

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 研 究 報 告

第 28 卷 第 1 号

1995 年 8 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の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以下の縮尺はご遠慮下さい。
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28巻 第1号 目次

I 原子核物理

- I-1 $^{92}\text{Mo}(e, e'p)$ 実験による双極子巨大共鳴の崩壊過程の研究 1

(核理研, 理学研究科物理^{*})

三浦 哲生, 田中 英二, 堀田 智明, 宮瀬 晴久^{*},
中川 格, 菅原 真澄, 田所 孝広, 高橋 哲宗,
玉江 忠明, 坪田 博明^{*}

- I-2 Angular Distribution for the $^{12}\text{C}(e, e'n)^{11}\text{C}$ Reaction in the Giant Resonance 10

(核理研, 理学研究科物理^{*}, 工学研究科原子核工学^{**})

齋藤 二郎, 鈴木 伸介, 高久 圭二, 高桑 智恵,
及川 正道, 藤平 力^{*}, 中川 武美^{*}, 阿部 健^{**}

- I-3 Study of the Isovector Giant Quadrupole Resonance in ^{13}C 18

(核理研, 理学研究科物理^{*}, 京大理学部^{**})

伊藤 祥子, 伊藤 秀昭, 今野 收, 前田 和茂^{*},
松山日出人, 村上 哲也^{**}, 佐々木隆興, 須田 利美^{*},
竹谷 元伸, 寺沢 辰生

II 放射化学

- II-1 ルテノセン誘導体における高エネルギー原子核の固体化学反応(1)
—中心金属置換反応に及ぼす置換基の高さの効果— 27

(理学研究科化学)

山口 巖, 関根 勉, 工藤 博司

- II-2 メキシコ火山帯中央部に産する海洋島型溶岩の年代と岩石学 34

(理学研究科地学, 地質調査所^{*})

長谷中利昭, 吉田 武義, 宇都 浩三^{*}, 内海 茂^{*}

- II-3 妙高火山群溶岩の化学組成とマグマ溜まり過程 43

(理学研究科地学, 妙高火山研究所^{*})

長谷中利昭, 吉田 武義, 早津 賢二^{*}

III 加速器・測定装置

III-1 核理研ライナックの最適加速周波数とビーム負荷曲線の測定…………… 83

(核理研)

渡辺 賢介, 封 碧波, 栗原 亮, 中里 俊晴,
小山田正幸, 柴崎 義信, 高橋 重伸, 浦澤 茂一,
雪島 正敏, 山川 達也

III-2 核理研ライナックに於けるエミッタンス・ツイスパラメータの測定…………… 96

(核理研)

雪島 正敏, 封 碧波, 栗原 亮, 中里 俊晴,
小山田正幸, 柴崎 義信, 高橋 重伸, 浦澤 茂一,
渡辺 賢介, 山川 達也

III-3 Proposal of Coherent Synchrotron Radiation at Millimeter and Submillimeter Wavelengths in a Waveguide Free-Electron Laser at Tohoku Linac…………… 106

(核理研)

封 碧波

IV 加速器稼働状況

IV-1 平成6年度マシン報告…………… 115

(マシングループ)

栗原 亮, 浦澤 茂一, 小山田正幸, 柴崎 義信,
高橋 重伸, 中里 俊晴

V 論文リスト…………… 121

Research Report of Laboratory of Nuclear Science
Volume 28, Number 1, June 1995
Contents

I Nuclear Physics

- I - 1 Decay Process of the Giant Dipole Resonance in ^{92}Mo (e, e' p)
Reactions 1
Tetsuo Miura, Eiji Tanaka, Tomoaki Hotta, Haruhisa Miyase,
Itaru Nakagawa, Masumi Sugawara, Takahiro Tadokoro,
Akimune Takahashi, Tadaaki Tamae and Hiroaki Tsubota
- I - 2 Angular Distribution for the ^{12}C (e, e' n) ^{11}C Reaction in the Giant
Resonance 10
Teijiro Saito, Shinsuke Suzuki, Keiji Takahisa, Chie Takakuwa,
Masamichi Oikawa, Tutomu Tohei, Takemi Nakagawa and Ken Abe
- I - 3 Study of the Isovector Giant Quadrupole Resonance in ^{13}C 18
Sachiko Ito, Hideaki Itoh, Osamu Konno, Kazushige Maeda,
Hideto Matsuyama, Tetsuya Murakami, Takaoki Sasaki, Toshimi Suda,
Motonobu Takeya and Tetsuo Terasawa

II Radiochemistry

- II - 1 Solid State Chemical Reaction of High Energetic Atoms in Ruthenocene
Derivatives (I) : The Effect of Bulkiness of Functional Groups on Substitution
Reaction 27
Iwao Yamaguchi, Tsutomu Sekine and Hiroshi Kudo
- II - 2 Geochronology and Petrology of OIB-type Lavas from the Central Part of the
Mexican Volcanic Belt. 34
Toshiaki Hasenaka, Takeyoshi Yoshida, Kozo Uto and Shigeru Uchiumi
- II - 3 Chemical Compositions of Lavas from Myoko Volcano Group : An
Examination of Magma Chamber Processes. 43
Toshiaki Hasenaka, Takeyoshi Yoshida and Kenji Hayatsu

III	Accelerator and Instrumentation	
III-1	Measurement of Accelerating Frequency and Beam Loading Curve at the Tohoku 300MeV Linac.	83
	Kensuke Watanabe, Bibo Feng, Akira Kurihara, Toshiharu Nakazato, Masayuki Oyamada, Yoshinobu Shibasaki, Shigenobu Takahashi, Shigekazu Urasawa, Masatoshi Yukishima and Tatuya Yamakawa	
III-2	Measurement of Emittance and Twiss Parameters of the Linac at Laboratory of Nuclear Science.	96
	Masatoshi Yukishima, Bibo Feng, Akira Kurihara, Toshiharu Nakazato, Masayuki Oyamada, Yoshinobu Shibasaki, Shigenobu Takahashi, Shigekazu Urasawa, Kensuke Watanabe and Tatuya Yamakawa	
III-3	Proposal of Coherent Synchrotron Radiation at Millimeter and Submillimeter Wavelengths in a Waveguide Free-Electron Laser at Tohoku Linac	106
	Bibo Feng	
IV	Status Report on the Accelerator	
IV-1	Status of the Electron Linac	115
	Akira Kurihara, Shigekazu Urasawa, Masayuki Oyamada, Yoshinobu Shibasaki, Shigenobu Takahashi and Toshiharu Nakazato	
V	List of Publications	121

I. 原 子 核 物 理

^{92}Mo ($e, e'p$) 実験による双極子巨大共鳴の崩壊過程の研究

核理研, 理学研究科物理*

三浦哲生・田中英二・堀田智明

宮瀬晴久*・中川 格・菅原真澄

田所孝広・高橋哲宗・玉江忠明

坪田博明*

§ 1. 序 論

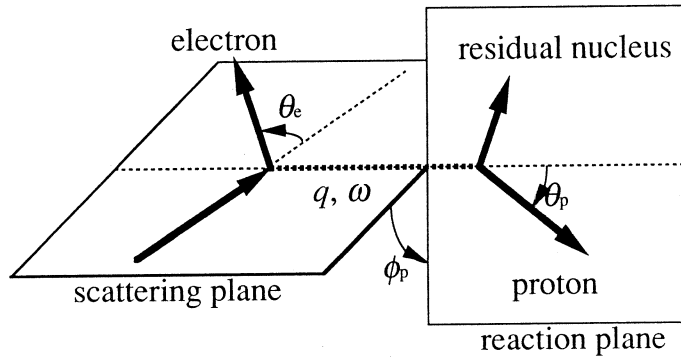
巨大共鳴の崩壊に伴い放出される粒子を測定し残留核の励起状態を特定することで、巨大共鳴の崩壊過程における微視的な情報を得ることができる。重い原子核では中性子放出チャンネルが主な崩壊チャンネルであるので、主に ($\alpha, \alpha'n$), (γ, n) 反応によって巨大共鳴の崩壊課程が調べられてきた。それらの実験から、巨大共鳴の崩壊はほとんどが統計模型で説明できるが、非統計的崩壊の寄与も $\sim 20\%$ 程度あるという結果が得られている¹⁾。しかし重い原子核においても巨大共鳴の崩壊チャンネルには陽子放出チャンネルが無視できない大きさを占めていることから、中性子放出チャンネルと合わせて陽子放出チャンネルを調べることは重要なことである。これまで、陽子放出を伴う崩壊過程を調べた実験は少なく、特に、強い単一エネルギーの γ 線を得るのが困難なことから、単一エネルギーの γ 線による (γ, p) 反応を用い重い原子核の GDR の崩壊過程を調べた実験はほとんど行われていない。

一方、移行運動量が小さい電子散乱は GDR を主に励起し、また十分な強度の連続電子線を得ることが可能になったことから、($e, e'p$) 同時計数実験は GDR の陽子放出チャンネルを調べるのに適している。例としては $^{58, 60}\text{Ni}$ 及び ^{64}Zn ($e, e'p$) 実験²⁾ があり、非統計的崩壊の寄与の下限が30%という結果が得られている。

今回我々は ^{92}Mo ($e, e'p$) 同時計数実験を行い、双極子巨大共鳴の崩壊過程について調べた。前回の核理研研究報告³⁾ では、得られた missing energy スペクトルは統計模型でほぼ説明できるが、エネルギーの低い部分には統計模型で説明できない非統計的崩壊の寄与もあることを示した。今回は、統計的崩壊と非統計的崩壊の角分布と、非統計的崩壊が全体に占める割合の移行エネルギー依存性について報告する。

§ 2. 実験及びデータ解析

実験は、150MeV パルスビームストレッチャーから得られる129MeV 連続電子線を ^{92}Mo 標的に照射し、電子散乱角 $\theta_e = 26^\circ$ で行った。実験の移行エネルギー範囲は11~36MeV、移行運動量は全領域を通じて約 0.29fm^{-1} である。散乱電子の運動量分析には二重集束型電子スペクトロメータ (LDM) を用い、放出陽子の検出には散乱槽内の真空中に設置した3層又は4層の半導体検出器 (SSD) からなる6組の ΔE - E 型の陽子検出器を用いた。1層目 (ΔE) には厚さ $50\ \mu\text{m}$ の SSD, 2層目以降には1~4 mm の SSD を使用している。陽子検出器の方位角 ϕ_p は -90° に固定し、極角 θ_p は $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ 及び 180° に設定した。ここで、 $\theta_e, \phi_p, \theta_p$ は第1図で定義される角度である。



第1図 実験の運動学と角度の定義。

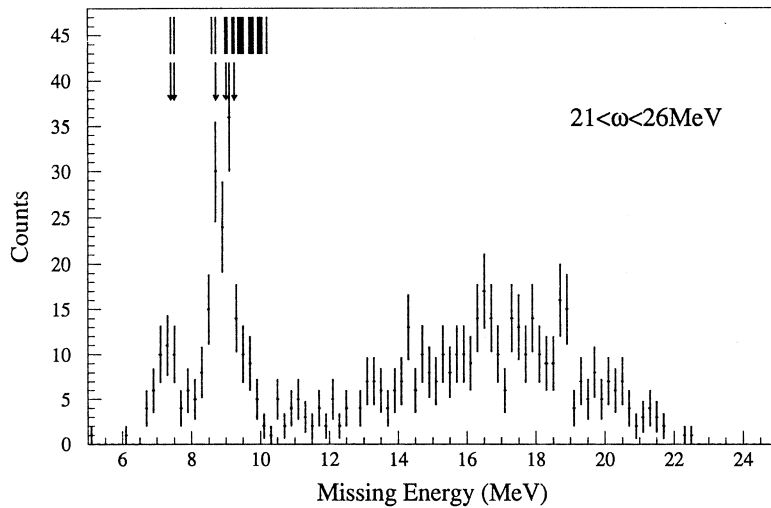
θ_e は電子散乱角, q と ω はそれぞれ移行運動量と移行エネルギー, ϕ_p は散乱平面と反応平面のなす角, θ_p は移行運動量と放出陽子のなす角。

陽子と他の粒子との粒子識別は ΔE - E 法によって行い、SSD のエネルギー較正は Bethe-Bloch の式⁴⁾ による電離損失の計算値との比較で行った。1層目の SSD (厚さ $50\ \mu\text{m}$) で止る粒子に対しては粒子識別ができないので、放出陽子エネルギー E_p が 3.3MeV 以上の陽子に対して解析を行った。但し、クーロン障壁があるために 3.3MeV 以下のエネルギーを持つ陽子は少なく、ほとんど全ての放出陽子を測定したと考えてよい⁵⁾。

断面積の絶対値は、同時計数の測定とは別に弾性散乱微分断面積の測定を行い、DWBA 計算で求めた断面積と比較し、規格化した。

§ 3. 結果及び考察

$^{92}\text{Mo}(e, e'p)$ 反応の missing energy スペクトルの例を第2図に示す。これは、計数を多く

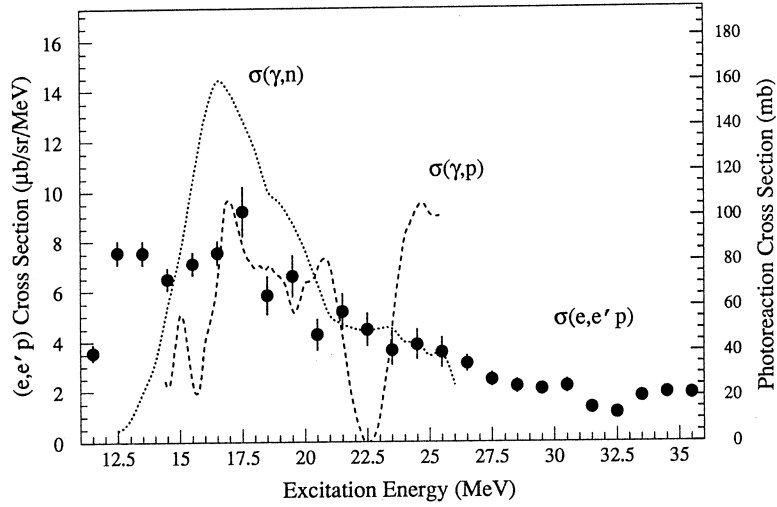


第2図 $21 < \omega < 26 \text{ MeV}$ における missing energy スペクトル。
 図中の上の棒は残留核 ^{91}Nb の励起エネルギー2.793 MeV までの準位を示し、矢印はその中で陽子ピックアップ反応⁶⁾で強く残る陽子1空孔状態を示している。

して残留状態を明瞭にするために、全ての角度の計数を加え合わせたものである。図中の上の縦線は残留核 ^{91}Nb の励起エネルギー2.793 MeV までの準位を示し、矢印はその中で陽子ピックアップ反応⁶⁾で強く残る陽子1空孔状態を示している。missing energy スペクトルを見ると、 ^{91}Nb の低励起の1空孔状態に対応する2本の鋭いピークがあるのがわかる。さらに missing energy の高い領域には幅の広い隆起がある。

第3図に今回の測定で得られた角分布を θ_p について積分して求めた $^{92}\text{Mo}(e, e'p)$ 反応断面積を $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ ⁷⁾, $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ ⁸⁾ 反応断面積と共に示す。 $^{92}\text{Mo}(e, e'p)$ 反応断面積は移行エネルギー $\omega = 17.5 \text{ MeV}$ の断面積が大きい、これは (γ, p) 及び (γ, n) 反応断面積の $\omega = 17 \text{ MeV}$ の $T_{<} \text{GDR}$ のピークと一致することから $T_{<} \text{GDR}$ のピークと言える。そこから移行エネルギーの高い領域にかけて、断面積はなだらかに裾を引いており、十分大きい断面積を維持している。 $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ 反応では20.5 MeV を共鳴エネルギーに持つ $T_{>} \text{GDR}$ 存在が示唆されていることから、 $(e, e'p)$ 断面積のこの領域にも $T_{>} \text{GDR}$ の寄与があると考えられる。

移行エネルギーが低いところでは、 $\omega = 12.5 \text{ MeV}$ で断面積が大きく、そこから15 MeV 付近にかけて一度下がっている。これは、12.6 MeV に中性子放出閾値があり、移行エネルギーが十分高いときはクーロン障壁の影響で主に中性子を放出し崩壊する複合核が、この領域では中性子放出では崩壊できず、陽子放出の統計的崩壊が大きくなったためと推測される。



第3図 ^{92}Mo (e, e' p) 反応断面積。

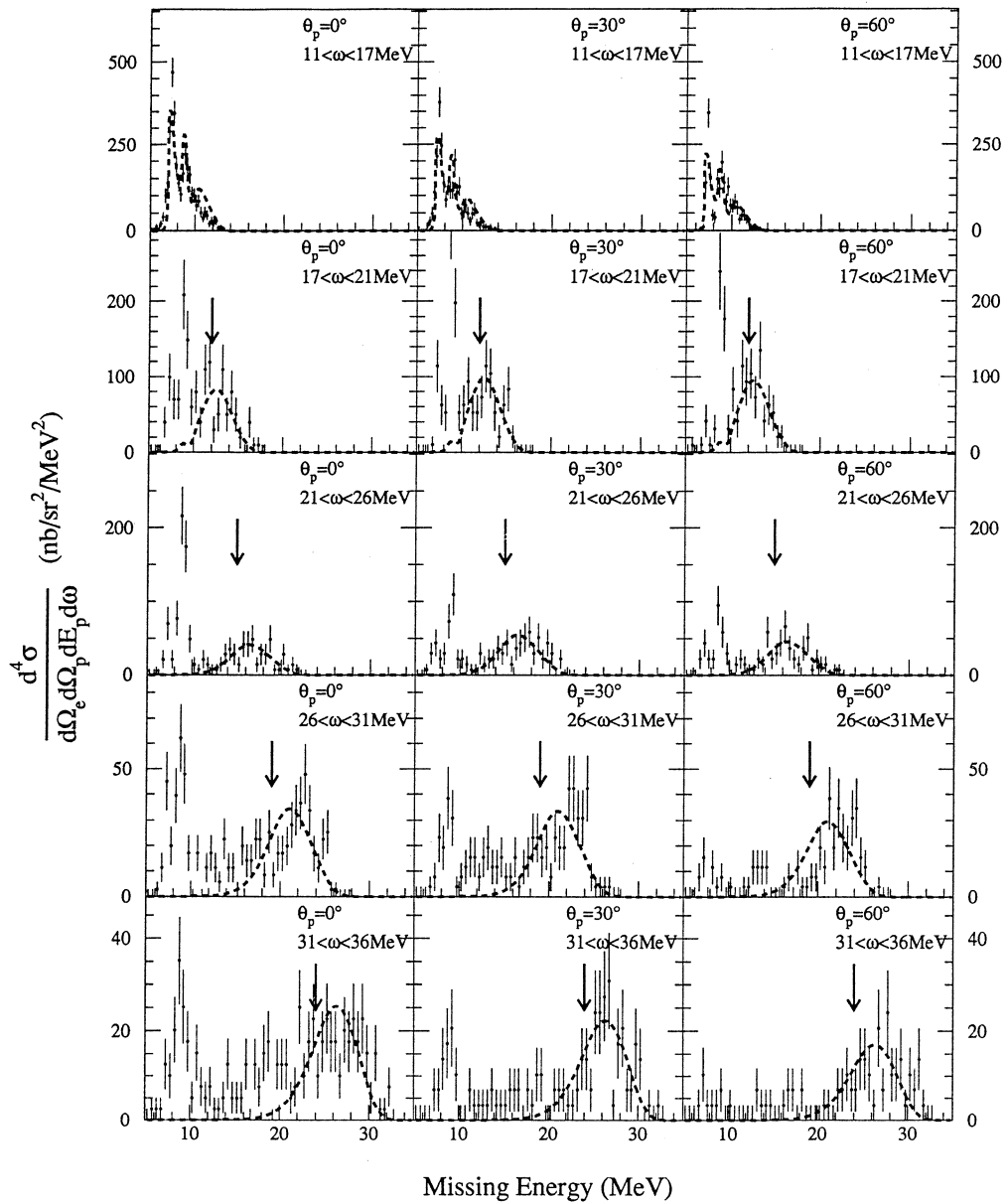
●は今回測定した ^{92}Mo (e, e' p) 反応断面積。破線と点線はそれぞれ $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ 及び $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ 反応断面積。17MeV 付近に存在するピークは $T < \text{GDR}$ のピークである。

第4図に missing energy スペクトルを移行エネルギー ω を五つの領域11~17, 17~21, 21~26, 26~31, 31~36MeV, に分けて示す。図中の破線は統計模型に基づき計算したスペクトルである。計算では断面積の大きさまでを求めていないので, $11 < \omega < 17\text{MeV}$ の領域では, missing energy の断面積と等しくなるように規格化し, $\omega > 17\text{MeV}$ では図中に示す矢印よりエネルギーが高い領域では全てが統計的崩壊によるものと仮定しこの部分で実験値と合わせ規格化している。

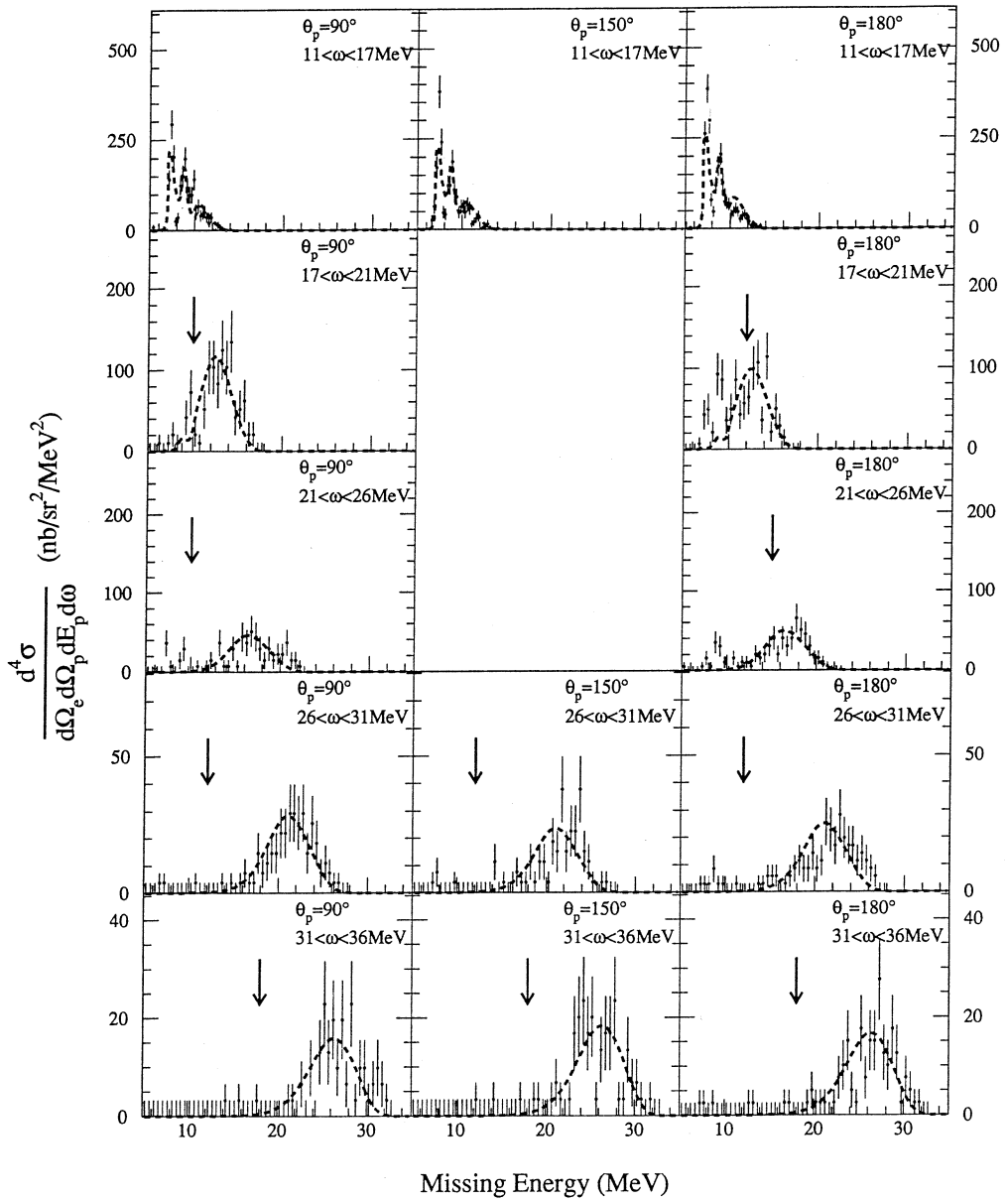
初めに移行エネルギーが高い17~21, 21~26, 26~31, 31~36MeV の領域について考察する。高励起状態に対応する隆起は, 計算と良く一致していることから, 統計的崩壊の寄与が大きいと言える。一方低励起状態に対応するピークは統計模型計算ではほとんど説明できず, この部分は非統計的過程が支配的と考えられる。

移行エネルギーが低い $11 < \omega < 17\text{MeV}$ の領域では, ^{91}Nb の低励起状態に対応する2本のピークがあり, 統計模型計算はこのスペクトルを良く説明していると言える。このことは, 先の中性子閾値付近での断面積の増加は統計的崩壊の増加のためという推測を支持している。しかし, $\omega > 17\text{MeV}$ の領域から考えると, 非統計的崩壊の寄与もあると推測される。

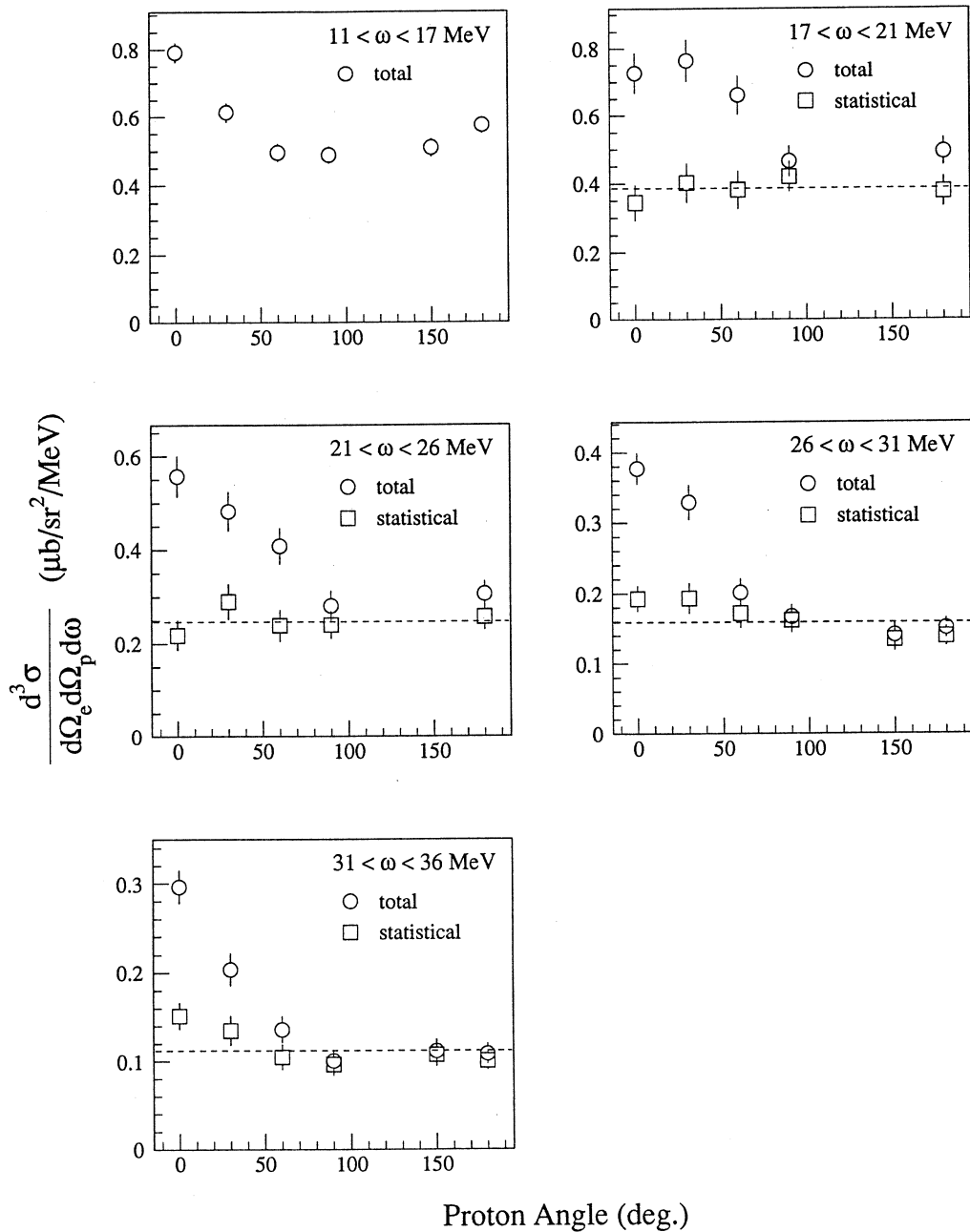
第5図に, 実験で得られた角分布と, 第4図で示したように実験値で規格化して求めた統計模型計算の角分布を示す。実線は統計模型計算の角分布を, 等方分布を仮定し $W(\theta_p) = A_0$



