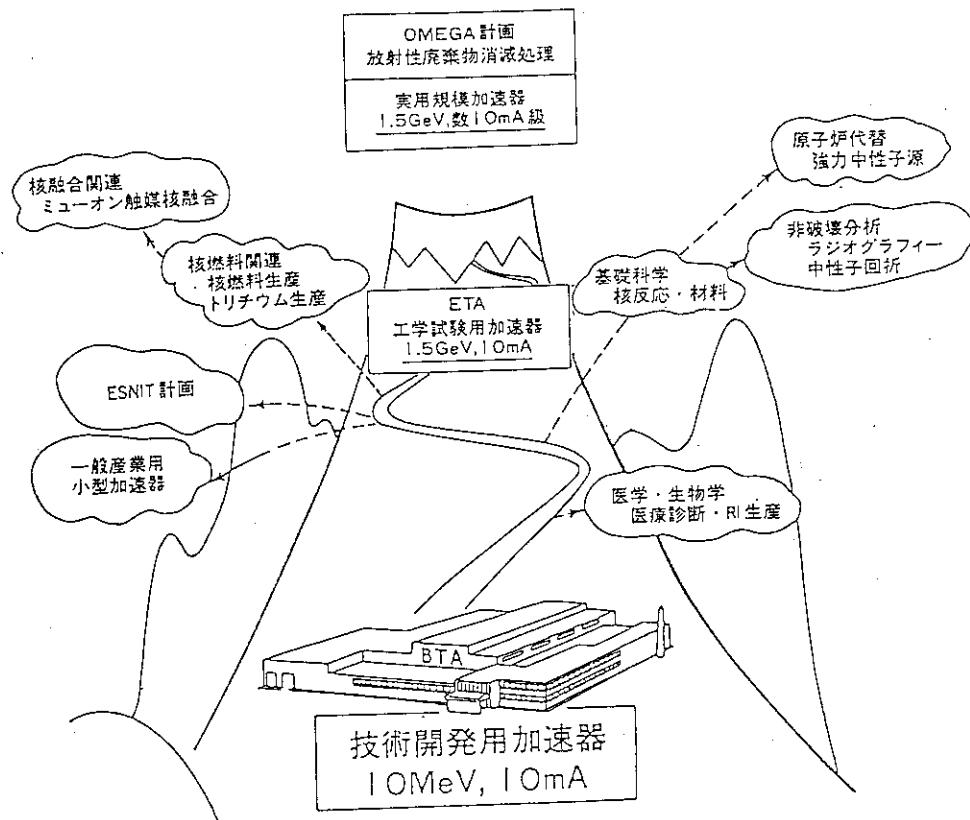
周波数ギガヘルツ	201.25	MHz	201.25	MHz
電圧	0.1 ~ 2	MeV	0.1 ~ 2	MeV
電流	110 mA		110 mA	
電圧	0.113 MV	(1.8Ek)	0.113 MV	(1.8Ek)
電流	35.1 cm		35.1 cm	
内蔵空間長	333.7 cm		333.7 cm	
電源	0	-	4.4 cm	-
電源	4.4	-	127.8 cm	-
電源	127.8	-	225.5 cm	-
電源	225.5	-	333.7 cm	-
電源	90	-	35	-
同期位相	180		180	
セル数	0.75 cm	(1.5 cmφ)	0.75 cm	(1.5 cmφ)
最小ボルトマッチング	2.098		2.098	
最大モリス	7.114		7.114	
束縛電力	~13000		~13000	
壁ロスマム出力	462 kW		462 kW	
ビーム出力	209 kW		209 kW	
透過程率ミックンス(規格化)	95 %		95 %	
x 入射	0.05 π cm·μrad		x 出射	0.159 π cm·μrad
y 入射	0.089 π cm·μrad		y 出射	0.017 π cm·μrad
z 入射	0.05 π cm·μrad		z 出射	0.173 π cm·μrad
x 入射	0.093 π cm·μrad		x 出射	0.017 π MeV·rad
y 入射	0.017 π cm·μrad		y 出射	0.0394 π MeV·rad
z 入射	0.017 π MeV·rad		z 出射	0.0166 π MeV·rad
出射エネルギー一分解能	0.0019 π MeV·rad		出射エネルギー一分解能	3.8 %

Table 2.3.4 DTLの仕様

周波数	ギギー	201, 2.5 MHz
エネルギー	2 - 10 MeV	
加速度電流	100 mA	
平均加速電場	2.0 MV/m	
タングンク内径	93.2 cm	
セル長 ($\beta \lambda$)	580.5 cm	
g/L	9.71 - 22.3 cm	
ドリフトチューブ外径	0.235 - 0.302	
同期位相	18 cm	
DTセル数	2.5 cm	
	-30°	
	37	
集束磁場勾配	80 - 31 T/m	
Qロス (60% Q)	~ 75000	
壁ビーム出力	640 kW	
	800 kW	
透過率ミッターンス(規格化)	100 %	
x 入射	0.159 π cm ² /rad	
出射 (100%)	1.07 π cm ² /rad	
(90%)	0.36 π cm ² /rad	
(rms)	0.065 π cm ² /rad	
y 入射	0.173 π cm ² /rad	
出射 (100%)	1.34 π cm ² /rad	
(90%)	0.57 π cm ² /rad	
(rms)	0.086 π cm ² /rad	
z 入射	0.0394 π MeV·rad	
出射 (100%)	0.077 π MeV·rad	
(90%)	0.026 π MeV·rad	
(rms)	0.0051 π MeV·rad	
出射エネルギー一分解能	0.8 %	

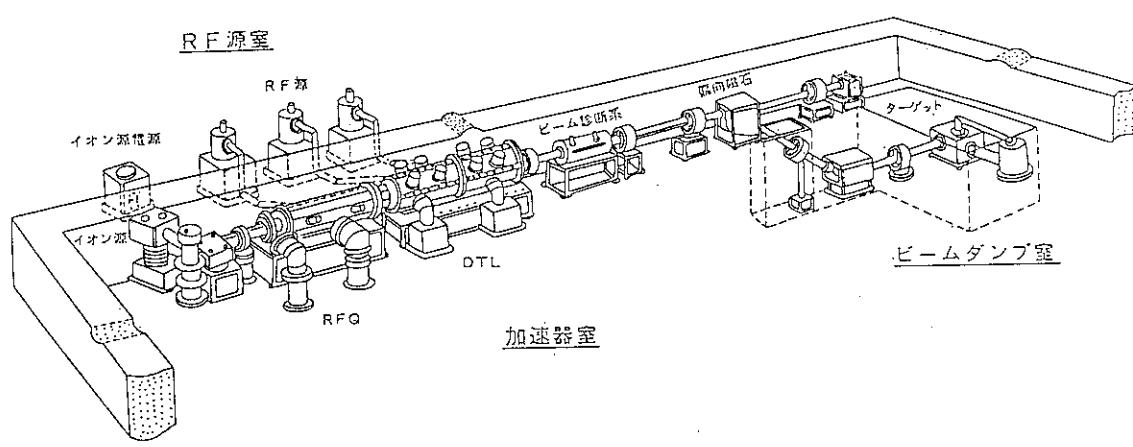
Table 2.3.5 RF源の基本仕様

R F 源		
周 波 数	201.25MHz	
ピーク電力 RFQ (60% Q)	462kW	+ 209kW
DTL	640kW	+ 800kW
デューティー	12%	
	1.2ms	x 100pps
主増幅管の種類	4極管	



技術開発用加速器(BTA)の目標

Fig. 2.3.1 技術開発用加速器の目標



技術開発用加速器 (BTA)

Fig. 2.3.2 BTAの概念図

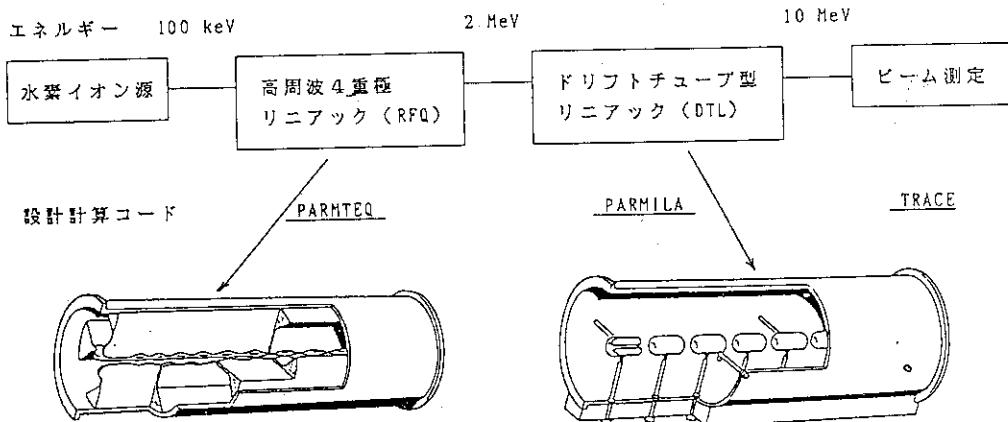
大強度陽子線形加速器の開発

(平成3年6月4日)

JAERI-M 91-095

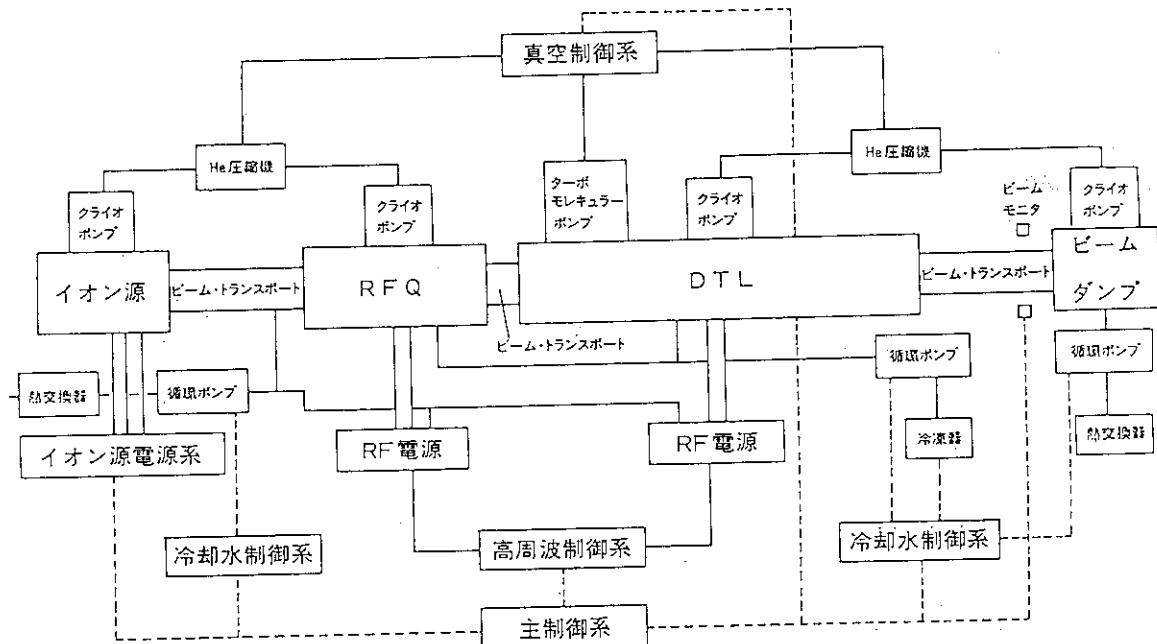
	西暦 平成 2年度	1990 1991 2年度	1992 3年度	1993 4年度	1994 5年度	1995 6年度	1996 7年度	1997 8年度	1998 9年度	1999 10年度	2000 11年度	2005 12年度
第1期	消滅處理用加速器 要素技術開発 (1) 加速器要素 R&D (2) BTA 檻建設	調査検討 イオン源、RFQ、DTL、高周波源	基本検討 実施設計	建設	ダンプ・遮蔽							
第2期	技術開発用加速器 (BTA 10MeV、10mA) (1) 製作・組立 (2) 技術試験 (3) CW化検討	詳細設計 電源・制御系製作、組合組立										
	(1) High β linac (2) 高エネルギー化 (3) CW化検討						試験・運転					
	工学試験用加速器 (ETA 1.5GeV、10mA)	技術検討・トレードオフスタディー	予備設計	概念設計	詳細設計	建設	整設	運転開始				

Fig. 2. 3. 3 加速器技術の開発年次計画



大強度線形加速器の技術検討

Fig. 2.3.4 BTAの建設に必要な加速器構成要素のブロック図



技術開発用加速器システム図

Fig. 2.3.5 BTAの加速器のシステム図

SUPERFISH CALCULATION OF JAERI RFQ

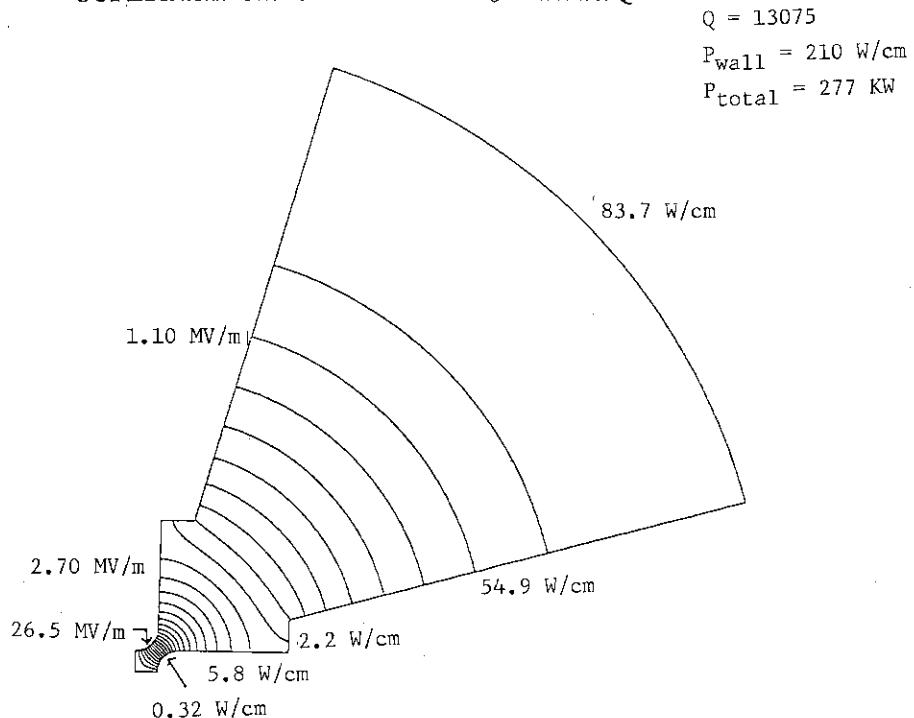


Fig. 2.3.6 RFQの電場計算と発熱計算の結果

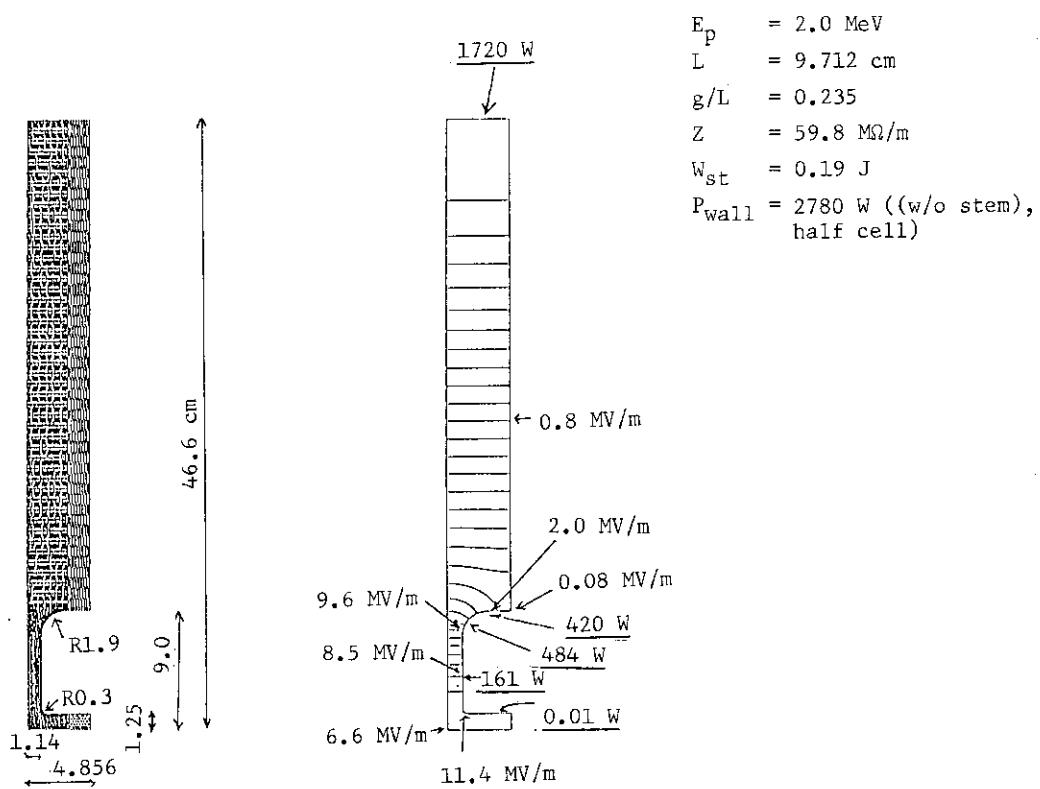
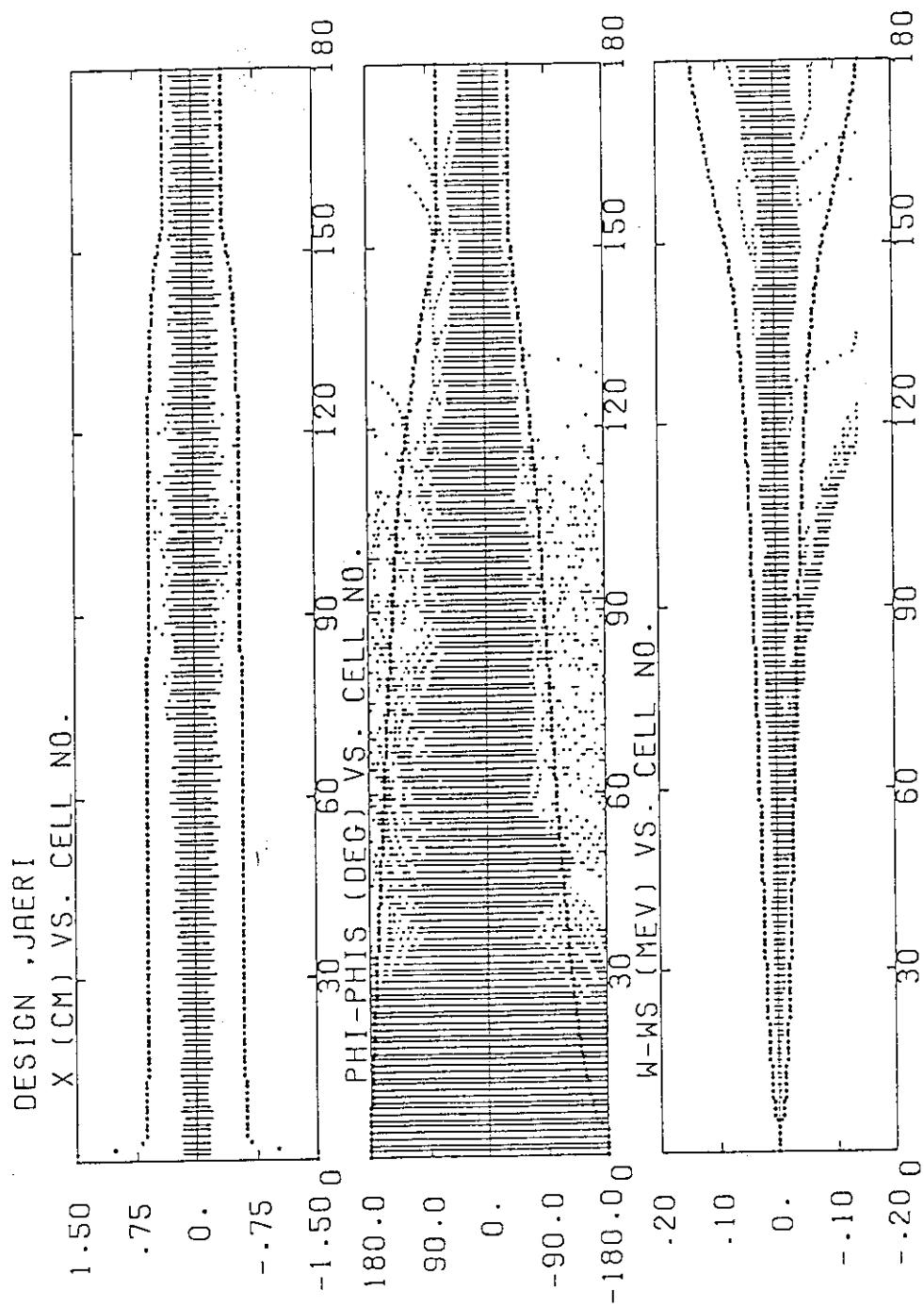
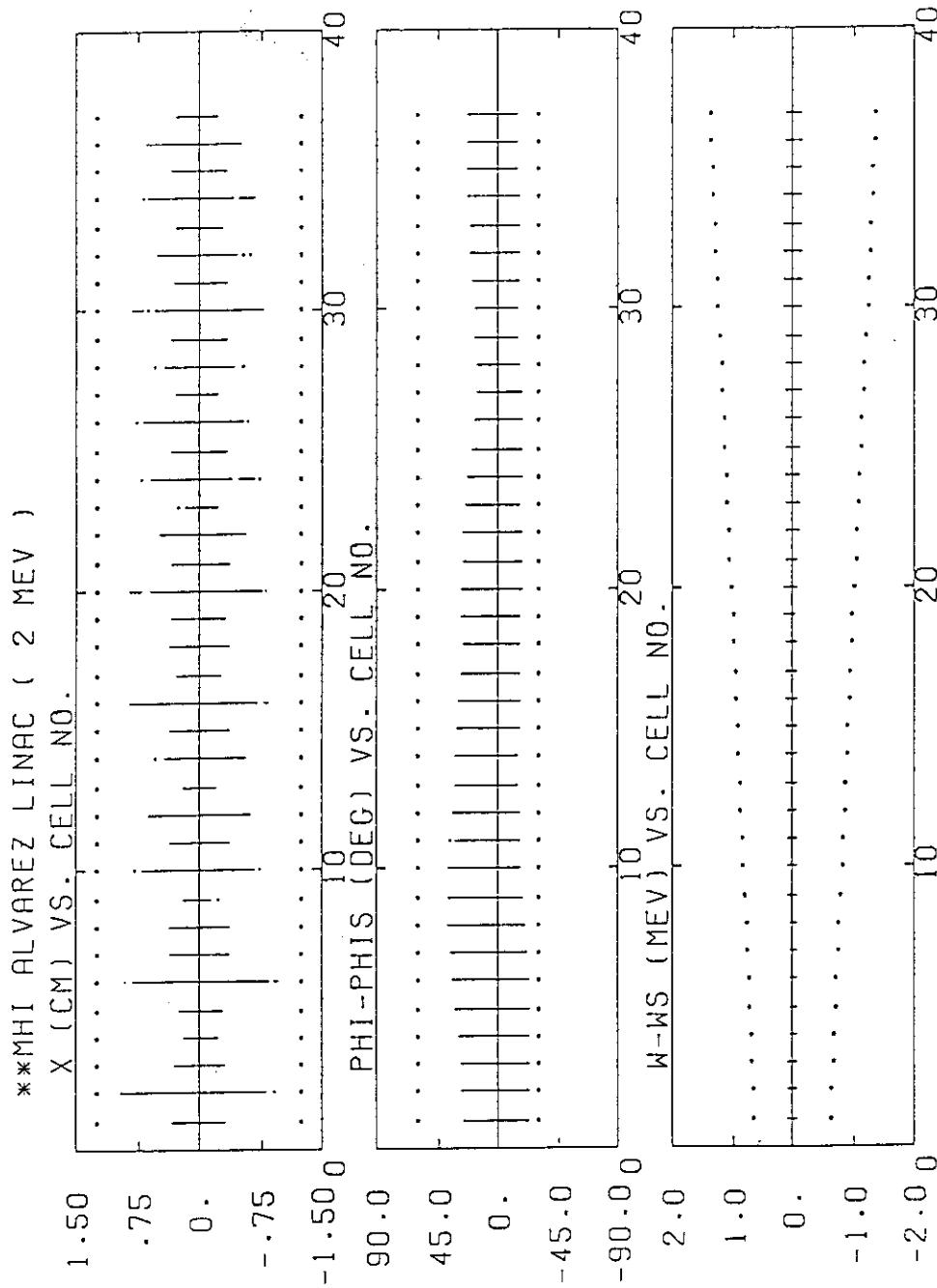
SUPERFISH CALCULATION OF JAERI DTL
AT $E_n=2.0 \text{ MeV}$ 

Fig. 2.3.7 DTLの電場計算と発熱計算の結果



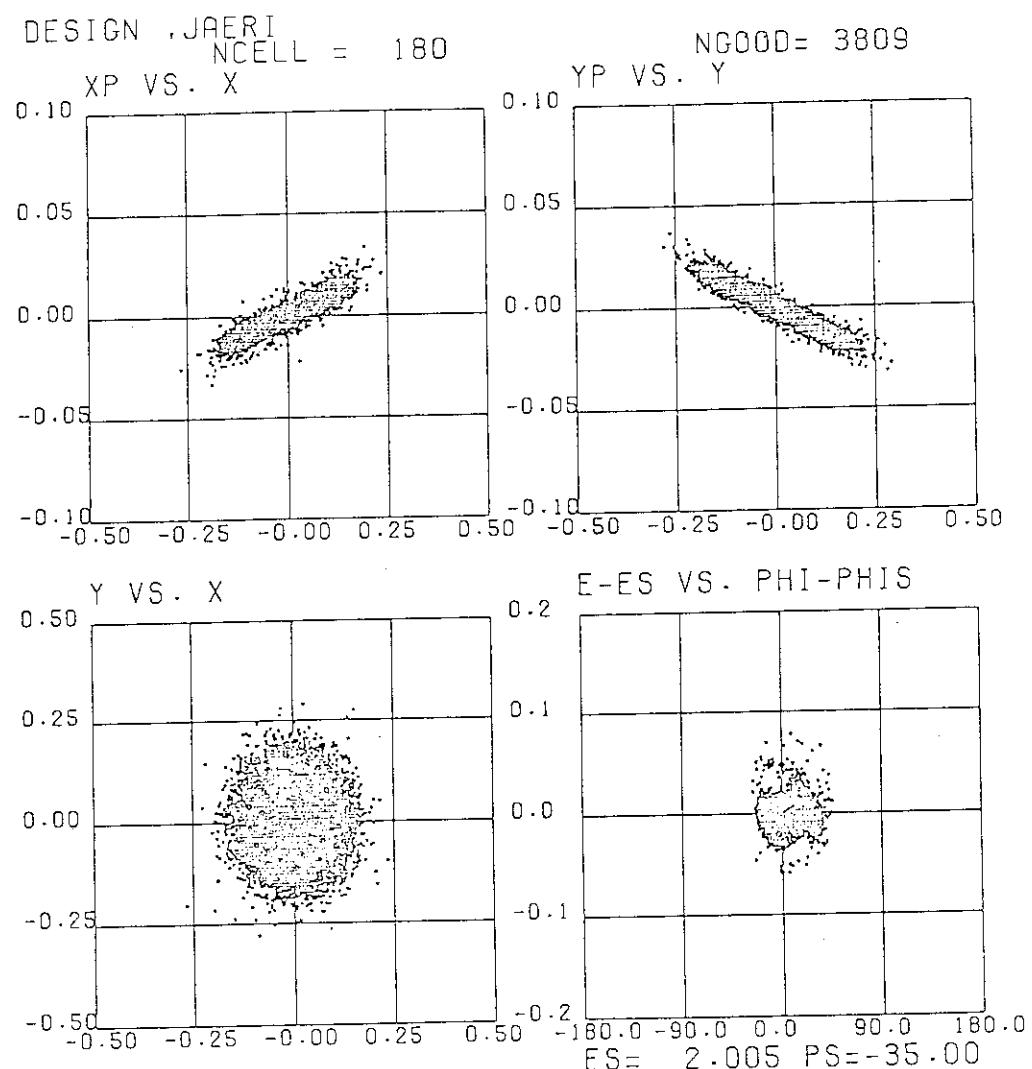
BEAM DYNAMICS CALCULATION OF RFQ

Fig. 2.3.8 RFQのビーム軌道計算結果



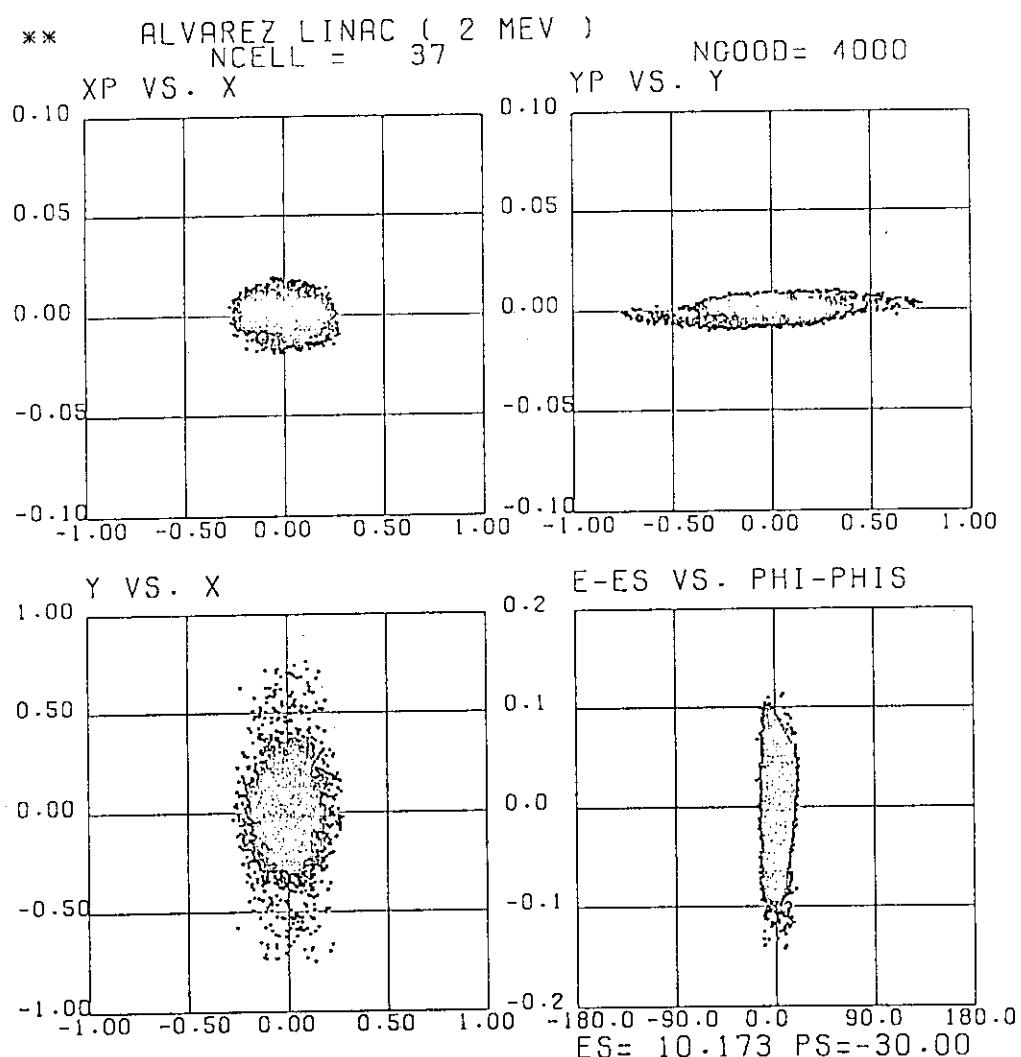
BEAM DYNAMICS CALCULATION OF DTL

Fig. 2.3. 9 DTLのビーム軌道計算結果



OUTPUT EMITTANCE OF RFO

Fig. 2.3.10 RFQ出口でのビームエミッタンス



OUTPUT EMITTANCE OF DTL

Fig. 2.3.11 DTL出口でのビームのエミッタنس

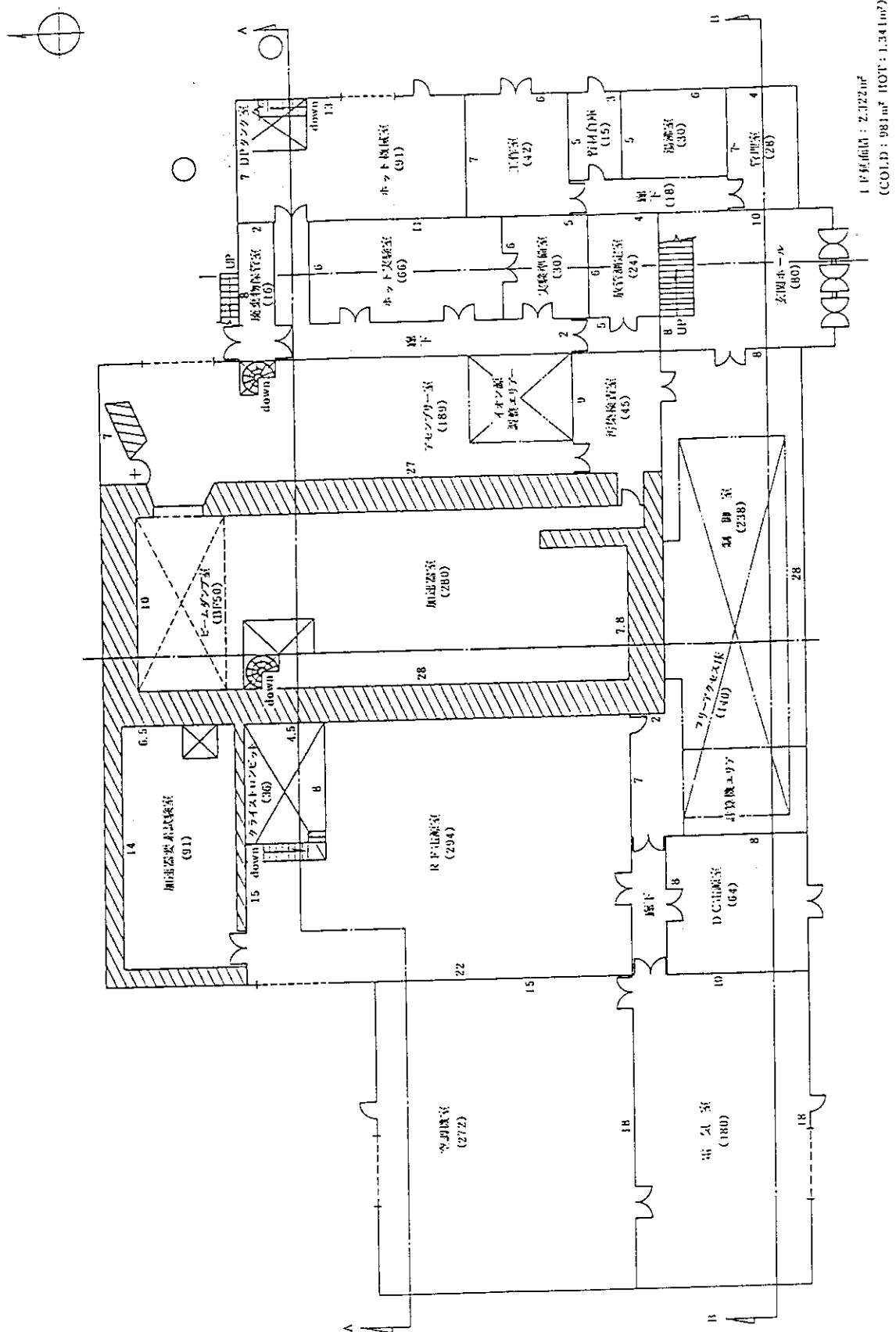
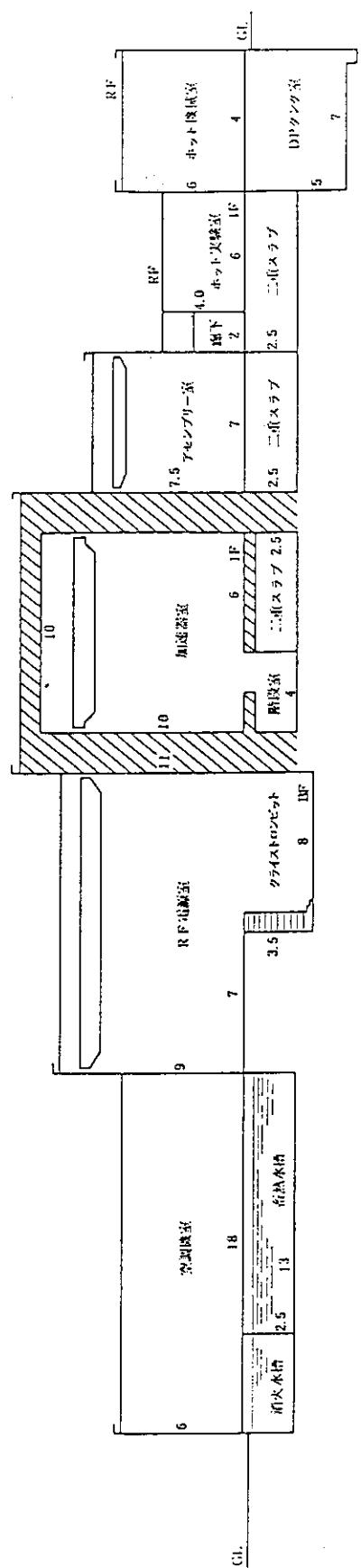


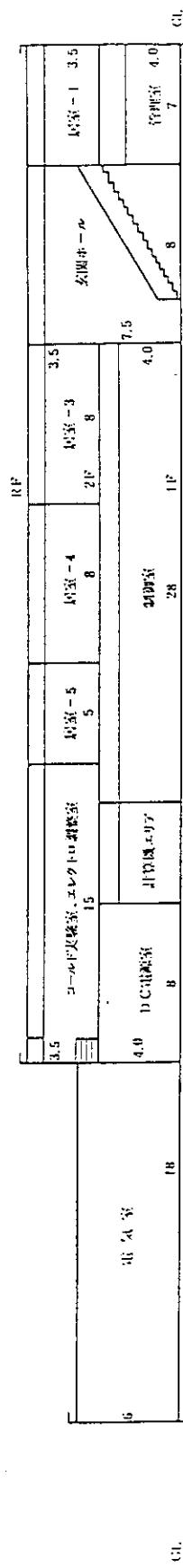
Fig. 2.3.12 BTA棟の平面図

BTΛ. 1 Fünfzig (S : 1/200)
112.12.12 現在

COLD : 981^{int} ROT : 1.3410⁻⁷



Λ-Λ 斷 編 (S : 1/200)



13-13 断 症 因 (S : 1/200)
112.12.12 現在

Fig. 2.3.13 BTA棟の立面図

3. 原子力分野での利用

3.1 放射能消滅

原子炉工学部 西 田 雄 彦

1) 研究の経緯と現状

原子力エネルギーは、既に1次エネルギー供給の10%（総発電量に対しては26%）を占めており、現在の生活水準や経済力を維持・発展させていくには、欠くべからずエネルギー源である。また、社会一般に受け入れられるエネルギー源の条件として、安全性の高いことや、環境に悪影響を与えないことが要求されることも当然である。原子力発電の場合、火力発電のように炭酸ガスを出さないので、地球温暖化や酸性雨などへの影響はないが、使用済み燃料から分離される放射性廃棄物の処理処分の問題があり、TMIやチェルノブイリのように原子炉事故を危惧する声も聞かれる。この報告では、大型加速器という先端技術を駆使して、エネルギー問題に係わる放射性廃棄物を安全かつ効率的に処理する技術の研究開発の現状と展望について述べる。

近年、加速器技術の急速な進歩により、その大電流化の見通しが立つにつれて、大型加速器の原子力分野における利用も研究されてきたが、初期には核燃料の生産や、強力中性子源としての利用、RIの生産研究などが先行しており、放射能消滅はむしろ追隨する形で基礎的な研究が進められてきた。1970年代までは、原発の開発及び建設の時期であり、また核廃棄物の蓄積量も僅かであったため、研究活動は積極的には行われなかった。1980年代後半になって21世紀を見通した核燃料サイクルの安全性を確立するために消滅処理の研究が脚光を浴びるようになった。

周知のように、軽水発電炉の使用済み燃料の再処理過程からは、燃え残りのウランや生成されたプルトニウムの他に、高レベル放射性廃棄物(HLW)が排出される。HLWには²³⁷Np、²⁴¹Amのように超長寿命（半減期が数百年～数百万年）の超ウラン核種(TRU)や、⁹⁰Tcおよび¹²⁹Iの長寿命核分裂生成物が含まれるので、放射能を冷却するためには千年以上の隔離期間が必要となる。原子力発電を推進している各国では、現在、HLWの有望な処理処分法として、核種別に分離した後安定なガラス固化体にして地下数百メートルの安定な地層内に隔離する地層処分技術の開発をすすめている。このTRUを適当な核反応によって～100年以下の短寿命核種に効率よく変換すれば、施設や経済の面での負担を大幅に減らすことができる。このような核反応を用いてHLWを消滅処理することによって、一層の安全性を達成すると共に、核廃棄物処理法に有望な選択肢を与えることができる。欧米では、原子力発電の停滞に伴って、HLWの消滅処理に関する研究もあり盛んではなかったが、最近は加速器やレーザなど近年の先端技術の成果を取り入れて群分離・消滅処理の研究を活性化する方向に大きな関心が寄せられつつある。既に述べたOECD/NEAの国際協定に基い

て1990年秋には、第一回の群分離・消滅処理関連研究の技術情報交換国際会議が水戸で開催された。

2) 加速器による放射能消滅処理システムの研究

このシステムの特徴的なことは、高エネルギー核反応過程を原子力工学装置に持ち込むことであり、その解析には通常の中性子輸送計算コードの他に数GeV～数+MeVのエネルギー領域にわたる核破碎過程を扱うコードが必要である。数GeVの高エネルギー陽子の入射によりTRUなど重い原子核で構成されるターゲット中で起る核反応では、Fig. 3.1.1に示すように、まず電離損失を伴う減速過程を経て最初の原子核に衝突する。入射した陽子は核内核子と多重衝突を繰り返す核内カスケードを起こし、原子核を励起して2次粒子を放出するが、最終的には核破碎生成物や高エネルギー核分裂生成物をつくる。高エネルギーの2次粒子は、次々と別の原子核と同様の衝突過程を繰り返す核外カスケードを起こして、反応がターゲット全体に広がる。この過程で陽子、重陽子、トリチウムやヘリウムなど多くの軽粒子が放出されるがその大部分は中性子である⁽¹⁾。

高エネルギー粒子による TRUの核破碎能力や多量に得られる核破碎中性子を利用した加速器消滅処理システム概念の検討が進められている。

ここでは検討の前提条件として次の項目を採用した。

- (1) 消滅能力は、年間約260kg、即ち1GWeのPWRの排出量に換算すると約10基のTRUが消滅処理できる。
- (2) エネルギー収支では少なくとも加速器所要電力以上の発電能力をもつ。
- (3) 加速器を含めたシステム全体の開発期間は約20年を目途とする。

2.1) 核破碎ターゲット型消滅処理システム

TRUの主成分である²³⁷Npのターゲットを陽子ビームで照射すると、その核破碎数は、入射エネルギーと共に増大し、1.5GeVの陽子1個当たりでは約5個の²³⁷Np核が壊される(Fig. 3.1.2, 計算値)。また、2GeVの陽子と²³⁷Np核や²⁴¹Am核の反応でつくられる核破碎生成物を半減期区(1分毎に分類したのがFig. 3.1.3(計算値)で、放射性廃棄物として問題となる7と8の区分(1年以上)ではトリチウム以外は僅かで、消滅特性としては、良好と言える^{(2), (3)}。しかし、核破碎反応だけで消滅処理を行う場合を概算してみると、加速エネルギー1.5GeV、加速電流300mA級の陽子加速器を用いても最大1GWeのPWR約4基分のTRUしか処理出来ない(Fig. 3.1.4)。核破碎反応は全体としては吸熱反応であるため熱出力も少なく、加速器電力も自給出来ない。核破碎中性子は余剰分として得られるので、周りにブランケットを配置すれば、核燃料物質の生産や発電に使うことができる。また、この規模の陽子加速器の実現にはかなり開発期間と技術革新を要すると思われる。

2.2) 加速器・高速炉心ハイブリッド型消滅処理システム

一方、Fig. 3.1.5に核破碎時に発生する中性子数の入射エネルギー変化を鉛より重い5つの

金属ターゲットに対して示してあるが、 ^{237}Np では1.5GeVで1入射陽子当たり40個以上の中性子が得られる。核破碎中性子は、ほとんどが 15MeV以下のエネルギー領域にあり、核分裂で発生する中性子と似たスペクトルをもっている。また ^{237}Np などマイナーアクチナイド核種は数100keV以上のエネルギー範囲で核分裂断面積が中性子捕獲断面積より大きくなる。以上の考察から、多量に発生する核破碎中性子を TRU燃料で構成される未臨界炉心に投入し、高速核分裂反応を主体として TRUを処理する方式の方が、高い消滅率が期待出来る。

実効倍増係数 $k_{\text{eff}} < 1$ を持つターゲット炉心では、入射陽子1個あたりの消滅核種総数 N_{tot} は次式で与えられる。

$$N_{\text{tot}} = N_{\text{spal}} - S_h \cdot k_{\text{eff}} / (1 - k_{\text{eff}}) / \nu$$

- N_{spal} : 核破碎反応による消滅核種数
- S_h : 核破碎反応で発生する中性子数
- ν : 核分裂あたりに発生する中性子数

ここで $k_{\text{eff}} = 0.9$ 、 $\nu \sim 2.5$ とすると $N_{\text{tot}} \sim 150$ である。

なお、この TRU消滅処理システムは陽子ビーム制御の未臨界体系でよいことから、安全性や設計上で有利な点が多い。即ち

- (1) 反応度制御のための制御・安全棒が不要で、システムが簡素化される。
- (2) 原子炉と同程度の出力密度が要求されるが、反応度係数に対する制限が厳しくないので、設計上の自由度が大きい。
- (3) 出力停止は加速器のビームを遮断すればよく、安全設計上の負担が少ない。
- (4) 燃料組成の微調整が不要なのでTRUの短期リサイクルを少なくできる。

(A) 原研型消滅処理システム

消滅処理量の増大とエネルギーバランスの向上を図るために、大強度リニアックの陽子ビームの核破碎反応によって得られる中性子を TRU合金燃料で構成される未臨界高速炉心に投入する加速器・高速炉心ハイブリッド型消滅処理プラント概念 (Fig. 3.1.6 及びTable 3.1.1) の検討を進めた⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾。加速器消滅処理システムの概念検討や設計研究を行うには、数+MeV～数GeVの高エネルギー領域を扱う核破碎・核子輸送過程シミュレーションコードとこれに接続する数+MeV以下の中性子輸送過程計算コードの2種類が必要である。ここでは、消滅処理システム解析は NMTC/JAERI-MORSE-DD⁽⁸⁾ コード、燃焼計算には、ORIGEN2コードを用いた。Fig. 3.1.7 はステンレススチールの反射体で包まれた未臨界ターゲット炉心部分を示しており、ナトリウムまたは鉛-ビスマスで冷却される。炉心部分は、ピンバンドル型 TRU 合金燃料で充たされており、その組成と形状は Fig. 3.1.8 に示す。1.5GeVの陽子ビームは左手前からタンクステンターゲットに入射して核破碎中性子を発生して炉心部を駆動す

