

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 研 究 報 告

第 25 卷 第 1 号

1992 年 6 月

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

刊 行 規 定

1. 「核理研研究報告」は核理研共同利用による実験報告及びそれに直接関連した研究報告等を掲載します。
2. 本誌掲載の論文に対しては原則として審査を行なっておりません。
但し、特別の事情がある場合には投稿論文の掲載を拒否し、あるいは書き直しを求める事があります。
3. 本誌の論文を欧文の論文中に引用される際は Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University 又は Private Communication として引用する事とし、著者の承諾を得た上で引用して下さい。
4. 本誌は毎年6月と12月に発行します。

投 稿 規 定

1. 邦文の原稿はA4判400字詰原稿用紙を使用して下さい。用語は可能な限り文部省編さん「学術用語集」によって下さい。
2. 引用文献、記号、単位、数式、文字指定等は Journal of the Physical Society of Japan の「投稿の手引」に従って下さい。
特に次の点について御注意下さい。
原稿には添字、ギリシャ文字、イタリック、ゴシック、立体、まぎらわしい大文字及び小文字を赤鉛筆で指定して下さい。但し、文中の文字記号及び数式は原則としてイタリックで組みますので、単位及び元素記号、数式中特に立体とすべき文字記号は必ず立体の指定をして下さい。英文の原稿の場合は、イタリックの方を指定して下さい。
3. 図及び表には1枚毎に「第1図」、「第2表」のように番号を付けて下さい。図は全て墨入れし、縮尺又は刷り上がり寸法を記入して下さい。但し、1/3以下の縮尺は御遠慮下さい。
4. 図及び表の挿入個所を原稿に指定して下さい。
5. 図及び表の説明をそれぞれ別紙にまとめて原稿の末尾につけて下さい。
6. 原稿締切日は4月30日と10月31日です。原稿は下記あて提出して下さい。

仙台市太白区三神峯1-2-1 郵便番号 982

東北大学理学部原子核理学研究施設

「核理研研究報告」編集委員長

核理研研究報告 第25巻 第1号 目次

I 原子核物理

- I-1 励起エネルギー28~37MeVにおける ${}^6\text{Li}(e, e'x)$ 1
(核理研, 教養部*)

堀田智明, 玉江忠明, 菅原真澄, 田中英二, 田所孝広,
高橋哲宗, 宮瀬晴久*

- I-2 エネルギー移行45MeVにおける ${}^{12}\text{C}(e, e'n)$ 反応の研究 6
(核理研, 教養部*, 理学部物理**)

高久圭二, 斎藤梯二郎, 鈴木伸介, 高桑智恵, 及川正道,
藤平 力*, 中川武美*, 阿部 健**

- I-3 Soft Giant Dipol Resonances of ${}^{11}\text{Be}$ by Charged-Pion Photoproduction 18
(理学部物理, 核理研*, 教養部物理**)

山屋 堯, 斎藤匡人, 山崎寛仁*, 谷内 努*, 庄田勝房*,
坪田博明**

- I-4 中重核の (γ, p) 反応の研究 24
(核理研, 教養部*, メルボルン大**)

佐々木隆興, 伊藤祥子, 今野 収, 竹谷元伸, 寺沢辰生,
松山日出人, 須田利美*, 前田和茂*, M. N. Thompson**

- I-5 Thermalization Related Effects in the Electroproduction of Preactinide
Nuclei 36
(サンパウロ大, 核理研*, 教養部物理**)

J. D. T. Arruda-Neto, 斎藤梯二郎*, 菅原真澄*, 玉江忠明*,
宮瀬晴久**, 阿部 健**, 高久圭二*, 今野 収*,
及川正道*, S. Simionatto

II 物性物理

- II-1 PbSのTOF中性子回折 43
(工学部材料物性, 核理研*)

野田泰稔, 新村信雄*

- II-2 金属合金CuPdの短距離秩序によるフェルミ面のイメージング 48

(仙台電波高専)

野田泰稔, 佐瀬瞳子

- II-3 酸化物 LaSrMO_4 ($M=\text{Fe, Co, Ni, Cu}$) の結晶構造と磁気構造…………… 54

(仙台電波高専)

小野寺重文

III 放射化学

- III-1 水溶性金属ポルフィリン錯体イオン会合系における反跳現象の研究(続)(Zn-Cd
の組み合わせを中心として…………… 59

(筑波大化学系)

莊司 準

- III-2 鉄共存下のイットリウム溶媒抽出…………… 63

(素材研)

秋葉健一, 橋本裕之

- III-3 苦鉄質火山岩における元素の挙動…………… 70

(教養部, 理学部地学*)

吉田武義, 青木謙一郎*

IV 加速器・測定装置

- IV-1 ストレッチャー・ブースターリングからのビーム取り出し…………… 93

(核理研)

江口 剛, 玉江忠明

- IV-2 π 中間子測定用広帯域電磁石を用いた同時計数実験の測定テスト…………… 105

(核理研, 理学部*, 教養部**)

高久圭二, 山屋 堯*, 玉江忠明, 菅原真澄, 斎藤悌二郎,
今野 収, 田中英二, 鈴木伸介, 田所孝広, 山崎寛仁,
八田英之, 谷内 努, 高桑智恵, 江口 剛, 中川武美*,
斎藤匡入*, 堀田智明, 佐藤 祐*, 須田利美**

- IV-3 Development of Large Neutron Detector…………… 115

(核理研, 教養部*)

伊藤祥子, 今野 収, 前田和茂*, 松山日出人, 佐々木隆興,

須田利美^{*}，竹谷元伸，寺沢辰生

IV-4 コヒーレント遷移放射の基礎的性質…………… 120

(科研，工学部応用物理^{*}，核理研^{**})

高機俊晴，柴田行男，伊師君弘，金井利喜，荒井史隆，
木村真一，蔦谷 勉，大坂俊明，池沢幹彦，近藤泰洋^{*}，
加藤龍好^{**}，浦澤茂一^{**}，中里俊晴^{**}，庭野 智^{**}，
吉岡正裕^{**}，小山田正幸^{**}

IV-5 コヒーレント放射光による遠赤外線パルスラジオリシス (I) …… 131

(工学部応用物理，科研^{*}，核理研^{**})

近藤泰洋，鈴木吉朗，枝松圭一，広田昇一，佐藤康彦，
平井正光，池沢幹彦^{*}，大阪俊明^{*}，柴田行男^{*}，伊師君弘^{*}，
蔦谷 勉^{*}，木村真一^{*}，高橋俊晴^{*}，荒井史隆^{*}，
金井利喜^{*}，小山田正幸^{**}，浦澤茂一^{**}，中里俊晴^{**}，
加藤龍好^{**}，庭野 智^{**}，吉岡正裕^{**}

V 加速器稼働状況

V-1 1991年度マシン報告 …… 137

(核理研マシングループ)

VI 論文リスト…………… 141

Research Report Laboratory of Nuclear Science
Volume 25, Number 1 , June 1992
Contents

I Nuclear Physics

- I - 1 Study of ${}^6\text{Li}$ ($e, e'x$) Reactions at Transfer Energies from 28 MeV to 37 MeV 1
Tomoaki Hotta, Tadaaki Tamae, Masumi Sugawara, Eiji Tanaka,
Tadahiro Tadokoro, Akimine Takahashi and Haruhisa Miyase
- I - 2 Study of ${}^{12}\text{C}$ ($e, e'n$) Reactions at Energy Transfer of 45 MeV 6
Keiji Takahisa, Tejiro Saito, Shinsuke Suzuki, Chie Takakuwa,
Masamichi Oikawa, Takashi Tohei, Takemi Nakagawa and
Ken Abe
- I - 3 Soft Giant Dipole Resonances of ${}^{11}\text{Be}$ by Charged-Pion Photoproduction..... 18
Takashi Yamaya, Masato Saitoh, Hirohito Yamazaki,
Tsutomu Taniuchi, Katsufusa Shoda and Hiroaki Tsubota
- I - 4 Study of (γ, p) Reactions from Medium-Heavy Nuclei..... 24
Takaoki Sasaki, Sachiko Ito, Osamu Konno, Motonobu Takeya,
Tatsuo Terasawa, Hideto Matsuyama, Toshimi Suda,
Kazushige Maeda and M. N. Thompson
- I - 5 Thermalization Related Effects in the Electrofission of Preactinide Nuclei 36
J. D. T. Arruda - Neto, T. Saito, M. Sugawara, T. Tamae,
H. Miyase, K. Takahisa, O. Konno, M. Oikawa and S. Simionatto

II Material Science

- II - 1 TOF Neutron Diffraction from PbS 43
Yasutoshi Noda and Nobuo Niimura
- II - 2 Fermi Surface Imaging by Short Range Order in CuPd Alloy 48
Yasuhisa Noda and Tohko Sase

II - 3	Crystal and Magnetic Structure of Oxides LaSrMo_4 (M=Fe, Co, Ni, Cu)	54
	
	Shigefumi Onodera	
III Radiochemistry		
III - 1	Recoil Behaviors in Water-Soluble Mettalloporphyrin Ion Associates in Solid—In the Case of Zn-Cd Combination	59
	Jun Shoji	
III - 2	Solvent Extraction of Yttrium in the Presence of Iron	63
	Kenichi Akiba and Hiroyuki Hashimoto	
III - 3	Elemental Behavior in Basic Volcanic Rocks	70
	Takeyoshi Yoshida and Ken-ichiro Aoki	
IV Accelerator and Instrumentation		
IV - 1	Beam Extraction from the Stretcher-Booster Ring	93
	Takeshi Eguchi and Tadaaki Tamae	
IV - 2	The Test of Coincidense Experiments by Using of Broad Range Pion Spectrometer	105
	Keiji Takahisa, Takashi Yamaya, Tadaaki Tamae, Masumi Sugawara, Teijiro Saito, Osamu Konno, Eiji Tanaka, Shinsuke Suzuki, Tadahiro Tadokoro, Hirohito Yamazaki, Hideyuki Hatta, Tsutomu Taniuchi, Chie Takakuwa, Tsuyoshi Eguchi, Takemi Nakagawa, Masato Saito, Tomoaki Hotta, Takumi Sato and Toshimi Suda	
IV - 3	Development of Large Neutron Detector	115
	Sachiko Ito, Osamu Konno, Kazushige Maeda, Hideto Matsuyama, Takaoki Sasaki, Toshimi Suda, Motonobu Takeya and Tatsuo Terasawa	
IV - 4	Properties of Coherent Transition Radiation	120
	Toshiharu Takahashi, Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Toshinobu Kanai, Fumitaka Arai, Shi-ichi Kimura,	

Tsutomu Tsutaya, Toshiaki Ohsaka, Mikihiko Ikezawa,
Yasuhiro Kondo, Ryukou Kato, Shigekazu Urasawa,
Toshiharu Nakazato, Satoshi Niwano, Masahiro Yoshioka
and Masayuki Oyamada

IV-5	Pulse Radiolysis in a Far Infrared Region by Using Coherent Synchrotron Radiation	131
	Yasuhiro Kondo, Yoshiro Suzuki, Keiichi Edamatsu, Shouichi Hirota, Yasunhiro Sato, Masamitsu Hirai, Mikihiko Ikezawa, Toshiaki Ohsaka, Yukio Shibata, Toshiharu Takahashi, Fumitaka Arai, Toshinobu Kanai, Masayuki Oyamada, Shigekazu Urasawa, Toshiharu Nakazato, Ryukou Kato, Satoshi Niwano and Masahiro Yoshioka	
V	Status Report on the Accelerator	
V-1	Status of the Electron Linac	137
	Shigekazu Urasawa, Tadahiro Onuma, Masayuki Oyamada, Akira Kurihara, Yoshinobu Shibasaki, Shigenobu Takahashi, Toshiharu Nakazato and Masakatsu Mutoh	
VI	List of Publications	141

I. 原 子 核 物 理

励起エネルギー28~37 MeV における ${}^6\text{Li}(e, e' X)$ 反応の研究

核理研, 教養部*

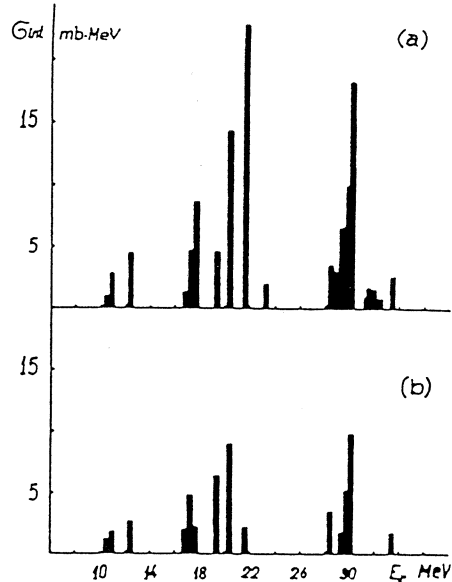
堀田智明・玉江忠明・菅原真澄

田中英二・田所孝広・高橋哲宗

宮瀬晴久*

${}^6\text{Li}$ は、核内の複数の核子に強い相関があり、クラスターの性質を持つことが多くの実験によって示されてきた。一方殻模型の計算¹⁾によると、励起エネルギー30 MeV付近に強い E1 励起状態の存在が予想されている。(第1図) この状態については以前、光核反応の実験でその存在が示唆されたが、実験精度が悪く、確認されるには至っていない。²⁾ 本実験の目的はこの領域で ${}^6\text{Li}$ の励起状態及び反応機構を調べることである。今回実験した領域は、以前、核理研で行われた、エネルギー移行37 MeVにおける ${}^6\text{Li}(e, e' X)$ 実験³⁾ から連続する領域であり、反応断面積及び反応機構の変化について研究することができる。

現在データ解析中なので、詳しい議論には触れず、簡単な報告に留める。



第1図 ${}^6\text{Li}$ の光励起断面積。¹⁾ (a)殻模型による計算。(b)基底状態の波動関数にクラスター構造を含めた計算。

§ 1. 実験条件, 実験装置

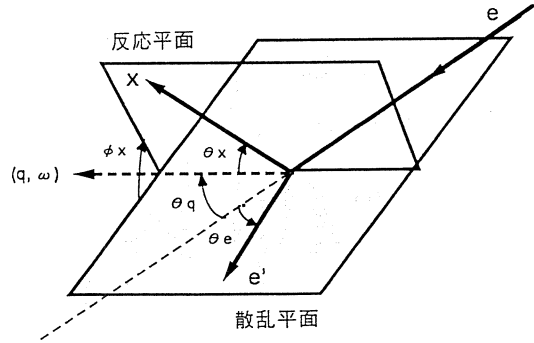
実験は電子ライナック、パルスビームストレッチャーからの134 MeV 連続電子線を用いて行なった。ビーム電流は約300 nAであった。標的には95%に濃縮された厚さ約6 mmg/cm²の ${}^6\text{Li}$ を使用した。

第2図に実験の運動学を示す。標的核によって26°に散乱された電子は、大型電子スペクトロメーター(LDM)で運動量分析され、焦点面上の垂直型ドリフトチェンバーで検出される。仮想光子のエネルギー移行、運動量移行はそれぞれ28~37 MeV, 60~63 MeV/cで、その範囲

を2回に分けて測定した。標的核から放出される荷電粒子は3層の半導体検出器 (SSD) からなる $\Delta E-E$ 型検出器で検出した。第1表に検出器の配置及び構成を示す。

§ 2. データ解析

初めに $\Delta E-E$ 法によって反応粒子の識別を行なう。第3図に、例として $(\theta_x, \phi_x) = (30^\circ, -135^\circ)$ における

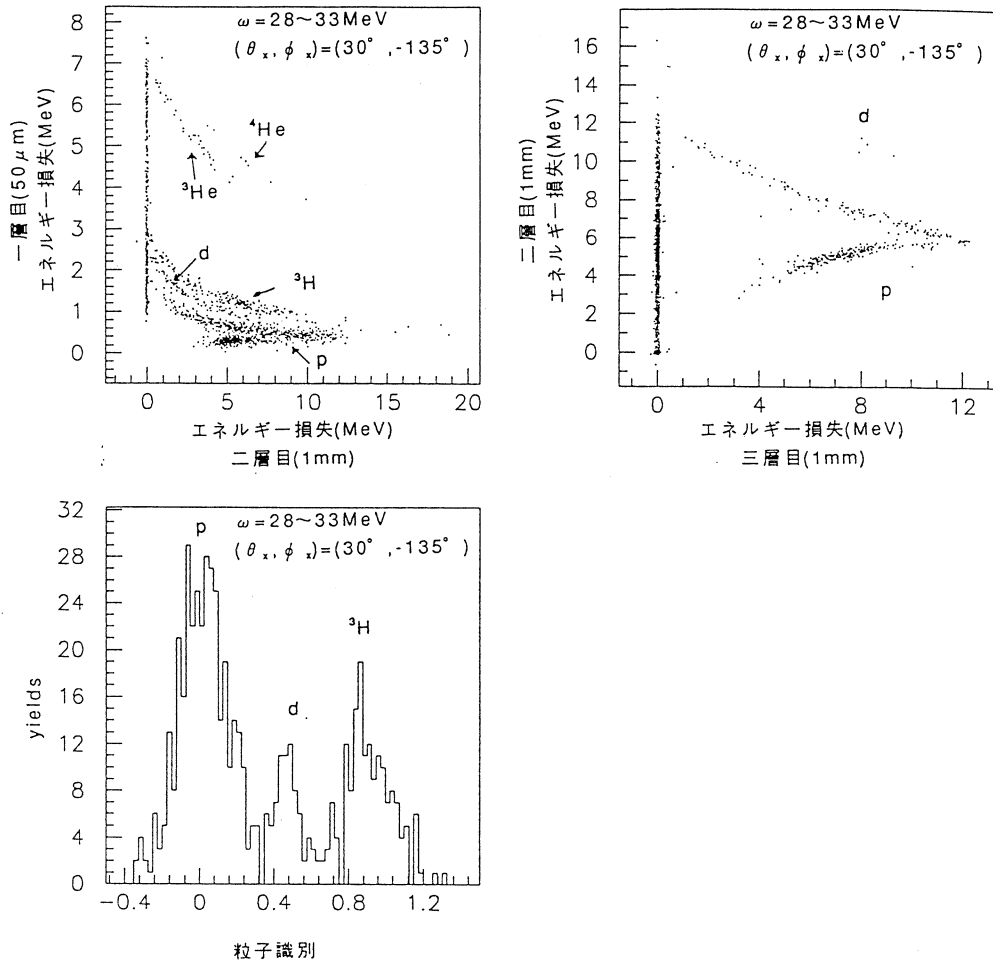


第2図 実験の運動学。 θ_e =電子散乱角, ω =エネルギー移行, q =運動量移行, θ_x =放出粒子と運動量移行のなす角, ϕ_x =散乱平面と反応平面のなす角。

第1表 検出器の配置と構成。

(θ_x, ϕ_x)	厚さ		
	一層目	二層目	三層目
$(0^\circ, -)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(180^\circ, -)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(30^\circ, -45^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(60^\circ, -45^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(90^\circ, -45^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(120^\circ, -45^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(30^\circ, -135^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(60^\circ, -135^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	4 mm
$(90^\circ, -135^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	1 mm
$(120^\circ, -135^\circ)$	$50 \mu\text{m}$	1 mm	4 mm

粒子識別の様子を示す。第3図(a)は、一層目 (厚さ $50 \mu\text{m}$) と二層目 (厚さ 1 mm) の SSD による $\Delta E-E$ プロットを示す。標的核から放出された陽子(p), 重陽子(d), 三重陽子(^3H), ^3He , ^4He の各粒子の分離が見られる。第3図(b)は二層目と三層目 (厚さ 1 mm) の SSD によるプロットで、陽子と重陽子が分離して観測される。実際の粒子識別は、各 SSD における粒子のエネルギー損失を計算値と比較して行う。第3図(c)は、一層目の SSD における粒子のエネルギー損失を陽子, 重陽子に対する計算値がそれぞれの 0, 1 による様に規格化して表わしたものである。



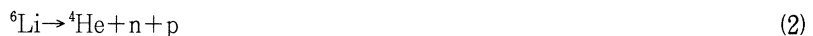
第3図 粒子識別。(a)一層目と二層目のSSDによるエネルギー損失。(b)二層目と三層目のSSDによるエネルギー損失。(c)エネルギー損失の計算値を用いた粒子識別。ただし一層目で止まった粒子及び二層目を突き抜けた粒子は除いてある。

このように識別された各粒子に対して、missing energy E_m から反応を分離する。第4図に $(\theta_x, \phi_x) = (30^\circ, -135^\circ)$ における陽子と三重陽子の missing energy spectrum を示す。

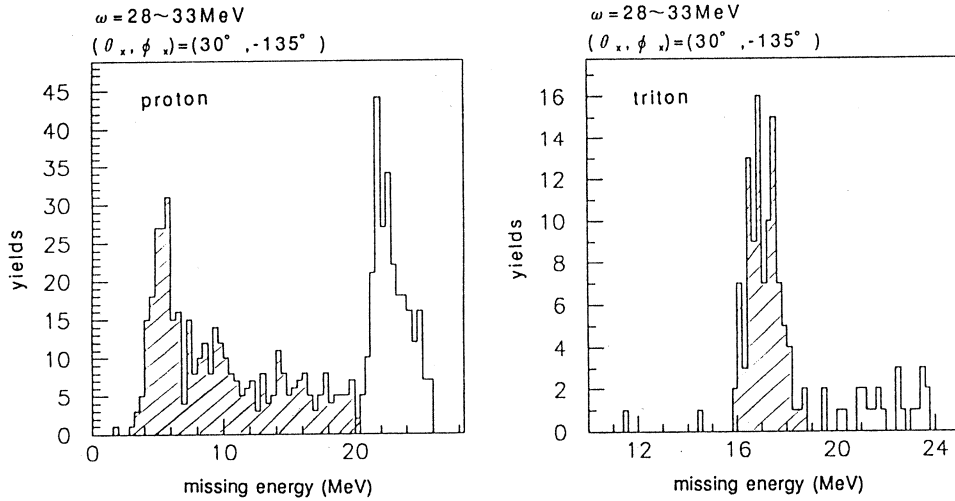
陽子の missing energy spectrum には、 $E_m = 4.6 \text{ MeV}$ に、



の反応に対応するピークと、 $E_m \geq 3.7 \text{ MeV}$ の領域で、

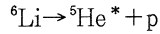


の3体分解反応の位相空間スペクトルが現れている。又、 $E_m \geq 21 \text{ MeV}$ の領域については、

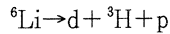


第4図 missing energy spectrum., (a)陽子 (b)三重陽子

s殻を励起する,



反応や

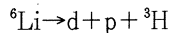


等の反応が考えられる。

三重陽子の missing energy spectrum では



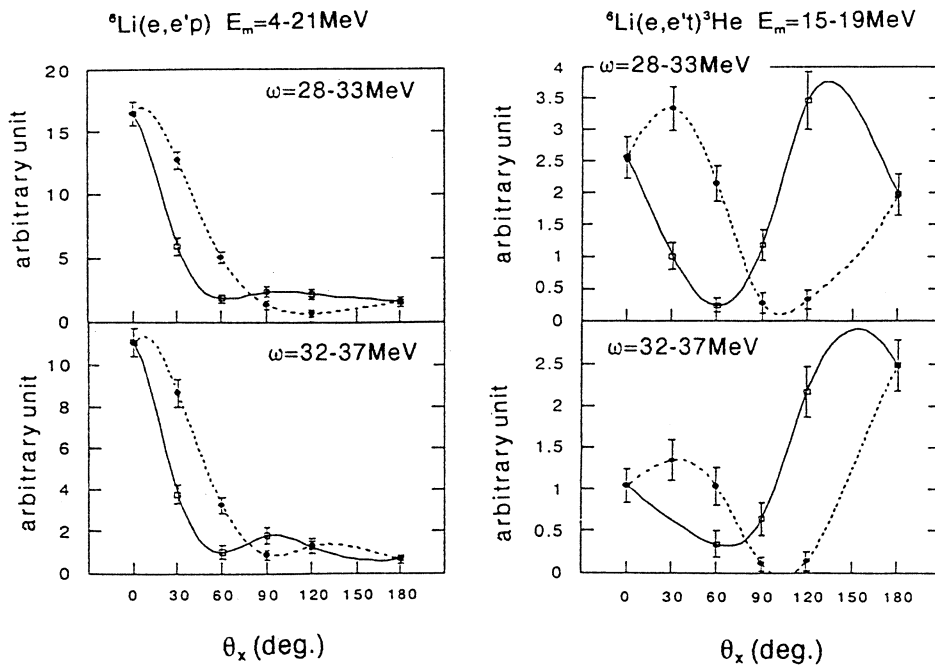
反応に対応するピークが $E_m = 16\text{MeV}$ から立ち上がり, $E_m \geq 21\text{MeV}$ の領域には



の3体分解反応が寄与すると考えられる。

陽子の missing energy spectrum で斜線で示した領域は(1), (2)の様に p 殻から陽子が放出される反応である。この領域について陽子の角度分布を第5図(a)に示す。この角度分布は、前方にピークを持ち、又、大きな縦・横干渉項の存在を示している。この傾向は $\omega = 28 \sim 33\text{MeV}$ の領域と、 $\omega = 32 \sim 37\text{MeV}$ の領域でほとんど変化していない。又、以前に行われた $\omega = 37\text{MeV}$ での実験結果³⁾も同様の傾向を示している。

三重陽子の missing energy spectrum からは(3)の反応を特定した。角度分布を第5図(b)に示す。 $\omega = 28 \sim 33\text{MeV}$ での角度分布は、 $\omega = 37\text{MeV}$ での結果³⁾と似た傾向を示しているが、 $\omega = 32 \sim 37\text{MeV}$ での角度分布は、これらとやや異なり、後方に大きな yield がある。



第5図 放出粒子の角度分布。(a) p殻陽子。(b)三重陽子。
 曲線は実験値を滑らかに結んだもの。—□—は、 $\phi_x = -45^\circ$ 、—●—は、 $\phi_x = -135^\circ$ である。

§ 3. まとめ

励起エネルギー28~37MeVにおいて ${}^6\text{Li}(e, e' X)$ 実験を行い、実験内容及び解析の途中経過を報告した。

今回示したデータは最終的なものではなく、系統誤差の評価等、さらに解析が必要である。又、実験では、陽子、三重陽子の他に重陽子、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ 事象も観測されており、これらについても解析及び物理的議論を進めていく。

今回の実験では、検出器の数の制限から、 $\theta_x = 150^\circ$ の測定を行っていない。又、バックグラウンドにより検出器のエネルギー分解能が低下し、粒子識別が困難な測定点があった。本実験の解析結果によっては、これらの点について再度実験を行ない測定する必要がある。

参 考 文 献

- 1) I. V. Kurdyumov *et al.* : Phys. Lett. **31B** (1970) 163
- 2) V. P. Demisov *et al.* : Sov. J. Nucl. Phys. **5** (1967) 349
- 3) 野村昌弘 : 博士論文 (1990) 東北大学

エネルギー移行45MeVにおける $^{12}\text{C}(e, e'n)$ 反応の研究

核理研, 理学部*, 教養部**

高久圭二・斎藤梯二郎・鈴木伸介

高桑智恵・及川正道・藤平 力*

中川武美*, 阿部 健**

§1. 序 章

E1 巨大共鳴より高く移行運動量の低い領域においては, $(e, e'n)$ 反応の反応機構は $(e, e'p)$ 反応とは異なり QFK (Quasi Free Knockout) による寄与は小さいと予想される。従って, この領域で $(e, e'n)$ 反応の実験を行うことによって, QFK 以外の反応を選択的に調べることができるかと期待される。GDR (Giant Dipole Resonance) の裾がこの領域でどの程度存在するのか, 小さいとされる QFK の寄与はどの程度か, あるいは CEP (Charge Exchange Process) つまり $(e, e'p)$ (p, n) 反応による過程) が主に寄与するのか等が興味をもたれる。

この領域での核子放出反応は, 核内核子の高運動量成分を研究するのに重要であるが, 今まで, $(e, e'x)$ 反応では $(e, e'p)$ 反応によるものが数例あるだけで, $(e, e'p)$ 反応に対して相補的な関係にある $(e, e'n)$ 反応の測定例はなかった。V. F. Dmitriev 等は $^{16}\text{O}(e, e'p)$ 反応を $q=0.5\text{fm}^{-1}$, エネルギー移行20~50MeV で行い, 30MeV より高い領域では $(e, e'p_0)$ 反応は QFK と GDR 及びそれらの干渉成分で説明できるとしている。

この領域の光核反応は, その反応機構がまだよくわかっていない。実験的には軽い核では $(\gamma, n_{0,1})$ 反応と $(\gamma, p_{0,1})$ 反応の断面積がほぼ等しく, どちらも前方ピークを示している²⁾。H. Schier らは $(\gamma, p_{0,1})$ の断面積を $(e, e'p)$ の準弾性散乱の延長として QFK で説明しようとしたが, それでは (γ, n) 反応と (γ, p) 反応の断面積がほぼ等しい理由を説明できなかった。そのため, 別の説明として光子を2核子で吸収する QDM (Quasi Deuteron Model) での説明が試みられている。この2つの反応機構の優劣は未だに解決していない。

本研究では, E1 巨大共鳴より高い励起エネルギー領域, 即ちエネルギー移行45MeV において, この領域における反応機構を研究する目的で, out of plane の測定を含む $(e, e'n)$ 反応の角度分布の測定を行った。ターゲットは $(e, e'p)$ 及び (γ, n) , (γ, p) の実験データのある ^{12}C を選んだ。なお, E1 巨大共鳴より高い領域での $(e, e'n)$ 反応の測定及び $(e, e'n)$ 反応の out of plane 測定は共に世界で初めての試みである。

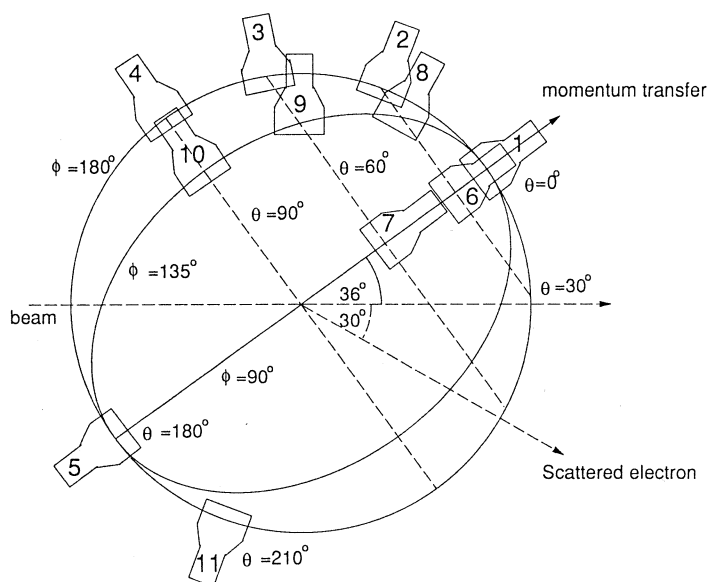
§ 2. 実験装置

実験は東北大学核理研の300MeV電子線加速器及び150MeVパルスビーム・ストレッチャーによる連続電子線を用いて行われた。ターゲットからの散乱電子は大型電子線スペクトロメータ及びVDCと3層のプラスチックシンチレータで運動量分析された。放出中性子はNE213液体シンチレータ ($\phi 18\text{cm} \times t 10\text{cm}$) により検出され、中性子のエネルギーは散乱電子のプラスチックシンチレータの信号をトリガーとする飛行時間測定法 (TOF法) により測定された³⁾。データの取り込みはCAMACを通して μ -VAX IIにより行なわれた。

今回は新たに out of plane の実験を行ったために、out of plane 用の架台を製作した。また、従来使用していた散乱槽は水平面のマイラー膜以外の部分では金属の厚さが2cm程度あるので、中性子の吸収を小さくし、各検出器に対する相対的な検出効率を等しくするために、厚さが3mmのステンレス板で作られた専用のチェンバーに替えた。

§ 3. 実験内容

ターゲットは ^{12}C ($105\text{mg}/\text{cm}^2$) を用い、入射エネルギー129MeV、散乱電子の測定角度 30° で実験を行った。このときの移行運動量はエネルギー移行45MeVのとき 0.36fm^{-1} となる。放



第1図 実験セットアップ。

測定角度は反応平面と散乱平面のなす角 $\phi_n = 180^\circ$ において運動量移行方向からの角度 $\theta_n = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 210^\circ$, $\phi_n = 135^\circ$ において $\theta_n = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, $\phi_n = 90^\circ$ において $\theta_n = 30^\circ$ の計10点である。

出中性子の飛行距離は1 mで、測定角度は反応平面と散乱平面のなす角 $\phi_n=180^\circ$ において運動量移行方向からの角度 $\theta_n=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 210^\circ$ 、 $\phi_n=135^\circ$ において $\theta_n=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 、 $\phi_n=90^\circ$ において $\theta_n=30^\circ$ の計10点である。今回の実験のセットアップを第1図に示す。エネルギー移行は主に45MeVで行い、30~55MeVにおいても測定を行った。

§ 4. 解析方法

散乱電子の検出効率は、弾性散乱より求めた³⁾。また、VDC等の整備によって、散乱電子のレイトレースを行い、電子線スペクトロメータ内の入射角度による飛行距離の違いを補正した。その結果、測定系の時間分解能は半値幅で1.2nsecから0.8nsecに向上した。これは、高い励起エネルギー領域からの高エネルギー中性子を1 mの飛行距離で測定した今回の実験においてはエネルギー分解能を向上するために重要なことであった。また、中性子の検出効率の絶対値は計算コードTOTEFFにより求められた。アブソーバ等による検出効率の補正は²⁵²Cf中性子源を使用して実験的に導出した。

§ 5. 結果及び考察

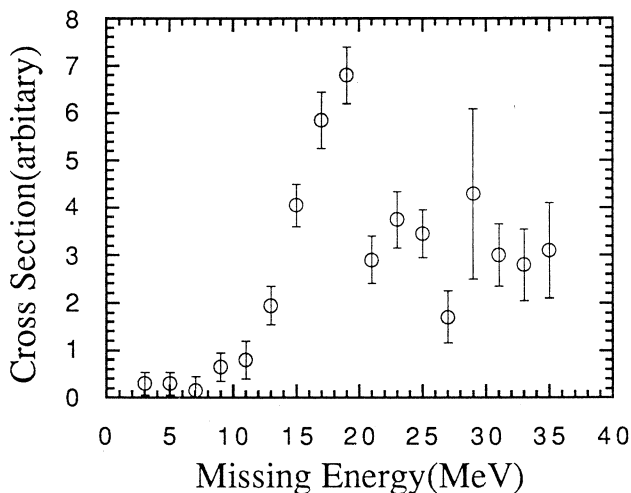
エネルギー移行45MeVにおいて残留核¹¹Cをミッシングエネルギー $E_m=18\sim 20$ MeV ($n_{0,1}$)、 $E_m=21\sim 28$ MeV (n_{2-9})及び $E_m=29$ MeV以上 (n_{10-})に残す中性子のout of planeを含む角度分布が導出できた。ミッシングエネルギースペクトルを第2図に示す。

以下、 $n_{0,1}$ について考察する。反応機構を考察するにあたり、QFK、CEP及びGDRのモデルで説明を試みた。

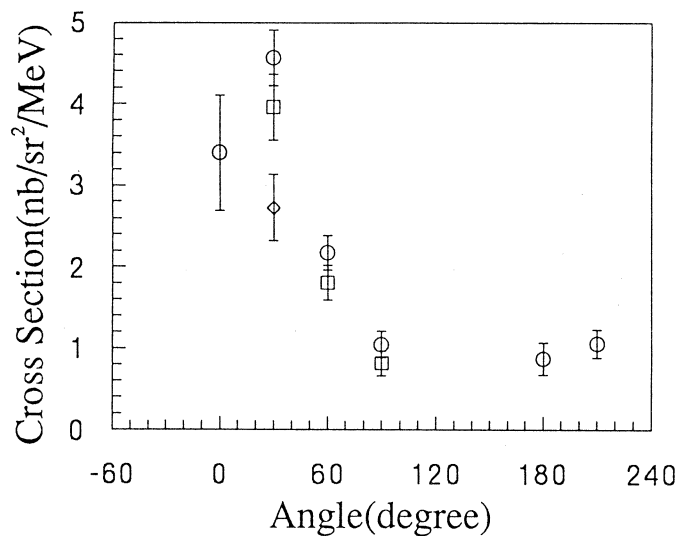
(1) 角度分布

まず、角度分布について考察する。 $n_{0,1}$ の角度分布を第3図に示す。on planeにおける角度分布のピークは $\theta_n=30^\circ$ 付近にあり、運動量移行側と反運動量移行側の断面積の比4.5 : 1はE1巨大共鳴領域における比1.5 : 1³⁾に比べて大きく異なる。このような角度分布の様子から反応断面積の全てをGDRのみで説明することはできない。¹²C($e, e'p$)反応⁴⁾との比較の図を第4図に示す。図でわかるように、反移行運動量側の断面積は、($e, e'p$)と($e, e'n_{0,1}$)で大きな差がないのに対して、運動量移行側では、角度分布が前方ピークであるという点は共通しているが、($e, e'n_{0,1}$)の強度は($e, e'p$)のその1/12である。これは($e, e'p$)反応ではQFKが主となっているが、($e, e'n$)反応では異なる状況を示していると思われる。QFKの強度を計算してみると($e, e'n_{0,1}$)の断面積は実測値の1/10程度となり、他

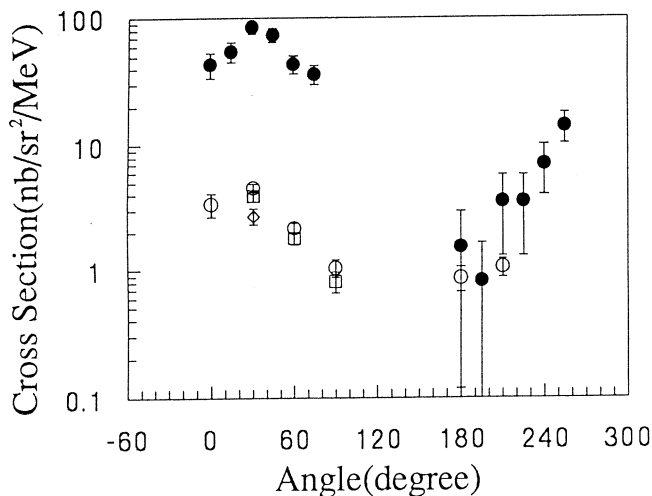
の反応機構の寄与が考えられる。また、反移行運動量方向はほぼ両反応で同程度の断面積を持つことから共鳴からの寄与によるものと考えられる。



第2図 $^{12}\text{C}(e, e'n)$ 反応のミッシングエネルギースペクトル。
 図は各検出器のミッシングエネルギースペクトルを足し合わせたものである。



第3図 エネルギー移行45MeVにおける $^{12}\text{C}(e, e'n_{0,1})$ 反応の角度分布。
 図中○が $\phi_n=180^\circ$ での $\theta_n=0^\circ$ (q方向), $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 210^\circ$ の測定点, □が $\phi_n=135^\circ$ での $\theta_n=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の測定点, ◇が $\phi_n=90^\circ$ での $\theta_n=30^\circ$ の測定点。



第4図 $^{12}\text{C}(e, e' n_{0,1})$ 反応と $^{12}\text{C}(e, e' p_{0,1})$ 反応との比較。
 図中○及び□そして◇は $^{12}\text{C}(e, e' n_{0,1})$ の on plane 上及び $\phi_n = 135^\circ$ そして $\phi_n = 90^\circ$ での測定点。●が $^{12}\text{C}(e, e' p)$ の on plane 上での測定点⁴⁾。

(2) ミッシングモーメントム分布

まず試みに反応を QFK と仮定した場合のミッシングモーメントム分布を導出してみる。QFK を仮定すると核子と電子の素過程の断面積 σ_{ex} を用いて、 $(e, e' x)$ の断面積から核子の運動量分布を導出することができる。PWIA では $(e, e' x)$ の断面積と核子の運動量分布の関係は

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dE d\Omega_x} = \sigma_{ex} \cdot P' \cdot E' \cdot S(P_m, E_m)$$

である。ここで $S(P_m, E_m)$ は spectral function と呼ばれる関数で、Missing Energy E_m 、Missing Momentum P_m をもった粒子の確率分布を表わす。 P' 、 E' はそれぞれ放出核子の運動量及び全エネルギーである。

この spectral function を使うと運動量分布 $\rho(P_m)$ は

$$\rho(P_m) = \int S(P_m, E_m) dE_m$$

で表わされる。ミッシングモーメントム P_m は、移行運動量を q 、放出中性子の運動量を P_n とした場合、

$$\vec{P}_m = \vec{P}_n - \vec{q}$$

で定義される。

エネルギー移行を固定した場合、中性子の放出角度によってミッシングモーメントムが変化
する。したがって、角度分布に対して次の式を使って、ミッシングモーメントムスペクトルを
導出することができる。

$$|P_m| = \sqrt{p^2 + q^2 - 2pq \cos \theta_x}$$

次に終状態相互作用による歪曲の効果について考察する。放出核子が原子核との終状態相互
作用によって受ける歪曲の効果を、平面波を光学ポテンシャルを使って歪曲波に置き換えるこ
とによって近似的に取り込む。運動量 P' 、エネルギー E の核子を表す平面波は、

$$\phi = \exp(i\vec{p}' \cdot \vec{r})$$

で表される。そして歪曲波は原子核の光学ポテンシャルを $V + iW$ とすると、

$$\begin{aligned} \phi &= \exp\left(i\vec{p}' \cdot \vec{r} - \frac{iE}{2p} \int (V + iW) ds\right) \\ &= \sqrt{\xi} \exp(i\vec{p}' \cdot \vec{r}) \end{aligned}$$

で表される。光学ポテンシャルの実数部分は p' を p に変え、虚数部分は透過係数 ξ として作
用する。

まずその実数部について考える。測定された核子の運動量を p 、その核子が核内で仮想光子
と相互作用した直後の運動量を p' とすると、 p と p' の関係はエネルギー依存型光学ポテンシ
アルを使って以下のように表すことができる。

$$\frac{p'^2}{2m_0} = \frac{p^2}{2m_0} + \left(1 - \frac{1}{A}\right) (-V(E))$$

ここでの光学ポテンシャルは、陽子の弾性散乱より求められたエネルギー依存型の光学ポテ
ンシャル⁵⁾

$$V(E) = -V_0 [1 - a_1 \tanh(a_2)]$$

$$a_1 = 2.68 \quad a_2 = 0.0023 \quad V_0 = 27$$

を用いた。

次に光学ポテンシャルの虚数部分について考察する。虚数部分は透過係数として働き核子が
($A - 1$) 系に吸収されることを表す。ここで核子のエネルギーと透過係数 ξ の関係を考える
ために、平均自由行程 λ について考察する。 λ は光学ポテンシャルの虚数部分 W と次の関係
がある。

$$W \approx \frac{1}{\lambda} \left(\frac{E_1}{2m} \right)^{1/2}$$

$$E_1 = E_0 + V$$

ここで E_0 は入射エネルギーであり、 E_0 が高いと平均自由行程 λ が長くなり、透過係数 ζ が大きくなる。中性子に対しては Carvalho et al.⁶⁾ の ^{12}C に対する計算値があり、 $E_n = 26$ MeV に対しては、

$$\zeta = 0.27$$

となった。また、陽子に対しては Londergan et al.⁵⁾ の ^{12}C に対するエネルギー依存型の計算値があり、

$$\zeta = \zeta_0 + \zeta_1 \ln E$$

$$\zeta_0 = 0.26$$

$$\zeta_1 = 0.058$$

$E_0 = 29$ MeV に対しては

$$\zeta = 0.44$$

である。

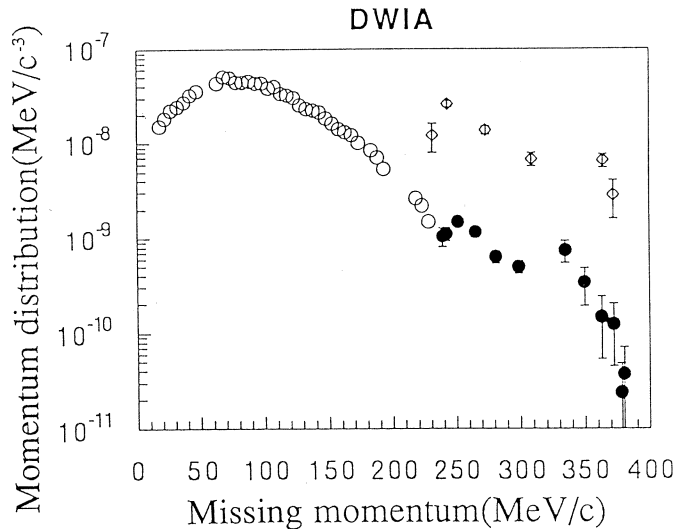
以上のようにして終状態相互作用による歪曲の効果を考慮し $(e, e' n_{0,1})$ 及び $(e, e' p_0)$ 反応に対しての DWIA によって導出したミッシングモーメント分布を第 5 図に示す。 $(e, e' p_0)$ の場合、データは DWIA の準弾性散乱領域の $(e, e' p_0)$ ⁷⁾ と 129 MeV に於ける $(e, e' p)$ とで滑らかにつながるが、 $(e, e' n_{0,1})$ とは大きく異なっている。 $(e, e' n_{0,1})$ では DWIA の計算値を 12 倍にした値となり、QFK としては説明が不可能である。つぎに CEP の大きさを $^{11}\text{B}(p, n_{0,1})^{11}\text{C}$ 反応⁸⁾ より推定すると、実験値の約 60% となり、他の過程が存在することがわかった。

(3) 反応の励起エネルギー依存性

反応を GDR と仮定し、エネルギー移行 30~55 MeV における断面積の励起エネルギー依存性を得た。さらに、長波長近似が成り立つとして、光核反応の断面積を $(e, e' x)$ の断面積に変換をして比較した。

また $(\gamma, n_{0,1})$ の巨大共鳴領域で断面積⁹⁾ の励起エネルギー分布をローレンツ関数を仮定してフィッティングし、GDR の励起エネルギーの高い領域での寄与を調べた。ローレンツ関数は以下である。

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma^2}$$



第5図 DWIAによる $n_{0,1}$ のミッシングモーメントム分布。

図中◇が $(e, e' n_{0,1})$ による実験値, ●が $(e, e' p)$ の実験値, ○は $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ の実験値⁷⁾をそれぞれ終状態相互作用による歪曲の効果を考慮して修正したものである。

ここで σ_0 はGDRのピークの断面積であり, Γ は共鳴の半値幅, E_0 は中心エネルギーである。フィッティングによって得られたパラメータは

$$\sigma_0 = 7.35 \text{ (mb)}, \quad \Gamma = 3.27 \text{ (MeV)}, \quad E_0 = 22.8 \text{ (MeV)}$$

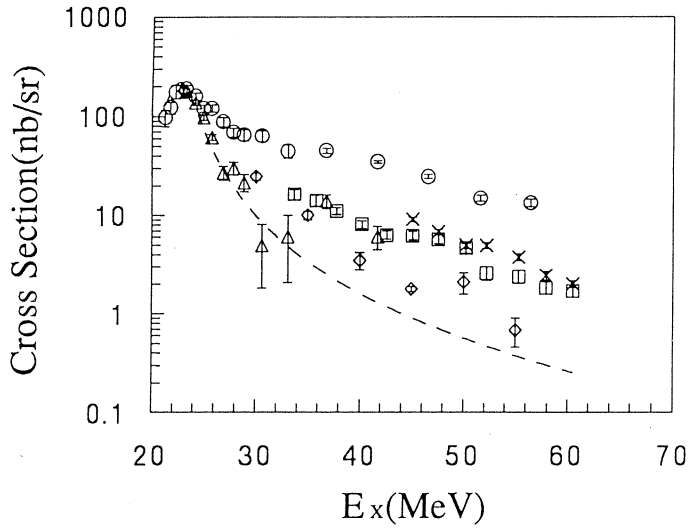
となった。

励起エネルギースペクトルを第6図に示す。図中◇が $(e, e' n_{0,1})$ 反応の A_0 のデータで□が $^{12}\text{C}(\gamma, n_{0,1})$ 反応の微分断面積¹⁰⁾を $(e, e' x)$ に変換したものである。測定角度 $\theta_n = 65^\circ$ のデータであったので,

$$\frac{8\pi}{3} \cdot \frac{\sigma(65^\circ)}{\cos 65^\circ} = \sigma_{\text{tot}} = 4\pi G_0$$