第4-1図 $\theta_p = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ における missing energy スペクトル。
破線は統計模型に基づく計算値を矢印よりエネルギーの高い領域で合わせたもの。



第4-2図 $\theta_p = 90^\circ, 150^\circ, 180^\circ$ における missing energy スペクトル。
 破線は統計モデルに基づく計算値を矢印よりエネルギーの高い領域で合わせたもの。



第5図 $^{92}\text{Mo}(e, e'p)$ 反応の角分布。

○は実験で得られた角分布, □は統計模型計算を missing energy スペクトルに合わせることで得られた統計的崩壊の角分布。破線は統計的崩壊の角分布を等方的と仮定し $W(\theta_p) = A_0$ で fitting したものの。前方に統計模型で説明できない非統計的崩壊の寄与がある。

で fitting したものである。角分布を見ると、後方は統計模型では説明できるが、前方は統計模型で説明できない非統計的崩壊の寄与がかなり存在し、非統計的崩壊の角分布は強い前方ピークを示していることが分かる。

第1表に、第4図で fitting することより得られた統計模型の断面積 σ_{st} と実験値から統計模型の計算値を差し引くことで得られた非統計的崩壊の断面積 σ_{nst} を示す。括弧内の数は全体に占める割合を示す。第1表から GDR 領域である $17 < \omega < 21 \text{ MeV}$ 、 $21 < \omega < 26 \text{ MeV}$ の範囲では統計的崩壊が支配的であるが、非統計的崩壊の寄与も約24% あることが分かる。さらに移行エネルギーの高い領域でも非統計的崩壊が全体に占める割合は20%程度あり移行エネルギーに依存しないということが言える。

第1表 統計的崩壊の断面積 σ_{st} と非統計的崩壊の断面積 σ_{nst} 。
括弧内は全体に占める割合を示す。

ω (MeV)	σ_{st} ($\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)	σ_{nst} ($\mu\text{b}/\text{sr}/\text{MeV}$)
17~21	5.4 (0.76)	1.7 (0.24)
21~26	3.2 (0.76)	1.0 (0.24)
26~31	2.4 (0.80)	0.6 (0.20)
31~36	1.7 (0.81)	0.4 (0.19)

§ 4. まとめ

移行エネルギー $11 < \omega < 36 \text{ MeV}$ の範囲で ^{92}Mo ($e, e'p$) 実験を行い、得られた missing energy スペクトルと統計模型計算とを比較することで GDR の崩壊過程について調べた。missing energy スペクトルは残留核 ^{91}Nb の低励起状態に対応する2本の鋭いピークと高励起状態に対応する幅の広い隆起から成っており、高励起状態に対応する隆起は、統計模型計算とピークの位置と形が一致することから統計的崩壊によるものと考えられる。一方、低励起状態に対応する2本のピークは、 $\omega < 17 \text{ MeV}$ の領域を除き、非統計的崩壊によるものと言える。しかし、 $\omega < 17 \text{ MeV}$ においては、中性子放出閾値の影響で統計的崩壊の寄与も大きいと思われる。非統計的崩壊が全体に占める割合は、GDR 領域の $17 < \omega < 21$ 、 $21 < \omega < 26 \text{ MeV}$ では約24%で、さらに移行エネルギーが高い領域でも20%程度と変わらず、移行エネルギーに依存していないことが示された。

日頃から加速器の整備をされ、実験時には良質のビームを出して頂いたマシングループの方々

に感謝致します。SSTRの運転にあたり整備、調整等様々なところ御協力頂いた今野 収博士に感謝致します。今回データ収集に使用したKOALAの開発を担当された計測グループの武藤正勝氏、ならびに須田利美博士に感謝致します。データ収集と解析に使用した計算機を保守し、様々な助言をして頂いた計測グループの方々に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) A. Van der Woude : *Progress in particle and nuclear physics*, ed. A. Faessler (Pergamon Press, Oxford, 1987) vol. 18 p. 217.
- 2) B. S. Dolbilkin, R. L. Kondratiev, V. P. Liskin, Sh. Khan, Th. Kihm, K. T. Knopfle, H. J. Schulz, Chenlin Wen and J. Friedrich : *Z. Phys.* **A331** (1988) 107.
- 3) 三浦哲生他 : 核理研研究報告 **25** (1994) 121.
- 4) M. S. Livingston and H. A. Bethe : *Rev. Mod. Phys.* **9** (1937) 245.
- 5) 三浦哲生 : 修士論文 東北大学 1995.
- 6) H. Ohnuma, and J. L. Yntema : *Phys. Rev.* **176** (1968) 1416.
- 7) K. Shoda, H. Miyase, M. Sugawara, T. Saito, S. Oikawa, A. Suzuki and J. Uegaki : *Nucl. Phys.* **A239** (1975) 397.
- 8) R. Bergere, H. Beil, P. Carlos, A. Lepretre and A. Veyssiere : *Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Applications*, ed. B. L. Berman (1973) p. 525

Angular Distributions for the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ Reaction in the Giant Resonance

T. Saito, S. Suzuki, K. Takahisa, C. Takakuwa, M. Oikawa

T. Tohei[†], T. Nakagawa[†] and K. Abe^{††}

Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University

Mikamine, Taihakuku, Sendai 982, Japan

[†]*Department of Physics, Tohoku University, Aramaki, Aobaku,*

Sendai 980, Japan

^{††}*Department of Nuclear Engineering, Tohoku University,*

Aramaki, Aobaku, Sendai 980, Japan

The angular distributions of the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ reaction in the giant resonance have been measured at forward scattering with the effective momentum transfer of 0.35 fm^{-1} . The angular distribution for decay neutrons to the ground state indicates a strong forward-backward asymmetry at the peak of the giant dipole resonance ($\omega = 22.5 \text{ MeV}$) and changes to weak forward-backward asymmetry as increasing the excitation energy. This angular distribution is different to the angular distribution observed in the $^{12}\text{C}(e, e' p_0)^{11}\text{B}$ reaction which shows nearly symmetric distribution at 22.5 MeV and a similar momentum transfer. Both the angular distributions are inconsistent with recent RPA predictions in which the $(e, e' n_0)$ one is symmetric but that for the $(e, e' p_0)$ is forward peaked due to interference with monopole excitation. Legendre polynomial coefficients b_1 and b_3 obtained from fitting the data suggest the weak monopole and/or quadrupole strength with the giant dipole resonance.

§1. Introduction

The coincidence $(e, e' n)$ reaction is one of most important experiments to be performed with high-duty-cycle electron accelerators in intermediate energy nuclear physics. A few $(e, e' n)$ experiments have been carried out by using continuous electron beams,¹⁻⁴⁾ because of the difficulty in detecting low energy neutrons in an environment with a huge

γ ray and neutron backgrounds.

Theoretical predictions on nuclear collective excitation in $(e, e'x)$ reaction are very useful to extract the information for the nuclear structure and dynamics from coincidence experiments. Recently Cavinato *et al.*⁵⁾ have performed a self-consistent RPA calculation with the Skyrme interactions on $^{12}\text{C}(e, e'x)$ cross sections and angular distributions. The RPA-SK3 partial $^{12}\text{C}(e, e'p_0)$ and $^{12}\text{C}(e, e'n_0)$ cross sections for the monopole, dipole, and quadrupole modes have been calculated for the excitation energies between 15 and 30 MeV at an incident electron energy of $\varepsilon_i=126$ MeV and a scattering angle of $\theta_e=40$. The dipole cross section has peaks at $\omega=20$ MeV and $\omega=27.2$ MeV. Decay proton and neutron exhibit a similar energy behavior and have roughly same magnitude. On the other hand a quadrupole cross section has a peak at $\omega=23.8$ MeV and proton decay exceeds neutron decay.

Figure 1 shows $(e, e'p_0)$ and $(e, e'n_0)$ angular distributions in RPA-SK3 calculation for excitation energy of $\omega=22.5$ MeV at $\varepsilon_i=126$ MeV, $\theta_e=40$, and an azimuthal angle of $\phi=180^\circ$.⁵⁾ The angle $\phi=180$ indicates a nucleon emitted in the half-plane on the opposite side of the incident electron. The momentum transfer in this kinematics is $q = 0.41 \text{ fm}^{-1}$. The calculation includes the multipole modes 0^+ , 1^- , and 2^+ . The $(e, e'p_0)$ angular

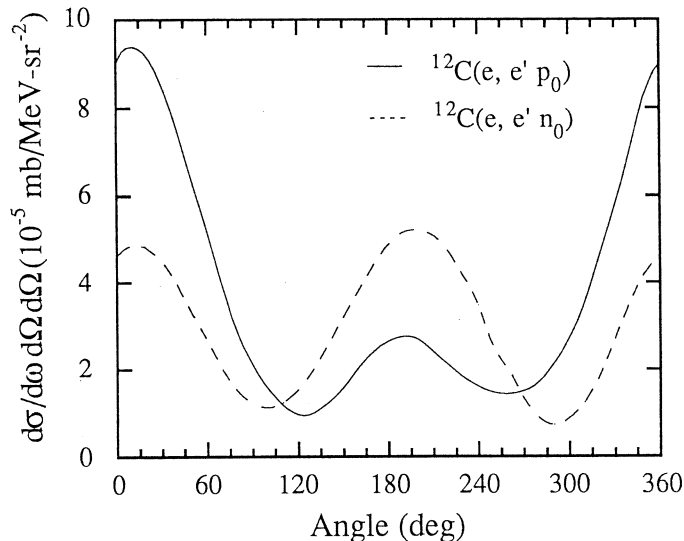


Fig. 1 Angular distributions for the $^{12}\text{C}(e, e'p_0)$ (solid curve) and $^{12}\text{C}(e, e'n_0)$ (dashed curve) reactions in RPA-SK3 at $\theta_e=40$, $\varepsilon_i=126$ MeV, $\omega = 22.5$ MeV and $\phi=180^\circ$.

distribution shows a strong forward-backward asymmetry. On the other hand the $(e, e' n_0)$ angular distribution displays a behavior nearly symmetric about $\theta_n = 90^\circ$ which indicates the presence of only a dipole. In both reactions a breaking of the symmetry about $\theta_n = 180^\circ$ appears due to the presence of the Coulomb-transverse interference.

The interference between the stronger 1^- mode and the weak 0^+ and 2^+ modes leads to a forward-peaked angular distribution. In the calculated cross sections,⁵⁾ the relative contribution from the quadrupole mode to the nucleon channel is over 36% in the proton case and amounts to merely about 10.5% in the neutron case. Moreover, the proton monopole strength is twenty times stronger than the neutron one. Then Cavinato *et al.* have suggested that a sensitivity of monopole excitations to the $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ cross section in forward direction is especially emphasized.

The $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ angular distribution has been measured by Calaco *et al.* at Stanford at first⁶⁾ and subsequent measurements have been performed at Mainz,⁷⁾ but no data for the $^{12}\text{C}(e, e' n)$ reaction. In particular the $(e, e' n)$ reaction is interesting so that it is favored only two-body reaction in the nuclear system. The present paper reports on the angular distributions of the $^{12}\text{C}(e, e' n_0)$ reaction at various excitation energies and comparisons with the RPA predictions together with those of the $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ reaction.

§ 2. Experiment

The $^{12}\text{C}(e, e' n)$ experiment has been performed using a continuous electron beam from the 150-MeV Tohoku University pulse stretcher ring.⁸⁾ A natural carbon target of thickness 100 mg/cm^2 was bombarded with electrons of energy 129 MeV. Scattered electrons were detected at $\theta_e = 30^\circ$ by a magnetic spectrometer which had a solid angle of 5 msr, and a momentum resolution of 0.05% within the accepted momentum bite of 5.3%. Neutrons emitted from a target were measured using seven neutron detectors consisting of NE213 liquid scintillators, where six detectors had a 18 cm diameter by 10 cm depth and one detector had a 20 cm diameter by 10 cm depth. These were placed in the electron scattering plane at $\theta_n = 7^\circ, 34^\circ, 64^\circ, 93^\circ, 155^\circ, 184^\circ,$ and 214° , where θ_n were measured from the momentum transfer direction. The front of each detector was placed 75 cm from the center of the scattering chamber. The neutron energy was determined by the time-of-flight

(TOF) method. The neutron detectors were shielded with lead, paraffin, and concrete. Lead collimators were placed in front of bismuth plates 4 cm thick to absorb scattered electrons and soft γ rays from the target. The photon energy calibration for the neutron detectors was performed with ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co , and Am-Be sources. The Compton edge of the ^{137}Cs γ ray was set as the detection threshold. The efficiency for the neutron detectors was determined by using a ^{252}Cf source and a Monte Carlo code. The details of electronics, data acquisition, and detection efficiency are described elsewhere.⁹⁾

§ 3. Results and Discussion

Figure 2 shows a missing energy spectrum for the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ at $\theta_n=50^\circ$ measured at another setting. This spectrum indicates that the decay neutrons from the giant resonance are almost due to ground state transition. The $^{12}\text{C}(e, e' n_0)$ angular distributions at 22.5, 23.5, 24.5, and 25.5 MeV for ± 0.5 MeV energy span are shown in Fig. 3 (a). Solid lines are the Legendre polynomial fits described below. Angular distribution changes from a strong forward-backward asymmetry at 22.5 MeV to a weak forward-backward asymmetry at 25.5 MeV. The $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ angular distributions at the peak (22.5 MeV) and shoulder (25.5 MeV) of the giant resonance were measured at an incident electron energy of 183 MeV by Calarco. Angular distributions at $\theta_n=22^\circ$ which correspond to the

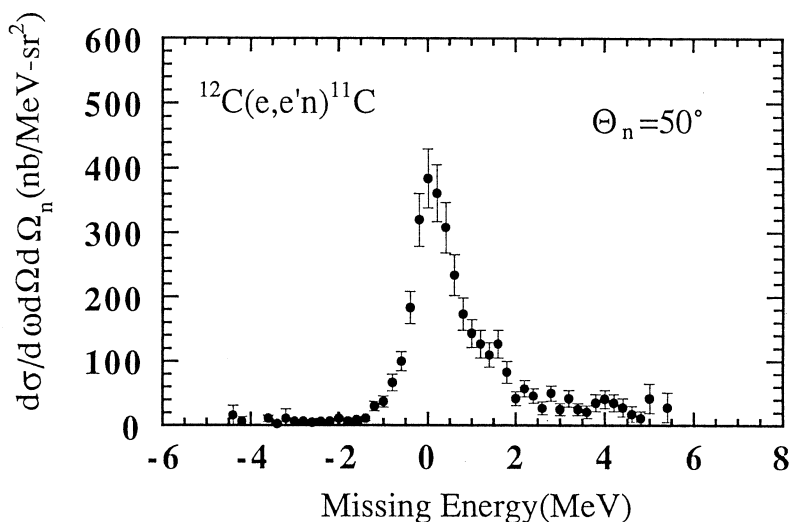


Fig. 2 Missing energy spectrum for the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ reaction. The abscissa is indicated by $E_m-18.7$ MeV.

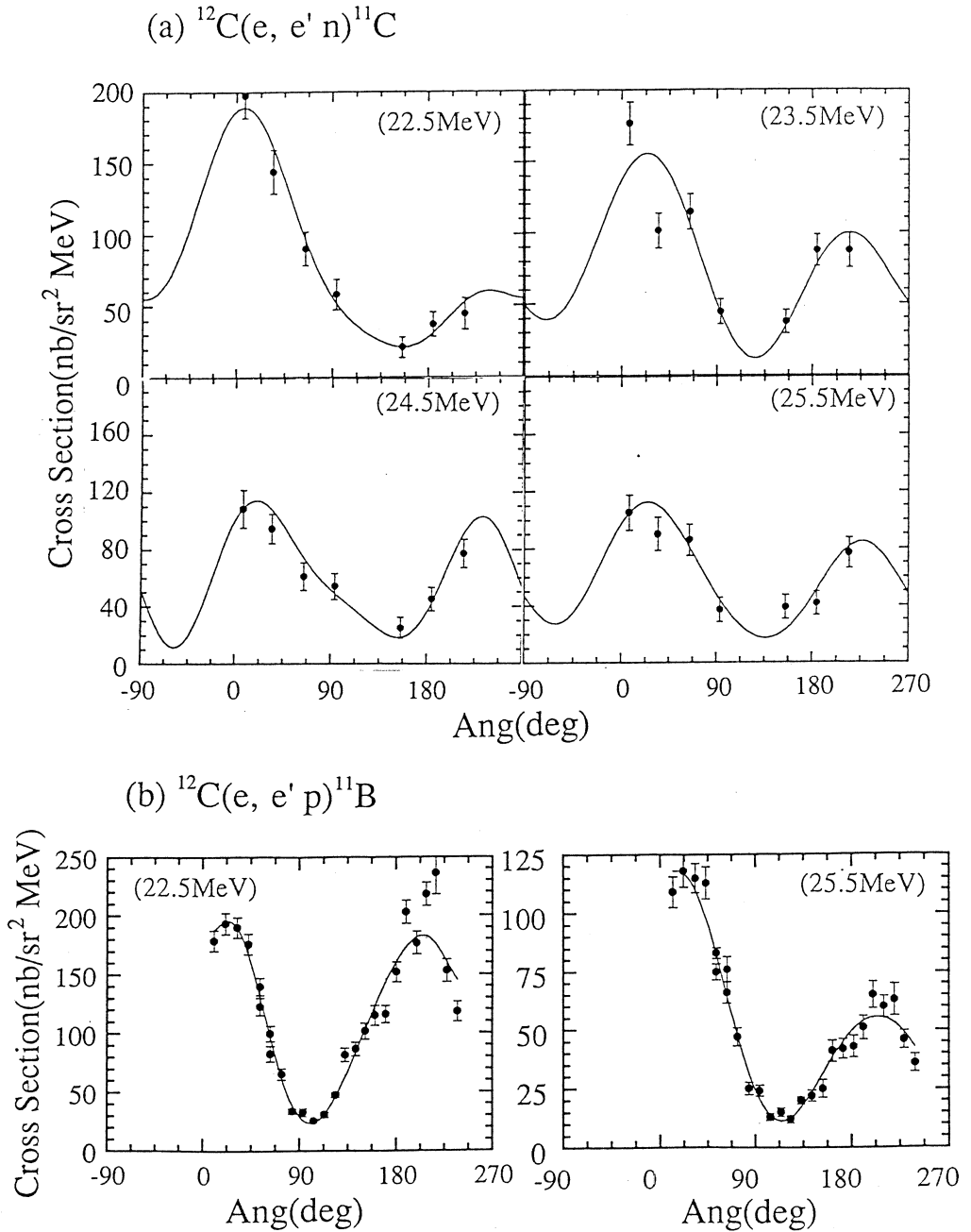


Fig. 3 (a) $^{12}\text{C}(e, e' n_0)$ angular distributions at $\varepsilon_i = 129$ MeV, $\theta_e = 30^\circ$, and $\phi = 180^\circ$. The momentum transfer is 0.34 fm^{-1} . The solid curves are Legendre fits.

(b) $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ angular distributions at $\omega = 22.5$ MeV and 24.5 MeV at the momentum transfer of $q = 0.34 \text{ fm}^{-1}$ from Ref. [7].

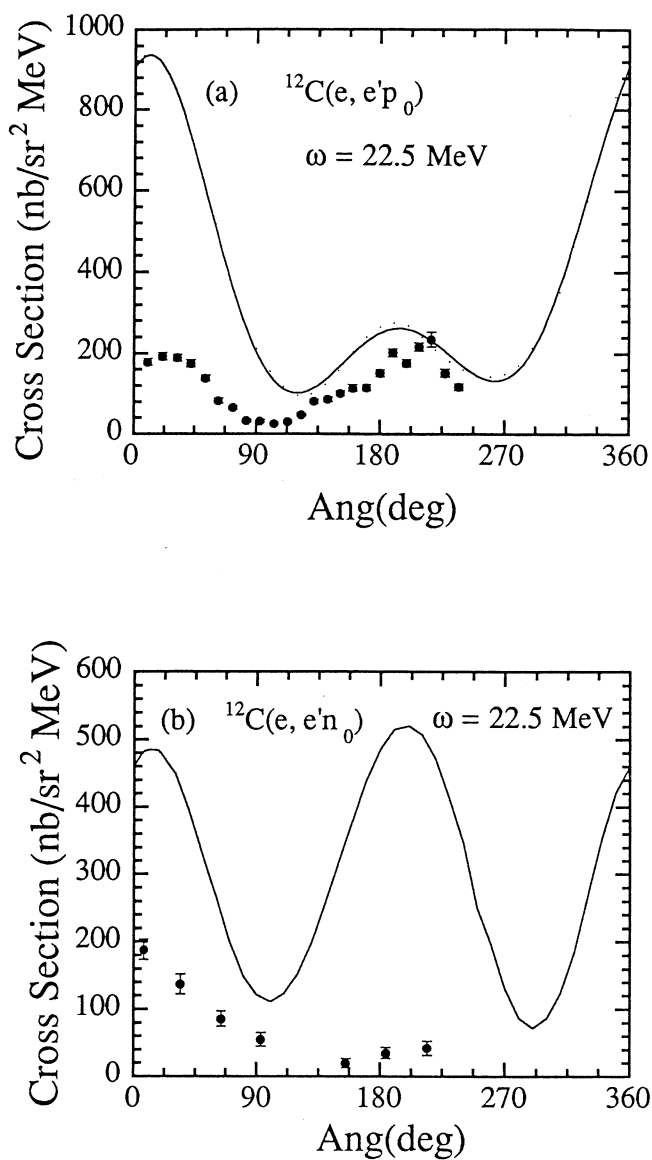


Fig. 4 Comparison of the $^{12}\text{C}(e, e'p_0)$ and $^{12}\text{C}(e, e'n_0)$ angular distributions at $\omega = 22.5$ MeV with the RPA-SK3 predictions.

momentum transfer of 0.34 fm^{-1} are also shown in Fig. 3(b) with a similar fit using the Legendre polynomials. The $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ angular distribution is forward-backward symmetry at $\omega = 22.5 \text{ MeV}$ and it changes into a forward peak at 25.5 MeV . The pattern of these angular distributions is almost no change for the momentum transfer range from 0.24 to 0.61 fm^{-1} measured.

Figure 4 shows the $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ and $^{12}\text{C}(e, e' n_0)$ angular distributions at $\omega = 22.5 \text{ MeV}$ compared with the RPA predictions. In the experimental angular distribution the $(e, e' p_0)$ and $(e, e' n_0)$ cross sections have a similar magnitude at forward direction. In $(e, e' p_0)$ the calculation reproduces the backward peak but it overestimates for the forwards peak by more than four times. On the other hand in $(e, e' n_0)$ the calculation overestimates for the forward peak by factor of two and it can not reproduce backward distribution. Thus the observed shapes in the both $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ and $^{12}\text{C}(e, e' n_0)$ cases are found not to be reproduced by the RPA-SK3 prediction. The different behavior of the angular distributions for protons and neutrons may reflect isospin nature of decay particle. The process might include contribution from more complicated configurations not used in the present calculation.

Legendre polynomial parameters b_1 and b_3 at $\omega = 22.5 \text{ MeV}$ indicates the existence of weak monopole and/or quadrupole strength interfering with the giant dipole resonance.

In summary, the angular distribution of the $^{12}\text{C}(e, e' n_0)$ reaction in the giant resonance region has been measured to study the decay mode. The angular distribution of a strong forward-backward asymmetry observed at $\omega = 22.5 \text{ MeV}$ is different from the symmetric distribution of the $^{12}\text{C}(e, e' p_0)$ reaction at the same energy. Those angular distributions are inconsistent with the recent RPA predictions. A theoretical effort is needed to solve these discrepancies.

References

- 1) G.O. Bolme, L.S. Cardman, R. Doerfler, L.J. Koester, Jr., B.L. Miller, C.N. Papanicolas, H. Rothhaas and S.E. Williamson: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1081.
- 2) R.A. Miskimen *et al.*: Phys. Lett. **B236** (1990) 251.
- 3) M. Meyerhoff *et al.*: Phys. Lett. **B327** (1994) 201.
- 4) C. Takakuwa *et al.* : Phys. Rev. C **5** (1994) 845.
- 5) M. Cavinato, D. Drechsel, E. Fein, M. Marangoni and A.M. Saruis : Nucl. Phys. **A444** (1985)13.
- 6) J.R. Calarco : *Proc. 1980 RCNP Intern. Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions Osaka, 1980*, eds. H. Ikegami and M. Muraoka (Research Center for Nuclear Physics, Osaka Univ.) p.543 ; J.R. Caraco *et al.*: Phys. Lett. **146B** (1984) 179.
- 7) J.R. Calarco: Nucl. Phys. **A569** (1994) 363c.
- 8) T. Tamae *et al.*: Nucl. Instrum. Methods **A264** (1988) 173.
- 9) S. Suzuki, T. Saito, K. Takahisa, C. Takakuwa, T. Tohei, T. Nakagawa, Y. Kobayashi and K. Abe: Nucl. Instrum. Methods **A314** (1992) 547.

Study of the Isovector Giant Quadrupole Resonance in ^{13}C

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

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

[†]*Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-77, Japan*

[‡]*Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606, Japan*

Forward-backward asymmetries in the $^{13}\text{C}(\gamma, n)$ reaction have been measured in a tagged photon energy range of $E_\gamma=16\sim 69\text{MeV}$. Considerable asymmetries which come from the interference between E1 and E2 excitations have been observed above the giant dipole resonance region. The direct and semi-direct model reproduces observed asymmetries assuming quadrupole resonances of $E_x=30.9\pm 1.5\text{MeV}$, $\Gamma=8\pm 6\text{MeV}$ and $E_x=43.2\pm 1.8\text{MeV}$, $\Gamma=13\pm 6\text{MeV}$. They were identified as concentrations of the $T_<$ and $T_>$ isovector E2 strength exhausting most of the sum rule.

§ 1. Introduction

Photo-nucleon reactions as (γ, n) and (γ, p) have been used to study electromagnetic nuclear excitations built on the ground state for many years.¹⁾ The (γ, N) and the radiative nucleon capture are characterized as the direct (D) and semi-direct (SD) processes (DSD model).²⁾ The former is a one-step direct process induced by an electromagnetic transition, where the incident photon interacts with effective charge of a nucleon in the target nucleus. On the other hand, SD is interpreted as a two-step process. The incident photon firstly excites an intermediate state Ψ_{int} of the target nucleus. The nucleons and holes in the Ψ_{int} interact with other nucleon through the strong interaction and deexcite as a secondary step. When the nucleon transits to the unbound orbit during this process, it escapes out of the nuclear potential. One of the most important intermediate state is the Giant Resonance (GR), especially the Giant Dipole Resonance (GDR). It has been systematically observed in the wide range of the mass number A .¹⁾ Even above the GDR energy region, the dipole

(E1) strength in the photon absorption process is still much stronger than any other excitations, such as a quadrupole (E2) strength. However, when the even and odd parity strength coexist in the same energy region, their interference makes the angular distribution of the decaying nucleon to be asymmetric. Because of the quite small E2 effective charge of the neutron, the (γ, n) reaction should be a suitable tool to extract the E2 excitation through the SD process. On the other hand, the direct proton knockout in (γ, p) is considered to be still a competitive process. It is much more difficult to extract the resonant E2 strength from the (γ, p) data.

Isovector Giant Quadrupole Resonance (IVGQR), whose excitation energy for heavy nuclei are systematically observed in (e, e') at $E_x = 130A^{-1/3}$ MeV or $57A^{-1/6}$ MeV,^{3, 4)} have been more investigated by (γ, n) and (n, γ) as ideal tools. It has been shown that the IVGQR in medium-heavy and heavy nuclei exhausts 30~70% of the E2 energy weighted sum rule (EWSR). The available data on the IVGQR are limited, so data in the higher excitation energy region are needed to extract the whole strength, and in the wide mass number range to observe the A dependence. We can expect to recognize the highly excited nuclear structure around $2\hbar\omega$ above the Fermi surface in the studies of the IVGQR.

In case of the isovector excitation on the nucleus whose ground-state isospin is non-zero, $T_0 \equiv (N-Z)/2 \neq 0$, two isospin states can be excited, that is $T_< \equiv T_0$ and $T_> \equiv T_0 + 1$ states. Both $T_0 - 1/2$ and $T_0 + 1/2$ states can be the residual states from (γ, n) on nuclei of $T_0 \neq 0$. The decays to $T_0 - 1/2$ are allowed from $T_<$ states, and the decays to $T_0 + 1/2$ from both $T_<$ and $T_>$ states. Therefore, we can discuss the isospin structure of the initial doorway state by comparing decays to two different isospin states.