る。無論ターゲット部分に TRUを使用した方が中性子発生効率もよく処理量もある程度稼げるが、Fig. 3.1.9 の上図に示したようにターゲット周辺に出力ピーニングが起り、全体としては消滅効率が低くなる。これを避けるためにターゲット部分をタングステンに置き換えると出力密度分布が平坦化し (Fig. 3.1.9 下図) 消滅効率が改善される。この消滅処理プランの特性の解析結果はTable 3.1.2 にまとめてあるが、ナトリウム冷却の場合実効増倍係数 0.92、ビーム電流約23mAで1GWeのPWR7.6基分のTRU 処理が可能である。鉛一ビスマスの場合は同じく5.3基分が処理可能だが実効増倍係数は0.86、ビーム電流は7.5mAでよい。いずれの場合も加速器所要電力の3倍以上の電力が生産できる。Fig. 3.1.10にはこのターゲット炉でのTRU 燃料の燃焼計算の結果を示しているが、 ^{237}Np は1000日でほぼ半減する反面 ^{238}Pu が蓄積してくる。陽子ビーム入射窓の損傷は、そのビーム径を広げることにより緩和され、1年以上の連続使用が可能であると予測されている。一方、ODS など燃料被覆材の照射特性評価から、燃料は1800日位の炉内滞在サイクル長さを持つとの技術的見通しが得られた（最大フルエンス $6 \times 10^{23} \text{n/cm}^2$ ）。

一方、炉心部分にTRU 溶融塩燃料を装荷した加速器消滅処理システムについても概念検討を進めている。従来、提案してきたアルカリフッ化物塩への3価TRU の溶解度が低いことを予測し、TRU 塩化物塩を燃料として選び、消滅効率の高い高速中性子スペクトルが実現できることを確かめた。また、TRU インベントリーを低減できる一体型炉システムとしてまとめられないか検討を進めている。

加速器部分については前に詳しく述べた ETA級の陽子リニアック(1.5GeV, ~10mA) が想定しているが⁽⁹⁾、この規模の加速器はまだ現存しないので、ETAを開発・建設することが大前提となる。ETAを利用して、消滅処理システムのターゲット炉心部分の工学実験を行う。これは、後で述べる核破碎基礎実験を発展させたものでエネルギーが800MeV~1.5GeVの陽子ビームによって、減損ウラン燃料及び TRU燃料のターゲット炉心の核破碎積分実験等を行う。また、大電流陽子ビームを用いた TRU消滅処理プラントの工学的特性を調べる実証実験を実施する。

(B) ブルックヘブン型消滅処理システム

BNLでは、陽子サイクロトロン加速器とTRU燃料炉のハイブリッド型消滅処理システムの検討を行った⁽¹⁰⁾。高エネルギー陽子ビームの入射する消滅処理ターゲット部分は、Fig. 3.1.11に示されているように、左方向より入射する陽子ビームに対して扇形状のTRU 燃料棒が垂直に配列されている*。高エネルギー陽子照射によるターゲット発熱分布の局所化を避けるために、入射ビームに面する燃料要素配列の前には、入射ビームをスイープされる三角柱状の空間が設けられている。個々の燃料体は、TRU酸化物のペレットがステンレススチール管に納められたものでHeまたはNaで冷却される。周囲をグラファイト壁、鉛壁、コンクリートで中性子の漏れを遮蔽する構造になっている。配列全体の実効増倍係数は、0.9 ~ 0.95で未臨界体系であるが、かなりの熱出力も得られる。解析結果によれば、この消滅処理システムは、

1GeV, 20~30mAの陽子ビームで駆動する時、年に約260kgのTRU(1GW_e PWR 10基分)が消滅処理できる。同時に副産物として約100kgの核燃料物質と230~260MW_eの電力が得られるため、加速器電力の自給は可能である。陽子加速器としては、Fig. 3.1.12に示すように、多段型のサイクロトロン加速システム構成になっている。これは、数GeVの高エネルギー陽子線形加速器の場合、数百メートルにわたる構造物や建屋を造る必要があり、その負担を軽減するためである。このシステムでは、初段部ではイオンソース(60~70keV)-RFQリニアック(2MeVまで加速)によって約5mAの陽子電流が加速された後、中間加速部の4セクタ型サイクロトロンに入射されて200MeVのエネルギーまで達する。最終段の12セクタ型サイクロトロンでは、3系統の中間加速部から計15mAの電流が入射され、2~3GeVまで加速する。この方式では、全システムの装置が100m四方の敷地に納めることができる。数mAへの大電流化も比較的容易とされているが、陽子ビームの引出し時のスピルによる放射化が検討課題である。

また、最近BNLから提案されているPHOENIXプロジェクトでは、1.6GeV, 104mAの陽子ビームをビームエクストパンダで広げて炉心部(マイナーアクチナイド(Np, Am, Cm:2.6ton/y)と沃素(I-129, 300kg/y)で構成される未臨界格子, k~0.9, 3600MW_t)に照射して約1tonの消滅処理、約1300MW_eの発電を行うシステムが検討されている。

*) BNLでは、これと類似の加速器ターゲットシステムを、PWR燃料非破壊型の核物質増殖システムとして提案している。

2.3) 核破碎熱中性子源による消滅処理^{(11), (12)}

前節で述べた主に高速中性子による核分裂反応を用いたハイブリット型の消滅処理システムに対して、この方式では核破碎ターゲットから放出される多数の中性子を減速して、原子炉では得難い高中性子束を作りだし、熱エネルギー領域での核反応(吸収反応、核分裂反応の巧みな組合せ)によって消滅処理を行うものである。この消滅処理システム開発計画(ATWプロジェクト)を推進しているLANLの主な目的は、商業用発電炉から出るHLWよりも軍事技術開発の結果米国に大量に蓄積している核廃棄物の処理にある。そのため、TRUだけでなく⁹⁹Tcや¹²⁹Iなど長寿命のFPの消滅処理が可能なように熱中性子を利用するシステムが検討されている。

Fig. 3.1.13に示されるように、1.6GeV, 50~250mAの陽子ビームを鉛・ビスマスの融体ターゲットに照射し、発生してくる核破碎中性子をまわりの重水で減速して局的に高い熱中性子束($\sim 10^{16} n/cm^2 sec$)を形成する。^{*)}重水プール中に垂直に管を通して溶融塩や水溶液状のTRU及びFPを循環させ高い熱中性子束で照射し核種変換または核分裂によって短寿命化する。例えば²³⁷Npの場合、中性子を吸収してできる²³⁸Npは、2100barnの核分裂断面積、300barnの吸収断面積、2.1日の半減期をもっているが、高い熱中性子束の照射下では、²³⁸Puへ崩壊、中性子を捕獲して²³⁹Npへ変換過程よりも核分裂過程が優先するため、燃料として扱えるからである。この方法によれば、TRUまたはFPの装荷量は数100kgの比較的少ない希薄なシステムで消滅効率のピークが得られるとされ、装荷量の点では、数トンのTRUまたはFPを必要とするハイブリッド型に比べて有利である。最近の情報によれば、このシステムで年間200~300kgの長寿命FPと

50～100kgのTRUが消滅処理可能と算定されている。主な開発点は、TRUやFPの溶液化学的な取扱い方法にあると指摘している。

加速器システムについては、Fig. 3.1.14のような加速エネルギー1.6GeV、加速電流250mAをもつ全長2km余の大出力線形加速器が考えられているが、これはLANLが持つ経験や加速器開発能力から(SDIがらみの側面がある)、充分建設可能としている。20MeV以下の加速部では、2系統のイオンソース(10keV)－RFQ型加速器(2.5MeV)－DTL型加速器(20MeV)からそれぞれ得られる125mAの陽子ビームを合成して250mAが後段加速部に入射される。20MeVから1600MeVへの加速は7段のCCL型加速器で行われる。

* 中性子発生部分の基本的アイデアはPSI 研究所(スイス)の核破碎中性子源と同じである。

2.4) その他

欧洲では、ドイツのKFA で核破碎中性子源計画(SNQ)のため、陽子リニアック(加速エネルギー1.1GeV、平均電流10mA、全長642m)(Fig. 3.1.15)の設計及び要素技術開発が進められていた。この加速器は出力も大きく、研究目的の一つに消滅処理も含まれていたので期待されたが、残念ながら1987年に予算上の理由で計画が中止された。

ソ連でも、最近は原子炉による消滅処理と共に加速器による消滅処理が関心をもたれてい る。10～15基の原子炉(WWER)から出る長寿命のアクチナイドや核分裂生成物を1.5GeV、300mA級の陽子線形加速器システム(accelerator with target complex－たぶんハイブリッドシステムの意味)で処理することを考えているが、現在では、具体的なシステムの検討や開発計画まで進んでいないようである。大型加速器による実験の実績が多いので、加速器開発能力は高いものと思われる。

3) 関連実験研究

加速器消滅処理システムの設計研究では、核破碎反応に関するデータの精度が重要な因子となるが、この反応のおこる数GeV～百数+MeVのエネルギー領域での実験データが充分ではない。このため陽子ビームによる核破碎実験、特に厚いターゲット実験を行い、測定値と計算値とを比較検討して、核破碎過程解析コードの精度の向上を図る必要がある。

JAERIでは、高エネルギー物理学研究所のブースタ利用施設で500MeV陽子による核破碎実験を行う準備を進め、平成2年度後半より鉛体系の照射実験を開始した。Fig. 3.1.16は実験用鉛体系全体図で、陽子ビーム投入孔、ターゲット、実験孔、金属カプセル挿入孔の配置が示してある。照射試料としては、アルミニウム、ニッケル、銅、鉄、金を用い、放出 γ 線の測定によって核破碎生成核種の同定、中性子のエネルギーと分布を測定する。

薄いターゲットの核破碎実験データについては、LANLで10数年来FERFICON(FERTile to Fissile CONversion)計画のもとに中性子発生分布、スポレーション核種生成断面積等の測定データが蓄積されている。

核破碎中性子源としては、ICANS ファミリー研究所のLANL (米国) のLANCE(800MeV, ~1mA), RAL(英国)のISIS(800MeV, 200 μ A), PSIのSINQ(590MeV, 1mA), KEK (日本) のKENS(500MeV, 10 μ A)で稼働しており (一部増力中), 多くのデータが蓄積している。

4) まとめ

大強度線形加速器ETA の建設は, 消滅処理システム開発の大きな部分を占めているが, 後で述べるように, それは他の原子力関連分野においても多くの利用可能性をもっている。工学利用を目的とした加速器ETA を先端技術として開発し確立しておけば, 現在のような原子力利用の転換期に際して, 新たな展望が開けるとともに, 世界の原子力技術の進歩に大きく貢献することができる。

参考文献

- (1) 中性子ターゲットシステム研究専門委員会, " スポレーション中性子工学", 日本原子力学会(1984).
- (2) Nishida, T. and Nakahara, Y.: "Analysis of produced nuclei and emitted neutrons in nuclear spallation reactions", Kerntechnik, 50, 193 (1987).
- (3) 西田 雄彦, 中原 康明, 筒井 恒夫: " 原子核スポレーション反応シミュレーションコード開発と1次スポレーション生成物の計算", JAERI-M 86-116, (1986).
- (4) Nishida, T. et al.: "Research of TRU Transmutation System with Proton Accelerator", Proc. Seminar on Nuclear Data (1989)(Tokai).
- (5) Takizuka, T. et al.: "A Study on Incineration Target System", Proc. ICENES (1989) (Karlsruhe).
- (6) Takada, T. et al.: "A Conceptual Study of Actinide Transmutation System with Proton Accelerator <1> Target Neutronic Calculation", Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research - Evolution by Accelerator -, (1990) (Mito).
- (7) Takizuka, T. et al.: "A Conceptual Study of Actinide Transmutation System with Proton Accelerator <2> Target Thermal Hydraulics", Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research - Evolution by Accelerator -, (1990) (Mito).
- (8) 中原 康明, 筒井 恒夫: " 高エネルギー核反応および核子・中間子輸送シミュレーションコードシステム NMTC/JAERI", JAERI-M 82-198, (1982).
- (9) Kaneko, Y.: "The Intense Proton Accelerator Program", Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research - Evolution by Accelerator -, (1990) (Mito).

- (10) Bonnaure, P., Mandrillon, P., Takahashi, H.: "Actinide Transmutation by Spallation in the Light of Recent Cyclotron Development", NEACRP-39, (1988) (Oarai).
- (11) Bowman, C.D. et al.: "Spallation-based and Technology and Associated Nuclear Data Requirements", Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research - Evolution by Accelerator -, (1990) (Mito).
- (12) Lawrence, G.: "New Application of High-Power LINACS", LINAC Conference (1990) (Albuquerque).

Table 3.1.1 ターゲット炉心部設計パラメータ
(レファレンス体系: Wターゲット付き)

		N a	/	P b - B i
冷却材		1.	5	G e V
陽子エネルギー		2	6	0
炉心:	長さ	2	6	0 c m
	高さ	1	0	0 c m
	幅	1	0	0 c m
ターゲット:	長さ	6	0	c m
(タンクステン)	高さ	1	0	0 c m
	幅	1	0	c m
反射体:	ステンレススチール			
	厚さ	2	0	c m
燃料体:	組成	N p - 1 5 P u - 3 0 Z r		
		A m C m - 3 5 P u - 1 0 Y		
	ボンド	N a		
被覆		H T - 9 鋼		
スラグ径		4		m m
被覆外径		5.	2	2 m m
被覆厚さ		0.	3	m m
ピン長さ		1	0	0 c m

Table 3.1.2 加速器消滅処理システムの性能
(Wターゲット付き)

冷却材	N a	P b - B i
実効増倍係数	0. 9 2	0. 8 6
アクチナイド装荷量 (k g)	2 8 6 6	2 0 1 3
ビーム電流 (m A)	2 2. 6	7. 5
T R U 消滅処理量 (k g / 年)	2 0 2	1 3 9
1 GWe LWR 基数分換算	7. 6	5. 3
発電量 (M W e)	2 3 0	7 5
加速器電力 (M W e)	6 8	2 3

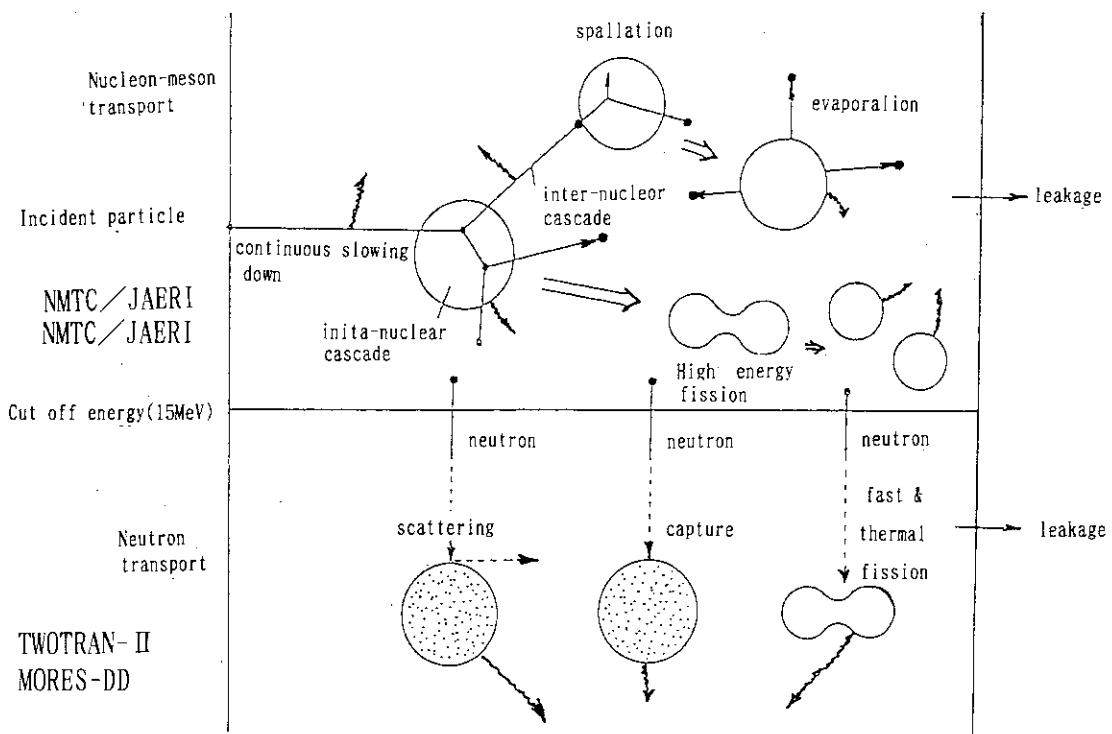
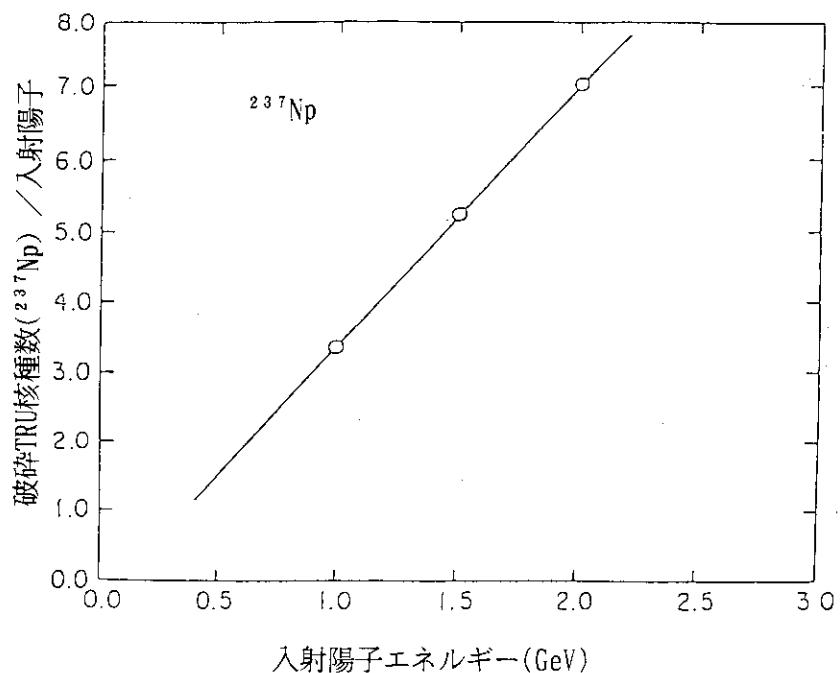


Fig. 3.1.1 高エネルギー陽子による超ウラン核の核破碎反応過程

Fig. 3.1.2 ^{237}Np 核破碎数の入射陽子エネルギー変化

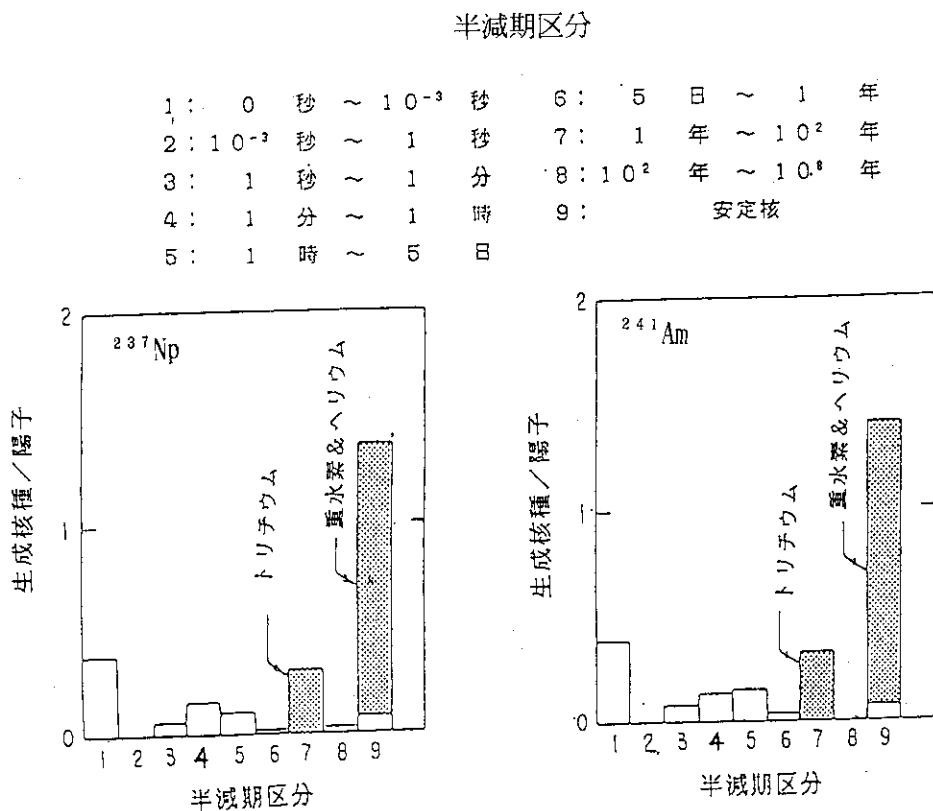


Fig. 3.1.3 2 GeV陽子によるTRU(^{237}Np , ^{241}Am)の核破碎生成物の半減期区分分類図

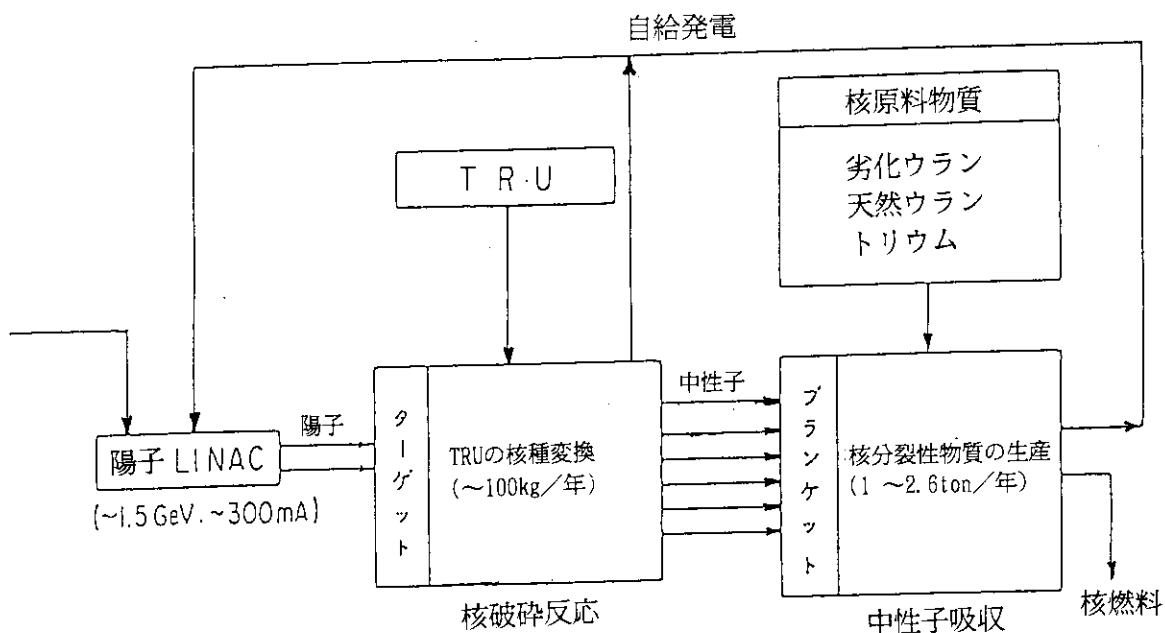


Fig. 3.1.4 核破碎反応によるTRU消滅処理システム

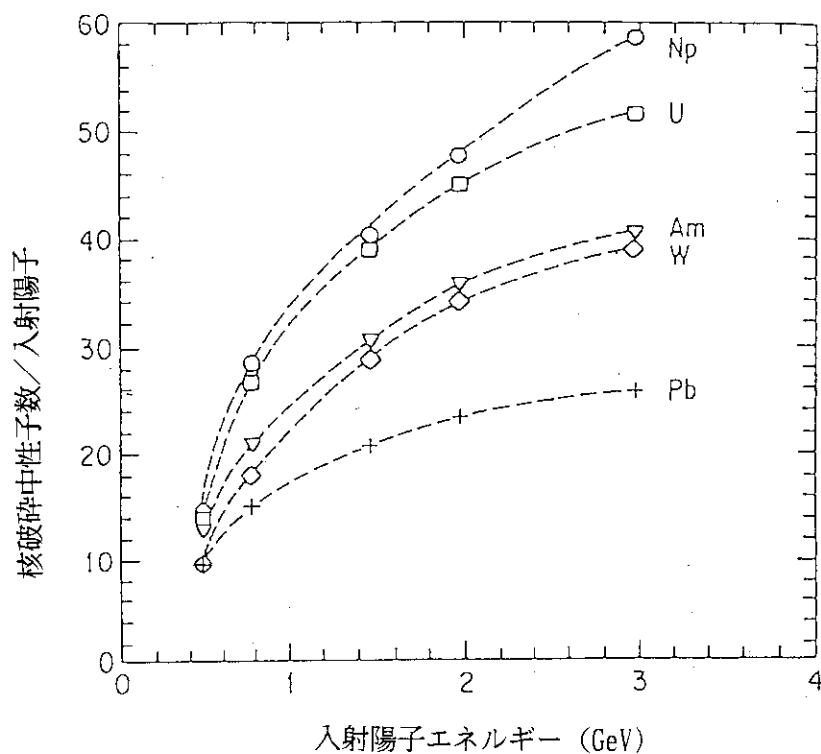


Fig. 3.1.5 核破碎発生中性子数の入射陽子エネルギー変化

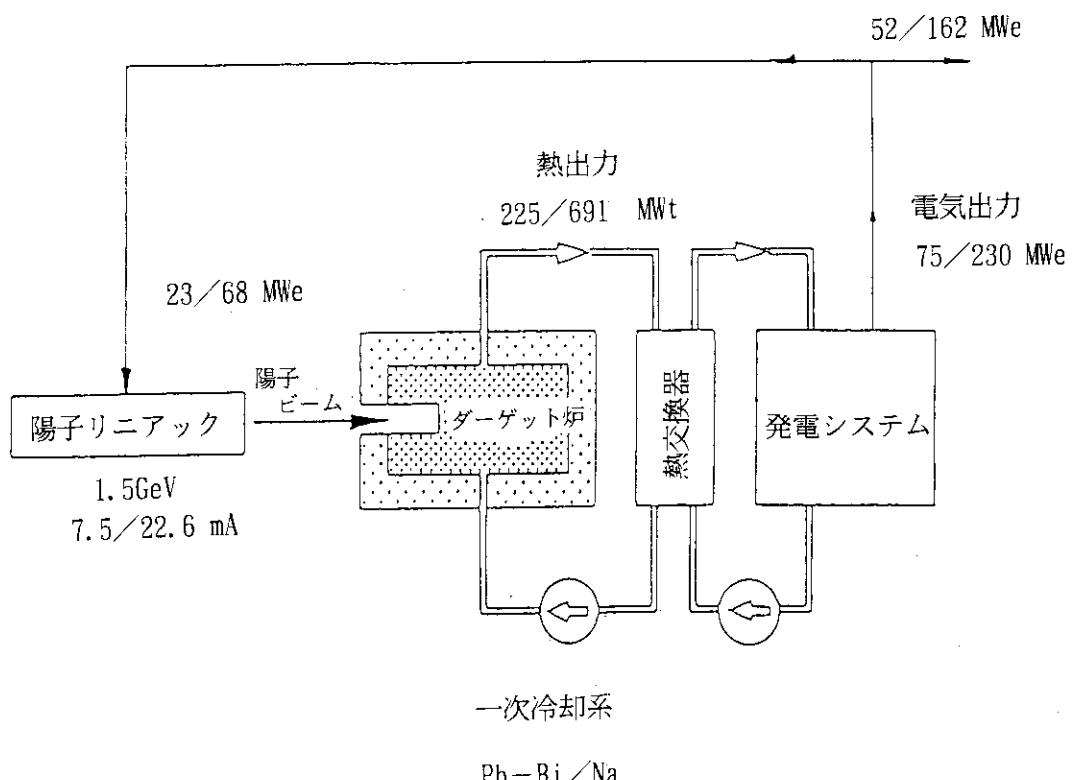


Fig. 3.1.6 加速器・未臨界炉ハイブリッド型消滅処理プラント図

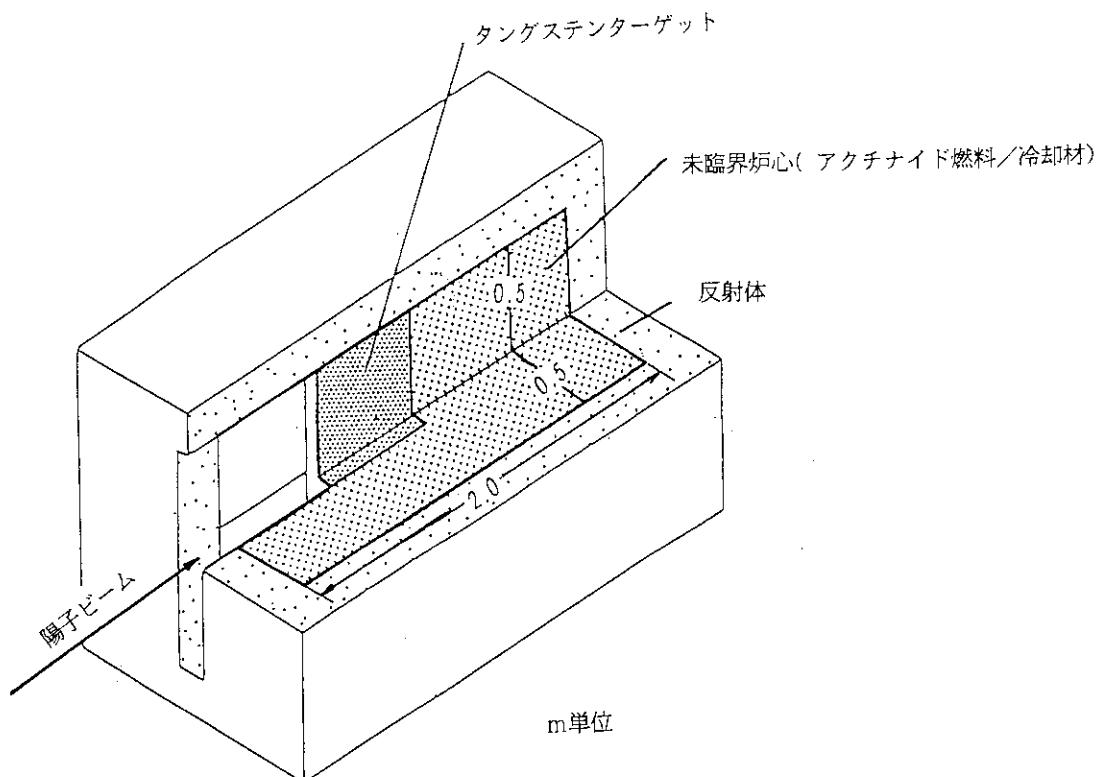


Fig. 3.1.7 加速器消滅炉心図（タンゲステンWターゲット付き）

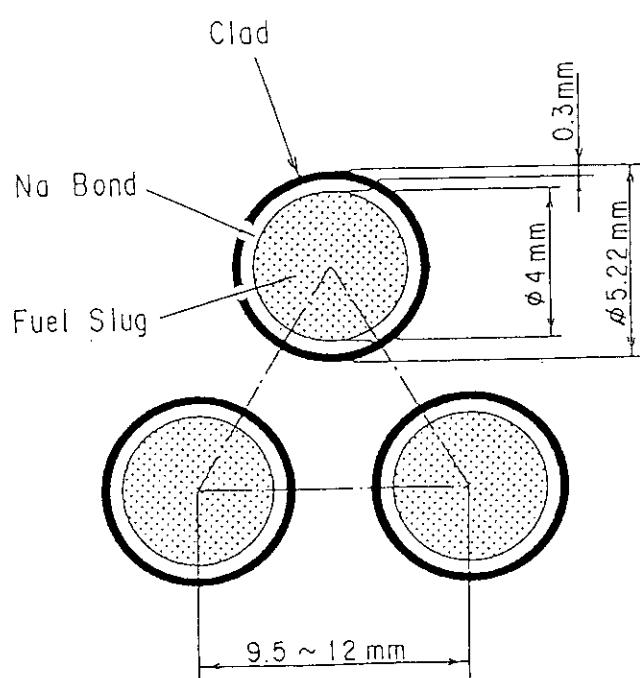


Fig. 3.1.8 TRU燃料ピンの組成と形状

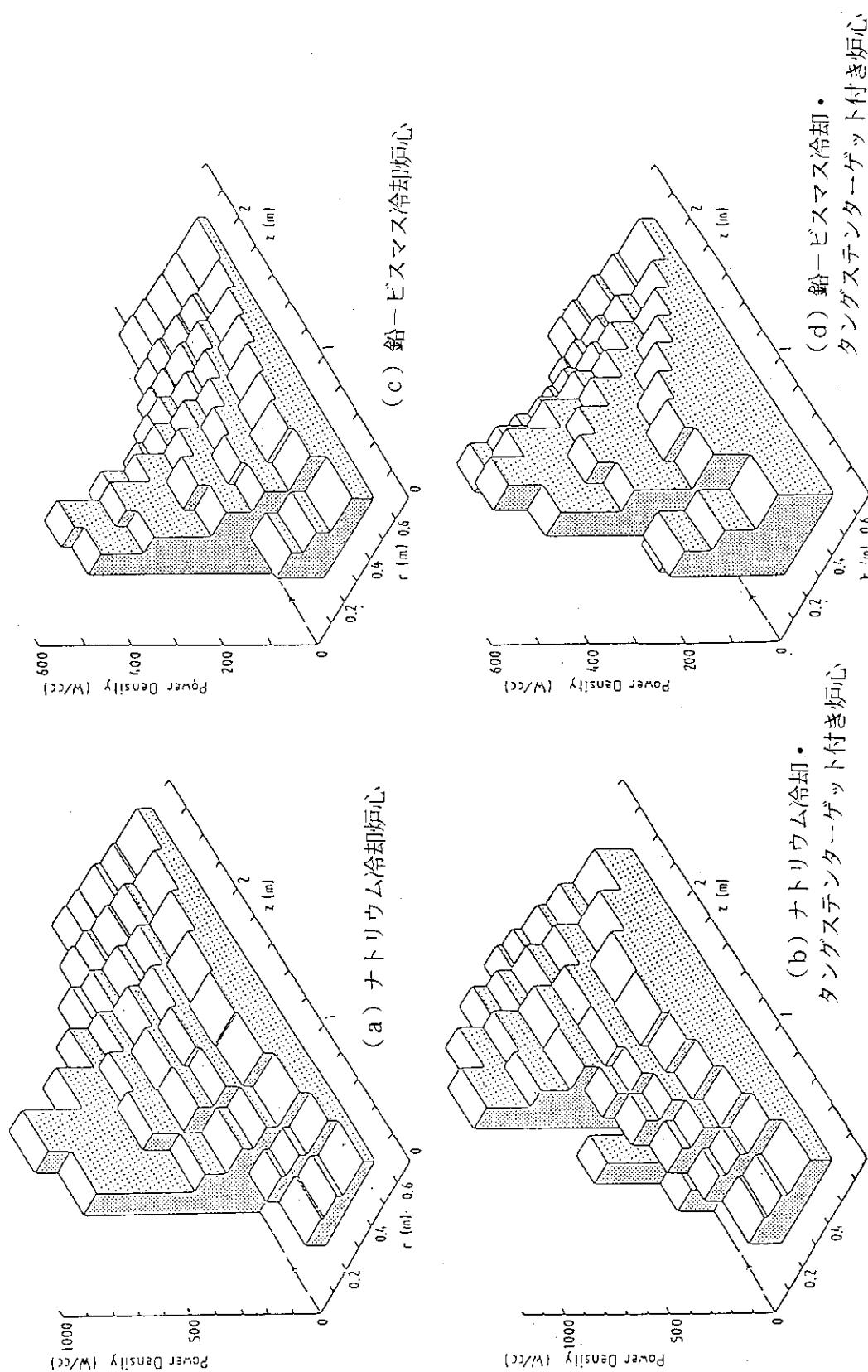


Fig. 3.1.9 加速器消滅処理炉の出力分布図

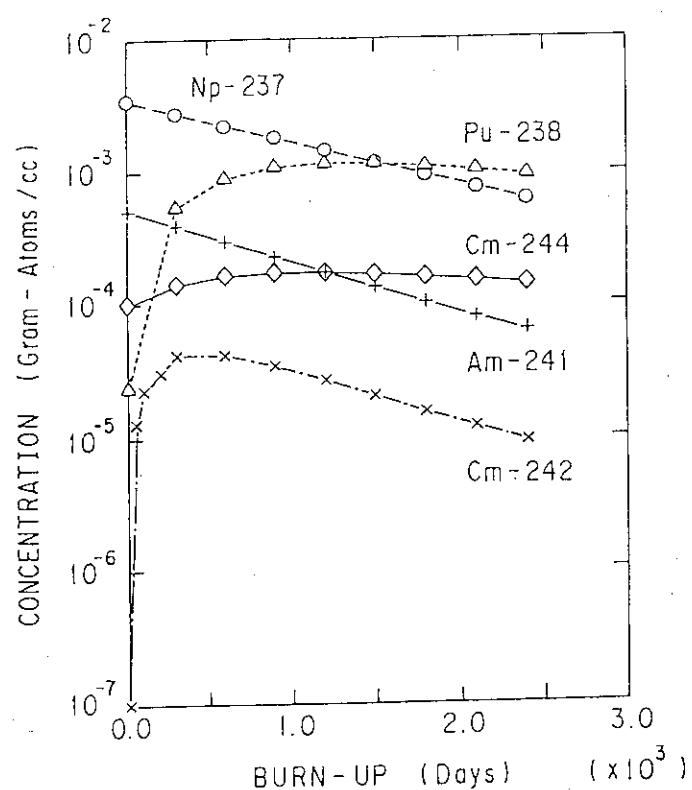


Fig. 3.1.10 レファレンス体系 (Na冷却, Wターゲット付き) の
TRU燃焼特性

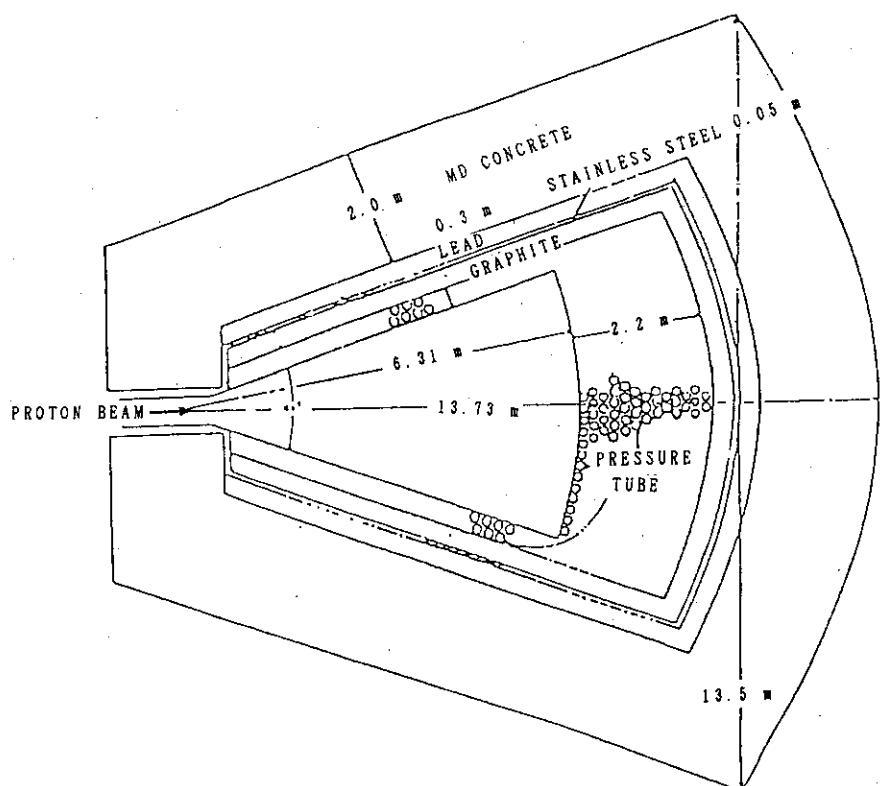


Fig. 3.1.11 BNL方式ターゲット炉心部¹⁰⁾

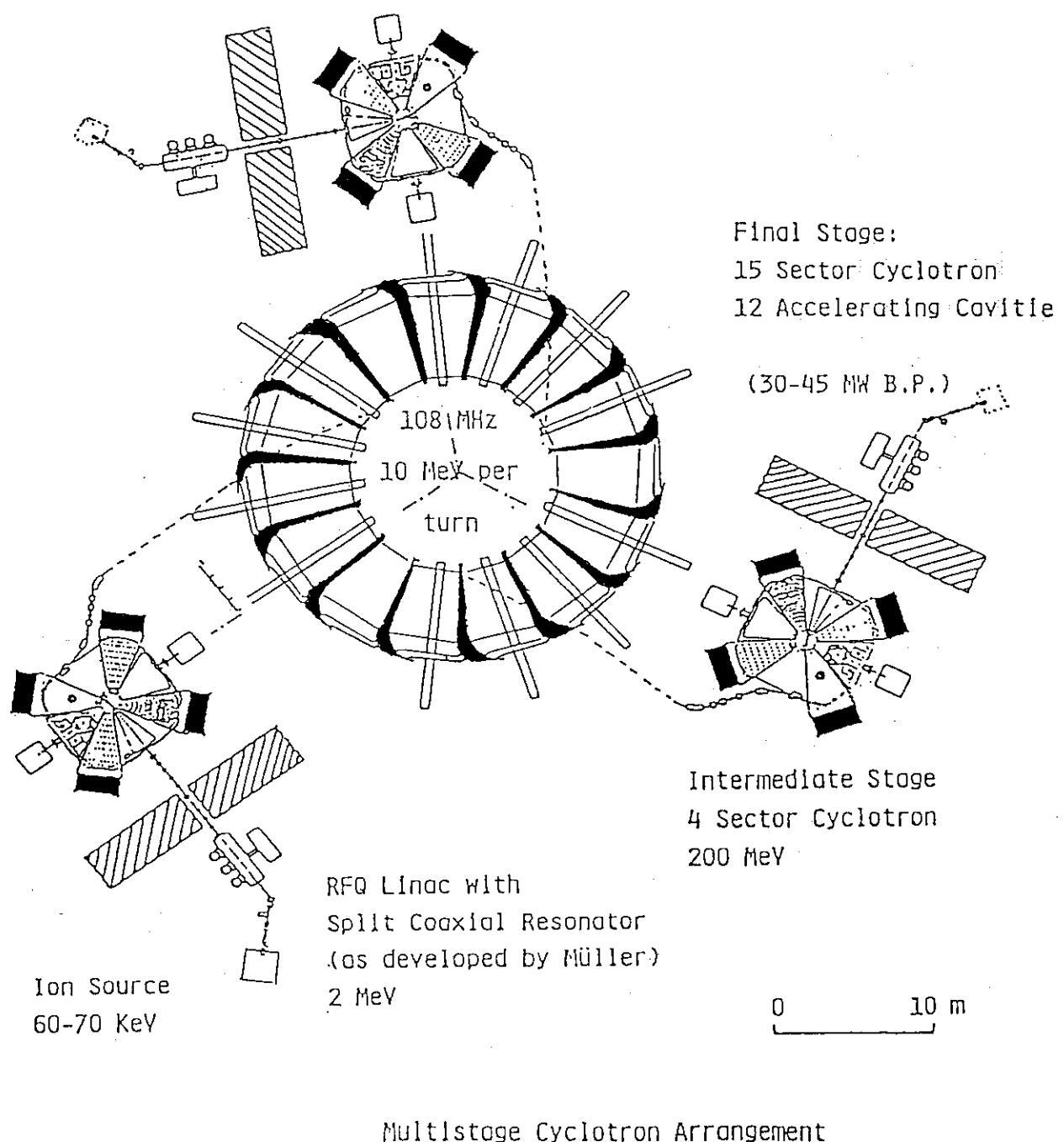
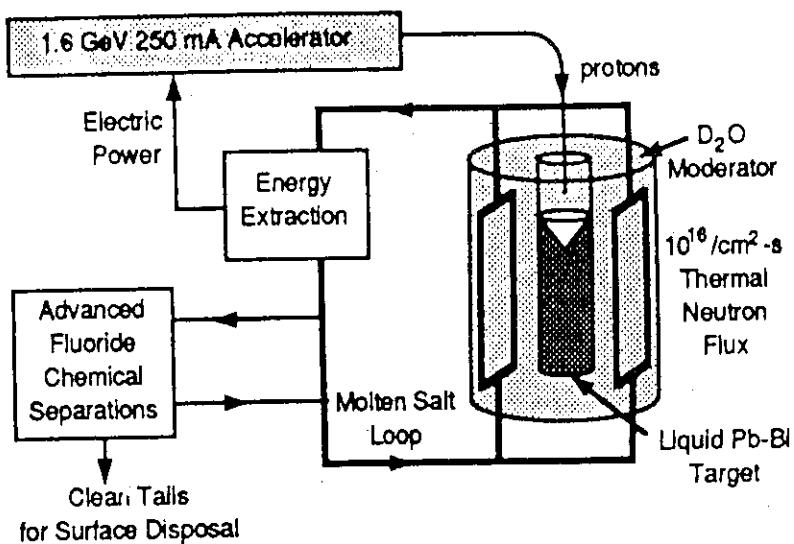
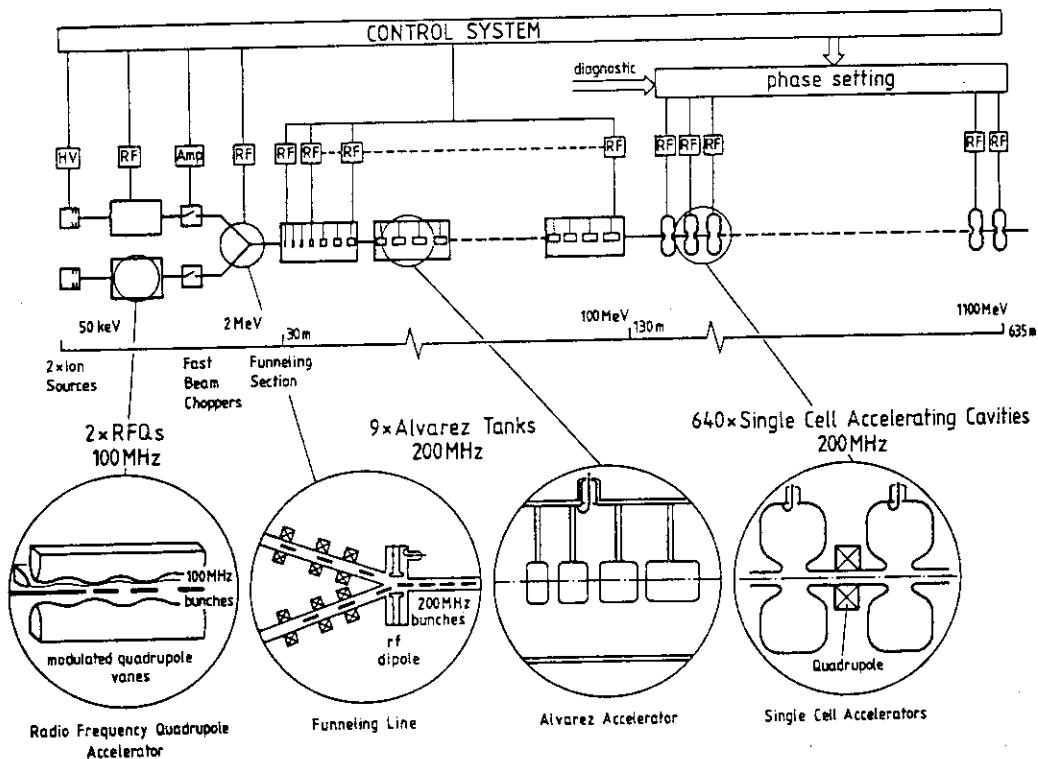
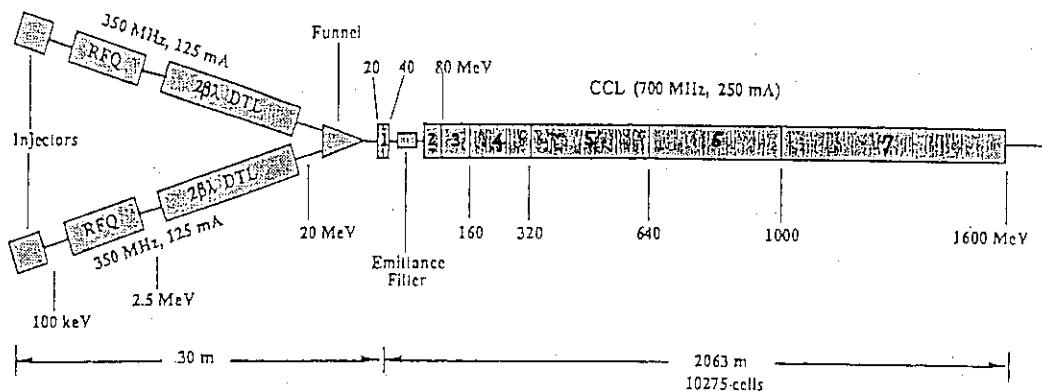