として変換した。×は $^{12}\text{C}(\gamma, p_{0,1})$ 反応の断面積¹¹⁾を $E_i = 129\text{MeV}$, $\theta_e = 30^\circ$ に変換したもので, △はBogdan等のデータでQFKでない $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ 反応の断面積¹²⁾。図中破線は $^{12}\text{C}(\gamma, n_{0,1})$ 反応の断面積⁹⁾の巨大共鳴領域でローレンツ関数でフィットしたものの励起エネルギー依存性である。

その結果 $(e, e' n_{0,1})$ 反応の断面積は, エネルギー移行45MeVの領域ではGDRの裾の2倍程度である。また, $(\gamma, n_{0,1})$ 反応よりもエネルギー移行に対する減少率が大い傾向を示す。



第6図 断面積の励起エネルギー依存性。

図中◇が $^{12}\text{C}(e, e' n_{0,1})$ 反応のデータで、□が $^{12}\text{C}(\gamma, n_{0,1})$ 反応の微分断面積¹⁰⁾のデータを $(e, e' n_{0,1})$ に変換したものである。×は $^{12}\text{C}(\gamma, p_{0,1})$ 反応の断面積¹¹⁾のデータを $(e, e' p_{0,1})$ に変換したものである。○は $E_i = 122\text{MeV}$, $\theta_o = 56^\circ$ における $^{12}\text{C}(e, e' p_{0,1})$ 反応の断面積¹²⁾を $E_i = 129\text{MeV}$, $\theta_o = 30^\circ$ に変換したもので、△はそのQFKを除いた $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ 反応の断面積¹²⁾を示す。図中点線は $^{12}\text{C}(\gamma, n_{0,1})$ 反応の断面積⁹⁾を巨大共鳴領域でフィットしたローレンツ関数である。

(4) 縦横干渉項と角度依存性

縦横干渉項が関与する out of plane の実験データについて考察する。断面積の比 $\sigma(\phi = 135^\circ) / \sigma(\phi = 180^\circ)$ 及び $\sigma(\phi = 90^\circ) / \sigma(\phi = 180^\circ)$ の実験値及び反応機構がQFK, CEP及びGDRと仮定したときの計算値を第7図及び第8図に示す。ここでQFKの断面積の角度分布は、素過程の核内核子と電子の断面積の計算式⁶⁾から導出された。また、CEPは角度分布が $^{12}\text{C}(e, e' p_{0,1})$ 反応と同じ形状であると仮定して計算された⁶⁾。

さらに、GDRはSLRA及びジューゲルトの定理を用いて計算された。断面積は以下のように表される¹³⁾。

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega dE d\Omega_x} = \sigma_M \cdot A_0 \cdot |CI|^2 \cdot W(\theta_m)$$

ここで

$$W(\theta_m) = \left(\frac{q_u}{q}\right)^4 \{1 - 2a_2(1)P_2(X_x)\} \\ + \{0.5 \left(\frac{q_u}{q}\right)^2 + \tan^2 \frac{\theta}{2}\} \left(\frac{T1}{Cl}\right)^2 \{1 + a_2(1)P_2(X_x)\}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(\frac{q_u}{q}\right)^2 \left[2 \left\{ \left(\frac{q_u}{q}\right)^2 + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right\} \right]^{1/2} \frac{T1}{Cl} a_2(1) P_2^{-1}(X_x) \cos \phi_x \\
 & - 0.25 \left(\frac{q_u}{q}\right)^2 \left(\frac{T1}{Cl}\right)^2 a_2(1) P_2^{-2}(X_x) \cos 2 \phi_x
 \end{aligned}$$

である。

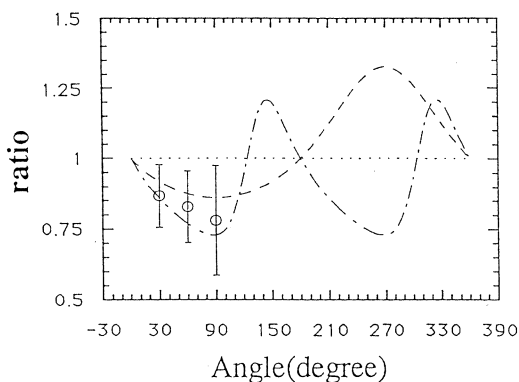
また

$$a_2(1) = -0.55$$

とした。これは (γ, p) の実験データから求められたものである。

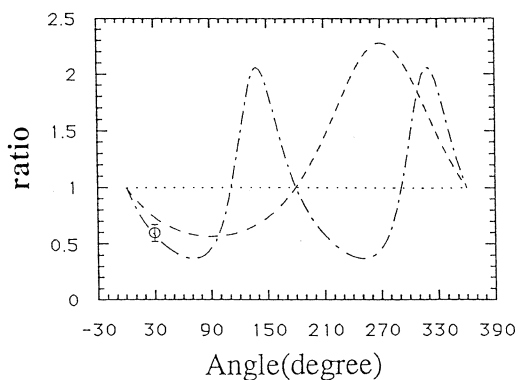
第7図で、反応の全てを QFK では説明できないことは明らかであるが、統計誤差の範囲内で CEP か GDR かの判断は難しい。一方第8図からは反応の全てを CEP のみでは説明できないことがわかる。

以上反応機構に関する種々の検討の結果、GDR 及び CEP の片方のみでは実験結果を説明できず GDR 及び CEP の両方を加えることにより説明できることがわかり、GDR + CEP のモデルでフィッティングを行った結果、第9図に示すようになり、GDR : CEP = 0.86 ± 0.05 : 0.64 ± 0.05 を得た。



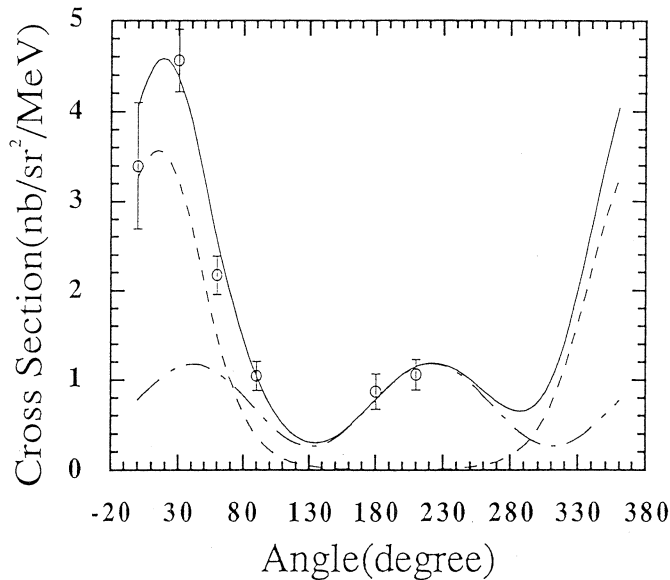
第7図 断面積の比 $\sigma(135^\circ)/\sigma(180^\circ)$ の実験値及び反応が QFK, CEP 及び GDR としたときの計算値。

図中点線が QFK としたときの計算値、破線が CEP としたときの計算値、一点破線が GDR としたときの計算値である。



第8図 断面積の比 $\sigma(90^\circ)/\sigma(180^\circ)$ の実験値及び反応が QFK, CEP 及び GDR としたときの計算値。

図中点線が QFK としたときの計算値、破線が CEP としたときの計算値、一点破線が GDR としたときの計算値である。



第9図 GDR + CEP モデルによるフィッティング。
 図中○が実験点で実線が GDR + CEP モデルによるフィッティング、
 破線が CEP で、一点破線が GDR である。

§6. 結 論

角度分布及び縦横干渉項の情報から E 1 巨大共鳴より高く移行運動量の低い領域での (e, e' n) 反応の反応機構を研究する目的で on plane 6 点及び out of plane 4 点に中性子検出器を配置して実験を行った。入射エネルギー 129 MeV, 散乱電子の測定角度 30° で、エネルギー移行 45 MeV における ^{12}C (e, e' n) 反応のミッシングエネルギースペクトルを測定することにより、 $n_{0,1}$ 及び n_{2-9} そして n_{10-} の成分を分離し、その角度分布及び縦横干渉項を導出した。 $n_{0,1}$ の角度分布は前方ピークで、前方は ^{12}C (e, e' p) 反応の角分布と似た形状を示し、断面積は (e, e' p) 反応の 1/12 であった。後方は、(e, e' p) と断面積がほぼ等しかった。これは、(e, e' p) 反応では QFK が主となっているが、(e, e' n) 反応ではそれとは異なると思われる。後方は共鳴過程が主となるために断面積が両者でほぼ等しくなっていると考えられる。反応機構を考察するにあたり、QFK, CEP 及び GDR という三つのモデルで説明を試みた結果、QFK としては説明できず、さらに反応の全てを CEP のみと仮定しても説明できず、GDR との足し合わせとして考えられることが明らかになった。以上より GDR と CEP を足し合わせたモデルで角度分布に対するフィッティングを行い GDR : CEP = 0.86 ± 0.05 : 0.64 ± 0.05 を得た。

以上, 今回の実験結果をまとめると ($e, e'n$) 反応の out of plane の測定法を確立し, それにより得られる縦横干渉項及び角分布の情報から, エネルギー移行45MeVにおける ($e, e'n_{0,1}$) 反応の反応機構は, CEP と GDR の競合で説明されることが分かり, 縦横干渉項の情報は反応機構の解明に有力であることが示された。

参 考 文 献

- 1) V. F. Dmitriev *et al.* : Nucl. Phys. A **464** (1987) 237.
- 2) H. Schier and B. Schoch : Nucl. Phys. A **229** (1974) 93.
- 3) 高久圭二 : 修士論文 東北大学 1989.
- 4) 田所孝広他 : 核理研研究報告 **23** (1990) 67.
- 5) J. T. Londergan *et al.* : Phys. Rev. C **19** (1979) 998.
- 6) M. Cavinato *et al.* : Z. Phys. A **335** (1990) 401.
- 7) G. van der Steenhoven *et al.* : Nucl. Phys. A **480** (1988) 547.
- 8) S. M. Grimes *et al.* : Phys. Rev. C **31** (1985) 1679.
- 9) S. C. Fulty *et al.* : Phys. Rev. **143** (1966) 790.
- 10) P. D. Hartly *et al.* : Phys. Rev. C **37** (1988) 13.
- 11) 守和彦他 : 核理研研究報告 **18** (1985) 225.
- 12) Bogdan : private communication.
- 13) S. Khan *et al.* : "Physics with MAMIA" Mainz Report (1988) 187.

Soft Giant Dipol Resonances of ^{11}Be by Charged-Pion Photoproduction

T. Yamaya, M. Saitoh, H. Yamazaki*, T. TaniuchiI*, K. Shoda*
and H. Tsubota*

Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980, Japan

**Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai 982, Japan*

Energy spectra and angular distributions of the pion photoproduction have been measured in the charge exchange reaction $^{11}\text{B}(e, \pi^+)^{11}\text{Be}$ at $E=200\text{MeV}$. The angular distributions for the ground state and the eight excitation states below $E_x=20\text{MeV}$ in ^{11}Be were analyzed in the framework of the DWIA. The deduced E1-strength distribution was compared with the results of the theoretical calculation using the loosely bound HF-single particle wave function. The dipole resonances due to the effect of the loosely bound single particle were observed at the excitation energies below $E_x=7\text{MeV}$ of ^{11}Be .

§ 1. Introduction

Recent experiments showed that the mass radii of some neutron-rich light nuclei like ^{11}Li , ^{11}Be , and ^{14}Be extend beyond the usual nuclear radius¹⁾. Such the large nuclei radii are responsible to the loosely bound single particle wave functions. The motion of the loosely bound particle(s) does not couple strongly to one of the core. Thus, as shown in Fig. 1, it is expected that the giant dipole resonance(GDR) of the nucleus be enhanced at the much lower excitation energies than the systematic values of the GDR that is $E_x=80A^{-1/2}\text{MeV}$. These E1 strength distributions for the excitation energies of nuclei have been calculated in the theoretical investigations by many authors³⁻⁵⁾. However, the E1 strengths in such the giant resonances have never been directly observed up to the present day.

In this report, the strengths and excitation energies of the giant dipole resonances in ^{11}Be were experimentally studied. In the ^{11}Be nucleus, a neutron is loosely bound to the ^{10}Be core, where the binding energy is about -0.5MeV (about -0.2MeV for a pair of two neutrons to the ^9Li core in the ^{11}Li nucleus¹⁾), and the nuclear radius is about 10

percents larger than the usual nuclear radius of mass number $A=11$ (about 20 percents larger for the ^{11}Li nucleus). Considering the effects of the loosely bound neutron on the nuclear structure of ^{11}Be , it is claimed that certain dipole transition strengths are necessary in the energy region of around $E_x = 10\text{MeV}$. In the present experiment, the E1-strength distribution^s by the charge exchange dipole excitation from ^{11}B to ^{11}Be were examined by the (e, π^+) reaction.

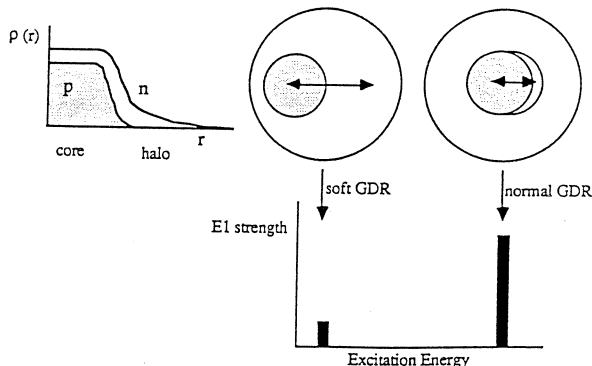


Fig. 1 Pion energy spectra at $\Theta_{\text{lab}}=40^\circ$ in the $^{11}\text{B}(e, \pi^+)^{11}\text{Be}$ reaction.

§ 2. Experimental Method

The electron beam of 200MeV was provided from the Tohoku University 300MeV electron linear accelerator with $1/1000$ energy resolution. A self-support ^{11}B enriched target of $231\text{mg}/\text{cm}^2$ was prepared by compressing powder and firing afterwards. The momentum of pions emitted from the reaction (e, π^+) was analyzed with the 169.7° double focusing magnetic spectrometer. A pion detection system consists of a vertical drift chamber(VDC), three plastic scintillation counters and a Cerenkov counter system setting in array 24 Cerenkov counters behind the plastic scintillation plates. The Cerenkov counter system was used in order to reject the large back-ground of positrons which is produced by the pair creation in the target. The detected pions were identified by the difference between the energy losses of pions and positrons in the plastic scintillation counters. The energy spectra of pions to the excited states below $E_x=20\text{MeV}$ in ^{11}Be were measured at five angles ranging from 40° to 150° . Typical folded energy spectra at 40° are shown in Fig. 1. The spectra were analyzed using the spectrum formular of the virtual-photon spectrum to pion photoproduction proposed by Tiator and Wright⁶⁾. The overall energy resolution of analyzed pions were about 200KeV. The angular distributions for the ground state and the eight excited states in ^{11}Be were obtained. The cross sections leading to these states were obtained by means of a chi-squared fit with the virtual photon shape including the

magnitudes of the (γ, π^+) cross section for each state in the pion energy spectra. These results are indicated by the solid curves together with the identified excitation energies in Fig. 2.

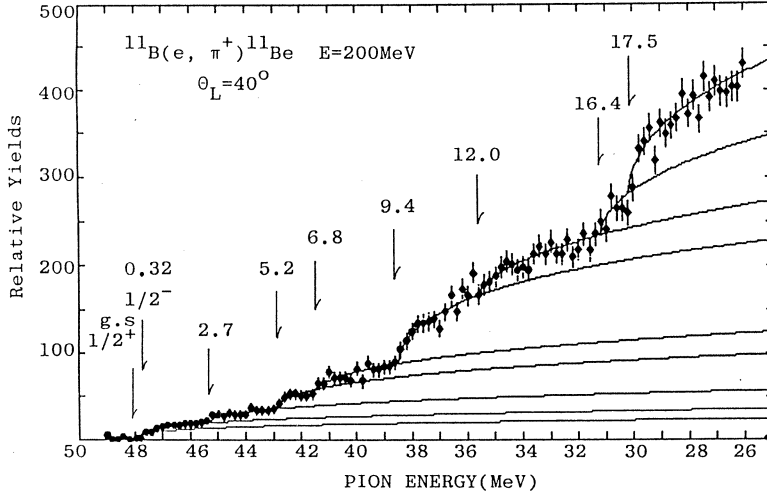


Fig. 2 Schematic picture of the soft GDR and normal GDR in the neutron-rich nucleus with a neutron halo. The dipole oscillation between protons(shaded area) and neutrons is shown for each mode(from ref. 2).

§ 3. Analysis and Results

The angular distributions of the nine states(g.s, 0.32, 2.7, 5.2, 6.8, 9.4, 12.0, 16.4 and 17.5MeV) were analyzed using the DWIA-code by Ohtsubo⁷⁾. In the (γ, π^+) reactions near the pion photoproduction threshold energy, the transition are sensitive to the only spin part of magnetization densities, and the multipolarity of the transition can be determined from the q-dependence in the angular distributions. For the T-matrix element, the elementary amplitude expressed by Chew, Goldberger, Low, and Nambu(CGLN)⁸⁾ was used. For the emitted pion distorted wave functions, the Michigam State University optical potentials (1982 version) were employed in the DWIA calculations. The single particle wave functions were used for the neutron wave functions of the 1p and 2s1d shell in ^{11}Be , where the harmonic oscillator basis with the length parameter $b=1.66\text{ fm}$ is employed for their single particle radial wave function. The typical results of the DWIA calculations for the $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, and $1d_{5/2}$ shell are compared with the data of the ground state, 5.2MeV state, and 9.4MeV state, respectively, in Fig. 3, and these results reproduced well the

experimental angular distributions depended on the transition multiplicities. The strength of E1-component for the observed eight states except for the 0.32MeV state in ^{11}Be were deduced from the comparison between the data and the results of the DWIA

calculations. The multiplicities of transition to the $1/2^-$ state at 0.32MeV are M1 and E2.

The results of the DWIA calculation also reproduced well the present data except for the 12MeV level. For the 12MeV level, we could not decide it between $1/2^+$ and $5/2^+$ from fitting the result of the DWIA calculation to the experimental angular distribution.

The experimentally deduced strength distributions of the charge exchange spin-flip dipole transition from the ground state of ^{11}B to the excited states of ^{11}Be are shown in Fig. 4, comparing with the results of theoretical calculation by Hoshino, Sagawa, and Arima⁵⁾.

According to the results of their theoretical calculations, the peak of the E1-transition strength distribution is about $E_x=9\text{MeV}$ in ^{11}Be in the case of that the single-particle wave function take into account the loosely bound nature, and the

non-energy weighted sum-rule(NEWS) value up to $E_x=13\text{MeV}$ is 0.606fm^2 . The present experiment showed that the peak of the E1-transition strength distribution is about $E_x=10\text{MeV}$, and the NEWS-value is 0.34fm^2 . In the excited energy region lower than 7MeV, the experimental NEWS-value is 0.13fm^2 and theoretical one is about 0.22fm^2 . On the other hand, in the case where no effect of loosely bound state is included, the theoretical NEWS-value in this excited energy region is a very small, that is less than 0.05fm^2 .

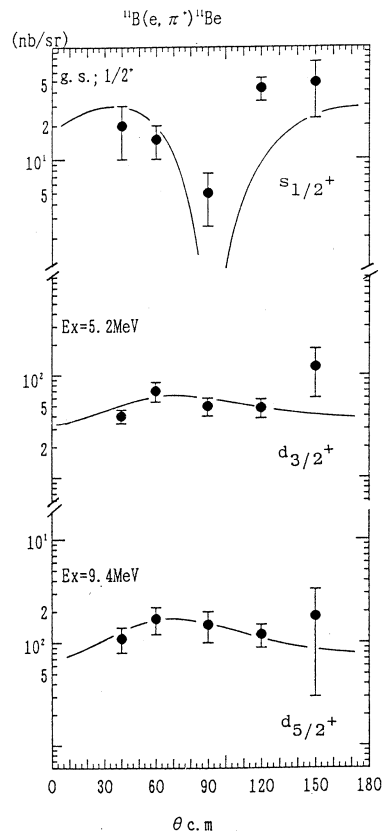


Fig. 3 Angular distributions of the $1/2^+$, $5/2^+$, and $3/2^+$ states. The fitted solid curves are the results of the DWIA calculations.

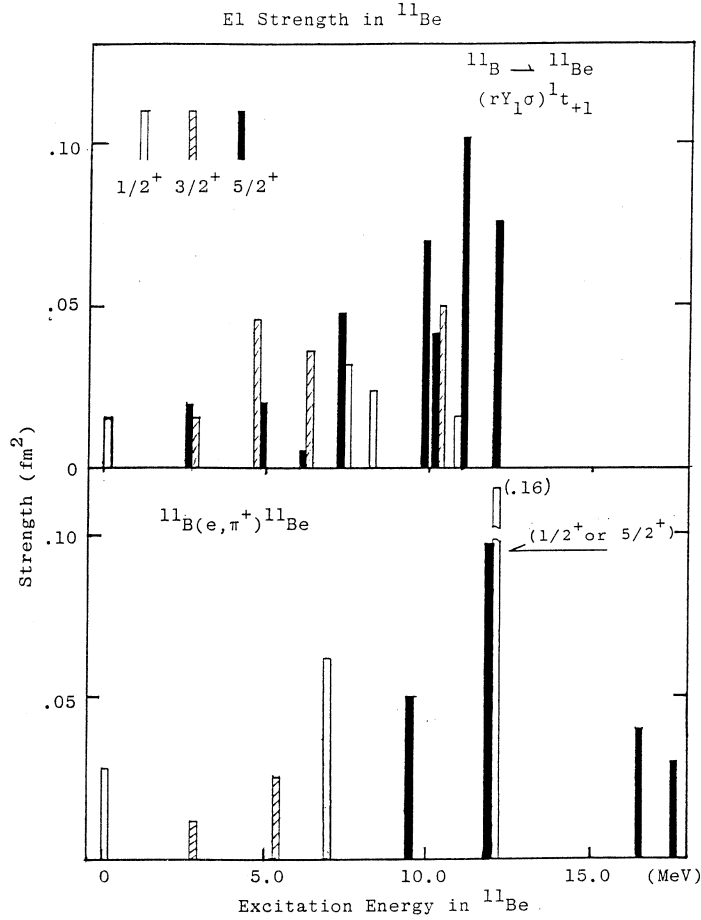


Fig. 4 Charge exchange spin-flip dipole strength from the ground state of ^{11}B to the excited states of ^{11}Be . The results of theoretical calculations including the effects of the loosely bound single particle wave functions and the results from the present experiment are shown in the upper part and the lower part, respectively. For the 12MeV state, the spin parity is either $1/2^+$ or $5/2^+$.

On the basis of the result of the present experiment, it is suggested that the soft dipole resonances decoupled from the giant dipole resonances were observed below $E_x=7\text{MeV}$ in

^{11}Be , having a significant fraction of the charge exchange transition strength, because of the large neutron excess and the loosely bound single-particle state, however, this NEWS-value was about 60 percents of that obtained from the theoretical calculations.

References

- 1) I. Tanihata *et al.* : Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676.
- 2) T. Kobayashi: *Proc. 1st Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Berkley 1989*, P333.
- 3) Y. Suzuki, K. Ikeda and H. Sato: Prog. Theor. Phys. **83** (1990) 180.
- 4) G. Bertsch and J. Foxwell: Phys. Rev. C **41** (1990) 1330.
- 5) T. Hoshino, H. Sagawa and A. Arima: Nucl. Phys. **A523** (1991) 228.
- 6) L. Tiator and L. E. Wright: Nucl. Phys. **A379** (1982) 407.
- 7) H. Ohtsubo: private communication.
- 8) C. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low and Y. Nambu: Phys. Rev. **106** (1957) 1345.

中重核の (γ , p) 反応の研究

核理研, 教養部*, メンボルン大**

佐々木隆興・伊藤祥子・今野 収

竹谷元伸・寺沢辰生・松山日出入

須田利美*・前田和茂*

M. N. Thompson**

§1. 序 論

光核反応による原子核研究のうち、特に γ 線のエネルギーが50MeV以上130MeV以下の領域での物理現象は特異な存在として位置付けられる。この領域は、ちょうど原子核が集団的な励起状態に置かれる領域（巨大共鳴（Giant Resonance）領域）と核子を独立に励起する領域（ Δ 共鳴領域）の中間に位置する。観測される特徴的な現象としては、反応断面積が非常に小さいことと同時に、一核子直接放出過程が抑えられ二核子吸収過程等の寄与が重要となることが挙げられる。この現象は、光子吸収過程における放出核子との運動量不整合が大きいこと由来するものである。よって、核内二核子相関の研究対象としては格好の条件を提供する可能性をもつ領域ということが言える。

しかし、この領域での物理現象を説明できる理論は未だに確立されていないのが現状である。そのなかで、準重陽子模型（Quasi-Deuteron Model ; QDM）は、実験結果をよく説明しているとされている。

準重陽子模型（QDM）は、最初 Levinger によって提唱された¹⁾。このモデルでは、準重陽子の波動関数と重陽子の波動関数の比から、あるファクターを導出する。Levinger はそのファクターと自由空間の重陽子の光核反応の断面積との積で実験結果を説明できるとした。そのファクターは、いわゆる Levinger ファクターと呼ばれるもので、不確定要素を内存する因子として、未だにその定量的な議論はなされていない。

Tavares らは、この Levinger ファクターを系統的に分析して報告している²⁾。それによると、このファクターは質量依存性を持ち、その依存性の根拠として原子核半径の質量依存性を挙げている。しかし、この質量依存性の議論は ^{40}Ca までの比較的軽い原子核を対象としたものであり、それ以上の重い核に対しては求められていない。唯一、Pb の全吸収断面積から Levinger が求めた値があるだけである³⁾。

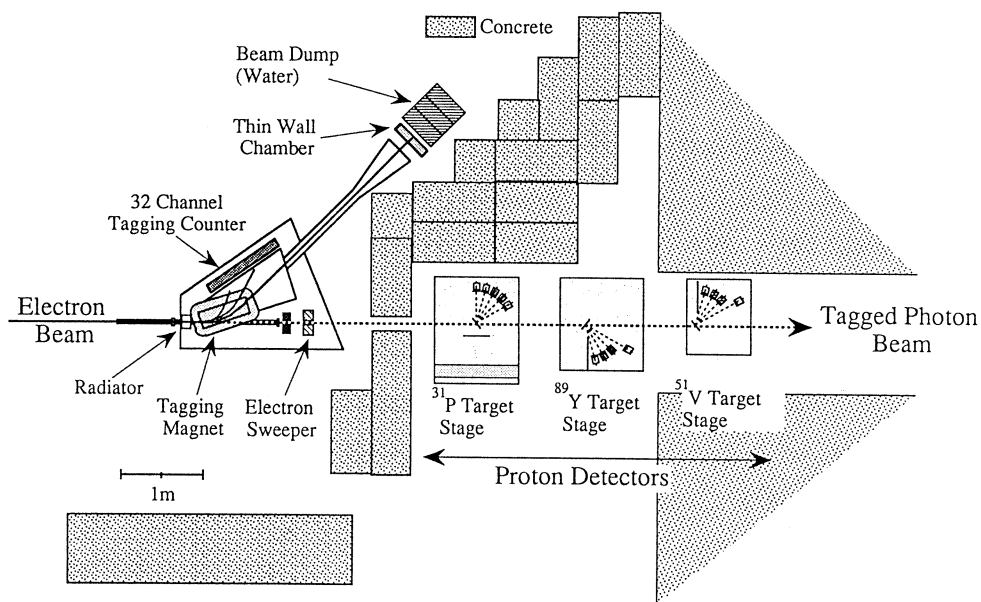
本研究では、この Levinger ファクターの質量依存性を議論する上で重要と考えられる中重核領域での (γ, p) 反応の研究を行う。この実験は、重い核を対象とした光核反応の標識光子による $50 < E_\gamma < 130 \text{ MeV}$ での初めてのものである。

§2. 実験装置・実験方法

実験は、東北大学原子核理学研究施設300MeV電子線加速器 (Linac) からのパルスビームを用いて行われた。Linacからの電子パルスビームは、繰り返し率300pps (pulse per second) で、Duty は0.1%以下である。同時計数実験を実現させるため、このパルスは150MeVパルスビームストレッチャー (SSTR) を使用して Duty が約80%のビームに変換される。

ここで、 γ 線による実験の場合まず電子ビームは光子標識システム (Photon Tagging System) に入射する。このシステムは、 γ 線を発生させる部分 (radiator), 運動量分析する電磁石, 及びその運動量を決定された電子をとらえるシンチレーターの列から成る。

第1図に本実験の配置図を示す。制動輻射 γ 線ビームライン上には、約1mの間隔で3種類の反応標的が ^{31}P , ^{89}Y , ^{51}V の順に並んでいる。 ^{89}Y は、粉末状で容易に表面が酸化されやす



第1図 実験装置及び光子標識システム全体図。

い性質を持ち、展性・延性がないため、アルゴンガス中で一様な厚さになるように整形しアラミドフィルム (TX フィルム) でシールドした。 γ 線ビームに対して傾けたことを考慮した有効厚は ^{89}Y で $358.1\text{mg}/\text{cm}^2$, ^{51}V で $410.0\text{mg}/\text{cm}^2$ となっている。

また、反応標的として ^{89}Y , ^{51}V の他に ^{12}C を用いた。この ^{12}C は陽子検出器のエネルギー較正用として利用され、 γ 線に対しての有効厚は上流 (^{89}Y 側) で $241.6\text{mg}/\text{cm}^2$, 下流 (^{51}V 側) で $248.9\text{mg}/\text{cm}^2$ である。 ^{12}C での測定は約35時間で、実験の中盤に行われた。

陽子検出器として我々は、NaI (TI), CsI (TI), BaF₂, Plastic シンチレーターを使用した。これらの検出器は反応標的から約40cm 程度の距離に30°, 45°, 60°, 75° の角度で設置されている。E 及び ΔE 陽子検出器の閾値設定は、 γ 線源 ^{60}Co を使用して行われた。

検出信号は、NIM モジュールで処理される。NIM モジュールで取り組みに必要な条件を課された信号の処理・記録には、原子核実験用データ収集システム ODET (VAX/CAMAC 系システム) を使用した。この時陽子検出器の情報に対してはFast Clear 法を使用した。今回のFast Clear法では ΔE が光ってからある一定時間の間に crystal 検出器が光らなかった場合 CAMAC の情報を早い段階で clear してしまうという方法をとった。この方法の一番の利点は、遅い検出器 (例えば, NaI (TI)) と速い検出器 (Plastic 等) とを同時に使用したいとき、計測システム全体を遅い検出器に合わせなくとも測定できるという点にある。特に、光子標識系の様な検出器の多いシステムの場合に効果的である。

光子標識法を用いる実験で重要な測定値として標識効率が挙げられる。この値は、鉛ガラスチェレンコフカウンターを標的位置におき、電子検出器と同時計数を取って求められた。

また、標識効率と同時に輻射標的をはずして入射電子に混入する低エネルギー電子の割合を測定した。輻射標的が無い場合、理想的には電子検出器からの信号はほとんど見られないはずであるが、混入電子の影響で実際はチャンネルの小さい方 (輻射標的に近い側) のカウント数が多い。この割合をなるべく小さくなるようにビームコースを調整した。

我々は、ビームの状態を知るために2つのモニターを使用して実験を行った。一つは、入射電子ビーム電流モニター (Thin Wall Chamber) で加速器運転やビーム条件を決める際のモニターとして必要なもので、もう一つは γ 線ビームモニター (Photon Monitor) で γ 線ビームの最下流にプラスチックシンチレーターを置いて γ 線の位置をモニターできるようにしたものである。

§ 3. 解析及び考察

3.1 断面積の導出

データに混入するバックグラウンドとしては電子が圧倒的である。この電子を除くため、陽子検出器 (ΔE と E カウンター) の ADC 情報を利用して電子と陽子の粒子識別 (particle identification ; PI) を行った。偶然同時計数事象は電子検出器と陽子検出器の間の TDC スペクトルからその割合が求められ、真の事象の約16%であった。

陽子検出器を使用してそのエネルギー情報を得るためには、波高値対陽子エネルギーを知ることが肝要である。そのためには、よく分析された陽子ビームを使ってエネルギー較正を行う必要があり、我々は $^{12}\text{C}(\gamma, p_0)$ 事象を利用してこの較正を行った。電子検出器つまり E_e に対して p_0 事象の陽子エネルギーは運動学から厳密に決まり、そのエネルギー (E_{p_0}) と ADC チャンネルは1対1に対応づけられる。反応後の陽子の進路上にある物質の違いによってこの対応関係は変わってくるので、得られた較正曲線をそのまま ^{89}Y , ^{51}V に使用できない。いまの場合 $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ と ^{89}Y , $^{51}\text{V}(\gamma, p)$ の違いは、反応標的だけなので、標的中のエネルギー損失を考慮したエネルギー曲線を新たに引き直す必要がある。この時、計算値は ^{12}C と ^{89}Y , ^{51}V の平均エネルギー損失の値の差を補正して求められた。

本実験の測定では、先に述べたように Fast Clear Methodを使用した。この Fast Clear 信号は各 CAMAC モジュールにかけられ、その信号が入力されたとき計測をすべて止めて初期状態に戻すという一連の動作をする。また、データ取り込み系のフロントエンドプロセッサは真の事象が CAMAC モジュールに入った時 I. R. (Interrupt Register) からの信号を受けて各 CAMAC モジュール中のレジスタの値を読み込み、処理を開始する。このフロントエンドプロセッサの処理の段階では、CAMAC モジュールの各レジスタには処理を禁止するような信号 (Inhibit) が必要であるが、本測定では、この操作を怠ったため次の様な事態が生じた。

つまり、

① Fast Clear の事象が本来取り込まれるべきデータを消してしまう。

② データは、フロントエンドプロセッサが処理する順番によって消される割合が異なる。ということが起ってしまい、我々はこの Fast Clear Method によるデータへの影響を補正した。補正方法としては、各電子検出器毎にその消える割合を Fast Clear の計数率と CAMAC の読み出し時間から求め、その値を本実験で得られた事象数に補正項 f_e として乗じる。この補正值 f_e を求める方法は、次の様に行われた。

まず、フロントエンドプロセッサが I. R. シグナルを受け取って実際に処理する際、その順

番は

- ①陽子検出器 E 及び ΔE の ADC
- ②電子検出器の TDC
- ③陽子検出器 E 及び ΔE の TDC

となっている。本実験で解析に必要な情報のうち、電子検出器の TDC シグナルは一番後に処理される。よって、解析不可能な事象 (dead event) は、これら電子検出器 TDC シグナルに対する Fast Clear の影響として解釈できる。

そこで、電子検出器の TDC モジュールの処理を開始するまでの時間を τ_0 とし、さらに、 i 番目の電子検出器チャンネルに到達するまでの時間を τ_i とする。この場合、解析不可能な事象 (dead event) が起こる場合は、Fast Clear シグナルが時間 $\tau_0 + \tau_i$ に来る確率と等しく、その計数率を r とすると、

$$1 - \exp(-\tau \times r)$$

$$\text{但し, } \tau = \tau_0 + \tau_i$$

と表される。

本実験では、Fast Clear シグナルの計数率 r はスケーラー情報から得ることができ、また $\tau_0 + \tau_i$ は実験後の実測値から

$$\tau_0 + \tau_i = 2750 + 33 \times i + 117 \times (j - 1) \quad [\mu\text{s}]$$

※ j は、TDC モジュールの並びを示す。(本実験では $j = 1 \sim 4$)

を得た。

第 1 表に得られた補正值を示す。誤差は、本実験での $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ データからの統計誤差のみを含んでいる。この補正值を使用して求められた本実験での $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ 反応断面積と、以前我々が測定した $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ 実験の断面積とは誤差の範囲内で一致するという結果が得られた。

γ 線エネルギー $E_\gamma \sim E_\gamma + \Delta E_\gamma$ の間で、反応標的と相互作用でき得る光子数は、このエネルギー領域に対応する電子検出器 (i チャンネル) の計数率を N_e 、その電子検出器の標識効率を ε とすると $N_e \times \varepsilon$ となる。

反応標的中で単位 cm^2 当たりの原子核の個数はアボガドロ数 N_a 、標的の厚さ T (g/cm^2)、1 モルの質量を M (g) とすると $T \times N_a / M$ となる。

i チャンネルの電子検出器と同時計数して得られた陽子事象、つまりスペクトルに表された事象数を N_p とし、陽子検出器の立体角を $\Delta \Omega$ とすると断面積は

第1表 電子検出器（標識光子エネルギー E_γ ）に対して求められた Fast Clear 補正值。

Tag. ch	E_γ (MeV)	補正係数	Tag. ch	E_γ (MeV)	補正係数
1	104.5	23.6	15	69.2	45.4
2	102.0	24.5	16	66.7	47.1
3	99.4	25.3	17	64.2	55.9
4	96.9	26.4	18	61.6	58.0
5	94.4	27.3	19	59.1	60.2
6	91.9	28.4	20	56.6	62.5
7	89.4	29.5	21	54.1	64.9
8	86.8	30.6	22	51.6	67.3
9	84.3	36.3	23	49.0	69.9
10	81.8	37.7	24	46.5	72.5
11	79.3	39.1	25	44.0	86.0
12	76.8	40.6	26	41.5	89.3
13	74.2	42.1	27	39.0	92.7
14	71.7	43.2	28	36.4	96.2

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_p \times f_c}{N_o \times \varepsilon \times T \times N_a / M \times \Delta\Omega}$$

で与えられる。

このうち立体角の計算は、モンテカルロシミュレーションを用いて行った。計算に使用した γ 線ビームの形状は、ガウス型でスポットサイズを 3 cm (FWHM) とした。

3.2 Missing エネルギー

核の励起状態を表記する際、残留核の状態を表す表示法が簡潔で分かりやすい。このエネルギーを missing エネルギー (E_m) とすると

$$E_m = E_\gamma - (T_p + T_r)$$

$$= M_p + M_r - M_t$$

E_γ ; 標識光子のエネルギー

T_p ; 放出陽子の運動エネルギー

T_r ; 残留核の運動エネルギー

M_p ; 陽子静止質量

M_r ; 残留核静止質量

M_t ; 標的核静止質量

となる。

3.3. 準重陽子模型 (QDM)

本実験の解析には、Gottfriedの修正準重陽子模型 (MQD) を採用して以下の議論を進めてゆく。我々の実験では中重核領域を対象としているため、このモデルを適用した際に不都合が生ずる。

- ①重い核の単一粒子エネルギー準位がよく分かっていない。
- ②核子数が多いため、パウリの禁止律、終状態相互作用 (Final State Interaction ; FSI)

第2-1表 電子検出器 (E_γ) で見たときの“場合の数” (^{51}V)。QDに γ 線が吸収された時、陽子が検出器の閾値を越えて来る割合を計算したもの。但し、Pauli Blockingの効果を取入れてある。

Tag. ch.	E_γ (MeV)	場合の数	場合の数 ÷ NZ (644)
1	104.5	640	0.944
2	102.0	640	0.944
3	99.4	640	0.944
4	96.9	640	0.944
5	94.4	640	0.944
6	91.9	616	0.957
7	89.4	616	0.957
8	86.8	616	0.957
9	84.3	616	0.957
10	81.8	532	0.826
11	79.3	532	0.826
12	76.8	532	0.826
13	74.2	532	0.826
14	71.7	366	0.568
15	69.2	366	0.568
16	66.7	366	0.568
17	64.2	366	0.568
18	61.6	366	0.568
19	59.1	156	0.242
20	56.6	156	0.242
21	54.1	156	0.242
22	51.6	156	0.242
23	49.0	24	0.037
24	46.5	24	0.037
25	44.0	24	0.037
26	41.5	24	0.037
27	39.0	24	0.037
28	36.4	0	0.000

の効果が大きく影響する。

の2点である。

そこで、①については、修正モデルとしてまず、調和振動子ポテンシャルを使用した核の準位構造を考える。この時、各順位のエネルギー間隔を一定幅

$$h\omega = 41A^{-1/3} \quad [\text{MeV}]$$

となる。このエネルギーレベルから、与えられたエネルギーに対して準重陽子が核外へ放出される“場合の数”を計算できる。ここで注意しなければならないのは、陽子事象が観測される

第2-2表 電子検出器 (E_γ) で見た時の“場合の数” (^{89}Y)。第2-1表と同様に、場合の数を計算したもの。

Tag. ch.	E_γ (MeV)	組合せ数	組合せ数 ÷ NZ (1950)
1	104.5	1950	1.000
2	102.0	1942	0.996
3	99.4	1942	0.996
4	96.9	1942	0.996
5	94.4	1942	0.996
6	91.9	1922	0.986
7	89.4	1922	0.986
8	86.8	1922	0.986
9	84.3	1922	0.986
10	81.8	1838	0.943
11	79.3	1838	0.943
12	76.8	1838	0.943
13	74.2	1616	0.829
14	71.7	1616	0.829
15	69.2	1616	0.829
16	66.7	1616	0.829
17	64.2	1218	0.625
18	61.6	1218	0.625
19	59.1	1218	0.625
20	56.6	1218	0.625
21	54.1	690	0.354
22	51.6	690	0.354
23	49.0	190	0.097
24	46.5	190	0.097
25	44.0	190	0.097
26	41.5	190	0.097
27	39.0	190	0.097
28	36.4	0	0.000

ためには、陽子自身は検出器の閾値を越えるようなエネルギーを持っていないこと、さらに励起される中性子もパウリの禁止律の制約 (Pauli Blockig) を受けないことの2つが同時に条件として要求されるということである。第2表にこの制約を見込んだ上での“場合の数”を示す。運動量分布としては、この“場合の数”の割合と禁止律のないときの運動量分布の積の形で用いるが、Moriが指摘した過大評価の原因はこの考察により防げるものと考えられる。

以上の効果を取入れた我々のQDMシュミレーションは、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = L \frac{NZ}{A} \int dp F^{\wedge}(p) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{dJ_{tot}}^*$$

$F^{\wedge}(p)$; Pauli Blockingを考慮した準重陽子の運動量分布関数

$$\begin{aligned} F^{\wedge}(p) &= F(p) \times \frac{[\text{場合の数}]}{NZ} \\ &= (2\pi\alpha)^{-1/2} e^{(-p^2/2\alpha^2)} \times \frac{[\text{場合の数}]}{NZ} \end{aligned}$$

を計算する。運動量分布を求める際に必要なサイズパラメーター α は、電子の弾性散乱の結果⁴⁾から求められ、 ^{51}V に対して $83.3\text{MeV}/c$ 、 ^{89}Y に対して $71.4\text{MeV}/c$ が得られた。

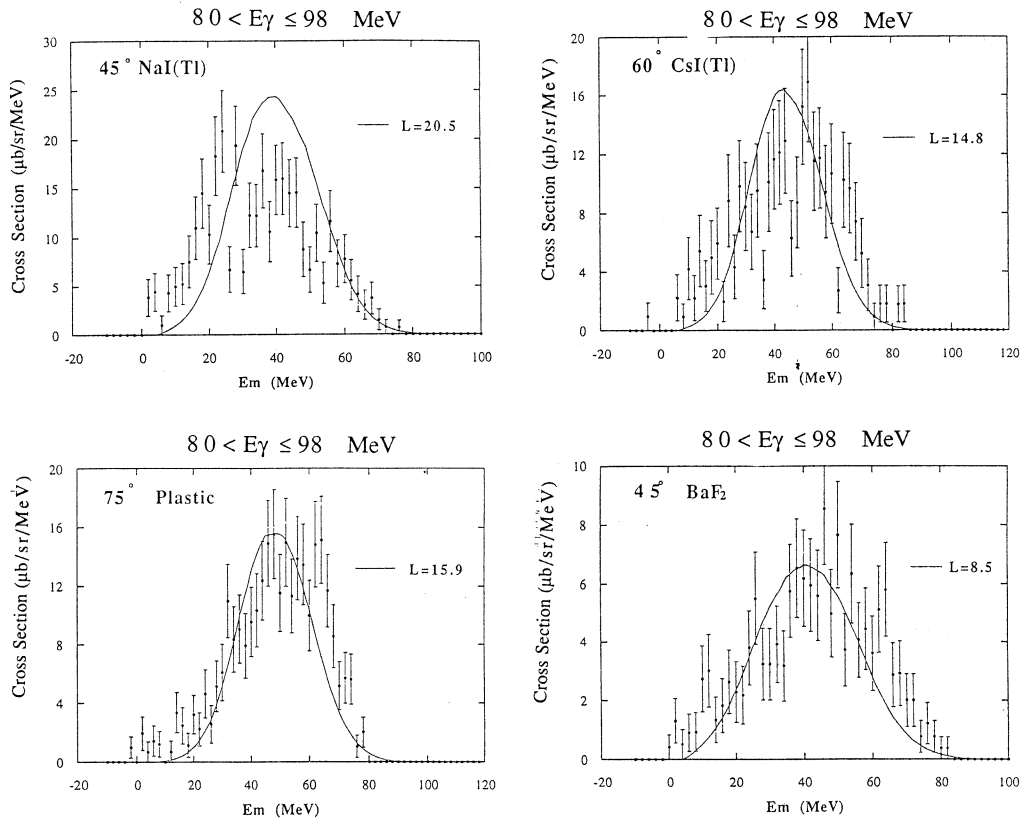
②については、特に重い核に対しては、核子が放出される際に残留核との相互作用が大きく効いてくる。この効果は、検出器で観測される事象を減少させる減衰係数として働く。この効果はPauli Blockingの効果を取入れたKikuchi, Kawaiらの式⁵⁾から計算して求めた。この λ から減衰係数 η は、

$$\eta = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$$

より、 ^{51}V に対して0.26、 ^{89}Y に対して0.19である。この値は、Sudaが計算したカスケードシュミレーションの値とも一致している⁶⁾。また、Sudaのシュミレーションは ^{12}C について光学ポテンシャルから求められた値をよく再現していることが報告されている。

以上の仮定をおいた修正モデルを用いて、測定値との比からLevingerファクターを導出する。第2図にその比較の際に用いたmissingエネルギースペクトルを示す。ここで、各スペクトルの誤差は ^{51}V 、 ^{89}Y の測定から得られた統計誤差のみを示している。また、同時に示された曲線は各検出器毎に求められた L に対するシュミレーション結果である。

L を求める条件として、 45° 、 60° の検出器に対しては、シュミレーションのピークまで $0 < E_m < 40\text{MeV}$ の領域を積分したものの比を取る。ただし、 75° についてはピークが miss-



第2図 missing エネルギースペクトル図及び QDM シュミレーション。

図は、左上、右上、左下、右下の順に ^{89}Y に対して 45° ・ 60° ・ 75° 、 ^{51}V に対して 45° に設置した検出器から得られた反応断面積。実線は、QDM シュミレーションの結果を示す。

ing エネルギーの大きい方に分布するため、 $0 < E_m < 50$ MeV までを対象領域とする。上記のように対象領域を決定した理由は、陽子検出器の閾値の影響が及ばない範囲で議論をするためである。測定スペクトルとシュミレーションの形からこの設定が適当であることが言えるであろう。

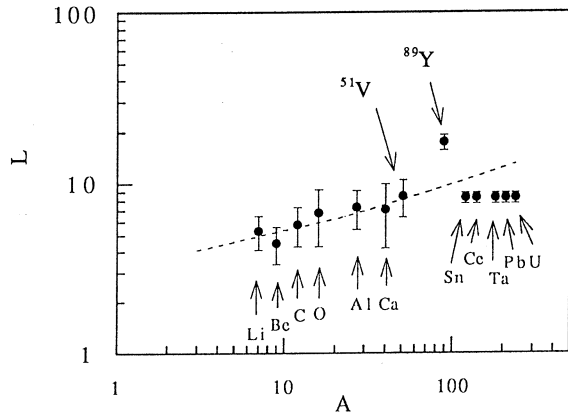
最終的に得られた Levinger ファクターは、各検出器に対して

^{89}Y	45°	$L = 20.5 \pm 4.2$
	60°	$L = 14.7 \pm 3.3$
	75°	$L = 15.9 \pm 3.3$
^{51}V	45°	$L = 8.5 \pm 1.8$

である。但し、誤差については注意を要する。この誤差は、我々が今回測定した ^{12}C と ^{51}V 、 ^{89}Y の統計誤差と偶然同時係数の寄与のみを含んでいる。よって、 L の値を補正值を用いて導出する際に生ずる系統的な誤差については、別に考慮する必要がある。このような系統誤差としては補正值の導出の手続きにともなう誤差（具体的には、Fast Clear の計数率・CAMAC の読み込み時間の見積誤差）が考えられる。

次に、得られた結果を Tavares らの求めた Levinger ファクターの値と共に第 3 図に示す。今回我々が実験から求めた値は、Tavares らの主張を議論する上で非常に大きな影響を及ぼすものとする。但し、彼等のデータは全光吸収断面積を議論の対象としているのに対して、我々のデータは (γ, p) 反応で得られたものであるため原子核の個性が反映されやすいと考えられる。つまり、 (γ, p) 反応では陽

子の核内運動量分布を仮定しなければならぬため、全光吸収反応よりも原子核の状態に感じやすくなっていると解釈できる。本実験で我々が得た Levinger ファクターの値は、Tavares らが求めた式よりも急な質量依存性を示している。しかし、第 3 図のようにして比較する際には、前にも述べたように (γ, p) 反応の、このファクターに対する影響を考慮すべきであると言える。



第 3 図 Levinger ファクターの質量依存性。Tavares らのデータに Ricco が報告したデータ及び本実験のデータを付け加えたもの。

§4. 結 論

本研究では、 $37 < E_\gamma < 105 \text{ MeV}$ のエネルギー領域で $^{51}\text{V}(\gamma, p)$ 、 $^{89}\text{Y}(\gamma, p)$ 反応の測定を行った。また、初めて中重核 ($A=100$ 付近) に準重陽子模型を適用し、Levinger ファクターを決定した。このことにより、これまで主に軽い核を対象としてきた光核反応の研究に対して、より重い中重核での情報を加えたことになる。この時 QDM は、モンテカルロシミュレーションにパウリ禁止律・終状態相互作用を取入れた形で計算された。

実験結果として、

$$^{51}\text{V} \text{ に対して} \quad L = 8.5 \pm 1.8$$

^{89}Y に対して $L=17.5\pm 2.1$

が得られた。

本実験での Fast Clear による補正のために上記の値は不確定要素が大きい値ではある。しかし、 ^{51}V , ^{89}Y に対し同様な補正を行い、その結果に及ぼす寄与も又同じであると言えることができるため、これらの値の比は補正の寄与を相殺する値である。

本実験で求めた2つの核の L の質量依存性は Tavares らが求めた式に対し、急な質量依存性を示している。但し、 (γ, p) 反応から求めた値と全光吸収断面積からの値を同時に比較する際には、測定手段から来る違いを考慮する必要があると考えられる。

参 考 文 献

- 1) J. S. Levinger : Phys. Rev. **84** (1951) 43.
- 2) O. A. P. Tavares *et al.* : Lett. Nuovo Cimento **27** (1980) 358.
- 3) J. S. Levinger : Phys. Lett. **82B** (1979) 181.
- 4) C. W. de Jager *et al.* : Atomic Data & Nuclear Data Tables **14** (1974) 479.
- 5) K. Kikuchi and K. Kawai : *Nuclear Matter and Nuclear Reactions* (North-Holland, 1968) .
- 6) Toshimi Suda : Ph. D. Thesis, Tohoku Univ. 1988.
- 7) 守 和彦 : 博士論文, 東北大学 (1985) .
- 8) G. Ricco : *Proc. 2nd Workshop on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies, Trieste* (World Scientific, Singapore, 1986) p. 372.