In this work, we aimed to study the IVGQR in ^{13}C by using the (γ, n) reactions. We will show the brief description of the experimental set up and the obtained $^{13}\text{C}(\gamma, n)$ data, and we will compare asymmetries obtained for the $T = 0$ states in ^{12}C at $E_x = 0.0$ and 4.4 MeV and the $T = 1$ states around $E_x = 15.1$ MeV with the DSD model in the following sections. Finally, we are going to discuss the mass dependence of the excitation energy of IVGQR and the isospin splitting of IVGQR observed for the first time.

§ 2. Experimental procedure

The $^{13}\text{C}(\gamma, n)$ experiment was carried out at the tagged photon facilities⁵⁾ in the Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University. The 89.5 MeV electron beam from the linear accelerator was stretched by the Sendai STretcher Ring (SSTR)⁶⁾ with $\sim 80\%$ duty factor, and produced bremsstrahlung in a 100 μm -thick gold radiator. The photons were tagged by bremsstrahlung-recoil electrons whose momenta were analyzed by a magnetic spectrometer. The energies of the tagged photons were $16 \leq E_\gamma \leq 69$ MeV with $\Delta E_\gamma = 1.8$ MeV and the overall flux was $\sim 5 \times 10^5/\text{s}$.

The target sample was 170.8 g of 98% isotopically enriched ^{13}C powder which was pressed into a thin walled aluminum cylinder of 226 mm long and 70 mm in diameter. The entrance and exit windows for the photon beam were plugged by Mylar film of 100 μm in thickness. The thickness of the target was 4.27 g/cm². It was placed along the beam axis and suspended on the plastic plate of 5 mm thick. The background come from the target surroundings was checked up by a target-out measurement. The photon tagging efficiency, which was periodically monitored with a lead glass Cherenkov detector, was typically 40% at $E_\gamma = 35$ MeV.

The neutrons following the $^{13}\text{C}(\gamma, n)$ reaction were detected by large volume NE213 liquid-scintillator detectors (LAND's)⁷⁾ which were developed for this experiment. LAND is constructed from aluminum cylinder of 1000 mm long and 130 mm in diameter (internal dimension). It is internally coated with stable specular reflector in order to accomplish the most efficient light collection in a long cylindrical shape. The absolute detection efficiencies for neutrons of $E_n = 15.0, 21.0$ and 27.0 MeV were 6.8, 7.4 and 8.5%, respectively. Veto detectors for charged particles were placed in front of each LAND. Three identical LAND's were placed at $\theta_{\text{lab}} = 55^\circ, 90^\circ$ and 125° with the distance of 2.5 m from the target center.

The forward and backward detectors were once shuffled during the measurement to compensate the systematical difference between the neutron detectors.

The event trigger condition [ET] for data acquisition was

$$[\text{ET}] = \sum_{i=1}^{32} [\text{TAG}]_i \otimes \sum_{i=1}^3 \left([\text{LAND}]_i \otimes \overline{[\text{veto}]_i} \right) \quad (1)$$

where $[\text{TAG}]_i$, $[\text{LAND}]_i$ and $[\text{veto}]_i$ are the timing signals from the i -th detector of the 32-channel tagging hodoscope, LAND, and the veto-detector, respectively. The triggered event

data were processed through CAMAC and stored on magnetic tapes by using the standard LNS data acquisition system.⁸⁾

§ 3. Results and discussions

Typical TOF spectra at $\theta_{\text{lab}} = 55^\circ$ and 125° are shown for several photon energies in Fig. 1, where neutrons were selected from large amount of γ -ray background by a Pulse Shape Discrimination (PSD) method. The time resolution of the present set up was estimated to be ~ 0.7 nsec (FWHM). Peaks correspond to the residual ground ($T = 0, J^\pi = 0^+$) and 4.4 MeV ($T = 0, J^\pi = 2^+$), and 15.1 MeV ($T = 1, J^\pi = 1^+$) states of ^{12}C are also

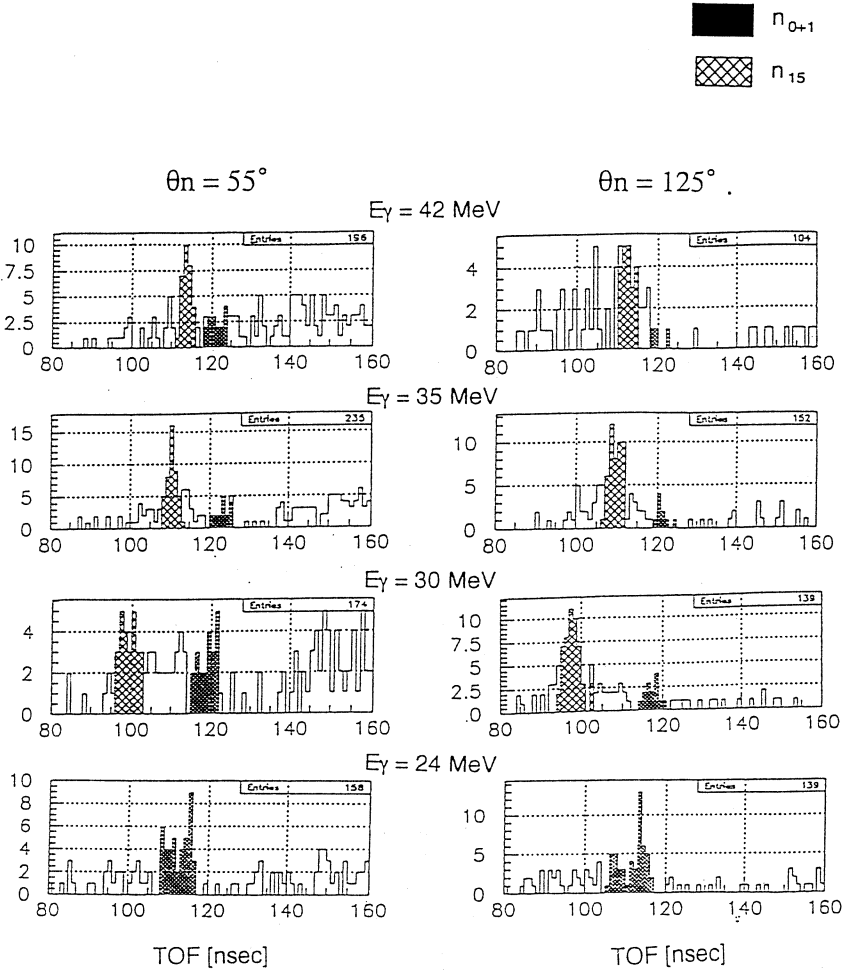


Fig. 1 Typical neutron TOF spectrum.

shown as hatched areas. Different angular behaviors for transitions to $T = 0$ and $T = 1$ residual states can be seen in the spectra.

The asymmetry A is defined as

$$A = \frac{[(d\sigma/d\Omega)_{55^\circ} - (d\sigma/d\Omega)_{125^\circ}]}{[(d\sigma/d\Omega)_{55^\circ} + (d\sigma/d\Omega)_{125^\circ}]}$$
 (2)

and those are shown in Fig. 2.

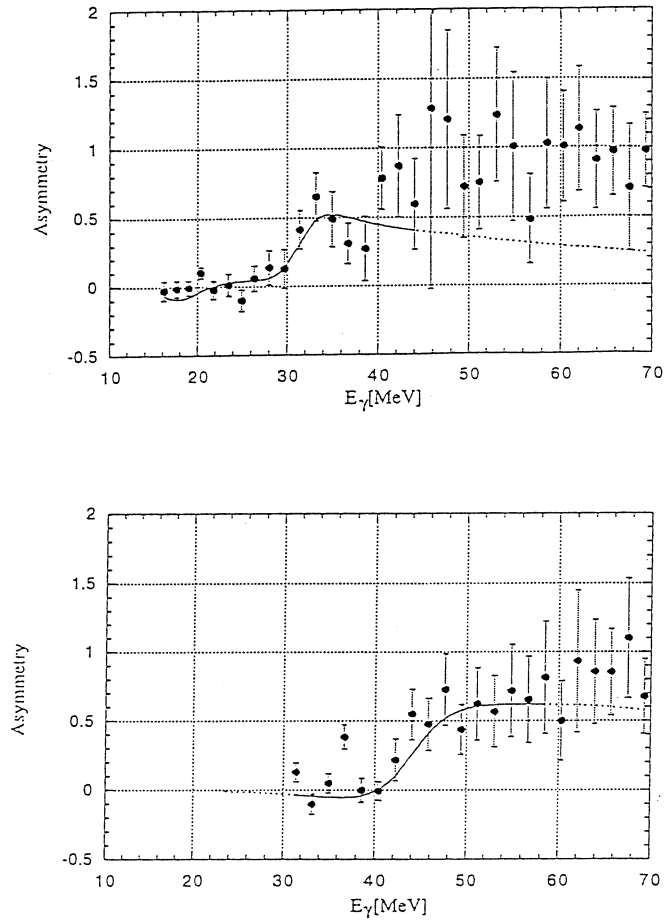


Fig. 2 The E_x dependence of the forward-backward asymmetry in the $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ reaction. Solid circles represent the data, and curves represent the results of direct-semidirect model calculation (see the text). Fig.2 (a) represents for around the ground state in ^{12}C , and Fig. 2 (b) for near the $E_x = 15.1$ MeV state in ^{12}C .

The DSD calculations of cross sections and asymmetries have been made using a computer code HIKARI⁹⁾ and compared with the data. The transition amplitude of radiative nucleon capture process can be written as

$$T_{fi} = \langle \Psi_f | \varepsilon^n | \Psi_i^{(+)} \rangle + \frac{\langle \Psi_f | \varepsilon^n | \Psi_{int} \rangle \langle \Psi_{int} | H' | \Psi_i^{(+)} \rangle}{E_\gamma - E_R + i\Gamma/2}, \quad (3)$$

where $\Psi_i^{(+)}$ is the wave function of the initial state, Ψ_{int} is the intermediate state, and Ψ_f is the final state. As the intermediate state, the giant resonance state with excitation energy E_R and width Γ is considered, and E_γ is the energy of emitted γ -rays. The electric multipole operator ε_L , is divided into ε^n for the incident nucleon and ε^t for the other part of target nucleus. The Hamiltonians of particle-vibration coupling, H' , are obtained from the collective model. For isovector dipole and quadrupole transitions, complex form factors of the volume type have been known to reproduce the observed cross sections fairly well. For isoscalar quadrupole transition, the real form factor of the surface-peaked type is employed. The parameters, E_R , Γ , and the fraction η of the energy non-weighted sum rule of the resonances involved in the DSD calculation, are listed in Table 1. All the parameters ex-

Table 1 Parameters of resonances used in HIKARI.

	¹³ C (γ , n)		
	E_R (MeV)	Γ (MeV)	η
Pygmy	11.5	5.0	$0.8 \times 1/3$
GDR $T_<$	20.2	3.5	$0.2 \times 1/3$
GDR $T_>$	24.0	4.0	$2/3$
ISGQR	20	5	0.4
IVGQR $T_<$	30.9 ± 1.5	8 ± 6	0.3 ± 0.1
IVGQR $T_>$	43.2 ± 1.8	13 ± 6	0.6 ± 0.2

cept for IVGQR were taken from the previous works. In order to reproduce large asymmetries observed in the $T = 0$ and $T = 1$ transitions, $T_<$ and $T_>$ IVGQR's had to be added in the calculations. The positions (E_R), widths (Γ) and the strengths (η) were obtained by χ^2 -fittings to the data. The best fitted parameters for IVGQR are also listed in Table 1. The weighted average of the IVGQR energy on ¹³C is deduced as $E_R = 39.1 \pm 1.7$ MeV, which supports the systematics of the resonance energy of $E_R = 57 A^{-1/6}$ as shown in Fig. 3.

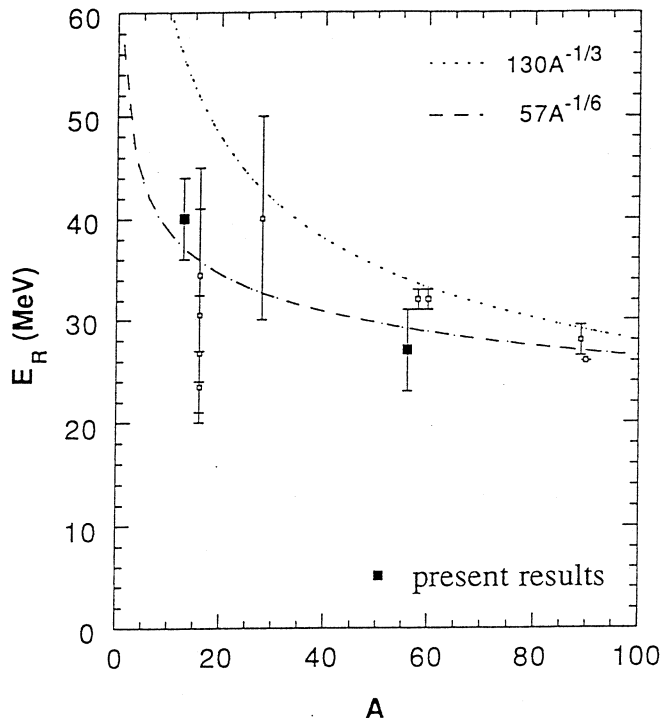


Fig. 3 The mass dependence of excitation energies of IVGQR. Solid circles represent our results, and open circles represent previous data. Solid curve represents $E_R = 57A^{-1/6}$, and dotted curve represents $E_R = 130A^{-1/3}$.

There are only a few of theoretical works concerned with the isospin splitting of IVGQR. By using the schematic model employed by Akyüz and Fallieros for the case of GDR,¹⁰⁾ Kawazoe and Tsukamoto¹¹⁾ suggested the isospin splitting of the IVGQR as

$$E_{T+1} - E_T \simeq \frac{T+1}{A} \left(V_1 - \frac{32.0 [\text{MeV}]}{A^{1/3}} \right), \quad (4)$$

where V_1 is the depth of the Lane potential, $V_1 \simeq 100$ MeV. The expected splitting for ^{13}C is 10 MeV, which agrees with our result, $E_{T+1} - E_T = 12.3 \pm 2.3$ MeV, within the error.

§ 4. Summary

We have performed the measurement of $^{13}\text{C}(\gamma, n)$ reaction in the energy region of $16 \leq E_\gamma \leq 69$ MeV. The cross sections were obtained at $\theta_{\text{lab}} = 55^\circ, 90^\circ$ and 125° . We found

a large forward-backward asymmetry of the emitted neutrons both for the transitions to residual $T=0$ and $T=1$ states of ^{12}C . It is suggested that the $T_{<}$ -part of IVGQR on ^{13}C is $E_{\text{R}}=30.9\pm 1.5$ MeV, $\Gamma=8\pm 6$ MeV and $\eta=0.3\pm 0.1$, and that the $T_{>}$ -part is $E_{\text{R}}=43.2\pm 1.8$ MeV, $\Gamma=13\pm 6$ MeV and $\eta=0.6\pm 0.2$. This supports the systematic of $E_{\text{R}}=57 A^{-1/6}=37$ MeV. The isospin splitting of the IVGQR is observed for the first time. The value of the splitting, 12.3 ± 2.3 MeV, is reproduced in terms of a schematic model.

References

- 1) *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, ed. J. Speth. (World Scientific, 1991).
- 2) G. E. Brown : Nucl. Phys. **57** (1964) 339 ; C. F. Clement, A. M. Lane and J. R. Rock : Nucl. Phys. **66** (1965) 273; Nucl. Phys. **66** (1965) 293.
- 3) T. Suzuki : Prog. Theo. **64** (1980) 1627.
- 4) R. Pitthan : *Proc. Giant Multipole Resonance* (Harwood Academic, New York, 1980) p. 161.
- 5) T. Terasawa *et al.*: Nucl. Instr. and Meth. **A248** (1986)429.
- 6) T. Tamae *et al.*: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983) 3235.
- 7) S. Ito *et al.*: Nucl. Instr. and Meth. **A354** (1995) 475.
- 8) M. Mutoh : private communication.
- 9) H. Kitazawa : private communication.
- 10) R. Ö. Akyüz and S. Fallieros : Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1061.
- 11) Y. Kawazoe and T. Tsukamoto : Phys. Rev. C **23** (1981) 2364.

II. 放 射 化 学

ルテノセン誘導体における高エネルギー原子の固体化学反応(1) —中心金属置換反応に及ぼす置換基の嵩高さの効果—

理学研究科化学

山口 巖・関根 勉・工藤博司

A geometrical factor was found to play an important role in determining the substitution reaction yield of ruthenium recoil atoms produced by the (γ , n) reactions in solid ruthenocene derivatives (RuCpCp') with cyclopentadienyl (Cp) and acylcyclopentadienyl (Cp') groups. We proposed a model which explains the result that the substitution reaction yields decreased with increasing bulkiness of the functional group in ruthenocene derivatives.

§ 1. はじめに

核反応や核壊変に伴って生成する高エネルギーの反跳原子は、周辺分子と衝突を繰り返すことにより、ある程度エネルギーを減衰させた後、周辺の化学種と化学反応を起こす。固相における標識化合物生成過程には、中心金属置換反応、配位子引き抜き反応などの素過程が含まれ¹⁾、これらの素過程の割合は反跳原子の運動エネルギーによって変化する。それらの中でも中心金属置換反応が主な過程である²⁾。しかし、素過程が複雑に関与しあうため、従来、中心金属置換反応機構を議論するのは困難であった。

今回、われわれは置換反応収率（中心金属置換反応による収率）を他の過程による収率成分と区別するために、混合配位子のルテノセン誘導体（RuCpCp', Cp=シクロペンタジエニル基, Cp'=アシルシクロペンタジエニル基）を制動放射線で照射し、生成する三種の標識錯体の収率を調べた。核反応により生成した高エネルギー反跳ルテニウム原子は、最終的に RuCpCp' と化学反応を起こすが、本実験では RuCp₂, RuCpCp' 及び RuCp'₂ という三つの標識錯体の生成収率に着目した。置換反応収率は、RuCpCp' 収率から、RuCp₂ と RuCp'₂ 収率から見積もられる他過程の寄与を差し引くことにより求めることができる²⁾。

中心金属置換反応は、反跳ルテニウム原子がターゲット錯体である RuCpCp' 内部に侵入することによって起こる。この際の侵入確率を考慮することにより、実験的に得た置換反応収率の系統的な変化を説明することに成功した。

§ 2. 中心金属置換反応のモデル

核変換過程により生成する反跳原子は、他のルテノセン誘導体と衝突を繰り返すことにより、そのエネルギーを失い、反応対象となる分子と化学反応を起こす。中心金属置換反応においては、反跳原子はそのエネルギーを化学結合を形成できる程度まで失った段階で、反応相手分子内部へ侵入しなくてはならない。この際の侵入確率 P は(1)式のように表すことができる。

$$P = \frac{NS}{4\pi R^2} \quad (1)$$

ここで R は生成した反跳原子の平均飛程、 N は半径 R の球面上に存在するルテノセン誘導体分子の数、 S はルテノセン誘導体一分子が有する中心金属置換反応に有効な断面積である (図 1)。ここで、飛程 R は固体中での粒子の飛程パラメータに関する LSS 理論を用いて計算することができる^{3, 4)}。 S は一分子中の二つの Cp 環により形成される面積とする。ルテノセン誘

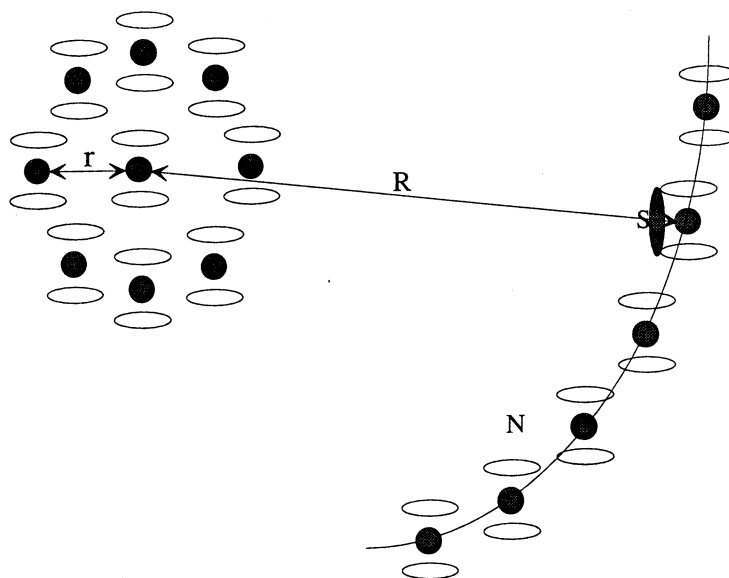


Fig. 1. A model of substitution reaction. R : the mean recoil range, r : the average distance between two neighbouring molecules N : the number of molecules existing on the spherical surface with radius R . S : the effective cross section for the substitution.

導体の置換基の種類によって一分子中の二つの Cp 環の間の距離が大きく変わることはないの
で、 S はルテノセン誘導体の種類によらない定数とする。実際に X 線結晶構造解析が行われて
いるルテノセン誘導体を例にとってみると、二つの Cp 環の間の距離はルテノセンで 3.632 \AA ⁵⁾、
デカメチルルテノセンで 3.616 \AA ⁶⁾、デカクロロルテノセンで 3.598 \AA ⁷⁾ となりほぼ一定である。

N は、ルテノセン誘導体分子を球であると仮定することにより、平均飛程 R 、平均分子間距離 r を用いて

$$N = \frac{\pi^2}{2 \arcsin^2 (r/2R)} \quad (2)$$

となる。したがって、(2)式を(1)式に代入することにより、侵入確率 P は(3)式のように表すことができる。

$$P = \frac{\pi S}{8 R^2 \arcsin^2 (r/2R)} \quad (3)$$

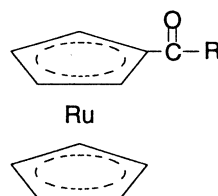
すなわち反跳原子の反応相手分子内部への侵入確率 P は $(8 R^2 \arcsin^2 (r/2R))^{-1}$ に比例する。本論文ではこの侵入確率 P と実験的に得られた置換反応収率との関係を議論する。

§ 3. 実 験

照射試料として、有機金属化合物として代表的なルテノセンの誘導体を用いた。Cp 環上の置換基にはアシル基の長さを変化させたものを数種類用いた。これらは M. D. Rausch ら⁹⁾ と同様の方法で合成し、エタノール溶液から再結晶することにより精製し、照射用試料とした。化合物の同定は赤外吸収スペクトル及び元素分析により行った。平均分子間距離を求めるため、各ルテノセン誘導体の密度測定をピクノメーターを用いて行った。ここで得た密度と分子量から各ルテノセン誘導体の平均分子間距離を計算した。第1表に、本研究で用いたルテノセン誘導体とそれらの平均分子間距離を示す。

制動放射線照射は、東北大学原子核理学研究施設の電子ライナックを用い ($E_{\gamma \max} = 50$ MeV, 電流 $100 \mu\text{A}$)、スイープマグネットにより未転換電子を除去しながら、約7時間の照射を行った。照射中は液体窒素冷却した窒素ガスをふきつけ、低温に保った。照射後の試料は熱アニーリング反応をおさえるために、化学処理を行うまでドライアイス中に保存した。

Table 1. Average distance between ruthenocene derivatives used in this study.



R	Average distance/nm
CH ₃	0.7796
CH ₂ CH ₃	0.8290
CH ₂ CH ₂ CH ₃	0.8664
CH ₂ CH ₂ CH ₂ CH ₃	0.8919
(CH ₂) ₆ CH ₃	0.9370
(CH ₂) ₈ CH ₃	0.9928
(CH ₂) ₁₀ CH ₃	0.9585
(CH ₂) ₁₂ CH ₃	0.9841

照射試料の化学処理は以下のように行った。照射試料にキャリアとなる RuCp_2 及び RuCp'_2 を加え、ベンゼンに溶解してシリカゲルカラムに充填した。まずベンゼンで展開してルテノセンを流出させ、その後ベンゼン-ジエチルエーテル混合溶媒を用いてアシルルテノセン及びジアシルルテノセンを流出させた。放射能測定は Ge または Ge(Li) 半導体検出器を備えた 4 k 波高分析器により行った。

§ 4. 結果及び考察

4. 1 置換反応収率の算出

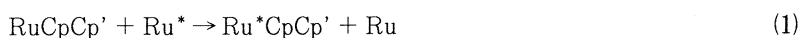
照射試料のシリカゲルカラムクロマトグラムでは、その放射能の溶離分布より RuCp_2 と RuCpCp' とは良好に分離されることが分かった²⁾。しかしながら RuCp'_2 の溶離位置には、何らかのマイクロ量成分の混入が見られ、 RuCp'_2 の収率を求めることはできなかった。第 2 表に (γ, n) 反応で得た RuCp_2 及び RuCpCp' の生成収率を示す。表中に見られるように、 RuCp_2 の収率は RuCpCp' の収率と比べると非常に小さい。この事実は、標識化における主たる過程は中心金属置換反応であることを示す。 RuCp_2 及び RuCpCp' の収率から置換反応収率を求めるために以下の計算を行なった。

Table 2. The labeled yields of RuCp_2 and RuCpCp' after the (γ, n) reaction.

Target	Yield/%			
	$^{103}\text{RuCp}_2$	$^{103}\text{RuCpCp}'$	$^{97}\text{RuCp}_2$	$^{97}\text{RuCpCp}'$
Acetylruthenocene	0.55 ± 0.02	3.03 ± 0.07	0.59 ± 0.01	3.30 ± 0.05
Propionylruthenocene	0.75 ± 0.09	3.28 ± 0.32	0.77 ± 0.05	3.48 ± 0.22
Buthyrylruthenocene	0.72 ± 0.14	2.89 ± 0.11	0.59 ± 0.03	3.27 ± 0.03
Valeroylruthenocene	0.64 ± 0.08	2.58 ± 0.11	0.55 ± 0.05	2.65 ± 0.13
Octanoylruthenocene	0.42 ± 0.07	2.18 ± 0.09	0.43 ± 0.07	2.36 ± 0.11
Decanoylruthenocene	0.55 ± 0.05	1.77 ± 0.08	0.54 ± 0.13	1.89 ± 0.18
Lauroylruthenocene	0.42 ± 0.11	1.55 ± 0.09	0.44 ± 0.09	1.78 ± 0.10
Myristoylruthenocene	0.38 ± 0.01	1.42 ± 0.10	0.38 ± 0.03	1.50 ± 0.02

(γ, n) 反応に伴う中心金属反跳による標識化合物の生成過程は、一般的に次の二つの素反応からなる。

中心金属置換反応



ランダム再結合反応



反応(1)は、配位子の組み替えのない反跳原子とルテノセン誘導体分子との中心金属置換反応、反応(2)は反跳原子のエネルギーにより結合の切れた配位子を反跳原子が引き抜く、再結合反応である。反応(2)においては、配位子の組み替えが起こり、 Ru^*Cp_2 、 $\text{Ru}^*\text{CpCp}'$ 及び $\text{Ru}^*\text{Cp}'_2$ の生成率は統計に従い 1 : 2 : 1 になる。したがって、中心金属置換反応収率は $\text{Ru}^*\text{CpCp}'$ 収率から $\text{Ru}^*\text{Cp}'_2$ 収率の 2 倍を差し引くことにより求まる。また、ランダム再結合反応収率は Ru^*Cp_2 収率の 4 倍として求まる。このようにして求めた各ルテノセン誘導体での中心金属置換反応及びランダム再結合反応収率を第 3 表に示す。ランダム再結合反応では収率に与える置換基の長さの影響は見られないが、中心金属置換反応においては置換基の長さによって系統的に収率が変化する。すなわち、アシル置換基の長さが長くなればなるほど、置換反応収率は減少する。この効果を先に述べた中心金属置換反応モデルを用いて説明する。

Table 3. Substitution and random recombination reaction yields.