Fig. 3.1.12 BNL方式用多段式サイクロトロンシステム¹¹⁾

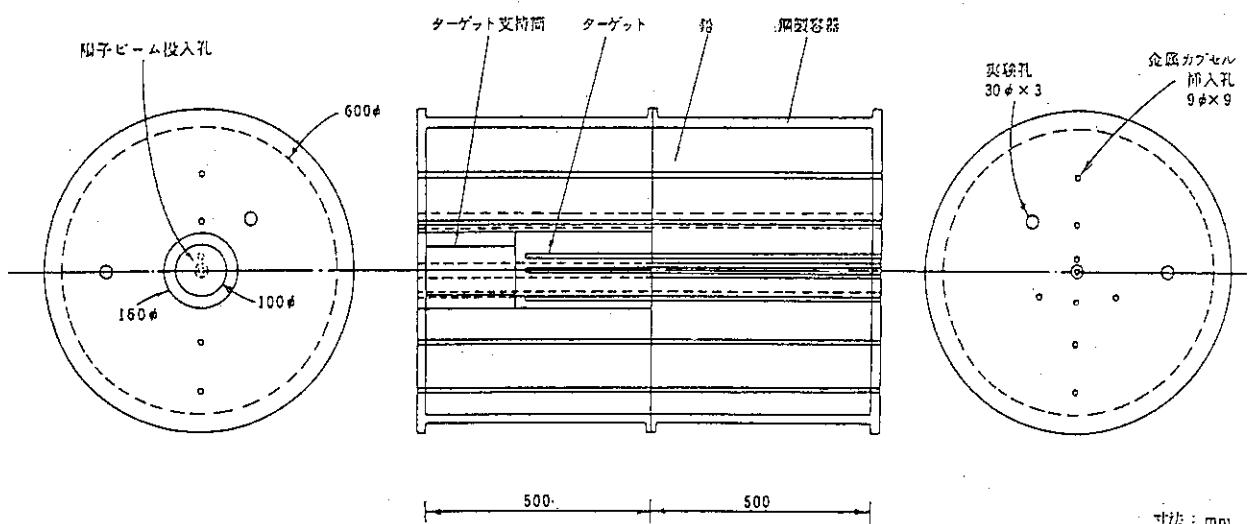
Fig. 3.1.13 核破碎熱中性子源消滅処理システム¹²⁾Fig. 3.1.14 ATW用陽子線形加速器¹¹⁾

Accelerator Configuration



Length (m)	RF Power (MW)			Trans. Emittance ($\pi \text{cm-mrad}$)		Long. Emittance (10^{-6} eV-sec)	
	Copper Beam	Total	Input	Output	Input	Output	
RFQ	3.4	0.4	0.3	0.7	0.020	0.023	0.00 1.40
DTL	11.3	1.3	2.2	3.5	0.024	0.026	1.50 1.53
CCL	2063	114.8	395.0	509.8	0.027	0.036	1.56 3.11
Total	2100	118.2	400.0	518.2			

Fig. 3.1.15 SNQ用陽子線形加速器構成図



注：陽子ビーム投入孔および金属性カプセル挿入孔等はすべてSUSライニング施工する。
鉛体系全体を傾斜角可変の架台上に固定する。

Fig. 3.1.16 陽子核破碎実験用鉛体系図

3.2 核燃料の生産

中原 康明

1) 歴史的展望

加速器による核燃料生産の研究の歴史は古く、1949年に米国において MTA計画が発足し、Pu-239 と U-233 を増殖するための重陽子加速器とターゲット・アセンブリの設計研究が秘密裡に行われた。この計画自身は技術的には有望であったにもかかわらず、1952年にコロラドに優れたウラン鉱床が発見される一方、Pu 生産用核分裂炉を運転させる方が約 1/6 のコストですむことが明らかになり、MTA 計画は 1954 年に打切られた。MTA 計画の歴史的経緯については Lawrence Livermore 研究所の C. M. Van Atta が解説している⁽¹⁾。

1960 年代から 1970 年代にかけて、高速増殖炉開発をめぐる技術的および政治的問題にからんで再び加速器による核燃料の生産への関心がたかまり、米国とカナダで盛んに研究が行われるようになつた⁽¹⁾。これらの研究の成果の大部分は長い間公表されないままであったが、1977 年に BNL で開催された「加速器増殖に関する情報交換会合」でほぼその全容が明らかにされた⁽¹⁾。

国内的には 1979 年 4 月に日本原子力学会内に「中性子ターゲットシステム研究専門委員会」(主査: 木村一治) が設置され、その後 4 年にわたって次の項目などについての調査研究が行われた。

- 大出力陽子加速器の工学的利用の可能性
- 核燃料生産と放射能廃棄物消滅処理のための加速器
- 加速器ターゲット/ブランケットシステムの工学
- ターゲット/ブランケットの核物理・炉物理
- 超強力核破碎中性子源

これらの調査研究の成果は「スプロレーション中性子工学」としてまとめられている⁽²⁾。

これらの研究を通じ加速器を用いて核燃料を生産することは技術的に可能であることが明らかになるとともに、多くの研究者は、あるいは核破碎過程そのものについての基礎的研究、基礎研究用核破碎中性子源の開発、あるいは加速器による放射能廃棄物消滅処理の研究へと研究の重点を移行してき、核燃料増殖研究を主題にした国際会議は 1980 年の IAEA コンサルタント会議⁽³⁾ 以後開催されていない。

この間、概念設計の枠を越えて本格的な加速器増殖炉の設計研究を行ったのは BNL のグループである。BNL の設計は、核拡散防止策をかねて使用済み燃料を解体再処理せずに、使用済み燃料集合体で加速器ブランケットを構成し、鉛・ビスマス共融体ターゲットからの核破碎中性子で直接照射することによりそのままの形で再活性化することを狙つたものである⁽⁴⁾。結論は、この方法により商業用軽水炉燃料の燃焼率～30,000MWD/MTU を 100,000MWD/MTU にまで改善できるというものであった。しかし、問題は均一な照射、すなわち均一に核分裂性核種を生成することが困難なことと燃料要素の耐久性の評価が難しいことである。

これらの二つの問題点を解決できるものとして提案されているのが古川らによる加速器溶融塩増殖炉である⁽⁵⁾。溶融塩は流体なので、固体ターゲット・ブランケット系では避けて通ることのできない照射損傷の問題を回避することができるとともに流動性を利用して一様に照射条件を達成することも容易であるという利点がある。

なお、BNL案のような流体ターゲット・固体ブランケットの設計例としてはORNLのTMF-ENFP (Ternary Metal Fueled Electro Nuclear Fuel Producer)がある⁽⁶⁾。最初に提案されたTMF-ENFPは液体ナトリウムのターゲットと液体ナトリウム冷却の3種金属合金 (Pu-239, U-238, Th-232) のブランケットで構成されるものであった。この構想の特徴はU-233の増殖を目的としていることである。Pu-239とU-238はブランケット内の中性子束分布を平坦化するための調整材として利用されている。この初期の設計ではU-233の生産量は5.8kg/dayしか得られないという計算結果から、ペブル型燃料を用いてこれを直接陽子ビームのターゲットとする改良型が考案された⁽⁶⁾。改良型では9.3kg/dayの生産量が見込まれている。

一方、ソ連においても将来いずれ生ずるであろう化石燃料の枯渇の事態への備えとして加速器による核燃料増殖の研究は行われてきている。具体的な加速器炉としての設計例は未だ公表されていないが、加速器による核燃料増殖に関する基礎的研究は着実に進められている^{(7), (8), (9)}。

2) 加速器増殖炉の設計例

初期の加速器増殖炉の設計例については、「スポレーション中性子工学」⁽²⁾に古川によるまとめが集録されている。(Ⅲ-3. 加速器増殖炉ターゲット／ブランケットの設計例)

本節においては、現在までに提案されているものの中の代表的な設計例として、BNLの軽水炉燃料濃縮炉／再生炉⁽⁴⁾、ORNLの改良TMF-ENFP⁽⁶⁾および古川らのグループの加速器溶融塩増殖炉⁽⁵⁾を紹介する。

(1) 軽水炉燃料濃縮炉／再生炉⁽⁴⁾

加速器としては、エネルギー1.5GeV、電流値300mAの陽子線型加速器を用いる。1.5GeVというエネルギー値が選ばれているのは、陽子による核破碎で生成される中性子のエネルギー・コスト(1個の中性子を発生させるのに必要なエネルギー)は入射陽子エネルギーの増加とともに急速に減少するが、1.5GeV以上ではほぼ一定になるという根拠に基いている。電流値は大きいほど良い。当時すでにパルスモードではあるが、300mAの加速が成功していたこともあって、300mAの連続加速も実現できるであろうという見通しでこの値が設定された。

Fig. 3.2.1はターゲット・ブランケット・アセンブリの立体構造、Fig. 3.2.2はその断面を示したものである。ターゲットとしては鉛・ビスマス共融体を秒速5mのジェット噴流として落下させる方式が採用されている。発生中性子分布をできる限り一様化するための工夫はされているが、ターゲットは最適化構造にはなっていない。

ブランケットには燃焼率30,000MWD/MTUの使用済みPWR燃料要素をそのまま軽水冷却の圧力管の中に装荷して配列する。この再生炉と電気出力百万キロワットの軽水炉3基を1セットとして核燃料サイクルを維持するというのがBNLが提案したシナリオである。なお稼働率は80%

としており、Pu-239の生成量として考えると、再生炉1基で年間約1t強という計算結果が得られている。

Table 3.2.1には加速器、ターゲット／ブランケットの諸元がまとめられている。

BNLでは、天然ウラン燃料やトリウム燃料を用いた場合（濃縮炉）の検討も行っており、そのケース・スタディの結果がTable 3.2.2にまとめられている⁽⁴⁾。U-233の年間生産量は約0.9tである。

(2) 改良型TMF-ENFP⁽⁵⁾

改良型では核破碎中性子の洩れを最低限にとおさえるためにFig. 3.2.3のようなフラスコ型のターゲット・ブランケットが採用されている。ターゲット領域に装荷される燃料は直径0.5cmの球である。このような球形の燃料の持つ利点は、表面積が大きいため熱除去効率がよい、燃料の一様化が改善できる。燃料の装荷・排出が容易に行える等である。なお、加速器としては1.1GeV, 300mAの陽子加速器が選定されている。

燃料そのものをターゲットとするため、陽子ビームがターゲットに入射する時には、ビーム束をかなり拡げておく必要がある。ターゲットの周辺にはトリウム・ブランケットが配置されている。ターゲット・ブランケット、その他の構造物の設計値はTable 3.2.3にまとめられている。冷却材には液体ナトリウムが採用されている。

Table 3.2.4には特性計算の結果がまとめられている。90FPDの1サイクル期間中実効増倍率 k_{eff} はほぼ一定に保たれることが分る。同期間中のPu-239の消費率3.41kg/FPDに対して、U-233の生成率は9.29kg/FPDである。これは年間生産量2.5tに相当する。

この設計案の持つ問題点として次の事項が研究当事者自らによって指摘されている。(1)陽子ビームの入射条件、(2)第Ⅰ壁設計条件、(3)急傾斜を持つ出力分布と温度分布、(4)過大なPu-239初期装荷量。特に、Pu-239を用いることについては政治・社会的な問題もあり、Pu-239を用いなくても済む方法、例えは、代りにベリリウムを用いる方法なども指摘されているが、その場合の解析が行われた様子はない。

(3) 加速器溶融塩増殖炉⁽⁵⁾

この炉型は古川らのグループが検討を続けてきているもので、現在ではFig. 3.2.4に示されているような單一流体型に構想が固ってきている。図から分るように、構造は極めて単純である。

通常の溶融塩発電炉の場合よりThF₄を2～3倍濃くした溶融塩約90m³の溜りの中に窓なしで陽子を打ち込む構造が採用されている。入射孔近くの液面に渦を作らせて、陽子をなるべく奥の方へ引き込み、比較的中心部で中性子を発生させて、中性子の吸収効率を良くしてある。

この炉の持つ最大の利点は、ターゲット・ブランケットとともに溶融体であるため、照射損傷は問題とならないことと流動体のため一様照射が可能であることである。

Table 3.2.5には標準型溶融塩増殖炉と高利得型溶融塩増殖炉の諸特性値がまとめられている。加速器としてはいずれに対しても1GeV, 300mAの陽子加速器が選定されている。高利得型では0.5m/oの²³³UF₄が添加されている。生成中性子数、それに対応してU-233生成量の値に大

きな幅があるのは、溶融塩中にLi, Be, Fなどの軽い核が多いいため、陽子による核破碎反応のモンテカルロ法を用いたシミュレーション計算の精度に幅が出てしまうことに起因している。この設計案では年間約1トンのU-233の生産が見込める上に、加速器で消費される電力はほぼ回収可能であるとの結果が得られている。

3) 陽子加速器による核燃料生産の基礎実験

核燃料生産のためのターゲット・プランケット設計用コンピュータ・コード・システムの開発⁽¹⁰⁾、およびターゲット・プランケットの設計研究は2)節で紹介したようにかなり進んでいるが、これらの理論計算の裏付けとなる実験データは意外に少ない。

先駆的な実験はソ連のVasil'kovらによって行われた⁽¹¹⁾。核分裂性核種増殖実験に用いられたターゲットをFig. 3.2.5に示す。中央部に見える凹みの所へ陽子ビームが入ってくる。入射面でのビーム直径は4~5cmである。ターゲットは、(2×4×8)cm³の天然ウランの角棒もしくは(8×8×16)cm³の減損ウランの角棒を図のように積み、全体で(56×56×64)cm³、3.5tという比較的大きなターゲットを構成している。遮蔽用鉛ブロックの1層の厚さは10cmで、ビーム入射背面のみ2層になっている。凹んでいる中心部分を鉛で置き換えた実験も行っている。斜め断面に示されている黒い領域は計測用の間隙で、入射孔中心から6cmの場所から45cmの所まで3cm間隔で配置され、サイズはそれぞれ(2×0.3×60)cm³である。

このターゲットではU-238の中性子捕獲率とU-235の核分裂率の空間分布の測定が行われた。²³⁸U(n, γ)の空間分布の測定にはウラン箔の放射化法が用いられた。ビーム入射方向をz軸とする円柱座標を用い、この捕獲率をA(z, r, φ)とする。Aは、ターゲット1gあたり入射陽子が1個吸収される時の(n, γ)捕獲数と規格化されている。全体系中で入射陽子1個当たりPu-239が生産される数Nは、Aを全体系で積分し、

$$N = \rho \int_v A(z, r, \phi) dV \quad (1)$$

から求められる。ここでρはウラン金属の密度である。Vasil'kovらは、ターゲットは軸対称であると近似し、(1)式の代わりに次の式でNを求めている。

$$N = 2\pi \rho \int_s A(z, r) ds \quad (2)$$

この測定値の理論的解析は、中原^{(12), (15)}、高橋^{(12), (16)}、Garvey⁽¹³⁾およびBaraschenkov and Shmakov⁽¹⁴⁾が行っている。これらの解析結果を高橋がまとめて表にしたものを作成したものをTable 3.2.6に示す。660MeVの場合、中原の計算値は測定値と極めて良い一致を示していることが分かる。高橋やBaraschenkovらの計算値も誤差の範囲で良い一致を示している。

Vasil'kovらは同じくFig. 3.2.5の体系でU-238の中性子捕獲率の空間分布の測定値を発表している⁽¹¹⁾。計算値としては、高エネルギー核分裂を考慮していない古い時期のものであるが、中原・高橋によるものがあり⁽¹²⁾、Fig. 3.2.6に測定値と比較して示されている。ターゲット近傍(r=6cm)では計算値のピークは測定値よりかなり高くなっている。この計算では高エネル

ギー核分裂は考慮されていないために、中性子捕獲率が過大評価されている可能性がある。つまり、中性子捕獲断面積 σ_c は、中性子吸收断面積 σ_a 、核分裂断面積 σ_f と $\sigma_c = \sigma_a - \sigma_f$ の関係にある。 $\sigma_f = 0$ として扱われている分 σ_c が大きくなっているが、核分裂を考慮した場合、核分裂による中性子数の増加もあり、これが中性子捕獲率にどう影響するかが問題である。この問題を検討するための再計算は行われていない。

一方、カナダと米国においてもFERFICON計画 (FERtile-to-FIssile CONversion) の名のもとに核燃料増殖の共同基礎実験が1970年代末から1980年代初期にかけて実施された^{(13), (17)}。実験に用いられた加速器は、カナダのTRIUMF (480MeV陽子サイクロトロン) とLANLのLAMPF (800MeV陽子リニアック) である。

TRIUMFとLAMPF に共通のターゲットをFig. 3.2.7 に示す⁽¹⁷⁾。図に示されているように、ターゲットは37本の減損ウランの丸棒からなるクラスターで、中心の十印の丸棒に陽子が入射する。灰色にしてある丸棒は、Fig. 3.2.7 の下の図のように減損ウラン箔が挿入された計測用を兼ねたものである。減損ウランターゲットの物理特性値はTable 3.2.7 にまとめられている⁽¹⁷⁾。減損ウラン箔の厚さは0.0062cm、直径は3.239cm である。全部で 171枚の箔が使用された。計測用減損ウラン箔の丸棒内の挿入場所はTable 3.2.8 に示されている⁽¹⁷⁾。

この体系において、 4.3×10^{16} protons の照射後にこの171枚の減損ウラン箔の分析からNp-239、11種の核分裂生成物とU-237 の軸方向分布が求められた。Fig. 3.2.8 およびTable 3.2.8 には、入射陽子1個当たり、減損ウラン1グラム当たりのNp-239、U-237 の生成率および核分裂数の軸方向分布が示されている⁽¹⁷⁾。

Table 3.2.9 はこれらの分布を軸方向に積分した入射陽子1個当たりの生成率、すなわち、

$$\text{Total}_i = \frac{M}{lp} \int N_i(z) dz \quad (3)$$

の値である⁽¹⁷⁾。ここでMはターゲットの質量(グラム単位)、lはターゲットの長さ(cm)、pは陽子数、 N_i は減損ウラン1グラム当たりの*i*核種の生成数や核分裂数である。Table 3.2.9 には比較のために計算値も示されている。計算には 20MeV以上の領域ではORNL版のHETCコード⁽¹⁸⁾、20MeV 以上の領域ではMCNPコード⁽¹⁹⁾が用いられている。なお、Table 3.2.9 の注にも記されているように、この計算では高エネルギー核分裂は考慮されていない。Table 3.2.9 から分るように、Np-239の生成率の計算値は10%程度の過小評価、核分裂数は約42%もの過小評価になっている。高エネルギー核分裂を考慮に入れた再計算は行われていないようである。

4) 大強度陽子加速器によって展開可能となる新分野

大強度陽子加速器が実用化された場合に、新たに展開が可能となる核燃料サイクルは次のものである。

- (i) U-233 の大量生産の実現に伴うトリウム・ウラン燃料サイクルの実用化。
- (ii) D-T 核融合用トリチウムの生産。

トリウム資源はウランより豊富であるにもかかわらずトリウムがエネルギー源として未だに活用されていないのは、核分裂性核種 U-233が天然資源として存在しないこととTh-232から効率的に U-233を生産する技術が開発されていないからである。先にも述べたように、1GeV, 300MeVの陽子加速器が実用化されれば、年間約1トンの U-233の生産が可能との見通しが得られており、トリウム資源の有効利用の道が開ける意義は大きい。

^{232}Th - ^{233}U サイクルを利用する方式では次のような利点が考えられる⁽²⁰⁾。

- ① トリウム資源はウラン資源より豊富(3~4)倍で、偏在していない。入手が容易で低価格となろう。
- ② 長寿命廃棄物の主体である超ウラン核種がほとんどできない。できたものは加速器炉内で有効利用しつつ短期間に消滅させられる。
- ③ トリウム系溶融塩発電炉と組合わせることにより、合理的かつ経済的な燃料サイクルが構成される。

トリチウムの生産方式としては、現在次的方式が考えられている⁽²¹⁾。すなわち、

$$\begin{aligned} & {}^6\text{Li} (\text{n}, \alpha) \text{T}, \\ & \text{および} \quad {}^3\text{He} (\text{n}, \gamma) \text{T}. \end{aligned}$$

この方式の実用化の条件として $5 \times 10^{16} \text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ の程度の熱中性子束が必要であるが、この条件は 1.6GeV, 250mA cw の陽子加速器と Pb-Bi ターゲットで実現可能とされている⁽²¹⁾。しかし、この研究の詳細は公表されていない。この方式の問題点は、Li-6, He-3共に天然資源としての存在比が極めて低いことである。すなわち、Li-6は7.5%であるが、He-3にいたっては0.000138%に過ぎない⁽²²⁾。

超ウラン廃棄物の消滅処理の際に核破碎生成物として生成される T, He-3 と Li-6 を回収することも考えられるが、西田・中原の計算結果では軽い核破碎生成物の主成分は圧倒的に He-4 であり、T, He-3 や Li-6 の生成率は極めて小さい⁽²³⁾。しかし、Li-6 の生成率の計算精度にはかなりの問題がある上に比較すべきデータもない。生成率測定実験を行うことは核破碎に伴う Li 生産の計算法を点検・改良する上で十分意義がある。また核破碎を利用しての T, He-3, Li-6 の生産を目的とした研究は未だ行われないので、今後これらの核種の最適生産システムの研究を理論・実験の両面から行うことも重要である。

5) ETA (工学試験用加速器) による基礎実験

核燃料生産にかかる核物理的・炉物理的問題の実験研究の実施に当っては、陽子ビーム電流値よりエネルギーが重要である。核燃料生産においては 1.5GeV 程度のエネルギーの陽子ビームが選定されており、このエネルギーの陽子によってターゲット・ブランケット内にひき起される物理現象には陽子のみならず核破碎反応によって放出される中性子とパイ中間子(π^+ , π^- , π^0 の 3 種) も関与する。ターゲット・ブランケット系の炉物理的特性の解析においてはこれらの粒子全て含んだ粒子輸送計算を行わねばならない。陽子による核破碎反応におけるパイ中間子生成のしきい値は約 300MeV であることを考えると、少なくとも 300MeV 以上のビームが利用可能になれる。

ば、3) 節で紹介したような粒子輸送計算の検証に役立て得る実験を行うことができる。

結 言

加速器を利用する核燃料生産炉としては現在までに提案されているいろいろな炉型の中で、核破砕中性子による一様照射条件の達成、ターゲット・ブランケット材料の高中性子照射場での健全性の問題を考えると、溶融塩炉型が最も有望であると考えられる。本文でも指摘したように、溶融塩体系での核破碎プロセスのシミュレーション計算の精度には問題が残されているので、今後理論計算モデルを改良して行くためには溶融塩ターゲットでの実験を行う必要がある。

参考文献

- (1) Proc. an Information Meeting on Accelerator-Breeding, BNL, Jan. 18-19, 1977, CONF-770107.
pp. 9- 29: C.M. Van Atta (LLL), A Brief History of the MTA Project.
pp. 41- 68: M. Steinberg (BNL), Linear Accelerator Breeder for Energy Security.
pp. 69- 84: P.R. Tunnicliffe (AECL), High Current Linear Accelerator and Nuclear Power
pp. 85-106: F.R. Mynatt (ORNL), Analysis of Accelerator Breeder Concepts with LMFBR, GCFR, and Molten Salt-Type Blankets.
pp.107-129: D.S. Bartine (ORNL), Economics of Systems Combining Accelerator Breeding and Converter Reactors.
pp.130-134: R.F. Taschek and W.G. Davey (LASL), Accelerator Breeder Concepts and Applications.
- (2) 日本原子力学会「中性子ターゲットシステム」研究専門委員会, 「スポレーショントン性子工学」, 1984.
- (3) IAEA Consultants Meeting on Spallation Breeders, 1980. 報文集は発行されていない。
(要旨集のみ。中原への私信)
- (4) P. Grand, H.J. Kouts, J.R. Powel, M. Steinberg, H. Takahashi, et al., "Conceptual Design and Economic Analysis of a Light Water Fuel Enricher/Regenerator", BNL-50838 (1978).
- (5) 古川和男, 塚田甲子男, 中原康明, 「加速器溶融塩増殖炉開発の可能性と意義」, 原子力工業, 27(5), pp.28-34 (1981).
K. Furukawa, Y. Nakahara and K. Tsukada, J. Nucl. Sci. and Technol., 18(1), pp.79-81 (1981).
K. Furukawa, "Single Fluid Type Accelerator Molten-Salt Breeder Concept", The 7th Miami International Conf. on Alternative Energy

Sources (1985).

- K. Furukawa, Y. Nakahara, Y. Kato, H. Ohno and K. Mitachi, "Accelerator Molten-Salt Breeding and Thorium Fuel Cycle", Proc. 2nd International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research - Evolution by Accelerators, pp.393-398 (1990).
- K. Furukawa, A. Lecocq, Y. Kato and K. Mitachi, J. Nucl. Sci. Technol., 27(12), pp.1157-1178 (1990).
- (6) J.O. Johnson, T.A. Gabriel and D.B. Bartine, "Accelerator Breeder Nuclear Fuel Production: Concept Evaluation of a Modified Design for ORNL's Proposed TMF-ENFP", ORNL/TM-2999 (1986).
- (7) R.G. Vasil'kov, V.I. Gol'danski and V.V. Orlov, "Electrical Breeding", Sov. Phys. Usp., 26(3), pp.228-244 (1984).
- (8) P.P. Blagovolin, et al., "Electronuclear Reactor as a Perspective Breeder", Atomnaya Energiya, 65(5), pp.326-329 (1988).
- (9) R.G. Vasil'kov, "Status of Main Data on Accelerator Breeding in Extended Uranium Target", 私信 (1990) .
- (10) 中原康明, 筒井恒夫, 田次色吉, 「加速器ターゲット・ブランケット体系の核特性解析用コードシステム ACCEL」, JAERI-memo 9502 (1981).
- (11) R.G. Vasil'kov, et al., Atomnaya Energiya, 44(4), 329 (1978).
- (12) Y. Nakahara and H. Takahashi, Atomnaya Energiya, 47(2), 83 (1979).
- (13) P. Garvey, "Neutron Production by Spallation in Heavy Metal Targets: Experiment and Calculation", pp.1-16, JüI-Conf-34 (1980).
- (14) V.S. Baraschenkov and S. Yu. Shmakov, JINR-P2-80-531 (1980).
- (15) Y. Nakahara, "Studies on High Energy Spallation and Fission Reactions", Proc. ICANS-IV, KENS REPORT II (1981).
- (16) H. Takahashi, Nucl. Sci. Eng., 87, pp.432-443 (1984).
- (17) G.J. Russell, J.S. Gilmore, H. Robinson and R.E. Prael, "Fertile-to-Fissile and Fission Measurements for Depleted Uranium Bombarded by 800-MeV Protons", pp.621-639, ICANS-V, JüI-Conf-45 (1981).
- (18) K.C. Chandler and T.W. Armstrong, "Operating Instructions for the High Energy Nucleon Meson Transport Code HETC", ORNL-4744 (1972).
- (19) W.L. Thompson, ed., "MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport", LA-7396-M (1979).
- (20) 古川和男, 文献(2), 第3章.
- (21) G.P. Lawrence, "High Power Linear Accelerators for Tritium Production and Transmutation of Nuclear Waste", LA-UR-90-3315 (1990).
- (22) W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münnzel and H. Klewe-Nebenius, "Nuklidkarte", KfK (1981).
- (23) T. Nishida and Y. Nakahara, Kerntechnik, 50(3), 193 (1987).

Table 3.2.1 軽水炉燃料濃縮炉／再生炉の設計諸元⁽⁴⁾

Engineering Parameters

Accelerator

Ion source: 100-kV dc accelerator
 H-mode preaccelerator: 0.1 to 4 MeV
 Low- β Alvarez accelerator: 4 to 150 MeV, 200 MHz, 1.5 MeV/m
 High- β $\pi/2$ -mode accelerator: 150 to 1500 MeV, 600 MHz, 1.5 MeV/m
 200-MHz rf, 50 MW cw
 600-MHz rf, 500 MW cw

Target blanket

Target: Lead-bismuth eutectic
 Flow 5 m/sec, 6,000 m³/hr
 Head $\sqrt{10}$ m total
 Blanket: 240 PWR fuel assemblies
 240 pressure-tubes set in 3 x 3 x 12-m vacuum vessel
 Power generator sized for 450 MW(t) in target
 900 MW(t) in blanket

Table 3.2.2 軽水炉燃料濃縮炉／再生炉による核分裂性核種の生産率⁽⁴⁾Initial Fissile Fuel Production Rates for
Pb-Bi Target - Fuel Elements Blanket
(0.3-A 1.5-GeV Proton Accelerator)

Moderator/fuel volume ratio = 0.8.

Design No.	Fertile material	Coolant	Density of coolant, g/cc	Initial neutron yield Y_n (includes fission reaction)	Initial production rate of fuel material, * kg/yr
1	UO_2 (Nat.U)	D_2O	0.7	53.8	Pu 1010
2	ThO_2	D_2O	0.7	46.6	^{233}U 850
3	UO_2 (Nat.U)	H_2O	0.7	74.1	Pu 1000
4	UO_2 (Nat.U)	H_2O	0.35	65.8	Pu 1050
5	UO_2 (Nat.U)	H_2O	0.175	64.9	Pu 1070
6	ThO_2	H_2O	0.7	46.5	^{233}U 850
7	ThO_2	H_2O	0.35	48.6	^{233}U 890
8	ThO_2	H_2O	0.175	49.0	^{233}U 900

*Based on 80% plant factor.

Table 3.2.3 改良型TMF-ENFPの設計諸元⁽⁶⁾

First wall:	
Composition	V - 20 % Ti steel
Thickness, cm	0.4
Target/multiplier region:	
Composition	Ternary metal (78% ^{232}Th , 16% ^{238}U , 6% ^{239}Pu)
Sphere outside diameter, cm	0.5
Clad material	Nickel
Clad thickness, cm	2.0×10^{-4} (nominal)
Structure material	V - 20% Ti steel
$V_{\text{Fuel}}/V_{\text{Coolant}}/V_{\text{Structure}}$	0.5236/0.4264/0.05
Thorium blanket region:	
Composition	^{232}Th metal
Sphere outside diameter, cm	0.5
Clad material	Nickel
Clad thickness, cm	2.0×10^{-4} (nominal)
Structure material	V - 20% Ti steel
$V_{\text{Fuel}}/V_{\text{Coolant}}/V_{\text{Structure}}$	0.5236/0.4264/0.05
Reflector region:	
Composition	Graphite
Shield region:	
Composition	Lead/HD barytes concrete

Table 3.2.4 改良型TMF-ENFPの核熱特性⁽⁶⁾

Nuclear:	
k_{eff} - BOC	0.83
k_{eff} - EOC	0.82
Multiplication - BOC	5.75
Multiplication - EOC	5.56
^{233}U production rate	9.29 kg/FPD
^{239}Pu net destruction rate	3.41 kg/FPD
Fissile loading	15100 kg
Residence time	90 FPD
Thermal hydraulic:	
Thermal power - BOC	5240 MW(t)
Thermal Power - EOC	5291 MW(t)
Na inlet temperature	327°C
Maximum sodium outlet temperature	562°C
Na velocity	9.14 m/sec
Peak centerline temperature	850°C
Peak cladding temperature	800°C
Peak first wall temperature	875°C
Maximum first wall power density	2500 W/cm ³
Maximum radial power density	12000 W/cm ³
Maximum smear power density	1100 W/cm ³

Table 3.2.5 標準型および改良型加速器溶融塩増殖炉の核熱特性⁽⁵⁾

	standard type AMSB	high-gain type AMSB
Proton beam	1GeV 300mA	1GeV 300mA
target salt	$^7\text{LiF}-\text{BeF}_2-\text{ThF}_4$ 64-18-18 m/o	$^7\text{LiF}-\text{BeF}_2-\text{ThF}_4-\text{UF}_4$ 64-18-17.5-0.5 m/o
melting point (T_m)	540°C	
density at $T_m+100^\circ\text{C}$	2.7 g/cm ³	
viscosity coefficient	12-14 c poise (600°C) 6-7 c poise (700°C)	
salt temperature	inlet 580°C outlet 680°C	
salt volume weight (Th)	90m ³ 243ton (126ton)	
neutron production per proton	25~40	36~58
^{233}U production	0.57~0.92 ton/y	0.82~1.33 ton/y
fissile inventory (doubling time)	0~0.5ton (0~1 y)	3.4ton (2~4 y)
spallation products (fission prod. spallation prod.)	~ 91Kg/y ~ 46Kg/y ~ 46Kg/y	~ 220Kg/y ~ 174Kg/y ~ 46Kg/y
thermal output electric output (linac consump.)	1000~1500MWth 430~650MWe (600~700MWe)	1400~2100MWth 600~900MWe (600~700MWe)

Table 3.2.6 大きなウラン・ブロック・ターゲットを用いた $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 実験とその解析⁽¹⁶⁾Neutrons Captured by ^{238}U Analysis of the Vasil'kov et al. Experiment for High-Energy Proton Incident on Large Uranium Block

	Proton Energy (MeV)	Number of Captured Neutrons					
		Experiment (Ref. 11)	Takahashi Calculation (Ref. 16)	Nakahara Calculation (Ref. 15)	Barashenkov and Shmakov Calculation (Ref. 14)	BNL-Previous ^a Calculation	Garvey ^b Calculation (Ref./3)
Capture ^{238}U	660	46.0 ± 4.0	42.6 ± 4.8	44.9 ± 5.10	42.0	33.23 ± 3.79	26.9 ± 1.6
Fission ^{238}U	660	14.6 ± 1.3	11.3 ± 1.2	---	---	8.26 ± 0.88	5.2 ± 0.3
^{235}U	660	3.9 ± 0.4	2.44 ± 0.2	---	---	2.11 ± 0.23	1.6 ± 0.1
Total	660	18.5 ± 1.7	13.74 ± 1.4	---	---	10.37 ± 1.11	6.8 ± 0.4
Capture ^{238}U	400	22.1 ± 2.4	16.2 ± 2.0	15.96 ± 4.65	19.8	13.44 ± 0.81	10.9 ± 0.6
Fission ^{238}U	400	7.0 ± 0.8	4.5 ± 0.6	---	---	---	2.1 ± 0.1
^{235}U	400	1.9 ± 0.2	0.96 ± 0.1	---	---	---	0.7 ± 0.1
Total	400	8.9 ± 1.1	5.46 ± 0.7	---	---	---	2.8 ± 0.2

^aHigh-energy fission is not included in the calculation.

Table 3.2.7 減損ウラン・ターゲットの物理特性値^(1,8)

**PHYSICAL CHARACTERISTICS
OF DEPLETED URANIUM TARGET**

²³⁵ U			
DENSITY (g/cm ³)	DIAMETER (cm)	LENGTH (cm)	CONTENT (wt %)
19.04	19.704 ^a	30.460	0.251

^aEffective diameter ($D = d\sqrt{n}$) for a 37-rod clustered target with an individual rod diameter of 3.2393 cm.

Table 3.2.8 減損ウラン・ターゲット中の²³⁹Npと²³⁷Uの生成率および核分裂数の測定値^(1,8)

**MEASURED ²³⁹Np AND ²³⁷U PRODUCTION AND
NUMBER OF FISSIONS IN THE DEPLETED URANIUM TARGET**

FOIL POSITION	DISTANCE FROM TARGET FRONT FACE (cm)	²³⁹ Np PRODUCTION (ATOMS/PROTON·GRAM) ^a	²³⁷ U PRODUCTION (ATOMS/PROTON·GRAM) ^a	NUMBER OF FISSIONS (FISSIONS/PROTON·GRAM) ^b
1	0.00	1.69×10^{-5}	6.75×10^{-6}	3.65×10^{-5}
2	2.51	2.78×10^{-5}	1.07×10^{-5}	5.76×10^{-5}
3	5.01	3.40×10^{-5}	1.08×10^{-5}	6.04×10^{-5}
4	7.52	3.49×10^{-5}	9.62×10^{-6}	5.55×10^{-5}
5	10.02	3.19×10^{-5}	7.82×10^{-6}	4.63×10^{-5}
6	13.03	2.84×10^{-5}	6.08×10^{-6}	3.75×10^{-5}
7	17.04	2.16×10^{-5}	4.00×10^{-6}	2.59×10^{-5}
8	22.54	1.26×10^{-5}	2.04×10^{-6}	1.38×10^{-5}
9	30.46	4.23×10^{-6}	4.79×10^{-7}	3.24×10^{-6}

^aNominal estimated error is $\pm 5\%$.

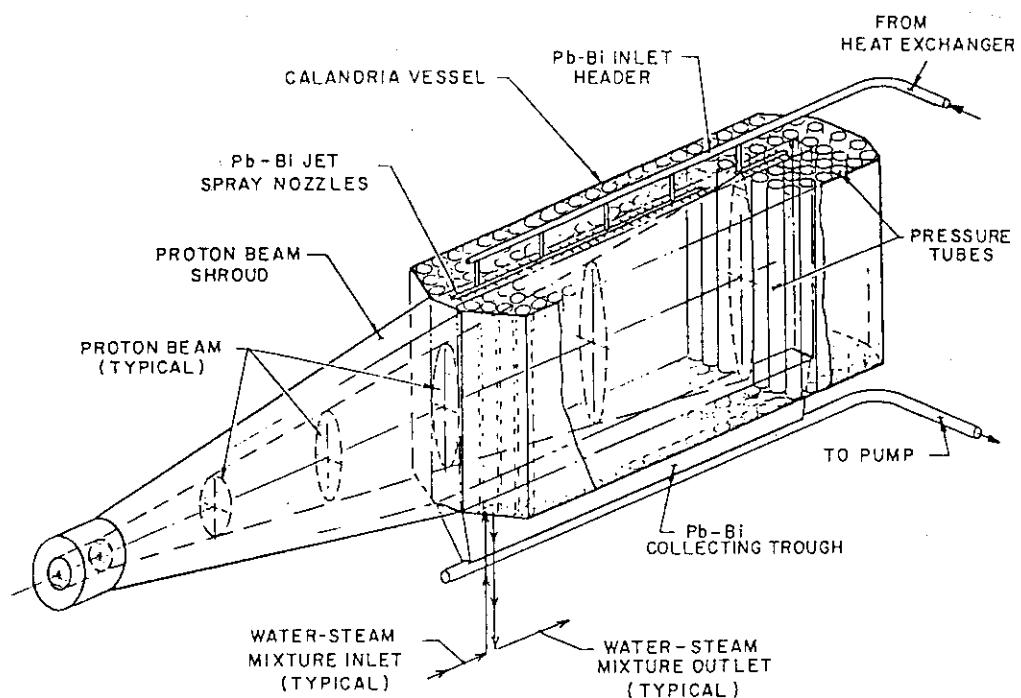
^bNominal estimated error is $\pm 10\%$.

Table 3.2.9 予備実験データと計算結果との比較⁽¹⁸⁾

**PRELIMINARY EXPERIMENTAL DATA
COMPARED WITH CALCULATED RESULTS**

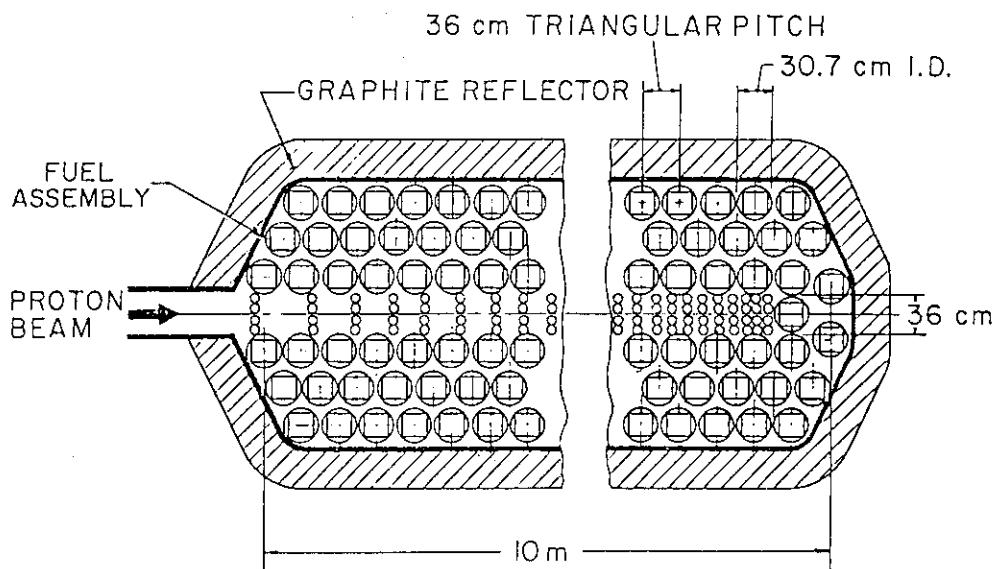
	EXPERIMENT	CALCULATION*	
	TARGET LENGTH (30.46 cm)	TARGET LENGTH (30.46 cm)	TARGET LENGTH (40.64 cm)
²³⁹ Np PRODUCTION (atoms/proton)	3.81±0.19	3.46±0.05	3.71±0.05
NUMBER OF FISSIONS (fissions/proton)	5.59±0.56	3.93±0.06	4.09±0.06
²³⁷ U PRODUCTION (atoms/proton)	0.95±0.05	---	---

*The effects of fission competing with evaporation were not included in the calculations.



PWR TYPE TARGET ASSEMBLY

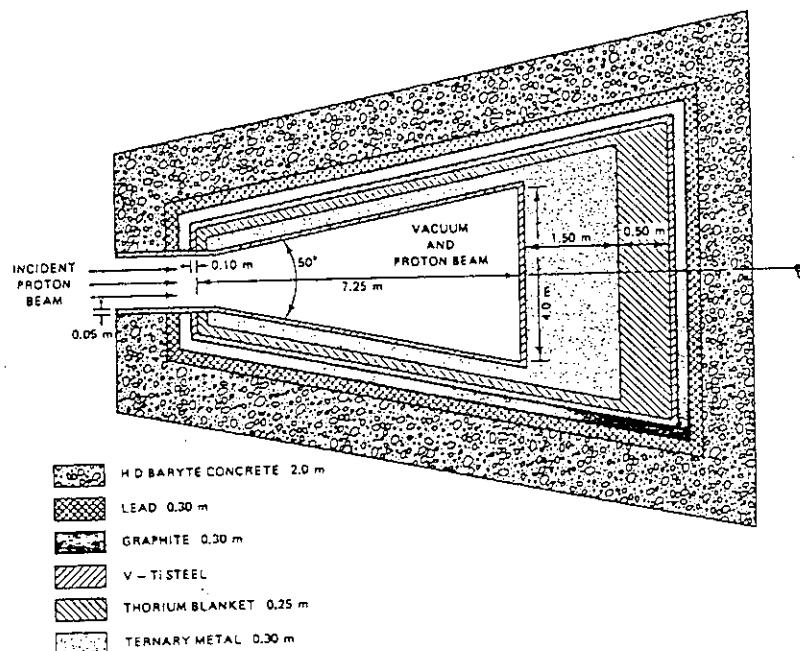
Fig. 3.2.1 軽水炉燃料濃縮炉／再生炉⁽⁴⁾
PWR型ターゲット・ブランケット・アセンブリの立体図



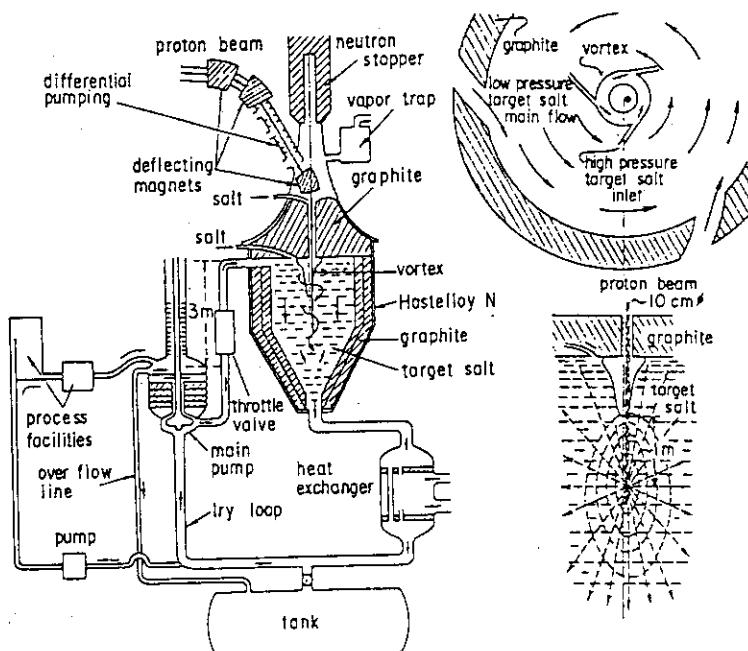
PWR TYPE TARGET ASSEMBLY
CROSS SECTION

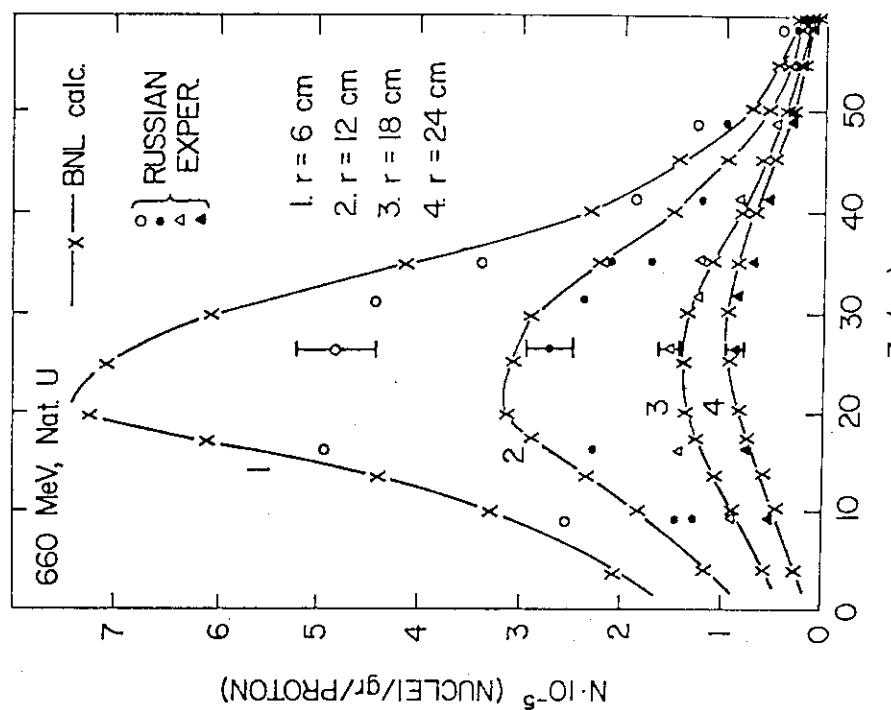
Fig. 3.2.2 軽水炉燃料濃縮炉／再生炉⁽⁴⁾
PWR型ターゲット・ブランケット・アセンブリの断面図

ORNL-DWG 85-11458



Schematic diagram of the modified TMF-ENPP.