Thermalization Related Effects in the Electrofission of Preactinide Nuclei

J. D. T. Arruda-Neto, T. Saito[†], M. Sugawara[†],
T. Tamae[†], H. Miyase^{††}, K. Abe^{††}, K. Takahisa[†],
O. Konno[†], M. Oikawa[†] and S. Simionatto

Physics Institute, University of Sao Paulo, Sao Paulo, Brazil

[†] *Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai, Japan*

^{††} *College of General Education, Tohoku University, Sendai, Japan.*

The absolute electrofission cross sections of Au and Ta were measured in the energy interval 40-250 MeV. Pronounced inflexions of the (e, f) curves are observed for both Au and Ta around 220 MeV, which are signatures of structures in the corresponding photofission cross-section curves. We show that these (γ, f) structures are originated in the stage of preequilibrium emissions toward thermalization.

§ 1. Introduction

The electrofission of the preactinide nuclei ^{208}Pb and ^{209}Bi have been recently investigated in our Laboratory^{1, 2)}. It was observed in the electrofission cross section curves, around 200 MeV, a clear inflexion for ^{208}Pb and a less pronounced one for ^{209}Bi . These findings were tentatively interpreted as being due to the story of the photoproduced pion inside the nucleus, as revealed by the mean free path of the photopion²⁾. Although appealing, the results for ^{208}Pb and ^{209}Bi are not too compelling because: (a) the inflexions were verified only for two cases, and (b) a small number of experimental points (three or four), taken at energy intervals of 10-20 MeV, delineate the inflexions.

In this letter we present results for the electrofission cross section of the preactinides Au and Ta; the data were taken at intervals of 5 MeV around the supposed inflexion region ($\sim 200\text{-}220\text{MeV}$). A simple visual inspection of the cross section curves, for both Au and Ta, reveals the presence of the above mentioned inflexions for ^{208}Pb and ^{209}Bi . We show for the first time that these (e, f) inflexions, around 210-220 MeV, are related to

the nuclear thermalization process at its stage of preequilibrium emissions.

Structures in the photofission cross section $\sigma_{\gamma,f}$ manifest themselves as inflexions in the corresponding electrofission cross section curve $\sigma_{e,f}(E_e) X E_e$ (E_e is the incident electron energy) because, by the virtual-photon theory ,

$$\sigma_{e,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^{E1}(\omega, E_e) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (1)$$

Where N^{E1} is the E1- virtual-photon spectrum, and ω is the real (or virtual) photon energy.

In the energy region above the Giant Dipole Resonance ($\omega \geq 50$ MeV) we can write $\sigma_{\gamma,f}$ as

$$\sigma_{\gamma,f}(\omega) = \sum_{A_c, Z_c} \sigma_{CN}(A_c, Z_c; E_x) \cdot P_f(A_c, Z_c; E_x), \quad (2)$$

where A_c and Z_c are the atomic masses and atomic number of the compound nuclei, respectively, E_x is the excitation energy, σ_{CN} is the cross section for compound nucleus formation, and P_f is the fission probability.

For a given ω , the magnitude of E_f will depend both on the number of particles emitted in the preequilibrium stage, and on the mean free path of the photopion (λ_π) inside the nucleus (which determines if the pion scapes or not from the nucleus); therefore, E_x is distributed between 0 and ω . In this regard, Guaraldo and collaborators³⁾ performed calculations based on the intranuclear cascade model and obtained E_x distributions in several heavy nuclei, for photon energies ω between 100 and 300 MeV. Results for the mean excitation energy $\langle E_x \rangle$ of ²⁰⁹Bi and ¹⁹⁷Au are shown in Fig. 1; A broad bump shows up at values of ω around 150-170 MeV. This bump is associated to λ_π as a function of the pion kinetic energy (see discussion in Refs. 1 and 2), it could manifest itself in the photofission cross section (Eqn. 2) because :

- (1) the fission probability of a preactinide nucleus is a smooth and steep function (nearly exponential) of E_x ; and
- (2) the compound nucleus cross section can be expressed as⁴⁾

$$\sigma_{CN}(E_x) = \frac{E_x}{\omega} \sigma_{\gamma,a}(\omega) \quad (3)$$

Where $\sigma_{\gamma,a}$ is the photoabsorption cross section. At energies below the peak of the delta resonance (~ 300 MeV) $\sigma_{\gamma,a}$ is a structureless function of ω . Thus, the shape of $\sigma_{CN} X E_x$ is mostly determined by the function $E_x X \omega$.

Therefore, the investigation of fine details in the shape of $\sigma_{\gamma,f} X \omega$ is a sensitive way to access the corresponding characteristics in $E_x X \omega$ which, in turn, depends on the thermalization process (as discussed below).

In view of the facts and reasonings cited above, we decided to perform a careful and detailed measurement of the electrofission cross section of Au and Ta. The difficulties associated to possible $(e, e' f)$ exclusive measurements of preactinide nuclei have been pointed out elsewhere⁵⁾; typical single-armed fission cross sections are $10^{-3} - 1 \mu\text{b}$. If coincidence is imposed, the $(e, e' f)$ cross sections become several orders of magnitude lower than that of (e, f) , which makes these experiments very time consuming.

§ 2. Experiment and Result

Targets of Au and Ta with high purity were irradiated with electron beams from the Tohoku University linear accelerator, with energies from 40 to 250 MeV in steps of 5 and 10 MeV. Mica foils were used as fission fragments detectors, and the electron beam was monitored by means of a ferrite core monitor. Details about the procedures and experimental set up were published elsewhere¹⁾.

In Figs. 1 and 2 are shown our electrofission results for Au

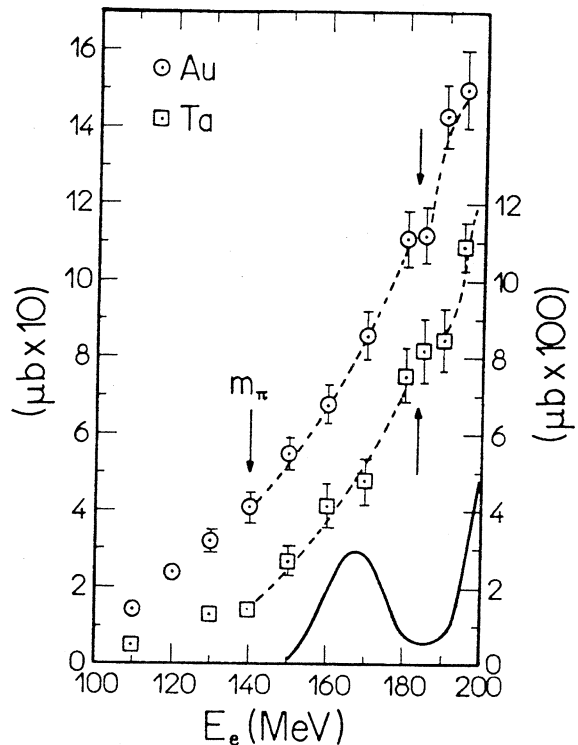


Fig. 1: Electrofission cross section of Au (\odot ; left-hand scale) and Ta (\square ; right-hand scale); the dashed curves are to guide the eyes. The solid curve is the unfolded photofission cross section of Au (in arbitrary unit).

and Ta. Since we are interested in the details of the (e, f) curves, we decided to present linear plots for two overlapping energy intervals : 110–195 MeV (Fig. 1) and 160–250 MeV (Fig. 2), where inflexions show up. First of all, we would like to stress the following points :

(1) the reproducibility of the (e, f) experimental points is better than 5 %, so that the inflexions and shoulders exhibited in Figs. 1 and 2 are not artifacts of the experimental fluctuations.

(2) the (e, f) curves of preactinides are steep functions of the energy, which makes the presence of inflexions and shoulders much more evident.

(3) the remarkable similarity between the Au and Ta (e, f) curves dramatically demonstrates the physical significance of the inflexions. We would say that the independently obtained Au and Ta curves are "twin curves" in a normalized scale, despite the fact that their absolute values differ by nearly order of magnitude.

§ 3. discussion

A visual inspection of Fig. 1 and 2 shows that the (e, f) curves of Au and Ta exhibit very similar inflexions at two energy regions : 180-185 MeV and 210-220 MeV which, as explained above, correspond to structures in the (γ, f) curves (see Eqn. 1). However, for the delineation of the magnitude of the (γ, f) cross section, we need to perform the unfolding of the (e, f) integrated cross section. We used a least structure unfolding

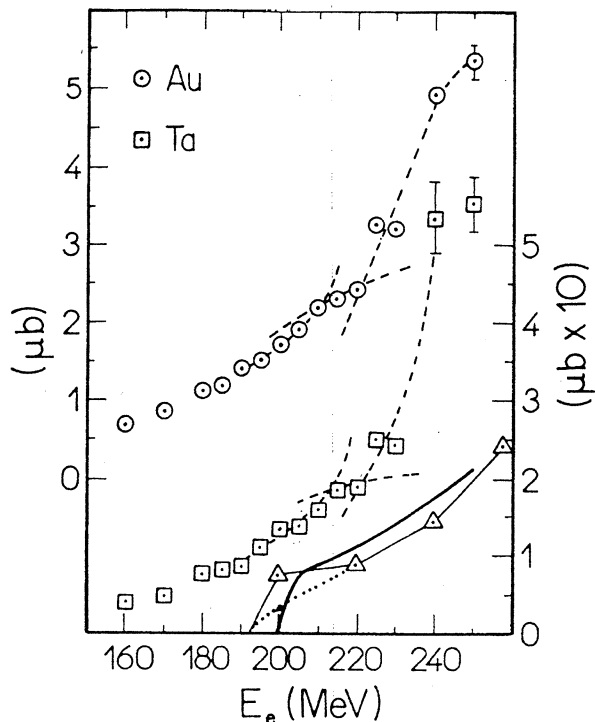


Fig. 2 : The same for Fig. 1 , plus the calculated photofission cross section of Au (\times — \times and the dotted curve, details in the text).

technique developed in our Laboratory ; the results for Au are shown in Figs. 1 and 2 (solid lines). Two structures (anticipated by the visual inspection of the electrofission data) show up : a pronounced one at ~ 170 MeV, and another (a shoulder) at ~ 205 MeV.

We know from Refs. 3 and 6 that the E_x -distributions for $\omega \geq 180$ MeV are broad, while for $\omega < 180$ MeV they are relatively more sharp. Thus, the function $E_x(\omega) X \omega$ is similar to $\langle E_x \rangle X \omega$ for $\omega < 180$ MeV. Therefore, since $\sigma_{\gamma,f}$ reflects shape details of $E_x(\omega) X \omega$ (see Fqs. 2 and 3), we conclude that the structure obtained for $\sigma_{\gamma,f}(\omega) X \omega$ around 170 MeV (Fig. 1) is originated by the structure of $\langle E_x \rangle X \omega$ at 160 MeV (Fig. 3), except that the latter is broader. But, considering the fact that we are comparing an experimental result with a modal dependent calculation, the qualitative agreement is

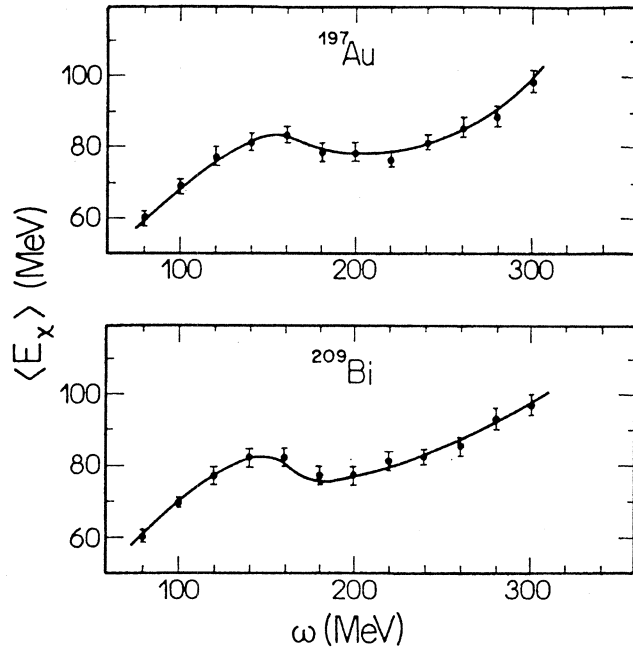


Fig. 3 : Average excitation energy $\langle E_x \rangle$ as a function of the incident photon energy ω , for ^{197}Au and ^{209}Bi target nuclei (quoted from Refs. 3 and 6)

good. This structure is physically explained in terms of the mean free path of the photoproduced pion (see e. g. Refs. 1 - 3).

On the other hand, the (γ, f) -shoulder at 205 MeV is not present in $\langle E_x \rangle X \omega$. As mentioned above, the E_x -distributions are broad for $\omega > 180$ MeV ; the mean values $\langle E_x \rangle$ shown in Fig. 3 exhibit large dispersions (40% - 60%). Thus, finer shape details of the

function $E_x(\omega) X\omega$ are smoothed out by the averaging process. We show below that the structure around 205 MeV in $\sigma_{\gamma,f}(\omega) X\omega$ is directly related to the splitting of the E_x -distribution for $\omega=200$ MeV (see Fig. 1 of Ref. 7).

For a given ω , the E_x -distribution could be expressed by the histograms calculated by Guaraldo *et al.*³⁾, which we represent by $[N(E_{xi}, \omega)] X E_x$, where $(E_{xi} - \Delta E_{xi} / 2) - (E_{xi} + \Delta E_{xi} / 2)$ is the width of the i -th histogram centered at E_x , and $N(E_{xi}, \omega)$ is its height ($\Delta E_x = 10$ MeV). We note that E_x ranges from 0 to ω , and that $N(E_x, \omega)$ is the probability of finding a compound nucleus with excitation energy equal to E_{xi} . Therefore, we can calculate the photofission cross section by (to compare with Eqn. 2)

$$\sigma_{\gamma,f}(\omega) = \sum_i N(E_{xi}, \omega) \sigma_{CN}(E_{xi}) P_f(E_{xi}); \quad (4)$$

by expressing σ_{CN} as given approximately in Eqn. 3, we get

$$\sigma_{\gamma,f}(\omega) = \frac{\sigma_{\gamma,\alpha}(\omega)}{\omega} \sum_i N(E_{xi}, \omega) \cdot E_{xi} \cdot P_f(E_{xi}); \quad (5)$$

Since P_f is a strong and smooth function of E_x , it is clear to note from Eqn. 5 that peculiarities of the distributions $N(E_x, \omega)$ are "amplified" by P_f , as we demonstrate below.

We performed calculations for $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ of Au at photon energies from 180 to 260 MeV, using the distributions $N(E_{xi}, \omega)$ calculated in Refs. 3 and 6, and $\sigma_{\gamma,\alpha}(\omega)$ values taken from Ref. 8. For $P_f(E_{xi})$ we used well-known relations, obtained from the assumption that the level density is described by the so-called Fermi gas expression⁹⁾. A more detailed description of our calculations for $\sigma_{\gamma,f}$ will appear elsewhere¹⁰⁾; the results are shown in Fig. 3. The qualitative reproduction of the (γ, f) -shoulder at ~ 205 MeV is striking. We claim that this (γ, f) -shoulder is a consequence of the splitting of $N(E_{xi}, \omega)$, for $\omega \lesssim 200$ MeV, into two well separate structures at $E_{xi} \approx 25$ and 105 MeV (see Fig. 1 of Ref. 7). To check such possibility, we repeated the calculation of $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ for $\omega = 200$ MeV using an E_x -distribution with a shape similar to that at $\omega = 220 - 240$ MeV, where the high- E_x structure is much lower than the low- E_x one. Now, the new $\sigma_{\gamma,f}$ is lowered by a factor of two eliminating, therefore, the shoulder (see in Fig. 2 the dotted curve).

Recently, Lucherini and collaborators¹¹⁾ measured in Frascati the (γ, f) cross section

of Au with quasimonochromatic photons, in the energy range of 120–300MeV. Because of the quasimonochromatic nature of the photons, a photofission yield curve (integrated over the photon spectra) is obtained ; after the unfolding of this yield curve the (γ, f) cross sections delineated. It is very interesting to note that the photofission yield of Au (see Fig. 1 of Ref. 11) clearly exhibits inflexions around 180 and 230MeV, which compare favourably with our (e, f) inflexions at 180–185 and 210–220 MeV. Therefore, the (γ, f) structures reported in this letter were previously detected in the Au (γ, f) experiment of Frascati¹¹⁾, but they were not recognized.

Finally, the physical explanation for the occurrence of a splitting in the E_x -distributions, around $\omega=200$ MeV, demands further studies (under way at our Laboratory).

We would like to thank Dr. V. Lucherini and Dr. E. De Sanctis, for providing us with their complete set of results for E_x -distributions, and we wish to thank the linac crew for providing the specified electron beam. This work was partially supported by Conselho Nacional de Desenvolvimento Cientificoe Tecnologico (Brazil) and Japan Society for the Promotion of Science.

References

- 1) J. D. T. Arruda-Neto *et al.* : Phys. Rev. **C34** (1986) 935.
- 2) J. D. T. Arruda-Neto *et al.* : Phys. Rev. **C41** (1990) 354.
- 3) C. Guaraldo *et al.* : Frascati Report No. LNF–88/58 (P), 1988.
- 4) K. Kikuchi and M. Kawai : *Nuclear Matter and Nuclear Reactions* (North-Holland, Amsterdam, 1968) p. 244.
- 5) J. D. T. Arruda-Neto *et al.* : *J. Phys. G : Nucl. Part. Ohys.* **15** (1989) L215.
- 6) V. Lucherini, private communication.
- 7) A, S. Illinov *et al.* : Phys. Rev. **C39** (1989) 1420.
- 8) A. Lepretre *et al.* : Nucl. Phys. **A431** (1984) 573.
- 9) R. Vandenbosh and J. R. Huizenga : *Nuclear Fission* (Academic, New York, 1973) p. 232.
- 10) J. D. T. Arruda-Neto *et al.* : Nucl. Phys. **A** (to be submitted).
- 11) V. Lucherini *et al.* : Phys. Rev. **C39** (1989) 911.

Ⅱ. 物 性 物 理

PbSe の TOF 中性子回折

工学部材料物性

* 核理研

野田泰稔・新村信雄*

概 要

化合物半導体 PbSe 単結晶について TOF 中性子回折を行い、 $h00$ および $hh0$ (h : 偶数) 反射の積分反射強度を測定した。これら各回折線に対するローレンツ因子および中性子線の波長分布を補正し、結晶構造因子を考慮すると、消衰効果因子に顕著な波長依存性が見出され、試料単結晶が高完全度を有することが示唆された。

1. はじめに

化合物半導体 PbSe は $3\sim 5\ \mu\text{m}$ の大気の窓領域における発光・受光素子用材料として、また金属フッ化物ファイバーによる超長距離光通信用光源用材料として期待される PbS 系化合物半導体である。これらの応用のためには、高品質・大型単結晶の作成とその評価が重要である。

単結晶の完全性の直接的評価法のうち、X 線および電子線回折法では結晶の成形を必要とし、局所的な評価法である。

一方、X 線および中性子回折において、消衰効果は回折結晶学における運動学的理論による回折強度に影響をおよぼし、その大きさは単結晶の完全度と関連していることが動力学理論から導かれている^{1, 2)}。この消衰効果を見積ることによって結晶の完全性を評価することができる可能性があり、なかでも中性子回折は試料による吸収をほとんど考慮する必要がないことから大型結晶をそのままの状態を試料として用いることができる利点がある。この消衰効果の解析では特定の強い回折線について、強度の波長依存性を測定する必要があり、TOF 中性子回折は特に適した方法であるが、これまで CuCl に対する研究³⁾ が報告されているにとどまっており、完全性評価への応用に対する試みはない。

これらの点を考慮して、本研究では、PbSe 単結晶の TOF 中性子回折により、積分反射強度を測定し、その波長依存性から消衰効果因子の寄与を算出し、大型単結晶の完全性を非破壊的に評価することを目的とする。

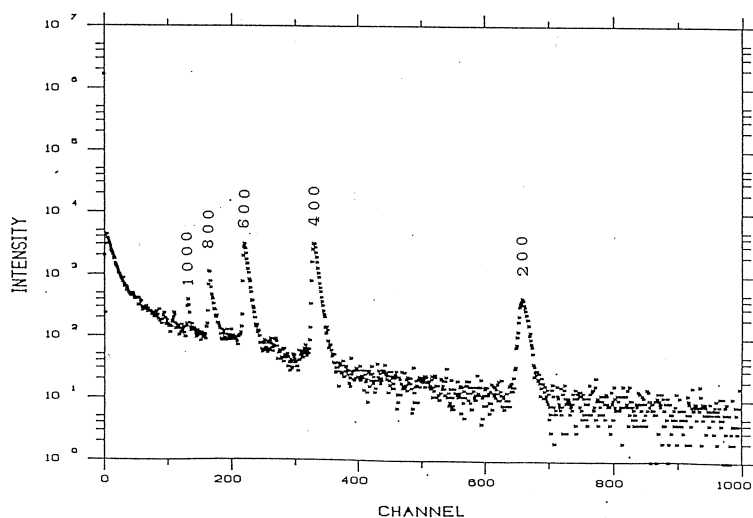
2. 実 験

PbSeは成分元素PbとSe(ともに公称純度99.9999%)との直接反応により合成し、これを原料として気相成長法によって単結晶を作成した。中性子回折実験用試料はas-grown単結晶から{100}面を劈開し平行6面体とした。回折装置は核理研TOF単結晶中性子回折装置を用いた。PbSeの結晶学的データおよびTOF中性子回折の測定条件を第1表に示す。

第1表 PbSe結晶学的データおよび測定条件。

結晶系(空間群)	立方晶(Fm 3 m)
格子定数 a	6.1284 Å
V	230.16 Å ³
Z	4
独立原子座標 Pb	0, 0, 0
Se	1/2, 1/2, 1/2
試料寸法	6.4×6.4×6.1mm ³
スリット 発散側	20×20mm ²
受光側	25×50mm ²
検出器	³ He 気体比例計数管
飛行距離	5823mm
時間分解幅	8 μsec
時間分解チャンネル数	1024
測定角度範囲(2θ)	30~120°
反射指数(h 0 0) max	14, 0, 0
(h h 0) max	10, 10, 0
測定温度	300K
測定時間	2~8時間/1測定
標準試料	バナジウム多結晶(10mmφ)
モニター	グラファイト
(検出器)	(BF ₃ 気体比例計数管)

反射強度の測定は、室温において、単結晶の[001]軸を回転軸として、h00反射およびhh0反射(ともに、hは偶数)のそれぞれについて、2θ(θ:ブラッグ角)が30から120°の範囲で10°ごとにおこなった。また、中性子の波長分布を求めるため、バナジウム多結晶を試料とし、その中性子非弾性散乱強度の波長依存性*i*(λ)を測定した。これらの測定強度は、同時に測定したグラファイトモニターからの中性子の散乱強度をもとに補正を行った。



第1図. PbSeのh00反射TOF中性子回折 スペクトル ($2\theta = 70^\circ$)。

3. 結果および議論

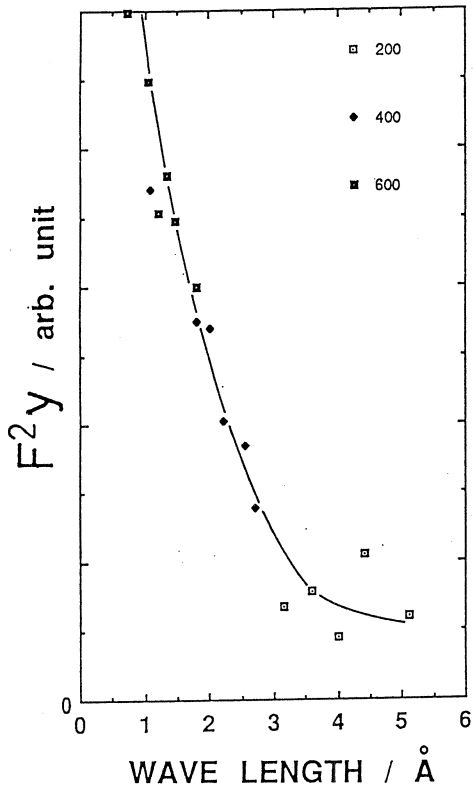
第1図は $2\theta = 70^\circ$ において測定したh00反射スペクトルを時間チャンネルと回折強度との関係で示す。回折ピークの積分強度 I_{obs} は次式で表される⁴⁾。

$$I_{\text{obs}} = i(\lambda) |F|^2 LAy \quad (1)$$

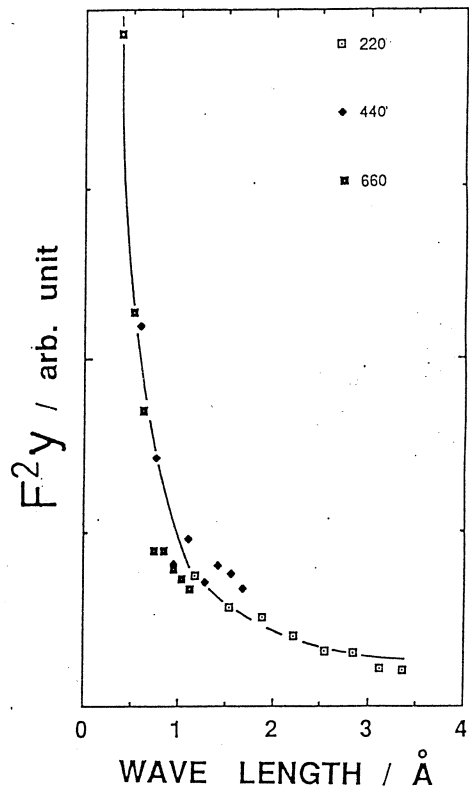
ここで、 F は結晶構造因子である。ローレンツ因子 L は単結晶 TOF 中性子回折では $\lambda^4 / \sin^2 \theta$ ($= \lambda^2 / 4d^2$, d は面間隔) で与えられる。 y は消衰効果因子である。 A は吸収係数であり、中性子回折ではほぼ1で近似できる。(1)式より $|F|^2 y$ と波長 λ との関係が求められ、その結果をh00およびhh0反射に対して図2および3に示す。これらの図においては測定した各反射について一致した傾向があり、中性子波長の増大に伴い $|F|^2 y$ の値が低下している。 F は本実験で測定したすべての反射において、PbとSeの散乱断面積の和 ($b_{\text{pb}} + b_{\text{se}}$) で表される。ここでは散乱断面積は波長に依存せず一定であることから、 $|F|^2 y$ 変化は y の波長依存性によることが明らかとなった。

y は、理論的には試料結晶が微小完全結晶のモザイクから成るものとして導かれた Becker and Coppens の式²⁾ として知られており、実験的には新村ら³⁾ によりその証明がなされている。

本研究では、現在 y をモザイクの大きさとモザイク間の方位差との関係で解析して、結晶の完全度の定量的評価に努めている。また、このような消衰効果による結晶完全性の定量的評価



第2図. $h00$ 反射における $|F|^2 y$ の波長依存性。



第3図. $hh0$ 反射における $|F|^2 y$ の波長依存性。

が任意の形状をもつ大型単結晶試料に対して可能となるよう、回折装置および解析プログラムの整備を進めている。

4. まとめ

気相成長法によって作成した PbSe 単結晶について TOF 中性子回折をおこなった。積分反射強度の測定より消衰効果因子を見積った結果、著しい波長依存性をもつことがしられた。この結果は結晶の完全度が高いことを示唆する。この結果をもとに完全度の定量化を進めている。

参 考 文 献

- 1) W. H. Zachariasen : Acta Cryst. **23** (1967) 558.
- 2) P. J. Becker and P. Coppens : Acta Cryst. **A 30** (1974) 129, 148.
- 3) N. Niimura, S. Tomiyoshi, J. Takahashi, and J. Harada : J. Appl. Cryst. **11** (1979) 137.
- 4) 新村信雄 : 中性子回折, 実験化学講座10「回折」, 日本化学会, 1992, p. 481.

金属合金 CuPd の短距離秩序による フェルミ面のイメージング

仙台電波高専

野田泰久, 佐瀬瞳子

§ 1. はじめに

フェルミ面は諸物性を調べる上で重要な物理量であり, 多くの金属及び規則合金についてはドハース・ファン・アルフェン効果やサイクロトロン共鳴などを用い, 不規則合金については主として陽電子対消滅法などを用いて調べられてきた。また, X 線, 電子線および中性子線回折法を用いて原子対相関に起因する散漫散乱強度を測定すればフェルミ面がイメージングできるという考え方(フェルミ面反映効果)が提唱され, 今まで貴金属を含む金属合金に於いて測定がなされている¹⁾。この考え方は, 格子振動に於けるコーン効果と本質的には同じであり, 誘電定数 $\epsilon(\mathbf{k}, 0)$ の $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_F + \mathbf{G}$ (\mathbf{k}_F : フェルミ波数ベクトル, \mathbf{G} : 逆格子ベクトル) での特異性が散漫散乱に反映されるというものである。CuAu や CuPd 等の二元合金では, 電子線回折や X 線回折法により, フェルミ面を反映した散漫散乱が観測されている。CuAl 合金では, 中性子散乱による測定もなされ, 格子振動のコーン異常は明らかには観測されなかったが, 散漫散乱は観測されている²⁾。

原子対相関に起因する散漫散乱は Γ 点の周辺, または Γ 点と Γ 点の中間にぼけた散乱として現われる。前者は析出による散漫散乱, 後者は短距離秩序 (Short-Range Order, 以下 SRO と略す) による散漫散乱と呼ばれる。この相関を記述するパラメータとして Warren-Cowley の短距離規則度 α_{ij} を用いると³⁾, 二元合金に於いて,

$$\alpha_{ij} = 1 - P_{ij}^{AB} / x_B \quad (1)$$

ここで, P_{ij}^{AB} は i 格子点位置に A 原子が存在するとき j 格子点位置に B 原子が来る確率を示し, x_B は B 原子の濃度を示す。線形近似の範囲内では, この α_{ij} と原子対相互作用エネルギー V_{ip} とは

$$\alpha_{ij} = -2 (1 - x_B) x_B \beta \sum_p V_{ip} \alpha_{pj} \quad (2)$$

の関係で結び付けられている。ここで, $\beta = 1/k_B T$ である。また, V_{ip} は

$$V_{ip} = \frac{1}{2} (V_{ip}^{AA} + V_{ip}^{BB} - 2 V_{ip}^{AB}) \quad (3)$$

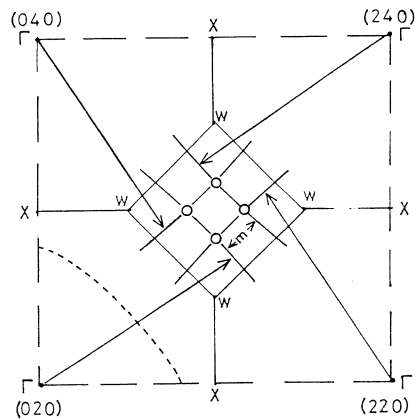
で与えられる。 V_{ij}^A は i 位置に A 原子, j 位置に B 原子が存在しているときの相互作用エネルギーである。(2)式を逆格子空間に於ける表現に改めるために, α_{ij} , V_{ij}^A のフーリエ変換 $\alpha(\mathbf{k})$, $V(\mathbf{k})$ を導入すると,

$$\alpha(\mathbf{k}) = C / \{ 1 + 2(1 - x_B) x_B \beta V(\mathbf{k}) \} \quad (4)$$

となる。ここで, C は規格化因子である。

合金固溶体での原子対相互作用には伝導電子の寄与による比較的長距離にわたる相互作用が重要であるが, V_{ij}^A は, 伝導電子による遮蔽効果のため, 単純なクーロン型ではない。球状フェルミ面を持ち, 原子間距離の大きい場合は, V_{ij}^A の距離依存性はよく知られたフリーデルの振動の形で与えられる。しかし, フェルミ面に平坦部があればそれに垂直な方向では, 原子間距離の -1 乗の形で変化するので, $V(\mathbf{k})$ を求めると $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_F + \mathbf{G}$ の位置で対数特異点が現れる。X 線, 電子線, および中性子線回折に於ける散漫散乱強度 $I(\mathbf{k})$ は $\alpha(\mathbf{k})$ に比例するので, 結局, 原子対相互作用に伝導電子の寄与があり, かつフェルミ面に平坦部があれば, (4)式を通じて $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_F + \mathbf{G}$ の位置で SRO 散漫散乱強度の極大が観測される。

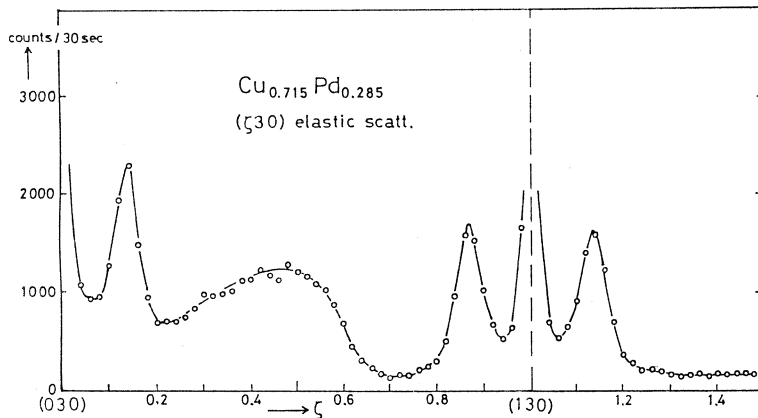
不規則状態で面心立方 (fcc) 構造を組む合金の CuPd では, $\langle 110 \rangle$ 方向に十分に広い平坦部が予想されており, フェルミ面反映効果が期待できる。Gyorffy 等のフェルミ面の予想⁴⁾を基にして期待される散漫散乱の形状を第1図に示す。逆格子点 (020) を中心としたフェルミ面に対応して $2\mathbf{k}_F$ の位置に極大の部分が出来るが, (040) , (220) , (240) の各逆格子点を中心とする極大の部分もあるため, 逆格子点 (130) 付近ではそれらが重なって4つの極大に分離する。同様に, 例えば (120) 逆格子点付近では, (131) , $(13\bar{1})$, (111) 及び $(1\bar{1}1)$ の各々の逆格子点を中心とする極大の重なりにより, (001) 面には2つの極大が現われることになる。そこで, 散漫散乱と格子振動のコーン効果を調べることを目的とし, その第1段階として, 中性子散乱による $\text{Cu}_{0.715}\text{Pd}_{0.285}$ の SRO 散漫散乱の測定を行った。



第1図 期待される散漫散乱の形状。点線は 001 面でのフェルミ面の切り口⁴⁾を表す。m は分離間隔である。

§ 2. 実験と結果

$\text{Cu}_{1-c}\text{Pd}_c$ の組成は、低温まで規則状態が現れない組成を選び、 $c = 0.285$ とした。直径12mm、長さ4cmの大きな単結晶をブリヂマン法により作成し、約1000°Cで2日間アニールした。中性子散乱実験は、東海村日本原子力研究所の改3号炉に設置されている東北大理学部の三軸型中性子分光器を用い、その後、東北大学理学部原子核理学研究施設の電子LINACによるパルス中性子源を用いた飛行時間(TOF)法のPSD(position sensitive detector)中性子分光器を用いて行った。



第2図 三軸型分光器による $(\zeta 30)$ スキャンの中性子強度。

まず、三軸型分光器に於いて、入射中性子のエネルギーを30.5meVとし、コリメーションは $40' - 30' - 30' - 30'$ の条件で、室温に於ける 001 面の (130) 逆格子点周辺の弾性散乱の測定を行った。[$\zeta 30$]方向に沿った弾性散乱の結果を第2図に示す。図中の $\zeta = 0.5$ 付近の広がったピークは、サンプルホルダーに用いたAlの (311) Bragg散乱であり、 (030) 及び (130) 逆格子点におけるやや鋭いピークは、各々 $\lambda/2$ (λ :波長)の中性子線による (060) 、 (260) Bragg点の散乱ピークである。この $\lambda/2$ によるピークは三軸型分光器による欠点の一つであり、TOF法では全く現れないものである。 $(1+\zeta, 3+\xi, 0)$ 点の測定を、 ζ を -0.30 から 0.02 ずつ変えて 0.30 まで行い、 ξ は -0.20 から 0.02 ずつ 0.18 までとなるように測定し、 (130) 点周辺の中性子散乱強度の分布を求めた。等高線で表わしたものを第3図に示す。前述したAlのサンプルホルダーのBragg散乱と $\lambda/2$ による散乱が現れていることを除くと、非常にS/N比が良く、 (130) 逆格子点周辺の散漫散乱の4つの極大が、きれいに観測されている。

上述した、AlのBragg散乱を除くためにサンプルホルダーをはずし、さらに $\lambda/2$ によ

る散乱を除き、かつ逆格子面状の広い範囲の散漫散乱を測定する為に、TOF法によるPSD分光器を用いた測定を行った。PSD分光器では、一回で64方向（散乱角）の測定が出来るが、その角度の番号を P ($= 1 \sim 64$) として散乱角を $2\theta_p$ (度単位) とすると、今回の測定では、

$$\theta_p = 47.19 - 0.5263 \cdot P \quad (5)$$

であった。また、飛行時間 t_i (μ sec 単位) は、チャンネル番号を i ($= 1 \sim 512$) として、

$$t_i = 50 + 16 \cdot i \quad (6)$$

と表わされた。これらを用いて、弾性散乱の場合の対応する逆格子位置 (ζ_x , ζ_y) は次のようになる。

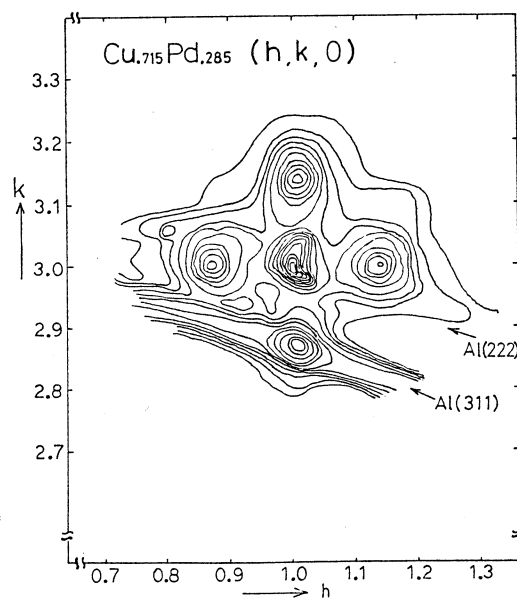
$$\begin{aligned} \zeta &= 9295 \frac{\sin \theta_p}{t_i} \\ \zeta_x &= \zeta \cos(\theta_p - \theta_c) \\ \zeta_y &= \zeta \sin(\theta_p - \theta_c) \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、定数の 9295 はパルス中性子源の位置

から（試料経由で）検出器までの距離などによって決まる係数であり、(5)~(7)式の各定数は最終的には7つのBragg散乱のピーク位置 (p, i) から最小自乗法により求めた値である。 θ_c は試料結晶の $\langle 010 \rangle$ 方向と中性子の入射方向とのなす角度から決まる結晶の角度である。また、TOF法で求まる強度（カウント数, $I(t_i)$ ）は各チャンネルつまり時間 t_i に対するものであるから次の式により逆格子空間上の強度 $I(\zeta)$ に変換した。

$$I(\zeta) = I(t_i) \cdot t_i^2 / (9295 \cdot \sin \theta_p) \quad (8)$$

測定されたスペクトルを第4図に示し、上述した(5)~(8)式により変換した結果を等高線で表わしたものが第5図である。最大の強度 $I(\zeta)$ は (420) Bragg点における約10000であり、バックグラウンドにおける最低値は約2であった。第5図における最低強度の等高線は $I(\zeta) = 25$ の線であり、これによると (310) 点付近に、散漫散乱の極大らしきものが現れているが S/N 比は非常に悪い。また、バックグラウンドの差し引きを行っていない為、(420) Bragg散乱やバックグラウンドにおいて、(000) 点に近い領域に強度の大きい部分



第3図 (130) 逆格子点周辺の散漫散乱強度分布。図中の Al(311), Al(222) はサンプルホルダーの Al 多結晶による Bragg 散乱の位置を示している。(130) 点のピークは $\lambda/2$ による試料 CuPd の (260) Bragg 散乱である。

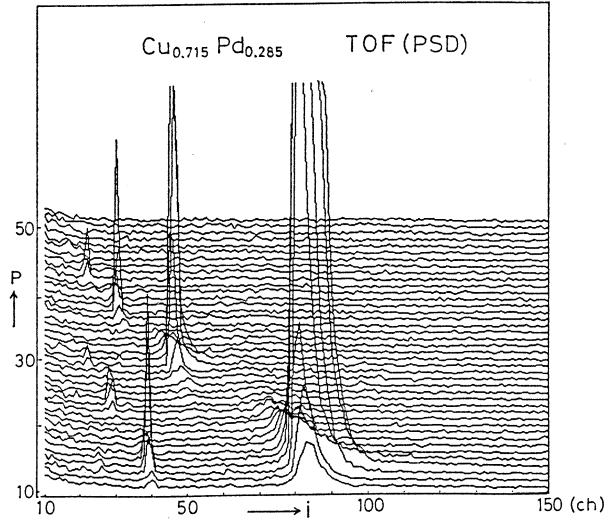
が現れている。

§ 3. 考 察

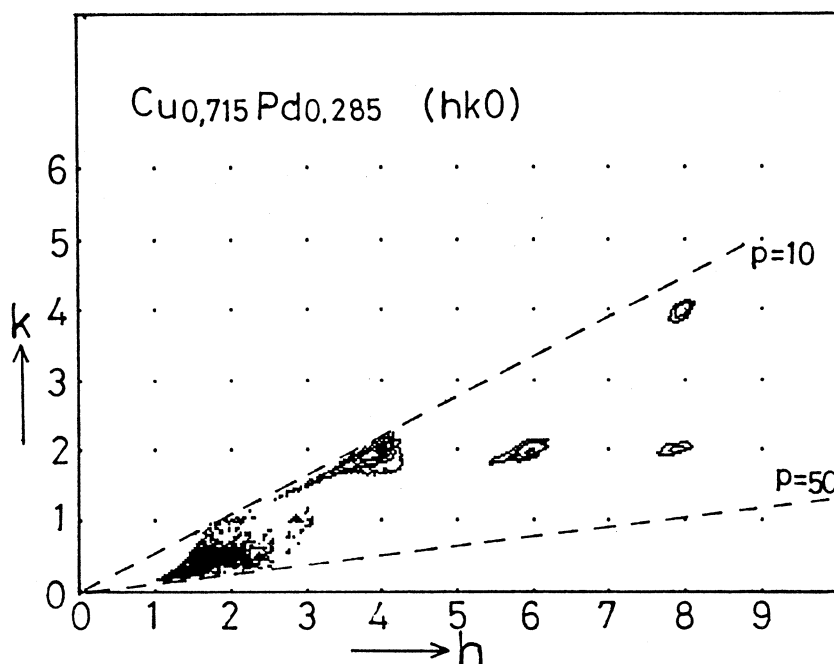
三軸型中性子分光器を用いた $\text{Cu}_{0.715}\text{Pd}_{0.285}$ 合金の散漫散乱の測定において、第3図に示すように (130) 逆格子点周辺の4つの極大がきれいに観測された。 (200) Bragg 散乱の形より試料のモザイク角 (0.765°) を考慮にいれた分解能関数を求め、 $\lambda/2$ による (260) Bragg 散乱の形を計算すると、第3図の (130) 点のピークの形は完全に計算値と一致し、 (130) 点のピークが明らかに $\lambda/2$ によるものだけであることが示された。そこで、その両端の散漫散乱のピークについて分解能を考慮した計算を行い、

散漫散乱の形が Lorentz 分布によく合い、その $\langle 100 \rangle$ 方向についての係数は $0.004 \times 2\pi/a$ (a は格子定数) であることが解った。これを実空間に変換すると、この短距離秩序の原子対相関は約 900 \AA 程度までおよんでいることを示している。また、強度極大の位置より第1図に示す分裂間隔 m は 0.093 であり、 CuPd 合金系の電子線回折による測定結果と非常によく合っており、かつ Gyorfyy 等の予想とも一致している。

この散漫散乱のブリュアンゾーン全域での測定値が求まれば、フーリエ変換により原子対相互作用 V_{ij} を求めることができ、格子振動の分散曲線の予想などができる。しかし、TOF 法 PSD 中性子分光器による測定では、第4図からも解るように約48時間の測定でも十分な散乱強度は得られなかった。等高線で表わした第5図では (310) 逆格子点近傍にそれらしい強度の強い部分はあるようだが、必ずしも $m = 0.093$ に対応しているとは言えず、かつ4つの極大にはなっていない。これはバックグラウンドの差し引きを行っていないことと、中性子線強度が弱く測定時間が不足しているためと考えられる。試料の周りを Ar ガス等で満たして空気による散乱を減らし、十分に時間をかけた測定を行い、バックグラウンドの差し引きをより正



第4図 TOF 法 PSD 分光器による TOF スペクトル。i はチャンネル番号、P は散乱角の番号を示す。各 P における中性子強度は原点をずらして P と同じ縦軸に取った。



第5図 逆格子空間上に変換した散乱強度分布。図中の破線で表わした2つの直線は、この直線で挟まれた角度範囲の領域のみ測定値があることを示す。

確に行うことが望まれる。ブリューアンゾーン全域の測定を行い、さらに分解能を非常に良くした格子振動の測定を行うことによって、フェルミ面反映効果による散漫散乱の形状やコーン異常の詳細、および原子相関の知識が得られることを期待する。

最後に、核理研に於ける PSD 分光器による測定では、全てに於いて新村信雄先生にご指導をいただいた。ここで、心から感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 大嶋建一, 渡辺伝次郎: 固体物理 **13** (1978) 265.
- 2) Henry Chou, S. M. Shapiro, S. C. Moss and Mark Mostoller: Phys. Rev. B **42** (1990) 500.
- 3) J. M. Cowley: J. Appl. Letters **2** (1959) 393.
- 4) B. L. Gyorffy and G. M. Stocks: Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 374.