Target	Nuclear reaction	Yield/%	
		Substitution reaction	Random recombination reaction
Acetylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	1.93 ± 0.08	2.20 ± 0.08
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	2.12 ± 0.05	2.36 ± 0.04
Propionylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	1.78 ± 0.37	3.00 ± 0.36
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	1.94 ± 0.24	3.08 ± 0.21
Buthyrylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	1.45 ± 0.30	2.88 ± 0.56
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	2.10 ± 0.06	2.34 ± 0.10
Valeroylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	1.29 ± 0.20	2.57 ± 0.33
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	1.56 ± 0.26	2.19 ± 0.20
Octanoylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	1.35 ± 0.16	1.67 ± 0.26
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	0.50 ± 0.19	1.71 ± 0.30
Decanoylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	0.67 ± 0.13	2.20 ± 0.20
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	0.82 ± 0.31	2.15 ± 0.51
Lauroylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	0.70 ± 0.24	1.69 ± 0.43
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	0.90 ± 0.21	1.77 ± 0.38
Myristoylruthenocene	$^{104}\text{Ru} (\gamma, n)^{103}\text{Ru}$	0.66 ± 0.10	1.52 ± 0.04
	$^{98}\text{Ru} (\gamma, n)^{97}\text{Ru}$	0.75 ± 0.05	1.50 ± 0.10

4. 2 中心金属置換反応モデルの適用

反跳原子が反応相手分子内部に侵入する確率 P は式(3)で示したように $(8R^2 \arcsin^2(r/$

$2R)^{-1}$ に比例する。 ^{99}Ru の置換反応収率のこのパラメーターに対するプロットを第2図に示す。多少のばらつきはあるものの、ほぼ直線的な相関関係が認められ、われわれが提案したモデルが正しいことを示している。すなわち、反跳原子の反応相手分子内部への侵入確率が、反跳原子と錯体分子との中心金属置換反応に大きな影響を与えることを示唆する。また、中心金属置換反応では反跳原子は分子全体を攻撃するのではないことを示している。

ランダム再結合反応収率の同じパラメーターに対するプロット(第3図)はほぼ一定値を与え、特別な相関関係は認められない。

§ 5. まとめ

本研究においては、 (γ, n) 反応によって生成する反跳ルテニウム原子のルテノセン誘導体結晶中での置

換反応収率が、置換基の高さによって系統的に影響を受けることを実験的に見出した。この実験結果から中心金属置換反応のモデルを提案した。すなわち、反跳原子が衝突を繰り返すことによりエネルギーを失った段階での、反応相手分子内部への侵入確率によって、中心金属置換反応収率を表現できることを示した。

照射実験にあたりお世話いただいた東北大学原子核理学研究施設の榊本和義博士と大槻 勤博士に感謝いたします。マシングループの協力により所定の実験が行えたことを感謝いたします。

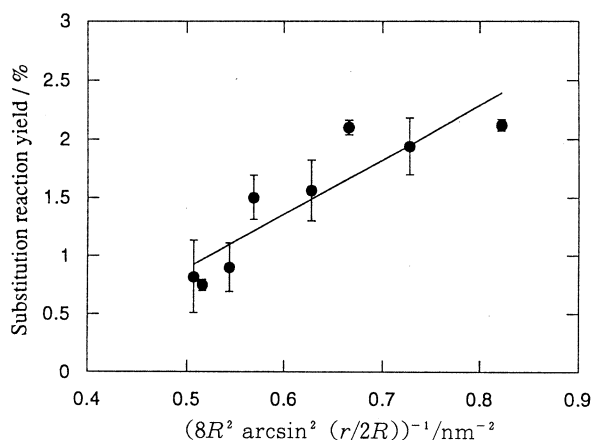


Fig. 2. Attacking probability dependence of the substitution reaction yield.

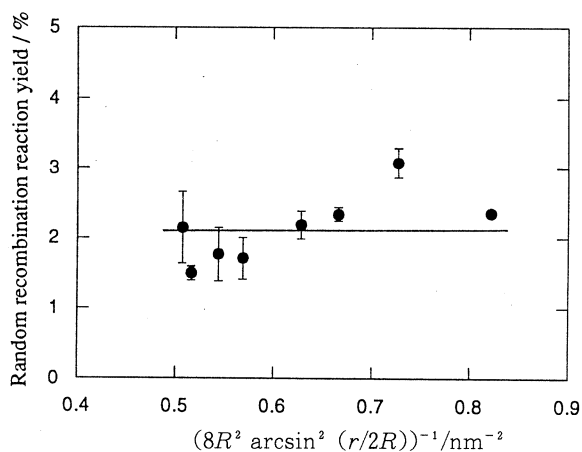


Fig. 3. Attacking probability dependence of the random recombination reaction yield.

参 考 文 献

- 1) J. I. Vargas and A.G.Maddock : *Chemical Effects of Nuclear Transformations in Inorganic System*, ed. G.Harbottle and A.G.Maddock (North-Holland Pub. Co., Amsterdam, 1979) Chap. 26.
- 2) H. Matsue, I. Yamaguchi, T. Sekine and K. Yoshihara : Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B91** (1994) 97.
- 3) J. Lindhard, M. Sharff and H. E. Schiøt : Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33** (1963) 14.
- 4) A. Miyakawa, T. Sekine and K. Yoshihara : Radiochim. Acta, **48** (1989) 11.
- 5) G. L. Hardgrove and D. H. Templeton : Acta Crystallogr. **28** (1959) 12.
- 6) D. C. Liles, A. Shavor and E. Singleton : J. Organomet. Chem. **288** (1985) C33.
- 7) G. M. Brown, F. L. Hedberg and J. Rosenberg : J. Chem. Soc., Chem. Commun. (1972) 5.
- 8) M. D. Rausch, E. O. Fischer and H. Grubert : J. Am. Chem. Soc. **82** (1960) 76.

メキシコ火山帯中央部に産する海洋島型溶岩の年代と岩石学

理学研究科地学, 地質調査所*

長谷中利昭・吉田武義・宇都浩三*

内海 茂*

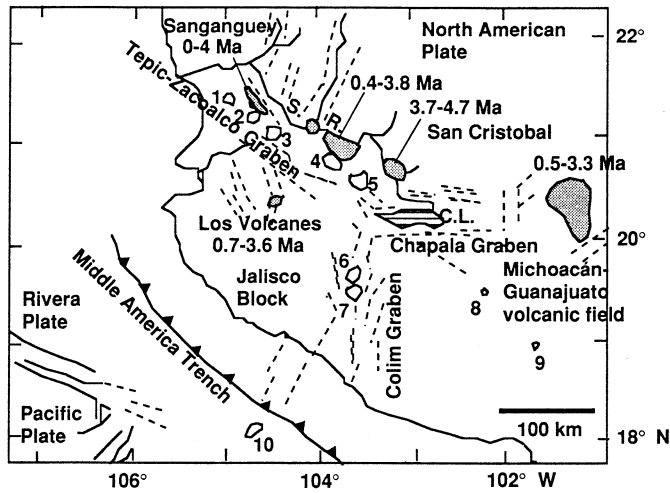
§ 1. はじめに

メキシコ火山帯 (Mexican Volcanic Belt; MVB) においては, リベラ・プレートとココス・プレートが北米プレートに沈み込むことに伴い, 典型的な陸弧火山活動が起こっている。それだけではなく, 沈み込み帯に特徴的な化学組成を示さない海洋島型マグマが噴出していることが, 最近の地球化学的研究によって知られてきた¹⁻⁴⁾。火山帯西部においてはテピック・サコアルコ地溝 (北西-南東方向), コリマ地溝 (南北方向), チャパラ地溝 (東西方向) が会合し, これらのリフト系の活動の影響を受けて, 南西のハリスコ・ブロックはメキシコ大陸から離れつつあると解釈されており⁵⁻⁷⁾, 海洋島型マグマの活動と重要な関係があると思われる。3つの地溝帯の他に, さらに北米の Basin and Range 引張場がメキシコ火山帯西部まで延長している可能性や, カリフォルニア湾の拡大を起こした引張応力場の影響なども無視できない。

陸弧における火山帯の発達と広域テクトニクスの変遷との関係を調べる為に, またマグマ生成モデルに重要な制限を加える為に, 陸弧内の海洋島型マグマの産状や活動年代を知ることは重要である。本報告ではメキシコ火山帯中央部に産する海洋島型溶岩の K-Ar 年代測定の結果を示すとともに, それらの試料の地球化学的特徴を明らかにする。

§ 2. 海洋島型火山岩試料の産状, 岩石記載

メキシコ火山帯西部からはいくつかの海洋島型火山岩の報告例があるが²⁻⁴⁾, メキシコ火山帯中央部からは, これまでミチョアカン=グアナフアト火山地域 (MGVF) 北部からしか報告されていない¹⁾ (第1図)。単成火山が卓越する MGVF ではカルクアルカリ岩 (玄武岩-安山岩-デイサイト) とアルカリ岩 (玄武岩-玄武岩質安山岩) が噴出していることが知られているが⁸⁾, 後者は地球化学的な特徴から陸弧型と海洋島型に分類できる¹⁾。MGVF の海洋島型アルカリ岩はほとんどがスコリア丘やマールなどの小規模な単成火山を形成し, カルクアルカリ岩マグマのように小規模な単成火山に加えて中規模の盾状火山を形成することはない。すなわち一回の噴火によって地表に到達するマグマの量は少ない。



第1図 Map showing the locations of OIB-type basalts in the western half of the Mexican Volcanic Belt¹⁻⁴⁾

Shaded area: locations of OIB-type basalts and their age range,

Unshaded encircled area: volcanoes as follow -- 1 Volcán San Juan, 2 Volcán Tepetitlic, 3 Volcán Ceboruco, 4 Volcán Tequila, 5 Sierra La Primavera, 6 Volcán Cantaro, 7 Volcán Colima, 8 Volcán Parícutin, 9 Volcán Jorullo, 10 El Gordo.

Dotted line: normal faults,

S. R. = Santiago River, C. L. = Chapala Lake.

海洋島型火山岩の分布は、MGVF内では海溝から遠い地域、すなわち海溝からの距離が300 kmより遠い北側に限っている(第1図)。これに対してカルクアルカリ岩と陸弧型アルカリ岩は海溝から190km~440kmの全ての範囲に産する⁸⁾。火山地域北側はチャバラ地溝の東側延長に当たり、場所によっては東西ないし東北東-西南西の正断層系が顕著である⁹⁾。

海洋島型アルカリ岩の溶岩やスコリアは、ほとんどがかんらん石玄武岩である。斑晶、微斑晶は斜長石とかんらん石から成り、試料によってはそれに少量の普通輝石斑晶が加わる。かんらん石がイディンクス石に変わっていることが多い。鉄チタン酸化物の斑晶ないし微斑晶をしばしば含む。斑晶+微斑晶のモードは10%から40%までの大きいばらつきを見せる^{8, 10)}。汚濁帯を持つ斜長石や組成の異なる斜長石やかんらん石の斑晶、Fe-Mgの分配で石基と非平衡な組成を示すかんらん石が認められるケースがいくつか見つかっている¹¹⁾。

メキシコ火山帯西部で見つかっている海洋島型玄武岩はサンガンゲイ火山周辺のスコリア丘列²⁾やグアダラハラ周辺のサン・クリストバル溶岩⁴⁾のように規模の小さいものが多い。しかし、ハリスコ・ブロック内のロス・ボルカネス火山地域のように盾状火山を形成しているものもある³⁾。1つの盾状火山ラ・ラハでは、非常に大きなマグマ噴出率(0.1~1 km³/yr)でハ

ワイアイト溶岩の流出が起こったことが推定されている³⁾。

§ 3. 年代測定実験および結果

K-Ar年代測定用の全岩岩石試料の新鮮な部分を選んで、地質調査所で粉碎し10-16メッシュの粒径にふるい分けた。アルゴンの定量にはそのサイズの試料を6ないし10グラム用い、カリウムの定量には、その試料を細粉碎したものをを用いた。岩石試料からのアルゴン抽出、精製は、パイレックスガラス製高真空装置を用い、アルゴン同位体分析は、VG Micromass 603型希ガス用質量分析計を用いた。カリウムの定量は松本¹³⁾に従い、炎光光度法によって行った。壊変定数は $\lambda_{\beta}=4.962 \times 10^{-10}/\text{yr}$ 、 $\lambda_{\alpha}=0.581 \times 10^{-10}/\text{yr}$ 、同位体組成は $^{40}\text{K}/\text{K}=0.01167\%$ を用いた (Steiger and Jäger¹⁴⁾)。

年代測定実験に用いた火山岩試料の採取位置と測定結果を第1表に示す。年代値の誤差は1 σ の値である¹⁵⁾。

5つの火山岩試料のK-Ar年代測定値は0.5Maから3.3Maの間に散らばった。これらの火山にマグマを供給した起源マントルはダイアピル状になって、ある特定の時期に集中して上昇してきたという予想をしたが、そうではなかった。5つの試料だけであるが、緯度と年代の間に相関はないが、経度と年代の間に相関が認められた。すなわち、西の方がより古い海洋島型溶岩が噴出しているようである (第1表)。

第1図にメキシコ火山帯西部と中央部からこれまでに報告されている海洋島型溶岩の分布と測定年代を記した。ばらつきはあるが、だいたい0.5Maから5Maの間に噴出していることがわかる。また噴出位置は主要な地溝内である。多くの場合、海洋島型溶岩だけが、その地域に噴出するのではなく、カルクアルカリ岩溶岩も同時に活動している。リフト系の一つ、コリマ地溝は断層による変位を受けた火山岩の年代測定から4Ma以降に活動をしたと考えられてい

第1表 K-Ar ages of OIB-type lavas from the MGVF.

KA No	Smp. No	Longitude (W)	Latitude (N)	K ₂ O (wt.%)	⁴⁰ Ar _{rad} (10 ⁻⁶ ml STP/g)	Atm ⁴⁰ Ar (%)	Age (Ma)	Error (Ma)
2222	553	100°57' 47"	20°26' 38"	1.38	0.145	65.8	3.28	0.10
2223	1255	101°13' 49"	20°31' 00"	2.90	0.0514	92.2	0.56	0.04
2224	1265	101°35' 37"	20°43' 30"	2.17	0.0988	62.3	1.40	0.04
2225	571B	101°10' 56"	20°03' 35"	2.02	0.0463	92.5	0.71	0.06
2227	439	101°31' 58"	20°27' 55"	1.57	0.0611	72.2	1.23	0.03

$\lambda_{\beta}=4.962 \times 10^{-10}/\text{yr}$, $\lambda_{\alpha}=0.581 \times 10^{-10}/\text{yr}$, $^{40}\text{K}/\text{K}=0.01167\%$ ¹⁴⁾.
Quoted errors are 1 σ .

る^{5, 6)}。仮に3方向のリフト系が同時に活動したとすると、リフトの活動に伴って、海洋島型溶岩が地表に噴出したと解釈して差し支えなさそうである。これに対して、沈み込み帯の地球化学的特徴を持つマグマは16Ma頃に東西方向の火山列が顕著になって以来、現在まで休止期間をおかずに活動が続いている¹⁾。

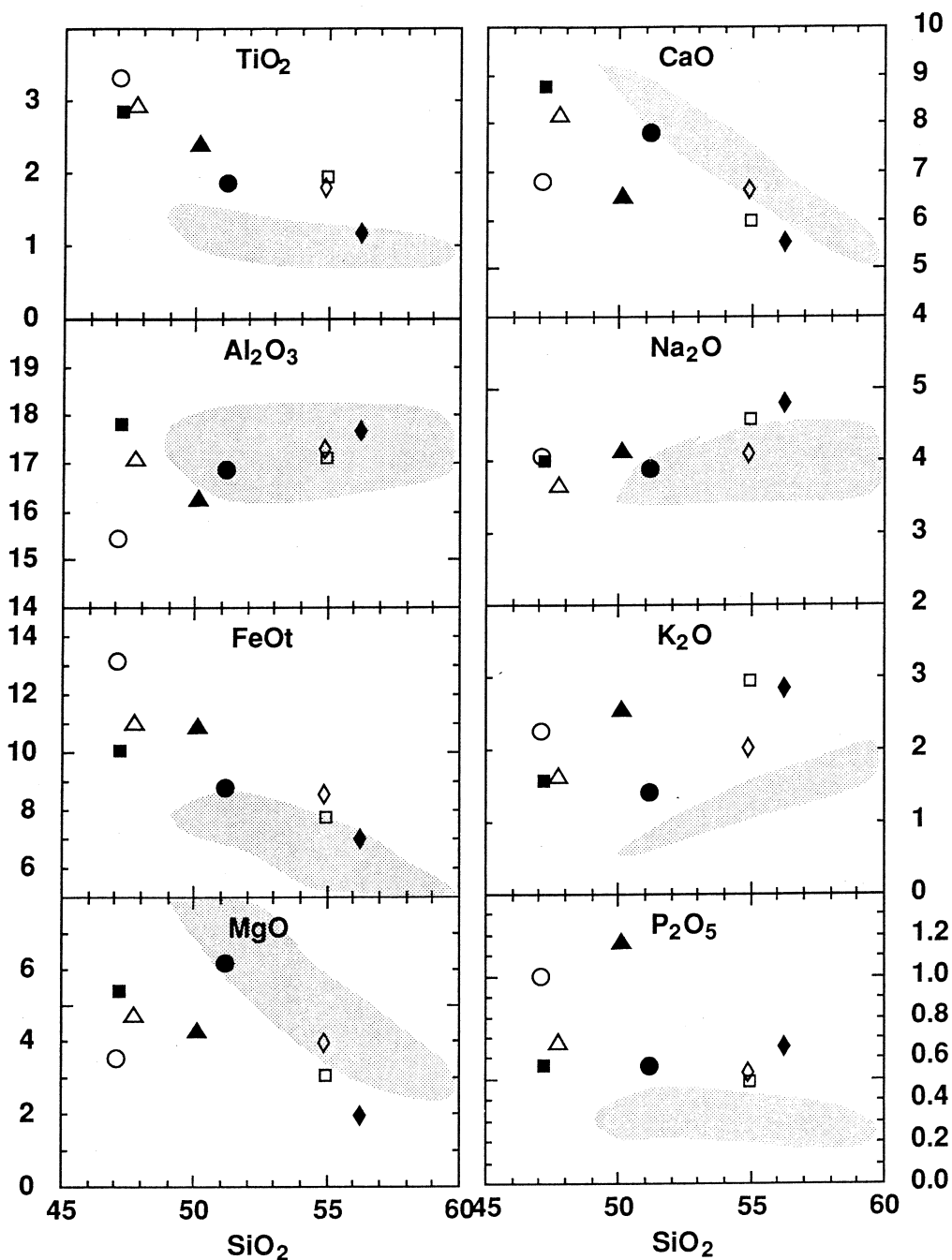
MGVFにおいては南部の火山の年代が若く、北部の海溝から遠い側の火山の年代が古いことから、約1Ma頃に火山活動の場が海溝側に移動したと推測されていた¹⁶⁾。それまでに得られていたK-Ar年代は、北緯19°55'付近を境にして、南で1Ma以下、北で1Ma以上と分かれていた為である。しかし、今回の年代測定で北緯19°55'以北にも1Maより若い火山岩が2つ産していることが確認されたし(第1表)、北緯19°55'以南にも1Maより古い火山岩の年代測定値を得ている¹⁷⁾。地形的に新しい火山が南に多く、全体として火山活動の中心が南に移動しているのは間違いないが、年代値に地理的境界が引ける程の急激な移動は起こらなかったようである。

§ 4. 海洋島型溶岩の化学組成

今回、年代測定をした火山岩試料2つを含め、代表的な5個の海洋島型試料について、光量子放射化法^{18, 19)}による微量元素成分の分析を行ったので、その結果と蛍光X線による分析結果を合わせて第2表に示す。試料の放射化には東北大学原子核理学研究施設の電子ライナックを利用し、30MeVの加速電子を用いた。主要成分元素およびV, Cr, Ni, Cu, Zn, Ga, Rb, Sr, Y, Zr, BaおよびCeについてはカリフォルニア大学バークレイ校地質学地球物理学教室のノレルコ製エネルギー分散型の蛍光X線分析装置を用いて得られた結果^{8, 10)}と地質調査所のフィリップス製波長分散型の蛍光X線分析装置で分析した結果(試料1255, 1265)の両方を示す。化学組成をハーカー図で表したものを第2図、微量元素組成のMORB規格化パターンを第3図に示す。

分析した試料はアルカリ玄武岩だけでなく、玄武岩質安山岩組成のもの、すなわちミュージアライトが3つ含まれた。ハーカー図ではある程度のばらつきはあるものの、海洋島型溶岩全体としてトレンドを成す元素が多い。特にTiO₂、全鉄で直線的なトレンドが認められる。MGVFのカルクアルカリ岩と比較すると、海洋島型溶岩はTiO₂、全鉄(FeOt)、K₂O、P₂O₅に富み、SiO₂、MgO、CaOに乏しい傾向がわかる(第2図)。Al₂O₃含有量は16-18%と高いが、カルクアルカリ溶岩とほぼ同じレベルである。

試料553はMGVFで現在得られている海洋島型溶岩の中で最も未分化な組成を代表する



第2图 Harker diagrams showing major element contents of OIB-type lavas from the Michoacán-Guanajuato volcanic field.

△=439, ▲=558A, □=564L, ■=569A, ◇=571B, ◆=1255, ○=1265, ●=553

Shaded area shows the compositional range of calc-alkaline lavas from the Michoacán-Guanajuato volcanic field.

第2表 Chemical compositions of OIB-type lavas from the Michoacán-Guanajuato volcanic field.

	1	2	3	4	5	6	7	8
vn	648	994	918	930	963	981	917.4	643
Sample	439	553	558A	564L	569A	571B	1255	1265
(wt. %)								
SiO ₂	47.76	51.21	50.12	54.93	47.18	54.91	56.23	47.10
TiO ₂	2.92	1.86	2.40	1.96	2.85	1.79	1.18	3.30
Al ₂ O ₃	17.06	16.85	16.24	17.13	17.82	17.29	17.67	15.41
Fe ₂ O ₃	5.82	4.76	3.54	2.40	2.82	2.23	—	—
FeO	5.78	4.48	7.69	5.56	7.53	6.58	6.99	13.15
MnO	0.17	0.15	0.20	0.14	0.16	0.15	0.13	0.18
MgO	4.68	6.15	4.27	3.05	5.40	3.96	1.93	3.49
CaO	8.15	7.80	6.48	5.97	8.78	6.64	5.55	6.79
Na ₂ O	3.66	3.88	4.12	4.57	3.99	4.09	4.81	4.06
K ₂ O	1.62	1.39	2.54	2.94	1.58	2.02	2.86	2.24
P ₂ O ₅	0.67	0.56	1.16	0.49	0.57	0.53	0.66	1.00
Total	98.29	99.09	98.76	99.14	98.68	100.19	98.01	96.72
(ppm)								
Sc	26.2	—	30.5	25.8	43.8	28.0	—	—
V(X)	280	210	186	163	316	206	27	381
Cr	56.9	—	44.3	n.d.	39.2	66.8	—	—
Cr(X)	59	128	40	n.d.	25	60	9	9
Co	37.2	—	27.7	45.5	53.3	56.6	—	—
Ni	43	—	25	15	40	41	—	—
Ni(X)	30	83	18	—	38	37	5	15
Cu(X)	35	9	25	15	33	14	14	37
Zn	88	82	124	83	106	97	—	—
Zn(X)	94	82	111	67	93	99	97	170
Ga(X)	21	23	26	22	20	21	—	—
Rb	20.0	—	39.0	63.0	19.0	28.0	—	—
Rb(X)	22.0	21	38.0	63.0	24.0	27.0	50	41
Sr	677	—	505	550	652	570	—	—
Sr(X)	696	684	544	561	648	557	543	499
Y	28	—	47	27	22	27	—	—
Y(X)	22	23	44	30	21	27	36	48
Zr	209	—	362	244	172	253	—	—
Zr(X)	203	211	361	237	169	239	382	391
Nb	39	24	58	51	38	31	43	55
Cs	0.08	—	0.72	1.26	0.10	0.34	—	—
Ba(X)	495	483	706	450	344	565	845	650
Ce	59.7	—	100.6	77.5	51.5	64.0	—	—
Ce(X)	65	60	106	81	67	68	78	88

vn = volcano number of Hasenaka^{11, 12}.

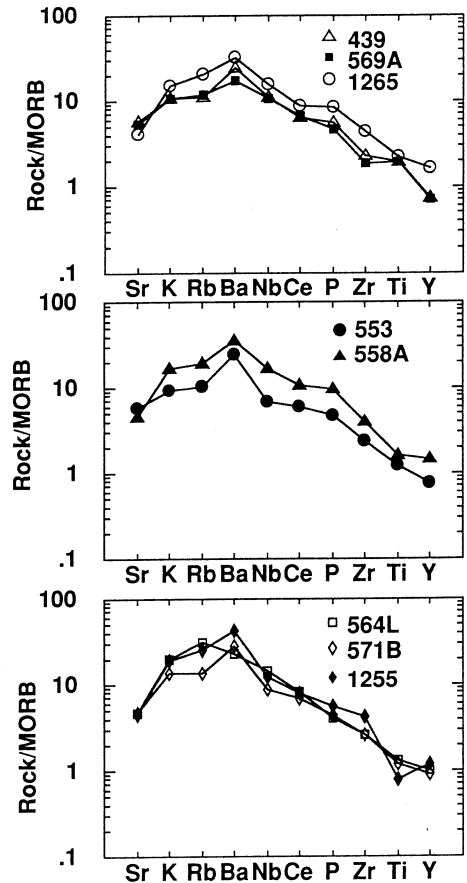
Trace element names followed by (X) denote XRF analyses; others are photon activation analyses. — = not determined, n.d. = not detected.

(MgO=6.15%, Ni=83ppm, Cr=128ppm)。この試料を含めて、全ての海洋島型溶岩はMGVFのカルクアルカリ溶岩と比較すると、かなりの分化を受けていることがわかる。Hasenaka and Carmichael⁸⁾が示したように沈み込み帯の特徴を示す溶岩の中には、カルクアルカリ岩、アルカリ岩を問わず、マントルかんらん岩と共存しうるような高いMgO/FeO比、Ni含有量を示すものがいくつか含まれている。これに対して、海洋島型溶岩にはそれ程未分化なものは見つかっていない。MGVF以外では、MVB西部のグアダラハラ周辺に産する海洋島型のサンクリストバル溶岩は、MgO含有量が6%以下で、比較的分化した組成を示している⁴⁾。また非常に高いマグマ噴出率が推定されたラ・ラハ盾状火山(第1図中のロス・ボルカネス)も同様にMgO, Ni, Crは低い³⁾。

微量元素については、Rb, Zn, Nb, Ba, CeがMGVFのカルクアルカリ岩と比べて顕著に高い含有量を示し、Cr, Niはその逆である。Zrについては400ppm近いものが3試料あるが、それ以外の試料はカルクアルカリ岩と同レベルである。Sr含有量は決して高くなく、一部の陸弧型アルカリ岩、カルクアルカリ岩のように1000ppmを超えるものはない(第2表)。

第3図ではシリカ含有量で海洋島型溶岩を3つのグループに分けて(上:47%, 中:50%, 下:55%),微量元素のMORB規格化パターンを描いたが、分化の程度の違いに関わらず、パターンは変わらない。多くの試料はBaを頂点として両側に規格値が下がる山形のパターンを示す。

海洋島型の溶岩と陸弧型の溶岩の化学組成の特徴の違いを明瞭に示すために、Baに対してNb, さらにZr/Baに対してK₂O/TiO₂をプロットした(第4図)。MVBに多く見られるカルクアルカリ溶岩や一部の陸弧型アルカリ岩はOIBであるハワイのアルカリ岩と明らかに異



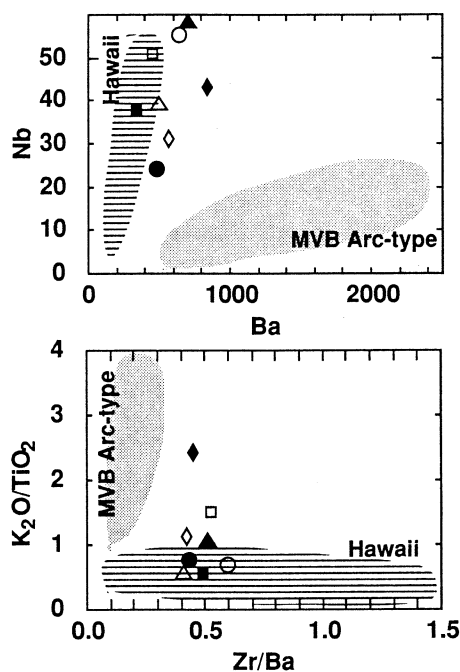
第3図 MORB normalized plot of trace element compositions for OIB-type lavas from the Michoacán-Guanajuato volcanic field.