Fig. 3.2.3 改良型TMF-ENPP⁽⁶⁾Fig. 3.2.4 加速器溶融塩増殖炉⁽⁵⁾



238U (n,γ) REACTION DISTRIBUTION
N = NUMBER OF ^{239}Np NUCLEI

Fig. 3.2.6 大きな天然ウランターゲット
(Fig. 3.2.5) 中の $\text{U}-238$ による
中性子捕獲率の空間分布
(測定 (1) と計算 (2))

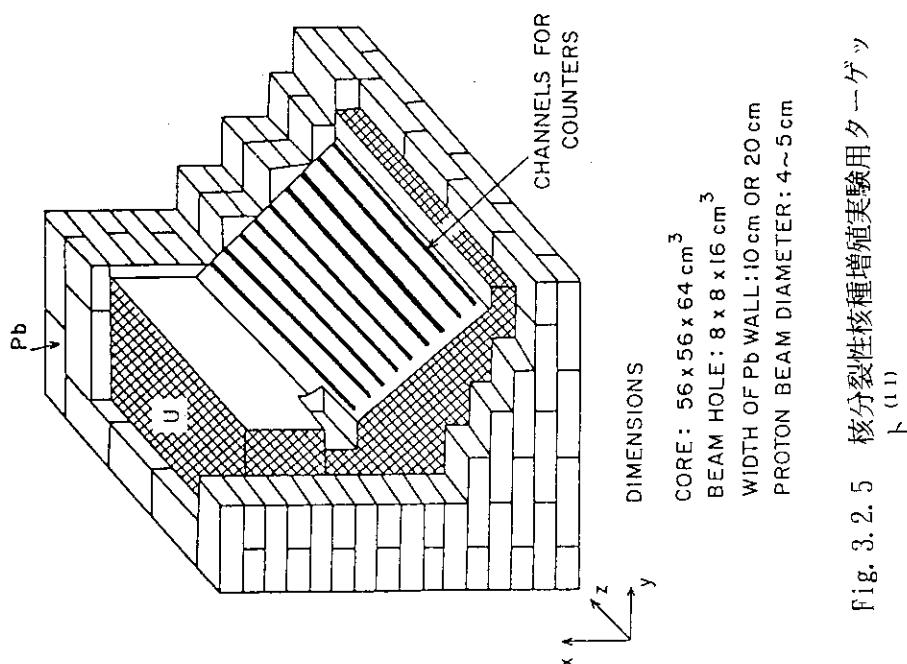


Fig. 3.2.5 核分裂性核種増殖実験用ターゲット
(1)

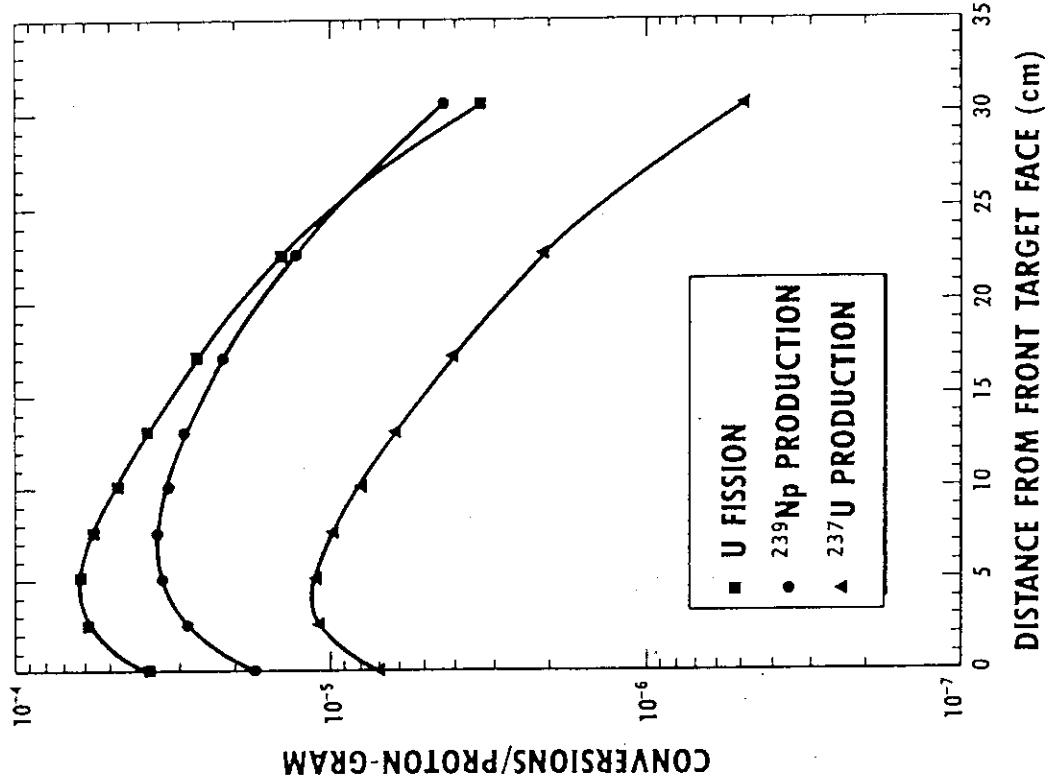
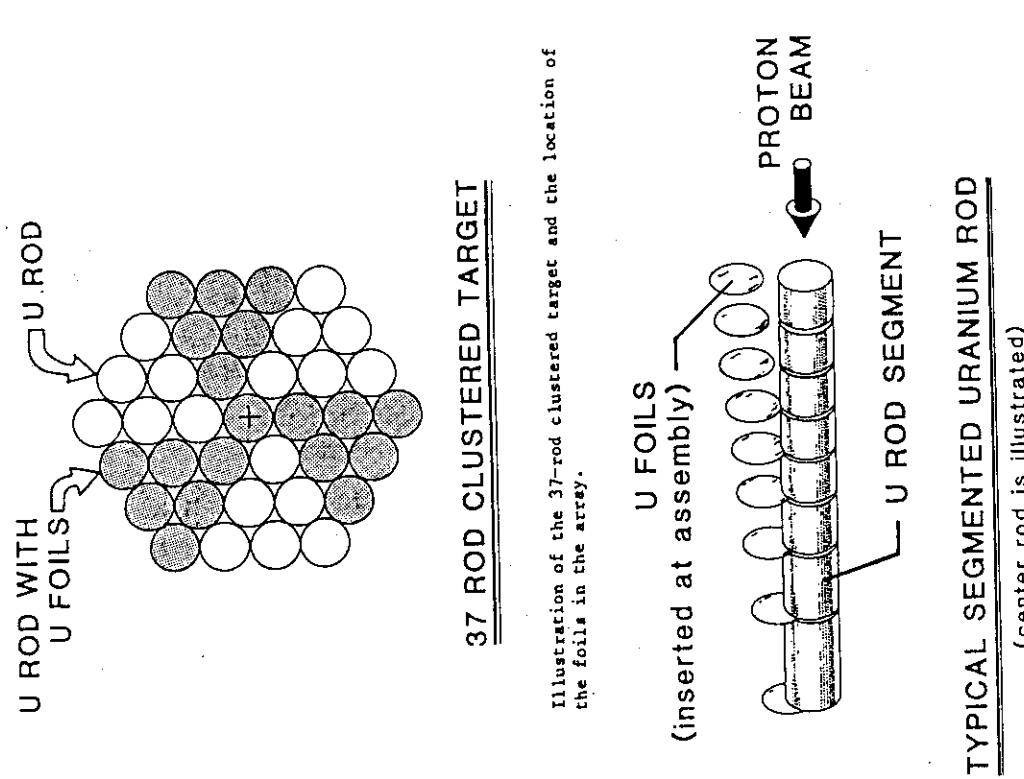


Fig. 3.2.8 減損ウランターゲット中の核分裂、 ^{239}Np および ^{237}U 生成率の軸方向分布 (17)

Fig. 3.2.7 FERICON実験用ターゲット (17)

Illustration showing the foil positions within a rod.

3.3 中高エネルギー領域における核データ

中原 康明

1) 核データ整備の現状

20MeV 以下のエネルギー領域における中性子に対する核データは原子炉や核融合炉の設計研究用に非常によく整備され、評価済み核データのファイル化が進んでいる⁽¹⁾, ⁽²⁾。一方、20MeVから数 GeV におよぶ中高エネルギー領域においては、核データの利用分野が加速器、宇宙、放射線医学等の分野に拡がるため、中性子のみならず荷電粒子（陽子、パイ中間子）に対する核データも重要になってくる。

中高エネルギー領域において必要となる核データの種類は次の通りである。陽子、中性子およびパイ中間子に対して、各々、

- ・全断面積,
- ・弹性散乱断面積,
- ・非弹性散乱断面積,
- ・核破碎断面積、核破碎生成物分布,
- ・核分裂断面積、核分裂生成物分布,
- ・次の核子および粒子の生成断面積とスペクトル,

陽子、中性子、パイ中間子(π^+ , π^- , π^0)、重水素、トリチウム、³He, ⁴He

および、

ガンマ線

なお、高エネルギー核分裂は核破碎過程の一プロセスとして起るので、核分裂を核破碎と厳密に区別することは難しい。

中高エネルギー領域でこれらの核データの整備・評価作業が完了し、データファイルが一般公開されているのは、エネルギー範囲 1 ~ 1,000MeV の陽子と中性子に対する Fe-56 の核データのみである (ENDF/B-VI 高エネルギー・ライブラリ)⁽³⁾。Pb-208 の陽子と中性子に対する核データおよび Bi-209 の陽子に対する核データの整備も完了しているが、現在価値作業が進行中であり、これらの核データは未だ一般公開されていない⁽⁴⁾。

中高エネルギー領域における核データの系統的評価を最初に行ったのは Silberberg and Tsao である⁽⁵⁾。エネルギー範囲 100 ~ 6,000MeV 陽子に対するターゲット核 (原子番号 Z = 3 ~ 96) の反応断面積、核破碎生成物分布、核分裂生成分裂および粒子放出断面積 σ (p , y_{pxn}) ($y \leq 3$, $x \leq 10$) の実験公式が彼らによって導かれた。一方、中性子に対しては、Schimmerling らがエネルギー範囲 380 ~ 1,730MeV (900 ~ 2,600MeV/c) において全断面と非弹性断面積の系統的な測定を Be, C, Al, Fe, Ni, Cu, Zn, Ag, Sn, Pb, Bi および U に対して行った⁽⁶⁾。陽子による核破碎および核分裂の生成物分布については中原と西田も調査を行っている⁽⁷⁾, ⁽⁸⁾。現在では米国ブルックヘブン国立研究所の核データセンター (NNDC) が中心となり、米国、カナダ、ソ連および

IAEAの協力で国際規格フォーマットEXFORによる実験データの編集作業が進められている⁽⁹⁾。その他、しばらく前であるが、E. D. Arthurらが文献調査を行い、膨大な文献リストをまとめている⁽¹⁰⁾。しかし、エネルギーの上限は1GeVとなっている。一方、塚田は、陽子、中性子および重水素による核反応に関する核データの調査を行った⁽¹¹⁾。

さらに、陽子エネルギーが約300MeV以上になると、パイ中間子が発生し始めるので、パイ中間子に対する核データも必要となってくる。パイ中間子の発生と原子核との相互作用については塚田の調査報告がある⁽¹¹⁾。

安全性に関連して加速器本体、ターゲットおよびビームストップの放射化の問題がある。放射化の問題はビーム粒子と加速器材料との核反応で生ずる二次中性子が主原因となっている。しかし数MeV以上のエネルギーの中性子に対する放射化断面積のデータは極めて少ない。評価済みデータライブラリとして公開されているのはFe-56に対するもののみである⁽³⁾。加速器構造材に含まれる元素(B, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, P, S, Ar, K, Ca, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Mo, NdおよびSm)の中性子に対する放射化断面積については、 $E_n \leq 100\text{MeV}$ の領域でM. Bozoian et al. がGNASHコード⁽¹²⁾を用いて計算している⁽¹³⁾。この研究における問題点は、計算値との比較に用いられているデータが極めて古い(1948~1975)上にデータ点がまばらであること、特に $E_n > 40\text{MeV}$ では皆無に近いことおよび計算には旧版のコード⁽¹²⁾が用いられていることである。GNASHコードについては、改良作業が続けられている⁽¹⁴⁾ので、改良されたコードによる再計算が望まれる。

ここで核子データに言及しておく必要がある。中高エネルギーの陽子および中性子に対するデータの整備は緒についたばかりなので、現在においても核破碎計算は核データを用いずに行われている。核破碎を想定し得る全ての素過程(核内核子カスケード、粒子蒸発、核分裂)の複合競争過程としてモデル化し、コンピュータシミュレーションの手法を用いて、核破碎にかかる物理量(核データに相当するもの)を算出する手法が一般に用いられている^{(15), (16), (17)}。さらに核破碎にかかる素過程として前平衡状態からの粒子放出過程を取り入れるモンテカルロ・アルゴリズムの研究とシミュレーション計算を中原・西田および石橋・高田らが行った^{(18), (19)}。

核破碎のシミュレーション計算で用いられているデータは核構造データと核子データである。
すなわち、

核半径、

核内のフェルミ・エネルギー分布、

核内の核子(p, n)密度分布、

励起核の励起エネルギー準位密度、

質量公式(結合エネルギーの計算に用いられる)。

核子データ:

(n, p)および(p, p)に対して

弹性散乱断面積、

微分散乱パラメータ、

1 π 生成を伴う非弾性散乱断面積,
 2 π 生成を伴う非弾性散乱断面積。
 (π^-, p) , (π^0, p) , (π^+, p) および (π^0, n)
 に対して,
 弹性散乱断面積,
 荷電粒子間の電荷交換断面積,
 微分散乱断面積,
 吸收断面積,
 1 π 生成を伴う非弾性散乱断面積。

ここで指摘しておく必要があることは、核破碎反応に関する理論モデルの改良研究は行われてきているが、これらの基本的核構造データおよび核子データの再編集が全く行われず、NMTCやHETC系列のコードいずれにおいても20年以上も前のデータライブラリが現在でも使用されていることである。しかしその間全く研究が行われていなかったわけではない。西田・中原・筒井は質量公式について検討を行った⁽²⁰⁾。核子データについてはBuggが1GeVまでの範囲で実験データの評価を行っている⁽²¹⁾。一方、米国テキサス大学とニューメキシコ州立大学において核子・核子散乱実験計画が進行中であり^{(22), (23)}、これらの成果を取り入れて核子データ・ライブラリの編集・評価作業を行う必要があろう。

中高エネルギーの陽子や中性子による核反応で生ずる2次粒子のエネルギー・スペクトルに関するデータも重要である。比較的軽い核(C, N, O, Si)についてはスペクトルの測定が行われており、H.H. Tang, et al. はこれらのデータとカスケード・統計モデル(核内カスケード+前平衡過程からの粒子放出)による理論計算との比較検討を行っている⁽²⁴⁾。一方、800MeVの陽子による核破碎中性子源を開発しているLANLのグループは、直径10cm、長さ10~20cmの鉛や減損ウランの棒を800MeVの陽子ビームで照射し、核破碎中性子スペクトルの測定実験を続けている⁽²⁵⁾。

2) 核破碎中性子源開発の現状と原研計画

現在稼働中および建造計画のある陽子加速器利用核破碎中性子源をTable 3.3.1にまとめて示す。Table 3.3.1の中性子強度をBowmanの図⁽²⁶⁾を借用してこれに書き加えると、Fig. 3.3.1のようになる。中性子源強度は年代とともに指数関数的に増大してきていることが分る。原研が計画している核破碎中性子源が実現すれば、世界最強の中性子源とともにパイ中間子源およびミュー中間子源が各分野の研究者に提供されることになり、基礎科学・基礎技術分野での研究開発への波及効果は計り知れないものがある。

Fig. 3.3.2には種々のタイプの中性子源からの中性子のエネルギー・スペクトルを示してある⁽²⁷⁾。重い核をターゲットにした時の中性子スペクトルの特徴は1MeV前後にピークを持つことである。なお、LAMPFのビームはパルスで、最高値は250mAである。

3) 陽子および中性子に対する断面積⁽³⁾

(1) 非弾性断面積

20MeV 以上のエネルギー領域は、荷電粒子に対するクーロン障壁より高いので、非弾性断面積は陽子に対しても中性子に対しても同じと考えてよい。非弾性断面積は広いエネルギー範囲にわたって次のLetaw et al. の式でかなり良く表現されることがPearlsteinによって示された⁽³⁾。すなわち、

$$\sigma_{ne} = 0.045^{0.7} f(A)g(E)(\text{barns}), \quad (1)$$

ここで、 $f(A) = 1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \log A)$,

$$g(E) = 1 - 0.62 e^{-E/200} \sin(10.9 E^{-0.28}) ,$$

A = 標的核の質量数,

E = 陽子エネルギー (MeV).

この断面積は、Fe-56の場合、20MeV付近に約1.2bの最大値と200MeV付近に約 0.65bの最小値を持っている。

一方、非弾性断面積や核分裂断面積の相対値は、核破碎反応のモンテカルロ法によるシミュレーション・コードNMTC/JAERI⁽¹⁵⁾ やNUCLEUS⁽¹⁶⁾ を用いて算出することができる。Fig. 3.3.3 にはU-238 の非弾性断面積と高エネルギー核分裂断面積が示されている⁽³¹⁾。モンテカルロ法では相対値しか求められないので、便宜的に中性子エネルギー $E_n = 1.09\text{GeV}$ の点で非弾性断面積の計算値と測定値を一致させている。核分裂断面積については、非弾性断面積の絶対値が決まれば、それに準じて絶対値が決まる。非弾性断面積の測定値はSchimmerling et al. によるものである⁽⁶⁾。核分裂断面積はBNL-325の第3版からとった⁽³²⁾。測定値と計算値の間に比較的良い一致が見られる。 $E_n = 200\text{MeV}$ あたりに見られる非弾性断面積の極小値は核内核子カスケード計算で用いられている (p, p) 断面積を反映している。

Fig. 3.3.4 は鉛に対する図である⁽³¹⁾。中性子エネルギーが100MeV以上になると、鉛でも核分裂を起し得ることが分る。

非弾性断面積の質量依存性を $E_n = 960\text{MeV}$ の場合についてFig. 3.3.5 に示した⁽³¹⁾。測定値についてはAlに対してSchimmerlingらが最も詳細な誤差解析を行っているので、計算値はAlに対する測定値で規格化してある。しかし、Alで規格化するのが妥当かどうかについては議論の余地は残されている。

(2) 中性子に対する全断面積

エネルギー範囲20～1,000MeVにおける全断面積を質量数 $A = 6, 12, 27, 56, 114$ および238 に対して図示したのがFig. 3.3.6 である⁽³⁾。この図に見られる特徴は $A = 238, E_n = 100\text{MeV}$ 附近の大きな共鳴が質量数の減少とともに低エネルギー側に移動していることである。図中の曲線は次の実験式をパラメータ・フィットさせたものである。

$$\begin{aligned} \sigma_t = & \sigma_{ne} (1 + K_4) \\ & + K_1 A^{1/3} \sum_{i=1}^2 \exp [- (K_2 \log (E_{pi}/E))^2] , \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、

$$\begin{aligned}\sigma_{ne} &= (1) \text{式}, \\ E_{p1} &= K_3 A^{1/3} \text{ (MeV), 第1共鳴エネルギー}, \\ E_{p2} &= E_{p1} - 82 (A/238)^{1/3}, \text{ 第2共鳴エネルギー}, \\ \log K_1 &= 0.302 - 0.695 \log A + 0.0733 (\log A)^2, \\ \log K_2 &= -0.408 - 0.0101 \log A + 0.0392 (\log A)^2, \\ \log K_3 &= 0.899 + 0.723 \log A - 0.0711 (\log A)^2, \\ \log K_4 &= -2.15 + 0.484 \log A - 0.0268 (\log A)^2.\end{aligned}$$

4) 核破碎生成物の生成率

核破碎生成物については、西田と中原が銀、鉛、ウランおよびネプツニウム等中重核以上の核種の核破碎に伴う生成物分布をNUCLEUS コード⁽¹⁶⁾を用いて計算し、銀とウランについては測定値との比較検討を行っている^{(8), (33)}。一方、鉄、コバルト、マンガン、ニッケル、銅等の中重核の核破碎生成物については、PearlsteinがALICE コード⁽³⁴⁾を用いて測定値との比較検討を行った⁽³⁾。ALICEコードには核内核子カスケード過程は含まれておらず、陽子が吸収されて形成される複合励起核の前平衡状態からの粒子放出と標準的な粒子蒸発計算しか行わないでの、Fig. 3.3.7 に示されているように、データの再現性が良いのは陽子エネルギーが100MeV 以下の場合で、200MeV以上になると、測定値(測定点は極めて少ない)と大きくずれてくる⁽³⁾。

いずれにしても核破碎生成物分布の測定データは極めて少ない。Fig. 3.3.8 はウランの核破碎生成物のうち質量数 $A = 125 \sim 140$ のものを中性子数 N と陽子数 Z の比に対する分布の形で Friedlander et al. の測定値⁽³⁵⁾と NUCLEUS コードによる計算値を比較して示したものである⁽³³⁾。 $E_p = 1 \text{ GeV}$ の場合には極めて良い一致が得られている。計算によって求めた核破碎生成物分布は計算で用いられている質量公式に依存することが確認されている⁽³³⁾。NUCLEUS コードでは宇野・山田の質量公式⁽³⁶⁾が採用されているが、第3.3.8 図から判断するならば、全ての陽子エネルギー範囲に同一の質量公式を用いるのではなく、特に陽子エネルギーが低い場合、すなわち核内カスケード過程で核外へ放出される中性子や陽子の数が少なくかつ残留核の励起エネルギーが低い場合、宇野・山田の質量公式とは別のものを考える必要があるとも考えられ、今後の検討が必要である。

一方、核破碎にかかわる素過程として多数片核分裂(nuclear multifragmentation)も起ることが知られている⁽³⁷⁾。しかし、そのメカニズムはまだ十分解明されておらず、理論計算モデルも未完成であり、そのためこのプロセスは核破碎のシミュレーション計算では考慮されていない。

5) ETA(工学試験用過疎器)による基礎実験

20MeV以上、特に100 MeV以上のエネルギー領域では1) 節で列挙した全ての核データに関する測定データは極めて少ない。従って 20MeV以上のエネルギーの陽子や中性子の単色ビームに

による種々の断面積の測定が可能になれば、その効果は測り知れないものがある。

特に核破碎生成物の生成量については測定値が極めて乏しい上に、核破碎のメカニズム自体理論的に十分解明されているとはいえない、実験研究実現に対する期待は大きい。

参考文献

- (1) B.A. Magurno and P.G. Young (ed.), "ENDF-201 Supplement 1 ENDF/B-V.2 Summary Documentation", BNL-NCS-Ed.3-Suppl.1 (1985).
- (2) K. Shibata, T. Nakagawa, T. Asami, T. Fukahori, T. Narita, S. Chiba, M. Mizumoto, A. Hasegawa, Y. Kikuchi, Y. Nakajima and S. Igarashi, "Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3: JENDL-3", JAERI-1319 (1990).
- (3) S. Pearlstein, "Medium Energy Nuclear Data Libraries: A Case Study, Neutron- and Proton-Induced Reactions in ^{56}Fe ", *Astrophys. J.*, 346, pp.1049-1060 (1989).
- (4) T. Fukahori and S. Pearlstein, 私信 (1990).
- (5) R. Silberberg and C.H. Tsao, "Partial Cross-Sections in High-Energy Nuclear Reactions and Astrophysical Applications. I. Target with $Z \leq 28$, II. Targets Heavier than Nickel", *Astrophys. J. Supplement Series* No.220 (1973).
- (6) W. Schimmerling, et al., *Phys. Rev. C*, 7(1), pp.248-262 (1973).
- (7) 中原康明・西田雄彦, “中高エネルギーの陽子による核破碎および核分裂の生成物分布に関する測定データ集（調査報告）”.
- (8) Y. Nakahara, "Spallation Nuclear Data", The First OECD/NEA Information Exchange Meeting on Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation (1990, Mito).
- (9) S. Pearlstein, "Medium Energy Charged Particle Data for Evaluation", BNL-NCS-43194 (1989).
- (10) E.D. Arthur, D.G. Madland and D.M. McClellan, "Bibliographic Survey of Medium Energy Inclusive Reaction Data", LA-10699-MS (1986).
- (11) 塚田甲子男, “数10MeV～数GeV領域の核データ,” 「スプローション中性子工学」, 「中性子ターゲットシステム」研究専門委員会, 日本原子力学会 (1984).
- (12) P.G. Young and E.D. Arthur, "GNASH: A Pre-equilibrium, Statistical Nuclear-Model Code for Calculation of Cross Sections and Emission Spectra", LA-6947 (1977).
- (13) M. Bozian, E.D. Arthur, R.T. Perry, W.B. Wilson and P.G. Young, *Nucl. Data for Sci. and Technol.* (1988, Mito), pp.1199-1203.
- (14) E. Arthur, "The GNASH Preequilibrium - Statistical Nuclear Model Code", LA-UR-88-1753 (1988).

- (15) 中原康明・筒井恒夫, “高エネルギー核反応および核子・中間子輸送シミュレーション・コードシステム : NMTC/JAERI, ” JAERI-M82-198 (1982).
- (16) 西田雄彦・中原康明・筒井恒夫, “原子核スポレーション反応シミュレーションコード開発と1次スポレーション生成物の計算, ” JAERI-M86-116 (1986).
- (17) P. Cloth, D. Filges, G. Sterzenbach, T.W. Armstrong and B.L. Colborn, "The KFA-Version of the High-Energy Transport Code HETC and the Generalized Evaluation Code SIMPEL", JüL-Spez-196 (1983).
- (18) Y. Nakahara and T. Nishida, "Monte Carlo Algorithms for Simulating Particle Emissions from Preequilibrium States during Nuclear Spallation Reactions", JAERI-M 86-074 (1986).
- (19) K. Ishibashi, H. Takada, et al., Nucl. Data for Sci. and Technol. (1988, Mito), pp.1143-1146.
- (20) T. Nishida, Y. Nakahara and T. Tsutsui, "Analysis of the Mass Formula Dependence of Spallation Product Distribution", JAERI-M 87-088 (1987).
- (21) D.V. Bugg, "Nucleon-Nucleon Physics up to 1 GeV", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 35, pp.295-320 (1985).
- (22) L.C. Northcliffe and J.C. Hiebert, "Study of Neutron-Proton Interaction in the 300-700 MeV Energy Region", DOE/ER/40399-3 (1990).
- (23) New Mexico State University, "Experimental Studies of Nucleon-Nucleon and Pion-Nucleus Interactions at Intermediate Energies", DOE/ER/40403-T2 (1990).
- (24) H.H. Tang, G.R. Srinivasan and N. Aziz, "Cascade Statistical Model for Nucleon-Induced Reactions on Light Nuclei in the Energy Range 50 MeV-1 GeV", Phys. Rev. C, 42(4), pp.1598-1622 (1990).
- (25) Newsletter LANSCE, No.12 (1991).
- (26) Proceedings of ICANS-VII (The Seventh Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources), AECL-8488 (1984).
C.D. Bowman, "Status Report of the WNR/PSR Pulsed Spallation Neutron Source at the Los Alamos National Laboratory", pp.9-14.
- (27) Proceedings of ICANS-IX (1986).
G.S. Bauer, "Enhanced Target Moderator Concepts for ISIS", pp.1-22.
D.A. Gray, "Status Report on ISIS", pp.23-29.

- (28) ICANS-XI (1990). (Proceedings は未完成).
 J.L. Finney, "Status of ISIS", B.S. Brown, "Status of IPNS",
 R. Pynn, "Status of LANSCE", G.S. Bauer, "Status of SINQ",
 N. Watanabe, "Status of KENS",
 Y. Kaneko, "TBA (on New type linac at JAERI)",
 M. Kihara, "Progress of the accelerator R&D for the Japanese Hadron
 Project".
- (29) C.D. Bowman, "Spallation Sources for Neutron Nuclear Physics",
 IAEA-TECDOC-410 (1986), pp.396-408.
- (30) K.H. Böckhoff, "Electron Linac Based White Neutron Sources for
 High Resolution Neutron Time of Flight Spectroscopy - Status and
 Perspectives", 同上, pp.35-56.
- (31) Y. Nakahara, J. Nucl. Sci. Technol., 20[6], pp.511-517 (1983).
- (32) D.I. Garber and R.R. Kinsey, "Neutron Cross Sections", BNL-325
 (3rd ed.), vol.II (1976).
- (33) T. Nishida and Y. Nakahara, Kerntechnik, 50[3], pp.193-196 (1987).
 T. Nishida, Y. Nakahara and T. Tsutsui, "Reactor Engineering De-
 partment Annual Report (April 1, '86-March 31, '87), JAERI-M 87-126,
 pp.27-29 (1987).
- (34) M. Blann, "CODE ALICE/85/300", UCID20169 (1984).
- (35) G. Friedlander, et al., Phys. Rev., 129, 1809 (1963).
- (36) M. Uno and M. Yamada, Prog. Theoret. Phys., 65[4], 1322 (1981).
- (37) 文献多数。最近の論文を 3 件示しておく。それ以前の論文については、これらの論文の References を参考されたい。
 • J.A. López and J. Randrup, "Theory of Nuclear Multifragmentation
 (I). Transition-state treatment of the breakup process", Nucl.
 Phys., A503, pp.183-222 (1989).
 • 同上, "Theory of Nuclear Multifragmentation (II). Post-transition
 dynamics", Nucl. Phys., A512, pp.345-364 (1990).
 • A.S. Botvina and A.S. Iljinov, "Multifragment Break-up of Nuclei
 by Intermediate-Energy Protons", Nucl. Phys., A507, pp.649-674
 (1990).

Table 3.3.1 Status of Spallation Neutron Sources *

Facility(Lab.) (Ref.)	Proton Energy	Beam Current	Target	Neutron Intensity
○ SNS (RAL) (27)	750 MeV	< 110 μA	enriched U (75%)	~1×10 ¹⁶ n/s
● ISIS (RAL) (28)	500 MeV	200 μA		
○ IPNS (ANL) (28)	500 MeV	15 μA	enriched U (77.5%)	1.2×10 ¹⁵ n/s
● ASPUN (ANL) (29)	1.5 GeV	38 μA		~1×10 ¹⁷ n/s
○ KENS-I' (KEK) (28)	500 MeV	4 μA (ave.)		2×10 ¹⁴ n/s
△ KENS-II (KEK) (28)	1.0 GeV	400 μA	depleted U	8×10 ¹⁶ n/s
○ PSR (LANL) (28)	800 MeV	75.2 μA (ave.)	U-238	1.2×10 ¹⁶ n/s
○ WNR (LANL) (26)	800 MeV	3 μA	U-238	4×10 ¹⁴ n/s
● SINQ (SIN) (28)	570 MeV	≤ 1.5 mA	Pb-Bi eutectic	?
● JAERI (28)	1.5 GeV	10 mA		
△ JHP (28)+	1.0 GeV	200 μA	examining	~1.8×10 ¹⁸ n/s
			?	?

* Status: ○ existing, ● planning, △ R&D

+ JHP = Japanese Hadron Project

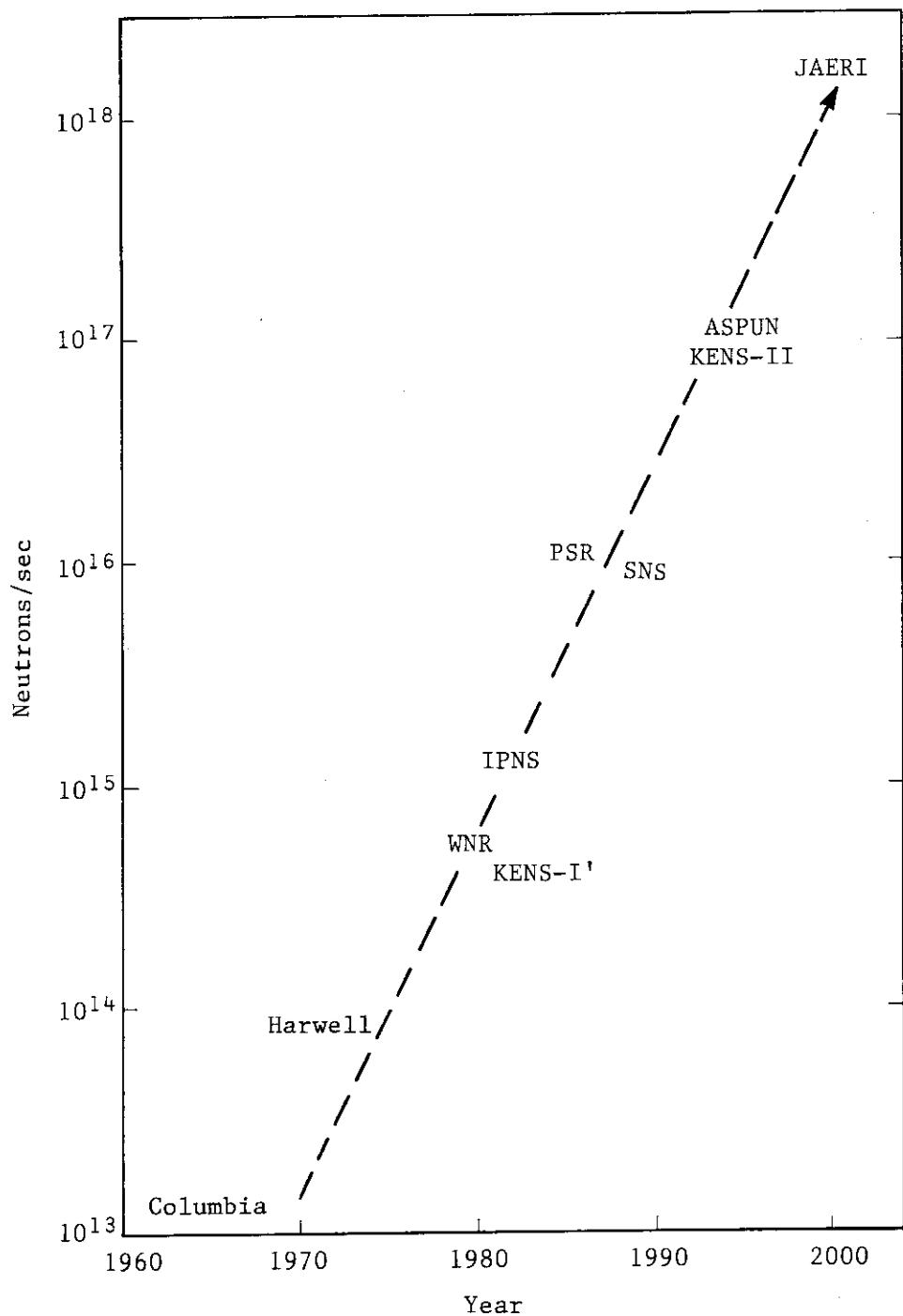
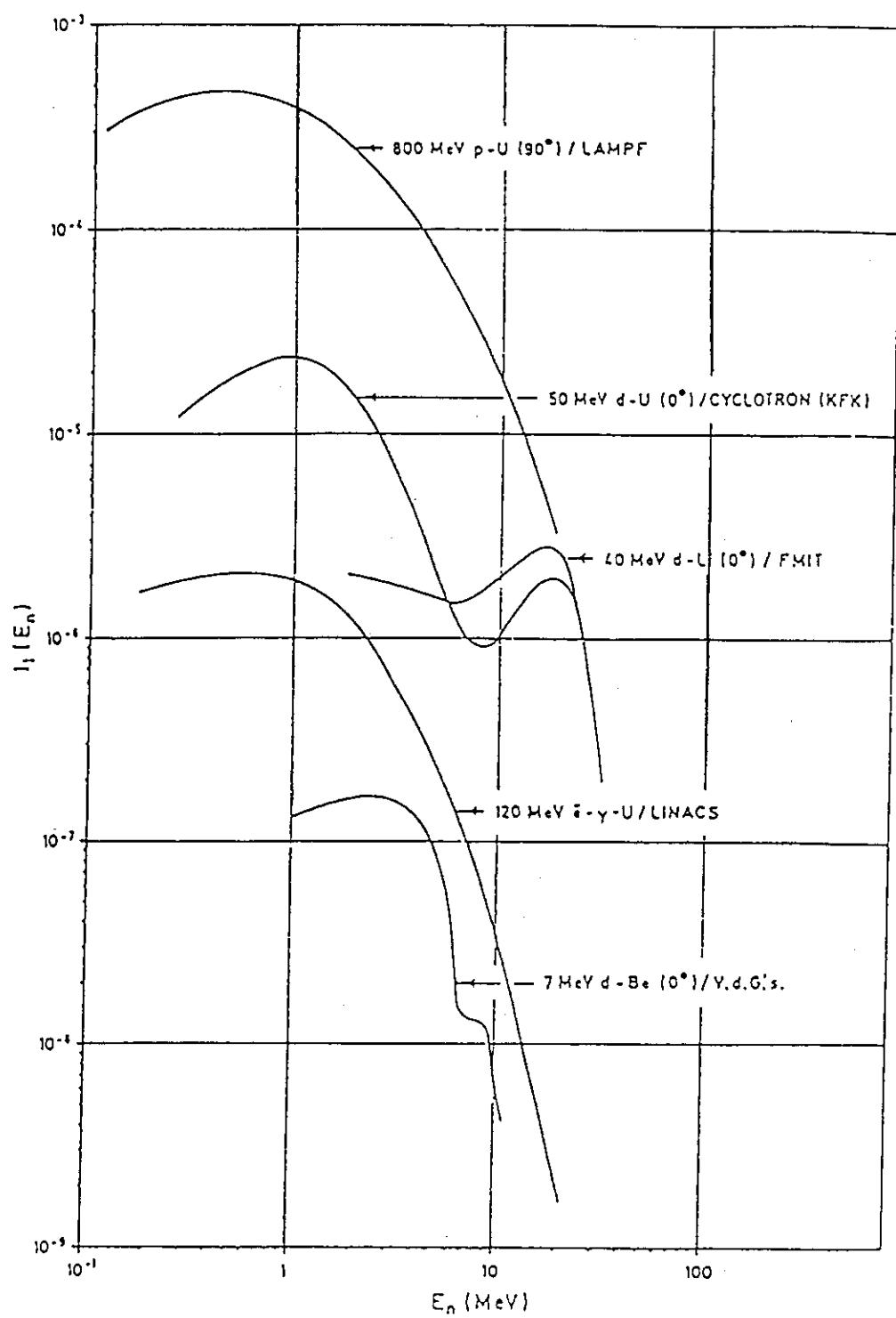
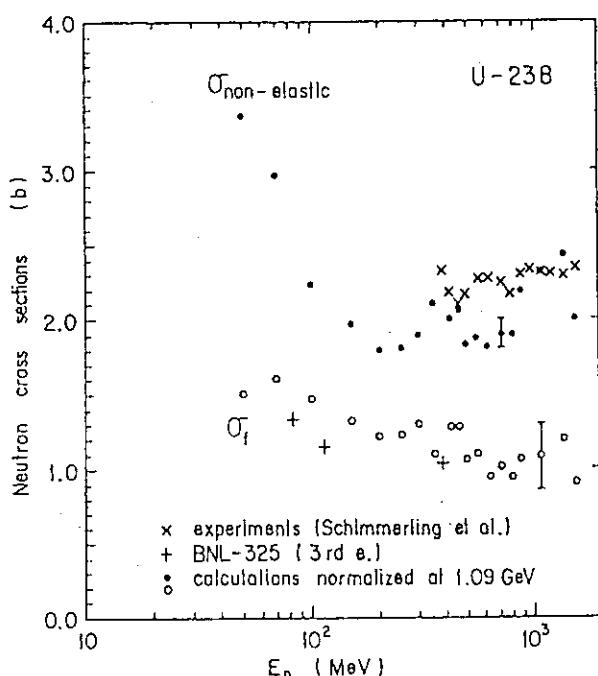


Fig. 3.3.1 核破砕中性子源の発展



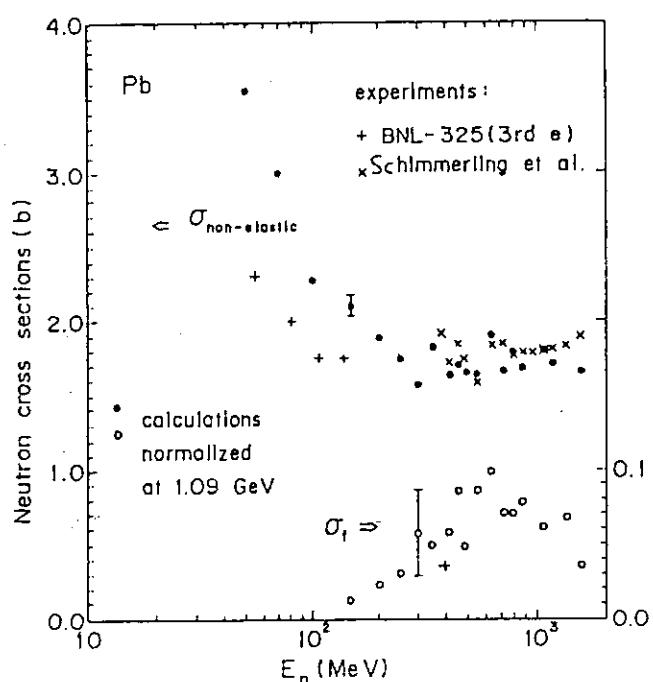
Thick target neutron yields per incident particle, keV, sr, for different nuclear reactions used or considered for use.