酸化物 LaSrMO_4 ($M=\text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$) の 結晶構造と磁気構造

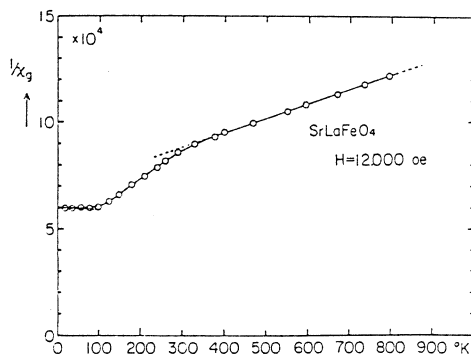
仙台電波高専

小野寺重文

§ 1. 序 論

結晶構造が K_2NiF_4 型の物質は、その特異な結晶構造により二次元伝導体や二次元磁性体として低次元の物性研究の恰好な対象になっている。更に、近年 La_2CuO_4 型の酸化物の中に高温超伝導を示すもの ($\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $0.04 < x < 0.15$) が発見され、この種の結晶構造と類似した構造を持つ物質の合成方法や物性の研究が盛んに行われている。 La_2MO_4 ($M=\text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$) 酸化物と LaSrMO_4 ($M=\text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$) 酸化物の中では、化学式上からは M 原子の価数が前者の中では2価、後者では3価となることが予想される。この価数変化による物性の変化を調べることは、これらの酸化物の電子状態を理解するのに有益であろう。我々は、一連の LaSrMO_4 ($M=\text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$) 酸化物の磁気構造、結晶構造や M 原子の価数状態を調べようとしている。この報告書は、 LaSrCoO_4 の磁気構造及び結晶構造を調べるための実験の途中経過を記述したものである。

第1図に Aso 等¹⁾ によって報告された LaSrFeO_4 の磁化率の温度変化を示す。第2図と第3図に LaSrCoO_4 の磁化率の温度変化^{2) 3)} を示す。第1図と第2図に示された磁化率の温度変化が、キュリー・ワイス則からずれる温度が二カ所ある点で類似している。 LaSrFeO_4 では、330K 以下の温度で長距離の磁氣的秩序を形成する事が中性子散乱実験⁴⁾ から確認されている。第



第1図 LaSrFeO_4 の磁化率の逆数の温度変化。
(K. Aso 等の測定による。文献1)

1図と第2図に示されたような磁化率の温度変化の類似性に着目すると、 LaSrCoO_4 でも低温で長距離の磁氣的秩序が形成されていることが期待される。しかし、G. Demazeau 等³⁾ は、中性子散乱実験の結果より4.2Kの温度まで長距離の磁氣的秩序は観測されなかったことを報告している。第3図に示した磁化率の温度変化は、そのときの試料のものであり、第1図や第

2図に示された磁化率とは温度変化の様子は異なっている。我々は、低温で LaSrFeO_4 の中性子散乱実験を核理研にて行い、Soubeyroux 等⁴⁾の実験結果を確認している⁵⁾。

ここでは、 LaSrCoO_4 の粉末中性子回折実験結果を報告する。

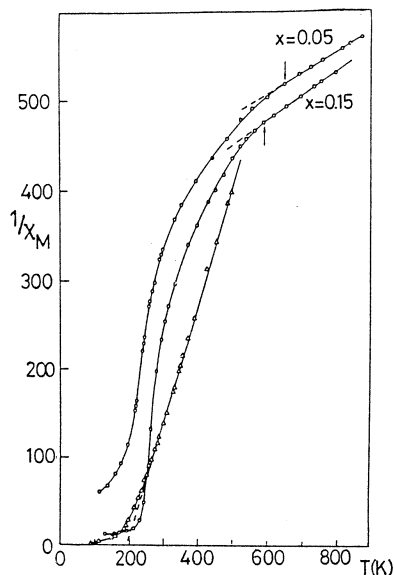
§ 2. 試料作製

La_2O_3 と SrCO_2 及び CoO の所定量を混合して、白金ルツボを使い、空气中1200℃で24時間焼結・混合を3回繰り返し、更に1320℃で6時間焼結・混合を2回繰り返し行った。焼結後、電気炉より取り出し、空气中で急冷した。

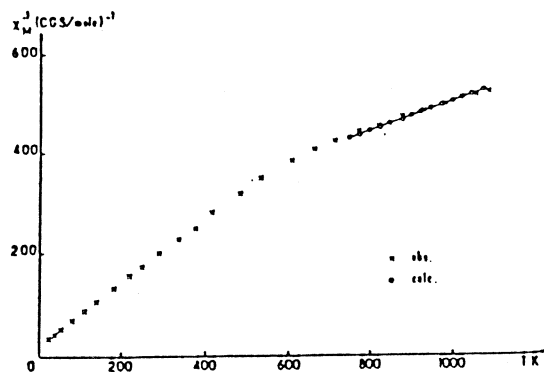
§ 3. 実験結果・考察

第4図に LaSrCoO_4 の実験結果を前回報告した LaSrFeO_4 の結果と対比させて示した。これらの TOF スペクトルは、散乱角60度に設定されたカウンターバンクで測定された。測定は、室温と20Kで行い、磁気ブラッグ散乱の有無を確認した。 K_2NiF_4 型の結晶構造を仮定して、既に報告されているそれぞれの酸化物の格子定数を用いて、核ブラッグ散乱強度を結晶構造因子と多重度から散乱強度を見積もった。その結果を第1表に示す。

LaSrFeO_4 では、核ブラッグ散乱だけでは説明できない回折線があり、これが



第2図 LaSrCoO_{4-x} ($x=0.05, 0.15$) の磁化率の逆数の温度変化 (丸印)。
 LaSrCoO_4 の磁化率の逆数の温度変化 (角印)。
(P. Ganguly 等の測定による。文献2)

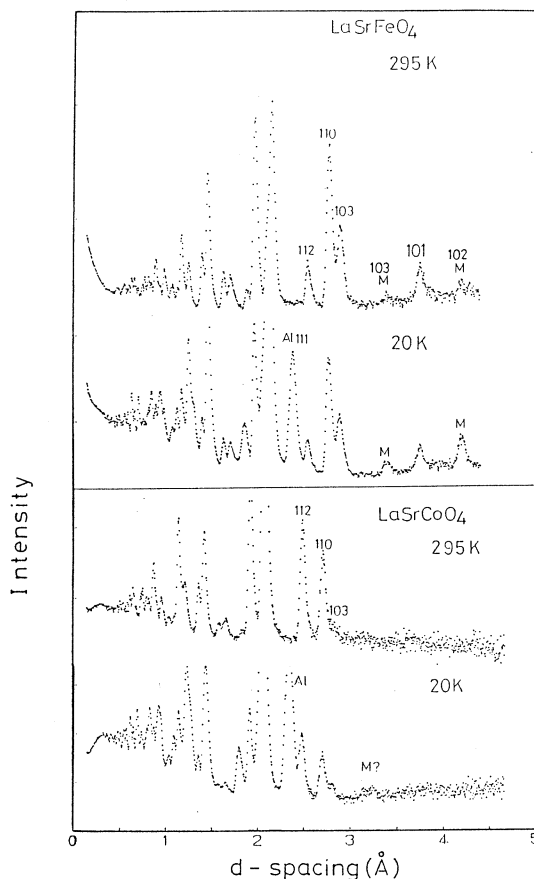


第3図 LaSrCoO_4 の磁化率の逆数の温度変化。
(G. Demazeau 等の測定による。文献3)

磁気ブラッグ散乱であることを前回⁵⁾報告した。LaSrCoO₄のTOFスペクトルはLaSrFeO₄のそれと類似している。しかし、たとえば、(1, 0, 1)の回折線がLaSrFeO₄のそれとは対照的に観測されていない。この原因は、第1表からわかるように結晶構造因子によってLaSrFeO₄の散乱強度の1/20程度に弱くなると予想され、この実験精度内では明瞭な(1, 0, 1)回折線の観測は、不可能であると理解される。LaSrCoO₄の20KでのTOFスペクトルには、室温のそれと比較して、面間隔3.2Å付近に明瞭な回折線が現れる。この原因として、次の二つの事が可能性として考えられる。第1の可能性としては、この面間隔付近には(0, 0, 4)回折線の観測が予想され、この核ブラッグ散乱強度がデバイー・ワラー

の温度因子により低温で強くなった事が考えられる。第2には、磁気ブラッグ散乱による回折線の可能性である。LaSrFeO₄の(1, 0, 3)磁気ブラッグ散乱が観測される面間隔に近い位置に、低温になると回折線が明瞭に観測されている。

第1の可能性については、低いミラー指数の回折線強度にデバイー・ワラーの温度因子がこれほど影響を及ぼすとは予想しにくい。むしろ、低温で明瞭になった回折線は磁氣的長距離秩序出現による磁気散乱の可能性が残されている。しかし、LaSrFeO₄での結果から、(1, 0, 3)回折線より強度が強いと予想される(1, 0, 2)回折線強度が観測にかからない理由は、現在のところ明らかではない。LaSrCoO₄の磁気構造はLaSrFeO₄のそれと異なっている可能性も否定できない。



第4図 LaSrFeO₄とLaSrCoO₄の室温及び20Kにおける粉末中性子回折実験によるTOFスペクトル。散乱角約60度に設置されたカウンターバンクで収集され、入射中性子スペクトルで補正されている。

第1表 K_2NiF_4 型の結晶構造に基づいて、Rietveld解析用プログラム RIETAN を使って計算した主な核ブラッグ反射の中性子散乱強度。各強度は、最大強度が100となるように規格化されている。

h,k,l	LaSrFeO ₄		LaSrCoO ₄	
	d-spacing	Intensity	d-spacing	Intensity
0,0,2	6.36	51.2	6.25	10.3
1,0,1	3.70	11.4	3.64	0.5
0,0,4	3.18	0.0	3.13	3.3
1,0,3	2.86	28.0	2.81	3.6
1,1,0	2.74	52.2	2.69	34.3
1,1,2	2.52	16.5	2.47	44.4
1,0,5	2.13	48.1	2.09	18.1
0,0,6	2.12	53.9	2.08	34.3
1,1,4	2.08	62.9	2.04	100.0
2,0,0	1.94	100.0	1.90	68.0

§ 4. ま と め

LaSrCoO₄ の20KでのTOF粉末回折スペクトルに、室温のスペクトルにはない新たな回折線が観測された。この回折線は磁気散乱によるものと推定されたにとどまり、現段階ではそれを確認することができなかった。

磁気散乱であることを確認するためには、より精度の良い実験データが必要である。中性子束強度の向上は考えられないので、試料を粉末状からペレット状に替えるなどして、より精度よいデータ収集を計画している。

課題番号2056に予定していた実験は試料が単相の試料が準備できなかったため、それに予定していたマシンタイムを課題番号1935の未消化実験に使用した。この報告は、課題番号1935についての報告書でもある。

参 考 文 献

- 1) K. Aso and S. Miyahara : J. Phys. Soc. Jpn. **21** (1966) 1833.
- 2) P. Gamguly and Sheela Ramasesha : Mag. Lett. **1** (1980) 131.
- 3) G. Demazeau, Ph. Courbin, G. Le Flem, M. Pouchard, J. L. Soubeyroux, I. G. Main and G. A. Robins : Nouveau Journal de Chemie **3** (1979) 171.
- 4) J. L. Soubeyroux, P. Courbin, L. Fournes, D. Frtchart and G. Le Flem : J. Solid St. Chem. **31** (1980) 313.
- 5) 小野寺重文, 梶谷剛 : 核理研研究報告 **22** (1989) 29.

Ⅲ. 放 射 化 学

水溶性金属ポルフィリン錯体イオン会合系における 反跳現象の研究 (続)

(Zn-Cd の組合せを中心として)

筑波大化学系

荘司 準

§ 1. 序

金属錯体系固相における核反応に伴う生成核種の錯体生成は、一般にいくつかのプロセスの寄与の結果と言えるが、個々の素過程の状況を実験的に把握できる系は甚だ少ない。金属錯体の二成分混晶で、微視的均一性の保証されたものが使えれば、この点はかなり打開できるのであるが、この均一性をそなえた混晶試料を調製するのは容易ではない。そこで筆者達は、それにかわるものとして、 $ML \cdot M' L'$ 型の水溶性金属錯体イオン会合体を合成し研究を続けてきた。今回はM, M' に当る中心金属として、化学的特性が比較的類似していかつ質量差のあるZn-Cdの組合せをとりあげてみた。今回用いた錯体イオンの化学構造をFig. 1に示す。

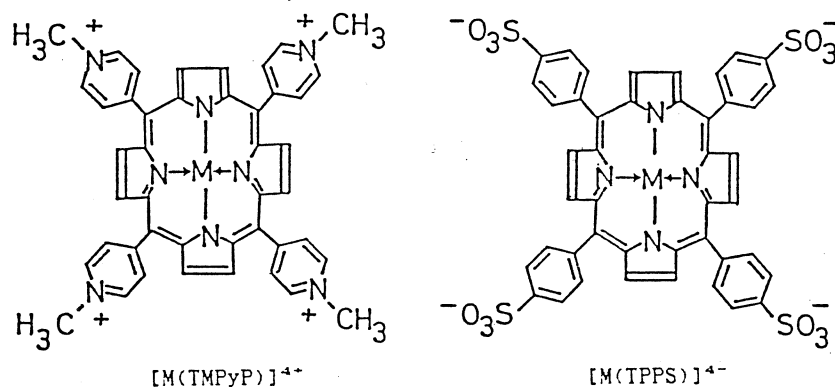


Fig. 1 Chemical structure of metalloporphyrin ions used.
 TMPyP = $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ -tetrakis(4-N-methylpyridyl)porphine,
 TPPS = tetra(p-sulfophenyl)porphine.

§ 2. 実 験

2.1 試料の調製

同仁化学研究所製の無金属配位子を購入し、金属塩との還流により中心金属を導入した。イオン会合体は陰陽両成分イオンの水溶液を合し、数時間以上放置して生成する会合体沈殿を濾

取し、洗浄・乾燥して得た。元素分析および可視部の吸収スペクトル測定のもの、試料を照射に供した。

2.2 照射

熱中性子照射は原研 JRR-4 炉気送管を利用した。制動放射線照射は、東北大核理研電子ライナックを使用した。Table 1 に照射条件を示す。

2.3 化学分離

照射した試料は、担体を含む氷冷した混合溶媒に溶かし、イオン交換法と沈殿法を併用して各錯体成分を分離した。Fig. 2 に化学分離の系統図を示す。

2.4 放射能測定

半導体検出器とPHAにより各フラクションの γ 線スペクトルを測定し、光電ピークの面積から目的核種を定量した。

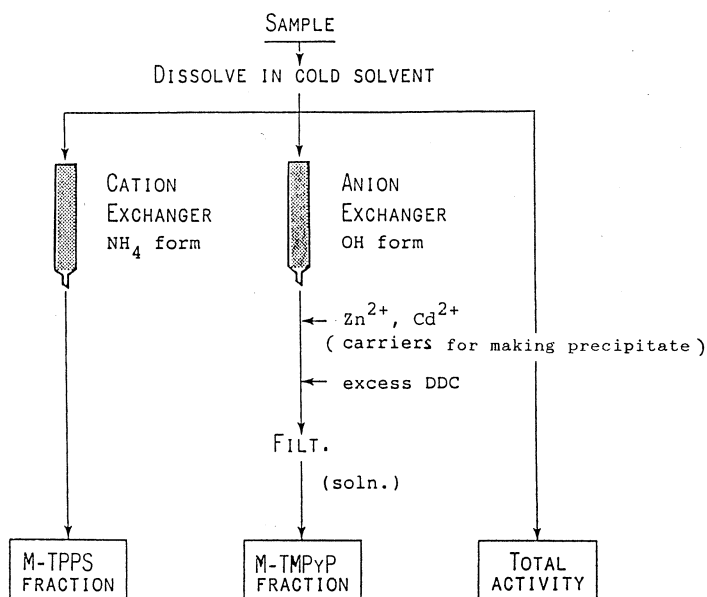
Table 1. Irradiation conditions.

BREMSSTRAHLUNG IRRADIATION	
Tohoku Univ. Electron LINAC	
Max. Energy of γ -ray	50 Mev
Average Current	$\sim 80 \mu\text{A}$
Irradiation Temp.	$\sim -130^\circ\text{C}$
(Pt-converter)	
Unconverted electrons were removed by a sweep magnet.	
THERMAL NEUTRON IRRADIATION	
JRR-4, Pn	
Flux of n_{th}	$3.7 \times 10^{13} \text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}$
Irradiation Temp.	-7.8°C
Irradiation Time	2 min

§ 3. 結果と考察

得られた結果は、試行回数も少なく、まだ予備的なものであるが、生成核種の錯体収率の一部を Table 2 に示す。配位子が非常に大きいことと、会合体の溶解度が小さいことが相まって、生成放射能が少なく統計のよくない結果となることはしばしばであった。まだ各素反応における反応確率を求めるまでには至っていないが、それでも生成核種の錯体生成についての、ある種の一般的傾向を読みとることができた。すなわち、いずれも双方の照射に共通して見られることであるが、異なる元素を中心金属とした会合体試料では、 ^{65}Zn 核種は安定な Zn の中心金属の位置に入るよりもずっと高い確率で相手の中心の Cd を結果的に置換した。これは反応の際の力学的寄与の小さいことを示す一つの証拠である。一方 Zn のみを含む会合体では、 ^{65}Zn 核種は両方の錯体フラクションに同程度に分布した ($^{69\text{m}}\text{Zn}$ についても、統計はまだよくないが、傾向は同様であった)。また ^{109}Cd は一般に TPPS 錯体側により容易に入っていく傾向を示した。反跳エネルギーが桁違いに異なる核反応の間で、絶対値は多少異なるにせよ、錯体収率に同様の傾向が見えていることは、反跳種は化学反応のエネルギー領域に達してから、配位子との化学的親和性によってその最終状態がきまったと言えるであろう。現段階では、Zn と Cd の質量差が結果に特に影響しているとは認められない。なおこの ^{65}Zn 核種の挙動は、以前報告した^{1,2)}

[M(TMPyP)] [M' (TCPP)] (M, M' = Cu, Zn; TCPP = tetra(p-carboxy phenyl)porphine) 会合体の場合の *Cu の挙動とたいへんよく似ており、一方 *Cd の挙動は [M(TM PyP)] [M' (TPPS)] (M, M' = Co, Cu) 会合体の場合の *Co の挙動³⁾ と類似している。



SOLVENT : $\frac{3M}{NH_4Cl} - \frac{1M}{NH_4OH} - EtOH$
3 : 1 : 2

(Containing carriers)
Carriers: Zn²⁺, Cd²⁺, Complex Ions Whose
Central Metal Atoms were Exchanged
(0.25mM each),

Fig. 2 Chemical separation scheme.

Table 2. Complex Yields (%).*

Compound Used	[Cd(TMPyP)]	[Zn(TPPS)]	[Zn(TMPyP)]	[Cd(TPPS)]
Fraction	M(TMPyP)	M(TPPS)	M(TMPyP)	M(TPPS)
⁶⁵ Zn	16 ± 1	1.9 ± 0.2	1.4 ± 0.6	24 ± 3
	6 ± 6	<1.5	<3	21 ± 8
¹¹⁵ Cd	0.6 ± 0.2	0.79 ± 0.07	0.19 ± 0.06	9.6 ± 0.1
	<2	<2.5	0.2 ± 0.2	5.9 ± 0.8

Compound Used	[Cd(TMPyP)]	[Cd(TPPS)]	[Zn(TMPyP)]	[Zn(TPPS)]
Fraction	M(TMPyP)	M(TPPS)	M(TMPyP)	M(TPPS)
⁶⁵ Zn	—	—	0.9 ± 0.2	1.1 ± 0.2
	—	—	0.8 ± 0.2	1.0 ± 0.2
¹¹⁵ Cd	0.19 ± 0.05	14 ± 1	—	—
	2.3 ± 0.9	22 ± 2	—	—

*Upper value Thermal neutron irradiation
Lower value Bremsstrahlung irradiation.

参 考 文 献

- 1) 小川, 荘司, 池田 : 核理研研究報告19 (1986) 63.
- 2) K. Ogawa, H. Shoji and N. Ikeda : *Proc. 13th Int. Hot Atom Chemistry Symp. Mt. Fuji, 1987.*
- 3) 未発表データ。

鉄共存下のイットリウムの溶媒抽出

素 材 研

秋葉健一・橋本裕之

§ 1. はじめに

イットリウムの資源あるいはその粗製原料には、他のレアアース、ウラン、トリウムなどが含まれており、それらを分離回収することが必要となる。その際鉄が共存することが多く、鉄からいかにして目的物質を分離するかが重要な課題となる¹⁾。

レアアースの溶媒抽出には抽出能が大きく、レアアース相互の分離係数も大きいジ(2-エチルヘキシル)リン酸(DEHPA)が広く用いられており、Y(III)が抽出される溶液条件では共存するFe(III)も抽出される。そのため、予め鉄を除去すること、あるいはFe(III)をFe(II)に還元して水相に残すことにより²⁾、Y(III)を抽出分離することが考えられる。しかし、実際のプロセスにおいては工程が複雑になりまた経済的にも不利になることから、このような操作なしにY(III)のみを抽出分離できることが望まれている¹⁾。

ところで、一般にレアアースの抽出速度は大きいのに対し、Fe(III)錯体の抽出速度は小さいことが知られている³⁾。そこで抽出速度の差に基づいて、抽出条件のコントロールによりY(III)を優先的に抽出分離できれば好都合である。これらのことから、本研究ではFe(III)が共存する系でのY(III)の抽出に影響する種々の要因について検討した。特に、Y(III)およびFe(III)の抽出速度に及ぼす要因を実験的に調べ、その相互分離への適用について検討した。

§ 2. 実 験

2.1 試 薬

ジ(2-エチルヘキシル)リン酸(DEHPA; HAと略す)およびリン酸トリブチル(TBP)は、大八化学より提供されたものをケロシンを希釈溶媒として所定濃度に調整した。

トレーサーとして用いた⁸⁸Y($t_{1/2}=105$ d)は東北大学理学部原子核理学研究施設の電子ライナックからの制動放射線により、イットリウム酸化物を照射して⁸⁸Y(γ , n)⁸⁸Y反応により製造した。また⁵⁹Fe($t_{1/2}=45$ d)はNew England Nuclearより塩化物溶液として購入した。

2.2 液-液抽出

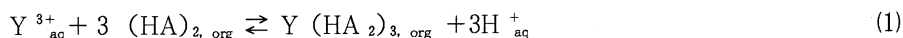
トレーサーとして ^{88}Y あるいは ^{59}Fe を含む薄い硫酸溶液と等容のDEHPAのケロシン溶液を通常 25°C で260回/分の速度で1時間振とうした。特に断らない限り、水相は 10^{-4} M (= mol/dm^3) Yの0.01M硫酸溶液とし、また有機相は0.05M $(\text{HA})_2$ ケロシン溶液とした。遠心分離(3000 rpm)後、両相の放射能を井戸型NaI(TI)シンチレーションカウンター検出器により測定し分配比を求めた。また平衡後のpHを測定し、水素イオン濃度を求めた。

§ 3. 結果と考察

3.1 イットリウム抽出平衡

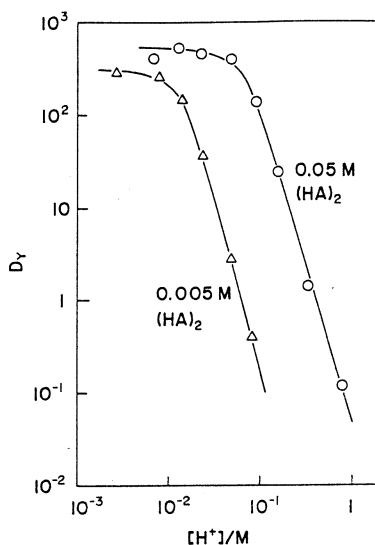
Y(III)の抽出平衡を確認するため、硫酸で酸性度を調整した水相からDEHPA-ケロシン有機相へのYの抽出挙動を調べた。Yの分配比 D_Y に対する水相の H^+ 濃度の影響を対数プロットで第1図に示す。試薬大過剰のいずれのDEHPA濃度でも D_Y は H^+ 濃度の増大につれて低下し、プロットの勾配は-3に近い。また H^+ 濃度の低い領域では D_Y 値はいずれのDEHPA濃度の場合も400~500で頭打ちとなった。

一方、 D_Y のDEHPAの濃度依存性を見ると、第2図に示すように、対数プロットで勾配約3の直線に沿って増加し、やがてこの場合もDEHPA濃度が高くなると $D_Y=400$ 付近で頭打ちになる。これらのことから、Yの抽出は(1)式によると推定される。



$$K_{\text{ex}} = \frac{[\text{Y} (\text{HA})_{3, \text{org}}]_{\text{org}} [\text{H}^+]_{\text{aq}}^3}{[\text{Y}^{3+}]_{\text{aq}} [(\text{HA})_2]_{\text{org}}^3} \quad (2)$$

各プロットの直線部の実験値から K_{ex} 値は $3 \times 10^3 \sim 10^4$ と見積られる。なお実プロセスではmodifierとしてTBPが用いられることが多いことから、その共存系の D_Y の変化についても調べ、その結果も第2図に示す。DEHPAに対して過剰にTBPが共存する場合は D_Y は低



第1図 The distribution ratio of Y as a function of hydrogen ion concentration. 10^{-4} M Y in H_2SO_4 ; DEHPA in kerosene; 25°C .

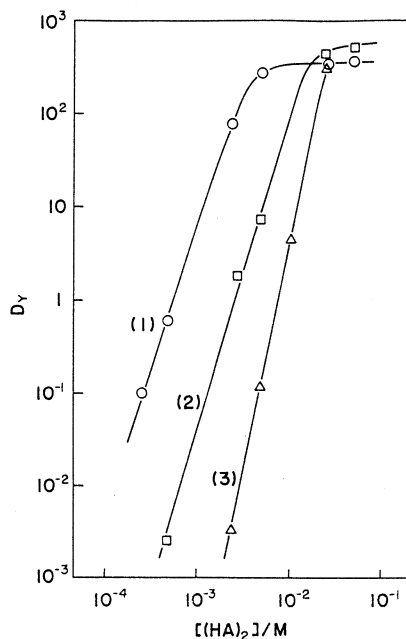
下することが認められた。同時に Fe(III) が過剰に存在する場合も D_Y は大幅に低下することが分かった。

低い DEHPA 濃度で TBP 濃度の D_Y への影響を調べ、その結果を第3図に示す。TBP の濃度が低いときには D_Y への影響は少ないが、TBP の濃度が $(HA)_2$ 濃度の約10倍以上になると D_Y は大きく低下する。これは DEHPA と TBP の試薬同志の相互作用によりフリーの $(HA)_2$ 濃度が減少するためと考えられる。この際当量以下の Fe(III) が共存しても D_Y への影響は少ないが $(HA)_2$ に対して過剰の Fe(III) が共存すると D_Y は大幅に低下することが認められた。これは $Fe(HA)_3$ の生成によりフリーの $(HA)_2$ が消費されるためである。

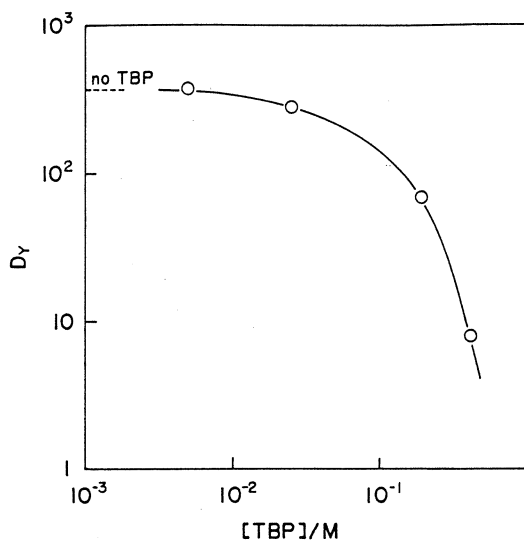
3. 2 イットリウムの抽出速度

一般にレアアースの抽出速度は大きく、比較的短時間で抽出平衡に達することが知られている。260回/分の振とうでの Y の抽出の時間変化を第4図に示す。Y の抽出は約40秒の振とうで D_Y の平衡値約400に近づいている。ここで0.2M の TBP の共存は D_Y の変化にほとんど影響しないことが分かる。

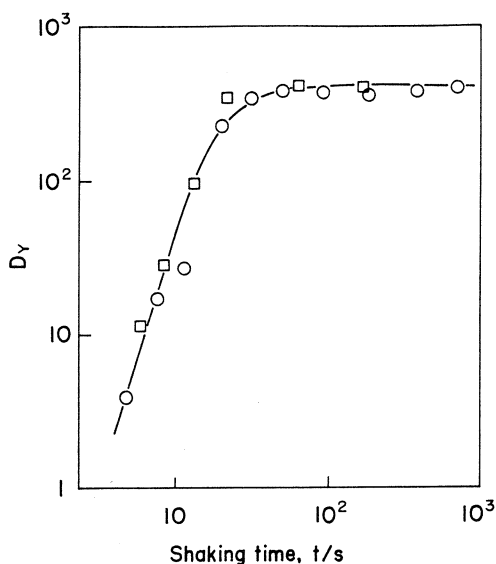
さらに DEHPA 濃度を低くして TBP 共存の影響を調べ、その結果を第5図に示す。 $(HA)_2$ に対して10倍濃度の TBP の共存は DEHPA のみの場合と比較し



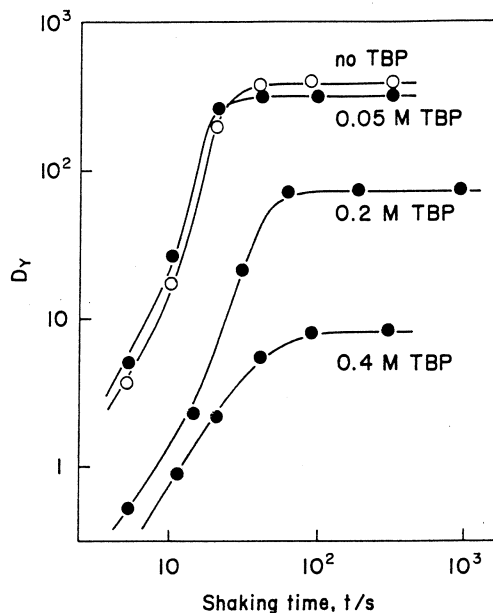
第2図 The distribution ratio of Y as a function of DEHPA concentration. 0.01 M H_2SO_4 ; (1) DEHPA; (2) DEHPA + 0.2 M TBP; (3) DEHPA, 0.004 M Fe(III).



第3図 Effect of TBP concentration on the distribution ratio of Y. 0.01 M H_2SO_4 ; 0.005 M $(HA)_2$.



第4図 Variation in the distribution ratio of Y with shaking time. 0.01 M H_2SO_4 ; ○ 0.05 M $(HA)_2$; □ 0.05 M $(HA)_2$ + 0.2 M TBP.



第5図 Variation in the distribution ratio of Y with shaking time at different concentrations of TBP. 0.01 M H_2SO_4 ; 0.005 M $(HA)_2$.

て D_Y の差は小さいが、0.2M TBP (40倍濃度)、0.4M (80倍濃度) と TBP が大過剰になると D_Y は大きく低下している。

水相に Fe(III) が共存する系での D_Y の時間変化を第6図に示す。DEHPAが大過剰であれば、Fe(III) が共存しても D_Y は影響を受けず Fe(III) が共存しない場合の点線に沿った変動をしている。また Fe(III) が水相に過剰に存在しても、20秒以下の短時間の抽出では D_Y は点線よりわずかに低下するのみで大きな影響は受けない。しかし40~80秒の振とうで D_Y はみかけ上最大値をとり、それ以降は時間と共に減少する。 D_Y の減少の傾向は Fe(III) と TBP が共存する場合にはさらに著しくなる。短時間の抽出では抽出速度の大きい Y が優先的に抽出され、Fe(III) の共存の影響は受けないが、振とう時間が増すにつれ次第に Fe(III) が抽出されるためフリーの $(HA)_2$ の濃度が減少し、 D_Y の低下をもたらすと考えられる。

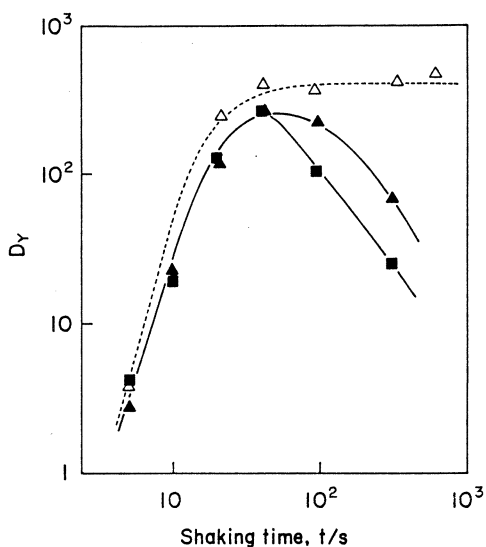
抽出速度への温度の影響を調べたところ、 D_Y は $45^\circ C \geq 35^\circ C \geq 25^\circ C > 15^\circ C$ の傾向にあるがその差は小さく、また温度が高い方が抽出平衡に達する時間は幾分短く、この温度範囲では200秒の振とうで平衡に達することが確認された。

一方、一定の温度 (25°C) で振とう速度を変えた時の D_Y の変化を第7図に示す。振とう速度が大きいほど短時間で抽出平衡に達することが分かる。通常は最大抽出速度が得られる260回/分の振とうで分配比を求めた。

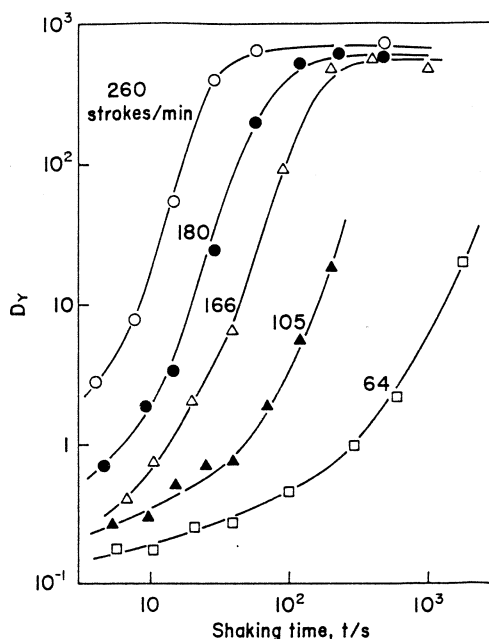
3.3 鉄(III)の抽出速度

Fe(III)の分配比 D_{Fe} への振とう速度の影響を第8図に示す。振とう速度が64回/分から260回/分へ増加するとFe(III)の抽出速度も増すことが分かる。しかしFe(III)の抽出は遅く最大の260回/分の振とう速度でも、分配比が平衡に達するには2,000秒以上を要する。 D_{Fe} の平衡値は 10^3 に達し、これは D_Y の平衡値400~500よりも大きく、平衡状態ではFeの方が抽出されやすいことを示している。

YとFe(III)の抽出速度の差を利用するとFe(III)とYの分離に適用できると考えられる。第7図および第8図で得られた分配比からYとFeの分離係数 $\alpha (=D_Y/D_{Fe})$ を見積もり、振とう時間に対する変動を第9図に示す。振とうが260回/分と速い場合はYは比較的速く高い分配比に達し、30秒前後で α は最大の400近くになる。しかし166回/分ではYの抽出が遅くなり α の最大は200付近になり、その値も低くなる。さらに遅い振とう64回/分では α は小さい値



第6図 Variation in the distribution ratio of Y with shaking time in the presence of Fe(III).
0.01 M H_2SO_4 ; 0.05 M $(HA)_2$; no Fe, Δ 0.005 M Fe(III), \blacktriangle 0.02 M Fe(III), \blacksquare 0.2 M TBP, 0.02 M Fe(III).



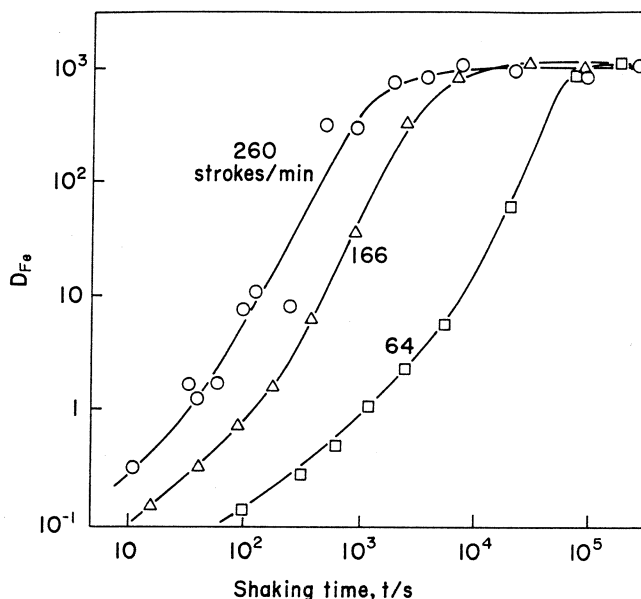
第7図 Effect of shaking speed on the distribution ratio of Y.
0.01 M H_2SO_4 ; 0.05 M $(HA)_2$.

となる。これらのことから短時間（30秒前後）の比較的速い振とうにより、Fe(III)の抽出を抑制してYを優先的に抽出することが適切と考えられる。

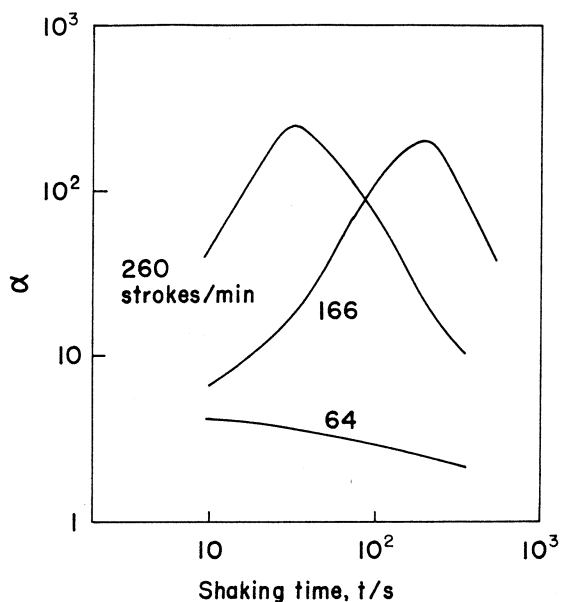
§ 4. まとめ

Fe(III)が共存する溶液からDEHPAによりY(III)を抽出するための基礎的検討をした。DEHPAが大過剰であればYは $Y(HA)_3$ として抽出される。TBPあるいはFe(III)の共存により $(HA)_2$ が少なくなると D_Y の低下が起こる。Yの抽出速度は大きく短時間の振とうで平衡に達する。一方Fe(III)の抽出は遅く分配比が平衡に達するには長時間を要する。短時間の抽出ではYが優先的に抽出されFe(III)共存の影響は受けないが、抽出時間が増すとFe(III)が抽出されてフリーの $(HA)_2$ の濃度が減少し、 D_Y は低下する。短時間（30秒前後）の速い振とうにより、Fe(III)の抽出を抑えてYを優先的に抽出することが適切である。

本研究にあたり、 ^{88}Y の製造にご協力いただいた榎本和義博



第8図 Effect of shaking speed on the distribution ratio of Fe(III).
0.05 M Fe(III); 0.01 M H_2SO_4 ; 0.05 M $(HA)_2$.



第9図 Variation in separation factor of Y to Fe with shaking time at different shaking speeds.

士ならびにマシングループの方々に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) G. M. Ritcey : *Iron Control in Hydrometallurgy*, eds. by J. E. Dutrizac and A. J. Monhemius (Ellis Horwood, 1986), p. 247.
- 2) G. P. Demopoulos and D. L. Gefvert : *Hydrometallurgy* **12** (1984) 299.
- 3) J. W. Roddy, C. F. Coleman and S. Arai : *J. Inorg. Nucl. Chem.* **33** (1971) 1099.