なる領域に落ち、両者の違いは非常に明白である。この図に今回、化学組成値をまとめた8つのMGVF産の海洋島型溶岩をプロットすると、多くはハワイのアルカリ岩の領域に落ちるが、やや分化したミュージアライト溶岩はその領域からはずれている。

§ 5. まとめ

高いNb含有量など、沈み込み帯の火山岩の地球化学的特徴を示さず、ハワイなどの海洋島火山岩の元素組成に近い火山岩をミチョアカン=グアナフアト火山地域から選んで、K-Ar年代測定を行った。その結果、0.5Maから3.3Maの年代値を得た。この年代幅はメキシコ火山帯西部でこれまでに報告されている海洋島型溶岩の年代とはほぼ調和的である。メキシコ火山帯西部の海洋島型溶岩は地溝帯内に産しており、リフト系の活動と関係して、アセノスフェア・マントル起源のマグマが上昇してきたことを窺わせる。

光量子放射化分析にあたり、東北大学原子核理学研究施設の榎本和義博士、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皆様には大変お世話になった。東北大学理学部地球物質科学科の青木謙一郎名誉教授、蟹沢聰史教授、藤巻宏和教授、石川賢一博士には諸般にわたって御助力いただいた。岩石簿片作成にあたっては、東北大学の佐々木洋明、大山次男、伊藤嘉紀、川野部裕之技官の皆様にお世話になった。分析試料採取は文部省科学研究費補助金、国際学術研究(03041014, 代表者、青木謙一郎)によって行い、研究の一部に文部省科学研究費補助金(07454129 吉田)を使用した。一部試料の蛍光X線分析について地質調査所地殻化学部同位体地学課の富樫茂子課長に便宜を図っていただいた。ここに記して以上の方々に深く感謝する。



第4図 Nb vs. Ba plot and K_2O/TiO_2 vs. Zr/Ba plot.

Symbols same as in Fig. 2.

Shaded area shows the compositional range of the MVB volcanic rocks with arc-type signature.

Dashed area shows compositional range of Hawaiian lavas that represent typical OIB magmas.^{21,22)}

参 考 文 献

- 1) 長谷中利昭, 吉田武義, 青木謙一郎 : 核理研研究報告 **26** (1993) 256.
- 2) S. P. Verma, and S. A. Nelson : J. Geophys. Res. **94B** (1989) 4531.
- 3) K. Richter and I. S. E. Carmichael : Geol. Soc. Amer. Bull. **104** (1992) 1592.
- 4) G. Moore, C. Marone, I. S. E. Carmichael and P. Renne : Geol. Soc. Amer. Bull. **106** (1994) 383.
- 5) J. F. Allan : Geol. Soc. Am. Bull. **97** (1986) 473.
- 6) J. F. Allan, S. A. Nelson, J. F. Luhr, I. S. E. Carmichael, M. Wopat, and P. J. Wallace : Am. Assoc. Petrol. Geol. Mem. **47** (1991) 425.
- 7) J. F. Luhr, S. A. Nelson, J. F. Allan, and I. S. E. Carmichael : Geology **13** (1985) 54.
- 8) T. Hasenaka and I. S. E. Carmichael : J. Petrol. **28** (1987) 241.
- 9) T. Hasenaka and I. S. E. Carmichael : J. Volcanol. Geotherm. Res. **25** (1985) 105.
- 10) T. Hasenaka : Ph. D. dissertation, University of California, Berkeley (1986) p.165.
- 11) T. Hasenaka : Unpublished data (1986)
- 12) T. Hasenaka and I. S. E. Carmichael : Geofís. Int. **24** (1985) 577.
- 13) 松本哲一 : 地質調査所月報 **40** (1989) 65.
- 14) R.H. Steiger and E. Jäger : Earth Planet. Sci. Lett. **36** (1977) 359.
- 15) 宇都浩三, R. M. コンレー, 平田岳史, 内海 茂 : 地調月報 **46** (1995) 印刷中.
- 16) M. Ban, T. Hasenaka, H. Delgado-Granados and N. Takaoka : Geofís. Int. **31** (1992) 467.
- 17) 長谷中利昭, 吉田武義, 宇都浩三, 内海 茂 : 未公表データ (1994)
- 18) T. Yoshida, H. Fujimaki and K. Aoki : Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku Univ. **15** (1982) 224.
- 19) T. Yoshida, K. Masumoto and K. Aoki : J. Jap. Assoc. Mineral. Petrol. Econ. Geol. **81** (1986) 406.
- 20) D.A. Clague and G.B. Dalrymple : Contrib. Mineral. Petrol. **99** (1988) 202.
- 21) C.-Y. Chen, F.A. Frey, M.O. Garcia, G.B. Dalrymple and S.R. Hart : Contrib. Mineral. Petrol. **106** (1991) 183.

妙高火山群溶岩の化学組成とマグマ溜まり過程

理学研究科地学, 妙高火山研究所*
長谷中利昭・吉田武義・早津賢二*

§ 1. はじめに

島弧や陸弧に産する火山岩にはマグマ混合現象がかなり普遍的に認められる。Sakuyama^{1,2)}が白馬大池および妙高火山群において火山岩の斑晶鉱物の組合せと累帯構造, さらに全岩化学組成をもとにしてマグマ混合現象を記載して以来, 日本の各火山でも同様の現象が報告されてきた。噴火現象には地殻浅所のマグマ溜まり内のフェルシック・マグマの中に深部由来のマフィック・マグマが注入することが噴火の引き金になっていることを示唆する研究成果も多い。成層火山の地下深部のマグマ溜まりでは玄武岩マグマの注入, マグマ混合, その後の結晶分化作用が定期的に周期を持って繰り返しているというモデル (Periodically-refilled magma chamber) が提唱されており³⁾, 妙高火山群においても Yanagi & Ishizaka⁴⁾がそのモデルを論じている。

しかしながら, 噴火年代がよく調べられている火山においてマグマの化学組成の時間変化を見ると, 必ずしもこのモデルに合ったものばかりではない⁵⁻⁸⁾。本報告では定期的に玄武岩マグマの供給を受けるマグマ溜まりモデルが提唱された妙高火山の火山岩試料, 中でも噴火年代や層序が明確なものについて光量子放射化分析を行った結果を示し, 蛍光X線分析やその他の公表されたデータも合わせて, 上記モデルを検討する。

§ 2. 妙高火山群の活動史・マグマ噴出率

妙高火山群は飯縄, 黒姫, 妙高, 新潟焼山, 班尾, 佐渡山の6火山から成る南北の火山列である。伊豆マリアナ弧-東北本州弧会合部の背弧側に位置し, 太平洋プレートの和達-ベニオフ帯の深さは約200kmで, 飯縄, 黒姫, 妙高の順で少しずつ深くなる⁹⁾。妙高火山の西部, 白馬大池-立山-乗鞍-御岳の火山列の地下約70-150km, 分裂したフィリピン海プレートの北に接する部分には, P波速度異常部がある¹⁰⁾。妙高火山群の下の地殻の厚さは30km以上である¹¹⁾。

妙高火山群の活動史の研究は早津により多く出版されている¹²⁻¹⁶⁾。以下に妙高, 黒姫, 飯縄の3火山の活動史を早津^{14, 16)}に従って要約する。また早津の各火山の層序表を第1表 a, b, c にまとめて示す。

第1表 a Stratigraphy of Myoko volcano after Hayatsu^{14,16)}.

時代	形成史区分		地 層 名		年 代		
			火 山 体	山 麓			
完 新 世	第 IV 活動期	中央火口丘形成期	妙高山火山岩類	1978年泥流堆積物	大谷火山灰層 大田切川火山灰層	1.5Ka	
				木場泥流堆積物		2.8Ka	
				杉野沢岩屑流堆積物		4.2Ka	
				大田切川火砕流堆積物		赤倉火山灰層	5.8Ka
	燕溶岩流						
	妙高山溶岩流						
	第 III 活動期	カルデラ形成期	妙高山火山岩類	赤倉火砕流堆積物	高床スコリア層 貫ノ木スコリア層 関川スコリア層 兼俣火山灰層	(35Ka) 41Ka 43Ka 43Ka	
				妙高山火砕岩層			
				田口岩屑流堆積物上部層			
				矢代川岩屑流堆積物			
最 新 世	第 III 活動期	先カルデラ期	田口岩屑流堆積物下部層	関川スコリア層	20Ka		
			関川岩屑流堆積物				
			西川谷溶岩流				
	第 II 活動期	第 III 休止期	三田原山火山岩類	西川谷スコリア層	松ヶ峰火山礫層	55Ka	
				シブタミ川火砕流堆積物			
				二本木岩屑流堆積物			
	第 II 活動期	第 II 活動期	神奈山火山岩類	濁沢溶岩流?	関スコリア層	80Ka	
				深沢火砕流堆積物			
				三田原山溶岩層			
		第 I 活動期	第 I 活動期	雷菱山火山岩類	霞沢溶岩流?	大鹿スコリア層 グループ	140Ka
権沢スコリア層							
田切岩屑流堆積物							
第 I 活動期	第 II 活動期	神奈山火山岩類	田切岩屑流堆積物	大鹿スコリア層 グループ	110Ka		
			第 3 期			洪江川火砕流堆積物 (白田切川火砕流堆積物上部層)	
			第 2 期			神奈山溶岩層 (池ノ峰溶岩層) (要溶岩層) (大谷内溶岩層) (小滝溶岩層) (幕岩溶岩層) (丸山溶岩層) (白沢火砕流堆積物)	
	第 I 活動期	第 I 活動期	雷菱山火山岩類	幕ノ沢溶岩層 (三本木溶岩層) (五八木溶岩層) (滝ノ沢溶岩層)	大鹿スコリア層 グループ	140Ka	
				第 1 期			馬形沢溶岩層 馬形沢スコリア層 赤倉山火砕岩層上部層 赤倉山火砕岩層下部層
				第 3 期			黒菱山溶岩層上部層 (大沼原火砕流堆積物) (西野火砕岩層)
世	第 I 活動期	雷菱山火山岩類	黒菱山溶岩層上部層	大鹿スコリア層 グループ	ca. 300Ka		
			第 2 期			大滝溶岩層 屏風岩溶岩層 (ガウ沢溶岩層) (黒沢川溶岩層)	
			第 1 期			黒菱山溶岩層下部層 南又溶岩層 地獄谷溶岩層(上部) (ヤジロ川溶岩層)	
	第 I 活動期	第 I 活動期	雷菱山火山岩類	黒菱山溶岩層下部層	大鹿スコリア層 グループ	ca. 300Ka	
				第 2 期			地獄谷溶岩層(下部)
				第 1 期			黒菱山溶岩層下部層 地獄谷溶岩層(下部)

第1表b Stratigraphy of Kurohime volcano after Hayatsu^{14, 16)}.

時代	形成史区分		地 層 名		年 代		
			火 山 体	山 麓			
新 世	第 III 休止期		駒爪岩屑流堆積物				
	最 新 III 活 動 期	中央火口丘形成期	新 期 火 山 岩 類	小黑姫溶岩流 巢鷹山溶岩流 巢鷹山火山礫層		47Ka	
		カルデラ形成期		なべわり川岩屑流堆積物			
		成層火山形成期		後 期	長水溶岩流 唐沢溶岩流 1559m峰溶岩流 見返り坂溶岩流 長原溶岩流 七曲り坂溶岩流 一郎沢溶岩流	六月火山礫層	
				前 期	古池溶岩流 牛臥山溶岩流	大平スコリア層 神山スコリア層	55Ka
	第 II 休止期						
	第 II 活 動 期	第 3 期	古 期 火 山 岩 類	高沢スコリア層 高沢火砕流堆積物 御鹿山溶岩層 関川溶岩層	大鹿スコリア層 グループ	120-130Ka	
				第 2 期	駒ヶ滝溶岩層 苗名滝溶岩層 西沢火砕流堆積物		150Ka
		第 1 期		へそ山溶岩層 山桑山溶岩層	濁川スコリア層		
		第 I 休 止 期		第 I 活 動 期		佐渡山溶岩層	

第1表c Stratigraphy of Iizuna volcano after Hayatsu^{14, 16)}.

時代	形成史区分		地 層 名		年 代		
			火 山 体	山 麓			
新 世	第 II 休止期						
	最 新 II 活 動 期	溶岩円頂丘形成期	新 期 火 山 岩 類	怪無山溶岩流 高デッキ溶岩流 天狗岳溶岩流 1340m溶岩流 富士見山溶岩流 大頭山溶岩流 中ノ峰溶岩流 笠山溶岩流	上樽軽石層 西山軽石層	ca. 150Ka	
				カルデラ形成期	諸沢火砕流堆積物		越水岩屑流堆積物
		成層火山形成期		後 期	飯縄山溶岩層	古間スコリア層 飯縄火砕流堆積物	
				前 期	瑪瑙山溶岩層 黒滝スコリア層 西沢溶岩層 1017m峰スコリア層 鳥居川溶岩層		ca. 200Ka
	第 I 休止期						
	第 I 活 動 期	第 I 活 動 期	古 期 火 山 岩 類	桂沢溶岩層 殿沢溶岩層 瑪瑙沢溶岩層 上ヶ屋溶岩層	牟礼岩屑流堆積物	ca. 340Ka	

妙高火山は妙高火山群の主峰をなす複式成層火山で、新潟、長野両県にまたがって位置する。山頂部には東方に開いた馬蹄形のカルデラ（2.8km×1.9km）が存在し、その中に中央火口丘である妙高山（海拔2454m、比高400m）を擁する。基盤からの高さは1200m、底面積が約200 km²、体積は50km³あり、日本でも有数の規模の火山である¹⁴⁾。基盤岩のうち中新統の能生谷層の泥岩層、砂岩層が火山周辺に広く分布する¹⁴⁾。火山は焼山背斜と富倉背斜の2つの背斜軸にはさまれたSW-NE方向に伸びる向斜部に位置する¹⁴⁾。妙高山の北西7.5kmにはドーム状の成層火山である新潟焼山が位置し、1773年のマグマ噴火や1974年の水蒸気爆発を含みいくつかの活動を繰り返してきている¹⁴⁾。

妙高火山の活動は第Ⅰ期、第Ⅱ期、第Ⅲ期、第Ⅳ期の4つの活動期とそれらの間に挟まれた3つの活動休止期に区分される（第1表a）。これらの活動期にはそれぞれ雷菱火山、神奈山火山、三田原山火山、妙高山火山の成層火山体が形成され、間に挟まる活動休止期には山体の崩壊が起こっている。以上の火山体は全て現在の妙高山中央火口丘から4kmの範囲内にあり、4つの独立した成層火山が、ほぼ同じ位置で、より古い火山体の上に新しい火山体が順に重なって出来ている。早津¹⁶⁾は4つの火山体は、それぞれ地下深部から上昇してきたマグマ・バッチに対応すると考え、これを“多世代火山”（poly-generation volcano）と呼んで、複式火山（composite volcano）や複成火山（polygenetic volcano）とは違う概念であることを強調した。この考えに従うと黒姫火山、飯縄火山も同様に“多世代火山”と呼べる¹⁶⁾。

妙高火山で最も新しく、活動年代が詳しく調べられている第Ⅳ期は先カルデラ期、カルデラ期、中央火口丘形成期に細分される¹⁴⁾。活動は約4300年前のシブタミ川火砕流の噴出で始まり、西川谷スコリアの噴出、西川谷溶岩の南方への流出の後、カルデラ期に入った。中央火口丘形成期に噴出した本質物質は約5800年前の妙高山火砕岩類、赤倉火砕流堆積物、妙高山溶岩流、燕溶岩流と約4200年前に活動した大田切川火砕流堆積物がある¹⁵⁾。5800年前から4200年前の間の1600年間には噴出物質が山麓にまで達し地層に残るような噴火がほぼ200～300年に一回の割合で起こったが、4200年前の大田切川火砕流の大噴火後、火山活動は急速に衰退し、現在までの4200年間には約3000年前の2回の水蒸気爆発しか記録されていない¹⁵⁾。

黒姫火山は底面積70km²、体積15km³、基盤との比高1200mの複式成層火山で、妙高山山頂の南9kmに外輪山の最高峰である黒姫山（海拔2053m）がある。南北2km、東西1.5kmのカルデラは北西に開いた馬蹄形を成し、その中に黒姫と呼ばれる中央火口丘（海拔2046m、比高200m）がある。黒姫火山の形成史は3つの活動期と3つの活動休止期に区分される（第1表b）。最近4万年間には噴火の形跡は認められず、現在は第Ⅲ休止期に当たる。一番最後の

活動は妙高火山より古いが、黒姫全体の活動期間は妙高とかなりオーバーラップしている（第1表）。

飯縄火山は底面積 180km^2 、体積 25km^3 で、黒姫山山頂の南8kmに飯縄山山頂（海拔1917m）がある。飯縄火山の形成史は2つの活動期と2つの活動休止期に大別される（第1表c）。一番最後の活動は妙高火山、黒姫火山より古いが、活動期間は両者の初期の活動とかなりオーバーラップしている（第1表）。

早津¹⁶⁾による以上3つの火山の各活動期の継続期間、噴出物の体積、マグマ噴出率の見積もりは以下の通りである。

妙高：第Ⅳ活動期 - 38,800年 - 5km^3 - $0.13\text{km}^3/1,000\text{yr}$

第Ⅲ休止期 - 12,000年

第Ⅲ活動期 - 25,000年 - 7km^3 - $0.28\text{km}^3/1,000\text{yr}$

第Ⅱ休止期 - 30,000年

第Ⅱ活動期 - 30,000年 - 20km^3 - $0.67\text{km}^3/1,000\text{yr}$

第Ⅰ休止期 - 160,000年

第Ⅰ活動期 - ? - 40km^3 - ?

黒姫：第Ⅲ活動期 - 8,000年 - 6km^3 - $0.75\text{km}^3/1,000\text{yr}$

第Ⅱ休止期 - 65,000~75,000年

第Ⅱ活動期 - 20,000~30,000年 - 9km^3 - $0.3\sim0.45\text{km}^3/1,000\text{yr}$

第Ⅰ休止期 - 100,000年

第Ⅰ活動期 - ? - 13km^3 - ?

飯縄：第Ⅱ活動期 - 50,000年 - 10km^3 - $0.2\text{km}^3/1,000\text{yr}$

第Ⅰ休止期 - 140,000年

第Ⅰ活動期 - ? - 30km^3 - ?

各世代（活動期）の火山の活動期間（寿命）は3万年前後が多く、休止期は時代が新しくなるほど短くなる傾向が全ての火山で認められる。マグマ噴出量は新しい活動期ほど少なくなる傾向が共通して認められる。

マグマ噴出率も新しい活動期ほど小さくなってきている（例外は黒姫の第Ⅲ活動期）。数万年前オーダーのほぼ同じ活動期間について見積もられた桜島、伊豆大島、浅間や世界の各地の島弧や陸弧の多くの複式成層火山のマグマ噴出率は $1\text{km}^3/1,000\text{yr}$ 以上、数 $\text{km}^3/1,000\text{yr}$ のオーダーである¹⁷⁻¹⁹⁾。従って妙高火山群の3火山の各活動期におけるマグマ噴出率は島弧火山とし

ては小さい方である。ちなみにメキシコ火山帯中央部の単成火山群、ミチョアカン＝グアナフアト火山地域全体（約40,000km²）の過去4万年間におけるマグマ噴出率の見積もりは1.2km³/1,000yrである^{20, 21)}。単成火山の密度の高いクラスターが5ないし6個、認められるので、マグマ・バッチに対応し、一つの”複式成層火山”に対応すると思われるマグマ噴出率は0.2～0.25km³/1,000yrである。妙高火山群は活動期によっては単成火山群に匹敵する程、少ないマグマ噴出率を示していることになる。

世界の複式成層火山の中で例外的に大きなマグマ噴出率を示すのはカムチャッカ半島のクルチェフスコイ (Kluychevskoy) 火山で30km³/1,000yrもある¹⁷⁾。このような火山では絶えず未分化なマグマが地殻内マグマ溜まりに供給され、マグマ混合が効果的に起こり、溜まり内のマグマの分化は余り進まず、温度も比較的高いままに保たれていると想像される。これに対して妙高火山群では地殻深部からのマグマ供給量も少なく、マグマ混合も効果的でなく、溜まり内のマグマの分化も進むものと期待される。すなわちマグマ溜まり全体の平均組成が深部起源マグマの未分化な組成に引き戻される割合が少ないであろう。以下の岩石学の議論ではこの制限条件を考慮して行う。

§ 3. 分析試料の岩石記載

今回、光量子放射化分析を行った妙高と黒姫の火山岩試料のモード組成を第2表に示す。結晶のサイズ分布は斑晶、微斑晶、石基と明瞭に区別できるものと、微斑晶サイズのものが顕著でなく斑晶、石基の2種類の区別で十分なものがあつた。試料により粒度分布が異なるので一概に決められないが、石基は0.05mmないし0.1mm以下、微斑晶と斑晶の境界は0.3mmとした。モード表では微斑晶は斑晶の中を含めた。斜長石の場合、微斑晶が鏡下で目立つものでも斑晶量の4分の1を超すものはまれである。かんらん石、普通輝石、斜方輝石は斜長石の場合より微斑晶の比率が多いが、それでも微斑晶量が斑晶量を超すことはほとんどない。不透明鉱物と記した鉄チタン酸化物の場合は大部分が微斑晶である。比重が大きいため斑晶サイズの鉄チタン酸化物は効果的にマグマ溜まり系から取り去られていると思われる。

妙高火山群の火山岩試料の最も大きな特徴は斑晶量が非常に多いことである。このことは東北日本弧を初めとする日本の第四紀成層火山についても一般的である²²⁻²⁴⁾。これに対してメキシコ火山帯中央部の単成火山群の火山岩試料は非常に斑晶量が少ない²⁵⁾。斑晶と微斑晶を合わせても、多くの試料は20%以下である。定常的な地殻内部のマグマ溜まりが存在し、十分な時間をかけて結晶分化作用をするか（妙高火山群）、それともマントル起源のマグマがほとんど

第2表 Modal compositions (volume %) of volcanic samples from Myoko and Kurohime volcanoes.

Sample	Locality	Geol. Unit	Stage	SiO ₂	Gm	Pl	Aug	Opx	Ol	Hb	Opc	Opq	Qz	P/H	N/R
1	MK0618	MK489	屏風岩Ls	I-2	59.93	62.8	29.6	2.1	4.0	—	0.9	—	0.6	—	H N
2	MK293-1	MK293-1	要L	II-2	55.73	65.7	25.4	5.4	1.4	1.4	—	0.4	0.3	—	H R
3	MK1001	MK521	幕ノ沢L	II-2	54.63	58.3	29.4	5.3	4.5	0.9	—	—	1.6	—	H R
4	MK1702	MK530	神奈山L	II-2	56.28	54.8	26.6	9.4	3.9	1.6	—	3.0	0.7	—	H R
5	MK3001	MK617	渋江川PF	II-3	58.89	62.1	27.5	1.4	0.7	—	7.0	0.4	0.9	—	H N
6	MK1204	MK617	渋江川PF	II-3	52.44	53.0	30.6	7.5	6.4	1.8	—	—	0.7	—	P N
7	MK009	MK489	樺沢SF	III-1	53.13	66.8	24.4	4.5	2.4	1.7	—	tr	0.2	—	H N
8	MK2301	MK741-2	樺沢SF	III-1	56.66	59.4	26.5	8.5	2.4	1.3	0.5	—	1.4	—	H R
9	MK1611	MK278	霞沢L	III-2	53.05	66.4	21.4	4.6	—	7.5	—	—	—	0.1	P N
10	MK0601	MK489	三田原山Ls	III-2	52.32	63.4	32.6	0.1	1.0	2.1	—	—	0.8	—	P N
11	MK0608	MK489	三田原山Ls	III-2	51.83	57.6	36.0	0.5	2.4	2.9	—	—	0.6	—	P N
12	MK892-3	MK892-3	深沢PF	III-3	61.33	61.8	28.9	0.9	1.5	0.6	5.5	—	0.8	—	H R
13	MK289-1	MK289-1	シブタミ川PF	IV-PC	60.62	61.1	29.5	1.3	2.8	—	4.4	0.1	0.8	—	H R
14	MK289-2	MK289-2	シブタミ川PF	IV-PC	51.09	63.3	29.8	0.4	1.6	2.1	—	1.8	1.0	—	H R
15	MK799-14	MK799-14	シブタミ川PF	IV-PC	60.05	64.6	25.0	3.1	2.2	—	—	4.0	1.0	0.1	H R
16	MK804-8	MK804-8	西川谷S	IV-PC	51.66	59.5	22.4	10.4	0.8	6.6	—	—	0.3	—	P N
17	MK1000-1	MK1000-1	西川谷S	IV-PC	49.60	64.8	27.1	2.6	—	4.5	—	—	1.0	—	P N
18	MK1601	MK291	西川谷L	IV-PC	51.90	60.0	27.7	6.2	0.3	3.9	—	—	1.9	—	P N
19	MK1403	MK618	赤倉PF	IV-CC	62.97	48.9	35.3	—	4.1	—	10.2	—	0.8	0.7	H R
20	MK1405	MK618	赤倉PF	IV-CC	59.99	69.8	22.5	1.3	2.0	0.7	2.3	—	1.1	0.3	H R
21	MK0501	MK490	妙高山L	IV-CC	60.06	64.4	27.2	1.8	2.5	0.6	2.4	—	1.1	—	H R
22	MK1301	MK527	燕L下部	IV-CC	55.76	71.9	23.1	0.7	1.2	1.9	—	0.9	0.1	0.2	H R
23	MK1407	MK560	大田切川PF	IV-CC	62.45	48.6	41.1	—	2.4	—	6.6	—	1.0	0.3	H R
24	KH0106	KH204	山桑山L	II-1	49.98	47.3	39.6	9.1	0.3	3.5	—	—	0.2	—	P N
25	KH0102	KH29-3	苗名滝L	II-2	55.03	51.3	35.9	2.7	7.7	0.5	—	—	1.9	—	H N
26	KH0105	KH30	駒ヶ滝L	II-2	54.57	51.8	36.3	4.6	6.2	—	—	0.1	1.0	—	H N
27	KH0103	KH30	関川	II-3	59.98	67.7	30.5	0.2	1.3	—	—	—	0.3	—	H N
28	KH2206	KH606	牛臥山L	III-SE	56.44	64.6	26.3	2.4	5.7	0.1	—	—	0.9	—	H N
29	KH503	KH503	古池L	III-SE	56.90	68.4	28.3	0.1	2.5	—	—	—	0.7	—	H N
30	KH2401	KH1	長原L	III-SL	56.97	72.5	25.4	—	1.7	—	—	—	0.4	—	H N
31	KH2402	KH91	唐沢L	III-SL	55.35	59.9	27.6	4.8	5.1	—	0.3	0.7	1.6	—	H R
32	KH2201	KH600	巢鷹山L	III-CC	55.28	61.5	25.7	6.0	5.0	0.1	—	0.7	1.0	—	H R
33	KH2203	KH601	小黒姫L	III-CC	53.94	57.4	30.2	4.8	5.0	1.0	—	—	1.6	—	H N

Locality numbers, geologic units, and stage names are taken from Hayatsu^{14, 16)} and from Table 1 with the following abbreviations. L=Lava flow, Ls=Lava flows, PF=Pyroclastic Flow Deposits, S=Scoria, SF=Scoria falls, PC=Pre-caldera, CC=Central Cone, SE=Stratovolcano-Early, SL=Stratovolcano-Late.

Title abbreviations: Gm = Groundmass, Pl = Plagioclase, Aug = Augite, Opx = Orthopyroxene, Ol = Olivine, Hb = Hornblende, Opc = Opacite, Opq = Opaque minerals, Qz = Quartz, P/H = Pigeonitic rock series/Hypersthene rocks series, N/R = Normal-type/Reverse-type as defined in Sakuyama²⁾.