Fig. 3.3.2 種々の加速器利用中性子源の中性子スペクトルの比較⁽³⁰⁾



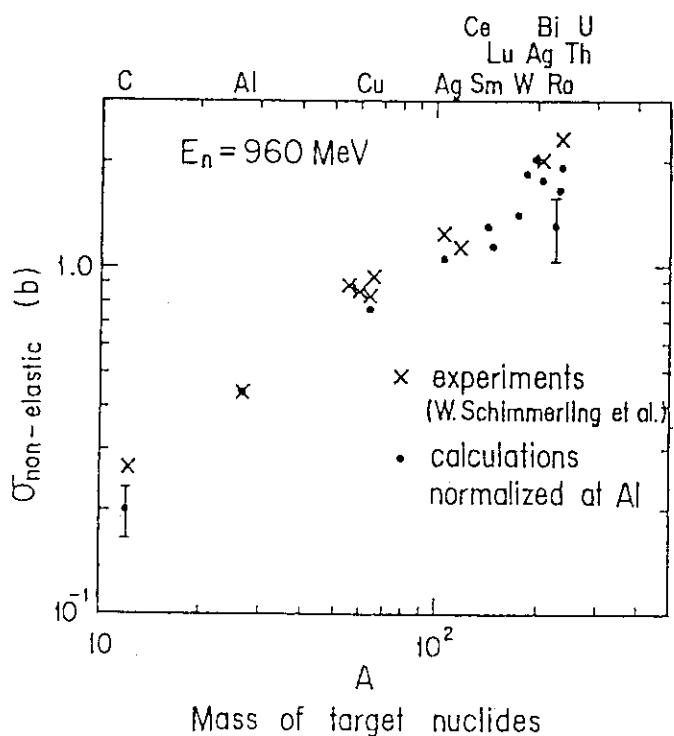
Energy dependence of the neutron non-elastic and fission cross sections for ^{238}U

Fig. 3.3.3 ^{238}U の中性子非弾性断面積と核分裂断面積のエネルギー依存性⁽³¹⁾



Energy dependence of the neutron non-elastic and fission cross sections for natural Pb

Fig. 3.3.4 天然鉛の中性子非弾性断面積と核分裂断面積のエネルギー依存性⁽³¹⁾



Mass dependence of the non-elastic cross sections for neutrons with the energy of 960 MeV

Fig. 3.3.5 960MeVのエネルギーの中性子に対する非弾性断面積の質量数依存性⁽³¹⁾

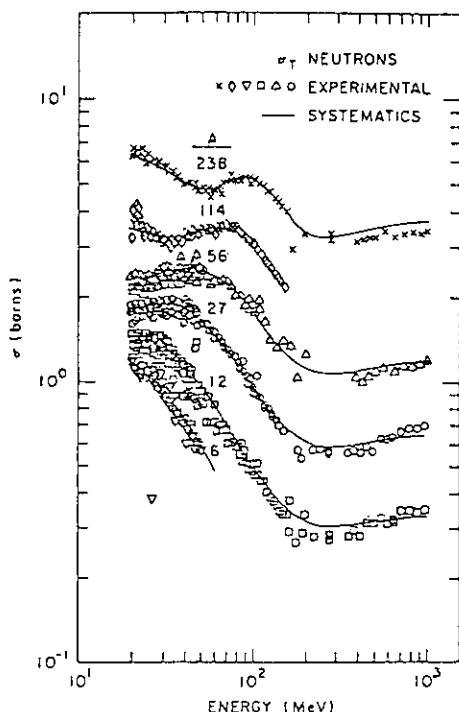


Fig. 3.3.6 中性子全断面積⁽⁶⁾
(Aはターゲット核の質量数)

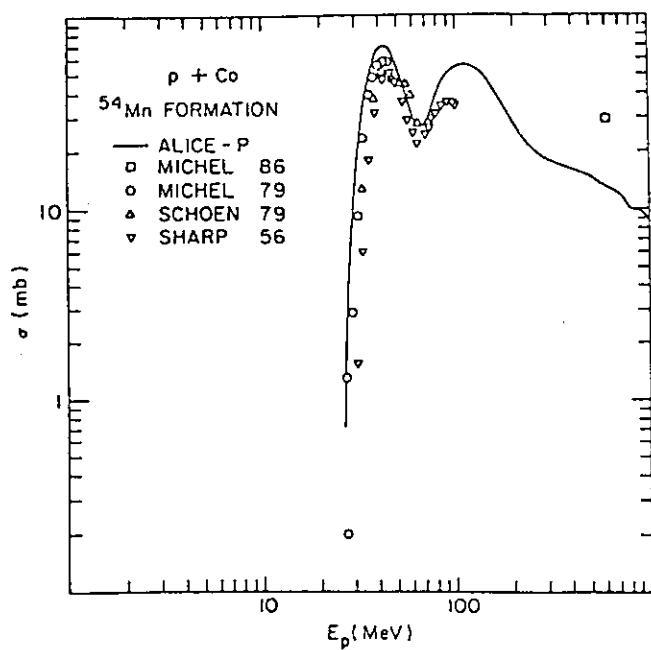
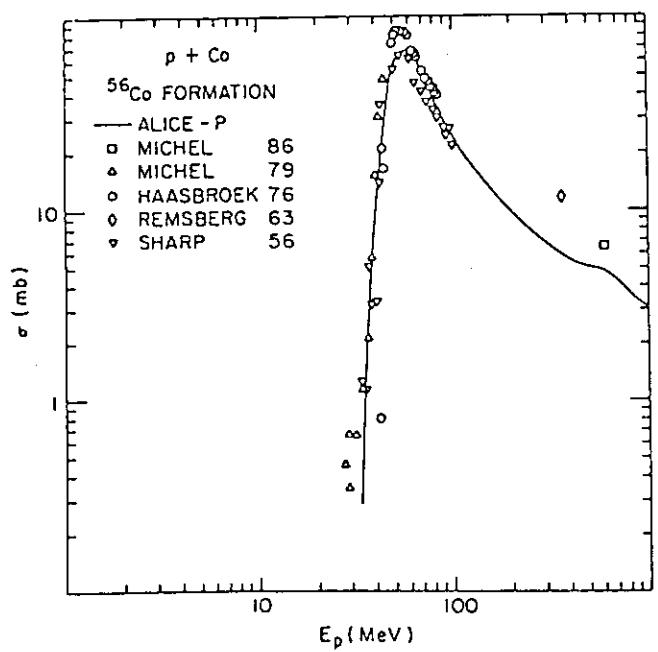
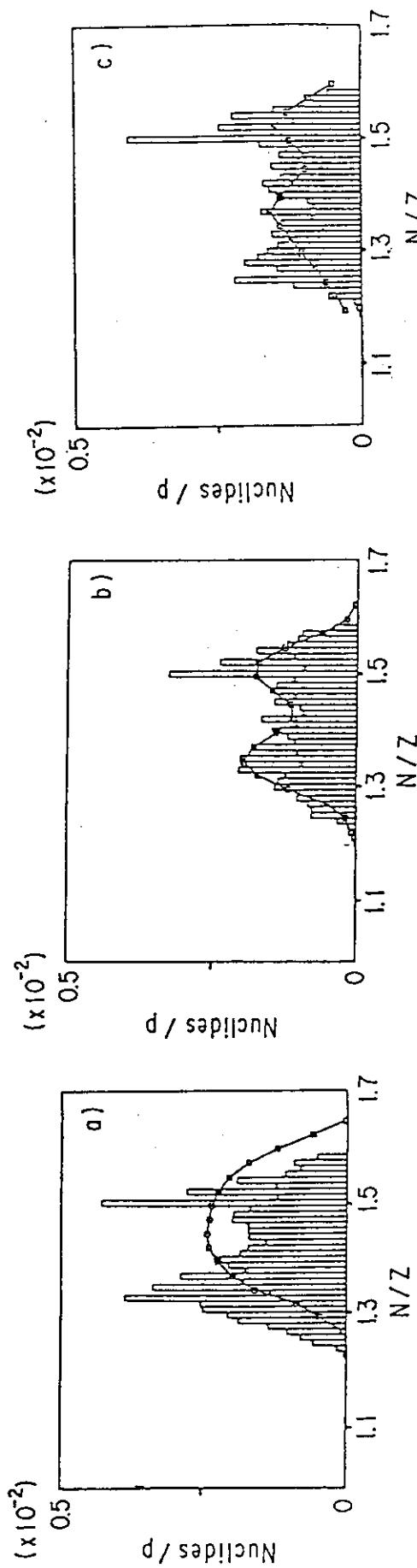


Fig. 3.3.7 ^{59}Co の陽子による核破碎における ^{56}Co および ^{54}Mn の生成断面積⁽³⁾



Spallation product yields for $A = 125 \sim 140$ versus N/Z for a uranium nucleus obtained by using the new mass formula and the extended region. The curves show the measured values (4) and the blacked square shows the value of $N/Z = 1.4$ for the stable nuclides. Incident proton energy E_p : a) 0.38 GeV, b) 1 GeV and c) 2.9 GeV.

Fig. 3.3.8 ウランの核破砕生成物 ($A = 125 \sim 140$) の N/Z 分布 (33)

4. 基礎科学分野での利用

4.1 大強度陽子加速器による核物理

物理部 岩本 昭

1) π 中間子による核物理

1.5GeVのエネルギーを持つ陽子を標的核に入射すると、最高1GeVのエネルギーを持つ π 中間子が発生する。この π 中間子を用いて行う核物理として、この π 中間子を原子核へ入射させて起こす核反応の研究がある。そのうちで興味のある話題として以下のものが考えられる。

(1) 共鳴粒子の研究

入射 π 中間子が核内核子と相互作用する結果、Fig. 4.1. 1 に示すような様々な核反応がおこる。この図では縦軸が反応のしきい値になっているので、入射した π 中間子の運動量が図の実線で示された値以上であると、図中に書かれた反応が起きる。 π 中間子の入射エネルギーを変えてながら標的核へ当てるとき、核子の励起状態である Δ や N^* 等の共鳴粒子が励起されるエネルギーでFig. 4.1. 1 に示したような種々の反応が共鳴的に大きくなることが観測される。これらの共鳴粒子は反応の中間状態として生成され、最終的には幾つかの π 中間子や η , K , ω , ρ といった中間子と核子の対に崩壊する。このうち K 中間子については(2)で述べるが、 η , ω , ρ 等の中間子が生成された後に核内でどのようにふるまうかも興味深い研究対象である。この共鳴粒子はまた π 中間子の弾性、非弾性散乱、荷電移行反応等に影響を与え、逆にこれらの反応を調べることにより核内での Δ や N^* の挙動についての知見が得られる。このような反応は現在の中間子工場ではエネルギーが低すぎて Δ 以外は研究出来ないが、GeV 領域になると N^* が重要な役を担う。 N^* には幾つかの状態があり、これらが関与する豊富な現象が期待される。先に述べた η , K , ω , ρ 等の中間子の発生に関しては、既存の中間子工場ではエネルギー的に不可能であった領域である。

(2) ハイパー核の研究

Fig. 4.1. 1 で見られるように (π , K) 反応により核内の核子が Λ 粒子又は Σ 粒子と呼ばれる、ストレンジネスを持つ粒子ハイペロンに置き換えられる。その結果として生じるストレンジネスを持つ原子核をハイパー核と称する。これらハイペロンは通常の陽子・中性子が持たないストレンジネスという量子数を持つ為に、核内核子との間でパウリ効果が効かず、それゆえ原子核のエネルギー的に深く束縛された1粒子状態に入り込むことが出来る。従来の核反応による原子核構造の研究は、フェルミ面近傍の状態を見るか又は原子核全体としての性質を見るのが中心であった。ハイパー核の研究により深く束縛された1粒子状態の性質や、それが原子核の準位構造にどのような影響を及ぼすかが分かる。特に Σ ハイパー核については既存のデータ

タが少ないこともあり期待が大きい。またクオークのレベルで考えると、核内のハイペロンが自由なハイペロンとどのように違うかと言う点も興味深い。これらの研究にGeV領域の π 中間子工場は威力を発揮するであろう。

2) ミュオンによる核物理

前項4.1.1で発生した π 中間子は時間が経つとミュオンとミューニュートリノとに崩壊する。この崩壊の性質から、ミュオンはその進行方向に100%偏極している。

このミュオンを用いた核物理のなかで興味ある話題として以下のものが考えられる。

(1) ミュオン原子及びミュオン吸収

負電荷のミュオンは核子と強い相互作用をしないため安定なミュオン原子を作り、且つ電子より重いために軌道は核表面をかすめる。ミュオンの軌道遷移に伴うX線や超微細相互作用による準位の分離を調べることにより、原子核の電荷分布や磁気モーメント等の電磁的な性質を調べることが出来る。ミュオン原子の中のミュオンは当初偏極しており、その偏極が時間と共に緩和されることが μ SRの手法で調べられる。これを用いると超微細相互作用のより詳細な性質を研究することができる。また基底状態の軌道に入ったミュオンは最終的には原子核に吸収されるが、この過程は弱い相互作用のうち運動量移行が大きい成分を研究する良い手段となる。この場合にもミュオンの偏極現象が有効に利用される。もとのミュオンが偏極しているため、それを吸収した原子核も偏極しておりその偏極度を測定することにより弱い相互作用の核子流の構造が研究出来て、PCAC(部分的軸性ベクトル流保存則)を精度よく検証出来る。

(2) ミュオン原子の核分裂

負電荷のミュオンが重い原子核の周りにミュオン原子を作った場合、それに引き続き起こる2種類の核分裂がある。第1は前述のミュオン吸収の結果原子核が励起するために起こる、ミュオン捕獲核分裂である。第2の過程は、ミュオンの状態がある1粒子軌道から別のより低い1粒子軌道へと遷移する際に、それに伴うエネルギー差が原子核の励起に転換され、それにより生じる核分裂である。Fig. 4.1.2に示したのはミュオンが ^{238}U に捕まりミュオン原子を作った後、時間の関数としての核分裂発生の事象を示したものである。ここで最初に現れる山がミュオン軌道間の遷移に伴う即発核分裂で、その後除々に起きている事象がミュオン吸収により引き起こされる遅延核分裂である。前者の場合には核表面近くにあるミュオンの為に核分裂過程に変化が生じ、1s軌道にミュオンがいる場合には核分裂幅が約1桁減少すること、また核分裂後に約94%のミュオンは重い分裂片の周りにミュオン原子を作ること等〔文献3〕が分かってきた。この現象は核分裂の反応機構を調べるうえで特異な手段となろう。

3) 核破碎により生成される残留核の核物理と不安定核ビームを用いた核物理

陽子入射による原子核破碎反応により多数の中性子や陽子また π 中間子等が放出されるが、その結果生じる残留核の分布を見ると、非常に広い陽子数および中性子数に広がっている。その中には安定な核種もあるが大部分は不安定な核種であり、陽子過剰核と中性子過剰核とが同時に出

来る。この残留核をオンライン同位体分離器（ISOL）にかけることにより様々な核種を分離することが出来る。これにより未知核種の探索が行え、その質量の決定又はそれから放出される β 線とそれに引き続く γ 線の測定により、その核種の準位構造や電磁的遷移の性質が決定できる。原子核破碎による不安定核の生成は、他の手段によるものと比べて、中性子過剰核を効率良く生成出来る点で特に優れている。現在CERNのISOLDE（600MeVの陽子を使用）が稼働中で、カナダのTRIUMFでも500MeVの陽子を用いた計画があるが、大強度陽子加速器が利用できればこれらに勝る研究が可能になろう。

仮にISOLに加えて重イオンの加速器を建設して、ISOLからの不安定原子核を核子当たり数 MeVまで加速出来たとする。この規模での不安定核のビームを発生できる装置は世界でも全く類がなく（大型ハドロン計画で計画中），かつ大変興味深い核物理の研究が出来る。不安定核ビームと第2の標的核との核反応によりさらに一層広範な未知核種の生成が可能になると共に、不安定核の相互作用の研究やインビーム核分光の手法による不安定核の構造決定のうえで飛躍的な発展が期待できる。それらの研究のうちでも目玉となるものとして、つぎの二つが考えられる。

(1) 超重核の探査

超重核の探査は核物理の分野でも最も夢のある研究課題である。良く知られているように、現在までにドイツのGSI研究所やソ連のDubna研究所で $Z=109$ 番の元素まで確認されている。このような非常に重い元素を合成する手段としてはFig. 4.1.3に示すように中性子捕獲反応、深部非弾性反応、重イオン核融合反応等が用いられてきたが、最も重い一連の元素合成に関しては重イオン核融合がもっぱら用いられてきた。核構造計算によれば、陽子・中性子の2重閉核としての超重核は $N=184$, $Z=114$ に存在すると予想されている。Fig. 4.1.3から分かるように、安定な原子核同士の核融合では生成核の中性子数が陽子数に比べて不足となり、この2重閉核としての超重核に達することがほとんど不可能である。これを克服する手段として、中性子過剰の不安定核ビームを用いて重い標的核と核融合反応を起こすことが考えられる。

これにより今まで入射粒子の制約から生成不能であった複合核が生成可能になり、超重核付近の核種を研究する上で好都合である。さらに中性子過剰な原子核の中性子ハローの効果が最近軽い核の研究で盛んになりつつあり、これをより重い核へ延長することにより核構造の理解が深まることが期待されている。特に超重核の合成に関しては、中性子ハローが核融合の断面積にどう影響するか非常に興味深い。種々の条件が満足されれば、中性子過剰ビームにより超重核の合成も夢でなくなるかも知れない。

(2) 天体核物理の研究

中性子過剰核の相互作用や崩壊は、星の中での元素合成や超新星の爆発と密接に関連している。宇宙における核種の分布を知るには星の進化の過程を知る必要があるが、その中の幾つかの重要な過程は不安定核の反応により支配されている。星の中での元素合成に関して現在注目されている過程として、熱いCNOサイクルがある。これは古くから知られているCNOサイクルと異なりFig. 4.1.4の下方部分で示すように重い元素を合成してゆくが、この過程で図の網かけされた安定核からはみ出した不安定な核種が関与してくる。この反応はFig. 4.1.4の上方

部分で示されているrp過程（速い陽子捕獲過程）へ繋がり、ここでも多数の不安定核が関与してくる。これらの個々の素過程の反応断面積を実験室で研究するためには強力な不安定ビームが必要になる。以上に述べた熱いCNOサイクルとrp過程には陽子過剰な不安定核が関与していたが、中性子過剰な不安定核が重要な役割を果たす過程としてr過程（速い中性子捕獲過程）がある。これは重い元素が星の中で合成されるうえで最も重要な過程であるが、この場合にも不安定核が関与するために従来実験室での実験が出来なかった。

これら元素合成の物理と同時に、中性子過剰核の電子捕獲率のデータは超新星爆発の機構を研究する上で非常に重要であるが、その他にも多数の不安定核の反応が天体核物理、ないしは宇宙物理において重要な役割をなっている⁽⁶⁾。これらを研究するうえで、強力な不安定核ビームを供給しうる本加速器計画は注目される。

参考文献

- (1) J.C. Peng, AIP Conference Proceedings 163, AIP, New York, (1988), p160.
- (2) D. Chultem et al., Nuclear Physics, A247 (1975), p452.
- (3) S. Polikanov, Nuclear Physics, A502 (1989), p195c.
- (4) G. Münzenberg, Proc. Int. Symp., "Advanced Nuclear Energy Research - Near Future Chemistry in Nuclear Energy Field -", Oarai, (1989), p135.
- (5) Nuclear Physics, Panel, "Physics Through the 1990s - Nuclear Physics -", (1986), National Academy Press.
- (6) S. Kubono et al. eds., Proc. Int. Symp. on "Heavy Ion Physics and Nuclear Astrophysical Problems", Tokyo, (1988), World Scientific.

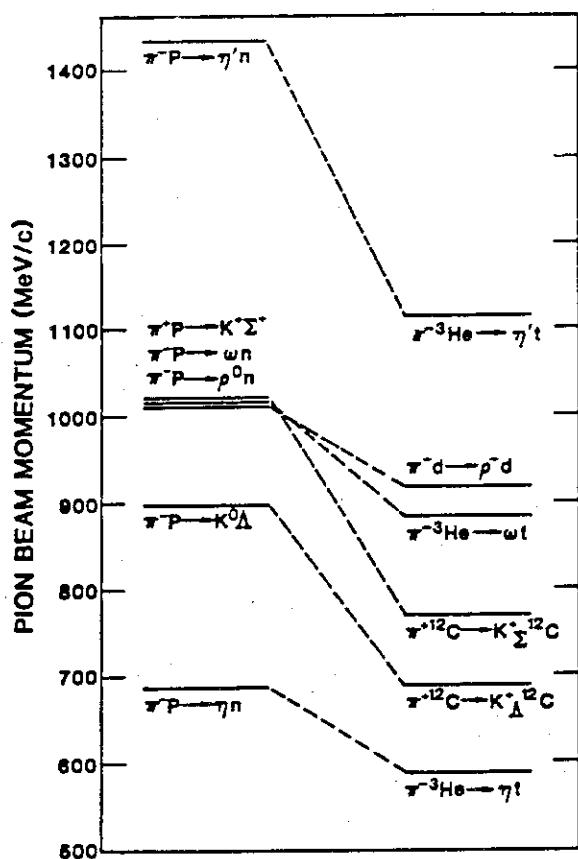


Fig. 4.1.1 π 中性子と核内核子との相互作用により生ずる様々な核反応のしきい値を、入射 π 中間子の運動量で示したもの⁽¹⁾
左側には π 中間子と陽子の反応、右側には π 中間子と原子核の反応を示している。

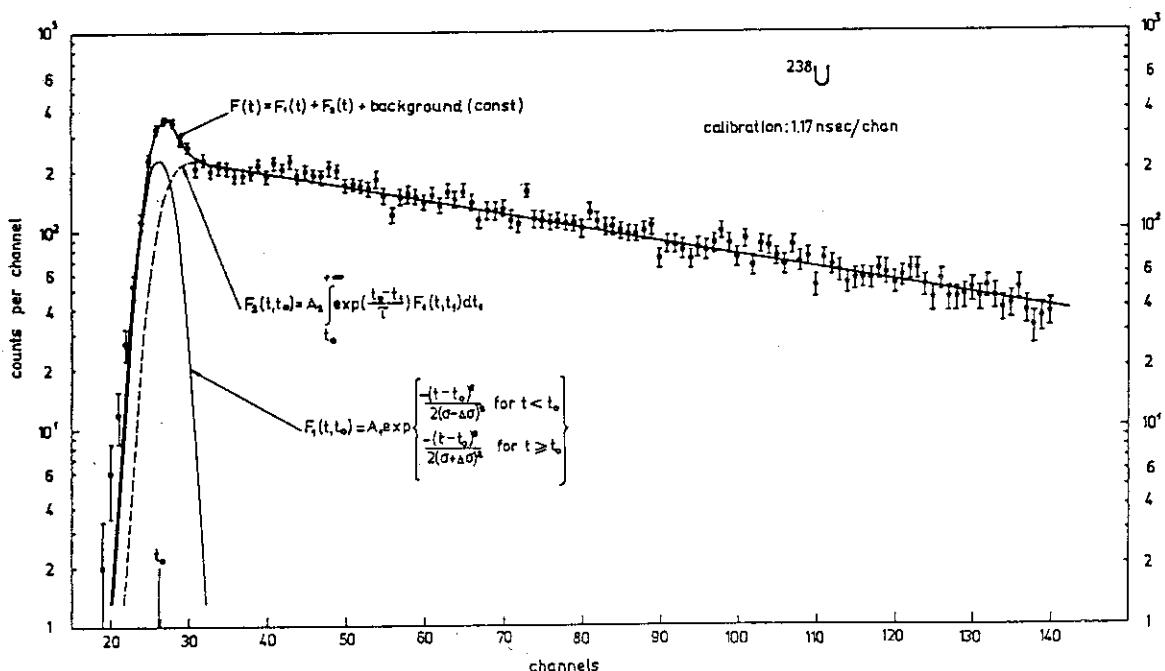


Fig. 4.1.2 ${}^{238}\text{U}$ のミュオン原子から生じる核分裂の時間依存性を示したもの⁽²⁾

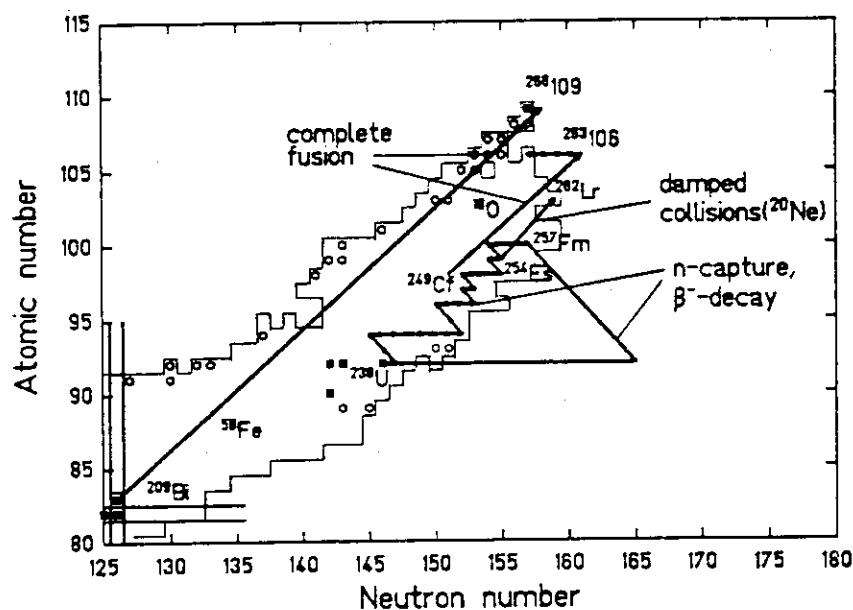


Fig. 4.1.3 現在確認されている最も重い元素とその合成法⁽⁴⁾

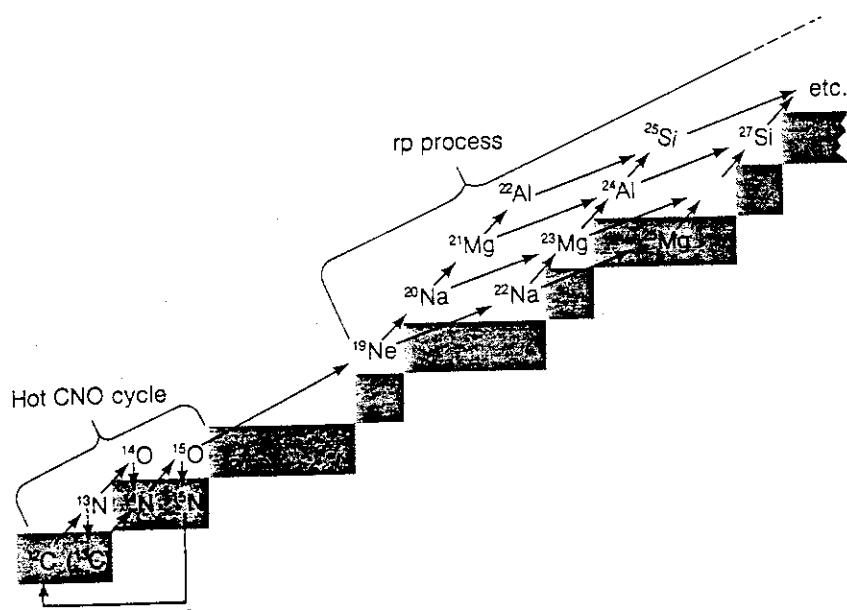


Fig. 4.1.4 熱いCNOサイクルとrp過程⁽⁵⁾
網掛け部分が安定核、それ以外は不安定核を表わす

4.2 中性子散乱による凝集系の研究

物理部 船橋 達

1meVの冷中性子から 1eV近くの熱外中性子にわたるエネルギー領域の強力な中性子ビームの実現は、凝集系の研究手段として広い分野から強く期待されている。

1) 中性子散乱実験

1932年に中性子が発見されると直ちに、中性子でもX線と同様な回折が起きることが予想され、放射性元素を利用した中性子によって回折が実証された。その後原子炉で発生される中性子が利用できるようになると、このような中性子線の干渉性散乱を利用して固体や液体といった凝集系の研究が積極的に展開されるようになった。最近の物質研究の進歩は中性子散乱の必要性を飛躍的に高めており、高温超電導体から生体物質さらにはセメントの研究まで広い範囲に利用されている。その需要の大きさは、たとえばラウエ・ランジュバン研究所(ILL)の高中性子束炉に40基余りの中性子散乱装置が備えられ、年間2000人の研究者の共同利用に供されている一事だけからでも知ることができる。

このように中性子散乱の利用が重要になってきたのは、中性子の次のようなすぐれた性質によっている。(1)熱中性子は、波長が0.2~0.1nmでX線と同様に固体中の原子間距離と大体同じ大きさで固体の構造解析に適していて、しかも物質との相互関係がX線とは異なり、種々の点でX線と相補的な役割を果たすこと、(2)その上、熱中性子の運動エネルギーは、結晶の格子振動や磁性体のスピン波のような凝集系中の集団運動のエネルギーと同じ程度の大きさであるので、非弾性散乱の実験によって他の手段では不可能なフォノンやマグノンの分散関係を測定し、原子間あるいは磁気モーメント間の相互作用を知ることができること、(3)中性子は磁気能率を持ちしかも電荷を持っていないので、磁性研究のミクロなプローブとしてかけがえのないものであることなどであり、また(4)小角散乱を利用して比較的単純な結晶の周期よりはるかに大きな高次構造を研究することも最近では中性子散乱の大きな利用分野として成長してきている。

中性子と物質との相互作用が比較的弱いことは、中性子の透過する試料容器の製作が容易であるという大きな利点を与えており、低温・高温・磁場・高圧など物質研究に基本的な環境変化の実験を容易にしている。X線が試料の表面だけをとらえるのに対し中性子線がバルク試料全体の測定に適しているのもこの性質によっている。しかし、逆に測定試料による散乱も小さいという弱点がある。このためにまず強い中性子源が必要とされる。さらに、干渉性散乱の研究を行うには、運動量(Q)及びエネルギー(E)の分解能が基本的に情報の質を支配するが、分解能は常に中性子強度と相補的であるので、精度のよい実験を行うために高い中性子束が必要とされている。

2) 热中性子源としての原子炉

このような物質研究上の重要性と必要に基づいて、1950年代の終わりから60年代に次々と研究炉が建設され利用されるようになった。これらは今なお利用を続けているものも多く、 $10^{14} \text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ の中性子束のものが主である。特に中性子束が高い $10^{15} \text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ のいわゆる高中性子束炉は、HFBR(BNL), HFIR(ORNL), HFR(ILL)の3基であるが、ILL(1971年臨界)以後、高中性子束炉は新設されていない⁽¹⁾。より高束の中性子源として現在計画されている米国のANSは $5 \times 10^{15} \text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 以上の中性子束を目指とし1999年完成をめざしているが⁽²⁾、おそらくビーム用の中性子源として実用化される原子炉の限界であろうと考えられる。

3) 中性子源としての加速器

中性子散乱の研究に実用される中性子源は、こうして長い間原子炉がほとんど唯一のものであったが、一部には電子線形加速器を利用し(γ, n)反応による中性子を使用する試みがなされ、原子炉の連続中性子とは異なったパルス中性子の利用法の開発が行われた。やがて1970年代の後半になると高エネルギー加速器を利用した核破碎による中性子の利用がはじめられ、急速に実用化がすすめられて今日に到っている。加速器中性子の利用の進歩の急激さは、わずか十年足らずの間に中性子束が千倍にもなるものであった⁽³⁾。現在最強のパルス中性子源は、1985年に完成した英国Rutherford-Appleton研究所のISIS(Fig. 4.2.1)である。パルス中性子と定常中性子の強度を比較することは次に述べるように測定法が全く異なるので単純にはできないが、ピーク値で $10^{16} \text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ に近い中性子束が得られている。

4) パルス中性子線と連続中性子線

中性子線のスペクトルは減速材の温度によるが、原子炉を利用する場合は20Kの液体水素または重水素などの冷中性子源から2000Kの黒鉛等の高温中性子源まで幅を広げて、およそ数meV～数百meVである。これに対して核破碎で発生される中性子のスペクトルでは、低エネルギー側は冷却した炭化水素の冷中性子源で原子炉の場合とほぼ同じであるが、高エネルギー側は熱外中性子まで広い範囲の中性子スペクトルが利用できる。もう一つの重要な点は測定法の相違である。パルス中性子の場合には飛行時間法が有効に利用できる。原子炉中性子の場合には、ほとんど全ての場合に単結晶やそれに準ずるパイロ黒鉛などのブレグ反射を利用するモノクロメーターまたは機械的速度選別器によってマクスウェル分布した中性子の中から特定のエネルギーの中性子を選択的に取り出して使用し、また散乱中性子については散乱の角度依存を測定するいわゆる角度分散型の測定を行う。Fig. 4.2.2に高分解能2軸中性子回析装置とそのデータを示す。角度分散型の測定は熱中性子領域での散乱に対して非常に有効であるが、モノクロメーターやアナライザとして使用し得る結晶の格子定数などの制約から測定領域に限界がある。これに対して、飛行時間法では減速材からの白色中性子をそのまま試料に入射して測定に供せる場合が多く、中性子の利用効率が良いという大きな利点がある。Fig. 4.2.3に飛行時間法による高分解能中性子回析の例を示す。パルス中性子の実用には、目的に合ったパルス幅とスペクトルを作り出すターゲット

ト、減速材、反射体の設計が必要であり、ビーム利用上も偏極法やエネルギー及び運動量分解能の取り扱いなど、70年代までに確率された定常中性子線とは異なった新しい利用技術を必要とするが⁴⁾、経験が積み重ねられるにつれて非常に広い範囲で連続中性子に優るとも劣らず有効に利用できることが認められるようになってきた。測定領域は、弾性散乱についてはQの小さい方はどちらも 10^{-3} Å^{-1} まで達するが、Qの大きい方ではパルス源の方が圧倒的に高いところまで達することができる。非弾性散乱についてはFig. 4.2. 4に示したように、 μeV 領域より上ではほとんど全領域をカバーし強力中性子源としてのパルス中性子源に大きな期待がかけられている。

原研の計画しているパルス中性子源は上述のISISやKEKで計画中の大ハドロンよりさらに高い中性子束を目指すもので、中性子散乱実験に大きなインパクトを与えるものになる。

5) 強力中性子源による中性子散乱

中性子散乱の実験は、弾性散乱による構造解析、非弾性散乱による動的構造研究、小角散乱による高次構造の研究が代表的なものであるが、単結晶試料による結晶構造解析または磁気構造解析の場合を除けば、他種の物性実験に比べて非常に大量の試料を必要とするのが通常である。フォノンの分散関係を測定するような実験では数立方センチメートルの単結晶試料を用いて何日も測定時間をかけるのは現在ではごく普通のことである。このようなサイズの試料を得るのは容易でない場合が多く、必要な実験がこのために行われていないということが非常に多い。強力中性子源が望まれる大きな理由はここにあり、放射光ほどとは言わないまでも現在多くの実験室で使用されている回転陰極のX線ほどの輝度になればこれまでにない新しい研究の発展が期待される。

その上、試料の小型化は実験の質的向上をもたらす。第1に、試料の中で中性子が2回以上散乱する多重散乱が減少し実験結果のあいまいさがなくなり、データの信頼度が向上する。第2に、試料の小型化は中性子位置検出器を使用する実験の分解能の向上をもたらす。一次元あるいは二次元の中性子位置検出器の進歩はこれまで中性子散乱の効率化に大きく寄与してきたが、この種の検出器を使用するときはコリメーターを使用しないので、試料の大きさが検出位置の広がりとして反映され、見かけ上散乱角の広がりとなってしまうが、小試料化はこの点で散乱角の角度分解能の向上をもたらすこととなる。

6) 物性物理学・材料科学分野の利用の発展

中性子散乱の研究は、これまで主として結晶、磁性、誘電体、金属などの物性物理の研究者によって開拓がされてきており圧倒的に多くこの分野の研究手段として利用してきた。このことは、最近の高温超電導物質の研究においても見られるように、現在の強度の中性子源でも貴重な情報がかなり得られるからであった。原子番号の近接した原子を識別した結晶構造解析、金属水素化物などの軽原子を含む結晶構造解析、磁気構造解析、非弾性散乱によるフォノンやマグノンの測定などX線では得ることのできない情報が代表的なものであった。しかし、より複雑な構造、より微量な成分の関係した構造など高度な要求になるといっそ精度の高い測定が必要とな

り、分解能と統計の向上が不可欠となるが結局中性子強度の不足が限界となっている。また、磁性の研究には偏極中性子の利用が決定的であるにもかかわらず、強度が十分でないために偏極中性子はごく限られた実験にしか使われていないのが現状である。

中性子強度が高くなり小量の試料による測定が可能になれば、これまで得難かった高価な試料を測定することや、今まで非常に困難であった測定手段をとることを可能にすることができる。たとえば、アイソトープを利用した研究が容易になる。アイソトープごとに中性子の散乱振幅が異なり、中には負のものもあることを利用して、適当なアイソトープの混合比を作つて特定の元素の散乱を消去してしまったり、あるいは反対に強調したり自由に操作し材料の構造研究を積極的に進めることができるようになる。また、天然の元素では吸収が大きいために中性子散乱の測定に適さないものも、吸収の少ないアイソトープを利用して研究を可能にすることができる。また、⁵⁷Fe単結晶などすぐれた偏極モノクロメーターもある。中性子線が強くなり、小試料に細いビームを入射して実験することになれば、こういうものの利用も可能となり、偏極中性子を利用した研究はさらに進められる。

中性子束が高くなり測定時間が短くなると相転移等に関わる非平衡状態や材料の疲労、破壊現象、反応過程などこれまで非常に限られていた微視的構造の急速な時間的・空間的変化の研究がすすめられ物質科学への大きな貢献が期待される。

7) 高分子・生体物質その他有機物研究への利用

水素を多く含む物質は中性子散乱の利用を必要とするもうひとつの大きな分野である。固体物理学的研究では、水素は中性子の非干渉性散乱が大きいのでやや扱いにくい対象に属する。しかしX線では軽原子の散乱が弱いという難点があるのに中性子ではそれがなく、さらに好都合なことは水素の散乱振幅が負であるのに対して重水素のそれは正であるという中性子の利点を積極的に利用して水素を含む物質の構造研究が行われる。化学結晶学的な複雑な構造解析は一つの重要な問題であるが、さらにもっと大きな単位での構造研究が数多く行われるようになってきている。特定の位置の水素原子を重水素化するラベル法を利用して高分子の分子形態を調べたり、溶液の軽水と重水の混合比を調整して平均散乱振幅を変え、溶質の特定の部分の散乱を浮き彫りにするコントラスト変化法を利用して生体物質の構造を調べたり、選択タンパク質重水素化によって生体物質複合体の中のタンパク質配置を決定するなどは典型的な研究である。Fig. 4.2.5はDNAの二重らせんの周りのH₂Oの配置を重水置換した場合の中性子回析との比較から決めたものである。これらの研究は、二次元中性子位置検出器の開発と冷中性子の利用によって中性子小角散乱が活発に行われるようになった70年代後半から長足の進歩をとげてきた。また、タンパク質の内部運動の動力学の実験も進められようとしている。これらの物質は種類も多く需要は多くなるばかりである。しかし、生体物質の試料は大量なものを得ることが困難な場合が多く、中性子線源の強化が最も強く望まれている分野でもある。

生体物質の研究では、熱中性子や冷中性子はエネルギーが数 meVであり、試料に損傷をまったく与えることなく測定できるということは大きな利点がある。とくに細胞レベルの生命現象が閑く

与した問題になると、生きたままで測定できることは非常に重要なこととなる。さらに、信号の伝達や筋肉の動きなど生命活動をとらえるとなると非常に早い時間変化を追求することが必要となるが、中性子束の強化によって可能となると期待される。

8) 極端条件下の測定

温度、圧力、磁場などの外部条件に対する構造の変化の測定は物性研究の最も基本的な問題であり、これまでの中性子散乱実験でも1K～1000Kの温度、1GPaまでの高圧、5Tまでの高磁場の測定は比較的容易に行われている。しかしこの範囲を越えると特殊な技術が必要となり、定常ビームよりパルス中性子の方が都合の良い点が多い。一般に極端条件を発生する装置は大がかりで角度分散型の測定のために試料台上に乗せて測定条件に合わせて回転するには向きであり、固定した角度で測定できるパルス中性子による波長分散型の測定が有利となる。さらに、超低温ではクライオスタッフの回転に伴って発生する振動による熱流入を避けるために固定角での測定が有利である。高圧実験では、試料周辺の圧力セルの厚い壁からの散乱によるバックグラウンドを低減させるために、ビーム通路を固定しそれに沿って中性子遮蔽を入念に施すことがきわめて効果的であり、強力なパルス中性子源による飛行時間測定が有効である。強磁場は、もともと定常法よりパルス法の方が発生が容易であり高中性子束のパルスと同期させることによって大きな発展が期待される。また、これらのいくつかの極端条件を同時に満たす条件下での実験も可能となろう。このような極端条件下での実験の発展は、測定の限界を大幅に広げ物性研究の新しい領域を開くと期待される。

9) 基礎研究

中性子自体に関する研究や中性子の干渉を利用して行われる基礎物理学的研究も強力中性子によって大きな発展が期待される。完全結晶を利用した中性子干渉計を使用して中性子の運動に対する重力場、慣性力場、磁場の効果などはこれまでにも測られているが、干渉計は非常に高分解能の測定であるので強度が極端に要求される。強力中性子によってさらに高精度で量子力学の基本を直接的に検証する種々の実験の発展が期待される。また中性子自体についても、電気双極子能率の検出など重要な問題を控えている。

10) 中性子ラジオグラフィー、トポグラフィー、工業的利用

中性子は物質透過能がよいので、非破壊検査の手段としてラジオグラフィーは重要な意味をもっている。ラジオグラフィーは、散乱実験のように中性子の干渉性を利用するのとは性格が異なるが、平行度の高い中性子ビームを必要とし中性子線が強くなれば十分小さい点線源を利用して分解能を向上させることが可能となる。また種々の機械の動きつつある状態での観察が可能となるなど、実用的な価値が非常に大きい。

トポグラフィーは像を観察するという点でラジオグラフィーと共通性を持っているが、干渉性散乱を2次元測定するという点で別種の実験であり、平行度が高いだけでなく単色性の非常によ

いビームを使用するので、強力な中性子源を必要とする。

また、中性子回折を利用した鋼材などの実質部の残留応力の測定、金属組織の測定など新しい利用法が世界的に展開されようとしている。これらの研究がこれまであまり行われなかつたのは線源が少なく弱かったことが大きな理由であり、大強度中性子源により大きな試料を迅速に測定できるようになれば、外部応力に対する固体の歪みや破壊の前駆現象の研究にも使用され、材料研究の強力な手段として大きく寄与することが期待される。

以上は、中性子散乱の利用の代表的ないくつかの分野における強力中性子源による発展の期待であるが、Table 4.2.1 に強力中性子源によってさらに発展すると考えられる領域を掲げる。いずれの分野にしても、強力中性子源になるとこれまで非常に限られていた実時間測定が可能になり新しい展開が期待できよう。

さらに、強力中性子源が実現すると、思いがけない新しい利用が展開されることが今までの中性子散乱発展の歴史から期待される。

参考文献

- (1) R. Moon, Neutron Scattering in the 'Nineties, p119(1985), IAEA-CN-46/28.
- (2) R. Moon and C. West, Physica B, 156 & 157 (1989) 552.
- (3) G. Lander and J. Carpenter, Neutron Scattering in the 'Nineties, p17 (1985), IAEA-CN-46/12.
- (4) C. Windsor, Pulsed Neutron Scattering, Taylor & Francis Ltd. London (1981).
- (5) W. Fuller, V.T. Forsyth, A. Mahendrasingam, et al., Physica B, 156 & 157 (1989) 468.

Table 4.2.1 物質・現象・実験法から見た強力中性子源により大幅な発展が期待される研究

結晶構造, 格子力学	
合金, 金属水素化物, 酸化物, 誘電体, 超電導体, セラミックス, フェルミ液体 液体, 非晶質, 微粒子, 層状物質, 不規則系 準結晶, 形状記憶合金	
相転移	
相転移機構, 相分離 格子欠陥, ボイド, 析出, 組織, 残留応力, 破壊現象	
磁性, スピンダイナミックス	
金属, 酸化物, イオン結晶, 希土類, 層状物質, 超電導体, ヘビーフェルミオン 結晶場, 異方性, 価数揺動 不規則系, スピングラス 核磁性, 薄膜	
相転移	
低次元, 秩序-秩序転移, 臨界現象	
生体物質	
核酸, 蛋白質, 生体膜, 脂質, ヌクレオソームコア, リボソーム, 複合体 生理活動 神経活動, 筋肉活動	
高分子	
結晶, 非晶質, 液晶, ポリマーアリ 濃厚溶液, 希薄溶液, ミセル, コロイド 水素結合	
分子形態 ゾル-ゲル転移	
反応過程	
極端条件	超低温, 超高温, 超高圧, 超強磁場下の散乱実験
中性子光学	干渉実験, 基礎物理学
中性子ラジオグラフィー	非破壊検査, 材料, 照射効果
中性子トポグラフィー	格子欠陥, 結晶の完全性
中性子回折	残留応力, 組織, 破壊現象
超冷中性子	中性子の素粒子としての性質

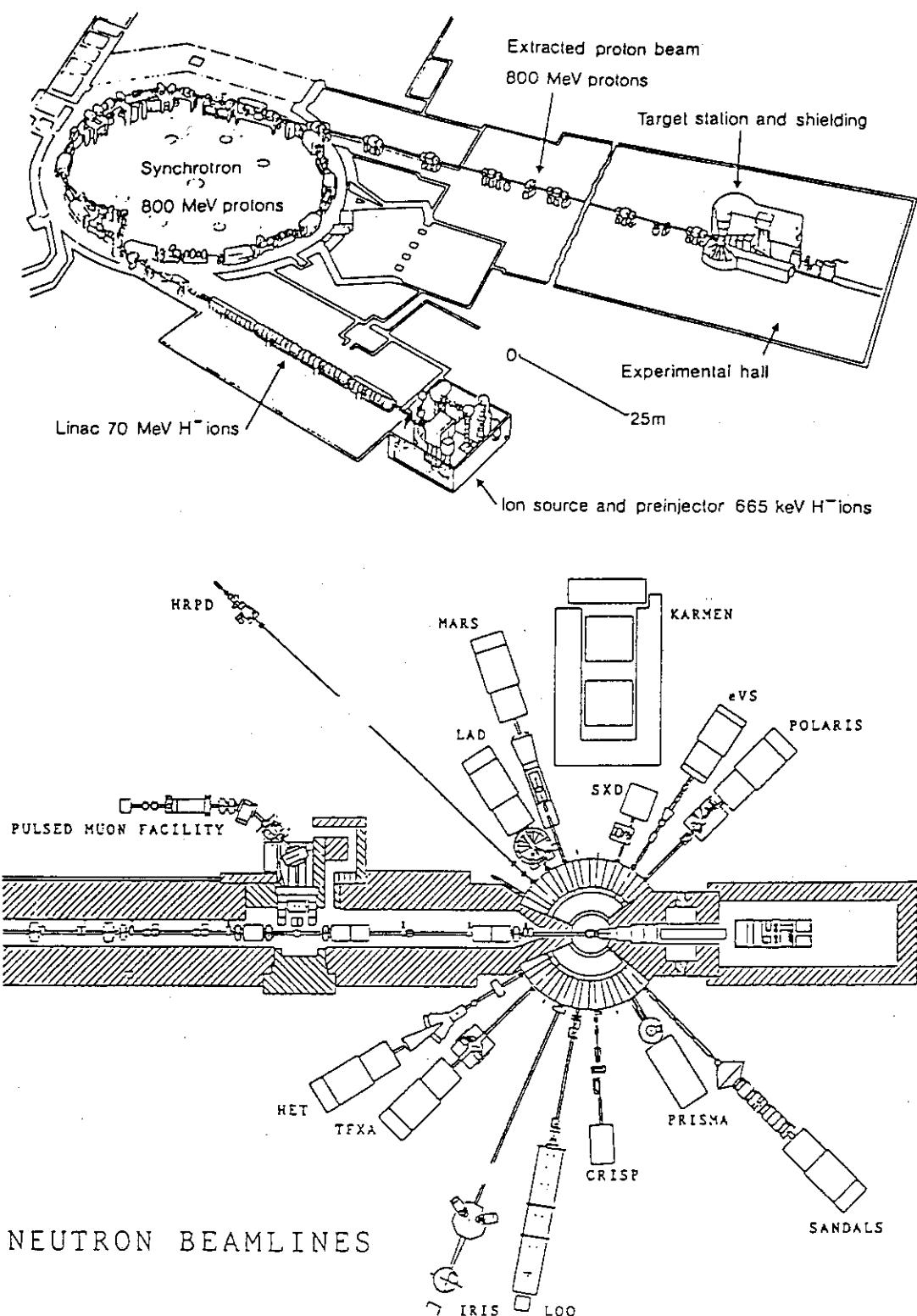


Fig. 4.2.1 ラザフォード・アプルトン研究所のパルス中性子散乱研究施設ISISの全
景(D. A. Gray, Neutron Scattering in the 'Nineties, p. 261(1985), IAEA-
CN-46/14)と中性子散乱実験装置の配置平面図

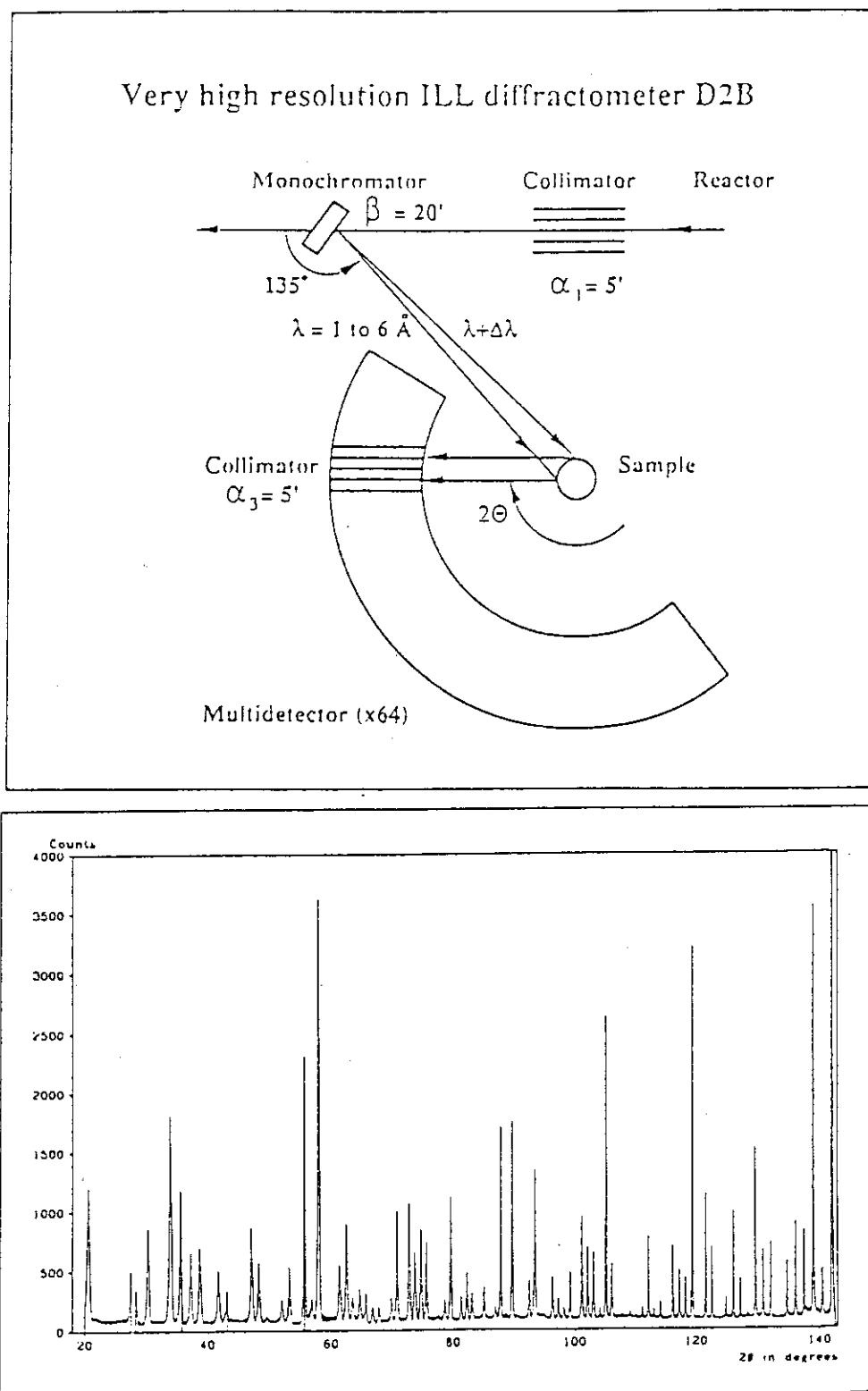
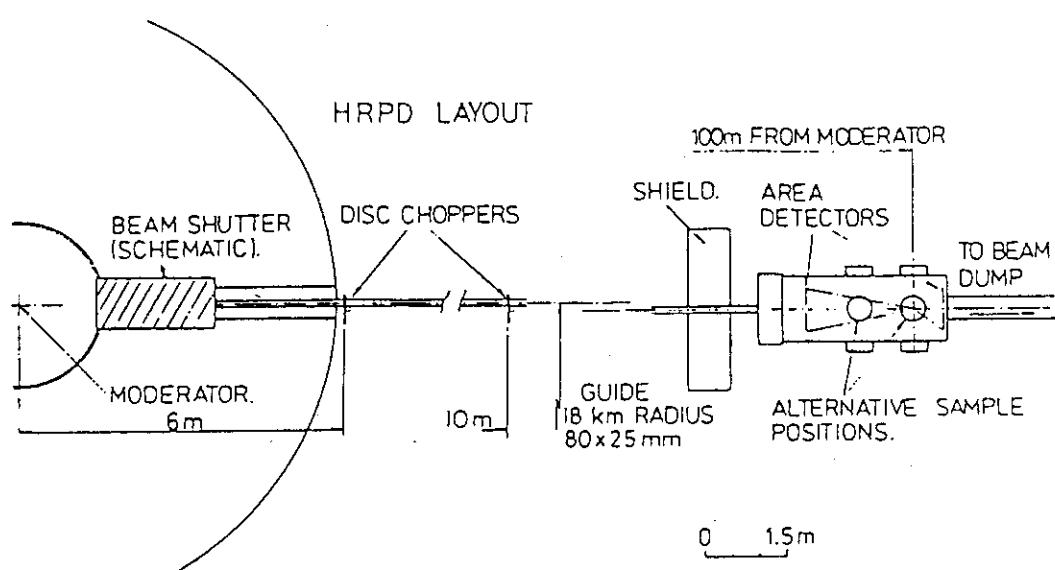


Fig. 4.2.2 ラウエ・ランジュバン研究所の高分解能中性子回析装置の概念図と測定されたイットリウム鉄ガーネット(YIG)の中性子回析パターン
横軸は散乱角 (2θ) である。

Neutron Diffraction Newsletter, Published by the Neutron Diffraction Commission of the International Union of Crystallography, Autumn 1988 p.3



The 0.02% resolution powder diffractometer being constructed for the Rutherford Laboratory spallation neutron source. The curved guide is 140 m long. The disk choppers are to remove frame overlap problems.