苦鉄質火山岩における元素の挙動

教養部, 理学部地学*

吉田武義・青木謙一郎*

§ 1. はじめに

近年, 東北本州弧火山岩について多数の主成分元素, 微量成分元素の化学分析がなされている。個々の火山にはその火山特有の化学組成上の特徴があるとともに, 一般的にみた場合に東北本州弧火山岩中での元素の挙動には共通性も認められる。島弧火山岩中における元素の挙動に関してはこれまでも一般的な概観がなされてきている¹⁾が, 特定の島弧においてその一般的特徴が十分に詳しく検討された例は多くない。

本論では, 主に東北本州弧に分布する苦鉄質火山岩類について, これまでに光量子放射化法などによりなされた分析結果にもとづき, 各元素の挙動を概観する。これらの火山岩類においては, 各元素の濃度とその元素が示す挙動との間に強い相関が認められる。そのような各分析元素が示す挙動を表現するにあたっては, 可能な限り定量的に比較したいという考えから, 各元素の挙動を, 一連の火成岩が示す組成変化経路群に対する回帰直線の, 傾斜値と切片値間に認められる比例関係に着目して, その関係から導かれる2個の媒介変数により記述する方法を述べる。このような少数のパラメーターにより元素の挙動を記述する方法は, 多少粗い近似ではあるが, 異なる組成変化経路間の比較, あるいは成因的に関連した一連の組成変化経路群の記述方法としては非常に優れたものであり, より高度の理論的な取扱いにも耐え得るものである。

§ 2. 火成岩における元素間の相関係数と元素の挙動

Yoshida *et al.*²⁾ は済州島のアルカリ火山岩類について元素間の相関係数を算出し, 元素の挙動を議論している(第1表, 第1図)。第1図からわかるように, 済州島アルカリ火山岩類において, 各元素はその挙動により大きく3つないし4つのグループに分類することができる。

1つはインコンパティブル元素とよばれる元素で, マグマの分化にあたって残液に濃集する傾向の強い元素で K_2O と高い相関を示している。このグループには, Rb, Zr, Nb, Ba, Na, Si, Ce, FなどのLIL元素やHFS元素などが主に含まれる。これらに対して, マグマ分化の早期に晶出する固相に濃集する傾向の強いコンパティブル元素と呼ばれる一群の元素がある。

第1表 済州島アルカリ火山岩における元素間の相関係数。

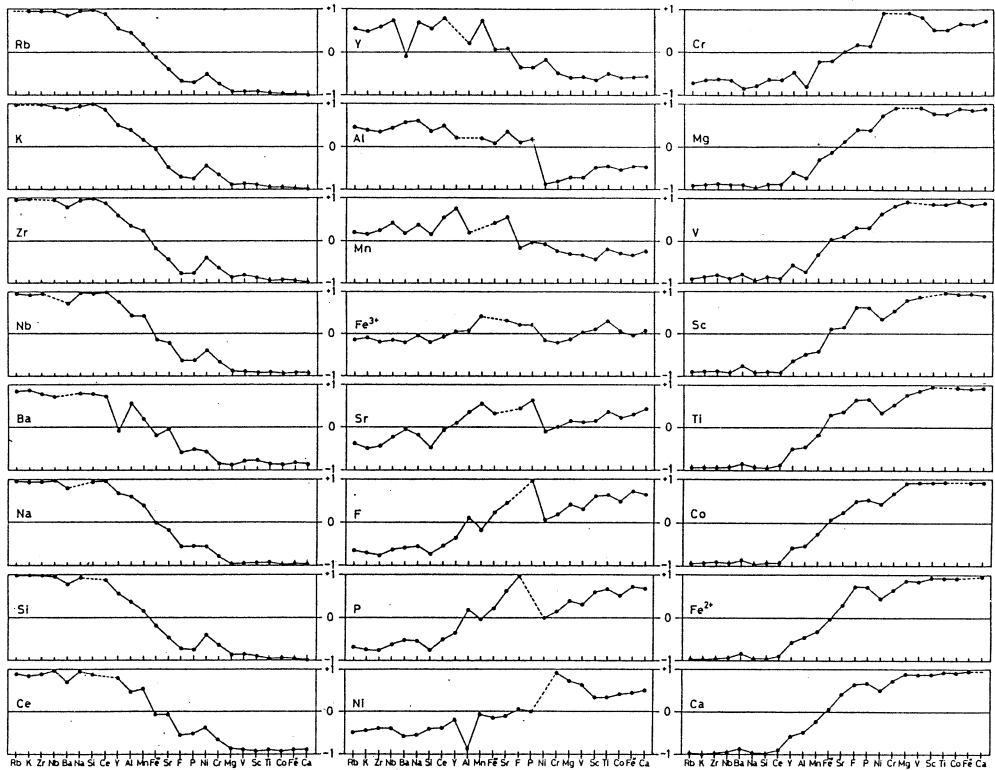
	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	P ₂ O ₅	Ni	Cr
SiO ₂	-0.95	0.37	-0.19	-0.95	0.16	-0.86	-0.98	0.94	0.99	-0.74	-0.40	-0.63
TiO ₂		-0.43	0.30	0.92	-0.18	0.77	0.93	-0.91	-0.94	0.66	0.34	0.53
Al ₂ O ₃			0.09	-0.45	0.20	-0.71	-0.47	0.60	0.39	0.18	-0.87	-0.80
Fe ₂ O ₃				-0.02	0.42	-0.12	0.08	-0.02	-0.08	0.22	-0.14	-0.20
FeO					-0.31	0.87	0.96	-0.95	-0.97	0.72	0.45	0.65
MnO						-0.29	-0.21	0.38	0.15	-0.03	-0.06	-0.23
MgO							0.90	-0.95	-0.87	0.40	0.73	0.92
CaO								-0.96	-0.99	0.68	0.51	0.73
Na ₂ O									0.93	-0.54	-0.55	-0.78
K ₂ O										-0.73	-0.43	-0.65
P ₂ O ₅											0.00	0.15
Ni												0.91

	Co	Sc	Sr	V	F	Y	Zr	Rb	Nb	Ce	Ba
SiO ₂	-0.93	-0.90	-0.47	-0.84	-0.71	0.57	0.98	0.98	0.95	0.88	0.79
TiO ₂	0.93	0.95	0.37	0.86	0.64	-0.50	-0.93	-0.93	-0.91	-0.88	-0.84
Al ₂ O ₃	-0.54	-0.48	0.35	-0.71	0.10	0.21	0.35	0.46	0.43	0.49	0.57
Fe ₂ O ₃	0.07	0.12	0.32	0.04	0.22	0.07	-0.18	-0.12	-0.14	-0.06	-0.20
FeO	0.92	0.93	0.30	0.84	0.72	-0.57	-0.94	-0.96	-0.92	-0.89	-0.82
MnO	-0.27	-0.42	0.56	-0.31	-0.17	0.75	0.24	0.20	0.42	0.55	0.19
MgO	0.90	0.78	0.14	0.92	0.41	-0.58	-0.85	-0.90	-0.87	-0.86	-0.87
CaO	0.92	0.89	0.43	0.88	0.65	-0.56	-0.97	-0.97	-0.93	-0.88	-0.85
Na ₂ O	-0.97	-0.92	-0.18	-0.94	-0.55	0.68	0.94	0.96	0.97	0.96	0.80
K ₂ O	-0.93	-0.88	-0.48	-0.84	-0.70	0.50	0.97	0.97	0.91	0.85	0.87
P ₂ O ₅	0.51	0.60	0.63	0.31	0.96	-0.34	-0.75	-0.67	-0.62	-0.50	-0.51
Ni	0.42	0.34	-0.10	0.63	0.06	-0.18	-0.39	-0.49	-0.39	-0.38	-0.58
Cr	0.67	0.53	0.02	0.81	0.18	-0.47	-0.63	-0.71	-0.66	-0.65	-0.84
Co		0.91	0.23	0.92	0.49	-0.58	-0.91	-0.94	-0.94	-0.93	-0.86
Sc			0.15	0.86	0.61	-0.63	-0.87	-0.89	-0.92	-0.92	-0.76
Sr				0.11	0.45	0.10	-0.43	-0.38	-0.22	-0.06	-0.05
V					0.32	-0.57	-0.80	-0.90	-0.89	-0.89	-0.78
F						-0.36	-0.76	-0.65	-0.63	-0.54	-0.59
Y							0.60	0.57	0.75	0.80	-0.08
Zr								0.95	0.94	0.89	0.78
Rb									0.95	0.90	0.85
Nb										0.98	0.71
Ce											0.71

Yoshida *et al.*²⁾ から引用, オリジナルデータはLee *et al.*⁴⁾ を使用している。

これに属するものとしては, Co, Mg, Cr, V, Sc, Ti, Fe²⁺, Ca, Niなどが挙げられる。以上のインコンパティブル元素ならびにコンパティブル元素はいずれも SiO₂ の増加に対して強い正 (インコンパティブル元素), あるいは負 (コンパティブル元素) の相関を示している。これらの元素に対して, Y, Al, Mn, Fe³⁺, Sr, P といった第三のグループの元素が存在し, これらの濃度変化は SiO₂ の増加と直線的な相関を示さない。すなわち, マグマ分化の早期にはインコンパティブル元素として挙動した後, 分化の途中から特定の鉱物中に取込まれて, コンパティブル元素として挙動するような元素である。これらの元素についても, 組成変化経路の苦鉄質側においては, インコンパティブル元素として挙動するものとして扱うことが可能である。

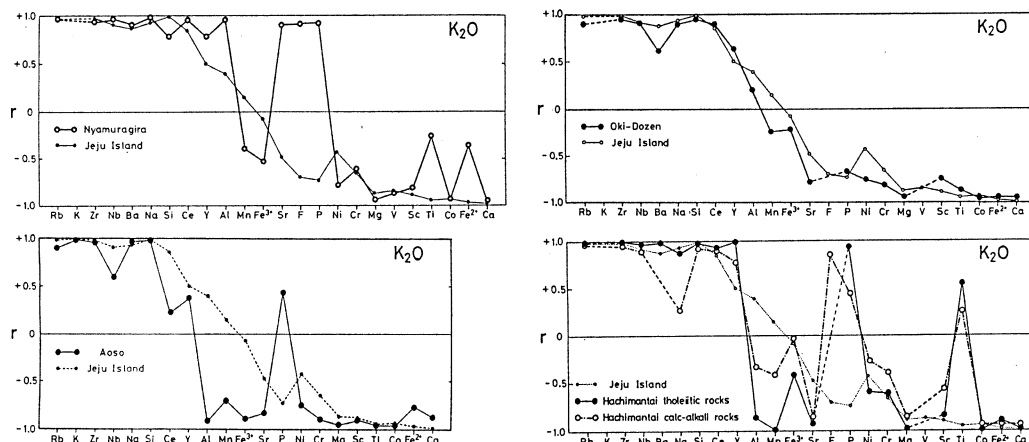
通常, K₂O は主要成分中では最も液相に濃集する傾向が強く, SiO₂ と高い正の相関を示す^{1, 3)}。従って, K₂O がそれ以外の主要・微量元素とどのような相関をもつかを計算する



第1図 濟州島アルカリ火山岩における元素間の相関係数。
Yoshida *et al.*²⁾ から引用, オリジナルデータは
Lee *et al.*⁴⁾ を使用している。

ことにより, SiO_2 の増加に伴う各元素の挙動を表現することができる。そのような例を第2図にいくつか示す。第2図には, 濟州島 (Jeju Island) のアルカリ火山岩⁴⁾ における K_2O に対するそれ以外の元素の相関係数の変化とともに, 東アフリカ, ニアムラギラ火山のアルカリ火山岩⁵⁾, 西南日本弧, 隠岐島前のアルカリ火山岩⁶⁾, 東北本州弧, 青麻火山の低カリウムカルクアルカリ火山岩⁷⁾, ならびに八幡平火山の低アルカリソレアイトとカルクアルカリ火山岩⁸⁾ についての, K_2O に対する相関係数によって各元素の挙動を表した図である。

ニアムラギラ火山では Sr, F, P, Al といった元素が K_2O と高い正の相関を示している。そして, Mn, Fe^{2+} , Fe^{3+} , Ti といった元素は中間的な性格を示し, Ca, Co, Mg, V, Sc, Ni, Cr などは負の相関を示している。Ni, Cr は一般に SiO_2 の増加に対して指数関数的に減少するために K_2O , ひいては SiO_2 とあまり強い相関を示さない。これらについては指数変換することによって高い相関係数が得られる。八幡平火山の, 特に低アルカリソレアイトの場



第2図 ニアムラギラ, 隠岐島前, 青麻, 八幡平火山からの火山岩における K_2O に対する各元素の相関係数の変化。

オリジナルデータは、Aoki *et al.*⁵⁾ (ニアムラギラ火山), 金子⁶⁾ (隠岐島前火山), 霜鳥⁷⁾ (青麻火山), 吉田⁸⁾ (八幡平火山)を使用。

合はRb, K, Zr, Nb, Ba, Na, Sr, Ce, Y, Pといった元素が K_2O と極めて高い正の相関を示している。一方, Ca, Co, Mg, Mn, Fe^{2+} , Sr, Alといった元素は K_2O と強い逆相関をしている。これらの元素に対して, Fe^{3+} , Ti, Ni, Cr, Scなどの元素は K_2O との相関が低い。八幡平火山のカルクアルカリ火山岩においてもほぼ同様の挙動が認められる。ただし, K_2O に対するNaの相関は高くない。また, Fが K_2O と正の相関を示している。青麻火山の場合, 八幡平火山と異なる点として, Nb, Ce, Y, Pといった元素の正の相関が低いこと, Cr, Fe^{+3} , Ti, Scの正の相関が強いことなどが挙げられる。

東北本州弧火山フロント側に分布する低アルカリソレイト質火山岩類においては済州島などに分布するアルカリ火山岩類に比較して概して K_2O に対して逆相関する元素が多いことが図からわかる。つまり, 火山岩系による傾向をみると, アルカリ火山岩では K_2O と正相関する元素が多く, 一方, 低アルカリソレイト質の火山岩では K_2O と逆相関する元素が多くなるという傾向が認められる。

以上の記述からもわかるように, 火山岩を構成する各元素は, 全岩の SiO_2 wt. %が増加する際に示す挙動によって, 次の4つのグループに分類することができる。

(1) SiO_2 , K_2O と高い正の相関を示す元素=インコンパティブル元素

このグループにはCs, Rb, U, Th, K, Zr, Hf, Ba, Na, Fなどが含まれる。さらにNb, La, Ce, Sm, Eu, Tb, Yb, Lu, Yといった元素もこれに属することが多く, ときにSr, P,

Al, Znといった元素が K_2O と正の相関を示すことが知られている。これらの元素はさらに SiO_2 の増加に伴う濃縮率が異なるいくつかのサブグループに分類できる。Cs, Rb, Th, Uといった元素は SiO_2 の増加に伴い K_2O と同程度の濃縮を示す。これにHf, Zr, Nb, La, Yb, Lu, Tb, Ce, Smといった元素が続き、Y, P, Eu, Naなどの濃縮率はそれほど大きくない。

(2) SiO_2 , K_2O と高い負の相関を示す元素=コンパティブル元素

このグループにはMg, Ca, Co, Scなどが含まれる。 Fe^{2+} , V, Ti, Sr, Mn, Fe^{3+} などもこのグループに含まれることが多い。また、ときにP, Alといった元素が K_2O と負の相関を示すことが知られている。これらの元素のうち、Mg, Co, Ca, Fe^{2+} , Co, Sc, Vなどの SiO_2 の増加に伴う減少率に対して、Ti, Mn, Sr, Al, Fe^{3+} , Pなどの減少率は相対的に小さい。

(3) SiO_2 の増加に伴い、指数関数的に減少するために K_2O との相関が悪い元素

このグループに属するのはNi, Crであるが、グループ(2)に属する元素の一部も SiO_2 の増加に伴い、指数関数的に減少することが知られている。

(4) SiO_2 の増加に伴い、インコンパティブル元素として一旦増加したのちに、途中である鉱物に選択的に取り込まれ、以降コンパティブル元素として減少している元素

マグマの化学組成や結晶分別作用に寄与する鉱物の種類により、このグループに属する元素の種類は変化するが、Ti, Y, Sr, Fe^{2+} , Fe^{3+} , Mn, P, Alなどがしばしばこのグループに属する。Ce, Nbやその他の通常インコンパティブル元素と分類される元素が酸性岩などにおいてこのグループの属性を示すことが知られている。

このうち、(3)の場合には指数変換することにより SiO_2 や K_2O と高い負の相関が得られる。(4)の場合にも、分化の早期のインコンパティブル元素として挙動している段階では K_2O と高い正の相関を示す。また、(1)のグループに属する元素のうち、Rb, Zr, Baといった元素も特にアルカリ火山岩類などにおいては、分化の末期になると、コンパティブル元素として挙動する場合がおこってくる。以上の他に、分析データそのものがあまり精度がよくないために相関が悪いという5番目のケースも存在する。

§ 3. 火成岩が示す組成変化経路への直線あるいは曲線のあてはめ

日本の花崗岩質岩石の場合：Aramaki *et al.*⁹⁾ は日本の花崗岩質岩石およびそれに関係した岩石の分析値で、質のよいものを約1,200個を選んだところ、それらは Differentiation

index を横軸にとった酸化物の組成変化図上で顕著な直線回帰を示すことを認めた。彼らはこの回帰直線を用いて日本の花崗岩質岩石の平均組成を算出し、各酸化物の変化図から得られた回帰直線のパラメーター；傾きと切片 (D.I.=75における酸化物の濃度) を標準偏差とともに示している。日本の平均花崗岩質岩の場合、 Na_2O と K_2O は SiO_2 と正の相関を示し、それ以外の成分は負の相関を示している。いずれの場合も相関の程度はきわめて高く、標準誤差はかなり小さい。

八幡平火山岩の場合：前節で概観したように、火成岩を構成する元素はその挙動によって、大きく4グループに分類することが可能である。特にグループ(1)と(2)については K_2O ならびに SiO_2 との相関が高く、また、グループ(3)についても対数変換することによりやはり高い相関係数を得ることが可能である。したがって、 K_2O あるいは SiO_2 を独立変数とし、それらに対して、相関が高い元素群の濃度を従属変数として扱うことが可能となる。従って、花崗岩類について行なわれたと同様の回帰分析を行なうことにより、任意の K_2O あるいは SiO_2 , wt.% における各元素濃度を計算することが可能となる。吉田ら⁸⁾ は八幡平火山からの低アルカリソレアイトとカルクアルカリ両系列の岩石が示す組成変化経路がしばしば比較のために引用されることから、そのような引用の便ならびに両系列の微妙な組成差を論議するために、これら両系が示す平均組成変化経路に対して、曲線のあてはめ (curve fitting) を行なった。

その結果、いくつかの元素は SiO_2 と線形関係を有するが、他の多くは非線形関係を示していること、非線形関係を示す元素もその大部分は変数を変換することにより直線回帰できることを示した。また以上の方法が不適当な場合については2次の多項式近似をおこなっている。

低アルカリソレアイト系列の岩石については、Ca, Ti, Na, P, Sc, Co はそのまま、Al, Mg, Cr, Ni, K, Rb, Cs, REE, Y, Nb, Hf, Zr, Th, U は対数変換することにより SiO_2 との回帰直線を得ている。そして、全鉄, Mn, Sr, Zn については2次曲線を用いている。一方、カルクアルカリ系列の岩石においては、Mn, Mg, Ca, 全鉄, Sc, Co, Zn, Sr, Na, P, Cs はそのまま、Al, Cr, Ni, REE (La~Yb), Hf, U, F, K, Rb, Y, Nb, Zr, Th については対数変換することにより SiO_2 との回帰直線を得ている。後者のうち、K~Th は SiO_2 が多い側で増加率が低下するので、その部分については2次曲線を用いて補正している。低アルカリソレアイト系列およびカルクアルカリ系列における各元素についての SiO_2 との相関関係の差異はそのまま両系列における SiO_2 の増加にともなう元素の挙動の差に対応している。両系列における最も大きな違いは、低アルカリソレアイト系列では非線形関係にあった多くの元素がカルクアルカリ系列では線形関係を持つことである。例えば、低アルカリソレ

アイト系列でSiO₂と非線形関係をもつ全鉄量やMgOがカルクアルカリ系列ではSiO₂と線形関係を示している。

§ 4. インコンパティブル元素に関する“標準組成変化経路群”の存在

Aramaki and Ui³⁾ は日本の火山岩におけるアルカリマッピングに関する論文において、K₅₅やK₆₀¹⁰⁾を求める方法を示している。彼らは日本の第四紀火山岩についてSiO₂-K₂O図を描き、一連のSiO₂に対するK₂Oの組成変化経路 (variation trend lines) を standard set of trend line として標準化することが可能であり、この standard trend lines (本論において、以下では“標準組成変化経路群”と記述する) を次式で表現した。

$$Z \times (0.365 \times \text{SiO}_2 (\text{wt.}\%) - 1.0) - 3.65 \times \text{K}_2\text{O} (\text{wt.}\%) = 2.46 \quad (1)$$

この式でZはある特定の standard trend line (標準組成変化経路) に関する定数である。このSiO₂に対するK₂Oの標準組成変化経路群の性格は、Gill¹¹⁾が high-K, medium-K, low-K 安山岩の分類に際して用いたSiO₂-K₂O関係式

$$\text{K}_2\text{O} = 0.145 (\text{SiO}_2) - 5.135 \quad (2 \text{ a})$$

$$\text{K}_2\text{O} = 0.0818 (\text{SiO}_2) - 2.754 \quad (2 \text{ b})$$

$$\text{K}_2\text{O} = 0.0454 (\text{SiO}_2) - 1.864 \quad (2 \text{ c})$$

ときわめて調和的なものである。

Aramaki and Ui³⁾ は上に示した関係式を用いることにより、K-value (この場合はSiO₂=60%におけるK₂O濃度、K₆₀)を算出する次式を導入した。

$$\text{K}_2\text{O} (\text{SiO}_2=60) = \frac{1.19 \times \text{K}_2\text{O} + 0.804}{0.0365 \times \text{SiO}_2 - 1.0} - 0.674 \quad (3)$$

この式を用いることにより、もしある火山岩のSiO₂に対するK₂Oの組成変化経路が彼らが示した標準組成変化経路群 (standard set of trend line) のいずれかに従う場合には、一個の分析データからK₆₀を計算することが可能となる。

このようなSiO₂-K₂O図に認められる標準組成変化経路群 (standard set of trend line) の存在は、言い替えると、組成変化経路、すなわち組成変化直線の傾斜が当該元素の濃度に依存していることを表している。Dickinson¹¹⁾ はSiO₂-K₂O図において、ある火山を構成する一連のマグマは、ほぼ一本の直線上に点示され、この直線はK₂Oの濃度が高いほど傾きが急であることを指摘している。彼はこの直線の傾きの変化は部分溶融と結晶分化作用におけるマグマと結晶との間の分配係数の違いに起因していると考えている。

富樫¹²⁾はこの問題を詳しく検討し、 $\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 図上において、
 x =分別の程度（初生マグマは $x=0$ ，すべて分別した時 $x=1$ ）

K_0 =初生マグマの K_2O (wt. %)

K =分別の程度が x の時のマグマの K_2O (wt. %)

S_0 =初生マグマの SiO_2 (wt. %)

S =分別の程度が x の時のマグマの SiO_2 (wt. %)

D_K = K_2O の斑晶と液との分別の分配係数

D_S = SiO_2 の斑晶と液との分別の分配係数

とする時、 K ならびに S はそれぞれ

$$K = \frac{K_0 - \int K \cdot D_K dx}{1 - x} \quad (4)$$

$$S = \frac{S_0 - \int S \cdot D_S dx}{1 - x} \quad (5)$$

と表されると述べている。この場合、 $\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 図上での組成変化曲線の傾斜は K と S で微分したものであり、

$$\frac{dK}{dS} = \frac{K(1 - D_K)}{S(1 - D_S)} \quad (6)$$

と表される。

ここで、 D_K 、 D_S を分別の程度にかかわらず一定と仮定すれば、レーリー分別が適用でき、

$$K = K_0 (1 - x)^{D_K - 1} \quad (7)$$

$$S = S_0 (1 - x)^{D_S - 1} \quad (8)$$

が得られる。そこで、(6)式に(7)、(8)式を代入して

$$\frac{dK}{dS} = \frac{K_0 (1 - x)^{D_K - D_S} (1 - D_K)}{S_0 (1 - D_S)} \quad (9)$$

という式を得ることができる。

彼女は恐山火山噴出物における実際の D_K 、 D_S の変動を調べ、これらの値がほぼ一定しており、レーリー分別を仮定することが妥当であることを示している。また、 x 、 D_K 、 D_S の値の変動幅を検討し、 $\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 図上での組成変化経路の傾斜に最も大きな影響を与えているのは K_0 の値であり、これが決まると、60%程度の固化では、上式の右辺はほぼ一定となり、組成変化経路は直線となって、傾斜が定まると結論している。すなわち、富樫¹²⁾によれば、結

晶分化作用によって生じた一連の火山岩が $\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 図上で描く組成変化曲線は、ほぼ直線となり、その傾斜は、初生マグマ中での K_2O 量によって決定されており、 K_2O 量の増加とともに傾斜は急になる。

$\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 組成変化図で得られた上記の結論は、 K_2O と類似の挙動をする他のインコンパティブル元素の挙動に対しても適用できるはずである。すなわち、分配係数が十分に小さいインコンパティブル元素 (E) についての、 SiO_2 を横軸にとった組成変化経路は、ほぼ直線となり、その傾斜は初生マグマにおける当該元素濃度 (E_0) によって定まり、初生マグマ中での濃度が増加するとともに組成変化直線の傾斜は急になる。これによって、Aramaki and Ui³⁾ によって $\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 図上でその存在が示された標準組成変化経路群 (standard set of trend line) がインコンパティブル元素一般において存在することが保証される。

§ 5. 苦鉄質火山岩における “標準組成変化経路群”

前節で述べた関係を K_2O 以外の元素に対して適用するにあたって、本論では次のような手順に従った。

- (1) 解析に使用する火山岩データセットの選択
- (2) 各分析元素について SiO_2 に対する組成変化経路を描き、回帰直線の傾き a 、と切片 b ($\text{SiO}_2 = 0\%$ における濃度) を算出した。なお、算出にあたっては、 SiO_2 に対してデータセット全体としては線形関係にないと判断される元素についても各組成変化経路の最も苦鉄質側の直線部分のみを使用して回帰直線を求めた。
- (3) 各分析元素について得られた回帰直線の傾斜値 a に対して切片値 b をプロットした図を描く。傾きが元素濃度と相関する元素においては、この傾斜値 a に対して切片値 b をプロットすることにより描かれる線は直線状を呈する。
- (4) 各分析元素について $a-b$ 図上に描かれた直線の傾き A と切片 B を計算し、これを標準組成変化経路群の記述に用いる。

今回、組成変化経路への回帰直線を計算した火山は、東北本州弧火山フロント側火山から、安達太良火山の低アルカリソレイトならびにそれに伴うカルクアルカリ岩¹³⁻¹⁶⁾、青麻火山の低カリウムカルクアルカリ岩⁷⁾、八幡平火山の低アルカリソレイトならびにそれに伴うカルクアルカリ岩⁸⁾、恐山火山の低アルカリソレイトならびにそれに伴うカルクアルカリ岩^{12,17)}、有珠火山の低アルカリソレイト¹⁸⁾；東北本州弧、背弧側から、森吉火山噴出物^{19,20)}、一の目瀧火山の高アルミナ玄武岩系列火山岩²¹⁾、利尻火山噴出物²²⁾、西南日本弧、隠岐島前火山のア

ルカリ火山岩^{6, 23)}, 韓国, 済州島火山のアルカリ火山岩⁴⁾, 東アフリカ, ニアムラギラ火山のアルカリ玄武岩⁴⁾, そして Aramaki *et al.*⁹⁾ による日本の花崗岩質岩平均組成である。

これらの各火成岩グループを今回のデータセットとして選んだ理由としては, 同一の試料についての比較的多数の元素についての分析データが揃っていること, 玄武岩質岩を含む比較的苦鉄質な火山岩についての分析データが利用できること, なるべく多様な火山岩ないし火成岩を含むこと, そして何よりも, 同じ方法で分析されており, 分析精度が揃っていること, すなわち, 東北大学核理研における光量子放射化法による分析結果を含んでいることなどを挙げられる。

各組成変化経路から回帰直線を求めるに際しては, 一連の分化作用により生じたと原著者により推定されている一群のデータを用いた。また, 計算にあたっては, データが全体として SiO_2 の変化に対して線形的に変化している場合はそのままそれらのデータすべてを用いて回帰直線を計算した。それに対して, 上にも述べたように組成変化の様子が SiO_2 に対して単純な線形関係になく, SiO_2 の増加に伴い組成変化経路の傾斜が変化しているような元素についても, 各組成変化経路のうちの最も苦鉄質側での直線部分を用いて回帰直線を算出することにより, 特にデータが精度的に問題がある場合を除いては, すべての分析データについて回帰直線を算出した。また, 同じ元素について異なる方法による分析データがある場合には, より精度の高い方の分析結果を用いた。試料全体が描く分化経路に対して, 大きくはずれるデータがときに認められることがあるが, そのような異常値は直線回帰に用いるデータセットから除外した。なお, これらの計算結果をまとめた第2表, 第3表の空欄の大部分は分析データがないことによる。このようにして各火山を構成する火山岩の組成変化経路への直線回帰により得られた傾き α と切片 b を用いることにより, 各火山における任意の SiO_2 に対する各元素の濃度を計算することができる。

第3図に, 東北本州弧からの6つの火山岩グループから得られた4つの代表的な元素についての組成変化直線を示す。Zr, Ybといったインコンパティブル元素において, 予想どおり, みごとな組成変化経路の束(直線叢, line congruence)=標準組成変化経路群(standard set of trend line)が得られた。これらの元素においては, ある特定の SiO_2 における各岩石グループでの元素濃度はその岩石グループが示す組成変化直線の傾斜と相関しており, 当該元素の濃度が高くなると比例して傾斜が急となる。図に明瞭に示されているように, この比例関係は, 標準組成変化経路の束が一点で束ねられていることによる。今回用いたデータセットにおいては, 組成変化経路がある一点(収束点)で束ねられるという関係が, 事前に予想されたイ

第2表 火山岩中の各元素についてのSiO₂に対する回帰直線の勾配値(a)。

(a)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	Ada-TH	Ada-CA	Aoso	Hat-TH	Hat-CA	Oso-TH	Oso-CA	Usu-TH	Moriyo	Itinom	Risir	OkiDog	Jeju	Nyamur	J.Gra.
Al ₂ O ₃	-0.37	-0.19	-0.19	-0.46	-0.07	-0.20	-0.10	0.27	0.27	-0.04	0.11	0.14	0.35	0.96	-0.29
Ba	10.87	24.54	11.21	2.41	9.47	10.81	10.80	12.45	22.79	45.88	17.54	105.9	73.37	138.9	-
CaO	-0.32	-0.24	-0.24	-0.38	-0.49	-0.35	-0.34	-0.24	-0.24	-0.37	-0.51	-0.40	-0.45	-0.63	-0.35
Ce	0.87	1.69	0.17	0.89	2.96	0.46	0.18	2.14	1.21	0.66	2.25	15.74	8.23	16.49	-
Co	-1.49	-1.56	-1.75	-1.26	-1.45	-1.58	-1.87	-	-	-1.78	-3.14	-4.76	-4.38	-7.76	-
Cr	-8.49	0.93	-4.86	-10.04	-4.40	-8.24	-3.43	-6.78	-	-18.15	-24.67	-33.73	-27.39	-19.99	-
Cs	0.01	0.25	-0.01	0.02	0.05	0.02	0.14	0.02	-0.11	0.24	0.03	-	-	0.23	-
Cu	-	-	-	-	-	-0.91	-4.72	6.24	-	-	-	-	-	-	-
Dy	0.21	0.13	-	-	-	-	-	-	0.22	-0.05	-	-	-	-	-
Er	0.13	0.07	-	-	-	-	-	-	0.15	-0.00	-	-	-	-	-
Eu	0.03	0.01	-	0.05	0.09	-	-	0.09	0.08	0.03	0.04	-	-	-	-
F	15.97	21.73	-	-	31.61	2.20	3.03	-	-	-0.01	-	49.69	133.9	106.5	-
Fe ₂ O ₃	-0.12	-0.11	-0.17	0.06	0.05	-0.00	-0.12	-0.09	-0.47	-0.04	-0.05	0.12	-0.07	-0.27	-0.09
FeO	-0.07	-0.38	-0.19	-0.03	-0.42	-0.34	-0.26	-0.15	-0.18	-0.30	-0.31	-0.40	-0.40	-0.34	-0.26
Gd	0.19	0.12	-	-	-	-	-	-	0.22	-0.08	-	-	-	-	-
Hf	-	-	-	0.24	0.27	-	-	0.10	-	-	0.21	-	-	-	-
K ₂ O	0.06	0.13	0.05	0.06	0.16	0.05	0.05	0.09	0.05	0.14	0.10	0.24	0.24	0.41	0.17
La	0.39	0.96	-	0.84	0.85	-	-	0.71	0.10	-0.16	1.40	-	-	-	-
Li	0.71	-0.57	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Lu	0.02	0.01	-	0.05	0.04	-	-	0.03	0.03	-0.00	0.01	-	-	-	-
MgO	-0.26	-0.21	-0.25	-0.32	-0.33	-0.32	-0.28	-1.12	-0.60	-0.44	-0.57	-0.81	-0.76	-1.42	-0.18
MnO	-0.01	-0.01	-0.00	-0.00	-0.00	-0.00	-0.00	-0.01	0.00	-0.00	-0.00	0.00	0.00	-0.01	-0.00
Na ₂ O	0.11	0.06	0.10	0.07	0.08	0.08	0.10	0.16	0.19	0.07	0.17	0.18	0.17	0.31	0.05
Nb	0.26	0.34	0.10	0.23	0.32	0.19	0.11	0.29	0.96	0.20	0.50	5.94	5.05	14.26	-
Nd	0.51	0.98	-	-	-	-	-	0.59	-0.11	1.01	-	-	-	-	-
Ni	-3.89	-0.11	-1.61	-5.94	-1.29	-2.42	-1.95	-6.53	-	-8.63	-12.95	-31.72	-8.35	-23.20	-
P ₂ O ₅	0.01	-0.01	0.00	0.01	0.01	-0.01	-0.01	0.02	0.01	0.00	0.02	0.05	0.06	0.09	-
Rb	1.13	4.68	1.09	1.71	5.21	0.58	1.25	1.09	0.59	3.98	1.23	2.01	5.34	10.97	-
Sc	-0.03	-1.39	-1.05	-1.07	-0.75	-0.66	-1.12	1.74	-1.89	-1.78	-1.41	-1.01	-2.63	-3.35	-
Sm	0.17	0.18	-	0.40	0.36	-	-	0.29	0.21	-0.04	0.19	-	-	-	-
Sr	-2.65	-4.49	-2.15	-4.04	-4.02	-8.72	-0.73	16.72	5.74	-6.50	9.26	11.01	-14.67	101.23	-
Tb	-	-	-	0.09	0.11	-	-	0.04	-	-	0.01	-	-	-	-
T-FeO	-0.19	-0.48	-0.37	0.02	-0.38	-0.31	-0.37	-0.26	-0.61	-0.33	-0.33	-0.30	-0.47	-0.59	-0.34
Th	-	-	-	0.36	0.45	-	-	0.08	-	-	0.27	-	-	-	-
TiO ₂	-0.01	-0.04	-0.03	-0.01	0.02	-0.01	-0.03	0.04	-0.03	-0.04	-0.06	-0.10	-0.22	-0.09	-0.04
U	-	-	-	0.10	0.10	-	-	0.02	-	-	0.06	-	-	-	-
V	-12.21	-18.99	-	-	-	-	-	-2.03	-	-	-	-11.38	-20.85	-44.52	-
Y	1.20	0.65	0.48	4.49	3.37	0.89	-0.01	2.16	1.12	-0.16	0.61	1.80	0.45	1.39	-
Yb	0.13	0.08	-	0.35	0.25	-	-	0.16	0.17	-0.03	0.08	-	-	-	-
Zn	-0.93	-11.95	-1.20	2.48	-2.26	-0.91	-1.94	1.65	-0.49	-5.27	1.34	-	-	-	-
Zr	3.24	8.42	3.36	4.16	12.42	3.21	2.79	6.61	18.02	3.34	0.31	28.78	34.71	21.14	-

Ada-TH, Ada-CA : 安達太良火山, 低アルカリソレイトならびにカルクアルカリ岩¹³⁻¹⁶⁾, Aoso : 青麻火山, 低カリウムカルクアルカリ岩⁷⁾, Hat-TH, Hat-CA : 八幡平火山, 低アルカリソレイトならびにカルクアルカリ岩⁸⁾, Oso-TH, Oso-CA : 恐山火山, 低アルカリソレイトならびにカルクアルカリ岩^{12, 17)}, Usu-TH : 有珠火山, 低アルカリソレイト¹⁸⁾, Moriyo : 森吉火山噴出物^{19, 20)}, Itinom : 一の目瀧火山, 高アルミナ玄武岩系列火山岩²¹⁾, Risir : 利尻火山噴出物²²⁾, OkiDog : 隠岐島前火山, アルカリ火山岩^{6, 23)}, Jeju : 済州島火山, アルカリ火山岩⁴⁾, Nyamur : ニアムラギラ火山, アルカリ玄武岩⁵⁾, J. Gra : 日本の花崗岩質岩平均組成⁹⁾

ンコンパティブル元素のみでなく, コンパティブル元素を含む大部分の主要・微量成分元素において認められた。第3図には Al₂O₃とCaOの場合についてその様子を示した。これらの主要元素においても, SiO₂を横軸にとった組成変化経路群がある特定の1点に収束する様子が明瞭に示されている。このことは, コンパティブル元素を含むこれらの元素においても, あるSiO₂量における元素濃度と組成変化経路の傾きとが互いに相関していることを示している。そのような相関は, 富樫¹²⁾が述べているように, SiO₂を横軸にとった組成変化図上での組成変化曲線の傾斜が, 初生マグマでの元素濃度と各元素についてのマグマと結晶との間での分配係数に依存していることに起因していると思われるが, 今後の詳しい検討が必要であろう。予察的には, 分配係数からの寄与が限定されているインコンパティブル元素においては初生マグ

第3表 火山岩中の各元素についてのSiO₂に対する回帰直線の切片値(b)。

(b)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	Ada-TH	Ada-CA	Aoso	Hat-TH	Hat-CA	Oso-TH	Oso-CA	Usu-TH	Moriyo	Itinom	Risir	OkiDog	Jeju	Nyamur	J.Gra.
Al ₂ O ₃	39.35	28.11	28.97	42.99	20.30	29.73	22.79	2.55	1.99	19.30	11.11	10.95	-0.85	-28.36	35.62
Ba	-466.7	-1135	-421.9	201.9	-265.0	-491.4	-435.9	-494.3	-885.8	-2463	-746.7	-4104	-3114	-5273	-
CaO	26.17	21.07	21.10	29.64	36.43	28.60	27.91	22.80	20.91	28.59	36.08	27.56	30.15	38.84	27.48
Ce	-34.78	-79.49	6.36	-38.79	-158.3	-18.03	0.27	-101.7	-37.74	-0.58	-87.68	-645.3	-347.5	-605.3	-
Co	106.6	115.1	122.8	99.01	111.7	112.2	135.1	-	-	124.0	206.6	263.6	256.5	398.4	-
Cr	514.6	-26.16	332.0	594.4	325.6	492.9	226.3	387.9	-	1173	1444	1782	1477	1065	-
Cs	-0.56	-13.98	1.49	-0.84	-2.16	-0.94	-7.86	-0.80	7.57	-10.68	-1.06	-	-	-9.48	-
Cu	-	-	-	-	-	143.7	329.7	-256.1	-	-	-	-	-	-	-
Dy	-7.53	-3.30	-	-	-	-	-	-	-7.34	7.39	-	-	-	-	-
Er	-4.57	-1.25	-	-	-	-	-	-	-5.24	2.80	-	-	-	-	-
Eu	-0.67	0.54	-	-1.65	-4.21	-	-	-3.83	-3.49	-0.54	-0.36	-	-	-	-
F	-661.8	-892.4	-	-	-1620	7.15	-68.95	-	-	266.9	-	-1411	-5680	-3548	-
Fe ₂ O ₃	11.11	10.72	13.53	-0.06	-0.04	3.04	10.66	8.12	32.60	4.32	5.26	-2.31	7.60	15.23	7.53
FeO	9.15	26.81	15.01	8.52	30.85	25.39	20.49	14.88	13.71	21.49	22.45	26.18	27.37	24.80	20.46
Gd	-6.59	-3.25	-	-	-	-	-	-	-7.56	9.15	-	-	-	-	-
Hf	-	-	-	-11.65	-13.03	-	-	-	-4.25	-	-	-7.57	-	-	-
K ₂ O	-2.69	-6.47	-2.51	-3.12	-8.84	-2.45	-2.69	-4.11	-1.92	-5.56	-4.45	-9.26	-10.31	-15.13	-8.61
La	-15.00	-47.06	-	-40.65	-41.95	-	-	-32.97	9.16	30.40	-55.05	-	-	-	-
Li	-31.65	46.21	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Lu	-0.58	-0.37	-	-2.34	-1.81	-	-	-1.00	-1.17	0.59	-0.20	-	-	-	-
MgO	18.38	15.92	17.80	21.96	23.66	21.92	20.38	64.32	37.88	30.43	36.02	44.91	43.24	70.74	13.96
MnO	0.60	0.58	0.31	0.23	0.33	0.34	0.31	0.55	-0.05	0.33	0.22	0.14	0.14	0.45	0.37
Na ₂ O	-3.29	-0.81	-2.97	-1.19	-2.02	-2.07	-3.80	-5.67	-7.74	-0.96	-5.15	-5.38	-4.37	-11.02	0.23
Nb	-8.97	-15.27	-2.35	-9.87	-14.56	-9.46	-5.37	-13.30	-51.59	-6.42	-18.97	-214.7	-208.8	-536.4	-
Nd	-16.37	-44.09	-	-	-	-	-	-	-15.08	27.60	-31.15	-	-	-	-
Ni	232.3	14.18	111.2	347.5	102.1	146.9	130.2	373.4	-	557.7	757.5	1655	472.0	1144	-
P ₂ O ₅	-0.13	0.63	0.09	-0.17	-0.31	0.66	0.52	-0.77	-0.16	0.03	-0.49	-1.52	-2.62	-3.41	-
Rb	-54.70	-235.9	-52.66	-86.69	-286.0	-28.73	-63.47	-51.55	-10.34	-161.0	-45.05	-34.59	-232.5	-408.4	-
Sc	28.05	105.3	81.32	85.15	66.60	66.06	91.48	-60.49	135.7	120.9	98.20	79.02	161.2	183.2	-
Sm	-5.64	-6.58	-	-19.15	-18.20	-	-	-12.39	-6.60	6.71	-5.05	-	-	-	-
Sr	424.2	493.7	396.7	485.1	456.9	732.4	262.2	-610.8	4.86	843.1	-49.06	272.6	1240	-3624	-
Tb	-	-	-	-4.57	-5.72	-	-	-1.37	-	-	0.07	-	-	-	-
T-FeO	19.15	36.46	29.29	8.46	30.82	26.21	30.09	23.63	43.05	25.38	25.74	24.11	34.20	38.51	27.36
Th	-	-	-	-19.15	-23.77	-	-	-3.10	-	-	-11.65	-	-	-	-
TiO ₂	1.35	3.44	2.35	1.21	-0.34	1.17	2.63	-1.16	2.78	3.01	4.44	7.83	13.64	7.86	3.49
U	-	-	-	-4.98	-5.03	-	-	-0.24	-	-	-2.66	-	-	-	-
V	859.2	1328	-	-	-	-	-	369.3	-	-	-	752.8	1176	2363	-
Y	-41.32	-10.65	-2.82	-215.0	-174.3	-27.86	26.10	-91.43	-34.83	30.84	-5.48	-55.82	4.81	-34.43	-
Yb	-4.60	-2.07	-	-17.11	-11.58	-	-	-6.39	-6.60	3.99	-1.76	-	-	-	-
Zn	136.8	795.8	148.0	-43.03	206.7	143.7	187.7	2.53	95.74	348.8	-1.16	-	-	-382.9	-
Zr	-114.4	-384.4	-120.6	-173.6	-632.0	-138.0	-108.4	-298.3	-931.6	-104.5	152.8	-1108	-1509	-691.2	-

記号は第2表と同じ。

マの組成により傾斜が決定されるのに対して、コンパティブル元素では、初生マグマの組成が分配係数をコントロールすることにより、元素濃度と組成変化経路の傾きとの間に直線的な相関が生じていると推定される。

§ 6. “標準組成変化経路群”を記述する媒介変数AおよびB

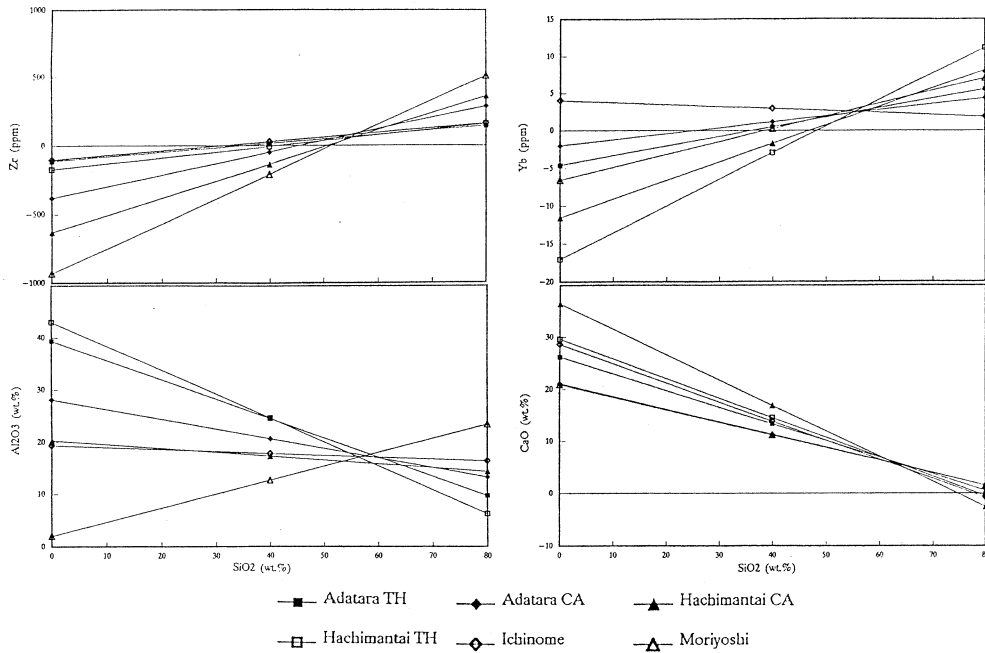
第4図に、第2表、第3表に示されている各分析元素についての組成変化経路の傾斜値aに対して切片値bをプロットした図を示す。前述したとおり、いずれの元素においても両者の間に極めて直線的な関係が認められる。これらの図上に描かれた各直線について求めた傾斜値Aと切片値Bを各図の左下に示してある。

ここで

$$b = A \times a + B \quad (10)$$

の関係より、 $a = 0$ のときは、

$$b = B \quad (11)$$



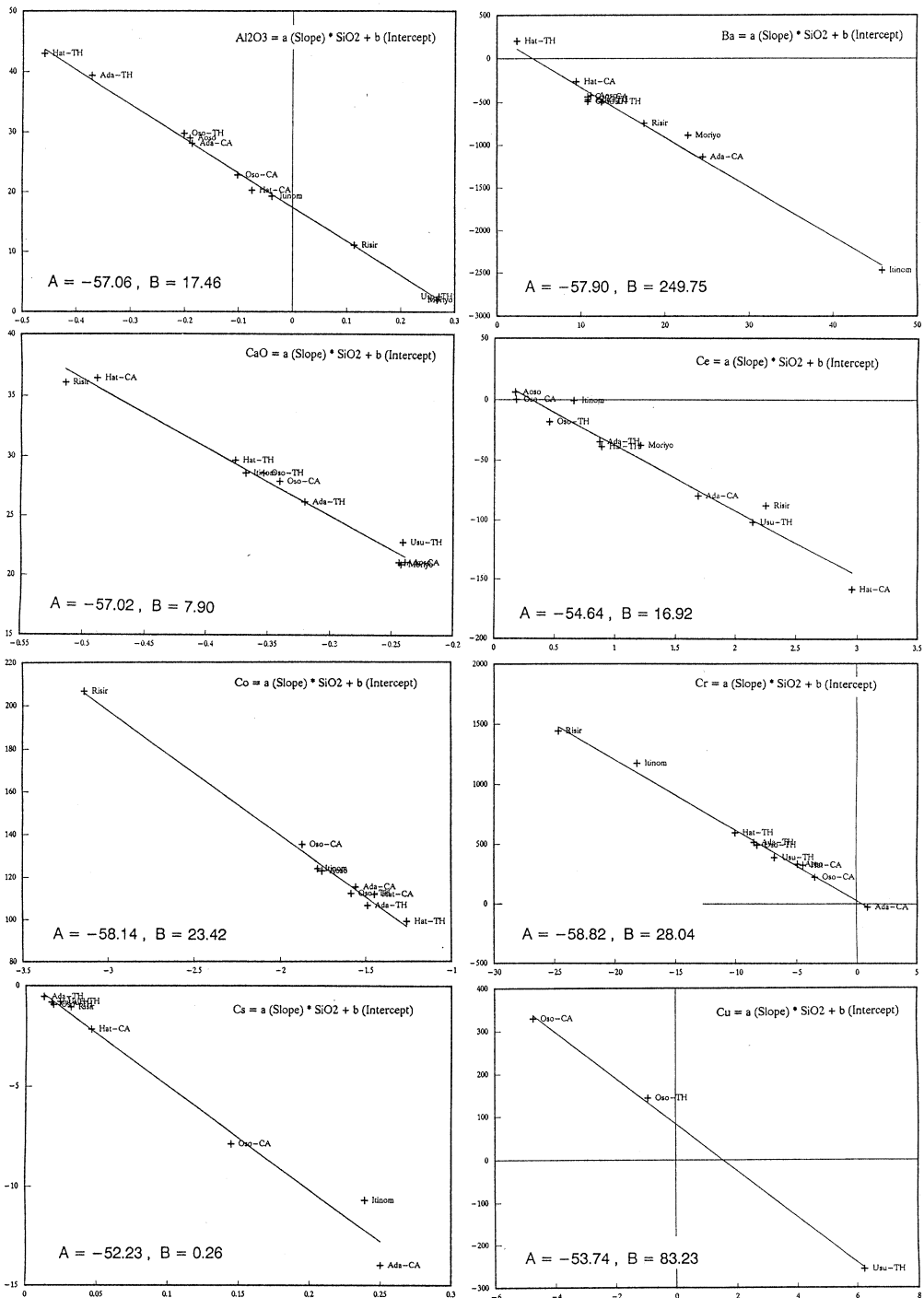
第3図 代表的ないくつかの元素において組成変化経路が示す傾斜の変化。これらの図は元素の挙動，すなわちSiO₂の増加にともなう組成変化経路の傾きが各元素の濃度と密接に関連していることを示している。そのような関係はこれらの組成変化経路群が一つの点に収束しているために生じている。

となり，

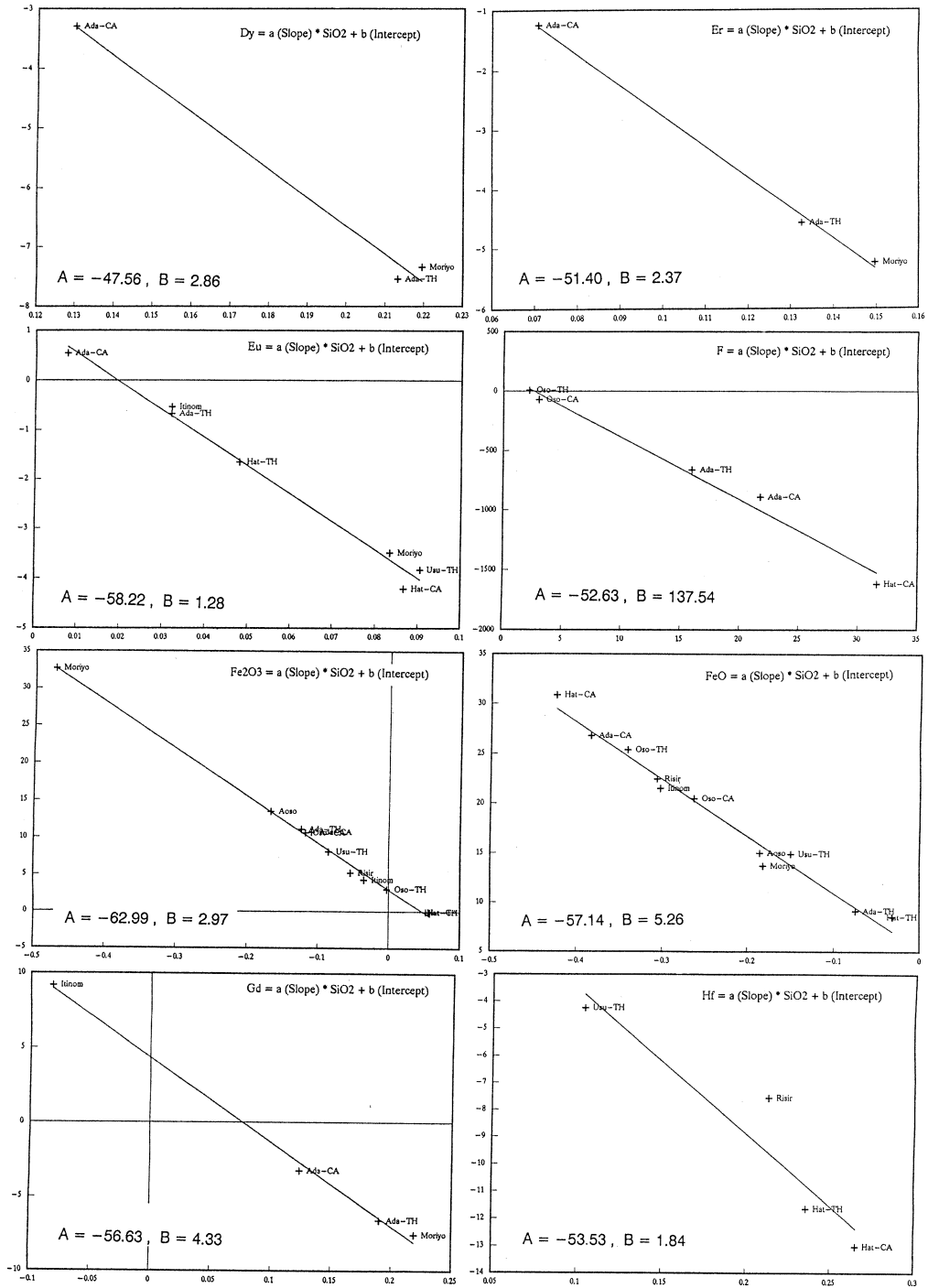
$$-A = \frac{B - b}{a} \quad (12)$$

と表されることから，この A , B はまさに，先に述べた組成変化経路が一点で交差する点（収束点）の組成を表しており，この点の SiO₂ wt. % が $-A$ に相当し，そこでの元素濃度が B で表される。すなわち，標準組成変化経路群 (*standard set of trend line*) は組成変化経路群が収束する点の組成によって規定され，記述される。第4表に各火山岩グループについて得られた A と B をまとめた。