地殻に留まることなく、言い換えれば、地殻上部で十分な結晶分化作用を行わずに、地表に噴出するか（メキシコ単成火山群）が、斑晶の量比の違いを決める大きな要因であると思われる。

斜長石は分析した全ての試料に20%から40%含まれる。斑晶におけるマフィック鉱物の組合せはOl+Aug, Ol+Aug+Opx, Ol+Aug+Opx+Hb (or Opacite), Ol+Opx+Hb, Aug+Opx, Aug+Opx+Hb, Opx, Opx+Hbの8種類が認められた*。妙高火山岩ではOl+Aug+Opx+Hb, 黒姫火山岩ではOl+Aug+Opxのマフィック鉱物組合せが目立った。比較的未分化な玄武岩はOl+Augの組合せを示した（妙高3例, 飯縄1例）。普通輝石斑晶を含まない火山岩は、黒姫10試料中に1例, 妙高23試料中に3例, 飯縄6試料中に2例あった。含水鉱物がある程度含む試料は妙高14, 黒姫2, 飯縄4で、黒姫火山岩が比較的ドライか高温であることを伺わせる。

第1表には石基輝石による紫蘇輝石質岩系（H岩系）、ピジョン輝石質岩系（P岩系）の区別、非平衡斑晶鉱物組合せの有無によるN型（normal）、R型（reverse）の区別も合わせて記した。Sakuyama²⁾の妙高、黒姫火山の研究によれば、R型は非平衡な斑晶鉱物組合せ（かんらん石と石英、かんらん石と角閃石など）、斜長石の組成のバイモーダル分布、斜方輝石などの有色鉱物の組成の逆累帯などで定義され、N型はそのような非平衡を示唆する現象が見られない岩石で定義される。本論では非平衡斑晶鉱物組合せの有無のみによってN型、R型を区別した。すなわち、斑晶サイズのかんらん石と石英の共存、かんらん石と角閃石の共存、あるいは汚濁帯を示す斜長石を多く含むことのいずれかが認められた場合にR型とした。そのような試料ではかんらん石や角閃石に反応縁が見られることが多い。

妙高火山群の溶岩はP岩系かH岩系、N型かR型の組合せで3種類の岩石タイプに分類できる。すなわちP岩系でN型のもの、H岩系でN型のもの、さらにH岩系でR型のものである。P岩系でR型のものはない。以下のモード組成や化学組成のプロットではこの3つの岩石タイプを区別して、異なるシンボルで表示し、成因的違いを議論する。

妙高火山群の火山岩試料の岩石記載を岩石タイプごとにまとめると次のようになる。

P岩系N型の玄武岩は斑晶に斜長石、かんらん石、普通輝石を含み、試料によってはそれに斜方輝石が加わる。妙高第三期の霞沢溶岩には鉄チタン酸化物が欠けるが、それ以外の溶岩には鉄チタン酸化物の微斑晶が認められる。かんらん石の多くは自形であるが、その他に急速な結晶成長で生じた骸晶も認められる。またピコタイトと思われる不透明鉱物の包有物が含

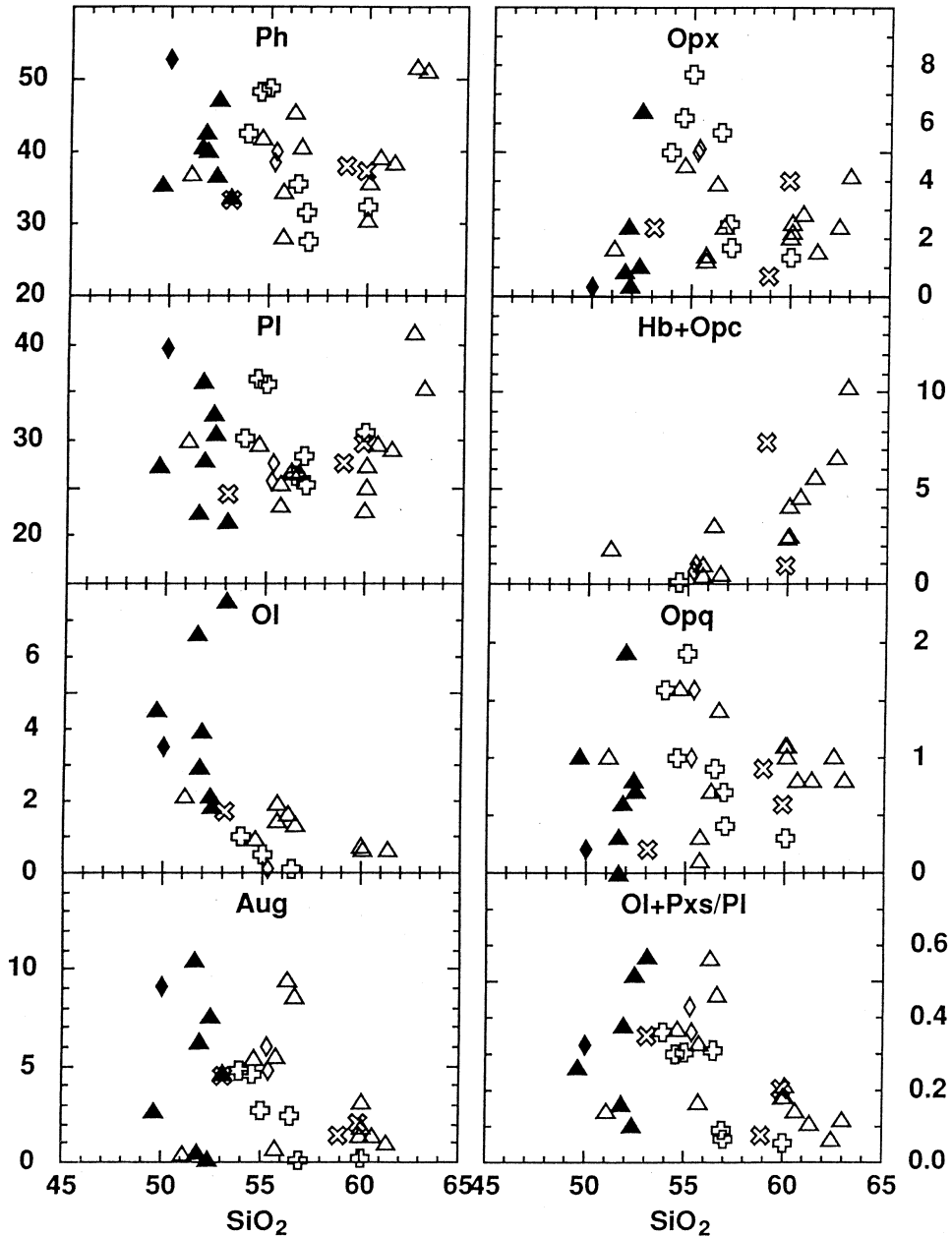
* Ol: かんらん石, Aug: 普通輝石, Opx: 斜方輝石, Hb: 普通角閃石

まれる。かんらん石と斜方輝石の多くには非常に微粒の単斜輝石の反応縁が見られる。斜長石の多くは汚濁帯やガラスの包有物を持たない。斜方輝石を含む試料の中には斜方輝石が完全に普通輝石に囲まれているものが3つ見つかった（妙高：シブタミ川火砕流堆積物中のマフィックなブロック MK1204, 西川谷スコリア試料 MK804-8, 黒姫：山桑山溶岩 KH0106）。おそらく早期に高圧下で液から晶出した斜方輝石が、マグマとともに上昇した後、地殻浅所マグマ溜まり内で不安定になり、新しい液と反応してできた生成物だと考えられる。微斑晶ないし石基の斜方輝石にはしばしば単斜輝石の平行連晶が認められる。石基は間粒状の組織を示すことが多い。

H岩系N型の試料は主にシリカに乏しい安山岩で、かんらん石含有複輝石安山岩、複輝石安山岩、角閃石複輝石安山岩の3種類の岩石が含まれる。妙高では角閃石複輝石安山岩が多く、黒姫では複輝石安山岩が多い。飯縄のH岩系N型試料（IZ1901）は複輝石安山岩である。角閃石の斑晶はR型のような反応縁を持たないか、あるいは持っても薄い反応縁であることが多い。斜長石は汚濁帯を持つものが少ない。いくつかの斜長石斑晶においてはガラスの包有物が認められる。かんらん石が含まれる場合は反応縁を持たない。石基は間粒状ないし填間状で、時に石英パッチを含んだ不均質な様相を示す試料がある。

H岩系R型の試料はシリカに富む安山岩が多く、かんらん石と角閃石の斑晶を共に含む。かんらん石の多くは斜方輝石及び単斜輝石に加えて多くの場合、鉄チタン酸化物の反応縁を持つ。かんらん石が反応して消えてしまい、反応縁を形成していた鉱物だけから成る反応生成物もしばしば見られる。角閃石の多くは不透明で非常に微粒な鉱物の集合体であるオパサイトの反応縁か、ある程度粗粒で単斜輝石、斜長石、鉄チタン酸化物が判別できる反応縁を持つ。角閃石が完全に反応して消えてしまった反応生成物もしばしば見られる。モード組成では反応生成物は粒度に関係なく、個々の鉱物が識別できた場合でも、オパサイトとして一括した。斜長石は汚濁帯を持つものときれいなものが共に認められる。小さなガラスの包有物を含む斜長石も多い。斜方輝石の斑晶、微斑晶は単斜輝石の平行連晶を持つことがある。石英を含む場合は全て融食形を示す。石基の組織は填間状ないしハイアロピリティックなものが多く、さらに石英パッチを含んだ不均質な様相を示す試料が目立つ。シリカに富むものは石基に透明なガラスを持ち、気泡が引き延ばされているものがある。

一般にP岩系とH岩系の火山岩を両方産する火山においては化学組成に対して両者の斑晶モードがつくるトレンドに明瞭な違いが認められる。すなわちH岩系噴出物の方がP岩系噴出物に比べて総斑晶量、斜長石、マフィック鉱物、鉄チタン鉱物などの量が多い^{23, 24, 26)}。しかし妙高火山群噴出物においては、いずれの岩系もかんらん石と角閃石を除いて斑晶鉱物のモー



第1図 Modal compositions of phenocryst (volume %) vs. silica content of bulk rock (weight %) for volcanic samples from Myoko and Kurohime volcanoes

Myoko: ▲ = P-series, N-type, △ = H-series, R-type, Open × = H-series, N-type
 Kurohime: ◆ = P-series, N-type, ◇ = H-series, R-type, Open + = H-series, N-type
 Iizuna: Small +

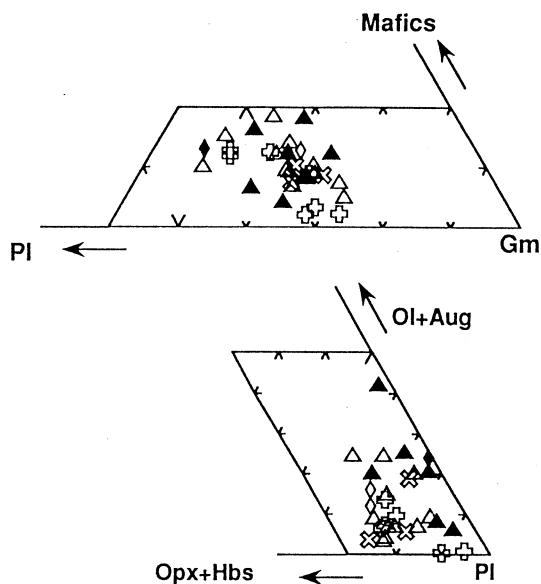
Samples are excluded from the plot, if modal percent of the corresponding phase is zero.

ドは同程度のばらつきを見せ、岩系による明瞭な違いは認められない(第1図)。この傾向はマフィック鉱物、斜長石、石基のモード組成を三角図に表した第2図(上)でも同様であった。すなわち妙高、黒姫火山の試料はいずれの岩系のものも、三角図中のほぼ同じ領域にプロットされ、マフィック鉱物の量比や斜長石の量比について全く違いは認められない。妙高、黒姫のP岩系試料は、モード組成ではH岩系試料の特徴に非常に似ているので、H岩系よりマフィック鉱物に乏しく斜長石に富むという、P岩系火山岩の一般的特徴を備えていない。後述する化学組成の特徴も含めて、これらのP岩系試料はSubordinate tholeiite^{24, 29, 6)}と呼ばれる火山岩の特徴を示している。

妙高火山群では未分化な玄武岩マグマはP岩系に属し、分化した安山岩マグマはH岩系に属することが多く、両岩系はシリカ含有量が異なる。これに対し両岩系が出現する八幡平火山では $\text{SiO}_2 = 57\text{-}65\%$ 、同じく御岳火山では $\text{SiO}_2 = 56\text{-}64\%$ で、両者がオーバーラップして、両岩系の噴出物の斑晶モードが明瞭な違いを見せる^{24, 26)}。妙高、黒姫の場合、玄武岩に代表的な鉱物組合せであるかんらん石+普通輝石、安山岩に代表的な斜方輝石+角閃石+斜長石、そして石基を選んだ三角ダイヤグラムを作ると、ある程度、両岩系の試料は分類できる(第2図下)。

妙高火山群噴出物については、H岩系についてさらにN型、R型を区別したが、これらの間にもモード組成に関して明瞭な違いは認められなかった(第1, 2図)。さらに火山ごとの違いを見るとシリカの中間組成において黒姫の火山岩試料の方が、妙高のものより斜長石、斜方輝石に富み、かんらん石、普通輝石に乏しい傾向が見られる(第1図)。

妙高火山群の各活動期においては噴出物の噴出時期と岩石タイプの間明瞭な関係が認められることが多い。妙高火山の第IV期はH岩系R



第2図 Triangular plot of Mafic minerals—Plagioclase—Groundmass modal compositions (in volume %) for volcanic rocks from Myoko and Kurohime volcanoes.

The mafic minerals in the above diagram includes only olivine, augite and orthopyroxene. Symbols are the same as those in Fig. 1.

型のシリカに富む安山岩ブロックを含む火砕流の噴出で始まり、P岩系N型の玄武岩マグマが溶岩あるいは降下火砕岩として流出ないし噴出した。カルデラ形成期を挟んで中央火口丘形成期に入るとH岩系R型の安山岩溶岩ないしシリカに富む安山岩の火砕流の流出が繰り返した。

妙高火山の第Ⅲ期も第Ⅳ期と似た活動パターンを示す。ただし活動期の最初はH岩系N型玄武岩からH岩系R型安山岩までの組成幅を示す降下スコリアの活動から始まり、続いてP岩系N型の玄武岩マグマが溶岩流と降下火砕岩の互層から成る成層火山体を形成した。最後は第Ⅳ期同様、おそらくカルデラを形成した後で、H岩系R型の火砕流を流出して、この活動期は終結した。このような活動期最後の火砕流流出は第Ⅱ期にも観察されている。

黒姫火山の第Ⅲ活動期には火砕流堆積物が認められず、溶岩流による成層火山体形成と中央火口丘の成長が活動の主体である。流出した溶岩は全てH岩系に属する安山岩で、初期のものはN型、後期のものはR型に分かれる。ただし一番最後に噴出した小黑姫溶岩流は早津¹⁴⁾によればかんらん石斑晶と角閃石斑晶が共存していると記載されているが、本研究で分析した試料中には角閃石斑晶が認められなかったので、N型に分類している(第2表)。

黒姫火山の第Ⅱ活動期は火砕流堆積物と溶岩層の両方が認められる。第1期の山桑山溶岩層試料はP岩系N型の玄武岩で、同じ活動期のへそ山溶岩層も本研究では分析しなかったが、早津¹⁴⁾の記載に従えばP岩系N型の玄武岩である。続く第2期、第3期はともにH岩系N型の安山岩が噴出している。

飯縄火山の第Ⅱ活動期について今回分析した試料に限って言えば、第Ⅱ期前期にP岩系N型の玄武岩溶岩(西沢溶岩層、瑪瑙山溶岩層)が流出し、第Ⅱ期中期にH岩系N型の安山岩溶岩(飯縄山溶岩)、第Ⅱ期後期にはH岩系R型安山岩溶岩がそれぞれ流出した。その後、カルデラ形成を経て、溶岩円頂丘形成期にH岩系R型安山岩(怪無山溶岩層)が流出した。しかし同時期にP岩系N型の安山岩(笠山溶岩層)の活動もある。ただし、早津¹⁴⁾の記載に従えば笠山溶岩はH岩系N型である。

以上をまとめると、早津¹⁴⁾が指摘したように、各活動期あるいは各世代の火山においては、最初にP岩系N型の玄武岩溶岩が活動し、その後H岩系N型のシリカに乏しい安山岩溶岩流出、続いてH岩系R型のシリカに富む安山岩溶岩流出となるか、あるいはシリカに富むH岩系R型の安山岩が火砕流として噴出してその活動期を終えるという一般化ができる。妙高の第Ⅳ期のように最初にH岩系R型安山岩の火砕流が噴出したり、第Ⅲ期の初めにH岩系R型及びN型安山岩が噴出しているのは、一つ前の活動期で残っていたマグマが新しい活動期の未分化なマグマの注入、混合を受けて出てきたと考えられる¹⁴⁾。

§ 4. 化学組成

東北大学理学部原子核理学研究施設の電子ライナックを利用して妙高、黒姫、飯縄の代表的火山岩試料39個を放射化し、光量子放射化分析法^{27, 28)}によって微量元素の定量を行った。その分析結果を主成分化学組成とともに第3表に示す。主成分元素といくつかの微量元素については蛍光 X 線法で分析した。蛍光 X 線分析装置は北イリノイ大学地質学教室のジューメンス製 SRS300型を使用した。以上の分析結果を第3表に示す。分析試料の組成をシリカに対してプロットしたもの（ハーカー図）を第3図に、アルカリ-全鉄-マグネシアの三角図を第4図に示す。またインコンパティブル元素として Rb を選び、その濃度の対数に対していくつかの副成分ないし微量元素の濃度の対数をプロットし、噴出物の成因関係を検討した（第5図）。さらに MORB で規格化した微量元素のパターンも合わせて示す（第6図）。

主成分元素のハーカー図では各火山の噴出物の間の組成の違いはあまり顕著でないものが多い（第3図）。ただし、 Al_2O_3 は飯縄（+）、黒姫（◆、◇、中抜き+）の方が多く、全体の試料でも16%から21%の幅があり、かなり高い含有量を示す。また、 K_2O は飯縄、黒姫、妙高（▲、△、中抜き×）の順で増え、南から北に向かって K_2O が増加している。 Na_2O は黒姫火山岩の方が妙高より多めで、飯縄は妙高とあまり変わらない。 P_2O_5 は黒姫でシリカの増加に伴って増加する傾向が見られるのに対して、妙高ではばらつきが小さくなると共に減少する傾向を見せる。飯縄は分析試料数が少ないのではっきりしないが、増加後、減少しているように見える。他の火山に比べると妙高の噴出物においてややばらつきが大きい、活動期ごとの系統的な違いは明瞭でない。

岩石タイプごとによる違いを主成分元素のハーカー図で比べると、P 岩系 N 型の玄武岩（▲、◆）は特に Al_2O_3 、FeOt（全鉄）、MgO、 P_2O_5 でばらつきが大きく、他の岩石タイプとあまり明瞭な違いはわからない（第3図）。H 岩系 N 型（中抜き×、中抜き+）、H 岩系 R 型（△、◇）の2つの岩石タイプの間でも、 Al_2O_3 、FeOt（全鉄）、MgO、 P_2O_5 で違いがあるように見えるが、これは火山ごとの違いで、同じ火山同志で比べると顕著な違いは見い出せない。

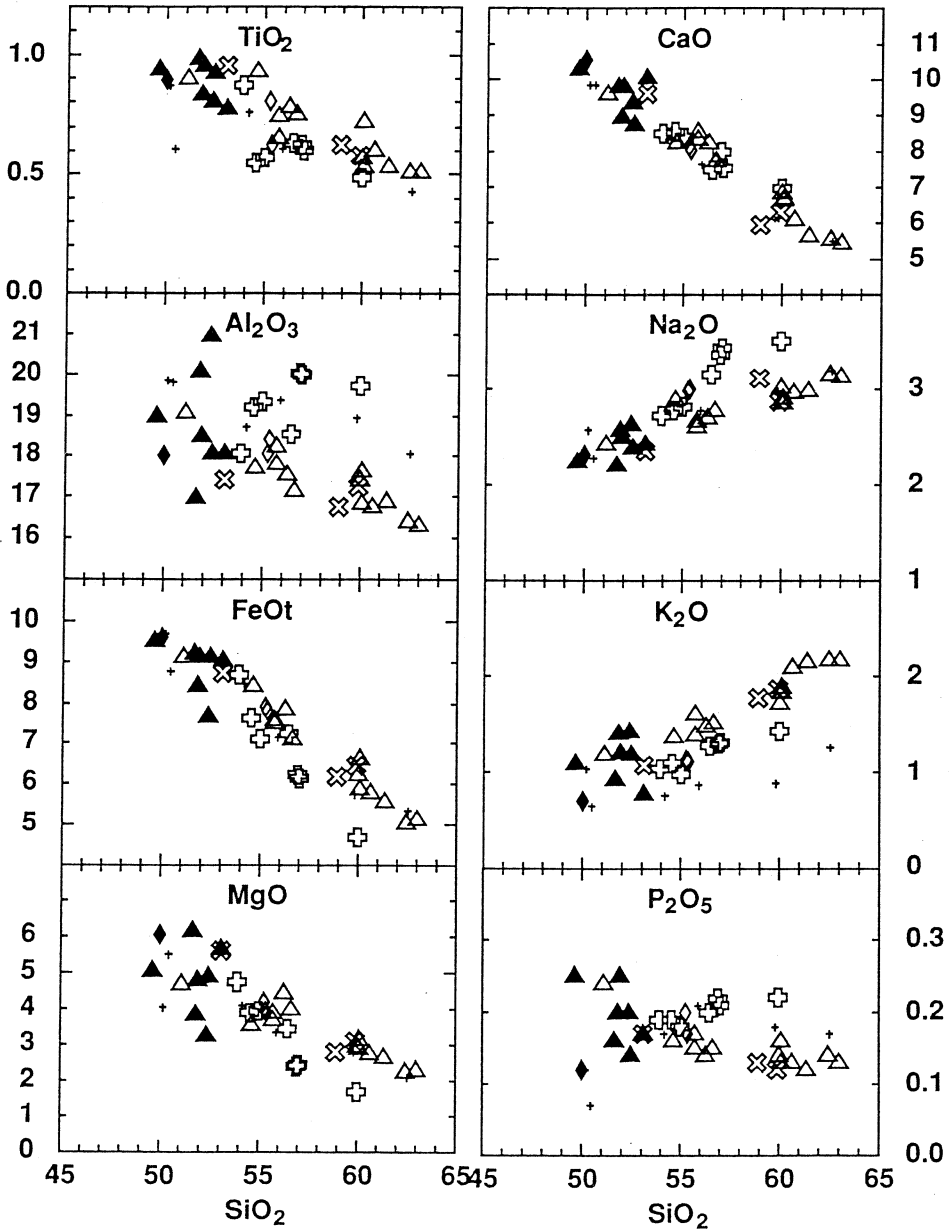
微量元素のハーカー図でも火山ごとに組成が異なるのがわかる（第3図）。すなわちシリカの中間的な組成で、黒姫、飯縄の試料の方が妙高より Sc、V、Cr、Co、Ni、Rb/Sr 比が少ない傾向を示し、Sr は逆に多い傾向を示す。妙高に比べて黒姫、飯縄の試料が Sr、 Al_2O_3 に富む傾向があることは両火山の試料の斜長石のモードが大きいことと調和的である。Rb、Zr では K_2O 同様、同じシリカ含有量で飯縄、黒姫、妙高の順に濃度が増える傾向がわかるが、Ba においては火山ごとの違いはあまり明瞭ではない。K/Rb 比は飯縄のみが顕著に大きい値を

第3表 Chemical compositions of volcanic samples from Myoko, Kurohime and Lizuna volcanoes.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Sample	MK0618	MK293-1	MK1001	MK1702	MK3001	MK1204	MK009	MK2301	MK1611	MK0601	MK0608	MK892-3	MK289-1
Locality	MK489	MK293-1	MK521	MK530	MK617	MK617	MK489	MK741-2	MK278	MK489	MK489	MK892-3	MK289-1
Geol. Unit	屏風岩Ls	要L	幕ノ沢L	神奈山L	波江川PF	波江川PF	樺沢SF	樺沢SF	霞沢L	三田原山Ls	三田原山Ls	深沢PF	ツブタミ川PF
Stage	I-2	II-2	II-2	II-2	II-3	II-3	III-1	III-1	III-2	III-2	III-2	III-3	IV-PC
(wt.%)													
SiO ₂	59.93	55.73	54.63	56.28	58.89	52.44	53.13	56.66	53.05	52.32	51.83	61.33	60.62
TiO ₂	0.58	0.74	0.93	0.78	0.62	0.92	0.95	0.75	0.77	0.80	0.83	0.53	0.60
Al ₂ O ₃	17.21	17.80	17.73	17.52	16.73	18.05	17.42	17.14	18.07	20.96	20.08	16.88	16.75
FeO _t	6.46	7.49	8.40	7.86	6.19	9.11	8.73	7.11	9.01	7.67	8.44	5.57	5.78
MnO	0.14	0.16	0.17	0.16	0.14	0.17	0.17	0.15	0.19	0.15	0.16	0.13	0.13
MgO	3.09	3.91	3.54	4.47	2.79	4.92	5.59	3.99	5.63	3.25	3.87	2.63	2.77
CaO	6.31	8.33	8.25	8.26	5.93	8.74	9.60	7.75	10.05	9.34	8.94	5.66	6.08
Na ₂ O	2.87	2.66	2.90	2.71	3.11	2.39	2.35	2.78	2.42	2.64	2.58	2.99	2.96
K ₂ O	1.87	1.61	1.37	1.49	1.78	1.18	1.06	1.52	0.77	1.42	1.40	2.16	2.10
P ₂ O ₅	0.12	0.17	0.16	0.14	0.13	0.14	0.17	0.15	0.17	0.20	0.20	0.12	0.13
Total	98.58	98.60	98.08	99.67	96.31	98.06	99.17	98.00	100.13	98.75	98.33	98.00	97.92
(ppm)													
Sc	12.1	24.9	18.7	23.2	20.7	22.5	21.8	19.0	28.3	23.6	17.4	16.1	19.5
Sc(x)	17	24	29	25	16	30	36	21	34	26	27	15	19
V(x)	128	188	255	230	143	277	282	209	253	193	211	111	132
Cr	33.3	18.6	13.2	31.6	30.9	36.6	84.4	47.7	49.0	29.2	18.5	27.3	25.5
Cr(x)	24	18	7	25	6	34	88	39	51	12	14	12	7
Co	19.0	25.5	25.0	27.3	18.6	32.1	33.3	24.6	32.0	27.0	28.3	15.7	15.3
Co(x)	20	23	24	27	17	25	32	23	33	23	26	16	15
Ni	7.0	6.1	4.1	9.5	2.6	11.0	19.8	13.0	14.1	5.3	7.0	3.8	3.3
Ni(x)	8	9	5	11	5	15	23	14	15	6	9	8	6
Cu(x)	19	29	51	28	18	27	36	37	20	37	46	15	17
Zn	35	64	74	42	27	70	72	55	61	45	60	47	48
Zn(x)	59	68	78	70	66	83	74	64	96	81	86	56	60
Rb	49.7	42.9	32.6	39.7	50.5	27.3	26.3	41.4	21.7	39.0	37.1	63.7	61.7
Rb(x)	49	44	34	39	47	30	26	41	23	37	38	62	60
Sr	292.3	333.0	286.8	302.6	248.8	238.6	304.3	286.2	392.1	329.6	334.0	291.8	289.8
Sr(x)	277	323	288	297	240	259	325	283	406	340	323	268	255
Y	27.0	20.1	21.9	18.1	20.0	23.3	25.1	22.7	24.9	18.3	18.3	20.2	20.4
Y(x)	25	20	23	18	18	22	25	23	24	17	17	18	20
Zr	96.0	71.7	70.0	69.7	89.7	71.1	67.9	88.8	66.3	57.3	56.5	101.7	100.6
Zr(x)	94	67	70	65	85	74	68	85	62	53	54	95	99
Nb	2.5	3.4	2.3	3.2	2.4	3.5	2.3	2.9	3.5	2.6	2.5	3.2	3.4
Nb(x)	5	6	6	6	6	6	6	6	6	5	6	5	6
Cs	2.02	1.55	1.30	0.94	2.14	1.33	1.25	1.09	0.42	0.45	1.40	3.21	3.07
Ba(x)	363	287	248	295	367	252	168	267	126	280	286	385	394
Ce	22.2	17.7	18.6	16.9	20.5	17.9	14.4	18.2	20.4	17.0	17.9	22.2	21.1

第3表 (continued).