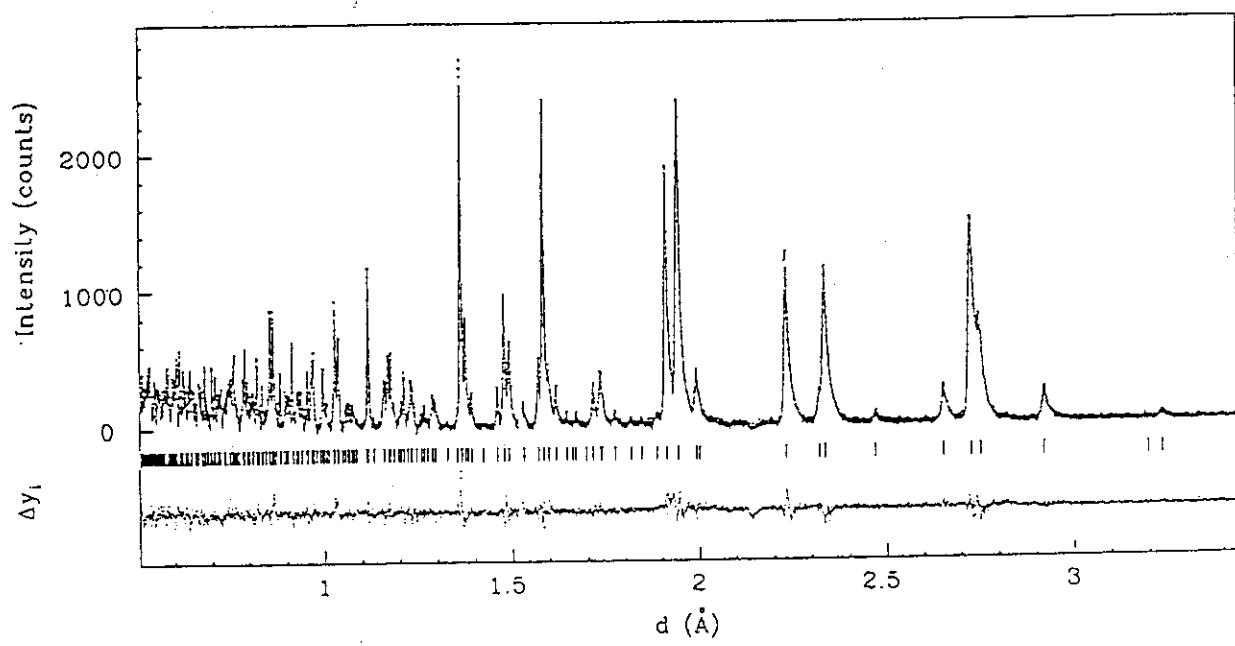


Fig. 4.2.3 飛行時間法の高分解能中性子回折装置の概念図⁽⁴⁾とKENSにおける測定例 ($\text{Ba}_2\text{HoCu}_3\text{O}_{7-x}$)
中性子の飛行時間は格子面間隔に比例するので、横軸は面間隔に換算されている。格子面間隔の小さい法まで非常に多数の回折が測定されている。

H. Asano, K. Takita, T. Ishigaki, H. Akinaga, H. Katoh, K. Masuda, F. Izumi and N. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys. 26(1987)1341L.

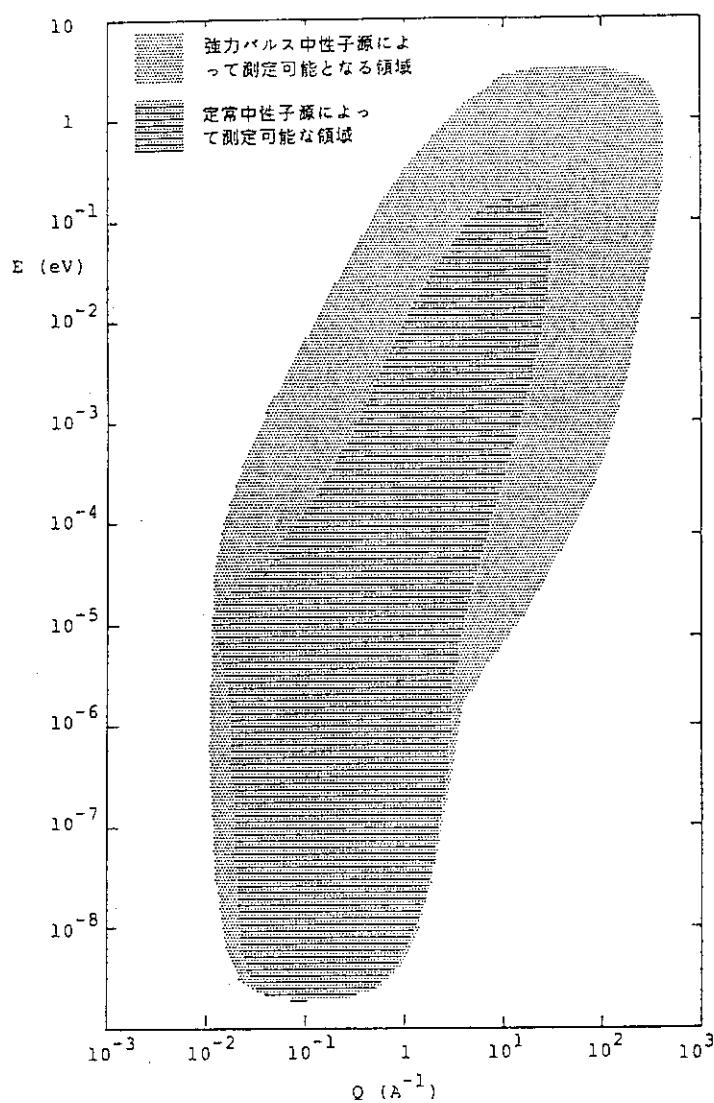


Fig. 4.2.4 原子炉の定常中性子源によって測定可能なQ-E空間の範囲と強力パルス中性子によって測定可能になる範囲

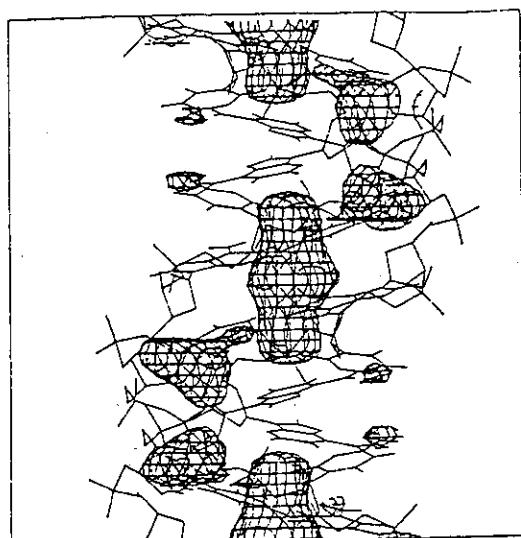


Fig. 4.2.5 D型DNA の二重ラセン周辺の水分子の位置を、重水置換したものの中性子回折と通常のものの中性子回折との比較から決定した分布図⁽⁵⁾。
この図では、図を見やすくするためDNA の共有結合の骨格とその近くの水だけが3次元的に描かれている。

4.3 ミューオン(ミュー中間子)の利用

4.3.1 μ SRによる固体物理の研究

物理部 数又 幸生

1) μ SRの概要

高エネルギー加速器から得られるミューオン(Muon)を利用した固体物理の研究は、既に物性研究の有力な手段の1つとなっている。ミューオンには、その電荷にしたがい2種類(μ^+ と μ^-)あって、それぞれの性質に応じた特徴ある研究がなされている。また、正のミューオン(μ^+)は、半導体或は絶縁体中では、電子と結合して、中性の原子ミオニウム(M_μ)を形成する。このミオニウムを利用して新しい物理および化学の分野が開拓されつつある。しかし、ここでは、原子力材料の開発研究と言う立場から、現在迄、最も多くの研究がなされている μ^+ の固体物理への応用について述べる。 μ^+ を利用した固体物理の研究は、NMR(Nuclear Magnetic Resonance)およびESR(Electron Spin Resonance)との類似性から μ SR(Muon Spin Rotation, Relaxation Research等)と呼ばれている。

Table 4.3.1.1に、 μ^+ の種々の性質を、陽子(proton), 重水素(Deutron)および三重水素(Triton)と比較して示した。この表からわかるように、 μ^+ は、軽い陽子と見なされる($m_\mu \approx 0.11m_p$)。しかし、 μ^+ は、安定な粒子ではなく、半減期 $\tau_\mu = 2.2 \times 10^{-6}$ sで陽電子(e^+)と2つのニュートリノに崩壊する。つまり、



この崩壊の際に放出される陽電子のエネルギーは、平均 36MeVと高く、検出が容易であり、この事が、 μ SRの研究を盛んなものにしている1つの理由でもある。(1)式の崩壊過程で、陽電子は、空間的に等方的に放出されるのではなく、 μ^+ のSpinの方向(μ^+ の運動の方向と平行)に依存している。つまり、 μ^+ のSpinの方向と θ の角度をなす方向に立体角 $d\Omega$ で放出される陽電子の数は、

$$dN(\theta, t) = \frac{1}{4\pi\tau_\mu} e^{-t/\tau_\mu} \left(1 + \frac{1}{3} |\vec{p}(t)| \cos \theta \right) d\Omega dt \quad (2)$$

となる。ここで、 $p(t)$ は、 μ^+ のSpinの偏極率(polarization)である。

μ^+ のSpinの偏極方向に対し、垂直に外部磁場を加えた場合、 μ^+ のSpinは、この外部磁場のもとで才差運動を行う(Fig. 4.3.1.1参照)。この時放出される陽電子数は、次の(3)式で表わされる。

$$dN(\theta, t) = \frac{1}{4\pi\tau_\mu} e^{-t/\tau_\mu} \left(1 + \frac{1}{3} |\vec{p}(t)| \cos(\omega_\mu t + \phi) \right) d\Omega dt \quad (3)$$

ここで、 $\omega_\mu = \gamma_\mu B_\mu$ は、 μ^+ のラーマー才差運動の周波数であり、 $\gamma_\mu = 13.55\text{MHz}/\text{KG}$ ； B_μ は、 μ^+ の感ずる全ての磁場（外部磁場および内部磁場を含めた）である。

(3)式は、 μ SRに対する基本的な式であるのでこれについて更に検討を加える。 μ^+ に対して、磁場が、加わらない場合は、Fig. 4.3.1.2(a)で示したように、 μ^+ の崩壊に伴う陽電子のカウント数は、時間と共に $N=N_0 \exp(-t/\tau_\mu)$ として変化する。そして、磁場が存在する場合には、Fig. 4.3.1.2(b)のように、陽電子のカウント数は、振動しながら、減衰する。この振動の周波数と振動の減衰の仕方が μ SRにおける最大の情報であり、これ等2つの量を通して、後述するように、結晶内の種々の情報を得る事が出来る。 μ SRスペクトルの、振動の減衰は、 μ^+ のラーマー才差運動において、各々の μ^+ のSpinの位相が乱れる事を意味しており、核磁気共鳴におけるSpin-Spin 緩和時間（横緩和時間とも呼ばれている）に対応している。

振動の減衰を示す項 $p(t)$ は、次式で近似される。

$$p(t) = P_0 \exp [-2 \sigma^2 \tau_c^2 \{\exp(-t/\tau_c) - 1 + t/\tau_c\}] \quad (4)$$

ここで、 τ_c は、 μ^+ が結晶内のある特定の位置に滞在している時間に比例する量で、Correlation time を示す。 σ （緩和率）は、 ω_μ の分布を示す2次のモーメントであり、 μ^+ の見る内部磁場の乱雑性によって生ずる μ^+ Spinの位相の乱れを示す（NMR の T_2 に対応している。）。

(4)式の2つの極限的な場合は、次式となる。

(1) μ^+ が、結晶内の特定の位置で止まっている場合

$$\sigma^2 \tau_c^2 \gg 1 \text{ の時} \quad p(t) \cong \exp(-\sigma^2 t^2 / 2) \quad (5)$$

ガウス型の減衰を示す。

(2) μ^+ が、結晶内を速く動き回っている場合

$$\begin{aligned} \sigma^2 \tau_c^2 \ll 1 \quad p(t) &\cong \exp(-\sigma^2 \tau_c t) \\ &= \exp(-\lambda t) \end{aligned} \quad (6)$$

指数関数的な減衰

さて、 μ SRから得られる情報、つまりFig. 4.3.1.2(b)に示したように、陽電子カウント数の振動の周波数とその減衰であるが、これ等2つの物理量から新しく解明された物理現象について具体的に述べるが、それに先立って、主な項目を列挙すると、

- (1) 結晶内での μ^+ の位置および拡散
- (2) 磁性体での内部磁場の決定
- (3) 格子欠陥研究への応用
- (4) 結晶の相転移に関する研究への応用
- (5) 酸化物超電導の研究

等である。(1)の研究については、金属中の水素原子およびトリチウムの挙動が、核融合の研究開発の上で、重要な要素である事を考えれば、 μ SRは、この方面の研究を飛躍的に発展させると考えられる。特に、低温での水素原子の挙動を μ SRでシミュレイトする事は、非常に有力である。

(2)の研究に関しては、NMR およびメスバウアー効果の実験が、置換型原子で行われているのに対

し、 μ SRの実験は、格子間の位置で内部磁場を調べるという特徴を持っている。(3)の研究は、他の実験手段（電気抵抗の測定等）で、決定されにくい格子欠陥の挙動を明らかにしている。(4)は、メスバウアー効果では、ほとんど観測出来ない相転移を、 μ SRを用いて明快に観測した α - Fe_2O_3 の実験が特に顕著である。そして(5)については、 μ SRは磁気特性と超電導性との相図、磁束侵入長転移温度と（キャリアー濃度／有効質量）との相関性等、現在では超電導研究の不可欠の手段となっている。それぞれの実験結果について、例を挙げて説明する。

(1) 金属中での μ^+ の位置および拡散^{(1), (2)}

種々の金属において μ^+ の結晶中での位置および拡散について、調べられているが、銅を用いた実験結果が最も明快であるので、これを例に取って説明する。

銅の単結晶を用いて、温度を変えて μ SRを観測した結果Fig. 4.3.1.3に示した。

低温での実験結果（ $T = 30$ および 80 K ）から、振動の減衰は、ガウス型（(5)式）で表わされ、 μ^+ の結晶内での運動は、ほとんど無視出来る。この状態で、結晶の種々の方向に外部磁場を向けて、(5)式の σ の値を求めた結果をFig. 4.3.1.4に示した。また、 μ^+ の滞在しそうな場所としては、正八面体の対称性を持つ位置と正四角体の対称性を持つ位置が考えられ、それぞれの位置について、周囲の原子核との双極子-双極子相互作用をもとにして計算した結果、 μ^+ は、八面体の位置に滞在しているとの結論に達した。

また、実験値と計算値を一致させるためには、 μ^+ の周囲の結晶原子を約5%程度外側にずらす必要があり、この事は、 μ^+ が格子間にに入る事により、周囲の格子が5%程度ひずむ事を示唆している（Fig. 4.3.1.4）。これは、水素の実験結果と一致している。Fig. 4.3.1.5に銅における μ^+ の位置を示した。

μ SRスペクトルにおける振動の減衰は、 μ^+ の見る局所場の違いに帰因しているのに対し、 μ^+ が結晶中を速く動き回っている場合には、平均としての場を見る事になり、Fig. 4.3.1.3に見られるように振動は、あまり減衰しなくなる。振動成分が $1/e$ となる時間を t_e として、 $1/t_e$ と温度の関係をFig. 4.3.1.6に示した。この図に見られるように 120 K 以上の温度で、 μ^+ の拡散が増大している。

μ^+ が正八面体の対称性の位置を取りながら、結晶内を拡散しているとすると、拡散係数は、次式となる。

$$D_\mu = 4.4 \times 10^{-13} \exp(-0.048 \text{ eV}/kT) \text{ m}^2 \text{s}^{-1} \quad (7)$$

Fig. 4.3.1.7に、拡散係数の温度変化を、水素、重水素および三重水素の場合と共に示した。上記3種類のアイソトープの間には、わずかながらアイソトープ効果があるが、この図の目盛では、ほとんど一致している。水素等の拡散係数は、主として高温側で観測されているのに対し、 μ^+ の拡散は、低温側で測定されており、直接比較する事は、出来ないが、次の点を示唆する事が出来る。

(1) $250-400\text{ K}$ の μ^+ の値と水素のデータを外挿した値は、一致している。

(2) 低温側での μ^+ の活性化エネルギーは、0.048eVと水素の値0.398eVより、かなり低い。

また、pre-exponential factreも、小さい事から、 μ^+ は、低温で、正八面体の対称性の位置をトンネル効果で拡散していると考えられる。

このように、 μ^+ の結晶中の拡散を調べる事は、水素での実験をシミュレイト出来ると共に、低温での水素拡散のデータが皆無に近い現状を考えると、 μ SRは、水素拡散を調べる有力な実験手段である。また、水素のデータと、 μ^+ のデータを比較する事により、アイソトープ効果について予見も得られ、取り扱いが困難であるトリチウムのデータを得る事なしに、 μ SRの実験から、ある程度の推測が可能である。

銅の場合と同様の実験が、他の金属についても得られているが、詳細を避け結論のみを列挙すると、

(a) アルミニウムの場合

結晶構造は、銅と同じ面心立方格子であり、水素の拡散係数も銅とほぼ同じ値である。しかし、 μ^+ の挙動は、銅の場合と非常に異なっている。1-700Kの間で、振動成分の減衰は、ほとんどなく、純粋なアルミニウム中では、 μ^+ は、1Kにおいても、結晶内を拡散している。マンガンを少量(500ppm程度)加えると、 μ^+ は、15K以下で、四面体の対称性を持つ格子間位置に局在する。(Fig. 4.3.1.5)

(b) 体心立方金属(V, Nb, Ta, α -Fe等)

μ^+ は、四面体の対称性を持つ格子間位置に入っていると考えられる。(Fig. 4.3.1.8) 30K以上の温度において、 μ^+ の拡散係数は、水素の拡散係数よりかなり低い値を示している。この事は、 μ^+ の拡散に、不純物や格子欠陥がトラッピングとして、重要な働きをしている事を示唆している。

(c) 六方晶系(Co, Gd)

μ^+ は、Fig. 4.3.1.9に示したように、正八面体の対称性を持つ格子間位置に入るが、これは、水素の場合と同様である。

(d) 上に述べた、銅とよびアルミニウムの他に、多くの金属において、 μ^+ の拡散は、低温でトンネル効果によって起っている。

(2) 磁性体での内部磁場の決定⁽³⁾

前項で述べた現象は、主として、 μ SRスペクトルの振動の減衰項に着目したものであった。これは、非磁性体の場合、ラーマー才差運動周波数は、ほとんど外部磁場によって決定され、 μ^+ の電荷をしゃへいするために集まって来た伝導電子の偏極による寄与は、無視された。しかし、磁性体においては、内部磁場の影響が大きく、ラーマー才差運動の周波数が、重要な情報を与える。磁性体内部で μ^+ の見る磁場は、下式で表わされる。

$$B_u = B_{\text{ext}} + B_{\text{dem}} + B_L + B_{\text{dip}} + B_{\text{het}} \quad (8)$$

右辺各項は、

B_{ext} : 外部磁場 B_{dem} : 反磁場, -NM B_L : ローレンツ磁場 ($\frac{4\pi}{3} M_s$, M_s は飽和磁化密度) B_{dip} : ローレンツ球内部での双極子磁場 B_{hf} : 伝導電子の接触相互作用による磁場 (偏極した伝導電子が, μ^+ の場所で作る磁場)

理解を助けるために, 上記各項を Fig. 4.3.1.10 に示した。

磁性体で観測されている多くの μ SRスペクトルは, 下式で解析されている。

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) \left(1 + \frac{1}{3} P \exp(-\lambda t) \cos(\omega_\mu t + \phi) \right) \quad (9)$$

ここで, N_0 は, 規格化定数, $\exp(-t/\tau_\mu)$ は, μ^+ の寿命を表わす項, P は, 結晶中で停止した μ^+ の Spin 偏極率, λ は, 振動の減衰を与える項, $\omega_\mu = \gamma_\mu B_\mu$ は, ラーマー才差運動の周波数。 μ SRスペクトルから得られる情報は, $P \tau_\mu$ および ω_μ であり, λ は, 前項で述べたように, μ^+ の拡散についての情報を与える。ここでは, ω_μ から得られる情報について考察してみる。例として, 面心立方格子および体心立方格子の代表として, ニッケルと鉄をあげる。

(A) ニッケルでの μ SR

ニッケル (Ni) は, $T_c = 630\text{K}$ で, 強磁性から常磁性への相転移を示す。Fig. 4.3.1.11 に常磁性状態と強磁性状態でのスペクトルを示した。

常磁性状態での μ SRスペクトルを (9)式で解析した結果, $P = 0.8P_0$ つまり, μ^+ は, Ni 中で 80% の偏極率を持っている。但し, 同一の実験条件で, カーボン中の偏極率を 100% としている。また, τ_μ は, 4 μsec となった。

Fig. 4.3.1.11(b) に現われている振動の周波数 ω_μ から, μ^+ の見る内部磁場を算出する事が出来る ($\omega_\mu = \gamma_\mu B_\mu$)。 B_μ を温度の関数として求めた結果が, Fig. 4.3.1.12 に示されている。この図を見て, 理解されるように, B_μ は, $T = 0^\circ\text{K}$ における飽和磁場を 1480 ガウスとしたブリアン関数でよく表わされる。また, μ SRの結果は, NMR の結果ともよく一致している。

外部磁場の小さな範囲では, μ SRスペクトルの振動の周波数が不变な事から, μ^+ の見る局所場 B_μ は, 外部磁場に対して不变であると考えられる。この事は,

$$B_{ext} + B_{dem} \approx 0 \quad (10)$$

である事を意味している。従って, (8)式から

$$B_{hf} + B_{dip} = B_\mu - B_L \quad (11)$$

の関係が導かれる。Ni 中で, μ^+ は, 八面体或は四面体の対称性を持つ格子間に入っていると考えられるが, 両者共に, 立方対称な場であるので, 周囲の原子の Spin の向きが揃っている事を考慮すると, $B_{dip} = 0$ である。また, ロレンツ磁場の値は, $M_s = 510$ ガウスを用いて,

$\frac{4\pi}{3} M_s = 2140$ ガウスとなる。従って、 μ^+ の位置で、伝導電子が作る磁場 $B_{hf} = 1480 - 2140 = -660$ ガウスとなる。この結果は、中性子回折から得られている値 -660 ガウスと非常によく一致している。

B_{hf} の温度依存性を Fig. 4.3.1.13 に示した。この図で、注目すべき事は、 B_{hf} が、自発磁化曲線よりも、正の方向にずれている事である。

Ni の μ SR について、以上述べた事に加えて、重要な実験結果について、結論のみをまとめると、

- (a) μ SR スペクトルの振動周波数から得られる μ^+ の見る磁場は、自発磁化曲線と同じ温度依存性を示す。
- (b) 飽和磁化より大きな外部磁場のもとで、 B_μ は、外部磁場に比例する事から、 μ^+ の見る局所場は、磁化の方向と一致している。
- (c) $T = 0^\circ K$ における B_{hf} の値は、-660 ガウスであり、 B_{hf} の温度変化は、自発磁化曲線より、正の方向にずれている。この結果は、他の強磁性金属で得られている結果と逆である。
- (d) 300 K 以上の温度で、 μ^+ は、格子間を拡散していると考えられるが、この時の活性化エネルギーは、 $E_a = 173 \text{ meV}$ である。

(B) 鉄の μ SR

鉄は、1183 K 以下の温度で体心立方構造を示し、 $T_c = 1044 K$ 以下で強磁性体である。また、 $0^\circ K$ における飽和磁化は、 $M_s(0) = 1750$ ガウスである。体心立方格子では、八面体および四面体の対称性を持つ 2 つの格子間位置があり、それぞれ正方対称 (tetragonal) を持つ。従って、 B_{dip} は、 μ^+ が特定の格子間位置を占める限りでは、ゼロにならない。各格子間位置における双極子場の値を Fig. 4.3.1.14 に示した。

実験の結果、 μ SR スペクトルは、单一の周波数を持っている事から、 μ^+ は、格子間位置を動き回っていると考えられる。

μ SR の周波数から求めた μ^+ の見る磁場 B_μ の温度変化を Fig. 4.3.1.15 に示した。Ni の場合と同様に、自発磁化曲線の温度変化 (ブリルアン関数) とよく一致している。

しかし、外部磁場に対する B_μ の変化は、Ni の場合と非常に異なっている。Ni と Fe の外部磁場に対する B_μ の変化を Fig. 4.3.1.16(a) および(b) に示した。Ni の場合は、外部磁場が、2050 ガウス ($\frac{4\pi}{3} \pi M_s(293)$) 迄一定で、これより大きい外部磁場に対して、 B_μ は、直線的に増加している。この事は、外部磁場と B_μ の方向が一致している事を意味している。一方、鉄の場合には、外部磁場が 590 ガウス (G) から 4 KG の範囲で、 B_μ は減少している。この事は、外部磁場と B_μ 方向が反対である (負) 事を意味している。

伝導電子による磁場、 B_{hf} の温度変化は、第 15 図の B_μ の値から、ロレンツ磁場 [$(\frac{4\pi}{3} M(T)) / M(T)$] ; $M(T)$ は、自発磁化の温度変化から求められる。] を差し引いて求められる。

その結果が Fig. 4.3.1.17 に示してある。 $T = 0^\circ K$ での $B_{hf} = -11.2 \text{ KG}$ であり、 B_{hf} は、Ni の

場合と異なり、下側（負の方向）にずれている。

以上述べた事および重要な実験結果の結論のみを列挙すると、

- (a) 広い温度範囲で、単一の周波数を持つ μ SRスペクトルが観測されている事から、 μ^+ は鉄中の格子間位置を非常に速く（双極子場が0となる程度に）動き回っている。
- (b) μ^+ の見る磁場の温度変化は、磁化曲線と一致している。
- (c) 外部磁場に対する B_{μ} の変化から、 B_{μ} の符号が決定され、 B_{μ} は、負つまり結晶の磁化方向と逆方向である。
- (d) 0°Kでの $B_{hf} = -11.2\text{KG}$ であり、 B_{hf} の温度変化は、規格化した磁化曲線からずれている。
- (e) μ SRスペクトルの振動の減衰は、温度に強く依存している。低温では、減衰が早く(50ns以下)、40K以下では、振動は観測されない。振動の減衰を説明するためには、 μ^+ の拡散のモデルを種々考えなければならない。

以上、NiおよびFeについて、 μ SRの結果を述べたが、他に六方晶系のコバルト(Co)およびガドリニウム(Gd)等についても実験が行われている。結果のみをTable 4.3.1.2に示した。

(3) 格子欠陥研究の応用⁽⁴⁾

μ SRを格子欠陥に応用した例は少ない。しかし、下に述べる例のように今後発展するものと思われる。ここでは、照射した鉄の回復過程で、第三ステージと呼ばれている回復が、空格子によるものである事を決定した明快な μ SRの実験をあげる。

α -Feを、77Kで電子線照射し、照射後の熱焼鈍伴う μ SRの変化をFig. 4.3.1.18に示した。照射前に観測される50MHzのピークは、前項(2)内部磁場の所で述べたように、 μ^+ が格子間位置を動き回っている事によるスペクトルである。図(b)の30MHzのピークが、格子欠陥にもとづくものである事は、照射後に初めて観測される事および照射後観測温度を77Kから180Kに上げさせることによりピークの強度が増加する事（照射により生成されたトラッピング・サイトに、 μ^+ が捕獲される数が増加する）より明らかである。この30MHzのピークが、鉄の空格子に捕らえられた μ^+ であり、照射によって生成した格子間原子によるものではない事は、次のような事実から否定される。つまり、 μ SRスペクトルの振動の減衰から求められた緩和時間は、それ程小さくない。 (9) 式の $\lambda = 0.3 \mu \text{s}^{-1}$ 従って、格子間原子による双極子場を平均化する程は、速く動き回っていない。そして、この双極子場を μ^+ が感ずるとすれば、ピークは、2本以上に分離しなければならない。しかし、実験で観測されているピークは、1本であるので、空格子以外の可能性は、否定される。

第三ステージ付近での詳細なスペクトルをFig. 4.3.1.19に示した。空格子欠陥による30MHzのピークは、220K付近で消失している。Fig. 4.3.1.18(c)のように、230Kでの焼鈍で、50MHzのピークが、回復していないのは、残存している欠陥によるものであると考えられている。

このように、 μ SRを使って、他の実験手段では、決定出来ない格子欠陥の様子を、明快にさぐる事が出来る。

(4) 結晶の相転移に関する研究への応用⁽⁵⁾

μ SRの相転移への応用は、現在迄報告例が少ない。ここでは、 $\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$ の相転移を取りあげ、 μ SRが、他の実験手段よりも有利な側面を持っている事を明らかにする。

$\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$ (hematite)のFeのspinの向きをFig. 4.3.1.20に示した。ネール点 (Neel temperature) $T_N = 963\text{ K}$ であり、モーリン点 (Morin temperature)と呼ばれている転移温度 ($T_M = 293\text{ K}$) で、鉄のspinの向きがFig. 4.3.1.20のように変化する。

問題は、モーリン点の上下の温度で、 μ SRにどのような変化が現われるかと言う事である。

外部磁場を加えない場合の測定から、 $T_2 = \frac{1}{\lambda}$ ((9式)) = $0.2\text{ }\mu\text{sec}$ となるので、 μ^+ は格子間に止まっていると考えられる。 μ SRの振動の周波数から、 B_μ 温度の関数として、観測した結果をFig. 4.3.1.21に示した。図からモーリン点で、 μ^+ の見る内部磁場が2倍程度変わっている事が判る。同様の実験をメースバウワー効果を使った結果が、同図の下方に示してあるが、モーリン点での変化を示していない。 μ SRスペクトルが、500 K以上で観測されないのは、 μ^+ が、格子間を速く動き回り、平均としての双極子場をゼロと感ずるためである。この事は、900 Kで外部磁場を加えた場合、 μ SRスペクトルが観測される事からも確認される。

次に、Feのspinの向きを決定した実験結果をFig. 4.3.1.22に示した。Fig. 4.3.1.20の $T < 263\text{ K}$ の状態で、外部磁場を加えると、Feのspin配列に従って、 μ^+ の見る磁場は、 $\pm B_{\text{dip}} + B_{\text{ext}}$ (但し B_{dip} は、Fe spin の作る双極子場) となり、外部磁場のない状態で観測されるスペクトルは、2本に分離する筈である。Fig. 4.3.1.22に見るよう、確かにスペクトルは、分離し、その分離の大きさは、 $\Delta\omega = 2\gamma_\mu B_{\text{ext}}$ であった。

この例のように、他の実験手段では、見い出し難い相転移の様子を μ SRを用いて、調べる事が出来る。

(5) 酸化物超電導の研究^{(6) (7)}

μ SRを用いた高温酸化物超電導物質の研究は、反強磁性と磁気相図、磁束の侵入長そして(キャリアー濃度／有効質量)の決定等、超電導研究の基本的諸量を実験的に決定する有力な手段である。

反強磁性相では内部磁場を持つため、この磁場のまわりでの μ^+ の才差運動による振動Fig. 4.3.1.2 参照) が観測されるのに対し、超電導相では内部磁場を持たないため振動は観測されない。 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ について、 x の値を変えた時の零磁場(外部磁場)での μ SRの時間スペクトルをFig. 4.3.1.23に示した⁽⁸⁾。 $x = 6.27$ で反強磁性、 $x = 6.54$ では超電導であることがこの間から読み取れる。また、 $x = 6.44$ では反強磁性相と超電導相が空間的に入り乱れているため振動の減衰は急である。このような実験からFig. 4.3.1.24に示す磁気相図が μ SRから得られ、この結果は中性子回折、電気抵抗および帯磁率から得られた結果とよく一致している。

緩和率 σ ((5式)) の測定から

$$\sigma \propto \Delta B \propto 1/\lambda^2 \quad (12)$$

の関係により⁽⁹⁾、磁束の侵入長が得られる。ここで ΔB は内部磁場の分布の幅 $\sqrt{(B - \bar{B})^2}$ である。C 軸配向した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 焼結体に外部磁場 ($H_{ext} = 13\text{KG}$) を 3 方向、つまり $H_{ext} \parallel C$, H_{ext} と C 軸との角度 45° , および $H_{ext} \perp C$ に加えた場合の σ の温度変化を Fig. 4.3. 25 に示した。 $H_{ext} \parallel C$ の場合には、 CuO 面内での遮蔽電流が最も有効に H_{ext} を遮蔽するため、侵入長 λ は最も短い。従って、結晶内部での磁場勾配は最も大きく、 σ も大きな値を示す。この実験から λ の温度依存性を算出した結果を Fig. 4.3. 1.26 に示した。超電導電子密度 n_s が大きい程、 λ は小さくなり (13 式参照)、 $n_s = n_0 (1 - (T/T_c)^4)$ の温度依存性を持つので $\lambda(T) = \lambda(0) (1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$ の温度依存性を持つと期待される。ここで $\lambda(0)$ は、 $T = 0^\circ\text{K}$ での侵入長で、第 26 図から $\lambda_{11}(0) \sim 1450\text{\AA}$ である。

更に、

$$\lambda = \left(\frac{m^* c^2}{4 \pi n_s e^2} \right) \left(1 + \frac{\xi_0}{1} \right)^{1/2} \quad (13)$$

の関係から⁽¹⁰⁾、 $T \rightarrow 0$ の時の T_c と n_s/m^* の関係を導くことが出来る。ここで m^* は、超電導キャリアーの有効質量である。 μ SRから求めた T_c を縦軸に $T \rightarrow 0$ での $\sigma \propto n_s/m^*$ の値を横軸にプロットしたものを Fig. 4.3.1.27 に示した。 T_c は最初キャリアー濃度 n_s/m^* の増加と共に直線的に増加し、次に飽和し、キャリアーを多量に注入した系では減少している。この傾向は Fig. 4.3.1.27 に見られるように酸化物超電導物質全てに共通しており、 T_c と n_s/m^* の “Universal correlation” と呼ばれている。

2) まとめ

以上述べた事を簡潔にまとめると、

(1) μ^+ の結晶内での位置と拡散の問題

(1) μ^+ の結晶学と、更に
 μ SRスペクトルを解析する事により、 μ^+ の結晶内での格子間位置および拡散を調べる事が、出来る。この問題は、金属中の水素との関連において、核融合材料を含めた原子炉材料の研究の上で、重要な寄与を果すと考えられる。

(2) 金属磁性体内の内部磁場の問題

μ^+ を金属磁性体に注入する事により、金属磁性体の本質である伝導電子の振舞をさぐる事が出来る。この問題は、古くから現在迄、常に探究されている固体物理の重要なテーマの一つである。この研究は、 μ^+ 研究上連携して研究を進める事が可能である。

1つであり、中性子回析による研究と連携して研究を進める事が可能である。

(3) 格子欠陥の研究

μ SRの実験から、鉄の第三ステージか空格子の移動による事が決定されたか、同様の研究が、他の物質にも適用されると考えられる。従って、今後、 μ SRは、格子欠陥の研究に大いに利用されると予想される。

(4) 相転移に関する研究

SPは他の実験手段では、観測する事の出来ない相転移の様子を解明する事が出来る。

(5) 酸化物超電導の研究

μ SRにより超電導研究の基本量が測定され、超電導研究の不可欠の測定手段となっている。

最後に μ SRとは、何か?と言う事を簡潔に述べると、NMRは、周波数の変化によるスペクトルの応答を観測しているのに対し、 μ SRは、時間に対してのスペクトルの変化を観測している。つまり、NMRと μ SRは、互にフーリエ変換の形で結びついている。そして μ SRが、NMRより有利な点は、NMRが $\sim 10^{18}$ 程度のスピン数を必要とするのに対し、 μ SRは、非常に感度のよい放射線計測の手段を用いているので、 10^6 - 10^8 程度の μ^+ が結晶中に存在すれば、十分観測可能である。しかし、 μ SRの不利な点は、 μ^+ を得るための大型の加速器を必要とする事である。

参考文献

- (1) A. Seeger, "Positive Muons as Light Isotopes of Hydrogen", Hydrogen in Metals, Ed. by G. Alfeld and J. Völkl, Springer, Berlin (1978) p349.
- (2) A. Schenck, "On the Application of Polarized Positive Muons in Solid State Physics", Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies, Ed. by J.B. Warren, Plenum (1976) p159.
- (3) A.B. Denison, H. Graf, W. Kundig and P.F. Meier, "Positive Muons as Probes in Ferromagnetic Metals", Helvetica Physica Acta 52 (1979) 460.
- (4) A. Möslang, H. Graf, E. Recknagel, A. Weidinger, Th. Wickert and R.I. Grynszpan, "Observation of Monovacancies in Iron by the USR Technique", Point Defects and Defect Interaction in Metals (Yamada Science Foundation, 1982, Published by University of Tokyo Press) pl1.
- (5) H. Graf, W. Hofmann, W. Kündiz, P.F. Meier, B.D. Patterson and R. Rodriguez, "USR in Antiferromagnetic α -Fe₂O₃", Solid State Commun. 25 (1978) 1079.
- (6) μ SR: 植村泰明, 固体物理10, v025, 1990 p.95
- (7) Y.J. Uemura, et al., "USR Studies of High Tc Superconductivity", Journal de Physique, Colloque. 49 (1988) C8-2150.
- (8) R.F. Kiefl, et al., "Muon-Spin-Rotation Study of Magnetism in La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ and YBa₂Cu₃O_x below 90mK", Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2136.

- (9) P. Pincus, A.C. Gossard, V. Jaccarino and J.H. Wernick, "NMR Measurements of the Flux Distribution in Type II Superconductors", Phys. Lett. 13 (1964) 21.
- (10) 超電導現象(産業図書), p. 76
M. テインカム著, 小林俊一訳

Table 4.3.1.1 正のミューオンと他の正の電荷を持つ粒子の比較⁽¹⁾

Properties of particles with positive elementary charge

Particle Symbol	Positron e^+	Positive muon μ^+	Proton p	Deuteron d	Triton t
Rest mass m	$m_e = 0.91095 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$ $= 0.51100 \text{ MeV}/c^2$	$m_\mu = 206.769 m_e$ $= 0.012610 m_p$ $= 105.659 \text{ MeV}/c^2$	$m_p = 1836.152 m_e$ $= 1.6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ $= 938.28 \text{ MeV}/c^2$	$m_d = 1.998 m_p$	$m_t = 2.993 m_p$
Spin I	1/2	1/2	1/2	1	1/2
Magnetic moment μ	$\mu_e = 1.001160 \mu_N$ $= 658.2107 \mu_\gamma$	$\mu_\mu = 1.001166 \frac{m_\mu}{m_e} \mu_N$ $= 3.18334 \mu_\gamma$ $= 4.4905 \cdot 10^{-16} \text{ JT}^{-1}$	$\mu_p = 2.7928 \mu_N$ $= 1.41062 \cdot 10^{-17} \text{ JT}^{-1}$	$\mu_d = 0.8574 \mu_N$	$\mu_t = 2.9788 \mu_N$
Gyromagnetic ratio $\gamma [\text{rad s}^{-1} \text{T}^{-1}]$	$\gamma_e = 1.7608 \cdot 10^{11}$	$\gamma_\mu = 8.5161 \cdot 10^8$	$\gamma_p = 2.6752 \cdot 10^8$	$\gamma_d = 0.4106 \cdot 10^8$	$\gamma_t = 2.853 \cdot 10^8$
Quadrupole moment $Q [\epsilon \text{ m}^3]$	0	0	0	$2.77 \cdot 10^{-31}$	0
Lifetime $\tau (= T_{1/2} / \ln 2)$	stable, annihilating with e^- in 10^{-10} to 10^{-7} s	$\tau_\mu = 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$	stable	stable	$\tau_t = 17.81 \text{ a}$
Atom	Positronium $e^+ + e^- = Ps$	Muonium $\mu^+ + e^- = Mu$	Hydrogen $p + e^- = H \equiv {}^1\text{H}$	Deuterium $d + e^- = D \equiv {}^2\text{H}$	Tritium $t + e^- = T \equiv {}^3\text{H}$

Bohr magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.2741 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$; nuclear magneton $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.0508 \cdot 10^{-17} \text{ JT}^{-1}$; elementary charge $e = 1.60219 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.Table 4.3.1.2 μ SRから求めた内部磁場Compilation of some properties of the ferromagnetic metals investigated and summary of the μ SR results. All data are extrapolated to $T = 0 \text{ K}$.

Substance	Structure	Saturation magnetization $M_s [\text{kG}]$	Local field at Muon $B_L [\text{kG}]$	Hyperfine field $B_M [\text{kG}]$	Calculated dipolar field $B_{\text{dip}} [\text{kG}]$		
					octah.	tetrah.	Muon site
Fe	bcc	1.750	$- 3.67 \pm 0.10$	$- 11.1 \pm 0.2$	$- 9.26$ $+ 18.52$	$+2.63$ -5.25	?
Co	hcp	1.415	$- 0.317 \pm 0.010$	$- 6.1 \pm 0.2$	$- 0.242$	$+0.199$	octahedral
Ni	fcc	0.528	$+ 1.48 \pm 0.10$	$- 0.71 \pm 0.01$	0	0	?
Gd	hcp	2.010	$+ 1.10 \pm 0.05$	$- 6.98 \pm 0.10$	0.658	0.020	octahedral
Dy	hcp	2.995	$\pm 12.30 \pm 0.20$	-25.2 or $- 0.7 \pm 1.0$	0.487	0.430	?