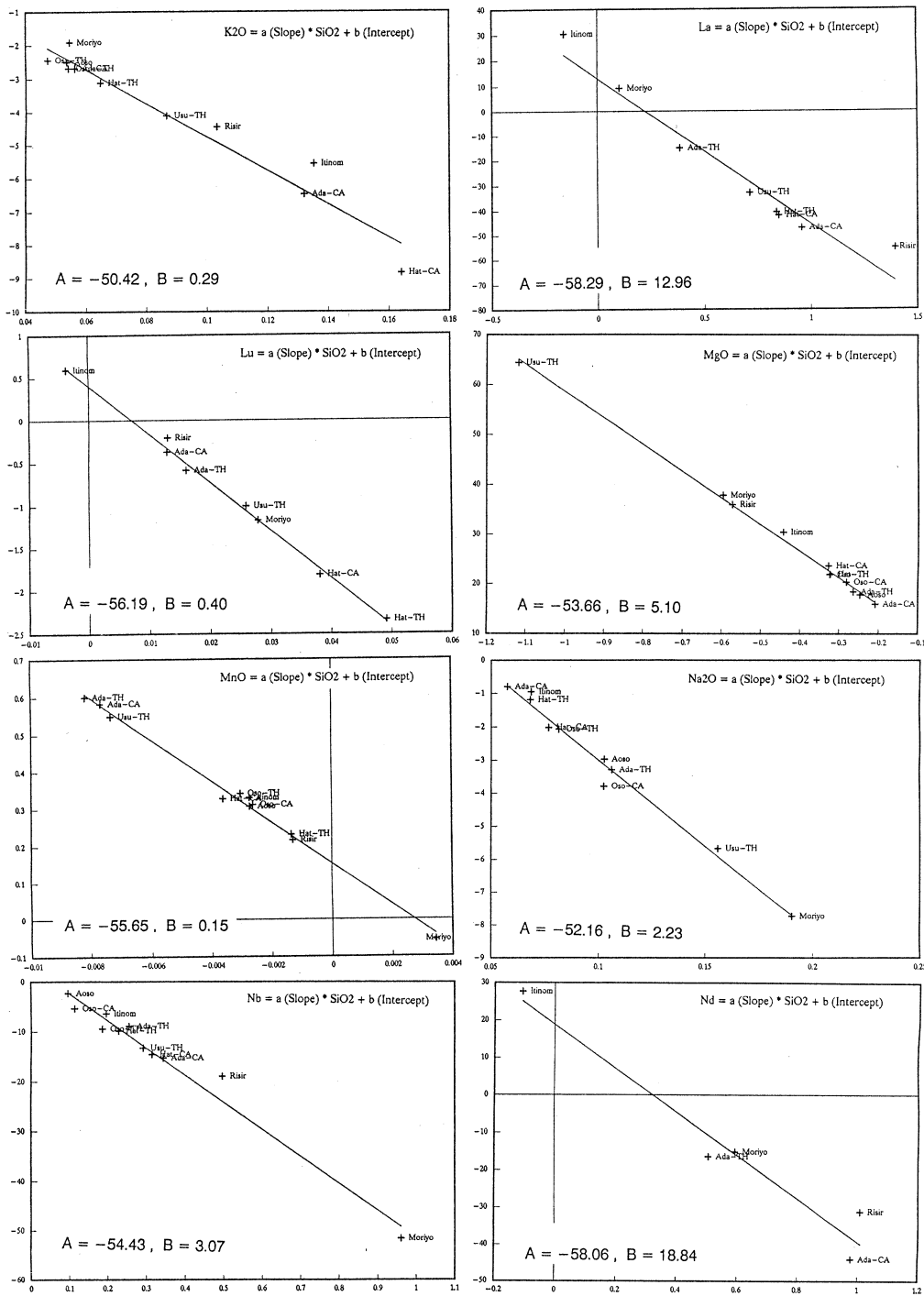
例えば，K₂O について言えば，第4表に示されている値のうち，今回の全データを用いて算出された $A = -37.36$, $B = -0.87$ という結果は，Gill¹⁾，あるいは Aramaki and Ui³⁾ が示している関係式から得られる $A = -33.38$, $B = -0.22$ という値によく対応している。但し，今回の結果が基本的には各組成変化経路の苦鉄質側部分を使用しているために，東北本州弧火山岩



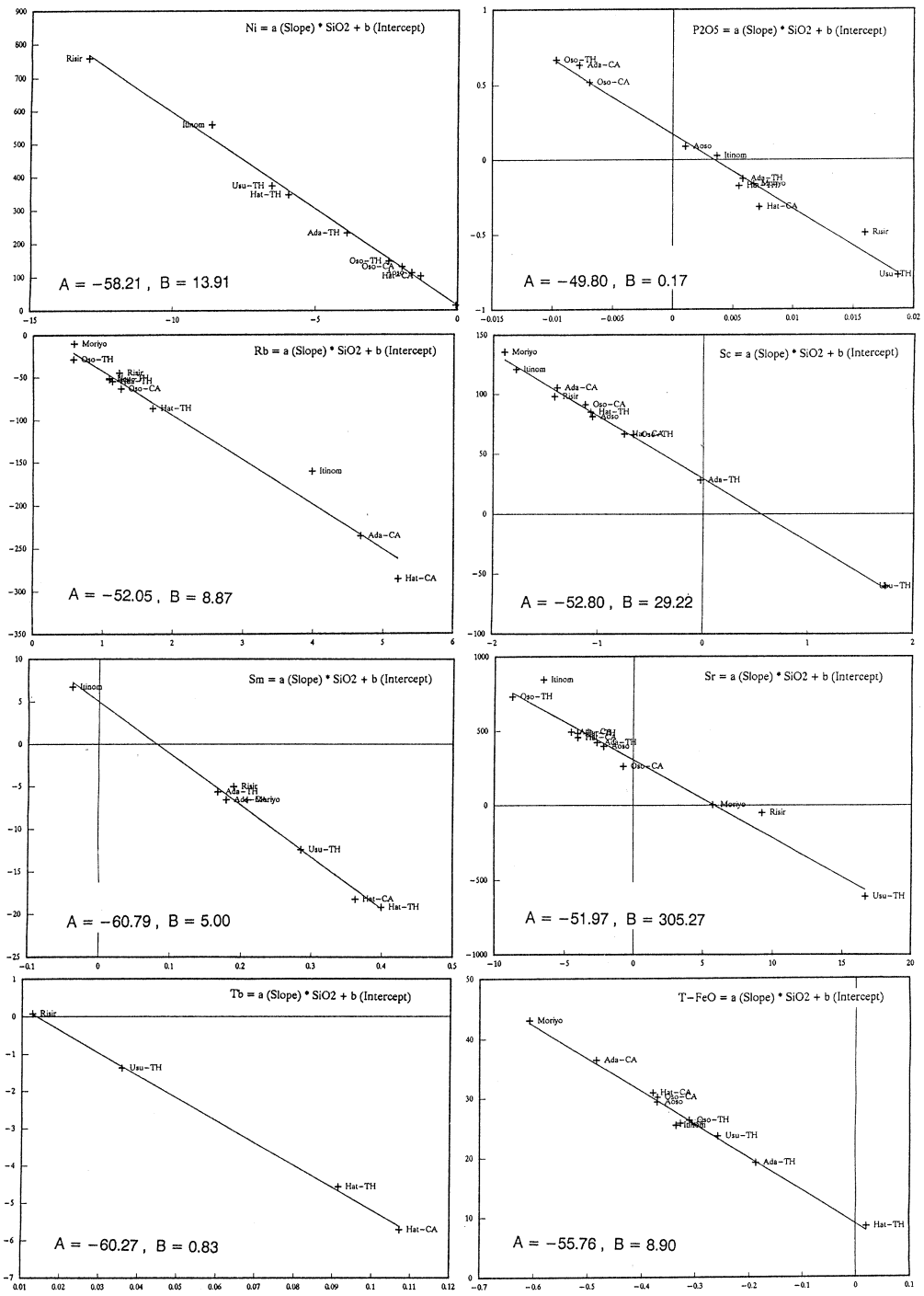
第4図 各元素のSiO₂に対する勾配値aと切片値bとが示す直線関係、ならびにその直線の傾斜Aと切片B。



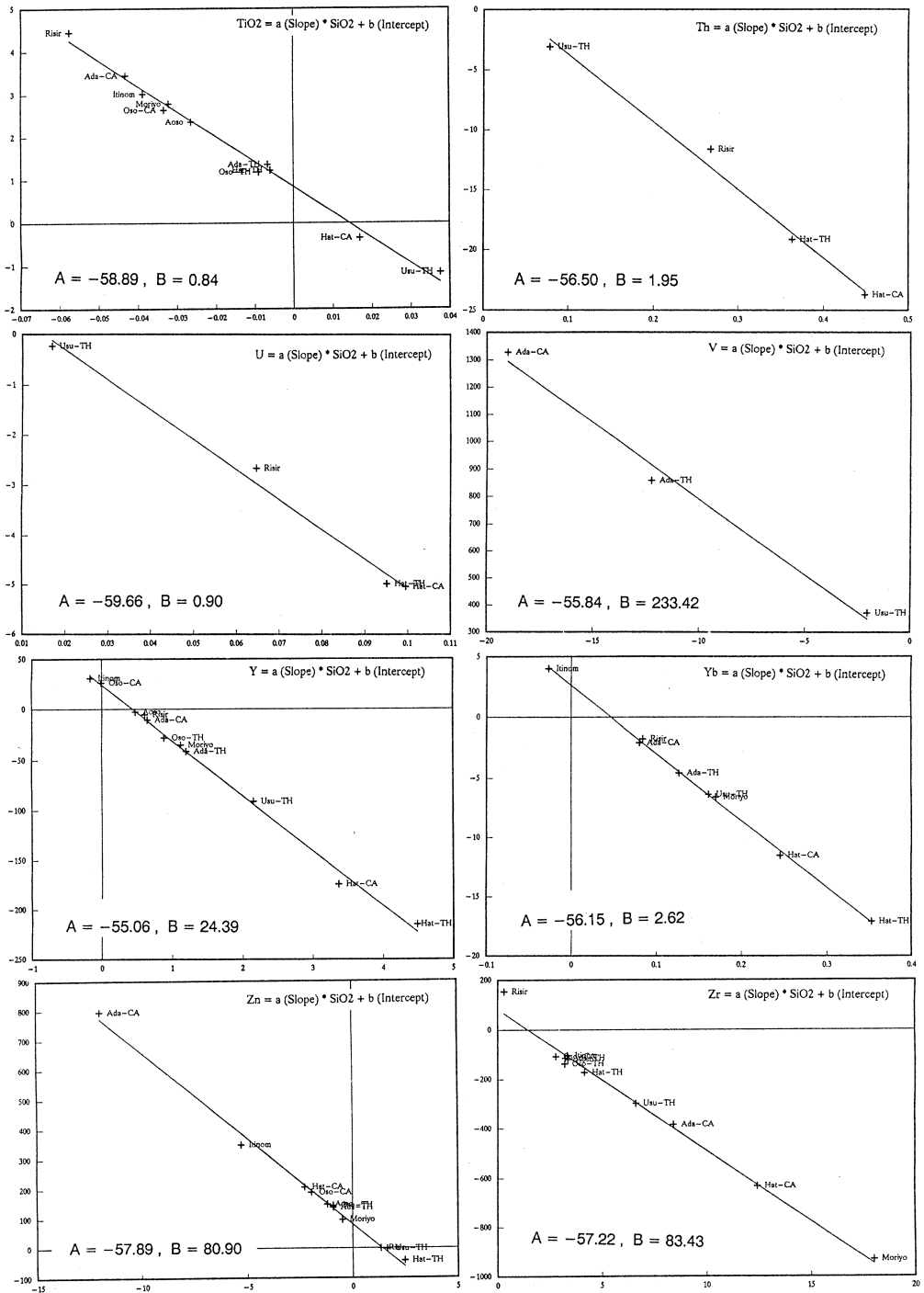
第4図(続き)。



第4図 (続き)。



第4図(続き)。



第4図(続き)。

第4表 ある地域に分布する一群の火山岩類において、各元素のSiO₂に対する回帰直線群の勾配値(a)と切片値(b)の変化は比例関係を示す。この関係を $b=A \times a + B$ で表したときの傾斜値(A)と切片値(B)。

	All data	NE Japan all data	NE Japan Front	NE Japan Backarc	All data	NE Japan all data	NE Japan Front	NE Japan Backarc
	(A)	(A)	(A)	(A)	(B)	(B)	(B)	(B)
Al ₂ O ₃	-52.23	-57.06	-56.78	-56.85	18.28	17.46	17.55	17.31
Ba	-39.30	-57.90	-58.91	-62.88	-40.78	249.75	242.99	441.82
CaO	-47.60	-57.02	-59.98	-55.81	10.59	7.90	7.21	7.63
Ce	-39.19	-54.64	-56.14	-54.12	-2.46	16.92	12.62	32.38
Co	-46.65	-58.14	-55.58	-	43.58	23.42	27.71	-
Cr	-52.92	-58.82	-55.39	-	64.06	28.04	42.20	-
Cs	-48.74	-52.23	-57.10	-	0.16	0.26	0.35	-
Cu	-	-	-53.74	-	-	-	83.23	-
Dy	-	-47.56	-	-	-	2.86	-	-
Er	-	-51.40	-	-	-	2.37	-	-
Eu	-	-58.22	-56.77	-	-	1.28	1.04	-
F	-39.47	-54.60	-52.63	-	87.24	183.49	137.54	-
Fe ₂ O ₃	-58.38	-62.99	-62.58	-65.27	3.14	2.97	3.25	1.87
FeO	-55.22	-57.14	-57.14	-67.59	5.60	5.26	5.66	1.42
Gd	-	-56.63	-	-	-	4.33	-	-
Hf	-	-53.53	-55.13	-	-	1.84	1.49	-
K ₂ O	-37.36	-50.42	-54.00	-45.63	-0.87	0.29	0.34	0.49
La	-	-58.29	-56.77	-53.29	-	12.96	7.04	18.67
Li	-	-	-60.85	-	-	-	11.42	-
Lu	-	-56.19	-54.78	-55.26	-	0.40	0.34	0.43
MgO	-47.75	-53.66	-53.66	-46.76	7.03	5.10	5.10	9.65
MnO	-55.02	-55.65	-53.79	-60.91	0.15	0.15	0.16	0.15
Na ₂ O	-40.58	-52.16	-50.20	-50.58	1.38	2.23	2.00	2.66
Nb	-37.55	-54.43	-47.55	-60.02	-2.60	3.07	1.00	7.46
Nd	-	-58.06	-	-53.41	-	18.84	-	20.48
Ni	-50.57	-58.21	-54.58	-	42.75	13.91	20.72	-
P ₂ O ₅	-41.11	-49.80	-52.86	-40.49	0.16	0.17	0.16	0.15
Rb	-40.39	-52.05	-54.02	-43.79	-7.20	8.87	5.62	12.54
Sc	-49.49	-52.80	-52.65	-	30.69	29.22	29.47	-
Sm	-	-60.79	-60.03	-52.91	-	5.00	4.36	4.74
Sr	-40.15	-51.97	-52.63	-59.68	370.19	305.27	263.84	435.37
Tb	-	-60.27	-60.06	-	-	0.83	0.81	-
T-FeO	-53.64	-55.76	-55.86	-63.36	9.27	8.90	9.26	4.68
Th	-	-56.50	-55.90	-	-	1.95	1.28	-
TiO ₂	-61.18	-58.89	-57.29	-66.71	0.91	0.84	0.84	0.56
U	-	-59.66	-59.25	-	-	0.90	0.77	-
V	-47.14	-	-55.84	-	277.08	-	233.42	-
Y	-54.79	-55.06	-54.99	-50.78	27.01	24.39	23.74	23.56
Yb	-	-56.15	-55.79	-53.79	-	2.62	2.45	2.62
Zn	-51.96	-57.89	-58.57	-52.95	98.25	80.90	86.44	69.95
Zr	-42.68	-57.22	-54.05	-59.67	18.79	83.43	52.59	136.69

All data : 第2, 第3表のデータ総てを使用, NE Japan, all data : 東北日本弧からのデータ総てを使用, NE Japan, Front : 東北日本弧火山フロント側火山のみ使用, NE Japan, Backarc : 東北日本弧背弧側火山(森吉, 一の目瀧, 利尻火山)のデータを使用した結果。(A)と(B)を用いて各グループ内の任意の火山における1個の分析データから, 特定のSiO₂における組成を式(13)により算出することができる。

について得られた $A=-50.42$, $B=0.29$ という結果は, SiO₂=50~70%の範囲のデータを用いた結果³⁾とはかなり違っている。

また, Rb, Sr, K₂O, La, Ceといったいくつかの元素においては, 例えば, 東北本州弧火山フロント側火山と背弧側火山との間に異なる標準組成変化経路群が存在することを示している。すなわち, インコンパティブル元素について言うと, 背弧側火山では火山フロント側火山

に対してより B 値は大きく、 $-A$ 値が小さい組成に収束点が存在する。これはプロセス判定図にもとづいて指摘されているように東北本州弧ではこれらの元素において火山フロント側火山と背弧側火山との間に初生マグマ組成上の明瞭な違いが存在する²⁴⁾ことを反映したものであろう。東北本州弧火山岩について、今回得られた A と B の値から推定される初生マグマ中でのインコンパティブル元素組成が、背弧側の方が火山フロント側火山よりも高濃度で、しかもその SiO_2 量が少ないという予想は、これまで得られている常識と矛盾しない。

§ 7. 任意の SiO_2 における元素濃度の算出

Aramaki and Ui³⁾も示しているように、標準組成変化経路群が得られると、その元素の組成変化が標準組成変化経路に従うと考えてよい場合には、1個の分析データを用いて、任意の SiO_2 (wt. %) における元素濃度を算出することができる。この方法により、例えば、任意の分析値から初生マグマないしそれに近いより未分化なマグマ中でのインコンパティブル元素濃度を推定することができれば、初生マグマ、ひいてはそれから起源マントルの組成を議論する際の不確定な要素を少なくすることができる。

Aramaki and Ui³⁾が示している(3)式は $\text{SiO}_2 - \text{K}_2\text{O}$ 関係にのみ利用できる式であるが、本論で新たに導入した2つの媒介変数、 A と B を用いることによって、1個の分析データから任意の SiO_2 wt. % における元素濃度を算出するためのより一般的な式が得られる。

$$E (\text{SiO}_2 = S_N) = \frac{S_N (E + B_E) - B_E S - A_E E}{S - A_E} \quad (13)$$

ここで A_E , B_E は、元素 E に関する標準組成変化経路群の収束点に関連したパラメーター A および B である。 S_N は算出しようとするマグマの SiO_2 wt. % であり、 S ならびに E はそれぞれ分析データ中での SiO_2 と任意の元素 E の濃度である。この式を使用するにあたっては、分析データと標準組成変化経路群の収束点との位置関係に注意する必要があるが、インコンパティブル元素などで分析データがこの収束点よりも高濃度側にある場合には、本式を用いて任意の SiO_2 % における元素濃度を算出することができる。第5表にそのような例を示す。今回の A , B の計算にあたっては、鳥海火山のデータは使用していない。そこで鳥海火山噴出物の $\text{SiO}_2 = 55\%$ における平均組成²⁵⁾と先に示した関係式(13)とを用いて $\text{SiO}_2 = 51\%$ における濃度を計算し、これと実際の $\text{SiO}_2 = 51\%$ における平均組成²⁵⁾と比較したのが第5表である。計算値と平均組成とは一部の元素を除いて分析誤差内でよく一致している。鳥海火山噴出物において、インコンパティブル元素のうち、 K_2O , Rb といった元素が、むしろ一部のコンパティブル元素より

第5表 媒介変数(A), (B)と1個の分析データからの任意のSiO₂における元素濃度を計算した結果。

	(A) NE Japan Backarc	(B) NE Japan Backarc	Chokai C-55	Calc.	Chokai HA-51	R. E. (%)
SiO ₂ (wt.%)			55.00	51.00	51.00	
			(wt.%)	(wt.%)	(wt.%)	
TiO ₂	-66.71	0.56	1.03	0.98	0.99	-1
Al ₂ O ₃	-56.85	17.31	18.33	17.06	18.08	-6
MnO	-60.91	0.15	0.16	0.17	0.18	-7
MgO	-46.76	9.65	4.24	6.87	6.85	0
CaO	-55.81	7.63	7.39	6.20	9.03	-31
Na ₂ O	-50.58	2.66	3.51	3.28	3.18	3
K ₂ O	-45.63	0.49	1.66	1.57	1.26	25
P ₂ O ₅	-40.49	0.15	0.36	0.34	0.33	3
T-FeO	-63.36	4.68	7.90	7.47	8.36	-11
			(ppm)	(ppm)	(ppm)	
Zn	-52.95	69.95	82	76.37	71	8
Rb	-43.79	12.54	42.0	39.79	30.3	31
Sr	-59.68	435.37	522	488.61	573	-15
Ba	-62.88	441.82	506	473.84	404	17
Ce	-54.12	32.38	34.50	32.05	30.00	7
Y	-50.78	23.56	28.7	26.72	27.3	-2
Nb	-60.02	7.46	4.11	3.71	3.40	9
Zr	-59.67	136.69	126.0	116.84	98.2	19

Chokai, C-55, Ha-51は吉田ら²⁵⁾から引用したデータ。Calc. は東北日本弧背弧側火山のデータを用いて算出された媒介変数 A, B と Chokai, C-55組成を用いて式(13)により計算した SiO₂ = 51%における各元素の濃度。R. E. (%)は計算値と平均組成 HA-51との間の相対誤差を表す。

も一致の程度が悪いという事実は特筆される。その原因については今後の課題であるが、平均組成の算出に用いたデータセットが厳密には単一の分化作用により生じたものではなかった可能性や、これらの元素の挙動には先に述べたような単純な結晶作用以外のなんらかの作用が影響している可能性などが考えられる。

§ 8. さいごに

SiO₂を横軸にとった K₂Oの組成変化経路において、その直線性と、この直線の傾きの規則的な変化によって示される標準組成変化経路群 (standard set of trend line) の存在が知られていた。本論では、この SiO₂-K₂O 図に認められる関係が東北本州弧をはじめとする多くの苦鉄質火山岩中において、インコンパティブル元素のみならず、大部分の主要・微量元素において認められることを示した。

より一般化された標準組成変化経路群を記述する方法として、元素濃度の変化に比例して組

成変化直線の傾斜が変化するという関係を、組成変化直線がある一点に収束し、この点を軸に傾斜が変化する現象であると見なすことにより、この交点の座標値に関連した2個のパラメーター、*A*と*B*によって表す方法を提唱した。

これによって、最近では50に及ぶ元素について得られるようになってきた火山岩組成の変化経路に関する複雑な議論を、きわめて少数のパラメーターによって、より一般的に議論する道が開かれたとともに、初生マグマの組成に関する議論をこれまで以上に論理的に進めるための補助手段が得られたことになる。

本報告を作製するのにもととなった多くのデータを出すのにあたって、東北大学核理研の榊本和義博士、大槻 勤博士、ならびにライナック・マシングループの方々をはじめ職員の方々には大変お世話になった。東北大学教養部蟹沢聰史教授、石川賢一博士、岩鉦教室の藤巻宏和助教授、長谷中利昭博士、土谷信高博士には、諸般にわたって御助力頂き、また常日頃議論いただいている。なお、本研究の一部に文部省科学研究費補助金 (No. 01302017) を使用した。以上の方々、ならびに当局に深謝する。

参 考 文 献

- 1) J. B. Gill : *Orogenic andesites and plate tectonics*. (Springer-Verlag, 1981) p. 390.
- 2) T. Yoshida, M. W. Lee and K. Aoki : CYRIC Annual Report, 1982, Tohoku Univ. (1983) 80.
- 3) S. Aramaki and T. Ui : *J. Volcanol. Geotherm. Res.* **18** (1983) 549.
- 4) M. W. Lee, T. Yoshida and K. Aoki : *Res. Rep. Lab. Nuc. Sci. Tohoku Univ.* **15** (1982) 249.
- 5) K. Aoki, T. Yoshida, K. Yusa and Y. Nakamura : *J. Volcanol. Geotherm. Res.* **25** (1985) 1.
- 6) 金子信行, 吉田武義, 青木謙一郎 : 核理研研究報告 **16** (1983) 151.
- 7) 霜鳥 洋, 吉田武義, 青木謙一郎 : 核理研研究報告 **16** (1983) 301.
- 8) 吉田武義, 渡部 均, 青木謙一郎 : 核理研研究報告 **16** (1983) 309.
- 9) S. Aramaki, K. Hirayama and T. Nozawa : *J. Geol. Soc. Jpn.* **78** (1972) 39.
- 10) T. Hatherton and W. R. Dickinson : *J. Geophys. Res.* **73** (1968) 4615.
- 11) W. R. Dickinson : *J. Geophys. Res.* **73** (1968) 2261.

- 12) 富樫茂子：岩鉱 **72** (1977) 45.
- 13) 藤縄明彦：岩鉱 **75** (1980) 385.
- 14) 藤縄明彦, 吉田武義, 青木謙一郎：核理研研究報告 **17** (1984) 356.
- 15) A. Fujinawa：藤縄, 科研費報告書「第四紀東北日本火山フロント下におけるマグマ生成過程の岩石学的・地球化学的解明」(1990) p.47.
- 16) 藤縄明彦：火山 **36** (1991) 241.
- 17) 富樫茂子, 吉田武義, 青木謙一郎：核理研研究報告 **19** (1986) 139.
- 18) 大場与志男, 吉田武義, 青木謙一郎：核理研研究報告 **18** (1985) 189.
- 19) 中川光弘, 吉田武義, 青木謙一郎：核理研研究報告 **17** (1984) 375.
- 20) 中川光弘：火山 **36** (1991) 223.
- 21) 青木謙一郎, 吉田武義：核理研研究報告 **19** (1986) 279.
- 22) 小林哲夫, 吉田武義, 福岡孝昭, 青木謙一郎：核理研研究報告 **20** (1987) 216.
- 23) 金子信行：岩鉱 **86** (1991) 140.
- 24) 吉田武義, 青木謙一郎：核理研研究報告 **21** (1988) 301.
- 25) 吉田武義, 酒寄淳史, 青木謙一郎：核理研研究報告 **21** (1988) 281.

IV. 加 速 器 ・ 測 定 装 置

ストレッチャー・ブースタリングからのビーム取り出し

核理研

江口 剛・玉江 忠明

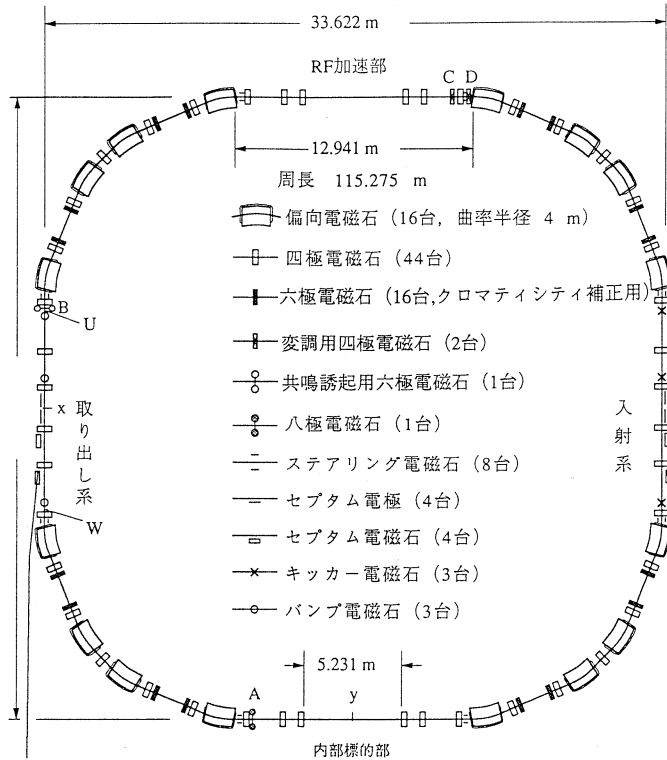
§ 1. 序

東北大学次期計画において新たに建設が予定されているストレッチャー・ブースタリングは、(1)ライナックからのパルスビームを準連続ビームに変換し原子核同時計数実験に供給するストレッチャー・モード、(2)ライナックからのビームを1.5GeVまで加速し、放射光用の蓄積リングへ入射するブースタ・モード、(3)蓄積したビームを用いて、リング内で内部標的による原子核実験を行う蓄積モードの3つのモードで運転される。ストレッチャー・ブースタリングの電磁石配置とその強度、電子の軌道計算については参考文献¹⁾に報告されている。今回、ストレッチャー・モードにおける遅い取り出しについてさらに詳しい計算を行ったので報告する。

ストレッチャー・モードでは、ライナックから300ppsで入射されるパルス・ビームをリング内に蓄積し、次の入射までの3.3msecの間に遅い取り出しでゆっくり取り出して連続ビームに変換する。取り出し方法は、エネルギー470MeVを境に異なっており、470MeV以下では半整数共鳴振動を利用したモノクロマティック取り出し、470MeV以上では三分整数共鳴振動を利用したアクロマティック取り出しが用いられる。ストレッチャー・ブースタリングの全体図を第1図に示す。偏向電磁石、四極電磁石の配置および強度は参考文献¹⁾と同じである。(ただし、参考文献¹⁾の表3-3には誤植があるので本報告の値を参照されたい。)

§ 2. エネルギー470MeV以下の運転におけるビーム取り出し

リサーキュレーションを行わない時、電子ライナックで加速されるビームのエネルギーは最高470MeVである。このエネルギー領域では、ストレッチャー・ブースタリングにおいてビームに対するRF加速を行わず、シンクロトロン放射によるエネルギー損失を利用したモノクロマティック取り出しによってビームを取り出す。この方法は、すでに東北大学の150MeVストレッチャーに適用され、成功をおさめている²⁾。この方法では、入射の繰り返し周期の間に電子がシンクロトロン放射で失うエネルギー幅に等しいエネルギー幅の電子ビームを入射し、その下限値でビームが共鳴振動を起こすようにリングのクロマティシティ(ベータトロン振動数の運動量依存性)を調節しておく。すると、ビーム中の電子はリングを周回しながらシンクロ



第1図 ストレッチャー・ブースタリングの全体図。

トロン放射によってエネルギーを失い、取り出しエネルギーに達したものから、順次、共鳴振動を起こしてリングから取り出されていく。そして、最大のエネルギーを持っていた電子も、次の入射の直前には取り出しエネルギーに達し、共鳴振動を起こしてリング外へ取り出される。このようにして、ビームは取り出し時間3.3msecにわたって少しずつすべて取り出され、パルスビームが連続ビームに変換されることになる。ビームのエネルギー幅は、ライナック終端のエネルギー圧縮装置 (Energy Compression System) によって調整する。

放射損失の割合は電子のエネルギーの3乗に比例する。また、ビームの取り出し時間は入射の繰り返しの回数で決まり、ビーム入射の繰り返し数が300ppsの時、取り出し時間は3.3msecとなる。蓄積された電子が3.3msecの間に失うエネルギーの割合を第2図に示す。この図から分かるように、100%のデューティファクターで運転するためには、470MeVで2%のエネルギー幅のビームを入射する必要がある。

470MeV以下の運転モードでのストレッチャー・ブースタリングのナチュラル・クロマティシティ (偏向電磁石と四極電磁石のみによるクロマティシティ) は、水平 (x) 方向が-7.14,

鉛直 (y) 方向が -8.99 である。したがっ

て、例えば、運動量幅 2% のビームに対 $\Delta E / E_0 (\%)$

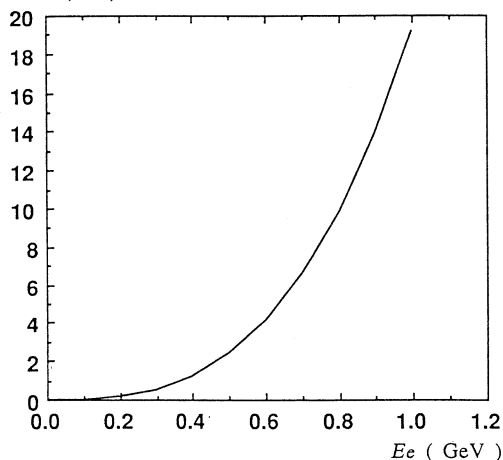
するベータトロン振動数の広がり、

$$\Delta \nu_x = 7.14 \times 0.02 = 0.1428 \quad (1)$$

$$\Delta \nu_y = 8.99 \times 0.02 = 0.1798 \quad (2)$$

となる。

モノクロマティック取り出しでは、運動量 (高エネルギー電子の場合はエネルギーにはほぼ等しい) による水平方向のベータトロン振動数の違いを利用してビームを取り出すので、水平方向のクロマティシティを取り出しに都合の良い値に調節しておく必要がある。また、鉛直方向の



第2図 シンクロトロン放射によるエネルギー損失率。

クロマティシティが大きすぎると、余計な共鳴振動が生じてビーム不安定の原因となる。そこでリングの円弧部に16台の六極電磁石を配置してクロマティシティの補正を行なうことにした。六極電磁石によるクロマティシティの変化は、

$$\Delta \xi_x = \frac{1}{4\pi} \int 2K_s \eta \beta_x(s) ds \quad (3)$$

$$\Delta \xi_y = -\frac{1}{4\pi} \int 2K_s \eta \beta_y(s) ds \quad (4)$$

となる。ここで、 η はエネルギー分散関数、 $\beta_x(s)$ 、 $\beta_y(s)$ 、は、それぞれ水平方向および鉛直方向のベータトロン関数である。また、 K_s は六極電磁石の強度

$$K_s = \left[\frac{1}{2} \frac{1}{B_p} \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \right) \right]_{x=0, y=0} \quad (5)$$

B_p は磁気的硬さである。従って、六極電磁石はエネルギー分散関数 η と β_x 又は β_y の大きい所に配置する必要がある。また、この場合のように、水平、鉛直両方向のクロマティシティを正の方向に補正する場合には、 $\beta_x(s)$ 、の大きな所に K_s が正の六極電磁石 (SF) を、 $\beta_y(s)$ の大きな所に K_s が負の六極電磁石 (SD) を設置する。そうすると、 K_s の絶対値を大きくすることなしにクロマティシティを補正することができる。ストレッチャー・ブースタリングの場合には、4つの円弧部にある2.38mの自由空間の両端近くにクロマティシティ補正用六極電磁

石を設置する（第1図、第3図）。

鉛直方向クロマチシティについては、ビーム不安定の原因となる余計な共鳴振動が生じないように値をゼロにし、水平方向のクロマチシティについては、2.2で説明するように、取り出し条件に合うような値を選択した。

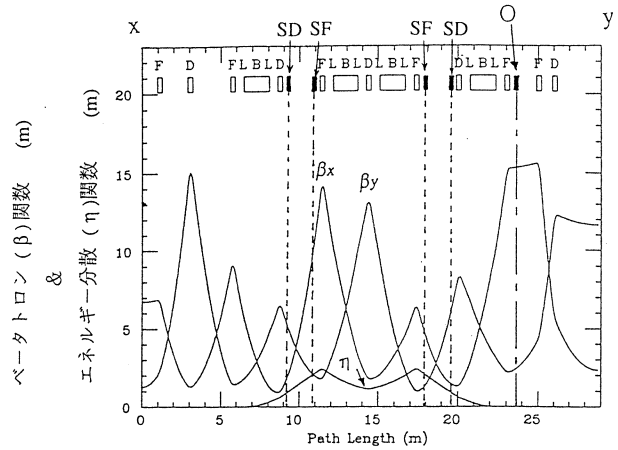
共鳴振動を利用したビーム取り出しで主に使われるのは三分整数共鳴振動と半整数共鳴であるが、三分整数共鳴振動の場合には共鳴を誘起するのも六極電磁石なので、クロマチシティ調整用六極電磁石と共鳴誘起用六極電磁石が干渉合ってしまう。これに対して半整数共鳴振動の場合には共鳴の誘起は八極電磁石により行われ、六極電磁石を用いて共鳴の誘起に関係なく独立にクロマチシティを調整することができる。そのためにビームエネルギーが470MeV以下の時には、2ターン入射を行い半整数共鳴振動を利用してビームを取り出すことになる。

2.1 八極電磁石の位置の決定

半整数共鳴振動を誘起するための八極電磁石の位置を決定する。ビームの不安定性を大きくないように、また電源の能力との兼ね合いから八極電磁石の強度は小さい方がよい。八極電磁石成分による力は中心軌道からの電子の変位 x と y について3次の項に比例するので、電子がベータatron運動により中心軌道から離れるほど、より大きな力を受ける事になる。そこで八極電磁石を置くのに都合の良い場所としては、水平方向についてベータatron運動の振幅が大きい位置、つまりベータatron関数 β_x が大きい場所を選べばよい。また、八極電磁石の位置は取り出されるビームの角度に影響を与える。この取り出されるビームの角度は、セプタム電極のワイヤー付近で中心軌道に平行かやや外向きの方がビームを取り出しやすい。結局、八極電磁石は第1図のA点に設置することにした。A点では $\beta_x \cong 15\text{m}$ （第3図のOの位置）である。

2.2 クロマチシティの調整と八極電磁石の強度の決定

共鳴振動を起こした電子は、位相空間上でのビームの安定領域（セパトロリックス）から出



第3図 エネルギー470MeV以下のビーム取り出しの時の、第1図のx点からy点までの四分の一リングに対するベータatron関数とエネルギー分散関数。

た後、ベータatron振動の振幅をしだいに増加させていく。この増加の速さやセパトロリックスの大きさは、水平方向のクロマチシティの大きさと八極電磁石の強度によって決定される。

八極電磁石の位置での半整数共鳴振動のセパトロリックスの大きさ S_{sp} は³⁾

$$S_{sp} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\varepsilon \sqrt{1+\alpha^2}}{\beta_x^2 K_0} \quad (6)$$

で与えられる。ただし β_x は八極電磁石の位置での水平方向のベータatron関数、 K_0 は八極電磁石の強度、また、

$$\alpha = -\frac{1}{2} \frac{d}{ds} \beta(s) \quad (7)$$

$$\varepsilon = 2\pi m(\nu - \nu_R) \quad (8)$$

である。ここで、 ν_R は共鳴のベータatron振動数 ($\nu_R=5.5$)、 m は共鳴の次数 (半整数共鳴では2)、 ν は電子のベータatron運動の振動数で、

$$\nu = 5.46 + \xi_x \delta \quad (9)$$

で与えられる。 ξ_x はクロマチシティ、 δ は電子の運動量偏差である。つまり、 S_{sp} の大きさは、クロマチシティを調整することによる ε の大きさの変化、八極電磁石の強度の調整による K_0 の大きさの変化によって決定される。

S_{sp} は 10π mm mrad程度の大きさになるようにした。 S_{sp} がこれより小さいと、八極電磁石の強度を大きくしなければならない。逆にこれより大きいと、安定領域がセプタム電極に近づき過ぎて、ベータatron振動の振幅の増加の速さの調整が難しくなる。

ベータatron振動の振幅の増加 Δ に条件が課せられるのは次のような理由である。共鳴振動を起こしたビームを取り出すためのセプタム電極のワイヤーと電極の間の距離はおよそ10mmである。共鳴振動によりベータatron運動の振幅が大きくなったビームをほぼ100%の効率で取り出すためには、その10mmの間隙にすべての電子が飛び込まなくてはならない。そこで、セプタム電極のワイヤーのある位置 (中心軌道から25mm離れた位置) でのベータatron運動の振幅の1周期当りの増加のステップを8mm程度になるように八極電磁石と六極電磁石を調整した。

Δ は、八極電磁石のある位置で、

$$\Delta_x = \frac{dx}{dT} = \varepsilon y \quad (10)$$

$$\Delta_y = \frac{dy}{dT} = -\epsilon x + 2\beta_x K_0 x^3 \quad (11)$$

である。ただし、

$$y = \frac{\beta_x}{\sqrt{1+\alpha^2}} x' \quad (12)$$

で、 T は周期（1周期＝リング2回転）、その他の変数の意味は S_{sp} に対するものと同じである。この Δ も六極電磁石と八極電磁石の強度の兼ね合いで変化するので、 S_{sp} と Δ は同時に調整される。

六極電磁石と八極電磁石以外の部分における電子の運動の計算は、伝送行列を使って行った。この際に、偏向電磁石における電子軌道の曲率半径 ρ と、四極電磁石の強度 K_q を、運動量偏差 δ に応じて、

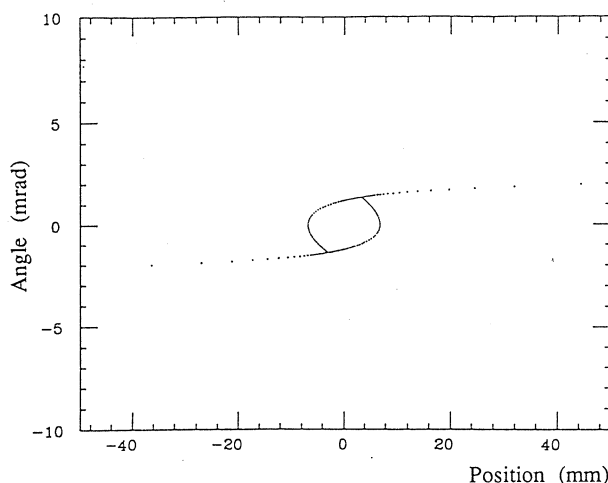
$$\rho = \rho_0 (1 + \delta), \quad (13)$$

$$K_q = K_{q0} / (1 + \delta) \quad (14)$$

と変更して計算を行った。この変更により、ナチュラル・クロマチシティを計算に含めることが出来る。

また、六極電磁石と八極電磁石における電子の運動の計算は、運動方程式を数値積分して入口の座標 (x_0, x'_0) から、出口の (x, x') を求めるという方法で行った。

以上のようにして、六極電磁石と八極電磁石の強度を決めた。半整数共鳴振動を利用した、エネルギー470MeV以下のビーム取り出しを表す位相空間上での電子の運動の様子を第4図に示す。また、第1表にこの時の各電磁石の配置・強度を示す。この時、水平方向のクロマチシティは-2.1となった。偏向電磁石と四極電磁石によるベータトロン振動数は $(\nu_x, \nu_y) = (5.46, 5.20)$ なので、クロマチシティ補正後の、運動量偏差1%の電子に対するベータトロン振動数は、



第4図 エネルギー470MeV以下のビーム取り出しにおける、水平方向の位相空間での電子の運動。

第1表 エネルギー470MeV以下の運転における四分の一リング。
(第1図の x 点から y 点まで) での電磁石の配置および強度。

構成

$O_1 - F_1 - O_2 - D_1 - O_3 - F_2 - O_4 - B - O_4 - D_2 - O_5 - SD - O_6 - SF - O_5 - F_3 - O_4 - B - O_4$
 $- D_3 - O_4 - B - O_4 - F_3 - O_5 - SF - O_6 - SD - O_5 - D_2 - O_4 - B - O_4 - F_4 - (O_{10} - OM) - O_7$
 $- F_5 - O_8 - D_4 - O_9$

共鳴誘起用の八極電磁石 (OM) は内部標的実験用直線部の入り口付近の上を示した位置 (A) に置かれる。その時の O_7 は1.4mになる。

自由空間の長さ

O_1 : 0.949m, O_2 : 1.650m, O_3 : 2.417m
 O_4 : 0.555m, O_5 : 0.200m, O_6 : 1.580m
 O_7 : 1.700m, O_8 : 0.700m, O_9 : 2.615m O_{10} : 0.100m

偏向電磁石 B

偏向角 : 22.5°
 曲率半径 : 4.0m
 長さ : 1.571m
 磁極端角度 : 11.25°

四極電磁石

実効長 : 0.3m

集束用 (水平方向)	発散用 (水平方向)
F_1 : $K_q = 1.1293m^{-1}$	D_1 : $K_q = 1.4489m^{-1}$
F_2 : $K_q = 1.4444m^{-1}$	D_2 : $K_q = 1.2960m^{-1}$
F_3 : $K_q = 1.3748m^{-1}$	D_3 : $K_q = 1.2267m^{-1}$
F_4 : $K_q = 0.9413m^{-1}$	D_4 : $K_q = 1.2091m^{-1}$
F_5 : $K_q = 1.1880m^{-1}$	

$$K_q = \sqrt{\frac{g}{B_\rho}}$$

$$B_\rho : \text{磁氣的硬さ (Tm)} = \frac{p_0 \text{ (GeV}/c)}{0.2998}$$

g : 磁場傾斜 (Tm)

六極電磁石 (クロマティシテイ補正用)

実効長 : 0.2m
 集束用 (水平方向)
 SF : $K_s = 1.8146m^{-3}$
 発散用 (水平方向)
 SD : $K_s = 7.2302m^{-3}$

八極電磁石 (共鳴振動誘起用) OM

実効長 : 0.2m
 強度 : $K_8 = 0.0700m^{-4}$

$$\nu_x = 5.46 + (-0.01) \times (-2.1) = 5.481 \tag{15}$$

$$\nu_y = 5.20 \tag{16}$$

となる。

§ 3. エネルギー470MeV以上の運転におけるビーム取り出し

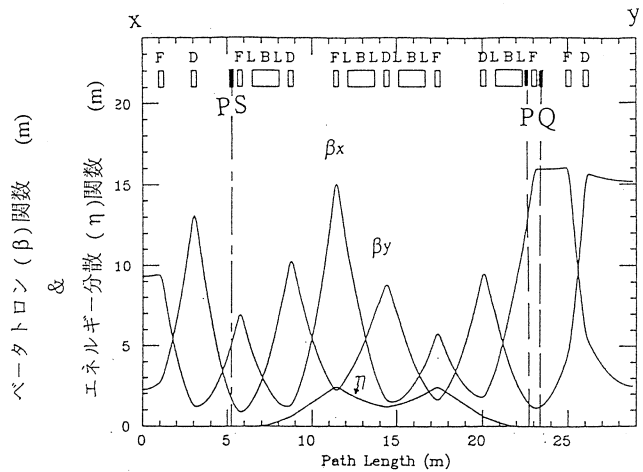
エネルギー470MeV以上のビームは、ライナック・リサーキュレーター系でビームを2回加速することにより得られる。ライナック・リサーキュレーター系の全長はストレッチャー・ブースタリングの周長のおよそ3倍なので、リングへの電子ビームの入射を3ターン入射とし、三分整数共鳴振動を利用したアクロマティック取り出しを行うのが適当である。アクロマティック取り出しでは、入射電子ビームのエネルギー幅を小さくすることができるので、クロマチシティの調整を行うことなしにリングを運転することができる。またこのエネルギー領域では、ビームのエネルギーを一定に保つためにRF加速が必要となるが、その際、エネルギー幅の増加の起こらないように運転される。