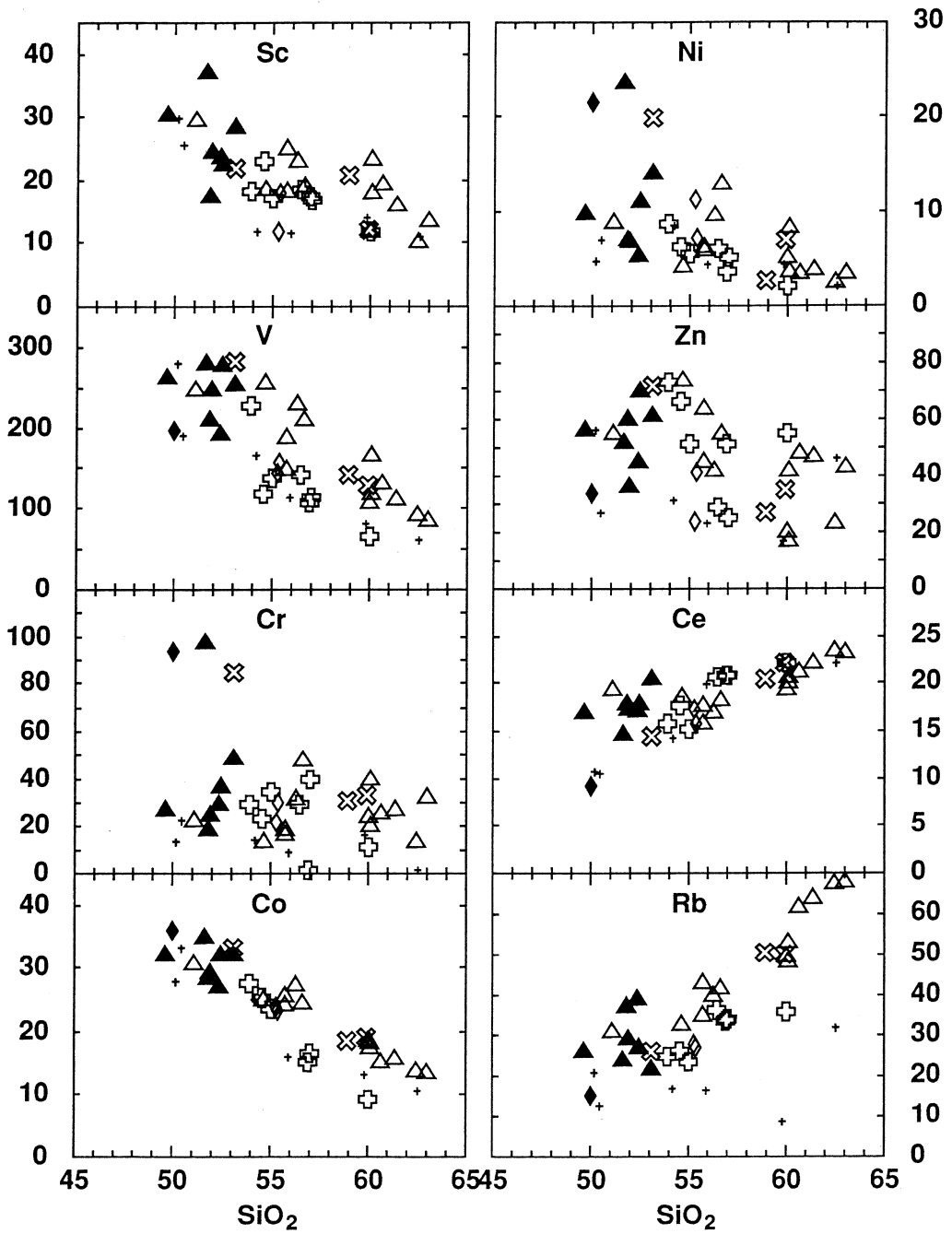
	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
Sample	MK289-2	MK799-14	MK804-8	MK1000-1	MK1601	MK1403	MK1405	MK0501	MK1301	MK1407	KH0106	KH0102	KH0105
Locality	MK289-2	MK799-14	MK804-8	MK1000-1	MK291	MK618	MK618	MK490	MK527	MK560	KH204	KH29-3	KH30
Geol. Unit	シブタミ川PF	シブタミ川PF	西川谷S	西川谷S	西川谷L	赤倉PF	赤倉PF	妙高山	燕L下部	大田切川PF	山桑山	苗名滝	駒ヶ滝
Stage	IV-PC	IV-PC	IV-PC	IV-PC	IV-PC	IV-CC	IV-CC	IV-CC	IV-CC	IV-CC	II-1	II-2	II-2
(wt.%)													
SiO ₂	51.09	60.05	51.66	49.60	51.90	62.97	59.99	60.06	55.76	62.45	49.98	55.03	54.57
TiO ₂	0.90	0.72	0.98	0.94	0.95	0.51	0.57	0.53	0.65	0.51	0.89	0.57	0.55
Al ₂ O ₃	19.08	16.85	16.98	18.97	18.49	16.33	17.41	17.64	18.22	16.38	18.02	19.32	19.20
FeO _t	9.11	6.62	9.19	9.53	9.11	5.15	6.22	5.88	7.58	5.07	9.61	7.11	7.63
MnO	0.18	0.14	0.18	0.18	0.18	0.12	0.14	0.13	0.17	0.12	0.18	0.17	0.17
MgO	4.72	3.13	6.17	5.06	4.79	2.28	2.97	2.92	3.70	2.27	6.05	3.96	3.92
CaO	9.62	6.69	9.82	10.30	9.78	5.45	6.87	6.63	8.56	5.57	10.53	8.42	8.53
Na ₂ O	2.43	2.91	2.20	2.23	3.14	3.02	2.85	2.85	2.62	3.15	2.31	2.81	2.78
K ₂ O	1.19	1.90	0.91	1.08	1.20	2.17	1.73	1.84	1.39	2.17	0.69	0.97	1.09
P ₂ O ₅	0.24	0.13	0.16	0.25	0.25	0.13	0.14	0.16	0.15	0.14	0.12	0.18	0.19
Total	98.56	99.14	98.25	98.14	99.15	98.25	99.06	98.64	98.80	97.83	98.38	98.54	98.63
(ppm)													
Sc	29.4	23.4	37.1	30.5	24.6	13.6	11.8	18.1	18.3	10.2	-	17.1	23.1
Sc(x)	26	21	35	30	29	13	15	14	20	15	25	19	14
V(x)	248	166	280	263	247	86	107	118	149	91	196	138	118
Cr	21	16	102	24	27	10	13	11	9	10	76	13	14
Cr(x)	30.7	18.3	35.0	32.1	29.3	13.6	18.5	17.4	24.3	13.9	36.1	23.7	25.3
Co	27	18	33	27	27	13	16	16	21	13	29	24	18
Co(x)	8.9	8.2	23.7	9.8	6.7	3.3	5.0	3.6	5.8	2.4	21.5	5.4	6.2
Ni	8	9	24	12	11	5	7	6	6	7	19	7	6
Ni(x)	42	19	42	30	32	11	15	13	24	11	35	25	29
Cu(x)	55	42	52	56	36	43	20	17	45	23	34	51	66
Zn	89	63	79	82	81	52	54	56	62	51	59	56	63
Zn(x)	31.2	48.2	24.2	26.4	29.2	67.8	49.3	53.0	35.2	67.2	15.1	23.6	26.1
Rb	32	48	23	25	29	65	48	53	35	62	13	24	20
Rb(x)	408.0	275.6	321.8	402.7	402.3	289.8	332.5	352.4	347.7	315.4	-	391.7	369.9
Sr	396	274	313	406	390	277	319	336	356	282	224	366	264
Y	19.6	22.6	25.9	18.5	20.4	19.7	19.7	18.8	17.5	21.0	12.0	20.5	20.0
Y(x)	20	23	25	20	20	18	18	19	16	19	13	19	16
Zr	55.1	97.0	68.3	48.8	54.3	112.5	83.4	88.2	60.6	110.5	39.4	60.1	70.6
Zr(x)	47	99	66	41	46	99	77	84	55	93	23	48	46
Nb	2.2	3.3	2.1	2.1	1.8	3.8	2.5	2.7	1.4	3.3	0.5	2.7	1.8
Nb(x)	5	5	6	5	7	5	5	5	5	6	5	5	5
Nb(x)	1.24	2.21	1.04	1.11	1.31	3.40	2.33	2.65	0.27	3.14	0.34	0.42	0.45
Cs	183	366	134	192	213	418	338	355	261	403	98	239	163
Ba(x)	19.4	20.1	14.6	16.9	17.3	23.3	19.4	20.6	15.7	23.4	9.2	15.2	17.6



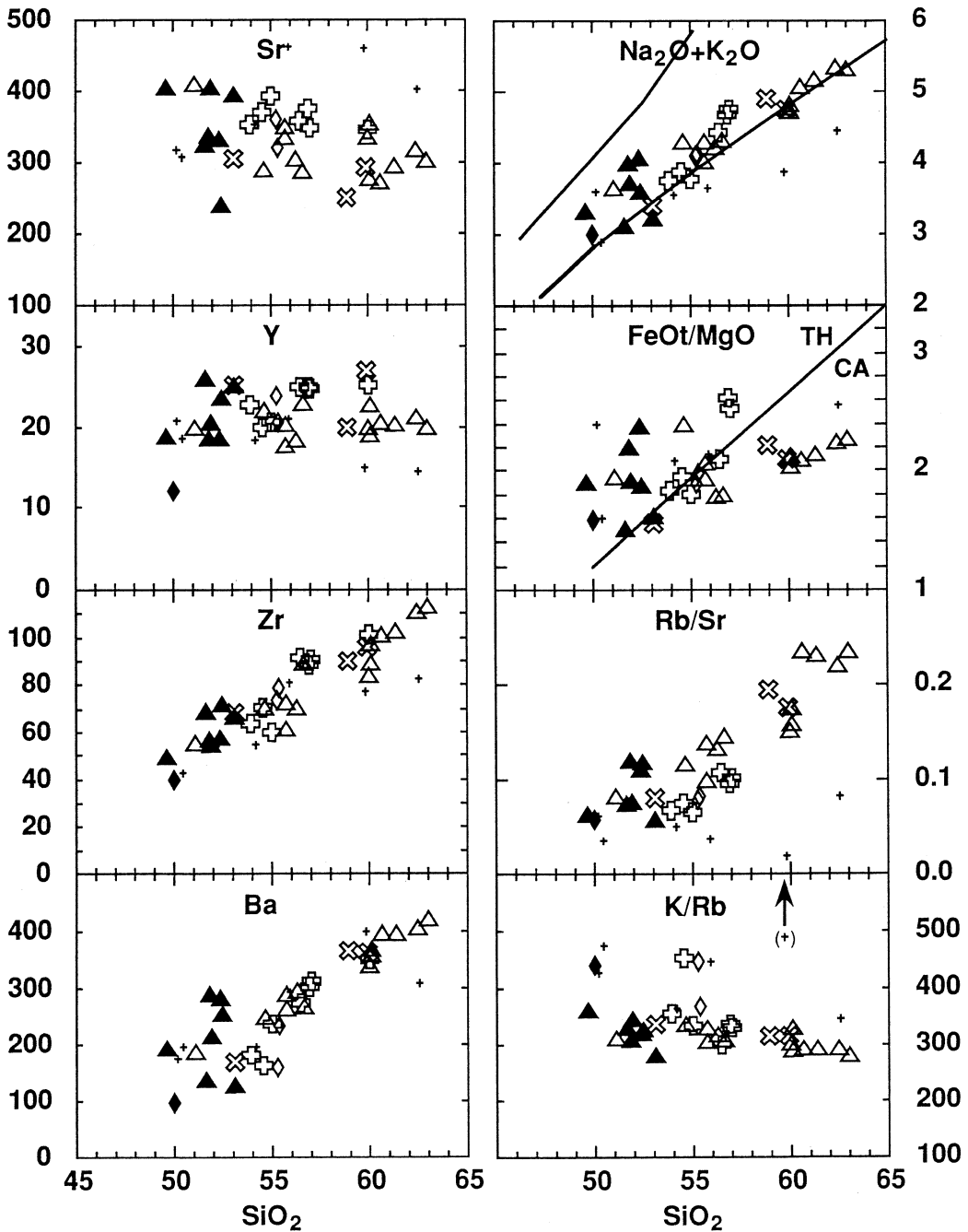
第3図 Harker diagrams showing major and trace element contents of volcanic rocks from Myoko, Kurohime, and Iizuna volcanoes. Symbols are the same as those in Fig. 1.

(p.56-58) 第3表 Chemical compositions of volcanic samples from Myoko, Kurohime and Iizuna volcanoes.

Locality numbers, geologic units, and stage names are taken from Hayatsu¹⁴⁾ and from Table 1 with the same abbreviations as in Table 2. FeOt = total iron as FeO. Trace element names followed by (x) show XRF data; others are those by photon-activation analyses. - not determined.



第3图 (continued).



第3图 (continued).

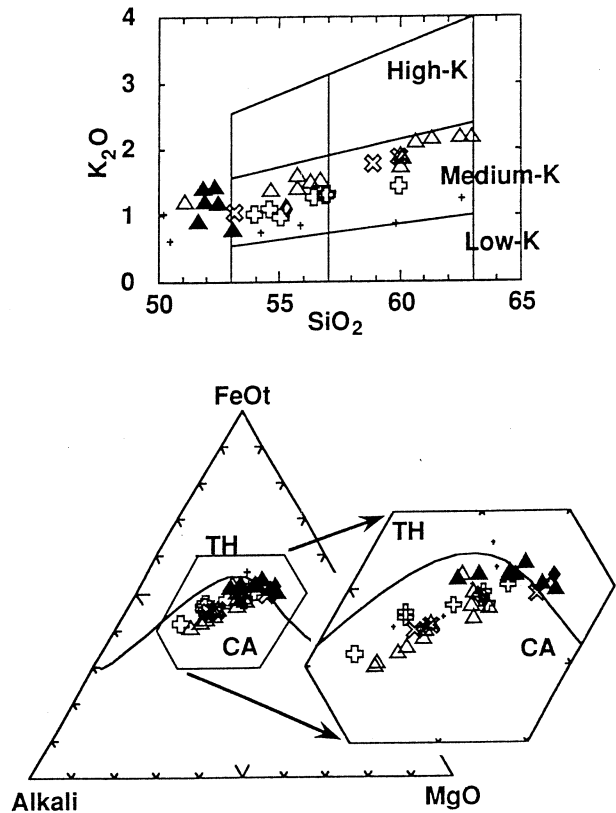
The boundaries between alkali rock series (top), high-alumina rock series (middle) and tholeiitic rocks series (bottom) in Na₂O+K₂O vs. SiO₂ plot is taken from Kuno³². The boundary between tholeiitic rock series (TH) and calc-alkaline rock series (CA) is taken from Miyashiro³³.

示す。同じ火山では活動期の異なる噴出物間の違いは明瞭ではないし、岩石タイプごとの違いもはっきりしない。

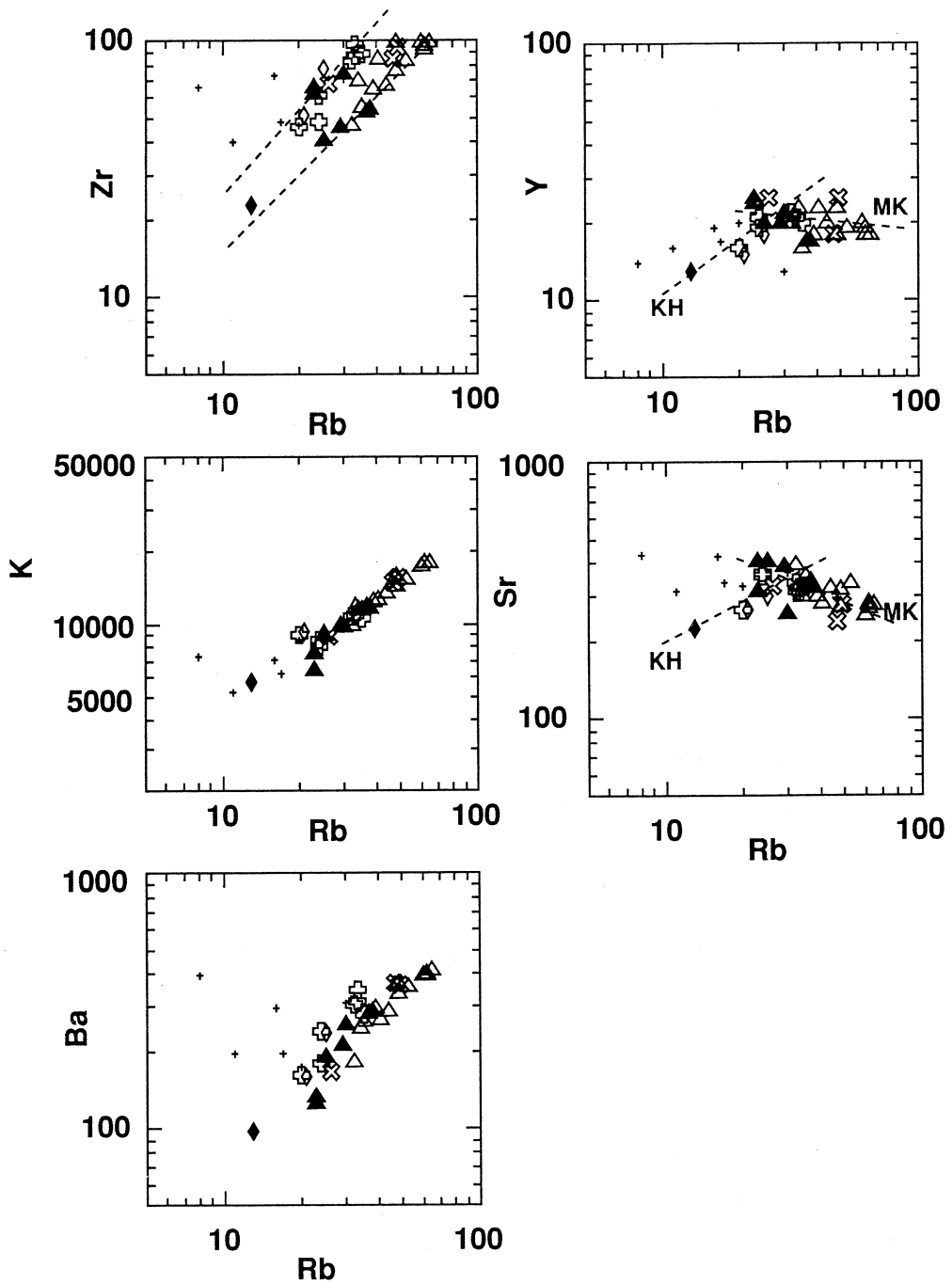
アルカリ-シリカ図では妙高、黒姫の多くの試料が、Kuno³²⁾の高アルミナ玄武岩系列の領域に落ち、飯縄の試料と一部の妙高、黒姫試料がソレタイトの領域ないし2つの領域の境界に落ちる(第3図)。FeOt/MgO比をSiO₂に対してプロットした都城図ではH岩系R型安山岩はカルクアルカリ岩の領域に、P岩系N型玄武岩の多くはソレタイトの領域に、H岩系N型安山岩は2つの領域にまたがってプロットされた(第3図)。両図においてH岩系の試料(△, ◇, 中抜き×, 中抜き+)は、ばらつきの小さいトレンドを

成すものが多いが、P岩系の試料(▲, ◆)は、ばらつきが大きく、組成幅も狭いので、明瞭なトレンドを示さないか、H岩系とは異なるトレンドを示すように見える。AFM図でもP岩系N型玄武岩は全鉄に濃集する方にプロットし、H岩系の火山岩とは異なる領域にプロットする。従って妙高、黒姫においては一応、鉱物組成と化学組成の対応がついているが、P岩系の試料は典型的なソレタイト系列の火山岩とは異なる(第4図)。

東北本州弧を初めとして日本の火山においてP岩系とH岩系の両方の火山岩が産する場合は、化学組成でも明瞭な違いが認められ、それぞれソレタイト系列、カルクアルカリ系列に対応することが多い^{23, 24, 26, 29)}。しかし、P岩系(ソレタイト系列)の試料の中にはある一定のシリカ含有量におけるアルカリやK₂O, Rbなどのインコンパティブル元素の含有量がH岩系(カルクアルカリ系列)とほぼ同じか、それらのトレンドの延長上に来るものが認められ、



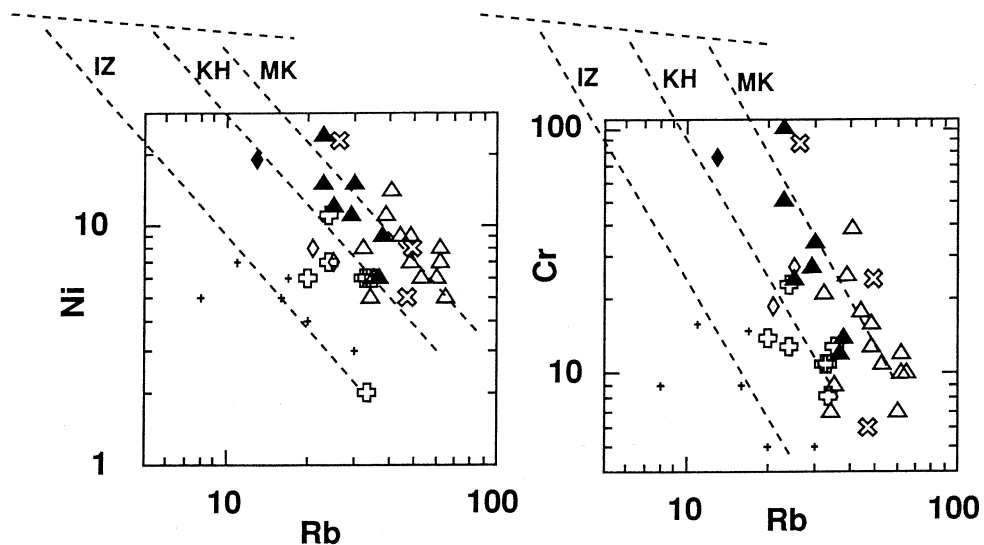
第4図 Plot of K₂O vs. SiO₂ and AFM diagram showing compositional trends of Myoko, Kurohime, and Iizuna lavas. Symbols are the same as those in Fig. 1.



第5図 Logarithmic plot of trace element against Rb for volcanic rocks from Myoko, Kurohime, and Iizuna volcanoes.

Symbols are the same as those in Fig. 1.

MK = Myoko, KH = Kurohime, IZ = Iizuna.



第5図 (continued).

subordinate tholeiite と呼ばれている^{24, 6)}。すなわちインコンパティブル元素の含有量はカルクアルカリ系列と同じであるが、シリカはあまり増加せずに FeO/MgO 比が急激に増加したり、鉄が濃集する分化トレンドを示すものである。妙高、黒姫の P 岩系の試料は、まさにこの subordinate tholeiite に相当する。これに対して飯縄の試料の多くは化学組成でもカルクアルカリ岩と区別ができるソレアイト系列の火山岩の特徴を示している。

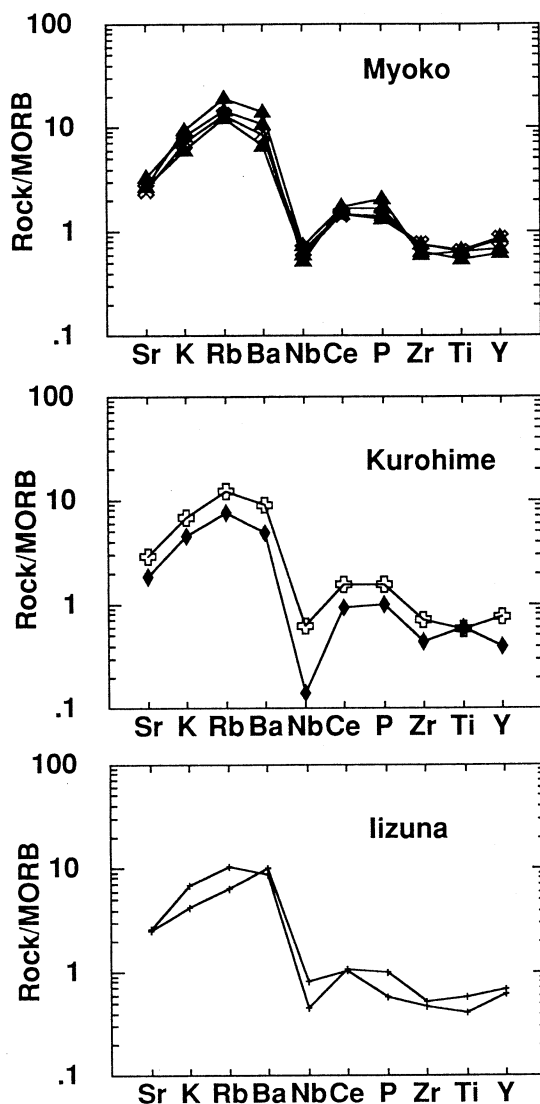
妙高火山群の P 岩系、N 型の比較的未分化な玄武岩は全て斑晶および微斑晶の斜長石を 20% 以上含んでおり、実際に斜長石のモードの多い試料（黒姫の H 岩系安山岩）の Al_2O_3 、Sr 含有量が高めに出る傾向があるので、斜長石の集積の可能性を否定できない。しかし、中性子放射化法で分析した妙高、黒姫の火山岩試料の希土類元素組成をコンドライトで規格化したパターンは Eu の正異常を示さない（西村³⁰⁾）。従って斜長石の集積は仮にあったとしても、火山岩の全岩化学組成を大きく変える程のものではなかったと推定できる。

微量元素組成を Rb 濃度に対して対数プロットした第 5 図でも P 岩系試料と H 岩系試料の違いは明瞭ではない。特に Rb に対して K をプロットした図ではほとんど全ての試料が一直線上に乗り、成因的には全ての試料が共通の始源物質から由来しており、部分融解や結晶分化作用の度合いが違うだけであることを示唆している。Rb に対して Zr をプロットした図ではある程度のばらつきが見られ、おおざっぱに見て 2 つのトレンドになるが、同じ岩系でも、同じ火山でも、さらに同じ活動期でも、このばらつきが見られることがある。Zr は完全にインコンパティブル元素として振る舞わず、ある程度、輝石などに取り込まれるので、分別相の比率の

違いなどが大きく効いているのかも知れない。

いくつかの対数プロット図では火山ごとに分化経路が異なることが明瞭に示されている。Ba, Zr, Ni, Cr などでは飯縄, 黒姫と妙高の試料はそれぞれ傾きの似たほぼ平行に近いトレンドを示すが, Sr, Y では傾きが異なったトレンドを示す。従って異なる火山間で結晶分化の分別相の組合せおよび量比が異なること, またマグマ混合が起こっているとすれば, 混合端成分が異なることが予想される。

Rb に対して Ni や Cr をプロットした図では Ni や Cr が減少していく分化トレンドが飯縄, 黒姫, 妙高の順で Rb 含有量が多い側にずれていくのが見られる(第5図)。この関係は Masuda and Aoki³¹⁾が東北日本弧の火山岩について, インコンパティブル元素の Th に対して Cr をプロットし, ソレアイト系列とカルクアルカリ系列の火山岩が異なる分化トレンドを示したのと, 基本的に同じ関係である。飯縄の火山岩は東北日本弧のソレアイトと似た特徴を示している。彼らはモデル計算の結果と比較して東北日本弧においてはソレアイト系列の初生マグマの方がマントル起源物質の部分融解の度合いが大きいと推論した。この関係を妙高火山群の3火山に当てはめ, 次章の初生マグマに関する推論を取り入れて,



第6図 MORB normalized plot of trace element compositions for basaltic lavas from the Myoko volcano group.

Myoko: MK009 (Kambazawa Scoria, Open x), MK0601 (Mitaharayama Lava), MK804-8 (Nishikawadani Scoria), and MK1601 (Nishikawadani Lava), Kurohime: KH0106 (Yamakuwayama Lava, Filled diamond), KH2203 (Shokurohime Lava, Open cross), Iizuna: IZ0202 (Nishizawa Lava), IZ1904 (Menosan Lava).