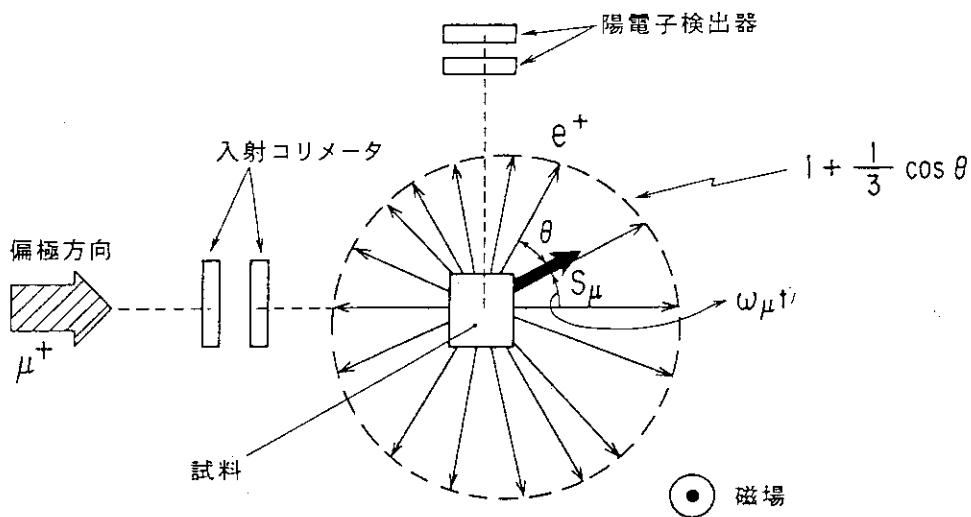
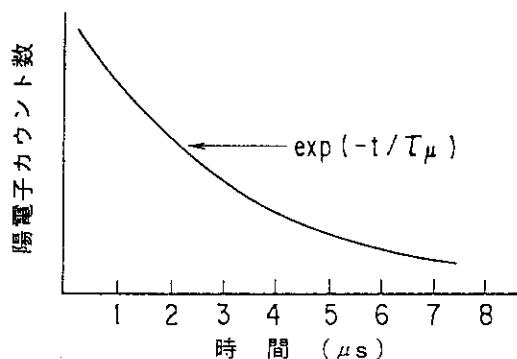
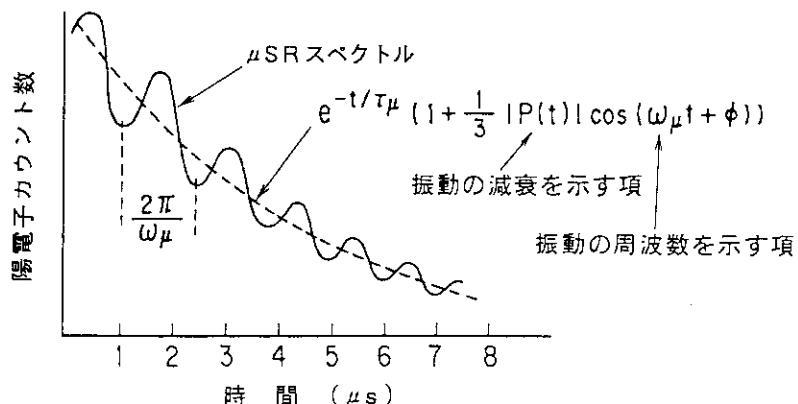


Fig. 4.3.1.1 μ^+ の偏極方向と垂直に磁場を加えた場合の陽子の放出と Spinの向き



(a) 磁場がない場合の陽電子カウント数



(b) 磁場が存在する場合の陽電子カウント数

Fig. 4.3.1.2 μ^+ から放出される陽電子カウント数の時間依存性
振動の周波数 ω_μ と減衰のようすが、 μ SRにおける重要な物理量である。

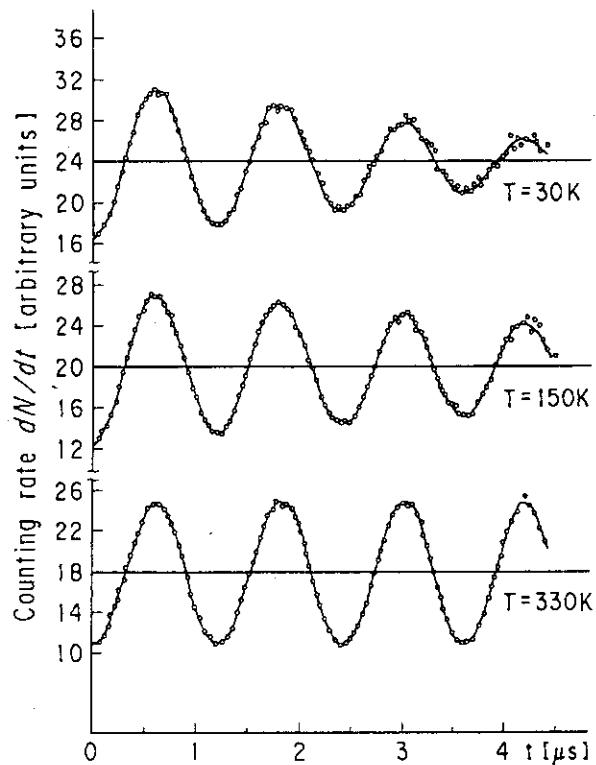


Fig. 4.3.1.3 銅単結晶における μ SRスペクトル
温度を変えた場合の μ SRスペクトルの変化を示している。縦軸
は陽電子カウント数 (μ^+ の崩壊の値を補正した値), 横軸は時
間。外部磁場は, 0.0062T

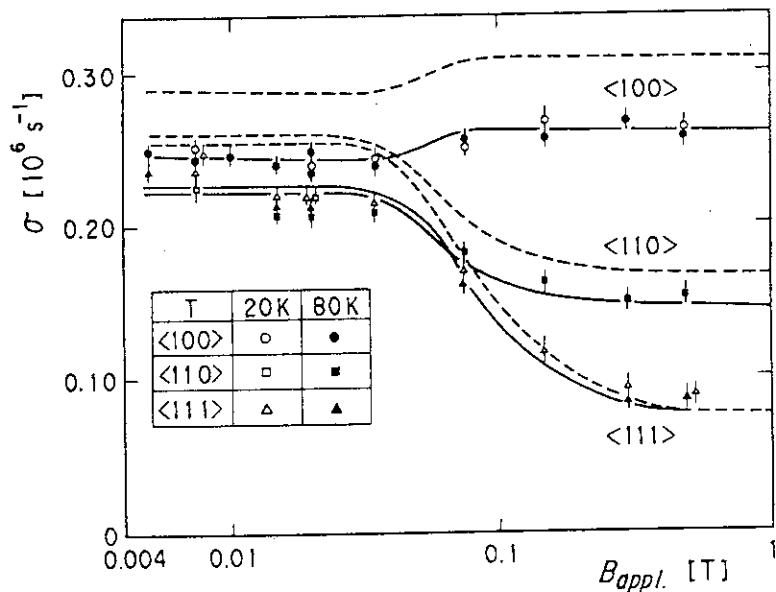


Fig. 4.3.1.4 σ の実験値と理論値の比較
点線は、格子歪みの考慮なしに八面体位置での計算値(Hartman
model)
実線は、最近接原子を~5%膨張させた時の八面体位置での計
算値
右側縦軸の実線は4重極双互相互を無視した時の値

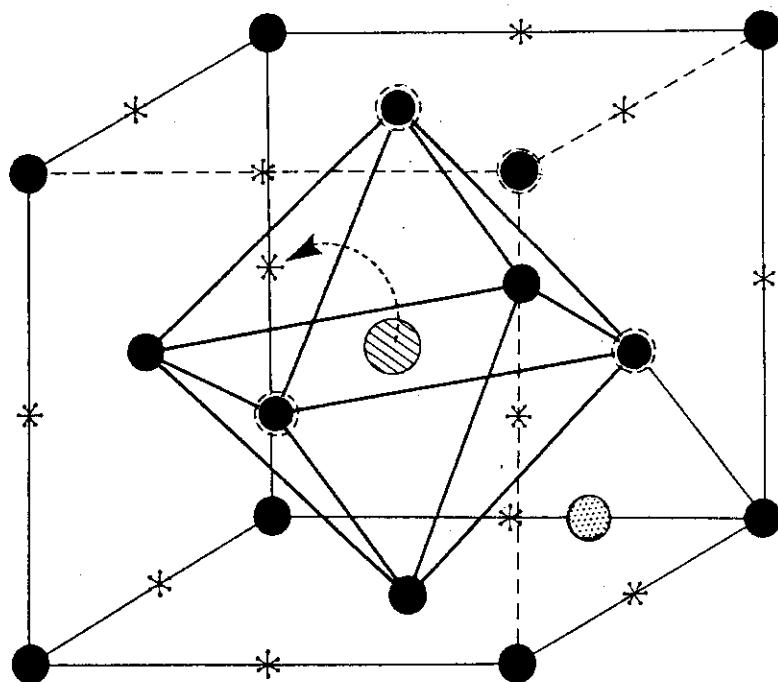


Fig. 4.3.1.5 面心立方格子における μ^+ の格子間位置
立方体の中心位置が、正八面体の対称性を持つ位置であり、
◎で示してある。他の同等の位置をstar (*)で示してある。
正四面体の対称性の位置を◎でした。矢印は μ^+ の拡散するよ
うすを示している。

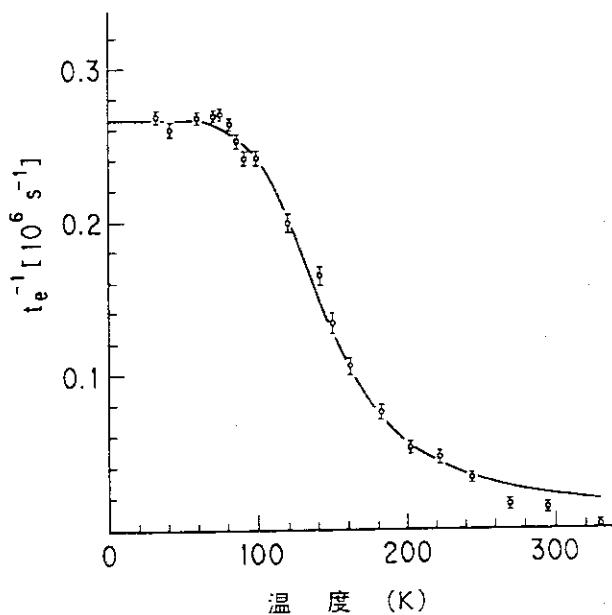


Fig. 4.3.1.6 振動の減衰が $1/e$ となる時間と温度との関係。縦軸は振動の減
衰が $1/e$ となる時間(t_e)逆数を示し、実線は $1/\tau = \nu e^{-Q/T}$
として、 $\nu = 10^{7.61} \text{ sec}^{-1}$, $Q = 562 \text{ K}$ (0.048 eV)として計算した値

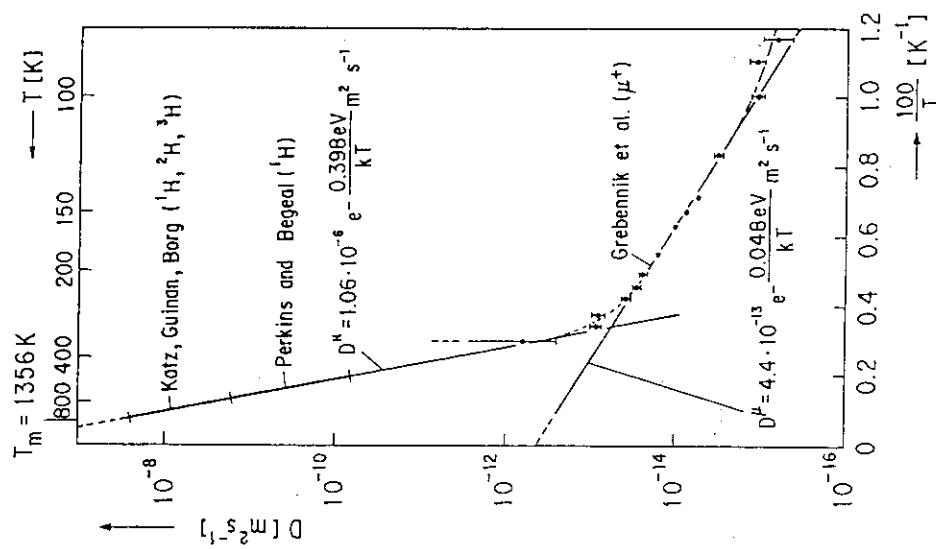


Fig. 4.3.1.7 水素と μ^+ の拡散係数の温度変化
 ${}^1\text{H}, {}^2\text{H}, {}^3\text{H}$ の拡散係数は、このグラフの目盛では差異がない。
 水素のデータを外押した値と μ^+ の値は、250~400Kの間で一致
 している。
 μ^+ は低温でトンネル効果で拡散している。

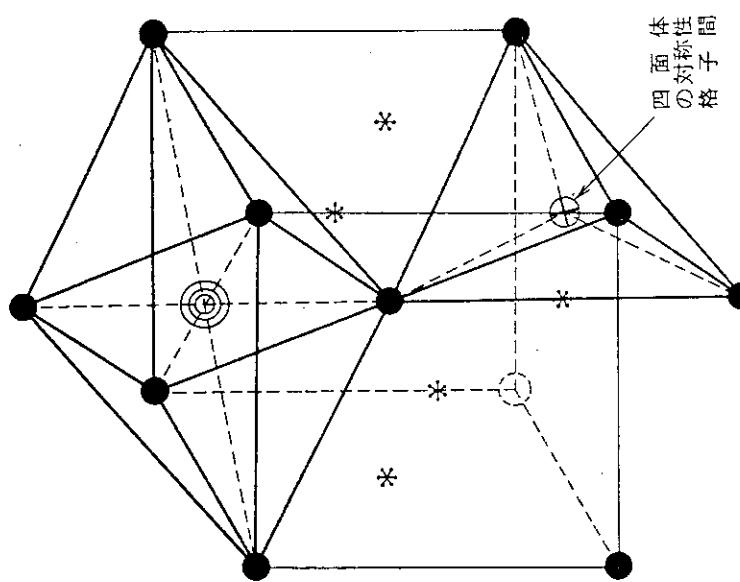


Fig. 4.3.1.8 体心立方格子における格子間位置
 ◎は八面体の対称性を持つ格子間位置
 *は上と同等の位置
 ⊕は四面体の対称性を持つ格子間位置（この位置に μ^+ が潜在
 していると考えられる。）

μ^+ は低温でトンネル効果で拡散している。

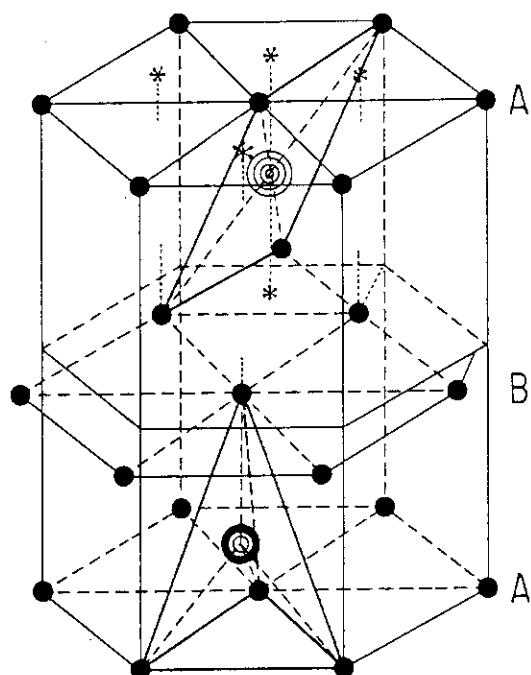


Fig. 4.3.1.9 六方晶における格子間位置

●は四面体の対称性を持つ格子間位置

◎は八面体の対称性を持つ格子間位置 (μ^+ はこの位置に滞在していると考えられる。)

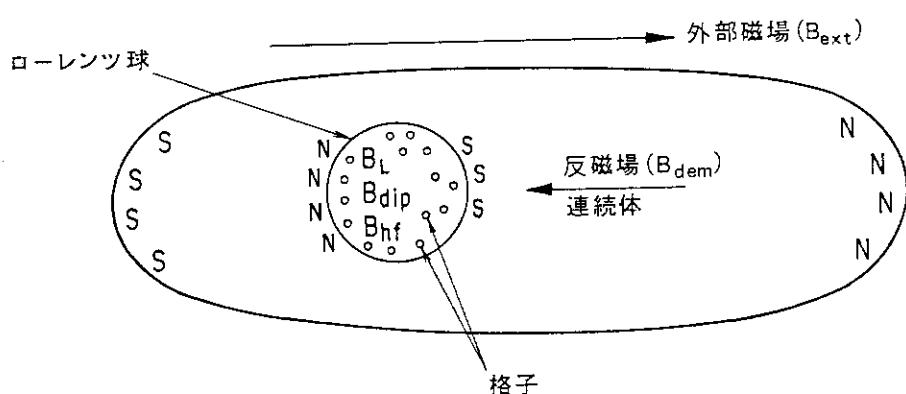


Fig. 4.3.1.10 磁性体内部での磁場

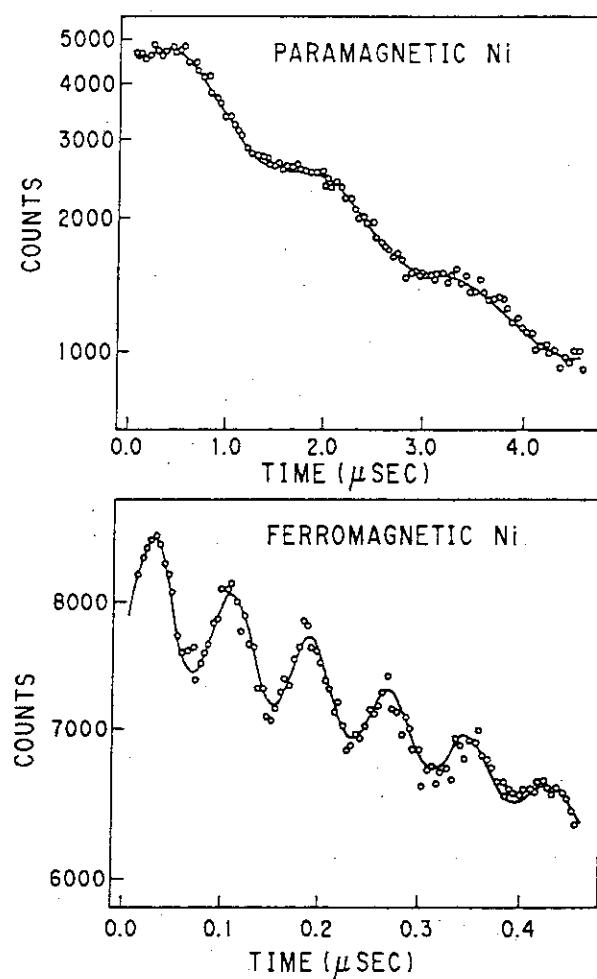
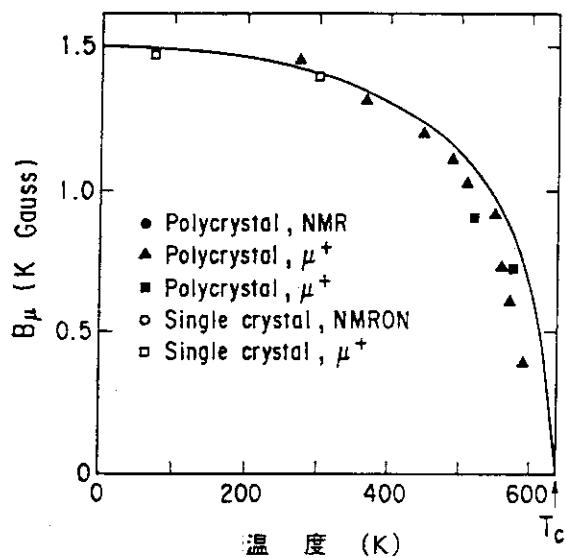
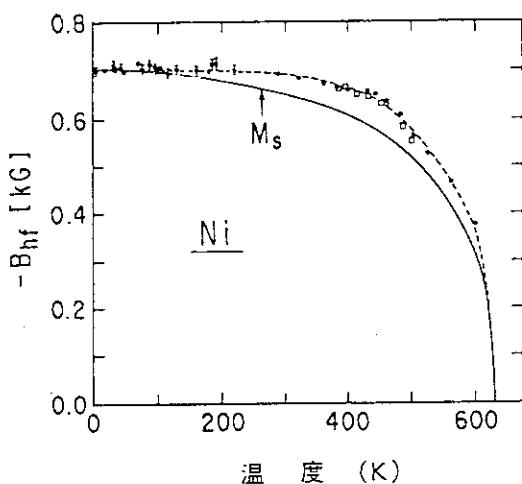
Fig. 4.3.1.11 Niの常磁性及び強磁性状態での μ SR

Fig. 4.3.1.12 Niで μ^+ の見る局所場の温度依存性
 μ^+ の見る局所場の温度変化は、ブリルアン関数で表される。
つまり自発磁化曲線と同じ振舞を示す。

Fig. 4.3.1.13 B_{hf} の温度依存性

μ SRから決定した B_{hf} (hyperfine field)

0°Kで B_{hf} は、-660G。0°Kで規格した磁化曲線(M_s)を実線で示した。

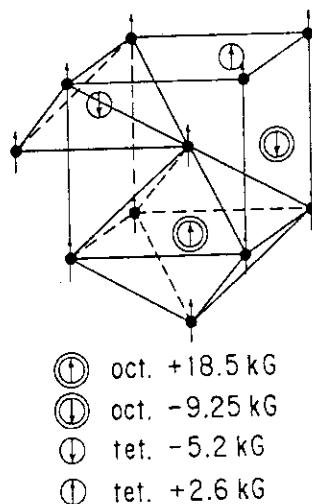
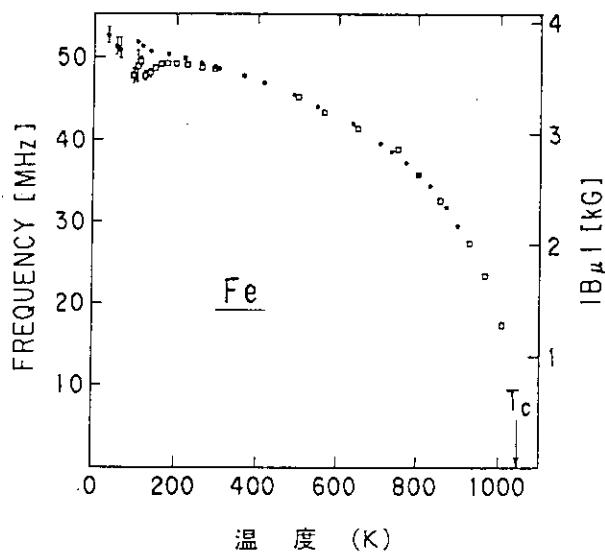
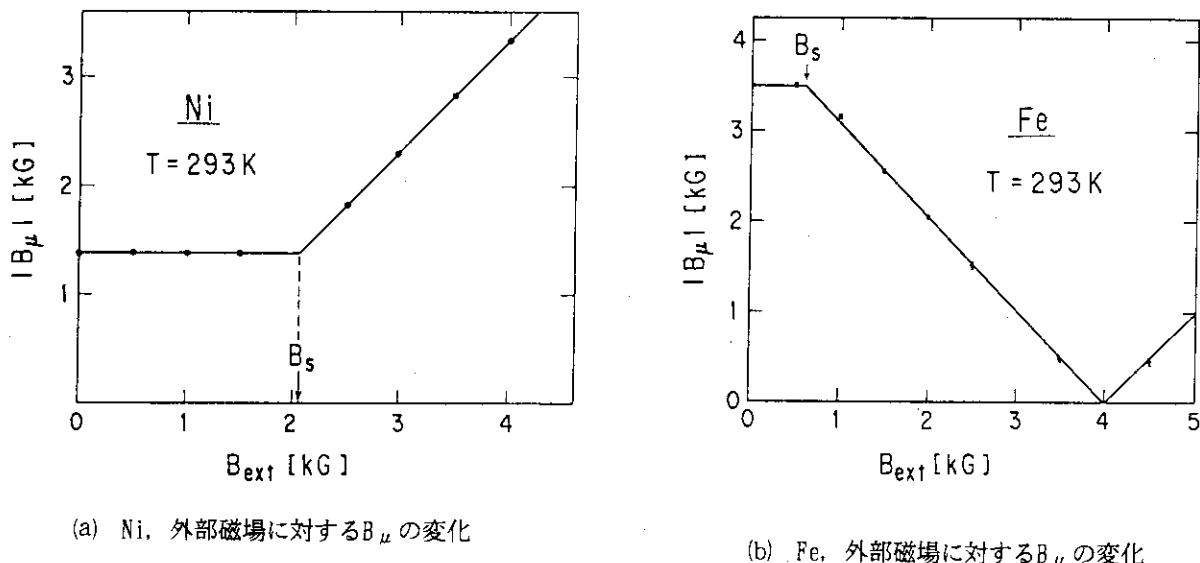


Fig. 4.3.1.14 鉄の格子間位置における双極子場

八面体の対称性を持つ格子間位置が2つ。但しⒶは、Ⓑの2倍の位置がある。同様に、四面体の対称性を持つ格子間位置もⒹは、Ⓒの2倍存在する。

Fig. 4.3.1.15 Feでの B_μ の温度変化

全温度領域で単一の周波数の信号のみが観測されている。
 ●は単結晶での測定値
 □は高純度 (99.997%) の多結晶での測定値

Fig. 4.3.1.16 Ni及びFeでの B_μ の符号の決定(a) Ni, 外部磁場に対する B_μ の変化球状Ni単結晶での外部磁場に対する B_μ の変化

$$\text{飽和磁化 } B_s = \frac{4\pi}{3} M_s \text{ 上で } B_\mu \text{ は直線的に増加している}$$

従って B_μ の方向は結晶の磁化方向と一致している。(b) Fe, 外部磁場に対する B_μ の変化飽和磁化(B_s) 以上で B_μ は減少しているので、 B_μ は負つまり結晶の磁化方向と B_μ の方向は逆である。

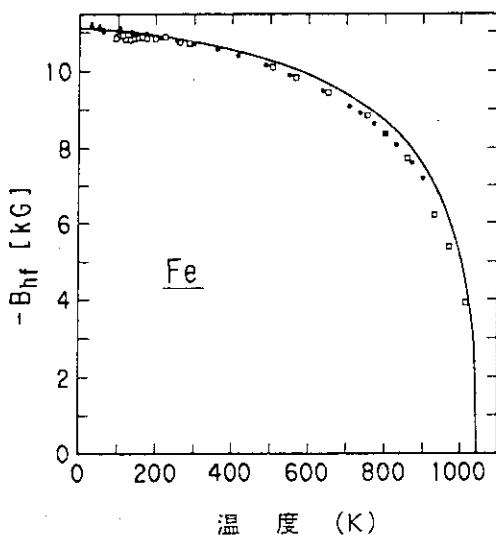


Fig. 4.3.1.17 Feでの B_{hf} の温度変化
伝導電子が μ^+ の位置に作る磁場の温度変化
規格化した自発磁化曲線より下側にずれている。

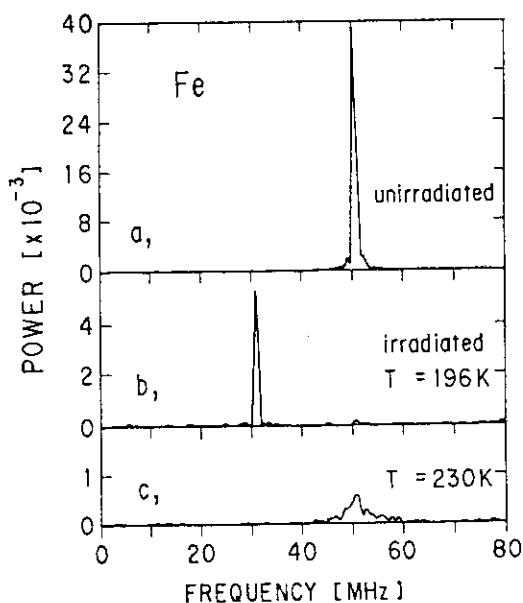


Fig. 4.3.1.18 電子線照射したFeの μ SR
照射したFeの μ SRスペクトルをフーリエ変換したスペクトル。
(a) 照射前のスペクトルで50MHz位置のピークは、通常、Feで観測されているピークである。
(b) 196Kで、燃焼鈍後のスペクトル、30MHzにピークがある。
(c) 230Kで燃焼鈍後のスペクトル

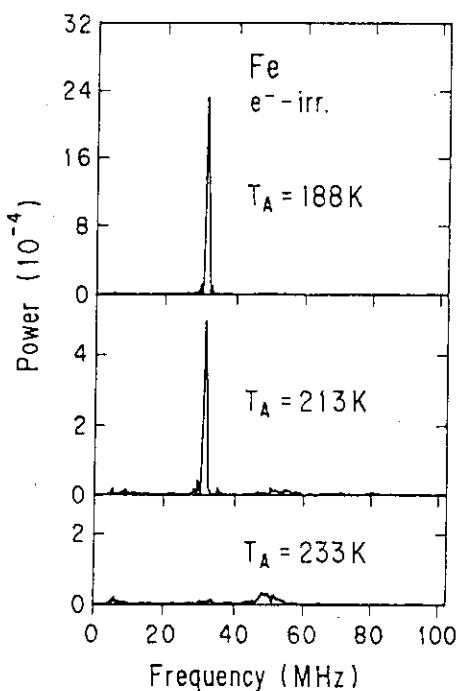


Fig. 4.3.1.19 Feの第3ステージ付近での μ SRスペクトル
焼鈍温度 (T_A)の変化による μ SRスペクトルの変化、測定温度
は $T_M = 176\text{K}$
30MHzのピークが220K(第3ステージ)で消失している。

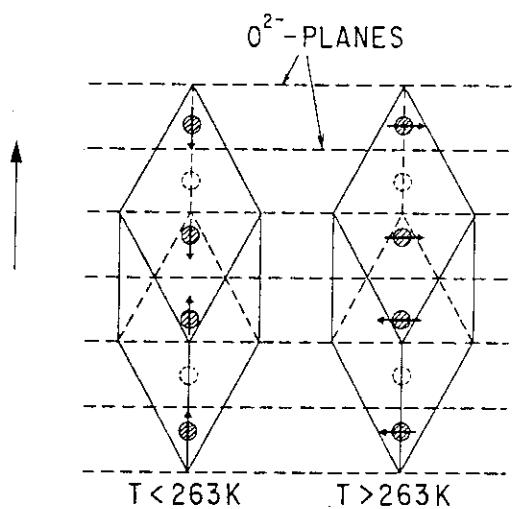
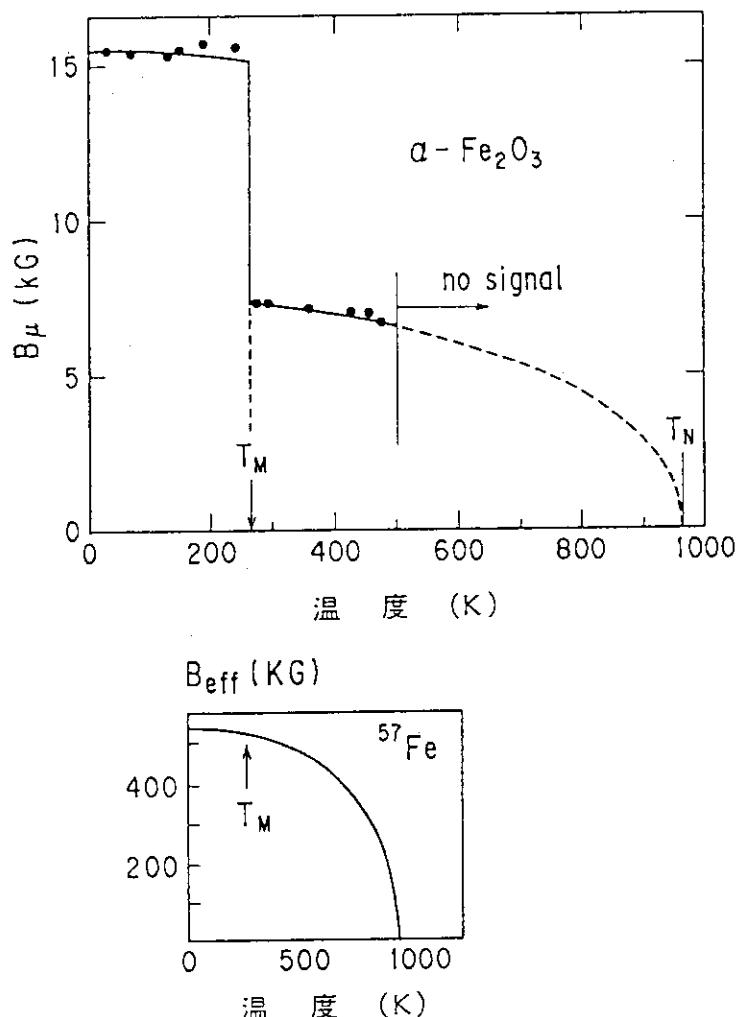


Fig. 4.3.1.20 $\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$ でのモーリン点上下でのFeのSpin配列
 μ^+ の止まっている場所を○で示した。
モーリン点 (Morin temperature) $T_M = 263\text{K}$

Fig. 4.3.1.21 $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ での B_μ 温度変化

(上図) $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ の単結晶を用いて, μ^+ の見る場を温度を変えて測定した結果。モーリン点で B_μ に 2 倍程度のとびがある。

(下図) μ SR と比較するためのメスバウアーの結果。モーリン点での変化は観測されていない。

これはメスバウアーの核の磁場 (B_{eff}) が, 双極子場 (B_{dip}) よりずっと大きいためである。

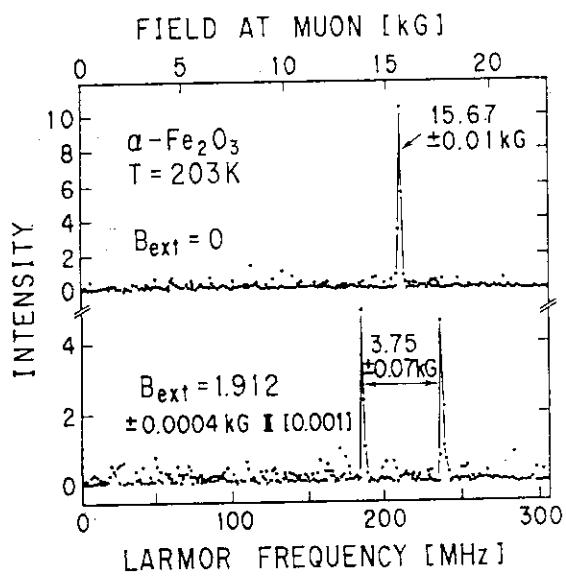


Fig. 4.3.1.22 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ でのFe spinの方向を決定した実験
上図は外部磁場がない場合のスペクトル
下図はモーリン点以下でC軸に1.912KGの磁場を加えた場合の
スペクトル。スペクトルが2本に分離している。

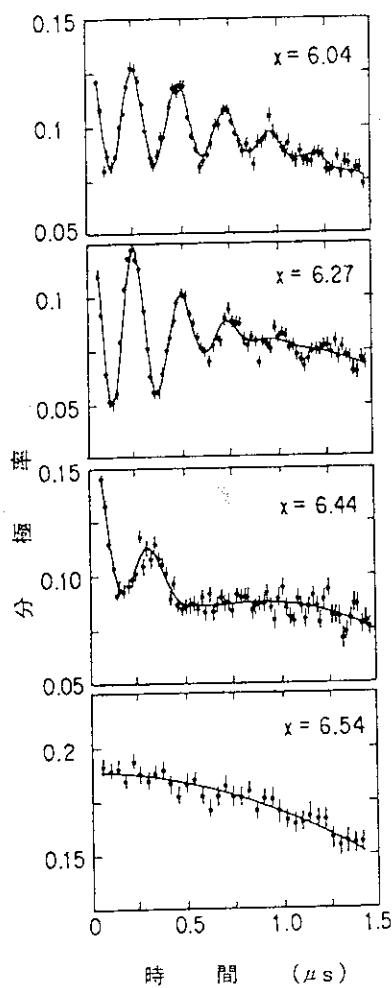


Fig. 4.3.1.23 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 中での零磁場 μSR の時間スペクトル

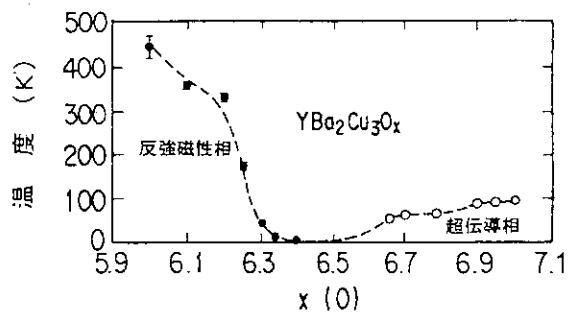
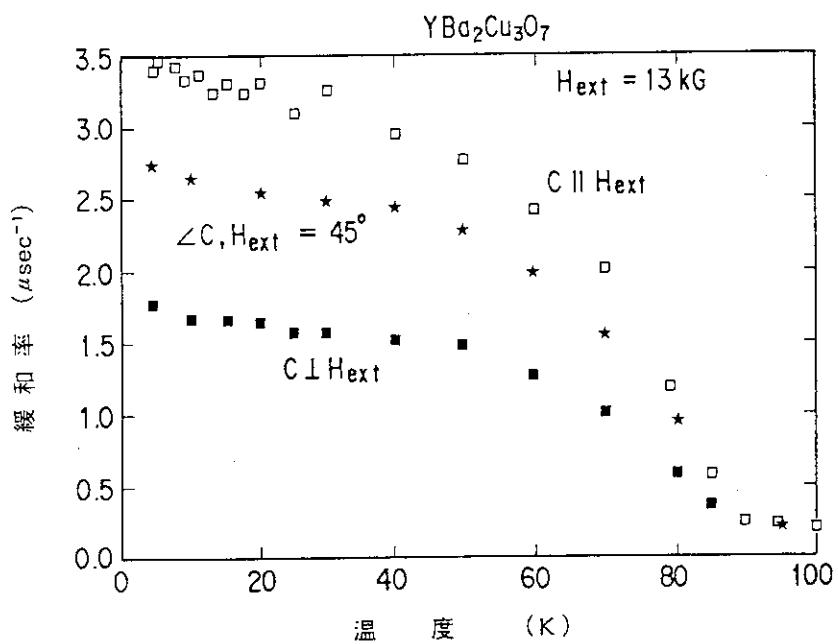
Fig. 4.3.1.24 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ の反強磁性相及び超電相の相図

Fig. 4.3.1.25 溫度に対する緩和率 σ の変化
 C 軸配向の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 焼結体
外部磁場(H_{ext}) = 13KG

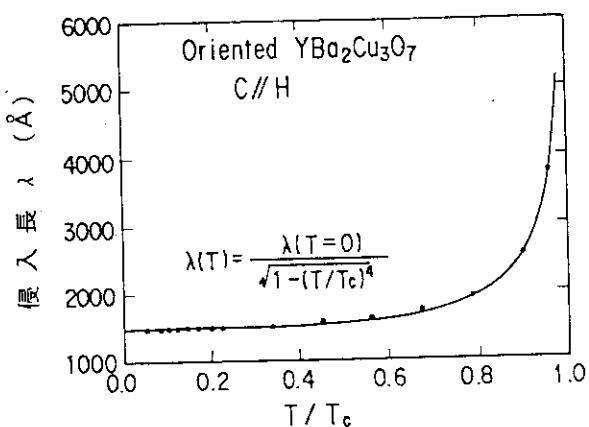


Fig. 4.3.1.26 μ SRから求めた侵入長入の温度変化
 C 軸配向の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 焼結体
 $H_{ext} \parallel C$

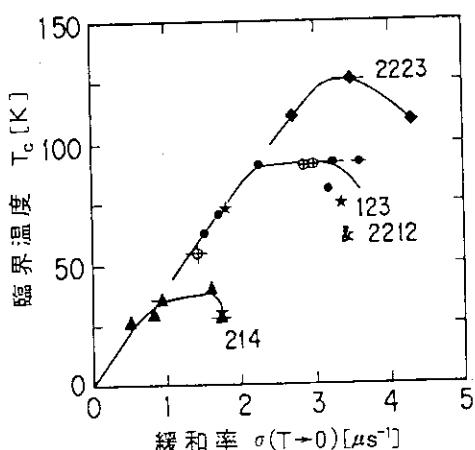


Fig. 4.3.1.27 臨界温度 T_c と緩和率 σ の関係

横軸 $\sigma \propto \frac{1}{\lambda} \propto \frac{n_s}{m^2}$ により (キャリアー濃度/有効質量) に比例している。

214 : $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ で x を変化させた試料
 $(\text{CuO}_2$ 面一層)

123&2212 : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ で y の値を変えて試料及び $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ と $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_7$ での結果
 $(\text{CuO}_2$ 面二層)

2223 : $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$
 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$
 $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$
 の結果
 $(\text{CuO}_2$ 面三層)

4.3.2 ミュオン触媒核融合

炉心プラズマ研究部 竹田 辰興

現在の核融合研究の主流である熱核融合と違って、ミュオン触媒核融合(Muon Catalyzed Fusion, 以下MuCFと略記)^{(1) - (6)}は、高い温度のプラズマを閉じ込めるに伴う困難がないので、実用化可能ならばエネルギー・システムとして極めて重要である。このMuCFはDT分子の中の電子一個を207倍の質量を持つ負のミュオン(μ^-)で置換することによって、通常の水素分子の中では 10^{-8} cm 程度の核間距離を $5 \times 10^{-11}\text{ cm}$ まで縮めて、普通は事実上起こらない核融合反応の速さを粒子当たりほぼ 10^{13} s^{-1} まで高めるプロセスである。歴史的には、最初、乾板中の宇宙線の軌跡の説明に関連して Frank⁽⁷⁾が提案した仮説の一つであるが、実際にMuCFとして観測されたのは、Alvarez⁽⁸⁾による実験が最初である。この後、Jackson⁽⁹⁾によって、エネルギー生産の可能性が検討された。当初、電子放出を伴う μ DT分子生成過程の反応率が計算されたが、ミュオン寿命($2.2\mu\text{s}$)に比べて反応が遅過ぎるので、一時、MuCF実用化の希望は捨て去られた。その後、Vesman⁽¹⁰⁾の分子共鳴生成の仮説が、1970年代の終わりから1980年代の初めにかけて理論的実験的に確認されるに至って、MuCFの利用の可能性に対する希望が再燃して、基礎過程の精密な実験や応用システムの検討などのMuCF研究が盛んになってきた。MuCFの全プロセスは、ミュオン分子生成と分子内核融合反応を繰り返すサイクルとして表される(Fig. 4.3.2.1)。ここでは、DT核融合に至る反応がミュオンの寿命に比べて十分短い時間内に生起すること、及び、反応終了後ミュオンが反応サイクルから失われることなく十分多くの回数利用できることが重要である。

1) MuCF研究の現状

MuCFをエネルギー生産システムとして見るときの入力エネルギーはミュオン生産に必要なエネルギーであるから、Fig. 4.3.2.1の各ステップの反応率を確定しミュオン一個が何回触媒として利用可能であるかを定めることが必要である。現在は、これら基礎過程の測定とそのメカニズムの解明に向けられた理論的実験的研究がMuCF研究の主流である。

各ステップの反応率は必ずしも十分に調べられている訳ではないが、現在知られている数値をTable 4.3.2.1に示す⁽⁵⁾。この表からもわかるように全プロセスを支配するステップは μ DT分子生成(ミュオン分子生成率)と、反応生成物であるアルファ粒子へのミュオンの付着過程(アルファ粒子付着率)である。これらの反応を制御する主要なパラメータは、温度、密度、トリチウム濃度なので、これらを変化させた実験が進められている。Vesmanのミュオン分子共鳴生成理論はミュオン分子生成率についての大きな成功をおさめたが、これらのパラメータ依存性については未解決の点も多く今後の基礎的研究により一層深い理解に到達することが期待されている。実験は、十分なミュオン束が得られるLAMPF(米国), PSI(スイス), TRIUMF(カナダ), RAL(英国), 高工研(日本)等において進められている。特に、現在は反応サイクル数を規定しているのは、ミュオン分子生成率よりもアルファ粒子付着率であると考えられており、付着率の大きさとこれ

を支配する要因を探る研究が精力的に進められている。日本では、永嶺等のチームが高工研ブースターからの高強度短パルス・ミュオン・ビームの特性を生かして $\alpha\mu$ 励起状態からのX線を観測して付着率の直接測定を行っている⁽¹¹⁾。付着率に関しては、一般に実験値が理論値よりも楽観的な結果を与えており、一度 α に付着したミュオンは必ずしも全て失われるわけではなく、一部分は α から剥がれて（ストリッピング）再び核融合サイクルに戻ることで実効的な付着率を下げていること（ミュオンの再活性化）も知られており、電場をかけたりプラズマ中の過程を利用してこのミュオン・ストリッピングを積極的に推進することも提案されている。

2) MuCFの応用

MuCFに関して、最も重要な応用はエネルギー生産システムと考えられる。この場合、ミュオン1個が何回核融合の触媒として利用可能かということが問題になる。上に述べたように、現在の実験データに基づく限り、この値は μ DT分子生成率よりもアルファ付着率によって支配されている。MuCF核融合炉の概念設計はいくつか為されているが、この際ミュオン利用回数は100-200、ミュオン1個を発生させるためのエネルギー・コストは、普通約5GeV程度が仮定されている。この時の核融合出力エネルギーはミュオン1個当たり2.0-4.0GeVとなるので純粋にMuCFを使うだけでは明らかにエネルギー生産システムとしては成り立たない。そこで、核分裂、核破碎等と組み合わせたハイブリッド炉あるいは核燃料を生産して他の原子炉で燃焼させる共生炉が考えられている^{(12) (13)}。単純な仮定のもとに、純粋なMuCF炉のブレークイーブンに必要なミュオン利用率（ミュオン1個当たりの核融合反応数、 X_c ）を計算するとMuCFシステムのコアの部分だけ考えた科学的ブレークイーブンに対して約270、電気出力について考えた工学的ブレークイーブンに対して約1500と言う値を得る。従って、純粋の核融合炉としてエネルギー収支を正にするにはミュオン利用率を一桁以上改善しなければならないが、かなり困難であるが、消滅処理施設等のシステムの付属施設として余剰のミュオンを利用することを考えれば十分利用可能であると考えられる。ハイブリッド炉／共生炉の概念図をFig. 4.3.2.2に示す。具体的には、例えば、核融合反応によるエネルギー増倍率(Q_f)が0.2、プランケット内の核分裂を考慮に入れたハイブリッド系での増倍率(K_H)が2.0、Pu増殖まで考慮に入れた共生系の全増倍率(K_T)が12.0程度の概念設計例がPetrov⁽¹²⁾によって与えられている。

このようなハイブリッド炉／共生炉に対して、純粋なMuCF炉を作ることも全く考えられないわけではない。可能性の一つはプラズマ中のMuCFの利用である。温度100-200eVのプラズマ中では $\alpha\mu$ からのストリッピング現象が大きくなり、付着率が無視し得る程小さくなることがMen'shikovによって示された⁽¹⁴⁾。しかし、ミュオン分子生成率は1eV程度で最大値をとり100-200eVでは極めて小さくなるので、均質プラズマ中で高い X_c を実現することはできない。そこで、100-200eVのプラズマ中に1eV程度の低温高密度ドロップ群を混入した非均質系を構成して X_c を高めるアイデアがある。プラズマ中のMuCFの実験的研究はまだなされていないが、この方法が実現可能であるならば、 $X_c = 1500$ も不可能ではないのでMuCFを使った純粋核融合炉の実現も夢ではなくなる。

エネルギー・システム以外の応用として考えられているものに、核融合炉材料研究等の為に有望な強力中性子源、X線レーザー⁽¹⁵⁾等がある。

3) 今後の研究開発の課題

当面、最も重要な課題はFig. 4.3.2.1の各ステップの反応率について十分な理解を得ることである。これによって、ミュオン一個当たりの核融合反応数とこれを達成するための条件を明確にする。特に、現在ミュオン触媒核融合のサイクルを支配しているプロセスはアルファ粒子へのミュオン付着率であるので、このプロセスを解明して可能ならば付着率を減らす方法⁽¹⁶⁾を開発することが必要である。付着率が一桁減らせばミュオン分子生成がサイクルの支配要因となる。レーザー照射によるミュオン分子生成率の増強の方法なども考えられている⁽¹⁷⁾。これらを解決する方法として、上に述べたプラズマ中のMuCFプロセスの利用は有望かも知れない。また、DHe³等、μDT以外のMuCFの可能性についても調べることも重要である。更にエネルギー生産に直接結びつくかどうか疑問ではあるが、pB¹¹等のように重い原子核の関与する核融合反応について調べることも興味深い。これらは今後の課題である。

次に、ミュオン生産効率を高めて、現在約5GeV/μと言われているエネルギー・コストを下げるのことである。これには大強度加速器によるミュオン発生の研究が必要になる。また、ミュオンを効率的に輸送し、なるべく低いエネルギーでMuCF炉心部分に導くビーム輸送技術の研究が重要である。特に、ミュオンがパイオンの崩壊によって生成するために小さな領域にミュオンを集中させる輸送系を構成することは極めて難しいと考えられる。もし、ミュオンの収束と減速が比較的容易に行えるならば、今まで提案されているものとは異なった炉の概念も可能である。大強度のミュオンの輸送技術は今までほとんど研究されていないので今後の重要な研究課題となる。正のミュオンに比べて低速の負のミュオン束を得ることは困難であるとされてきたが、MuCF反応の結果解放されるミュオンは10keVオーダーの低いエネルギーしか持たないことから、MuCF反応そのものを使うことで極低エネルギー・ミュオン束を得る研究が永嶺等によって進められている⁽¹⁸⁾。このような方法が実用化されれば、基礎研究への利用も含めて、多くの問題に応用可能である。また、Eliezer等の炉のようにミュオン発生部と核融合反応部を共通にしてビームをリサイクルするような系を考えるとにはすべての要素を一体にして研究しなければならない。

最後に、炉心からの出力エネルギーの取り出しを含む工学的研究が必要になる。核融合反応部(Synthesizer)は、高温高圧で中性子壁負荷が極めて大きいと言う意味で、今後工学的に大きな開発努力の必要な分野である。炉心が高密度である点は慣性核融合に似ているが時間スケールがそれよりもはるかに長い等、工学的には全く新しいシステムを設計し、研究開発を進めなければならない。

4) MuCFに必要な加速器

MuCF研究は、上記のように、(1)MuCFの各ステップの反応率の研究段階、(2)ミュオンの大量効率的発生と効率的輸送法の研究段階、(3)MuCF炉システムの研究開発段階、の三段階に大別できる。

現在は第一の段階であり、数100MeV、数100 μ Aの陽子ビームによるメソン・ファクトリからのミュオンが重要な役割を果たしている。理論的予測が正しいとすれば、プラズマ中のMuCF過程はエネルギー・システムの候補として有望である。しかし、このプロセスについての実験的研究は現在のところ皆無と言ってもよく、基礎過程の理論的実験的な解明が待たれている。

エネルギーを1GeV程度以上に上げ、ビーム強度を増すことで第一段階の研究が加速され、また、第二段階の研究が行なえる。原研の陽子ライナック計画は、この段階の研究に有効に使える。

第三段階に至ると、ビーム・エネルギーは同じであるが、一層高いビーム強度を持つ加速器が必要になる。また、ミュオン生成のエネルギー・コストを下げるために衝突型高強度加速器の開発が必要かも知れない。

第二第三段階共、強度の高い負のミュオン・ビームを得るために重水素あるいは三重水素が加速されることが望ましい。Table 4.3.2.2に、これら三段階の加速器についてまとめてある。

参考文献

- (1) 永嶺，“ミュオン触媒核融合，”物理学最前線19, p.75, (共立出版, 1988)
- (2) Kumar A., Sahin S., "Potential of Muon Catalyzed Cold Fusion-Fission (Hybrid) Reactors", in Alternative Energy Source V, Part E: Nuclear/Conservation/Environment, Ed. Veziroglu T.N. (Elsevier, Amsterdam, 1983) p.59.
- (3) Ponomarev L.I., Atomkernenergie-Kerntechnik, 43 (1983) 175.
- (4) Jones S.E., Nature, 821 (1986) 127.
- (5) Fiorentini G., "Muon-Catalyzed Fusion: a Short Introduction and a Few Comments", in Muon-Catalyzed Fusion and Fusion with Polarized Nuclei, (Plenum Press, New York, 1988) p.9.
- (6) Eliezer S., "Muon Catalyzed Nuclear Fusion", Laser and Particle Beams 6 (1988) 63.
- (7) Frank F.C., Nature, 160 (1947) 525.
- (8) Alvarez L.W., Phys. Rev., 105 (1957) 1127.
- (9) Jackson J.D., Phys. Rev., 106 (1957) 330.
- (10) Vesman E.A., Sov. Phys. JETP Letters, 5 (1967) 91.
- (11) Nagamine K., Muon Catalyzed Fusion, 1 (1987) 137.
- (12) Petrov Yu. V., "A Muon-Catalyzed Reactor Concept", in Proc. of the International Symposium on Muon Catalyzed Fusion, Ed. Nagamine K., (J C Baltzer AG, Basel, 1986) p.351.
- (13) Eliezer S., Tajima T., Rosenbluth M.N., "Muon Catalyzed Fusion-Fission Reactor Driven by a Recirculating Beam", Nucl. Fusion, 27 (1987) 527.