後述するように、アクロマティック取り出しでは、ビームを入射する際に位相空間上でドーナツ状に広がるようにしておき、外側の方から順次取り出していく。これは、ベータトロン振動の振幅の大きい電子から順に取り出していくことに相当する。三分共鳴の場合には、六極電磁石と四極電磁石の強さをゆっくり変化させることによって90%以上の取り出し効率でエミッタンスの良いビームを取り出すことが出来る。

3.1 共鳴励起用六極電磁石の

位置の決定

エネルギー470MeV以上のビーム取り出しの計算の流れは、470MeV以下のビーム取り出しの計算の時と基本的に同じである。三分整数共鳴振動を誘起する六極電磁石(PS)の位置決定の条件は、エネルギー470MeV以下の時の八極電磁石の場合と同じである。つまり、第1図のB点にPSを設置すればそこで $\beta_x \cong 5\text{ m}$ (第5図)



第5図 エネルギー470MeV以上のビーム取り出しの時の、第1図のx点からy点までの四分の一リングに対するベータトロン関数とエネルギー分散関数。

であり、また取り出しビームの角度は、取り出しの最初と最後で一定になる。

3.2 変調用四極電磁石 (PQ) の配置・強度と PS の強度の決定

エネルギー470MeV以上の運転におけるビーム取り出しでは、電子ライナックからのビームを位相空間上の 5 mm mradと10mm mradの領域の間に入射し、取り出し時間の間にゆっくりとセパトリックスを小さくしていき、セパトリックスの外側の方からビームを徐々に取り出す。セパトリックスをしぼるには、ベータトロン振動数をゆっくり変化させるための変調用四極電磁石 (PQ) を利用する。セパトリックスの大きさ S_{sp} 、ベータトロン運動の振幅の増加する割合 Δ はその PQ と共鳴を誘起する PS の強度の兼ね合いによって決まる。

PS の位置での S_{sp} は ³⁾

$$S_{sp} = \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{\varepsilon^2 \sqrt{1 + \alpha^2}}{K_s^2 \beta_x^3} \quad (17)$$

となる。 K_s は PS の強度である。また、

$$\varepsilon = 2 \pi m (\nu - \nu_R) \quad (18)$$

ただし、 ν_R は共鳴のベータトロン振動数 ($\nu_R = 5.333\dots$)、 m は共鳴の次数で三分整数共鳴の時は 3、 ν は電子のベータトロン振動数で、

$$\nu_R = 5.325 + \xi_x \delta \quad (19)$$

また Δ は、

$$\Delta_x = \frac{dx}{dT} = \varepsilon \left(1 + \frac{2}{G_3} x \right) y \quad (20)$$

$$\Delta_y = \frac{dy}{dT} = -\varepsilon \left[x + \frac{1}{G_3} (y^2 - x^2) \right] \quad (21)$$

ここで

$$G_3 = \frac{4 \varepsilon}{3 K_s \beta_x} \quad (22)$$

は、 $x > 0$ の領域にある停留点の x 座標、 T は周期 (1 周期 = 3 回転) で、他の変数の意味は前と同じである。

水平方向のベータトロン振動数は PQ の強度の変化によって取り出し時間の間に第 6 図のように変化し、 S_{sp} はゆっくりと 10mm mrad から 5 mm mrad になるが、同時に Δ も変化する。 Δ については、エネルギー 470MeV 以下のビーム取り出しの時と同じく、 $x = 25\text{mm}$ のところで $\Delta_x = 8 \text{ mm}$ となるようにする必要がある。したがって、エネルギー 470MeV 以上のビーム取

り出しに適した S_{sp} と Δ を得るために、PSの強度とPQの配置・強度を変えながら電子の運動を計算する。

PQの設置場所を選択するための条件は、ベータトロン運動振動数に対するこの電磁石の効果が S_{sp} を変化させるために、水平方向に対しては大きく、鉛直方向に対してはビーム不安定の原因となる3次までの共鳴振動を誘起しないように小さいということである。それにはその位置で β_x が大きく β_y が小さければ良い。

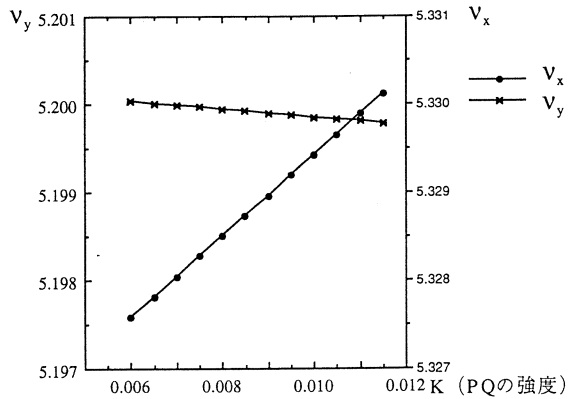
PQの位置は取り出し時間の間のビームの角度変化に影響を与える。ビーム取り出し効率を上げるには、ビームの角度変化に合わせてバンプ電磁石によってビームの角度を変え、ビームが常に一定の角度でセプタム電極に入射するようにしなければならない。そのためにセパトリックスの枝の方向が時間によらず一定であることが望まれる。そうすれば取り出しビームのエミッタンスを非常に小さくできるのである。結局、PQはRF加速用直線部の入り口側にある四極電磁石の両側に設置することにした(第1図のC点とD点)。

2つのPQの位置において $\beta_x \cong 16\text{m}$, $\beta_y \cong 1.3\text{m}$ である(第5図)。

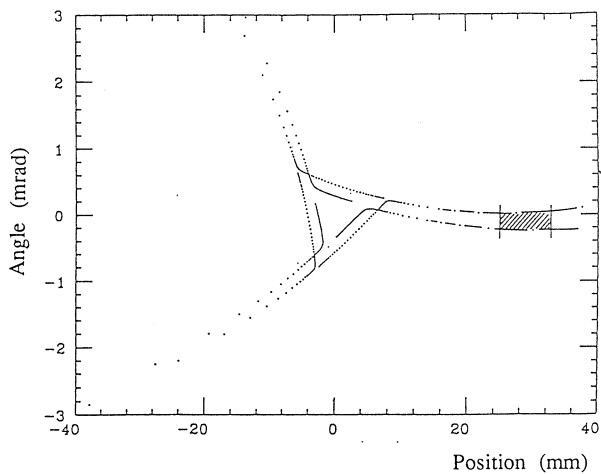
第2表に各電磁石の配置・強度を示し、セプタム電極の位置における位相空間上の電子の運動を第7図に示す。

§ 6. まとめ

ストレッチャー・モードにおける、エネルギー470MeV以下の時



第6図 変調用四極電磁石(PQ)の強度(k)変化によるベータトロン運動振動数 ν_x, ν_y の変化。



第7図 エネルギー470MeV以上のビーム取り出しの様子を表す水平方向の位相空間における電子の運動。

第2表 エネルギー470MeV以上の運転における四分の一リング。
 (第1図のx点からy点まで)での電磁石の配置および強度。

構成

$O_1 - F_1 - O_2 - D_1 - O_3 - (PS) - F_2 - O_4 - B - O_4 - D_2 - O_5 - F_3 - O_4 - B - O_4 - D_3 - O_4 - B - O_4 - F_3 - O_5 - D_2 - O_4 - B - O_4 - (PQ_1 - O_{10}) - F_4 - (O_{10} - PQ_2) - O_6 - F_5 - O_7 - D_4 - O_8 - D_4 - O_9$

共鳴誘起用六極電磁石はビーム取り出し用直線部の入り口付近の上を示した位置 (PS) に置く。その時 O_3 は2.217mになる。ベータatron振動数を変化させるための四極電磁石 PQ_1 , PQ_2 はRF加速用直線部の入り口付近の上を示した位置に置く。隣り合う四極電磁石の間には長さ0.2mの自由空間 O_{10} をはさむ。また O_4 は0.155mに, O_6 は1.3mになる。

自由空間の長さ

O_1 :	0.949m,	O_2 :	1.650m,	O_3 :	2.417m
O_4 :	0.555m,	O_5 :	2.380m,	O_6 :	1.700m
O_7 :	0.700m,	O_8 :	2.615m		

偏向電磁石 B

偏向角	: 22.5°
曲率半径	: 4.0m
長さ	: 1.571m
磁極端角度	: 11.25°

四極電磁石

実効長 : 0.3m

集束用 (水平方向)

F_1 :	$K_q = 1.1312m^{-1}$
F_2 :	$K_q = 1.4560m^{-1}$
F_3 :	$K_q = 1.3609m^{-1}$
F_4 :	$K_q = 0.9152m^{-1}$
F_5 :	$K_q = 1.1965m^{-1}$

発散用 (水平方向)

D_1 :	$K_q = 1.4439m^{-1}$
D_2 :	$K_q = 1.3118m^{-1}$
D_3 :	$K_q = 1.1297m^{-1}$
D_4 :	$K_q = 1.2091m^{-1}$

$$K_q = \sqrt{\frac{g}{B_\rho}}$$

$$B_\rho : \text{磁氣的硬さ (Tm)} = \frac{p_0 (\text{GeV}/c)}{0.2998}$$

g : 磁場傾斜 (Tm)

六極電磁石 (共鳴振動誘起用) PS

実効長 : 0.2m

強度	: $K_s = 1.7500 \times 10m^{-2}$	→	$1.5500 \times 10m^{-2}$
セパトリックスの面積 (10mm mrad)			(5mm mrad)

変調用四極電磁石 PQ_1 , PQ_2

実効長 : 0.2m

強度	: $K_q = 0.08062 m^{-1}$	→	$0.10488 m^{-1}$
セパトリックスの面積 (10mm mrad)			(5mm mrad)

のモノクロマティックなビーム取り出しとエネルギー470MeV以上の時のアクロマティックなビーム取り出しという、2通りの共鳴振動を利用したビーム取り出しの計算を行い、必要な電磁石の配置および強度を求めた。求められた電磁石の配置および強度の下で、2通りのビーム取り出しを適切に行うことができることを確かめた。

今後、磁場の誤差の許容値の範囲を求める計算、シンクロトロン放射によるエネルギー損失とRF加速を伴うビーム取り出しの計算等を行なう必要があると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 東北大学, 電子ライナック研究センター放射光リング, ストレッチャー・ブースタリング計画 (平成3年6月)。
- 2) T. Tamae *et al.* : Nucl. Instr. Meth. A **264** (1988) 173.
- 3) Y. Kobayashi : Nucl. Instr. Meth. **83** (1977) 77.

π 中間子測定用広帯域電磁石を用いた 同時計数実験の測定テスト

核理研, 理学部*, 教養部**

高久圭二・山屋 堯*・玉江忠明
菅原真澄・斎藤悌二郎・今野 收
田中英二・鈴木伸介・田所孝広
山崎寛仁・八田英之・谷内 努
高桑智恵・江口 剛・中川武美*
斎藤匡人*・堀田智明*
佐藤 祐*・須田利美**

§ 1. 序

現在, 核理研においては, 巨大共鳴領域及びその少し上の領域で ($e, e'x$) 反応の実験が行われている。

電子線スペクトロメーターとしては LDM が用いられているが, 分析運動量域が 5% 程度と小さく, 立体角も 5 msr であるので, 巨大共鳴領域等の広い範囲の領域を測定するためには, 数回に分けて測定しなければならない。また, ($e, e'x$) 反応の断面積は小さく, 限られたマシンタイムにおいては, 立体角の大きな測定器が必要である。したがって, 分析運動量域の大きな, 大立体角のスペクトロメーターが望まれる。

核理研で行われている実験では, ミッシングエネルギーの分解能が悪くならない程度であれば, 分解能をそれほど必要としないので, π 中間子測定用広帯域電磁石 (π -mag) は ($e, e'x$) 実験にも適している。 π -mag 即ち LAUREL (Large Acceptance Using Reconstruction Electron spectromoter) は分析運動量域が約 50%, 立体角は 10 msr と推定されているので, LDM に対して総合的な効率率が 20 倍で, 限られたマシンタイムにおける統計精度の向上及び, 今まで実現できなかった断面積の小さい実験, さらに巨大共鳴領域とそれより高い領域の同時測定も可能となる。

また, LDM と LAUREL の両方を使用することによって, 散乱電子の前方角と後方角の同時測定が可能になり, さらに LAUREL で散乱電子を測定し LDM で放出陽子を測定して同時計数する実験も可能となる。あるいは片方を線量計として用いることも可能となる。さらには,

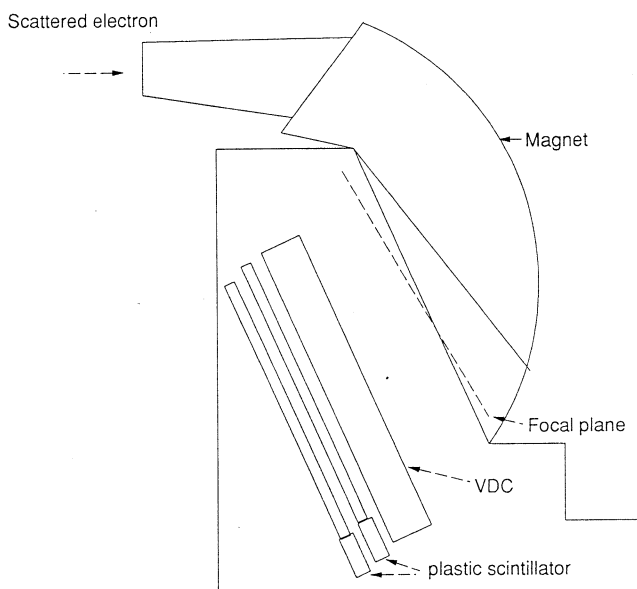
その軽量性と移動性を利用することにより、out-of-plane (LAUREL) と on-plane (LDM) の同時測定、あるいは LAUREL を LDM より前方に設置することによりパラサイト実験も可能になる。また、SSTR を用いた内部標的用の電子線スペクトロメーターとしても用いることが可能となる。このような幅広い応用が考えられる。

LAUREL は、核理研 (γ , π) グループが、かつてビーム輸送系に使用された電磁石を π 中間子測定用に開発整備しているものであり、種々の問題点が存在する。詳細については、山屋等の核理研研究報告¹⁾を参照されたい。しかし、これらは π 中間子測定における固有の問題もあり、散乱電子の測定については、弾性散乱のデータも測定されていることから、実用化が可能と思われる。また、LAUREL に使用できる最大磁場によって 150 MeV までの散乱電子しか測定できないが、SSTR からのビーム (最高エネルギー 150 MeV) で実験を行うに際しては問題ない。

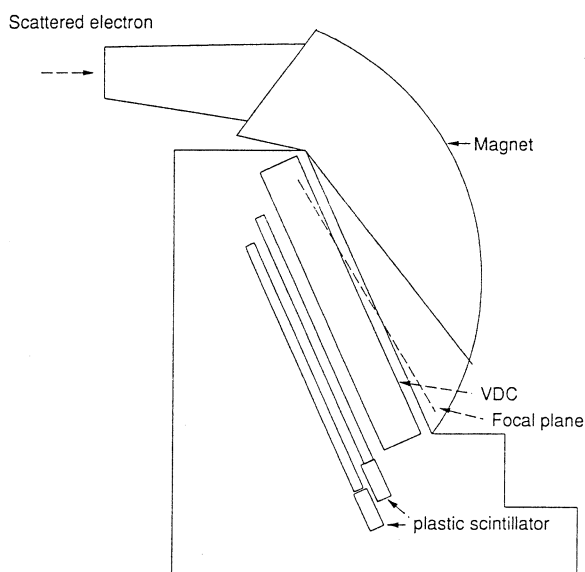
最近、核理研では、VDC (Vertical Drift Chamber) の研究開発に成功した。VDC は MW PC に比べて分解能が 10 倍良く、バックグラウンドに強く、散乱電子の入射角度がわかるという特性を持っている。さらに入射粒子の軌道を導出する事が可能なため、焦点面上に VDC を設置しなくても、焦点面上の位置を求め、分解能を向上することができ、曲がった焦点面に対しても同様なことが可能である。そこでこの VDC を LAUREL に設置し、LAUREL の電子スペクトロメーターとしての特性を調べ、同時計数実験の測定テストを行った。

§ 2. 実験装置

実験は東北大学核理研の 300 MeV 電子線加速器及び 150 MeV パルスビーム・ストレッチャーによる連続電子線を用いて行われた。ターゲットからの散乱電子は LAUREL 及び VDC と 2 層のプラスチックシンチレータで運動量分析される。プラスチックシンチレータの光電子増倍管はもれ磁場の影響を避けるために鉄パイプで磁気シールドを行った。データの取り込みは CAMAC を通して μ -VAX II により行われた。第 1 回目の実験では LDM 用の VDC²⁾ を使用したため、その幅の大きさのために焦点面上に近付けて設置することができず、焦点面より 20 cm 程度離れた位置に設置した。第 1 回目の実験セットアップを第 1 図に示す。図中の焦点面は計算により求めたものである³⁾。第 2 回目は LAUREL 用の幅が小さく、チャンネル数の多い VDC (CEDRIC: Center Extrapolation DRIFT Chamber) を作成して焦点面上の近くに設置して使用した。第 2 回目の実験セットアップを第 2 図に示す。VDC の信号線 (金メッキタングステン 20 μ m) は 4 mm 間隔で、その中間にフィールドシェイピングワイヤー (金メッキ

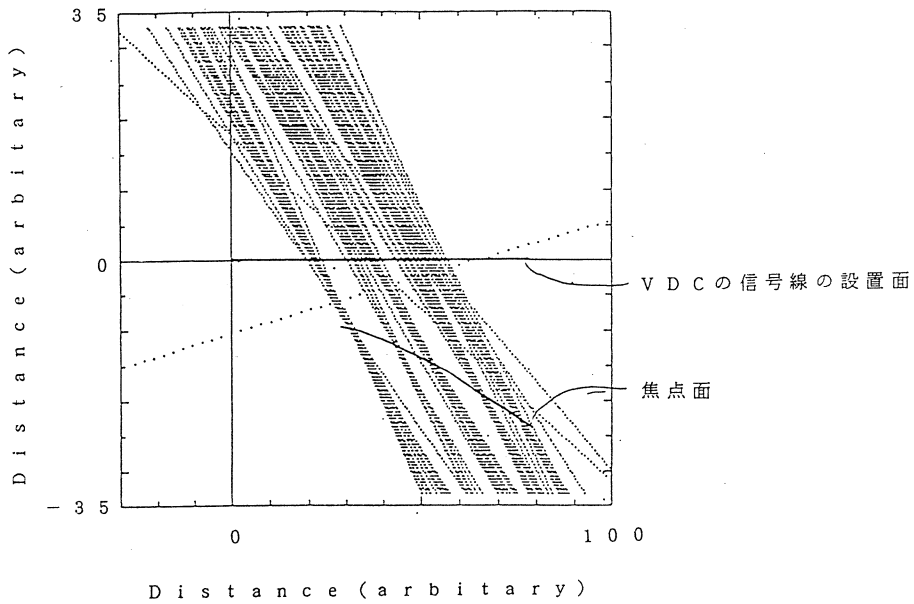


第1図 第1回目の実験セットアップ。
LDM用のVDCを焦点面より20cm離れた位置に設置した。



第2図 第2回目の実験セットアップ。
LAUREL用のVDCを作製し、焦点面に近付けて設置した。

タンクグステン $50\mu\text{m}$)を張った。信号線は計112本である。信号線と高圧面の間隔は 9.8mm にした。また、低電圧で使用したいために、アルゴンガスとイソブタンガスの混合比を7対3とした。



第3図 レイトレースすることによって得た焦点面。
弾性散乱を磁場を変化させることにより導出した。

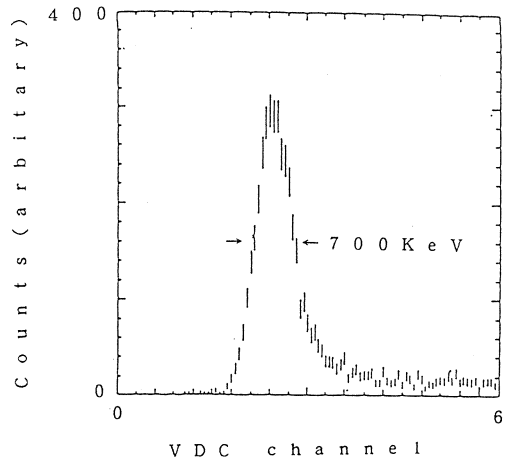
§ 3. 結 果

第1回目

LDM用のVDCをLAURELの焦点面より20cm程度離れた場所に設置し、主に分解能及びバックグラウンド、分析運動量域と立体角を調べる実験等を行った。

(1) 分解能

VDCは焦点面より20cm程離して設置したが、弾性散乱のデータをレイトレースすることにより、焦点面上の位置を求めて運動量分解能を上げることができた。レイトレースすることによって得た焦点面を第3図に示す。また、焦点面上の位置に外挿したスペクトルを第4図に示す。



第4図 焦点面上の位置に直した弾性散乱のスペクトル。
分解能は半値幅で700keVであった。

分解能は ^{12}C ($200\text{mg}/\text{cm}^2$) で半値幅で 700keV となった。

(2)バックグラウンド

VDCの計数率とバックアップカウンターの計数率の比は1対2であり、MWPC-LDMでの1対3～5に比べても違いはなかった。また、中性子検出器を配置して ^{12}C , ^{13}C , ^9Be をそれぞれターゲットとして($e, e'n$)反応の測定を行い、 γ フラッシュ及び中性子のTOFピークの測定に成功したが、 S/N 比は中性子検出器のシールドが弱かったため、十分なものは測定できなかった。しかし、励起エネルギーが高いところまで同時計数した事象を確認できた。

(3)測定角度

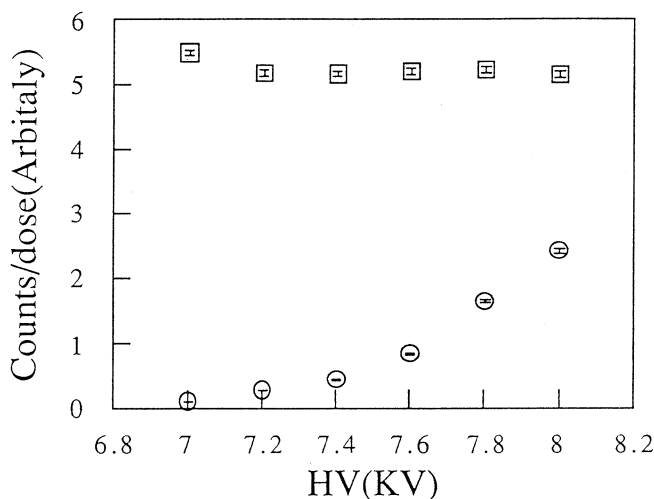
同時計数実験においては、その断面積が小さいことから、散乱電子の測定角度はMott散乱の大きい前方角での測定が望まれる。そこで現状でLAURELがどこまで前方まで測定することが可能かを測定したところ、 41.7° が最前方であった。この制限は散乱槽下流のダクトとLAURELが接触するために生じるもので、ダクトの形状を変えるか、LAURELの形状を変えることによって、改善することができると思われる。またLAURELを 41.7° に設置した時、LDMは 70° までしか測定できないことがわかった。

(4)分析運動量域と立体角

入射エネルギー 100MeV において分析運動量域と立体角を実測した結果としては、分析運動量域は35%、立体角は 2msr であった。したがって、LDMとの総合的な検出効率の違いは3倍となる。この結果は、LAURELは前方 41.7° までしか測定できないことを考慮すると、LDMが 30° のときと効率は等しくなる。第1回目の実験では焦点面から離れた位置にVDC及びプラスチックシンチレータを設置したので、分析運動量域及び立体角の測定は、正確なものではなかったので、VDC及びプラスチックシンチレータを焦点面に近付けた状態で再度行う必要があった。

第2回目

CEDRICの性能とそれを用いて分析運動量域と立体角を調べ、さらにLAURELの角度分析の測定精度を調べる実験を行った。



第5図 LAUREL用に製作したVDCの印加電圧と計数率の関係。

図中○はVDCで計数した弾性散乱の計測数をDOSEで割った値で、□はVDCにトリガーをかけた2層のプラスチックシンチレータの同時計数した計測数をDOSEで割った値である。

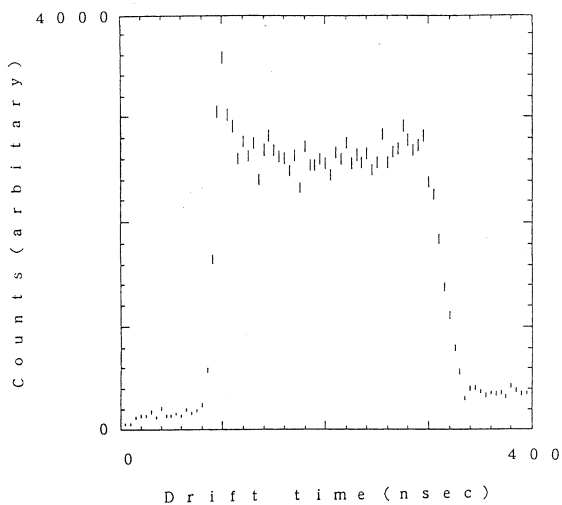
(1) LAUREL用VDC (CEDRIC) について

新しくLAUREL用に製作したVDC (CEDRIC) について報告する。

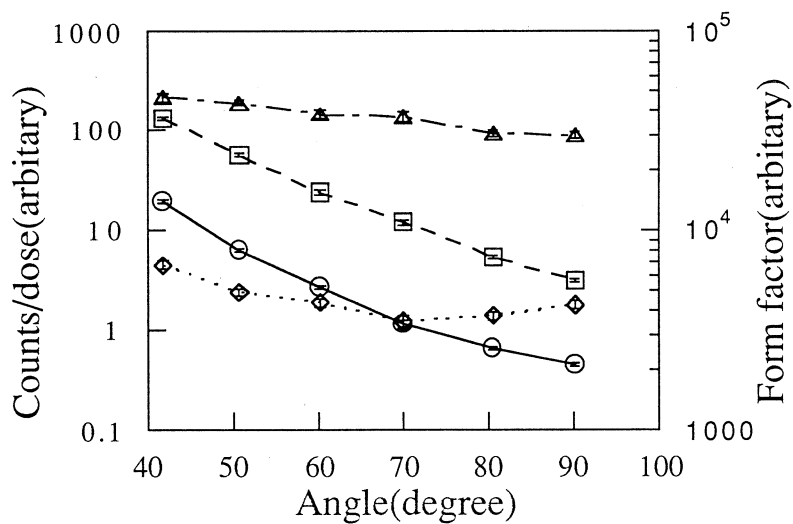
第5図に印加電圧と弾性電子散乱の計数率の関係のグラフを示す。図中○はVDCで計数した弾性散乱の計測数を2次電子モニター (SEM) で計った線量 (DOSE) で割った値で、□はVDCにトリガーをかけた2層のプラスチックシンチレータの同時計数した計測数をDOSEで割った値である。実験中は8kVでは放電が起こったため、プラトー領域に達していない7.6kVで測定行わざるをえなかった。実験中のVDCのドリフトタイムの分布を第6図に示す。

(2) 角度分布の測定精度について

LAURELによる角度分布の信用性に対するチェックを行った。第7図に角度に対する計数率を示す。図中○はVDCで計数した弾性散乱の計測数をDOSEで割った値で、□はVDCにトリガーをかけた2層のプラスチックシンチレータの同時計数した計測数をDOSEで割った値である。◇は○の値をMott断面積で割った形状因子の値で、△は□の値をMott断面積で割った形状因子の値である。◇が70° ~ 90° で大きくなっているのは、VDCの検出効率の変化と思われる。

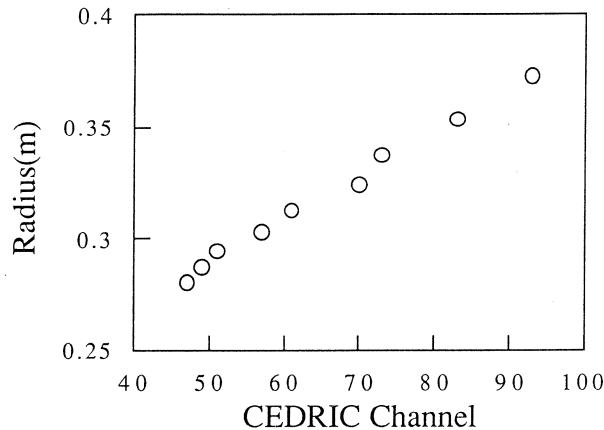


第6図 ドリフトタイムの分布。
100~300nsecにおいて、平らになっている。



第7図 角度に対する計数率

図中○はVDCで計数した弾性散乱をDOSEで割った値で、□はVDCにトリガーをかけた2層のプラスチックシンチレータの同時計数した計測数をDOSEで割った値である。◇は○の値をMott断面積で割った形状因子の値で、△は□の値をMott断面積で割った形状因子の値である。



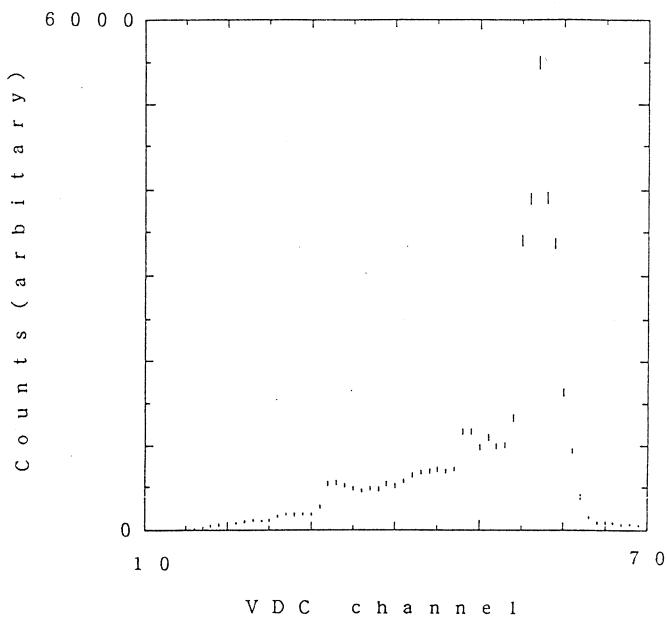
第8図 軌道半径チャンネルの関係。
磁場を変化させた時の弾性散乱のピーク値より求めた ρ と VDC のチャンネルの関係

(3)分析運動量域と立体角

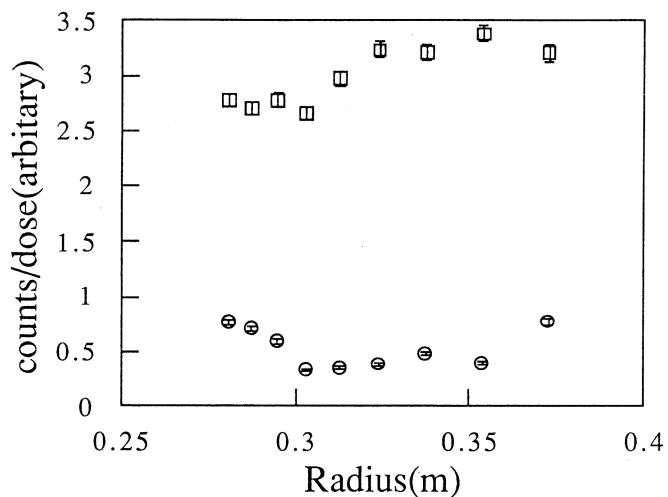
弾性散乱のピーク値と磁場の関係より、軌道半径とチャンネルの関係を求めたのが第8図である。ピーク位置のばらつきは CEDRIC の高電圧がプラトーに達しないためにワイヤーの検出効率のばらつきが反映しているものと思われる。また、今回はプラスチックシンチレータが VDC の全てのチャンネルをカバーしていなかったため、分析運動量は、今回の実測値よりも大きいものと思われる。これより弾性散乱と巨大共鳴領域とを同時に測定したスペクトルを第9図に示す。スペクトルの不連続性はワイヤーの検出効率のばらつきによるものと思われる。この結果より分析運動量は、50%程度であると思われる。また軌道半径と立体角の関係を第10図に示す。図中○は VDC で計数した弾性散乱の計測数を DOSE で割った値で、□は VDC にトリガーをかけた2層のプラスチックシンチレータの同時計数した計測数を DOSE で割った値である。このばらつきもワイヤーの検出効率のばらつきが反映しているものと思われる。なお、立体角は LDM の立体角の2倍程度であった。

§ 4. 結 論

LAUREL の電子散乱用スペクトロメーターとしての実用化のためのテストを行った。分解能は700keV であり、バックグラウンドは問題なく、さらに立体角と分析運動量域をかけた効率率は LDM と比較すると20倍あることが確かめられた。また角度の測定精度は大きな問題がないことがわかった。LAUREL 用の LDC (CEDLIC) は、高電圧プラトー領域で使用できなかった。



第9図 弾性散乱と巨大共鳴領域を同時に測定したスペクトル
角度分布を足し合わせたスペクトルである。



第10図 軌道半径と立体角の関係。

図中○はVDCで計数した弾性散乱の計測数をDOSEで割った値で、□はVDCにトリガーをかけた2層のプラスチックシンチレータの同時計数した計測数をDOSEで割った値である。

たため、検出効率の変動が存在した。実用化に向けては、CEDRICの高電圧をプラトー領域で使用できるように整備し、その状態でレイトレースを行って分解能を向上させ、再調査する必要があると思われる。さらに、プラスチックシンチレータも、分析運動量の全ての領域をカバーできる長さのものを使用するのが望ましいと思われる。

参 考 文 献

- 1) 山屋 堯等：核理研研究報告21 (1988) 330.
- 2) 田所孝広等：核理研研究報告23 (1990) 67.
- 3) 山屋 堯：私信.

Development of Large Neutron Detector

S. Ito, O. Konno, K. Maeda[†], H. Matsuyama,
T. Sasaki, T. Suda[†], M. Takeya, T. Terasawa

*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University,
Mikamine, Sendai 982, Japan*

[†]*College of General Education, Tohoku University,
Kawauchi, Sendai 980, Japan*

Measurements of neutrons following nuclear reactions provide isospin character of the nuclear structure by comparing with that of protons. Neutrons have not been measured enough, because of the difficulties of their detection. We have planned measurements of (γ , n) reactions to study the nuclear structure and reaction mechanisms, with enough statistics and resolutions. A development of a efficient neutron detection system must be essential for these experiments.

In order to perform the (γ , n) measurements, we have developed a Large Neutron Detector(LAND) according to following requirements. First one is the large volume. It is essential to get the good detection efficiency for neutrons. Since the neutron energy determined by utilizing the time of flight (TOF) technique with several meters flight path, the effective neutron efficiency is considered as "solid angle \times efficiency". The second one is the performance of the neutron- γ separation. Low event rate of neutrons is expected in large amounts of γ -ray backgrounds. The neutron events must be clearly separated from these backgrounds. The third one is time resolution of $\Delta t \leq 1$ nsec (FWHM).

One of the best solution for these requirements is thought to be a liquid scintillation counter with large volume. Using NE213 liquid scintillator, the LAND is possible to separate neutron events from γ -ray events by employing a pulse shape discrimination (PSD) method¹⁾. The container of a large size neutron detector are usually made by quartz glass, because of its reflectivity and the character of the organic-solvent proof. The container of NE213 is desirable not to be fragile for safety. The designed container of the present liquid

scintillator is shown in Fig. 1. This cylindrical type detector has 130 mm ϕ in diameter and 1000 mm in length. The aluminum duct is used as the container, which is enough strong and light. The total volume of the NE213 liquid scintillator is 13.3 liters. Two R1250(HAMAMATSU) photomultipliers view the inside from both ends of the container through Pylex glass plates of 10 mm in thickness. A reservoir of the NE213 liquid scintillator is placed at the top end of the LAND. An aluminum tube is connected at the other end of the container. A thin Teflon tube can be inserted into the aluminum tube and the dry argon gas is introduced into the LAND to purge the oxygen from NE213.

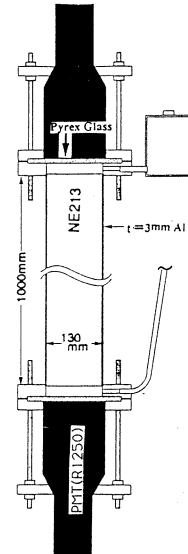


Fig. 1
Schematic drawing
of the LAND.

The selection of the reflector is important to obtain an efficient light collection, which has a great influence on the PSD and the time resolution. The reflection factors of various materials were measured to search for the best reflector. Aluminized Mylar films and a surface of the electrical polished aluminum are found to be good value of the reflectivity. We simulated of the light propagation with the computer code GUIDE 7²⁾. We finally decided to use the material of specular reflection with more than 90% reflection factor, and which does not melt in xylene based liquid scintillator. According to this condition, we found the special aluminized-Myler film of 100 μm thickness, TS-100 (Toyo Metalizing Corporation). It is attached inside the aluminum container. The attenuation length of the LAND were measured, as shown in Fig. 2, which is consistent with the simulation.

We measured the n - γ separation at

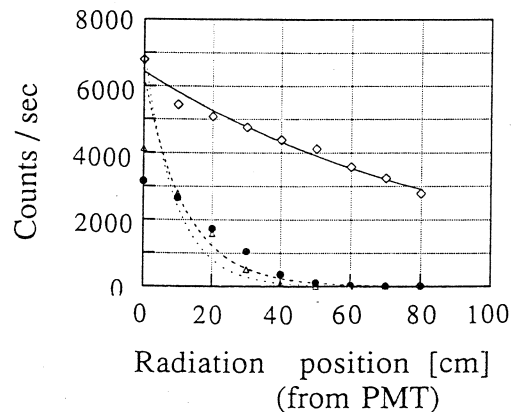


Fig. 2 The light attenuation of the LAND. Diamonds are the result with TS-100. Solid circles are the result with Milipore (diffused reflection of 99%). Triangles are the result with no reflector.

several parts of the detector, by moving the collimated $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ neutron source. The distances between the PM tube and the source were 10cm, 20cm, 40cm, 60cm and 80cm. At every position, we could separate neutron events from γ -ray events, as shown in Fig. 3. The time resolution of the LAND using constant-fraction discriminator (CFD) was $\Delta t \approx 0.8$ nsec (FWHM). The position resolution of the LAND was found to be less than 100 mm (FWHM) with collimated γ source.

The performance of the LAND as a neutron detector was tested with the $\text{D}_2\text{O} (\gamma_{\text{tagged}}, n)$ reactions where large amounts of γ -ray backgrounds were expected. The ratio of neutron to γ -ray events was about $\frac{1}{2000}$. The count rate for the each PM tube was about 190 counts/sec. The coincidence rate of the both PM tube was about 65 counts/sec. The result of the charge comparison of total charge with charge in the tail of the pulse is shown in Fig. 4. This plot was obtained using all of data at $\theta_n = 90^\circ$. Even under the condition of severe backgrounds, we can separate neutron events (upper line) from γ -ray events (lower line).

We used the LAND for the neutron measurements of the ^{13}C and $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)$ reactions. We analyzed the data of them and got preliminary spectra. The two dimensional display of the neutron- γ separation at $\theta_n = 90^\circ$ is shown in Fig. 5. The vertical axis shows the PSD module (CANBERRA 2160A) output for the upside PM tube, and transverse axis for the

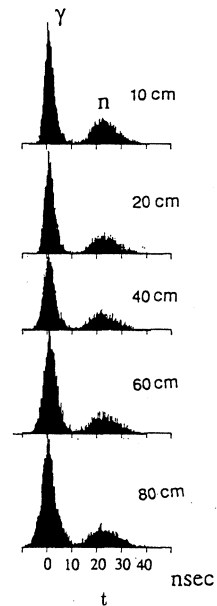


Fig. 3

The neutron- γ timing distributions of the LAND in the case of the $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ source with the PSD module. The distances between a PM tube and the source were 10cm, 20cm, 40cm, 60cm and 80cm.

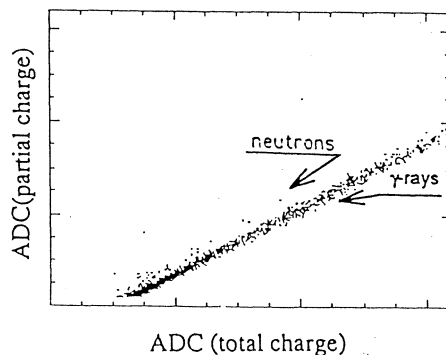


Fig. 4 The result of the charge comparison between the the fast and the slow component of the pules from the LAND in the $^2\text{H} + \gamma$ reaction at $E_{\gamma_{\text{max}}} = 130$ MeV. The LAND was place at 90° with respect to the beam axis.

downside PM. A two dimensional display of TOF for downside PM versus the time difference between two PM tube is shown in Fig. 6, where the flight path was 2.5 m, and the time resolution, including all of system resolution, was $\Delta t \approx 0.9$ nsec (FWHM).

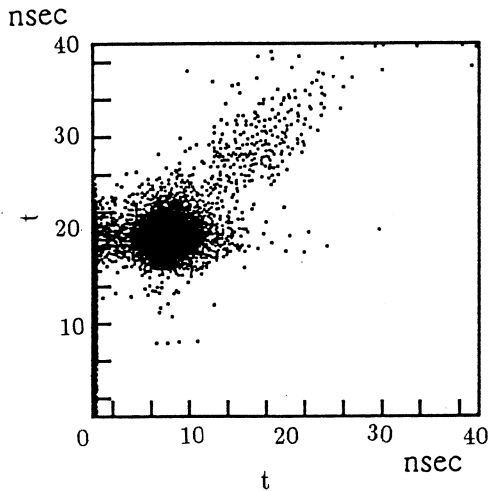


Fig. 5 Two dimensional display of the neutron- γ separation at $\theta_n = 90^\circ$, where the vertical axis shows the PSD module (CANBERRA 2160A) output for the upside PM tube, and transverse axis for the downside PM.

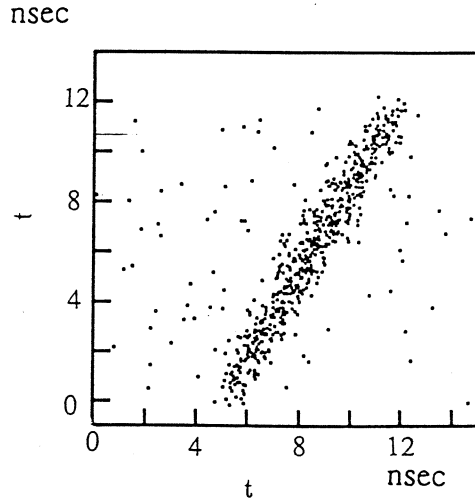


Fig. 6 Two dimensional display of TOF for downside PM versus the time difference between two PM tube, where the flight path was 2.5 m, and the time resolution, including all of system resolution, was $\Delta t \approx 0.9$ nsec (FWHM).

The response functions for the monoenergetic neutrons were measured at the Cyclotron laboratory, Tohoku University. The quasi-monoenergetic neutrons were obtained by using the ${}^7\text{Li}(p, n)$ reaction at $E_p = 35$ MeV. The neutron response of the LAND was determined relative to that of the standard neutron counter whose efficiency has been precisely determined. We obtained preliminary neutron detection efficiency of about 12%.

The data analysis of the (γ, n) reactions and the neutron response of the LAND are in progress. The LAND is still under the development. We are thinking to use other scintillators, like BC-519(BICRON), and reflectors.

References

- 1) P. Sperr *et al.* : Nucl. Inst. and Meth. **116** (1974) 55.
- 2) T. Massam : CERN 76-21, Experimental Physics Division, 10 December 1976.