- (14) Men'shikov L.I. and Shakirov V.A., Sov. Phys. JETP, 68 (1989) 258.
- (15) Tajima T., Eliezer S., "Muonic X-ray Laser Assisted by Catalyzed Fusion of Deuterium & Tritium", Institute for Fusion Studies Report IFSR #255 (1986).
- (16) Kulsrud R.M., "A Proposed Method for Reducing the Sticking Constant in Muon Catalyzed Fusion", Princeton Plasma Physics Laboratory Report PPPL-2543 (August, 1988).
- (17) Takahashi H., Muon Catalyzed Fusion, 2 (1988) 295.
- (18) Nagamine K., Proc. Japan Acad., 65B (1989) 225.

Table 4.3.2.1 ミュオン触媒核融合プロセスの反応率

Quantity	Theory	Experiment
$\lambda_d, 10^7 s^{-1}$	4.9 at 34K	3.74 ± 0.15 at 34K
$\lambda_t, 10^9 s^{-1}$	0.91	
$\lambda_{dt}, 10^8 s^{-1}$	1.9	2.8 ± 0.4
$\lambda_{dd\mu}, 10^6 s^{-1}$	2.8	2.76 ± 0.08
$\lambda_{d\mu}, 10^8 s^{-1}$	=4 at 100K	6.56 ± 0.58 at <130K 3.5 ± 0.5 at 30K
$\lambda_{t\mu}, 10^6 s^{-1}$	3	1.8 ± 0.6
$\omega_{dt}, 10^{-2}$	0.53 ± 0.09	0.45 ± 0.05
ω_{dd}	0.12	0.122 ± 0.003
ω_{tt}	0.05-0.18	0.14 ± 0.03
$\lambda_f^{dt}, 10^{12} s^{-1}$	1.1	
$\lambda_f^{dd}, 10^9 s^{-1}$	0.43	
$\lambda_f^{tt}, 10^6 s^{-1}$		15 ± 2

Table 4.3.2.2 ミュオン発生の為に使われる加速器

	エネルギー (MeV)	平均強度 (mA)
第一期		
LAMPF (米国)	760	0.43
PSI (スイス)	600	0.25
TRIUMF (カナダ)	500	0.16
RAL (英国)	500	0.1
高工研(日本)	800	0.004
第二期(例)		
原研(日本)	1500	10
第三期(例)		
Petróv炉(ソ連)	1600 (重水素)	260

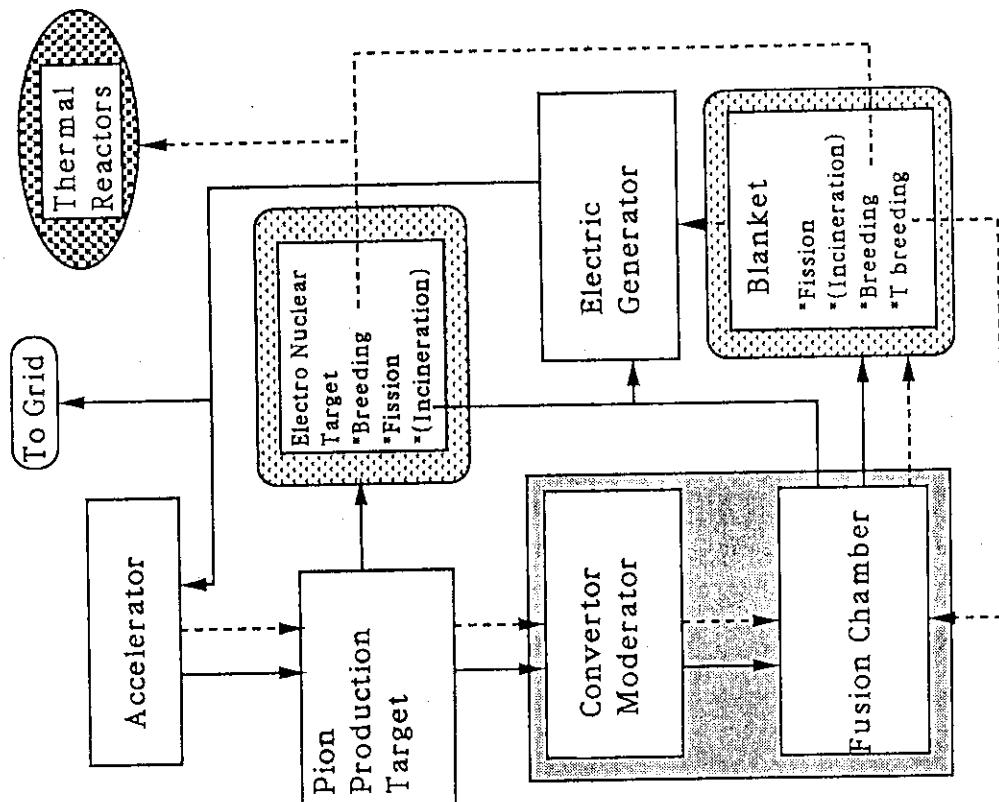


Fig. 4.3.2.2 加速器炉／原子炉と組み合わせたミュオン触媒核融合
触媒核融合ハシブリッド炉／共生炉の概念図

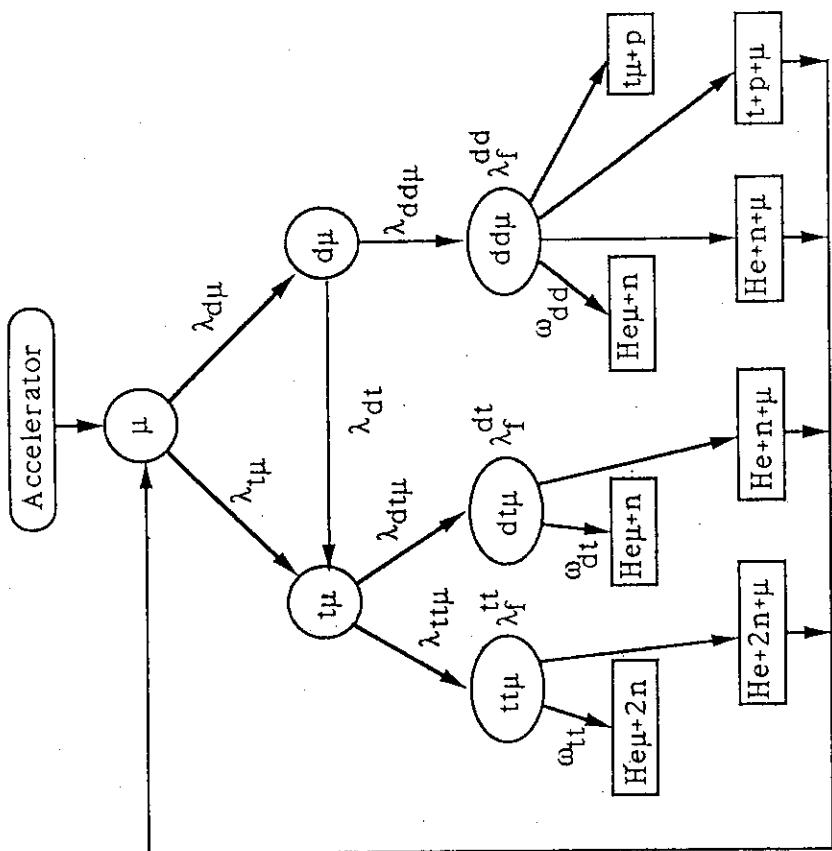


Fig. 4.3.2.1 重水素・三重水素系のミュオン触媒核融合
サイクル

4.4 陽子加速器による化学研究

4.4.1 高エネルギー粒子を用いたアクチノイドの核化学

化学部 篠原 伸夫, 星 三千男

1) はじめに

原子炉の稼働にともないアクチノイドが生成蓄積する。アクチノイドの生成量は計算コード ORIGEN 2⁽¹⁾によって把握できる。Fig. 4.4.1.1 は PWRにおけるアクチノイドの生成量を燃焼度 (burnup)の関数として図示したものである。燃焼度が40,000MWD/tの場合、初期装荷ウラン1tonあたり0.66kgのNp, 9.95kgのPu, 0.2kg のAm, 0.08kgのCmが生成し、UとPu以外のアクチノイドの生成量は使用済核燃料の重量のほぼ1000分の1に及ぶことがわかる。電気出力が1,000MWeの PWR 1基あたりの核燃料の重量はほぼ100tonであり、燃焼度40,000MWD/t の使用済核燃料中に含まれるUとPu以外のアクチノイドの量は約100kgとなる。

これらアクチノイドはその多くが長寿命であり、危険度の高い放射性核種である。そのためアクチノイドの消滅処理に向けて、高エネルギー陽子の核破碎反応による核変換の基礎研究が進められている。ここでは核破碎反応に関連した核化学研究の一端を述べる。

2) アクチノイドの核分裂

アクチノイドの核分裂は入射粒子のエネルギーの違いによって異なった現象が観測される。最も多く研究されているのが核分裂片の質量分布についてであろう。放射化学的手法が質量収率曲線に関するデータ取得に役立っている。Fig. 4.4.1.2 は原研タンデム加速器を用いて得られた $p + ^{237}\text{Np}$ 反応系での質量収率の陽子エネルギー依存性を調べた結果である⁽²⁾。ネプツニウムの質量収率曲線は、低エネルギー核分裂では非対称質量分割が支配的で2つ山の分布を示すが、エネルギーが高くなると対称分裂が急激に増加するために2つ山の谷が埋まっていく。この様子は Fig. 4.4.1.2 に見られる。入射エネルギーが150MeV以上になると山の頂上が平坦な曲線となる⁽³⁾。さらに入射エネルギーが高くなってGeV領域になると、核破碎反応が生じて質量収率曲線はその様相を著しく変化させる。GeV領域の陽子をアクチノイドに照射してその質量収率を測定した研究はほとんど無く、興味深い研究対象である。

また重アクチノイドの自発核分裂はこれまで非対称核分裂であると考えられていたが、 ^{258}Fm が対称核分裂であり、しかも核分裂片の運動エネルギーが異常に高いことが明らかになった⁽⁴⁾。 ^{257}Fm は非対称核分裂であり、この核種と中性子1個の差である ^{258}Fm になると非対称から対称に急激に変わることは驚くべきことである。Fig. 4.4.1.3 は重アクチノイドの自発核分裂の質量収率曲線を一覧したものである。 ^{258}Fm や ^{260}Md などもきわめて幅の狭いきれいな対称核分裂であることがわかる。

3) 不安定核ビームによる重元素の合成

大強度陽子加速器で得られる1GeV以上の陽子ビームをPbやじなどの厚いターゲットに照射すると、核破碎反応により広い領域にわたる不安定核が大量に生産される。これらの生成核を不安定粒子ビームとして利用することが計画されている（大型ハドロン計画）。⁽⁵⁾ 熱拡散法によって生成核をイオン化したのち、重イオンシリニアック加速器に導入して粒子あたり6.5MeVのビームが得られる。このうちの中性子過剰核のビームを重いアクチノイドターゲットに照射すると、これまでの安定核ビームによる核反応では不可能であった中性子過剰の重元素核種を合成できると考えられる。

原子番号が100を超える元素は一般に短半減期でしかも生成量が極めて少ないので一つの特徴である。そのため重元素の化学研究は105番元素が限界とされている。米国バークレー研究所で¹⁸⁰O+²⁵⁴Es 反応で²⁶⁰Md を合成することに成功し、この核種の半減期は32d であることがわかった⁽⁶⁾。この領域の核種としては長寿命である。中性子過剰核ビームによりこの²⁶⁰Mdのような中性子過剰核種が合成され、しかもその寿命が化学実験に耐えうるほど長ければ重元素の化学的性質の知識を深めることができる。先に述べた重アクチノイドの自発核分裂の質量収率曲線を系統的に調べ、その核分裂機構を明らかにするためにも不安定核ビームによる重元素合成が期待される。また、いまだ未知の110番元素以上の元素や超重元素も合成でき、極限領域の原子核研究、ひいては宇宙元素合成プロセスの解明の一助となると考えられる。

参考文献

- (1) A.G. Croff: ORNL/TM-7175, Dist. Category VC-70 (1980).
- (2) T. Ohtsuki, et al.: Proc. of 50 Years with Nuclear Fission, Gaithersburg, Maryland (1989).
- (3) E.K. Hyde: The Nuclear Properties of the Heavy Elements, vol.III, Princeton-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1964).
- (4) E.K. Hulet, et al.: Phys. Rev. Lett., 56, 313 (1986).
- (5) 山崎 敏光: 日本原子力学会誌, Vol. 31, No. 9, 1011(1989).
- (6) R.W. Lougheed, et al.: UCRL-93260 (1985).

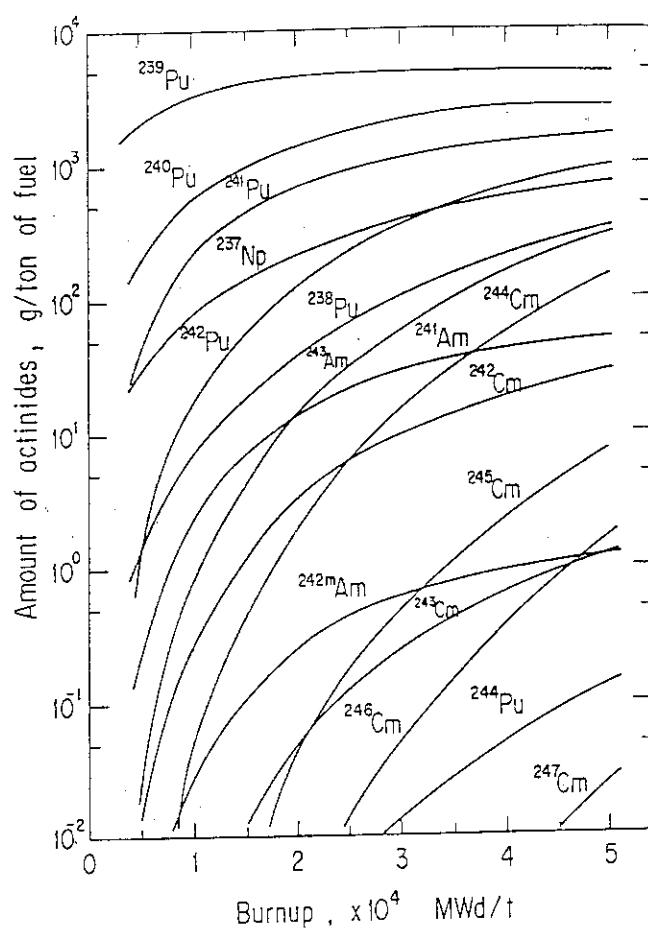


Fig. 4.4.1.1 PWRにおけるアクチノイドの生成量
(ORIGEN2⁽¹⁾ コードによる計算値,
3.2 %濃縮ウラン燃料, 原子炉出力
32MW/t)

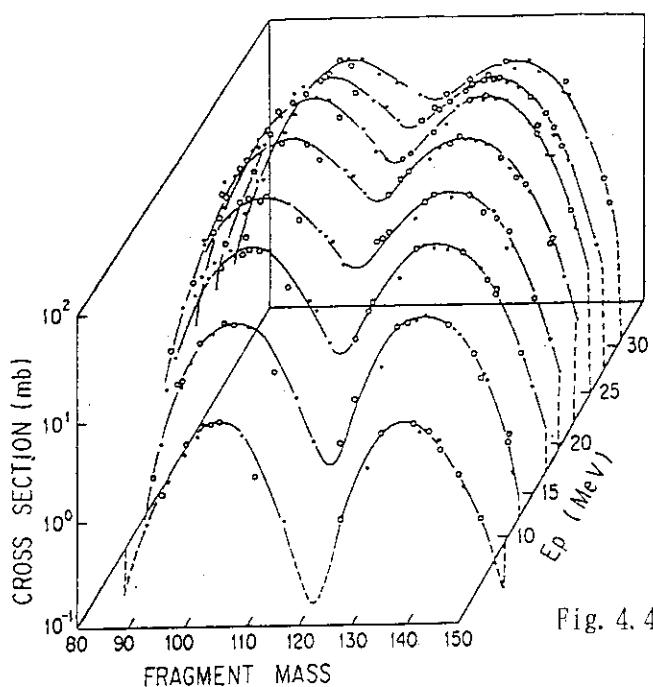


Fig. 4.4.1.2 ^{237}Np の陽子誘起核分裂における質量
収率曲線の入射エネルギー依存性⁽²⁾

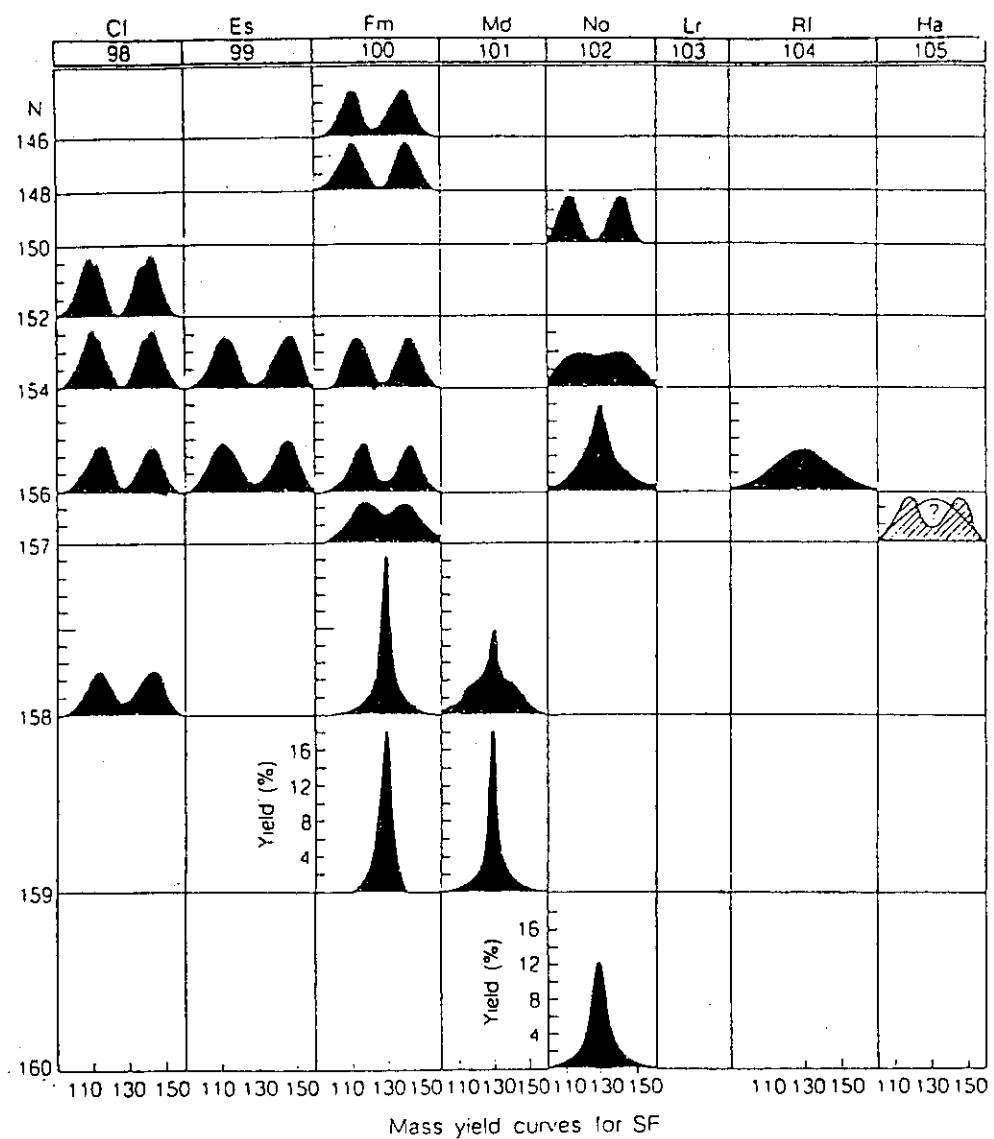


Fig. 4.4.1.3 重アクチノイドの自発核分裂による質
量収率曲線⁽⁴⁾

4.4.2 高速中性子の化学への利用

化学部 佐伯 正克・荒殿保幸

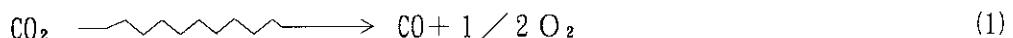
核破碎法により発生させた中性子のスペクトルは、一般には、1 MeV付近にピークを持ち、全体的に核分裂中性子に類似していると言われている。しかし、核破碎中性子は 14MeV以上の高速成分を非常に多く含んでおり、強力な高速中性子源と考えることが出来る。従って、この中性子源により、熱核融合炉に関連した種々の化学について研究することが可能となる。14MeV 中性子を用いる核融合炉関連の化学には、トリチウム増殖をはじめとして、色々のテーマがあるが、ここでは化学燃料の合成に関する基礎的研究に関して簡単に紹介する。

1) 化学燃料の合成

第1次石油危機を契機にして、核融合炉の石油代替エネルギー燃料合成への可能性に関する多くのフィージビリティースタディーが行われた⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。その後エネルギー危機は種々の努力により一応回避されたため、この種の研究は殆ど脚光を浴びていない。エネルギー危機の回避により、核融合炉建設実現の日が遠のいたことも、省みられなくなった一因であろう。しかし、エネルギー利用形態は全体的には電力より、燃料により大きな比重があると言う状態は、将来もそれほど変化しないであろう。化学燃料の中で、資源的および地球環境保全の観点から、最も優れた燃料は水素である。原子力を利用した、水素合成法には、①熱化学サイクルを用いる製造法、②天然ガスの蒸気改質による製造法、③水蒸気の高温電気分解法および④放射線化学的製造法等が挙げられる。D-T反応による核融合反応では、発生するエネルギーの約80%は高速中性子に与えられる。このエネルギーの利用形態には2つの方法が考えられる。すなわち、熱に変換後利用するか、直接放射線源および熱源として利用するかである。上記①から③は、前者の利用形態を前提とするものであり、主に高温ガス炉の熱利用系を対象に研究してきた。基礎化学的には改善の余地は少ない、工学的研究に委ねる段階に達している研究が多いと考えられる。ここでは、後者の中性子エネルギー利用形態に基づき、且つ研究が一番遅れている④の方法を取り上げる。

2) 放射線化学的水素製造法

これまでに研究されている、最もエネルギー効率の高い放射線化学的反応は炭酸ガスの分解反応⁽¹⁾である。

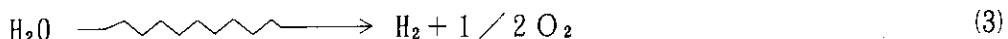


その効率は放射線の種類に対して依存性があり、 γ 線では低く、核分裂片や α 線のようなLETの高い放射線の場合に最大となり、30%に達する⁽⁵⁾。しかし、高速中性子に対しての分解効率は分かっていない。高速中性子も非常に LETの高い放射線と考えられるので、その効率は低くはないであろう。更に、高速中性子を熱源として同時に利用すれば、エネルギー効率は更に上がる可

能性がある。分解生成物のCOはそのまま化学燃料として利用出来るが、水と反応させれば、(2)により水素を得ることができ、CO₂は作業物質として再利用できる。

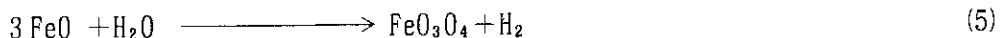
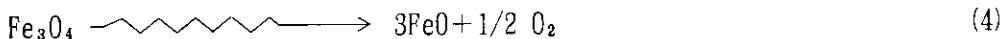


より魅力的な水素製造法は、水の直接分解(3)であるが、現在までに確かめられている効率は高くなく、10%程度である。



しかし、室温付近の希薄気体についての値であり、高温高圧下等での研究は少ない⁽⁵⁾。水の直接放射線分解により水素を製造するのは無理かも知れないが、将来核融合からの 14MeV中性子雰囲気において、水は種々の目的で使用されるであろうから、高エネルギー中性子による水の放射線分解の研究は、その意味でも非常に重要である⁽⁶⁾。

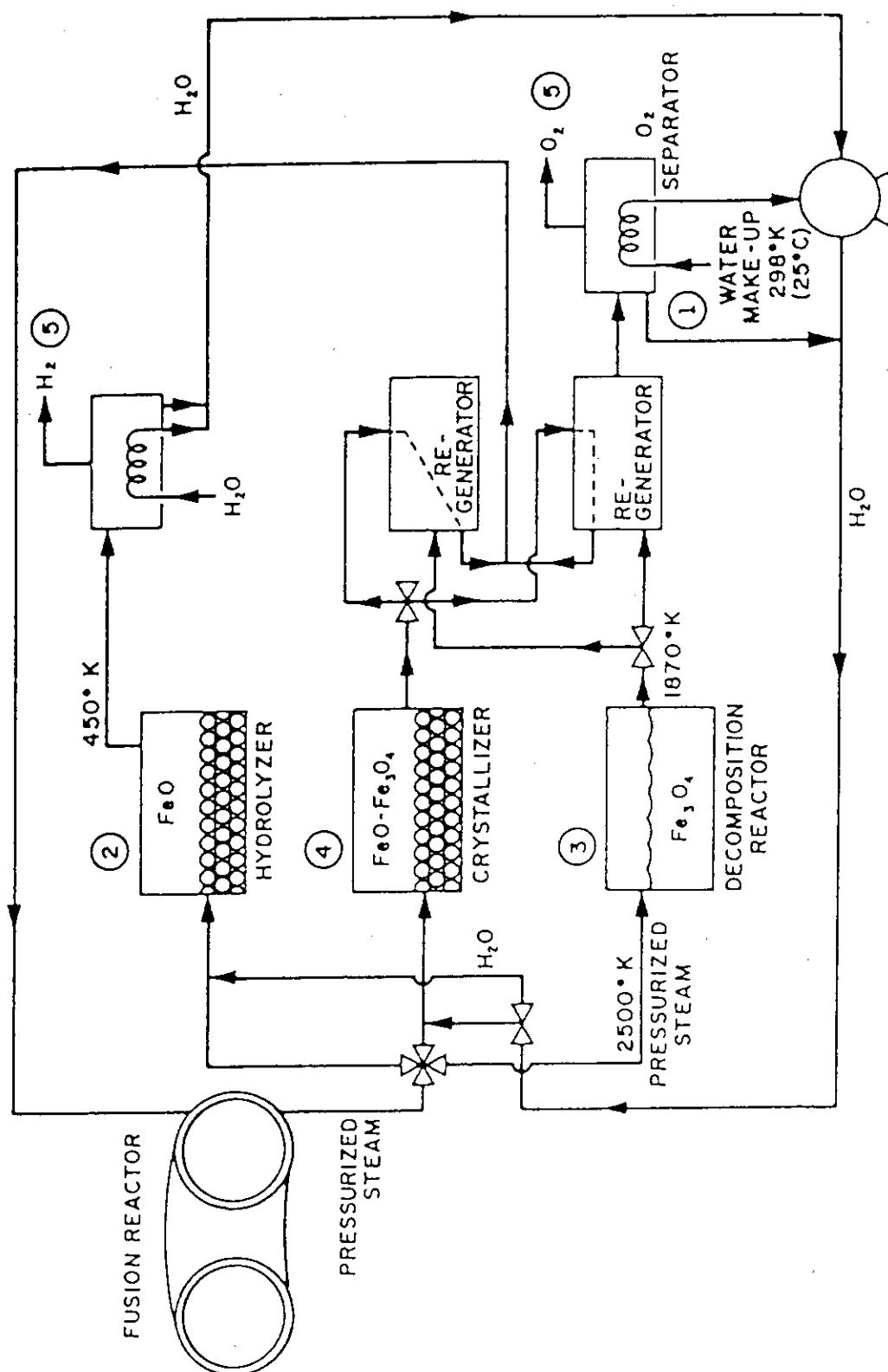
エネルギー効率の観点から、最も有望と考えられている方法は、Fe₃O₄を用いる2段階法であり、反応(4)を2,200K、反応(5)を600Kで起こさせ、廃熱を回収しない場合の効率は80%に達する^{(1), (4)}。工学的検討を加えても、50%の熱効率が可能であろうと試算されている。この方法を用いて、水素製造を行うために提案された概念図をFig. 4.4.2.1に示す⁽²⁾。



この反応は、比較的低い温度(2,200 K)で達成できるなど多くの長所を含んでいる。しかし、構想段階に留まっており、実験的にはほとんど調べられていない。鉄酸化物の放射線化学に関して、極最近非常に初步的研究が開始されたが、室温での低エネルギー軽イオンによる照射では、反応(4)を確認するに至っていない。反応(5)は低温(700 K以下)で効率良く起こることが分かっているので、反応(4)に関する本格的研究や、反応(4)に変わる反応の探索研究が待たれる。

参考文献

- (1) L.A. Booth, Ed., "Fusion Energy Applied to Synthetic Fuel Production", CONF-770593, (Oct. 1977).
- (2) M. Steinberg and V.-D. Dang, "Hydrogen Production Using Fusion Energy and Thermochemical Cycles", BNL-24209, (Feb. 1978).
- (3) L. Rovner, et al., "Study of Chemical Production Utilizing Fusion Neutrons", GA-A15371, (Apr. 1979).
- (4) 日本原子力研究所, "核融合反応の多角的利用を目指して", 昭和63年3月.
- (5) 大野新一, "水の放射線分解による水素の生成", Radioisotopes, 29 (8), 401 (1980).
- (6) Y. Katsumura, "Chemical Reactions Induced by Fast Neutron Irradiation", Proc. 1st Intern. Symp. Adv. Nucl. Ener. Res., 1989, pp. 293-299.



HYDROGEN PRODUCTION BY THERMOCHEMICAL SPLITTING
OF WATER THROUGH $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-FeO}$ PAIR USING A FUSION
REACTOR HEAT SOURCE.

Fig. 4.4.2.1 核融合炉を熱源として用いる $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-FeO}$ による水の熱化学分解法での水素製造法

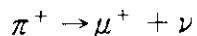
4.4.3 ミュオン・パイオンの化学

化学部 大野 新一

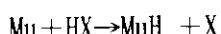
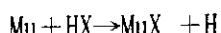
正ミュオンは、軽い水素原子核（プロトン質量の1/9）であると考えることができる。また負ミュオンは、重い電子（電子質量の200倍）であると考えができる。通常のH原子の物質中における挙動を調べる代わりに正ミュオン（と電子、すなわちミュオニウム原子）の挙動を調べると、水素同位体効果に関する研究を μ , H, D, Tのシリーズにわたって完結させることになる。またH原子を含む化学物質において、Hをミュオニウム原子で置換したものをつくれば、ミュオンをプローブとして種々の分子・ラジカルのエキゾチックな構造を（ミュオンが感じる局所磁場やそのゆらぎを通して）研究することができる。これがミュオンスピン回転法と呼ばれるものである。ほかに緩和法・共鳴法と呼ばれるものもある。負ミュオンが原子核に捕らえられると電子軌道よりもはるかに核に近い軌道をまわる。基底状態に落ち着くまでに放出するミュオンX線は通常のX線よりもエネルギーが大きく精密に測定される。X線強度比のパターンから元素の状態分析も可能となるかも知れない。以上のこととは、別の箇所（4.3.1）で説明されているので、ここではとくに化学現象に密接な話題に限ることにする。

1) ミュオニウムの化学反応^(1, 2)

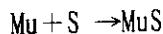
まずどのようにしミュオニウム（以下ではMuとあらわす）の反応が調べられるかを説明する。高強度の陽子ビームをBeやLiに照射して得られるパイオンは25n秒の寿命で崩壊するが、 π^+ についての崩壊式は、



である。このとき μ^+ のスピンは100%進行方向に偏極する。試料中で μ^+ が停まったとき外部磁場があればスピンはラーモア才差運動を始める。また μ^+ が2μ秒で崩壊して放出するポジトロンは μ^+ のスピンの方向に多くなるので、試料の周りのある方向からポジトロンを観測しているとミュオン寿命による通常の減衰にラーモア周期が重なったものになる。ラーモア周期からミュオンの局所磁場すなわち化学状態がわかる。これを利用してMuが化学反応して別の化学状態に変わったことがわかる。例えばMuは μ^+ よりはるかに磁気モーメントが大きく、Muのラーモア周波数は1.39MHzで μ^+ の100倍であるので容易に両者は区別される。水、有機化合物などに飛び込んだミュオンからのMuの生成過程、Muの緩和過程などを調べることは化学的に興味深いものである。Muの生成については、Ar、N₂などの気体、Si、Geなどの半導体、SiO₂やH₂Oのような酸化物等、化学的に不活性な物質中でMuの生成収率が高い。しかし水中で10%なのに、なぜ氷中で20%なのか。Ar中の収率がN₂中よりも大きいのはなぜか、は分からない。またArやN₂中にたとえばハロゲン化水素を添加しておくとMuの偏極の消失は速くなる。



このような反応速度が衝突確率により支配されると考えると、飛行速度の比 $\sqrt{m_H/m_\mu} = 3$ となる。ここからのずれは、衝突確率以外のなんらかの動的な効果が支配していると考えられる。さらに



のタイプの反応についても、溶質濃度を変えて測定して得られる速度定数は、ゼロ点振動を考えると反応障壁が Mu よりも水素の方が低いので、 $k_{\text{Mu}} < k_{\text{H}}$ が期待されるのに結果は逆である。明らかにトンネル効果が大きく働いているものと考えられる。この例としては $\text{Mu} + \text{F}_2 \rightarrow \text{MuF} + \text{F}$ 反応が H の反応速度の 9 倍であり、質量とトンネルの 2 つの効果で説明された。 $\text{Mu} + \text{NO}_2 \rightarrow \text{MuO} + \text{NO}$ の反応は H に比較して 40 倍であり、不明の点がある。

水溶液中における Mu の反応速度と H の反応速度を比較するデータを Table 4.4.3.1 に示す。またモデレーターとして Ar 又は N₂ をとった場合の Mu の気相中での反応速度を Table 4.4.3.2 に示す。

2) ミュオン原子・ミュオン分子の化学反応⁽³⁾

負ミュオンが水素原子核にとらえられるとミュオン軌道が電子軌道の 1/200 なので、離れたところからは中性子であるように見える。同様にして He 核の場合は水素、 Ne 核では F、 Ar では Cl、 Xe では I、 C では B である。このことから興味ある多くの現象が生まれてくる。例えば、 Ne に負ミュオンを付着させて F とし、それを Hg と反応させて HgF (= Hg μ Ne) をつくる。2 μ秒後に Ne にもどると HgF の結合エネルギーのすべては Hg と Ne の運動エネルギーに変わる。Ne の代わりに H を用いると、 H⁺ の電荷は見かけ上ゼロになり、他の原子核にクーロン障壁なしで接近でき、容易に核融合反応を起こすことができる。このような反応は限りないほど考えることができ、加うるに大強度陽子加速器からパルス化ミュオンビームがえられれば、これと同期してレーザー照射法を用いて特徴ある新しい化学の研究分野を開拓することができるであろう。

3) パイオンの化学反応

500 MeV 以上のエネルギーの陽子と軽い原子核との反応で発生する負パイオンは物質中の原子核にとらえられ、核破碎を起こす。このときパイオンの全質量が消滅するため局所的に高密度のエネルギー放出が起こる。この現象はすでにガン治療に提案され⁽⁴⁾、カナダ、スイスなどで試みられているが、ここでは放射線化学の立場から関心をもつてある。すなわちある分子、複雑な構造をもつ分子に莫大なエネルギー付与（たとえば 1000 eV の吸収）が起きたときの分子の崩壊過程を調べようというものである。

参考文献

- (1) 日本化学会：「化学総説 29 「核現象と分析化学」」学会出版センター (1980)
- (2) D.C. Walker, "Muon and Muonium Chemistry", Cambridge Univ. Press (1983).
- (3) 近藤 保, 「ミュー中間子の化学 —— 新しい元素がつくる反応」, 化学と工業, 38, 100, (1985).
- (4) 原 治, 科学, 47, 322 (1977).

Table 4.4.3.1 水溶液におけるMuとHの反応速度の比較

溶 質	(/10 ⁹ M ⁻¹ s ⁻¹)	
	k_M	k_H
Ag ⁺	16	11.5
Cd ²⁺	0.008	
C ₈ (CN) ₄ ⁴⁻	17	
CN ⁻	3	
CrO ₄ ²⁻	24	
Cu ⁺	6.5	
Fe ²⁺	12	
Fe(CN) ₆ ⁴⁻	0.3	
Fe ³⁺	5.5	
Fe(CN) ₆ ³⁻	20	
HCO ₃ ⁻	0.008	2.5×10^3
MnO ₄ ⁻	25	24
Ni ²⁺	17	
NO ₃ ⁻	1.5—2	0.007
OH ⁻	0.017	0.015
O ₂	24	25
Zn ²⁺ /K ⁺ /SO ₄ ²⁻ /NH ₄ ⁺	<0.01	
Na ⁺ /H ⁺ /Cl ⁻	<2 × 10 ⁻⁴	
Acetone (pH1)	0.087	0.0028
Acetonitrile	0.051	0.0027
Aniline	8.8	3.3
Benzene	3.3	1.1
Benzoic acid	7.0	1
2-Butanol	0.0011	0.13
Cyanide	3.0	4.
Cyanoacetate	0.077	0.0032
Cyanobenzene	7.2	0.7
Ethanol	<3 × 10 ⁻⁴	0.021
Maleic acid	11	0.6
Nitrobenzene	11	3.3
Phenol	7	2
Styrene	1.1	

Table 4.4.3.2 気相におけるMuとHの反応速度の比較

反応物	(/10 ⁹ M ⁻¹ s ⁻¹)	
	k_M	k_H
F ₂	14.6 ± 1.1	1.58
Cl ₂	53.0 ± 1.5	15.1
Br ₂	240 ± 30	45
HBr	9.1 ± 1.5	3
HI	25 ± 1	
C ₂ H ₄	4 ± 0.5	0.7
	5.5 ± 3.0	
O ₂	158 ± 24	64
	118 ± 20	
NO	183 ± 20	68
	143 ± 30	
NO ₂	>1040	27
	400 ± 11	
C ₂ H ₆	0.4 ± 0.2	
CO ₂	0.08 ± 0.04	
CH ₃ Cl	0.04 ± 0.01	

注 : E_a, Mu 反応の活性化エネルギー (kJ/M)

5. 結 言

原子炉工学部 金子 義彦

大強度陽子加速器計画の中核となる工学試験用加速器の1.5GeV, 10mAという規模は、出力にして現在運転中の世界最大陽子加速器LAMPF(LANL, USA)のそれの約20倍にも達している。そのため、中間ステップとして技術開発用加速器(BTA)の建設運転を通して技術ポテンシャルの創成を行うこととした。従って、この加速器はこれまでの加速器がしょっていたような従来のような特定な科学分野での使用目的ではなく、専ら工学試験加速器の設計製作のための技術データの取得につとめようとしているものである。この意味では新しいカテゴリーの加速器といえる。

陽子加速器の大出力化の技術的課題は、主として工学の領域にある。ビームオプチックスについては基本特性の計算コードがひと通り整備されているが、不十分である。ビームの中心はもとより少数の周辺の粒子の挙動が正確に解けるシステムがほしい。また、イオン源の設計を支えるプラズマの生成の解析も重要である。三次元配置の取扱と空間電荷の正確な記述も課題である。さらに、これらが加速器設計に便利なように統合的に組み合わせてあることも大切である。

工学設計では、大出力化に耐えるイオン源・加速空洞の除熱構造、材料設計の高度化、加工技術の向上が重要な因子になる。高出力のRF源とその出力の加速空洞へのフィード方法も課題となる。また、システムの基本構成については、1.5GeV, 10mAという条件の下に、システムコスト、運転保守、さらにビームスピルの低減に関して、イオン源の設計、RF周波数の選択、ファンネリング、DTLから高ベータ加速空洞へ移すエネルギーの最適化等が主要検討事項となろう。工学設計の領域では計算による予測が難しい事象が多いと考えており、試作コンポーネントのコールドおよびホットさらに一部のシステム試験からの設計へのフィードバックが不可欠という方針により研究開発を進めたい。また、稼働中の陽子加速器の運転経験の設計への取り入れが効果的であり、国際協力で対応したい。最後に計測制御系の果たす役割の重要性を指摘しておきたい。ビームの質の確保と安全設計の基礎を与えるからである。

大強度陽子加速器計画は、原子炉工学部の炉物理実験研究室に研究テーマを置き、さらに部内に核破碎検討会を組織し部内外の専門家の協力を得て進めてきた。また、加速器本体の研究開発に関しては、那珂研究所核融合研究部の強力な支援を受けている。この大出力加速器開発活動を本格化するため、平成3年度より原子炉工学部に加速器工学研究室が新設された。

技術開発用加速器(BTA)の建設場所は、東海研究所の南部のNUCEFとHENDELの中間地点を考えている。陽子の加速エネルギーは当面10MeVの予定であるので、中性子の発生量はさして大きくなく $10^{12} \sim 10^{13}$ 中性子/秒程度であるが、遮蔽体の重量はかなり大きくなるので、早期に地盤調査を行う予定である。工学試験用加速器(ETA)の設置が東海研究所内に可能か検討を進めているが、以上のBTA建家を起点として地下に入り、海岸に沿って約1km北上するコースが最適という見通しであ

る。ETA の実験施設は、このコースの終点に設けられることになるが、かなりの広さのものになると考えられる。ETA の仕様は、その実験施設のものを含めて、利用者側の意見をできるだけ反映させることが肝要である。工学的利用については消滅処理実験プラントによるシステム試験のほか、関連要素技術の研究開発の効果的進展が期待される。また、中性子散乱およびミューオン実験、さらには中間子のほか化学材料・生物化学研究からの要請に十分答えることにより、基礎科学分野への重大な寄与を実現したい。