コヒーレント遷移放射の基礎的性質

科研, 工学部応用物理*, 核理研**

高橋俊晴・柴田行男・伊師君弘

金井利喜・荒井史隆・木村真一

蔦谷 勉・大坂俊明・池沢幹彦

近藤泰洋*・加藤龍好**・浦沢茂一**

中里俊晴**・庭野 智**・吉岡正裕**

小山田正幸**

§1. 序 論

前回我々は、ライナックにより加速された電子集団が金属箔を通過するとき、コヒーレントな遷移放射が発生することを見だし、その性質のいくつかを測定し報告した¹⁾。その後、遠赤外領域におけるコヒーレント遷移放射の観測が、二件報告されている^{2, 3)}。前回の我々の実験では、測定結果は概略的なものにとどまり、また、十分な解析を行なうには至らなかった。今回は、サブミリからミリ波の領域において、スペクトル分布、強度と電流との関係、強度と発光長との関係、放射の角度分布などの基礎的性質を系統的に測定し、解析を行なったので、その結果を報告する。

1.1 単一の電子からの遷移放射の理論

荷電粒子が、異なった誘電率を持つ媒質間の境界を通過するとき、遷移放射が発生する⁴⁻⁶⁾。理論的な計算によれば、一個の電子が、真空中に置かれた誘電率 ϵ の媒質を通過するとき進行方向に放射する遷移放射の強度は、境界から十分遠方で観測する場合、次のように与えられる。

$$P_r = \frac{\alpha \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\pi^2 \lambda (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} |\zeta|^2 \quad (1)$$

$$\zeta = \frac{(\epsilon - 1) [1 - \beta^2 - \beta (\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2}]}{[\epsilon \cos \theta + (\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2}] [1 - \beta (\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2}]} \quad (2)$$

但し強度 P_r は、単位波長、単位立体角あたりのフォトン数で表されている。また、 α は微細構造定数、 β は電子の速度と光速との比、 θ は電子の進行方向から測った角度、 λ は波長である。

一般に、誘電率 ϵ は分散を持っているが、金属の誘電率は、遠赤外領域では 1 に比べ非常に大きい。このような場合には、 ϵ は 1 に近似することができる。誘電率 ϵ は ζ の中のみ含まれているので、放射強度は誘電率 ϵ とは無関係になり、媒質の種類によらないことがわかる。また、相対論的に加速された電子 ($\beta \sim 1$) の場合、強度が最大となるのは、

$$\theta = \frac{1}{\gamma} = (1 - \beta^2)^{1/2} \quad (3)$$

を満たす方向であり、放射は開き角 2θ の円錐上に集中する。高エネルギーの場合、その角度は非常に小さくなる。そこで、(1)式は次のように簡略化できる。

$$P_f = \frac{\alpha \beta^2 \sin^2 \theta}{4 \pi^2 \lambda (1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (4)$$

一方、後方放射は(1)式の β を $-\beta$ で置き換えることにより得られる^{1, 4)}。

$$P_b = \frac{\alpha \beta^2 \sin^2 \theta}{4 \pi^2 \lambda (1 - \beta \cos \theta)^2} \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 \quad (5)$$

ここで再び、誘電率 ϵ が 1 よりも非常に大きいことを考慮すると、(5)式の中の ϵ を含む因子の絶対値は 1 となり、前方放射と後方放射の強度との間には差がないということになる。このことは、長波長領域においては、これまで実験的に確認された例はない。

遷移放射の発生する過程は境界上で瞬時に完了するわけではなく、形成層 (formation zone) と呼ばれる領域を進む間は、輻射場と電子が相互作用をしている。すなわち、輻射場が、電子に伴う電場と区別されるのに、形成層の長さが必要となるのである。電子が、媒質中から真空中へ進むときの、前方放射に対する形成層の長さ Z は次のように与えられる⁶⁻⁹⁾。

$$Z = \frac{\beta \lambda}{2 \pi (1 - \beta \cos \theta)} \quad (6)$$

実際に遷移放射を観測するとき、反射鏡を電子ビームの軌道の上に置いて光を取り出すような配置をとる。この反射鏡が形成層の中に入る場合には、遷移放射の発生する過程が完了する前に、光を取り出すことになる。このとき、境界と反射鏡との距離 L を発光長 (emission length) と呼ぶことにする。以下では、観測される光は、境界から真空中に出るときの前方放射と、真空中から反射鏡に入るときの後方放射の重ね合わせになると考える¹⁰⁾。この場合の遷移放射の強度は、発光長 L の関数として、理論的に次のように導かれる。

$$P = 2 p_f \{1 - \cos(L/Z)\} \quad (7)$$

ここで、 $L \ll Z$ の場合には次のように近似できる。

$$P = p_f \left(\frac{L}{Z} \right)^2$$

この式は、遷移放射の強度が、発光長の二乗に比例することを示している。

1.2 バンチングされた電子によるコヒーレント効果

観測する波長がバンチの長さよりも長くなってくると、コヒーレントな効果により強度が増強される。バンチの横方向の広がり、無視できるほど小さいものとする。その場合、コヒーレントな遷移放射の強度は、コヒーレントなシンクロトロン放射^{11, 12)}の場合と同様に、次の式で与えられる。

$$P_{\text{coh}} = N \{ 1 + Nf(\lambda) \} P \quad (9)$$

ここで、 N は1バンチ内の電子数、 P は一個の電子からの遷移放射の強度である。また、 $f(\lambda)$ はバンチ形状因子と呼ばれており、次式のようにバンチ内電子分布 $S(r)$ のフーリエ変換で与えられる。

$$f(\lambda) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} S(r) \exp \frac{i 2 \pi r}{\lambda} dr \right|^2 \quad (10)$$

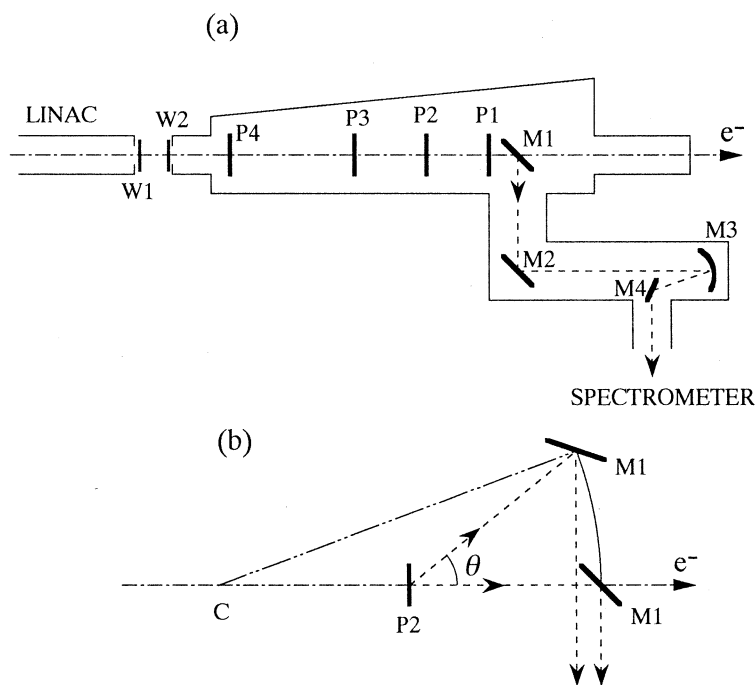
完全にコヒーレントであれば $f(\lambda)$ は1となり、コヒーレント遷移放射の強度はバンチ内電子数 N の二乗に比例し、通常の遷移放射の強度に比べ N 倍増強される。

§2. 実験方法

実験で用いた測定系の模式図を第1図(a), (b)に示す。電子は、核理研電子ライナックにより150MeVに加速される。加速RF周波数は2856 MHz、パルス幅2 μ s、パルスの繰り返し300 pps、エネルギー幅は0.2%である。また、この実験を通じての平均ビーム電流は、約1 μ Aであり、この時の1バンチ内電子数は 3.6×10^6 と見積もられる。

第1図(a)に示されているように、真空容器は厚さ50 μ mのチタン箔の窓W1, W2により、ライナックと区切られている。二つの窓の間の距離は50mmである。真空容器の中の真空度は約1 Paであり、空気を媒質としたときのチェレンコフ放射のしきい値である、 2.17×10^3 Paよりもはるかに小さくなっている。

遷移放射を発生させる金属箔としては、厚さ15 μ mのアルミ箔を用いた。サイズは、幅と高さがそれぞれ50mm, 100mmである。光を取り出すための反射鏡(第1図(a)のM1)には、表面をアルミで蒸着した熔融石英を用いた。厚さは1 mmで、 $75 \times 50 \text{mm}^2$ の大きさである。遷移放射の強度と発光長との関係を調べることができるよう、アルミ箔はP1, P2, P3,



第1図 測定系の模式図。(a)通常的配置。M1, M2, M4:平面鏡, M3:集光鏡(集光角70mrad), W1, W2:チタン箔の窓(厚さ50 μ m), P1, P2, P3, P4:アルミ箔を置く位置(M1との距離はそれぞれ41, 350, 872mm)。(b)発散角を測定するための機構。点Cを支点にしてM1を移動する。

P4の位置を移動できるようになっている。これらの位置に対応する発光長、すなわち反射鏡M1からの距離は、それぞれ41, 156, 350, 872mmである。また、遷移放射の発散角の分布を調べるために、第1図(b)に拡大して示してあるような機構を用いた。アルミ箔はP2の位置に置き、反射鏡M1との距離の二倍の点Cを支点にしてM1を動かす。そうすることにより、ビーム軸上以外の方に放射された光も、効率よく集めることができる。

反射鏡M1で取り出された光は、集光角70mradの集光鏡M3で集光された後分光器に入る。この集光鏡は、P2の位置で発せられた光を最も効率良く集光するように置かれている。分光器は、これまでの実験でも使用してきた回折格子型の遠赤外分光器である¹²⁾。遠赤外光の検出にはシリコンボロメーターを用いた。

この測定で観測された光強度は、1200Kの黒体放射で校正した¹²⁾。

§3. 結果と考察

3.1 コヒーレント遷移放射のスペクトル

波長範囲0.2~5 mm での、コヒーレント遷移放射のスペクトルを観測した。発光長 L が156mm, 872mm の場合、すなわちアルミ箔を第1図(a)の P2, P4 の位置に置いたときのスペクトルが、第2図に実線 A, B で示されている。測定波長領域内では、発光長が長い方が、どの波長においても強度が強くなっている。また二つのスペクトルとも、波長1 mm 付近にピークを持つ類似の構造を示している。第2図の破線 A, B は、今回の測定条件を考慮して計算された、通常の遷移放射、すなわちインコヒーレントな遷移放射の強度である。 $L = 156\text{mm}$ の場合、観測されたコヒーレント遷移放射の強度は、インコヒーレントな遷移放射の強度に比べて、波長1 mm 付近で 0.9×10^6 増強されている。この値は1

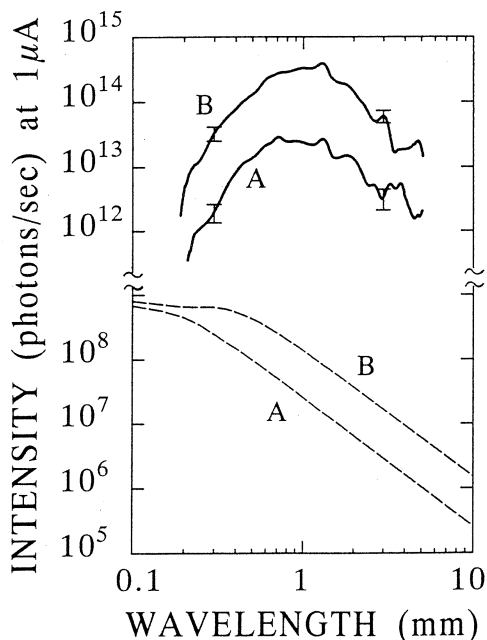
バンチ内の電子数 3.6×10^6 に近い値である。従って観測されたスペクトルが、コヒーレントな効果により増強されていると考えられる。

3.2 放射強度とビーム電流の関係

ビーム電流を変化させながら放射強度を測定した結果を第3図に示す。測定波長は0.7, 1.4, 2.4mm である。図中の直線は、それぞれのデータに対して最小二乗法を適用して求めた直線であり、その傾きはそれぞれ、 1.83 ± 0.04 , 1.96 ± 0.02 , 1.86 ± 0.01 である。ビーム電流はバンチ内電子数に対応している。従って測定結果から、放射強度はバンチ内電子数のほぼ二乗に比例していると考えられる。この結果は、観測された遷移放射がコヒーレントであることの裏付けになっている。

3.3 バンチ形状因子とバンチ内電子分布

バンチ形状因子は、観測されたコヒーレント遷移放射のスペクトルとインコヒーレントな遷移放射の計算値を用いて、(9)式により求めることができる。このとき、電子ビームの横方向の



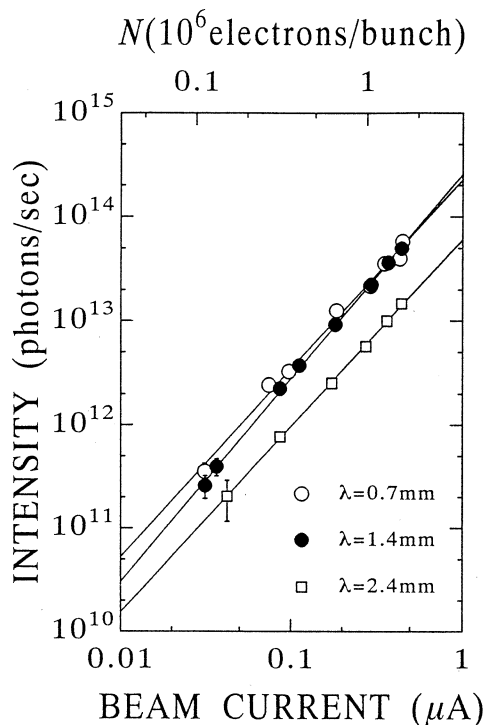
第2図 コヒーレント遷移放射のスペクトル。記号 A, B は、それぞれアルミ箔を P2 ($L = 156\text{mm}$), P4 ($L = 872\text{mm}$) に置いたときのスペクトルを表す。破線は、測定条件から計算した通常の遷移放射の強度。強度は1200K の黒体放射で較正し、1%バンド幅当りのフォトン数で表してある。

広がりは無視できる大きさでなければならない。この測定において、蛍光スクリーンで見た発光点付近のビーム断面積は、 $5 \times 7 \text{ mm}^2$ であった。この大きさが十分に小さいかどうかの評価は §3.6 で述べることにして、ここでは十分に小さいとみなして解析を進めていく。発光長 $L=156\text{mm}$ でのスペクトルからバンチ形状因子を計算した結果を、第4図に実線で示す。測定領域の最も長波長側でも、1よりわずかに小さい値になっている。

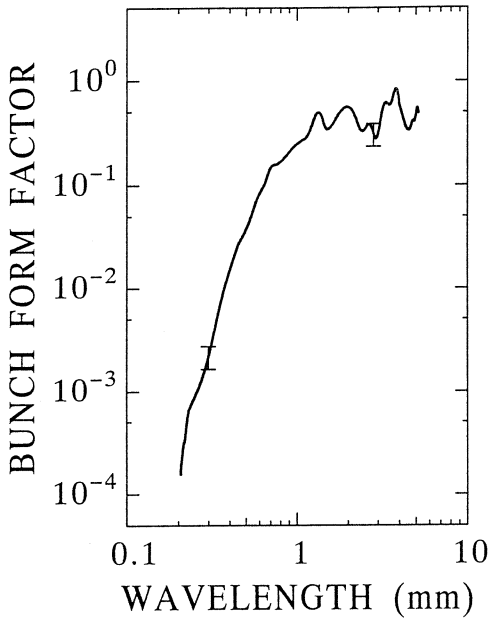
バンチ内電子分布は、このバンチ形状因子を使って、(10)式から計算することができる。このとき測定領域より長波長側は、バンチ形状因子1を外挿した。その結果を第5図に示す。得られた電子分布はガウス分布に近い形状をしており、半値幅は0.28mmである。一方、ライナックの加速条件から見積もられるバンチの長さは1.7mmであるから、それに比べて非常に小さい値になっている。従って、バンチ内の電子は非常に狭い範囲に集中して分布していることが結論される。この結果は、これまで核理研電子ライナックで行なわれた、コヒーレントなシンクロトロン放射の実験により得られた結果と同様である¹²⁾。

3.4 放射強度と発光長との関係

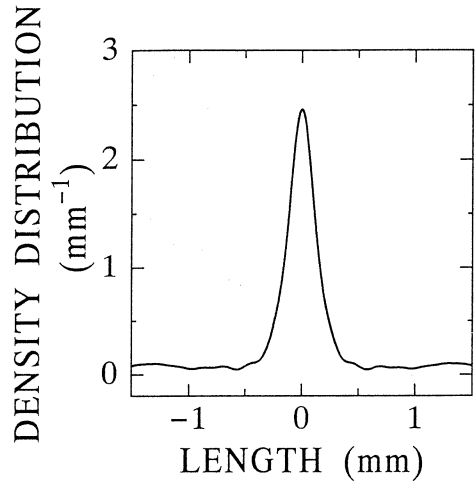
§3.1では、発光長 $L=156\text{mm}$ よりも $L=872\text{mm}$ のほうが強度が強いことを示した。放射強度と発光長の関係をより詳しく調べるために、アルミ箔を第1図(a)のP1, P2, P3, P4(それぞれ、 $L=41, 156, 350, 872\text{mm}$)の位置に置き、波長0.7, 1.4, 2.4, 4.5mmにおける放射強度を測定した。その結果を、第6図に白抜きで示した。それぞれの波長での強度は、 $L=156\text{mm}$ での強度で規格化してある。どの波長においても、放射強度は発光長の二乗に近い変化を示している。また図中の実線は、(7)式を使って計算した、インコヒーレントな場合の強度である。この計算では、P2以外の位置では集光効率が落ちることも考慮してある。



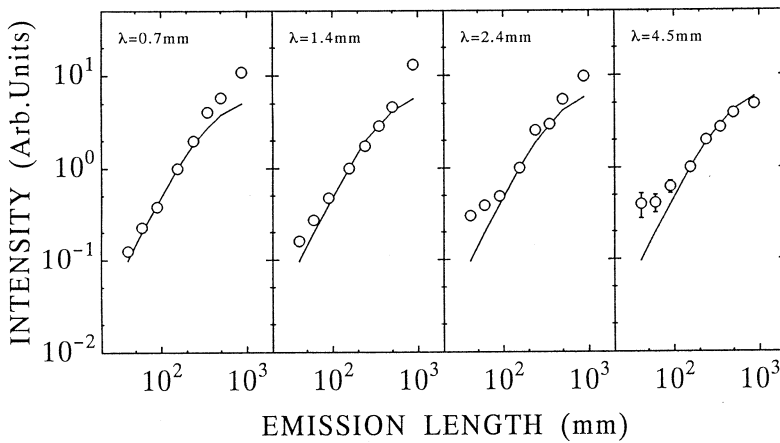
第3図 強度とビーム電流の関係。直線は、測定データに最小二乗法を適用して求めた直線。波長0.7, 1.4, 2.4mm に対しての直線の傾きは、それぞれ 1.83 ± 0.04 , 1.96 ± 0.02 , 1.86 ± 0.01 である。



第4図 バンチ形状因子。 $L = 156\text{mm}$ でのスペクトルを用いて計算した。



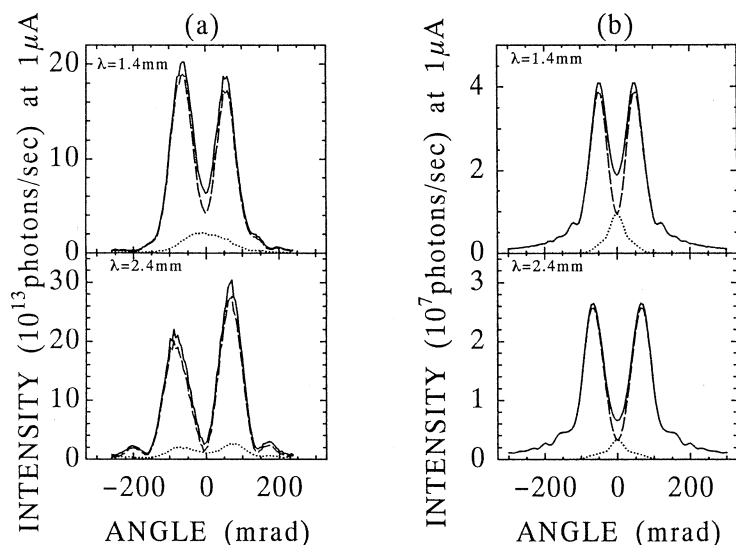
第5図 バンチ内の軌道方向の電子分布。第4図のバンチ形状因子をフーリエ変換して求めた。半値幅は 0.28mm である。



第6図 強度と発光長の関係。各波長とも、 $L = 156\text{mm}$ での強度で規格化してある。実線は理論からの計算値。測定された強度は、この計算結果とほぼ合っている。波長 4.5mm の場合は、発光長が 100mm 以下で計算値からかなり外れてくるが、強度が弱く、 S/N 比が悪いためであると考えられる。

3.5 遷移放射の発散角

第1図(b)に示したような機構を用いて、遷移放射の発散角を測定した。発光長 $L = 350\text{mm}$ で、波長 1.4mm 、 2.4mm の測定結果を第7図(a)に示す。横軸はビーム軸からの角度で、第1



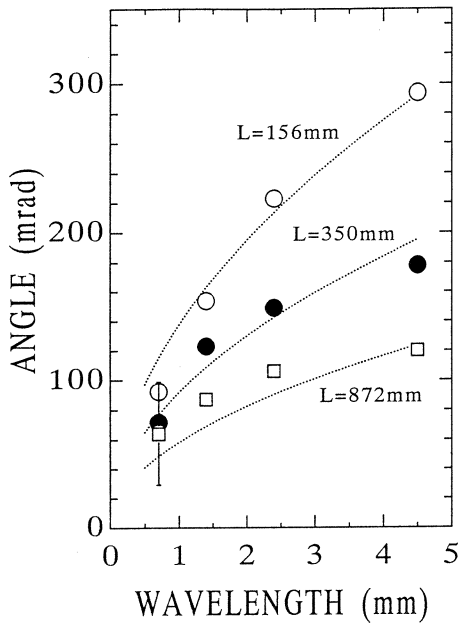
第7図 遷移放射の発散角。(a)波長1.4, 2.4mmでの測定値。(b)通常の遷移放射の計算値。実線は、偏光子を用いない場合。破線、点線は偏光子を用いて、それぞれ水平成分、垂直成分のみを測定した場合である。

図(b)の θ に対応する。この図で、実線は偏光子を入れない場合、破線と点線は、偏光子を用いて、鏡 M1 の移動面に水平な成分及び垂直な成分のみをそれぞれ測定したものである。角度分布は $\theta = 0$ を中心にして対称になっており、両側100mrad 付近に主ピークがある。このことは、光が円錐状に放射されていることを示している。第7図(b)は、インコヒーレントな場合の計算値であるが、測定結果はこの計算値と良く一致していることがわかる。

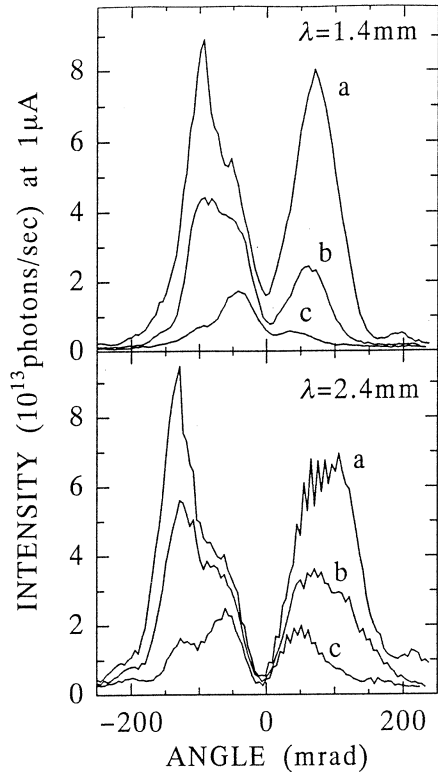
また第7図から、波長1.4mm よりも2.4mm のほうが主ピーク間の角度が大きくなっていることがわかる。そこで、 $L = 156, 350, 872 \text{ mm}$ のそれぞれの場合に、主ピーク間の角度と波長との関係をプロットしたのが第8図である。波長が長くなるほど、また発光長 L が短くなるほど、発散角が大きくなっている。図中の点線は理論から求めた計算値であり、測定値とはほぼ一致していると言える。

3.6 発散角とビーム断面積との関係

ビーム断面積を変えることにより、遷移放射の発散角及び強度が変化することが新たに見いだされた。ビーム断面の大きさは、ライナック上流の四重極マグネットを調整することにより変えられる。波長1.4mm, 2.4mm での測定結果を第9図に示す。図中の記号 a, b, c はそれぞれビーム断面積 $5 \times 7 \text{ mm}^2$, $14 \times 12 \text{ mm}^2$, $24 \times 26 \text{ mm}^2$ に対応している。この図から、ビーム断面積を広げると、発散角が小さくなると同時に強度が弱くなることがわかる。この理由は、



第8図 発散角のピーク角のプロット。
点線は、各発光長での計算値。



第9図 ビーム断面積による発散角の変化。
記号 a, b, c は、それぞれビーム断面積 5×7 , 14×12 , $24 \times 26 \text{mm}^2$ の場合である。

次のように解釈できる。

バンチが軌道に垂直な方向に広がっている場合、個々の電子から放射される光の位相差を無視できなくなり、電場の重ね合わせを考えると、コヒーレントな効果が薄れてくる。これは、観測点がビーム軸から離れるほど、また電子の広がりが大きくなるほど顕著になる。この解釈に基づき、波長1.4mmの場合に理論的に計算した結果を第10図に示す。軌道に垂直な方向に電子が一様に分布している円盤状のバンチを仮定し、位相の因子についてシミュレーションを行なった。図中の記号 a, b, c は、それぞれ一様分布の直径が6mm, 13mm, 25mmに対応している。この計算結果は、電子の広がりが大きくなるほど発散角が小さくなり、強度が弱くなるという性質を良く説明している。しかし、測定結果に見られるような主ピーク以外の構造の変化は説明できない。ビーム断面積と発散角との関係については、さらに詳しい実験と解析が必要である。

ところで§3.2で述べたように、スペクトル測定の際のビーム断面積は 5×7

mm²であった。上の解析によれば、ビーム軸上で観測する場合、スペクトル及びバンチ形状因子は、その程度のビームの横方向の広がりには影響を受けない。従って、§3.3の解析は正当性を失わない。

この節で述べたようなコヒーレント遷移放射の性質は、バンチの横方向の形状についての情報を得るのに利用することができるであろう。

§4. 結論

核理研電子ライナックを用いて、コヒーレントな遷移放射を観測し、その諸性質を実験的に調べた。

(1)波長0.2~5 mmの範囲でスペクトルを測定した。その形状は、波長1 mm付近にピークがあり、それより短波長側では急激に強度が減少している。また、波長1 mm付近では、通常の遷移放射の強度に比べ 0.9×10^6 増強されていた。

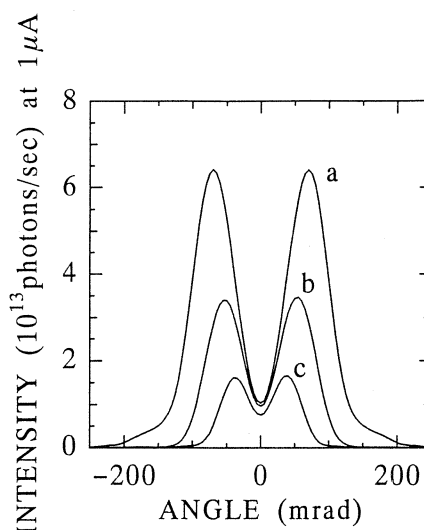
(2)放射強度はビーム電流の二乗、すなわちバンチ内電子数の二乗に比例していた。これは、観測された光がコヒーレントであることの裏付けになる。

(3)測定で得られたスペクトルから、バンチ内の軌道方向の電子分布を求めた結果、半値幅0.28mmのガウス分布に近い形状が得られた。これは、コヒーレントなシンクロトロン放射の実験から得られた結果と同様である。

(4)放射強度は発光長の、ほぼ二乗に比例していた。これは、理論からの計算にほぼ一致する。

(5)コヒーレント遷移放射の発散角は、波長が長くなるほど、また発光長が短くなるほど、角度が大きくなることがわかった。

(6)ビーム断面積を変えることにより、コヒーレント遷移放射の発散角及び強度が変化することが新たにわかった。これは、ビームが広がることで各電子からの光の位相差が無視できなくなり、コヒーレントな効果が薄れてくることで説明される。従って、コヒーレント遷移放射を用いれば、バンチの軌道方向の分布だけでなく、横方向のサイズをも調べる事が可能であろう。



第10図 発散角の変化のシミュレーション。バンチ内の電子が、軌道の垂直方向に円盤状に一樣分布しているようなモデルを考える。図中の記号 a, b, c は、それぞれ一樣分布の直径が 6 mm, 13mm, 25mm の場合である。

最後に、ライナックの運転などに御協力戴いた核理研の皆様に、感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 高橋俊晴, 柴田行男, 伊師君弘, 金井利喜, 荒井史隆, 木村真一, 蔦谷勉, 大坂俊明, 池沢幹彦, 近藤泰洋, 加藤龍好, 庭野智, 吉岡正裕, 浦沢茂一, 小山田正幸: 核理研研究報告 **24** (1991) 331.
- 2) U. Happek, A. J. Sievers and E. B. Blum : Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2962.
- 3) Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, T. Kanai, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi and Y. Fujita : Phys. Rev. A **45** (1992) in press.
- 4) V. L. Ginzburg and I. M. Frank : Zh. Eksp. Teor. Fiz. **16** (1946) 15.
- 5) F. G. Bass and V. M. Yakovenko : Sov. Phys. Usp. **8** (1965) 420.
- 6) G. M. Garibian : Sov. Phys. JETP. **6** (1958) 1079 and **10** (1960) 372.
- 7) L. C. L. Yuan, C. L. Wang, H. Uto and S. Prunster : Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 1513.
- 8) L. Durand : Phys. Rev. D**11** (1975) 89.
- 9) L. L. DeRaad, W. Tsai and T. Erber : Phys. Rev. D**18** (1978) 2152.
- 10) L. Wartski, S. Roland, J. Lasalle, M. Bolore and G. Filippi : J. Appl. Phys. **46** (1975) 3644.
- 11) J. S. Nodvick and D. S. Saxon : Phys. Rev. **96** (1954) 180.
- 12) K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Tsutaya, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato and M. Oyamada : Phys. Rev. A **43** (1991) 5597.

コヒーレント放射光による遠赤外パルス ラジオリシス (I)

工学部応物, 科研*, 核理研**

近藤泰洋・鈴木吉朗・枝松圭一

広田昇一・佐藤康彦・平井正光

池沢幹彦*・大坂俊明*・柴田行男*

伊師君弘*・蔦谷 勉*・木村真一*

高橋俊晴*・荒井史隆*・金井利喜*

小山田正幸**・浦沢茂一**・中里俊晴**

加藤龍好**・庭野 智**・吉岡正裕**

§ 1. はじめに

ライナックからの電子線パルスを用いたパルスラジオリシスはこれまでに広く行われている。しかし、パルス励起後、固体中に誘起された過渡的な現象をプローブする光として用いられてきたのは、ほとんどが近赤外よりも短波長領域の光である。その理由は、近赤外よりも長波の領域では、高速かつ高感度な光検出器や、広いスペクトル領域をもった強力な光源が得られない(これまでのところ)からである。

これまでに、我々はライナックからの電子線によるコヒーレント・シンクロトロン放射やコヒーレント横断放射が遠赤外領域で強いパルス光源となり得ること、広いスペクトル巾を持つことを見出した¹⁻³⁾。この遠赤外パルス光を用いると、遠赤外光検出器の応答が遅くても、電子線によるパルス励起と組み合わせると遠赤外パルスラジオリシスが可能と思われる。すなわち、パルス電子線の軌道を磁場により曲げ、コヒーレント・シンクロトロン放射を発生させるか、又は薄い金属板(Tiなど)を通過させてコヒーレント横断放射を発生させた後、この電子線を試料に照射、励起源として用いる。すなわち、パルス電子線を光源と励起の両方に利用する。電子線照射により結晶中に誘起された準安定励起状態を、先に発生させたコヒーレント放射を適当な光学遅延を加えた後に結晶中を通過させてプローブする。検出は通常の遠赤外検出器(InSb)で充分である。プローブ光となる遠赤外光がパルス光であるため、このパルス巾の時間分解能で過渡現象をサンプリングできる。

このような方法でパルスラジオリシスを行う場合、次のような条件が満足されなければなら

ない。

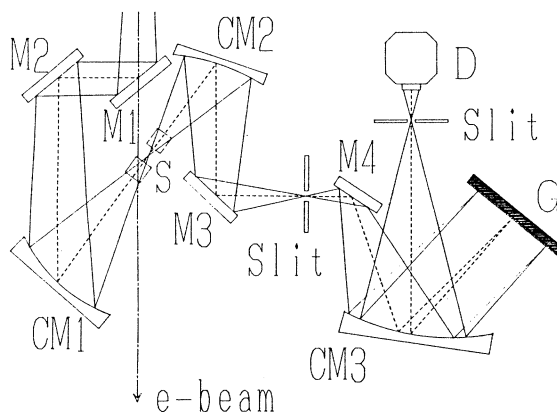
- 1) 遠赤外プローブ光が、分光した後でも検出器で検出できる十分な強度をもつこと。
- 2) 電子線パルスごとの強度のばらつき及びその電子線によって発生されるコヒーレント放射の強度のばらつきが許容できる程度以内であること。
- 3) プローブ光として利用できる波長範囲が目的としている波長領域と重なっていること。

我々は、上に述べた条件を東北大学の300 MeV ライナックが満足しているかどうかを調べるために後述の測定を行った。

§ 2. 実 験

試料として、液体ヘリウム温度に冷却した NaCl 単結晶を用いた。NaCl 結晶に電子線を照射すると自己束縛励起子が生成され、準安定励起状態に約200 μs 程度の間とどまっている。この状態は、可視領域における過渡分光測定により、1 ~ 2 ps の周期の固有振動を持つ可能性があることが予測される⁴⁾。従って、この振動に双極子成分が含まれていれば、15 ~ 40 cm^{-1} の領域に、過渡吸収が現われることが期待される。

NaCl 単結晶に電子線を照射し、同時に上流で発生させた横断放射を反射鏡により集光し、電子線と同期して結晶中を通過させる。用いるパルス電子線の時間巾は0.1 μs であり、かつ、単発パルスである。今回の測定では、遠赤外光に対する光学遅延 = 0 で遠赤外光を通過させた。用いた光学系及び電子線の行路を第1図に示す。

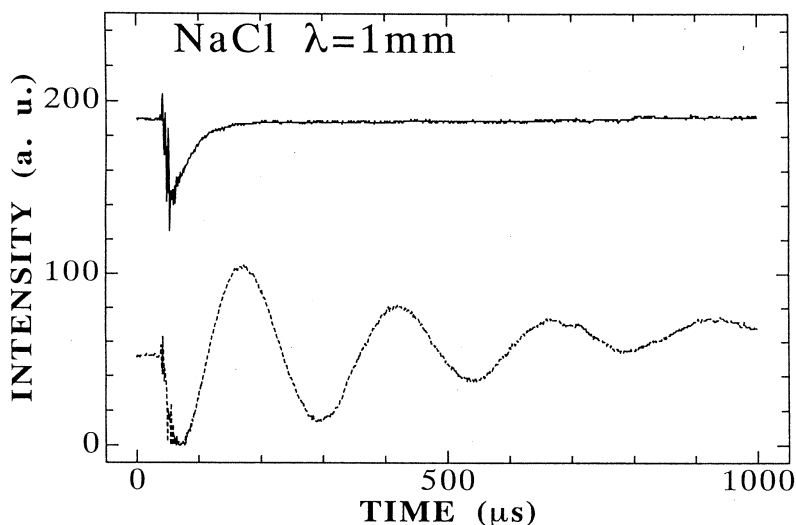


第1図 光学系概略図。M1 ~ M4 : 平面鏡, CM1 ~ CM3 : 集光用凹面鏡, Slit : 分光器入口及び出口スリット, G : 回折格子, D : 検出器, S : 試料 (点線は参照光測定時の, 実線は電子線照射時の試料位置を示す。… 本文参照)

初めに、第1図に示されている試料位置よりも図中右上側に試料を置き、電子線パルス及び遠赤外パルス（単発）を照射する。この時試料を通過するのは遠赤外パルス光だけなので、この時に得た遠赤外パルス光強度を I_0 とする。ついで、試料を図に示された遠赤外光と電子線が交差する位置に置き、同様に電子線パルス及び遠赤外光パルス（単発）を照射する。この時試料を透過した遠赤外光パルス強度を I とすると、電子線照射時の透過率 T は

$$T = I / I_0$$

で与えられる。

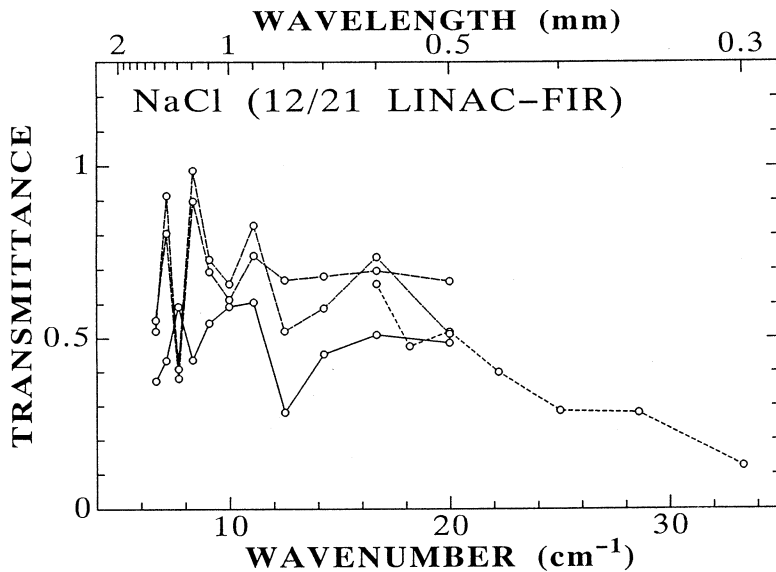


第2図 波長 1 mm の遠赤外光に対する検出器出力（上段トレース）と電流モニター出力（下段トレース）。両方とも約 $50 \mu\text{s}$ 付近のピーク値のみ意味を持つ。

第2図に遠赤外パルス光（波長 = 1 mm）を検出器で検出した時の信号（オシロスコープ上での）の例を示す。用いた電子線パルスの中は $0.1 \mu\text{s}$ であるが、オシロスコープ上のパルス中は数十 μs 以上に広がっている。これは検出器の応答が遅いためである。また下段には電流モニターとして用いたコアモニター（トロイダルコアに数百回銅線を巻いてある）の出力も示してある。両方の信号ともいわば積分値が、ピーク値として示されている。しかし、試料を通過する電子線パルスの中と遠赤外パルス光の時間中とでこの系の時間分解能が決まるので、検出器の応答は問題とはならない。第2図からコヒーレント横断放射はこのような過渡吸収光に十分利用できる強度を持っていることがわかった。

§ 3. 結果及び議論

今回の測定では I_0 及び I を測定する際に異なった NaCl 単結晶 (同じブロックから切り出した) を用いた。得られた透過率スペクトルを第 3 図に示す。第 3 図には予想された吸収と思われるへこみ, 又は変化は見られない。各電子線パルスごとのばらつきは, 電流モニターを用いて補正をおこなったが, 第 3 図に見られるように信号のばらつきは大きい。従って微少な吸収の測定は不可能であった。同一の結晶に於て, 参照光と透過光測定を行うことが必要である。



第 3 図 電子線照射時における NaCl の遠赤外過渡透過率スペクトル。短波長領域で透過率が低下しているのは、参照光を測定した試料と電子線を照射した試料が同一でないための見かけの変化と思われる。

今回の測定において, コヒーレント横断放射が遠赤外パルスラジオリシスに利用できる十分な強度を持つことが示された。ただし, 電子線パルスごとのばらつきを補正する必要がある。横断放射の強度そのものをモニターすること, 及び電子線の強度もモニターすることが次の課題であろう。将来の最適な方法としてはマルチ・チャンネル検出法が考えられる。

参 考 文 献

- 1) T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, and M. Ikezawa : Phys. Lett. **63** (1989) 1245.

- 2) Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, H. Mishiro, T. Takahashi, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, R. Kato and Y. Torizuka : Nucl. Instrum. & Methods. Phys. Res. **A301** (1991) 161.
- 3) K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato, Y. Shibasaki and M. Oyamada : Phys. Rev. **A43** (1991) 5597.
- 4) T. Tokizaki, T. Makimura, H. Akiyama, A. Nakamura, K. Tanimura and N. Itoh : Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2701.

V. 加 速 器 稼 働 状 況

1991年度マシン報告

マシングループ

浦澤茂一・大沼忠弘・小山田正幸
栗原 亮・柴崎義信・高橋重伸
中里俊晴・武藤正勝

概 況

今期は電子銃の内部の汚れによる高圧の放電, それによるエミッション電流の減少の故障があり, 電子銃の交換, 清掃を3回も行った。これの原因は'91年2月に実施した入射系の組換え(ショートバンチの実験に関連した)工事に際し, 何らかの手違いにより真空系を汚したためと思われる。この件でマシンタイムの中止や変更があり利用者に多大の迷惑をかけた事をお詫びする。現状はまだ時々放電はするが, エミッションに対する影響はほとんどなくなった。

現在のマシンの性能は, 第1実験室系は55MeV, 第2実験室系は200MeVが安定に加速出来る上限である。これはクライストロンパルサの de Qing を動作させての値で, 上記のエネルギーより高い場合は加速電流を減らすか, de Qing を OFF することで, それぞれ65MeV, 220MeV 程度まで加速することが可能である。

マシンタイム実施状況

第1表に示す。来期への繰越しは17シフトである。

保 守

マシン性能向上を目標にしているが, 予算との関係もあり, 修理に追われる状態である。この中で電子銃のグリッドパルサの更新を行うことになった。更に'92年度には入射系の集束コイルの更新, 新型電子銃の採用などを検討している。

主な定期工事の内容は次の通りである。

4月工事

KP # 4	制御電流のノーフェーズブレーカー交換 サイラトロン交換
GP	グリッドパルサ終段出力管 (2B26P) 交換

第1表 平成3年度課題採択数及び実験シフト数。

分野及び課題	前	期	後	期	合計実験シフト数及び繰り越し数
	採 択 数	実験シフト数	採 択 数	実験シフト数	
核 物 理	76	72	66	72	144
$\gamma\pi$ (山 屋)	4+2*	0	(7保留)+6*	0	(6シフト末)
$ee'p$ (玉 江)	10	10	13	13	
" (菅 原)	10	10	13	13	
$ee'n$ (斎 藤)	20	20	14	12	(2シフト末)
γf (Arruda-Neto)	10	10			
Tag (寺 沢)	7	7	6+(14保留)	14	(保留分8シフト実施)
" (前 田)	3	3	20	20	
" (Thompson)	12	12			
eD (上 野)			(3保留)	0	
ND	14	11	14+3*	17	28
RI	22	19	17+3*	18	37(2シフト末)
物性, 放射線化学	3	3	5	5	8
加速器, 測定器	15	15	18	17	32(1シフト末)
合 計					249シフト(11シフト繰り越し)

(注) *印: 先期末実施シフト数

保留: 採択されたが, 次期に実験を行なうシフト数

冷却系 KP# 1, パルストランスタンク, 冷却水管の一部交換

6月工事

冷却系 クライストロン冷却系の熱交換器, 分解掃除

GP グリッドパルサ調整

電子銃 カソード, グリット及びヒータ交換

8月工事

BT ビーム位置ぎめスリット2台(SD-I X, SD-II X)更新

" 消磁電源更新

VAC	B部リークテスト, リーク6ヶ所, 3ヶ所修理完了
”	I系 RIビーム取出窓 (小さなリークがあった) 交換
電子銃	カソード, グリッド及びヒーター交換
冷却系	純水製造装置更生
”	WG系デミネライザー交換
制御系	ビームラインの真空バルブ (QV, GV) が閉じているときの音声警報
10月工事	
KP# 3	クライストロン集束コイル電源 (3台) 更新
冷却系	SA-II, 水漏れ修理
12月工事	
冷却系	加速管 A1用集束コイル, 冷却水ゴム接ぎ管交換
”	KP# 5, クライストロン冷却水タンク修理
VAC	B部リーク修理, WGフランジのロー付部等3ヶ所修理
”	加速管系昇温ガス出し44.5℃
WG	移相器 (A5, A8) 修理
2月工事	
KP# 1	クライストロン更新
冷却系	制御盤内リレー一部更新等
WG	SF ₆ (六弗化硫黄) ガス漏れ検査, 修理, 2ヶ所

主な故障及び不定期工事

- クライストロンコレクター冷却部のOリングガスケットはX線による劣化でシリコンゴムは使えない。現在バイトンを使用 (5/21, 6/16)。
- 本体室設置のGPパルストランスタンク内で結露による配線の断線があった (9月24日)。空調停止時でも除湿が必要である。
- サイラトロンF175の入荷が遅れ, マシンタイムに影響を与えた。
- 10/15, 16の両日, 職員, 院生の協力でKPの高電圧部分の清掃を行った。
- 積雪時クライストロン室に水漏れがある。丁度#2の上で支障がある。
- 加速管冷却用ポンプ軸シールからの水漏れ (要更新)

来期の予定

- クライストロン励振用のクライストロン SAS-61 交換（エミ減）。
- 入射系（電子銃も含む）の改造（数年度にわたる）。
- A 部導波管気密窓の交換（前回は1985年実施）。
- 冷却系の整備 クーリングタワー，加速管冷却用ポンプ等の更新
- 制御室 ビームトランスポート系グラフィックパネルの更新，検針等
- II 系ビームライン ビームスクリーンモニター（電流モニター付）設置

VI. 論 文 リ ス ト

論文リスト

核理研共同利用の成果を核理研研究報告以外の学術雑誌に掲載された論文（1991年1月～12月）の題目を収録しました。

I 原子核物理

1. ^{40}Ca Photoneutron Cross Section above the Giant Dipole Resonance.

J. A. Eden, G. J. O'Keefe, R. P. Rassool, D. J. McLean and M. N.

Thompson : Phys. Rev. C44 (1991) 753.

II 物性物理

1. Neutron and X-ray Diffraction Study on the Location of Hydrogen Isotopes in $\text{TiO}_{0.3}$ and $\text{ZrO}_{0.4}$

T. Kajitani, S. Mukawa and M. Hirabayashi : Mat. Trans. JIM32 (1991)

807.

III 放射化学

1. Solvent Extraction of the Hexaaquarhodium(III) Ion from Halogenated Carboxylate Solutions with Trioctylphosphine Oxide.

N. Imura, H. Takahashi and N. Suzuki : Bull. Chem. Soc. Jpn. 64 (1991) 882.

2. Determination of Several Trace Metals in Biological Materials by PIXE Analysis after Solvent Extraction and Polystyrene-film Collection.

Y. Iwata, T. Korenaga and N. Suzuki : Int. J. PIXE 3 (1991) 271.

3. ホスホン酸エステル含浸型液体膜によるウラン(VI)の輸送

中村重人, 大橋伸一, 秋葉健一 : 分析化学 40 (1991) 829.

4. A Flexible Automation System for Various Radioactivity Measurement Using Small Robots and Local Area Network.

K. Masumoto, S. Ushino, M. Mutoh and M. Yagi : Anal. Sci. 7 suppl. (1991) 743.

5. Instrumental Photon Activation Analysis of Coal Fly Ashes Using the Internal

Standard Method Coupled with the Standard Addition Method.

K. Masumoto and M. Yagi : J. Radioanal. Nucl. Chem. **152** (1991) 55.

6. Determination of Carbon Impurity in Gallium Arsenide Crystals by Photon Activation Analysis.

A. Yoshioka, K. Nomura, O. Kawakami, K. Shimura, K. Masumoto and M. Yagi : J. Radioanal. Nucl. Chem. **148** (1991) 201.

7. Comparison of Implantation Reactions with Hot Atom Reactions in Geometrical and Optical Isomers of Metal β -Diketonates.

T. Sekine, I. Kaneko and K. Yoshihara : Radiochim. Acta **55** (1991) 71.

8. Parent Type Chemical Species Formed by Recoil Implantation Reaction in Tris (β -diketonato) metal (III).

T. Sekine and K. Yoshihara : Radiochim. Acta **55** (1991) 65.

9. Detection Limit of Technetium in $^{99}\text{Tc}(\gamma, \gamma')^{99}\text{Tc}$ Reaction Analysis in the Presence of Molybdenum.

M. Yagi, T. Sekine and K. Yoshihara : J. Radioanal. Nucl. Chem. Lett. **155** (1991) 435.

10. Integral Cross Section of the $^{99}\text{Tc}(\gamma, \gamma)^{99}\text{Tc}$ Reaction in the 15–50 MeV Energy Region.

T. Sekine, K. Yoshihara, L. Lakosi, Zs. Nemeth and A. Veres : Appl. Radiat. Isot. **42** (1991) 149.

11. $^{103\text{m}}\text{Rh}$ Production by Inelastic Gamma Scattering in the Giant Dipole Resonance Region.

J. Safar, H. Kaji, K. Yoshihara, L. Lakosi and A. Veres : Phys. Rev. **C44** (1991) 1086.

12. Analyses of Impurity Diffusion in Aluminum Based on Recent Works.

S. Fujikawa : *Proc. Int. Conf. Recent Advances in Science and Engineering of Light Metals. 1991, p. 959.*

IV 加速器・測定器

1. Coherent Synchrotron Radiation at Submillimeter and Millimeter Wavelengths.

- Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, H. Mishiro, T. Takahashi, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, R. Kato and Y. Torizuka : Nucl. Instrum. & Methods A **301** (1991) 161.
2. Spectrum of Coherent Synchrotron Radiation in the Far-Infrared Region.
K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato, Y. Shibasaki and M. Oyamada : Phys. Rev. A**43** (1991) 5597.
3. Observation of Interference between Coherent Synchrotron Radiation from Periodic Bunches.
Y. Shibata, T. Takahashi, K. Ishi, F. Arai, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, S. Urasawa, T. Nakazato, R. Kato, S. Niwano and M. Oyamada : Phys. Rev. A**44** (1991) R3445.
4. Outgassing Characteristics and Composition Analysis of Aluminum Alloy Extrudate under Electron Beam Irradiation.
O. Konno and T. Ohi : J. of Vacuum Sci. & Tech. **A9** (1991) 3134.
5. Coherent Synchrotron Radiation.
M. Oyamada, S. Urasawa, T. Nakazato, R. Kato, S. Niwano, M. Yoshioka, M. Ikezawa, T. Ohsaka, K. Ishi, Y. Shibata, T. Tsutaya, S. Kimura, T. Takahashi, H. Arai, T. Kanai and Y. Kondo : *Proc. 8th Symposium on Accelerator Science and Technology, Saitama, 1991*, p. 272.
6. Stretcher-Booster Ring of the Protoprised Facility in Tohoku University.
T. Tamae, T. Eguchi, T. Nakazato, R. Kato and O. Konno : *Proc. 8th Symposium on Accelerator Science and Technology, Saitama, 1991*, p. 462.

編 集 委 員

齋 藤 悌二郎 (委員長) 寺 沢 辰 生
新 村 信 雄 梶 本 和 義

核 理 研 究 報 告 第25卷 第1号

1992年6月発行

発行所 東北大学理学部附属原子核理学研究施設
 仙台市太白区三神峯1-2-1(郵便番号982)
 電話 022-245-2151 (代)

印刷所 株式会社 東北プリント
 仙台市青葉区立町24番24号
 TEL (263) 1166 (代)

RESEARCH REPORT OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

Volume 25 Number 1 June 1992

Laboratory of Nuclear Science,
Tohoku University,
1-2-1, Mikamine, Taihaku, Sendai 982, Japan