共通の起源物質由来と考えると、飯縄、黒姫、妙高の初生マグマの順でマントルかんらん岩の部分融解度が大きくなっていると推定できる。

MORB（中央海嶺玄武岩）で規格化した微量元素組成を妙高、黒姫、飯縄の玄武岩溶岩について描いた第6図では飯縄火山の一試料（IZ1904、瑪瑙山溶岩）を除いて、全てRbにピークを持つ似通ったパターンを示す。このパターンは、関与する固相の組合せや量比が著しく変わらない限り、部分融解の度合いや分別晶出の度合いが異なっても、基本的に同じである。従って、これらの溶岩は全て似通った起源物質に由来していると考えて差し支えないであろう。これらに対して、飯縄火山の瑪瑙山溶岩の微量元素パターンはSr-K-Rb-Ba部分がほとんど直線になり、Baにピークを持つ。明らかにパターンが異なることから、起源物質も他のマグマとは異なる可能性がある。飯縄、瑪瑙山溶岩のMORB規格化パターンは東北本州弧の火山フロント側の火山に産するソレライトに典型的に見られ、他の試料のパターンは東北日本弧のカルクアルカリ岩溶岩に典型的に見られる。

飯縄火山の安山岩試料には上記2種類のパターンの両方、さらにSr-K-Rb部分までが直線で、BaはRbと同じか少し多い中間的なパターンが見られる。

§ 5. 妙高火山群における初生マグマ

Kuno³⁴⁾は日本の火山岩の研究から高アルミナ玄武岩*がカルクアルカリ安山岩の親マグマであると提唱した。アリュージョンでもMarsh³⁵⁾が同じ結論に辿りついたが、彼が報告している高アルミナ玄武岩はかなり分化しており、マントルかんらん岩と平衡に存在する液を代表しえないことが問題である。彼は高アルミナ玄武岩がマントルかんらん岩の部分融解ではなく、沈み込む海洋スラブのエクロジャイトが部分融解して出来たと主張した。Marshの高アルミナ玄武岩試料を用いて溶融実験をしたBaker and Eggler³⁶⁾は、マントルかんらん岩の部分融解で出来た初生マグマが結晶分化作用を経て高アルミナ玄武岩マグマになった可能性も合わせて示唆した。日本の火山岩はマフィックな下部地殻の部分溶融によって生じたという説もある³⁷⁾。例外的に大きいマグマ噴出率で紹介したカムチャッカ半島のクルチェフスコイ火山の高アルミナ玄武岩は、別の時期に同じ火山から噴出した高マグネシア玄武岩から、かんらん石と普通輝石が分別晶出して生じたことがKersting & Arculus³⁸⁾によって説明されている。

この問題に関してはUto³⁹⁾が述べたように、より未分化な玄武岩マグマが、マフィック鉱物を主体として斜長石を欠く結晶分化作用を経て、Al₂O₃含有量を増やし、その結果として高ア

* 高アルミナ玄武岩=久城・荒牧・青木²⁾の高アルカリソレライトに相当する。

ルミナ玄武岩が生じるという考えが正しいと思われる。彼はソレアイトー高アルミナ玄武岩ーアルカリかんらん石玄武岩と一連のスペクトルを成す初生マグマの結晶分化においては、ソレアイトでは早く斜長石の晶出が始まるが、アルカリかんらん石玄武岩ではかなり遅くまで斜長石の晶出が押さえられて、 Al_2O_3 含有量が増すことを示した。また彼は斜長石の晶出時期の違いはおそらく初生マグマの水の含有量の違いによってコントロールされると考えた。

アリュージョンの平均的な高アルミナ玄武岩、Kuno⁴⁰⁾の典型的な高アルミナ玄武岩、さらにカムチャッカ半島のクルチュフスコイ火山の高アルミナ玄武岩の化学組成を妙高、黒姫、飯縄のP岩系N型玄武岩組成と合わせて第4表に示す。妙高火山群の玄武岩はアリュージョンやクルチュフスコイの高アルミナ玄武岩同様、ある程度の分化を受けている (mg-no. = 50-57, 第4表)。これに対してKuno⁴⁰⁾が中部日本や伊豆から選んだ高アルミナ玄武岩11個の平均値はmg-no. = 67で比較的未分化である。

本報告では妙高火山群の高アルミナ玄武岩はマントルかんらん岩の部分融解で生じた初生マグマが、高圧下において主にかんらん石と普通輝石を分別晶出して生じたという立場をとる。

§ 6. 妙高、黒姫火山におけるマグマの結晶分化深度と含水量

妙高火山群の中で最も未分化な高アルミナ玄武岩と組成が似ており、1気圧および高圧において水を含んだ溶融実験が行われた火山岩として、アリュージョンの高アルミナ玄武岩があげられる。Baker and Eggler^{36, 41)}は、Atka島の高アルミナ玄武岩AT-1の含水溶融実験の結果から、玄武岩から玄武岩質安山岩への組成変化は水をわずかに含んだマグマが中程度の圧力(～8 kb)の結晶分化作用で生じ、玄武岩質安山岩から安山岩ないしデイサイトへの組成変化は水を2%程度含んだマグマが地殻内のマグマ溜まり(2-5 kb)で結晶分化作用を起こして生じたと結論した。AT-1試料の一気圧、無水実験では1275°Cのリキダスに斜長石が出て(!)、1170°Cでかんらん石、1115°Cで単斜輝石が続いて晶出した。しかし酸素フュガシティーがNNOバッファー程度であると、斜方輝石も磁鉄鉱も晶出しない。これに対して水をいくらか含んだ2 kbの実験では斜方輝石と磁鉄鉱が単斜輝石の後に晶出した。また角閃石がリキダス付近で晶出するのは水を4.5%含む場合だけである。彼らの実験結果を元にして描いたDi-Or-Qz+Or擬3成分系相図では高圧(無水)になると斜長石ーかんらん石ー単斜輝石のコーテクティックが、かんらん石側に寄り、水を含んだ場合も同様にコーテクティックが少しかんらん石側に寄ることが示される(第7図)。またかんらん石から投影したDi-Pl-Qz+Or擬3成分系相図では高圧の効果によるコーテクティックの移動も含水効果(2-3% H₂O)による移動もほ

ほぼ同じであることが表わされている (第7図下)。

妙高, 黒姫火山岩のバルクの分析値をこの図に投影し, マグマ混合の効果の少ないP岩系

第4表 Comparison of high-alumina basalt compositions.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Sample	MK804-8 XRF	MK1000-1 XRF	KH0106 XRF	IZ0202 XRF	Avg-HAB Avg of 11	AT-1 EPMA	AT-1 Wet Chem	AT-1-PM Calculated	K-231 XRF	K-15 XRF
Locality	Myoko	Myoko	Kurohime	Iizuna	Izu & Honshu	Atka	Atka	Atka	Klyuchevskoy	
	(wt.%)									
SiO ₂	51.66	49.60	49.98	50.22	50.19	49.89	49.80	48.90	53.31	53.14
TiO ₂	0.98	0.94	0.89	0.87	0.75	1.02	0.96	0.91	1.16	0.86
Al ₂ O ₃	16.98	18.97	18.02	19.84	17.58	19.43	20.12	18.00	18.14	14.46
Fe ₂ O ₃	—	—	—	—	—	—	4.36	3.93	—	—
FeO	9.19	9.53	9.61	9.70	7.19	9.45	5.51	6.41	8.25	8.05
MnO	0.18	0.18	0.18	0.19	0.25	0.28	0.18	—	0.15	0.17
MgO	6.17	5.06	6.05	4.06	7.39	4.79	4.72	9.17	4.37	9.27
CaO	9.82	10.30	10.53	9.85	10.50	9.17	9.66	8.68	8.08	9.32
Na ₂ O	2.20	2.23	2.31	2.57	2.75	3.39	3.71	3.33	3.63	2.74
K ₂ O	0.91	1.08	0.69	1.03	0.40	0.76	0.78	0.67	1.21	0.88
P ₂ O ₅	0.16	0.25	0.12	0.12	0.75	—	0.23	—	0.21	0.13
Total	98.25	98.14	98.38	98.45	97.75	98.18	100.03	100.00	98.51	99.02
mg-no.	57	51	55	55	67	50	50	65	51	70
	(vol.%)									
Pl	22.4	27.1	39.6	40.7	—	29.4	—	—	+++	—
Ol	6.6	4.5	3.5	2.8	—	3.0	—	—	++	++
Aug	10.4	2.6	9.1	2.5	—	—	—	—	++	++
Opx	0.8	—	0.3	—	—	—	—	—	++	—
Mt	0.3	1.0	0.2	0.9	—	0.9	—	—	—	—
Gm	59.5	64.8	47.3	53.1	—	66.7	—	—	++++	++++

1-4 High-alumina basalts from Myoko, Kurohime, and Iizuna volcanoes

5 Average of 11 high-alumina basalts from Izu and central Honshu Kuno³²⁾

6 Atka high-alumina basalt used for Baker and Eggler's³⁶⁾ melting experiment (Microprobe analysis).

7 ditto, wet chemical analysis

8 Calculated primary melt of AT-1 (Baker and Eggler³⁶⁾)

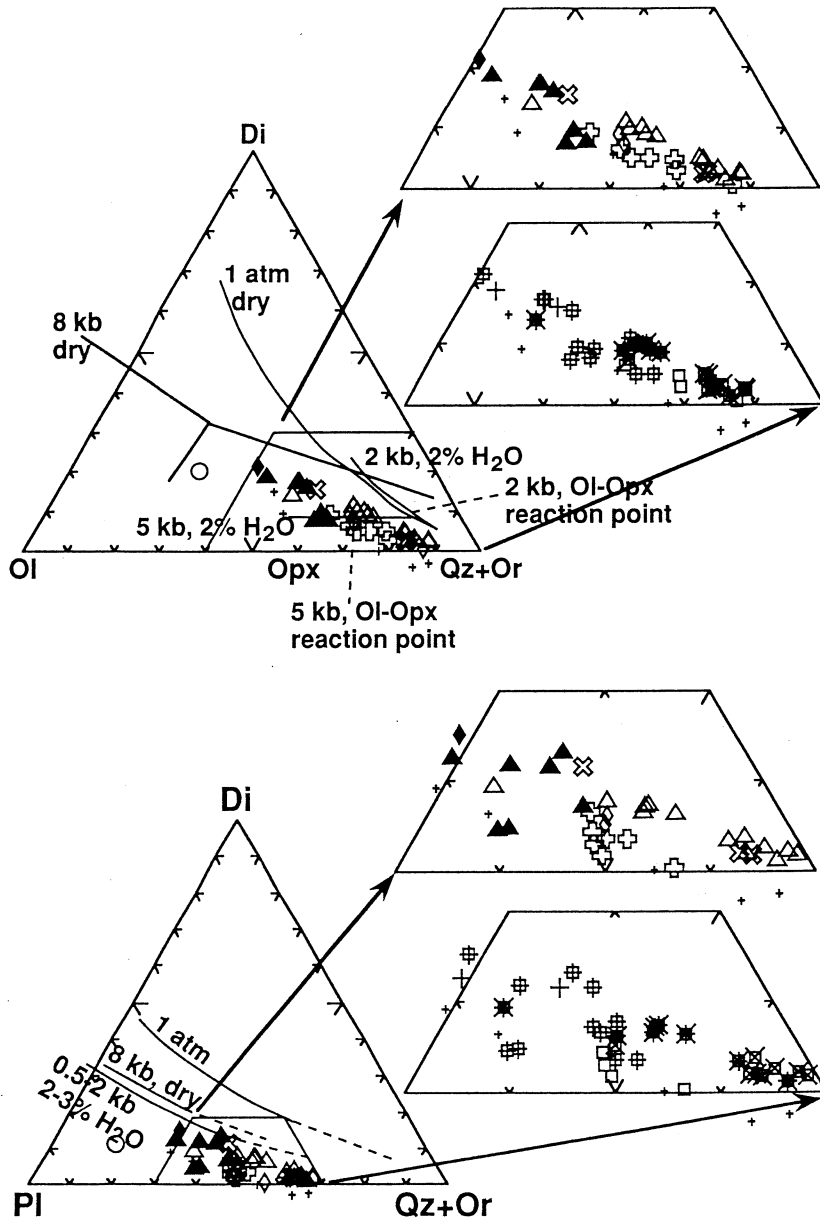
9 High-alumina basalt from Klyuchevskoy (Kersting and Arculus³⁸⁾)

10 High-magnesia basalt from Klyuchevskoy (ditto)

When Fe₂O₃ is blank, FeO represents total iron as FeO.

mg-no. = $100 \times \text{Mg} / (\text{Mg} + \text{Fe}^{2+})$ where Fe²⁺ is assumed to be $0.9 \times (\text{total Fe})$

Modal contents of phenocryst phases are not available for Klyuchevskoy lavas; only their relative abundance or absence are shown by + or -.

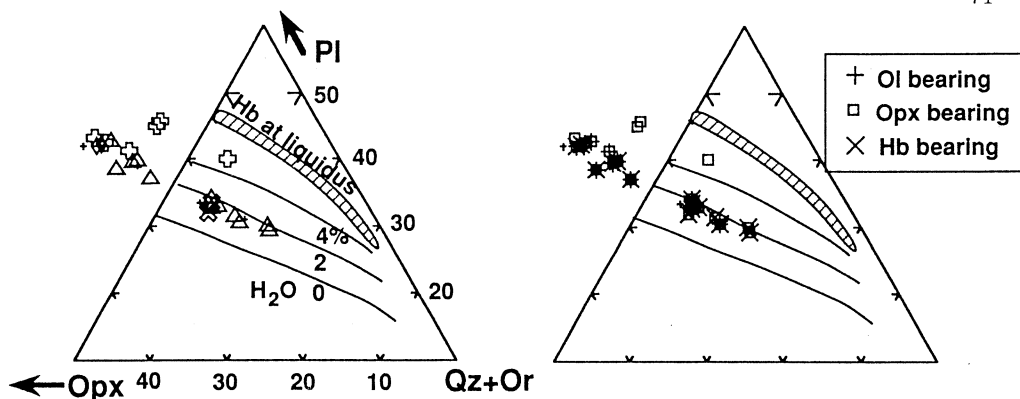


第7图 Pseudoternary projections after Baker and Egger^{36, 41)}. A: Plag+Mt projection of Myoko and Kurohime bulk rock compositions, B: Di+Mt projection. Liquid line of multiple saturations (LLMS) determined from experimental data are drawn for 1atm & dry, 8 kb & dry, 2kb & 2% H₂O, and 5kb & 2% H₂O. Ferric/Ferrous ratios of Myoko and Kurohime volcanic samples were recalculated for the condition of T=1150 °C and NNO oxygen buffer. ○=AT-1 basalt from Atka. Top enlargement uses the same symbols as in Fig. 1. Symbols in the bottom enlargement are: += olivine bearing rocks, □= orthopyroxene bearing rocks, ×= hornblende bearing rocks, small += Volcanic rocks from Iizuna.

N型玄武岩やH岩系N型安山岩について、特に斑晶鉱物に斜方輝石が出るかどうかに着目して結晶分化の物理条件を検討した。Di-Or-Qz+Or 擬3成分系相図では妙高、黒姫の火山岩組成はAT-1試料と比べるとよりQz+Or頂点に近い側で、2% H₂O、5 kbのコーテクティックに沿うか、それより少し一気圧無水のコーテクティックに近い側にトレンドを作る。かんらん石、斜方輝石、斜長石を斑晶に含む妙高、黒姫火山岩の多く（H岩系N型安山岩）は2% H₂O、5 kbにおけるかんらん石-斜方輝石反応点よりも右側にプロットされるので、この条件における相境界と調和的であるが、同じ斑晶組合せの火山岩のいくつか（P岩系N型玄武岩の一部）はかんらん石-斜方輝石反応点よりも左側、すなわち高压側にプロットされている。従ってこれらの岩石は、2% H₂O、5 kbより少し高压で結晶分化を起こしたと予想される。この図のさらに左の少し上側にも斜長石、かんらん石に加えて斜方輝石を含む岩石が3つあるが、これらの斜方輝石は岩石記載の項でも説明したように単斜輝石の反応縁によって完全に囲まれている。この観察事実は、より高压無水のかんらん石-斜方輝石反応点に近い条件で、斜長石やかんらん石といっしょに晶出した斜方輝石が、マグマの上昇に伴ってやや低压で比較的水を含む条件に変わり、単斜輝石の安定領域に入ったために、反応して単斜輝石の反応縁が形成したと解釈できる。Di-Pl-Qz+Or 擬3成分系相図においては妙高、黒姫の火山岩組成は、全て8 kb & dryないし0.5-2 kb & 2-3% H₂Oのかんらん石-斜長石-普通輝石コーテクティックより斜長石頂点側にプロットし、圧力効果、水の効果のいずれか、あるいは両方が大きいことがわかる。

以上の推論から、妙高火山群の火山岩の化学組成変化の大部分は地殻内部に相当する圧力下で、ある程度水を含んだマグマが結晶分化を起こして生じたと結論できる。5 kbという深さの推定値は上部地殻と下部地殻の境を成すコンラッド面と考えて差し支えないであろう。

妙高、黒姫安山岩の含水量を推定する目的で、組成をディオプサイド+磁鉄鉱からPlag-Opx-Qz+Or面に投影した（第8図）。投影図にはMerzbacher & Eggler⁴²⁾が実験データなどから求めた含水量が0%、2%、4%の斜方輝石+斜長石“コーテクティック”と角閃石がリキダスに出現すると予想されるメルトの組成範囲も合わせて描いた。斑状な安山岩のバルク組成をプロットしているので、妙高、黒姫の火山岩の含水量の絶対値を求めるほどの精度はないが、図から相対的な含水量を見積もることは可能である。図で斜長石と斜方輝石（+普通輝石）（±角閃石）を斑晶に持つ（下図、□あるいは□と×が合わさったもの）H岩系N型安山岩（上図、中抜き+及び×）に着目して組成を比べると、黒姫の安山岩の方が妙高の安山岩より含水量が大きい組成側にプロットされる。図中で比較した黒姫火山の安山岩は角閃石を含



第8図 Bulk compositions of Myoko and Kurohime samples projected from diopside and magnetite onto part of Plag - Opx - Qz + Or plane. Orthopyroxene-Plagioclase cotectics for melt H₂O contents of 0%, 2% and 4% are drawn after Merzbacher and Eggler⁴²⁾. The dashed area indicates melt compositions estimated to crystallize amphibole. Ferric/Ferrous ratios of Myoko and Kurohime volcanic samples were recalculated for the condition of T=1150 °C and NNO oxygen buffer. Symbols are the same as in Fig. 6.

まないが、妙高火山の安山岩は角閃石を含むことを考えると、この結果は逆説的である。斑晶角閃石の晶出は斜長石、斜方輝石より後で、より低温になってから起こっていると考えられるので、少なくとも妙高、黒姫いずれの安山岩においても角閃石がリキダスで晶出するほど含水量が多くなかった、すなわち4%以上も水を含んでいなかったと考えて間違いはない。従って第7図の相図で結晶分化の圧力を見積もった時に2%の含水量のメルトの2 kb及び5 kbのコーテクティックと比較したが、2%の含水量の推定は妥当であったと思われる。

黒姫の安山岩と比べて含水量が少ない妙高の安山岩で角閃石が晶出していることは、妙高の安山岩マグマが角閃石の晶出に至るまで、温度が低下したことを示唆する。第8図においてマグマ混合の可能性がある妙高のH岩系R型安山岩(上図, △, 下図, □と×が合わさったもの)は同じ妙高の角閃石含有H岩系N型安山岩よりさらに右下のQz+Or成分側にも、すなわちより分化した方にもプロットされるので、混合のフェルシック端成分は図のさらに右下側のQz+Or成分に富み、水をより多く含む組成で代表されると思われる。

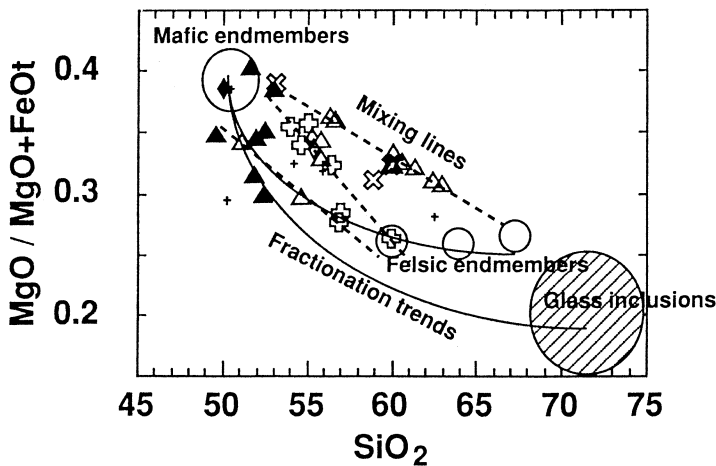
アリューシャンの高アルミナ玄武岩の分化と妙高火山群の高アルミナ玄武岩の分化の最大の違いは黒姫、飯縄、とりわけ妙高の安山岩には普遍的に角閃石が見られるが、Atka島の安山岩には含水鉱物が全く見られないことである。定性的には妙高安山岩はAtkaに比べて、より水を多く含むか結晶分化の温度が低いかのいずれかである。上記の考察からは、妙高においては、Atkaより低温になるまで結晶分化が進んだこと、さらに結晶分化が進んだより低温のフェルシックマグマがマグマ混合の混合端成分になっている可能性があることが結論できる。

§ 7. 妙高火山群, R 型安山岩のフェルシック混合端成分の推定

混合端成分であるフェルシックマグマを代表すると思われる候補は2つある。石基が不均質な安山岩には、石英パッチ状で、輝石、鉄チタン鉱物に乏しく、顕微鏡下でより明るく見える部分がある。これは斜長石、シリカ鉱物、カリ長石などに富むフェルシックマグマが完全に混ざりきらずに残った部分である可能性がある。もう一つは R 型安山岩に多く見られる斜長石斑晶中のガラス包有物である。隠微晶質の鉱物の集合体から成るいわゆる汚濁帯とは異なり、より粒度が大きい淡褐色ないし透明のガラスがまばらに斜長石中に包有されているものである。前者の化学組成は今のところ得られていないが、後者のガラス包有物については Arculus⁴³⁾の報告がある。彼は Sakuyama²⁾の妙高火山の H 岩系 R 型安山岩の斜長石斑晶中のガラス包有物を分析して $\text{SiO}_2 = 68\text{-}75\%$, $\text{MgO}/(\text{MgO} + \text{FeOt}) = 0.15\text{-}0.25$ という分析値を得た (第 9 図)。報告されたこれらの組成は確かに混合トレンドのフェルシック側延長線に来る。

間接的な方法では Sakuyama²⁾が妙高と黒姫の火山岩の分析値を $\text{MgO}/(\text{MgO} + \text{FeOt})$ 対 SiO_2 図にプロットして考察したように、N 型の火山岩試料のトレンドと R 型の火山岩試料のトレンドを比較して求めることが可能である。彼は R 型安山岩の混合トレンドをフェルシック側に延長し、N 型玄武岩-安山岩の結晶分化トレンドと交わる点をフェルシック混合端成分とした (第 9 図)。この方法で求められる端成分はいくつかあり、Sakuyama²⁾は SiO_2 で 60% から 70% までの組成幅のものを 3 つ示している。しかし、そのような組成のマグマは地表に噴出した火山岩としては見つかっていない。

果たして、シリカ 70% 以上の非常に高粘性の "マグマ" が物理的にマフィック混合端成分の



第 9 図 Diagram showing possible mixing trends among volcanic rocks from Myoko volcano group.

玄武岩マグマと混じり得るかどうかは検討する必要がある。混合が非常に短時間に起こるのならば、“mingling”が起こるだけで、フェルシック混合端成分は引き延ばされて、縞状軽石状になるだけであろう。“mixing”によって均質な組成の混合生成物が出来る為には、フェルシック混合端成分が十分低粘性になれるだけ暖められる時間が経過したと推測される。

フェルシック混合端成分マグマはどのようなマグマの結晶分化生成物かという問題も完全には解決されていない。候補として考えられるのは、P岩系N型の玄武岩マグマの分化物か、全く異なる起源の親マグマの分化物のいずれかである。微量元素、特にインコンパティブル元素の比はN型マグマもR型マグマもあまり異ならないので、少なくともフェルシック混合端成分もまた、著しく異なった微量元素比をもったものではないことが推定できる。従って、本研究で得られたデータからは、フェルシック混合端成分がP岩系N型の未分化玄武岩の結晶分化で出来たというSakuyama²⁾の結論は否定できない。さらに玄武岩マグマを熱源として地殻物質が部分熔融を起こして出来た液がフェルシック混合端成分になる可能性も考えられる。しかしながら、この仮説を検証できる岩石試料の入手が困難なので、本論では検討していない。

Sakuyama²⁾は妙高、黒姫火山岩のR型溶岩はN型溶岩の親マグマと娘マグマ間のインターナル・ミキシングの結果出来たと主張し、さらにその議論を拡大し、日本の火山岩のP岩系溶岩、H岩系溶岩も同様の機構で出来た可能性を示した。東北本州弧でP岩系（ソレライト）とH岩系（カルクアルカリ）の両系列のマグマが活動している火山では、地球化学的な性質が異なることが多く⁶⁾、H岩系マグマは必ずしもインターナル・ミキシング説によって説明できるとは限らない。本報告では鉱物組成の分析を行わなかったため、観察される斑晶鉱物の結晶分化作用によってP岩系N型の玄武岩マグマからフェルシック混合端成分が作れるかどうか検討していない。ソレライトと高アルミナ玄武岩の2系列のマグマが観察される飯縄火山では化学組成の項における議論で起源物質が異なることが予想されたので、インターナル・ミキシング説が成り立たない場合があると思われる。妙高、黒姫の場合については今後、斑晶鉱物の分析をして結晶分化およびマグマ混合のモデル計算を試みるのが、非常に重要である。

マグマ混合の物理過程のモデルについては最近数多くの実験結果が得られ、かなり理解が進んできたが、岩石学的な観察事実を全て説明できるまでには至っていない。地球物理学的な観測による地殻浅部のマグマ溜まりの存在を含めた噴火モデルの確立も本報告のような岩石学的な観察事実を説明する為には重要である。また直接、混合端成分を求める試みとして、上述した石基部分を分離して分析することやガラス包有物を分析することも、重要な課題であろう。

§ 8. 妙高火山群, R 型安山岩のマフィック混合端成分の推定

岩石記載や化学組成の項で検討した結果を見ると, R 型安山岩のマフィック混合端成分は P 岩系 N 型玄武岩の中で未分化なもの (第 4 表) で間違いないと思われる。本研究で求められた岩石の組成変化を見ても, Sakuyama²⁾ が妙高と黒姫の火山岩の分析値を $MgO / (MgO + FeOt)$ 対 SiO_2 図にプロットしたもの (第 9 図) を見ても, 推定されるマフィック混合端成分には余り大きな組成幅は見られない。

さらに分化した P 岩系 N 型玄武岩は混合端成分にはなり得ない。Sakuyama²⁾ が EPMA で分析した妙高第Ⅲ期の三田原山溶岩, 第Ⅳ期の西川谷溶岩, 黒姫第Ⅱ期の山桑山溶岩などに含まれるかんらん石斑晶は全て $Fo_{60.65}$ 程度であるのに対して, H 岩系 R 型安山岩, 例えば妙高第Ⅳ期の赤倉火砕流堆積物や大田切川火砕流堆積物の本質岩片に含まれるかんらん石は $Fo_{70.75}$ のものが多い。本研究で分析した試料は Sakuyama²⁾ のものと全く同一ではないし, 鉱物分析も行っていないが, マフィック混合端成分に成りうる玄武岩はもう少し MgO , Ni , Cr などに富み, かんらん石の Fo 成分も多かったと予想される。

マフィック混合端成分の直接的な証拠として Sakuyama^{1, 2)} は玄武岩マグマが急冷して生じたと考えられる "basaltic groundmass" をあげている。それは急冷を示す細長く伸びた斜長石やかんらん石, 普通輝石などの鉱物の間にガラスが含まれる組織を示す。しかしながら, そのような包有物は今回分析し岩石記載をした試料の中には見い出せなかった。

§ 9. マグマ組成の時間変化

層序がよく分かっている妙高火山第Ⅲ活動期, 第Ⅳ活動期, および黒姫火山第Ⅱ活動期, 第Ⅲ活動期の噴出物について, マグマ組成が時間と共に, 火山体の発達に伴って, どのように変化していったかを調べた。第 10 図に層序に対して上記噴出物のいくつかの元素の含有量をプロットした。早津¹⁴⁾ が述べたように, 妙高火山第Ⅲ活動期, 第Ⅳ活動期においては, 火山活動の推移に関しては明瞭なパターンが認められる。すなわち各活動期前半に N 型マグマ, 後半に R 型マグマが産出している。さらに早津¹⁴⁾ は例外として取り扱ったが, 両活動期共に休止期の後には玄武岩マグマに伴う R 型マグマが噴出している。

火山体の発達と関連させてもう少し詳しく見ると, P 岩系 N 型の玄武岩マグマが噴出しているのは, 成層火山体形成期である。噴出物の体積も, マグマ噴出率も, かなり大きかったと思われる。さらに玄武岩マグマが主に噴出していることが大きな特徴である。妙高火山第Ⅲ活動期の三田原山溶岩, 第Ⅳ活動期の西川谷溶岩がこの時期に対応する。その後, 火山体が崩壊

するか、カルデラが形成した後に、火砕流によってH岩系R型安山岩が噴出した。第Ⅲ活動期には深沢火砕流堆積物、第Ⅳ活動期には赤倉火砕流堆積物とそれに続く妙高山溶岩流、燕溶岩流、さらに1600年程の間隙をおいた後に活動した大田切川火砕流堆積物がこれに対応する。この時期はマグマの噴出量もマグマ噴出率も低かったと思われる、噴出したマグマの組成も安山岩質のものだけである。

妙高火山に比べると黒姫火山の第Ⅱ活動期、第Ⅲ活動期のマグマの活動は様相が異なる。妙高同様、層序に対して噴出物のいくつかの元素の含有量をプロットした第10図において、各元素の含有量で単調増加、単調減少のトレンドが見られる。全ての溶岩の分析をしていないので、実際にはもう少し複雑なトレンドが現れるかも知れないが、全体の傾向を見るには十分である。第Ⅱ活動期では最初にP岩系N型玄武岩が流出し、その後はH岩系N型安山岩が噴出し、時間と共にマグマの組成がシリカやインコンパティブル元素に富み、MgO、Ni、Crなどに乏しくなる傾向を示す。玄武岩は第Ⅱ活動期中の第1期に含まれる山桑山溶岩のみで、現在分析された黒姫火山の試料の中で最も未分化な組成を代表する。続いて流出した安山岩で分析したのは第2期の苗名滝溶岩、その上位に重なる駒ヶ滝溶岩、最後に第3期の噴出物の関川溶岩である。関川溶岩はかなり分化している($\text{SiO}_2 = 60\%$, $\text{MgO} < 2\%$)が、混合の証拠が見られないN型溶岩である。

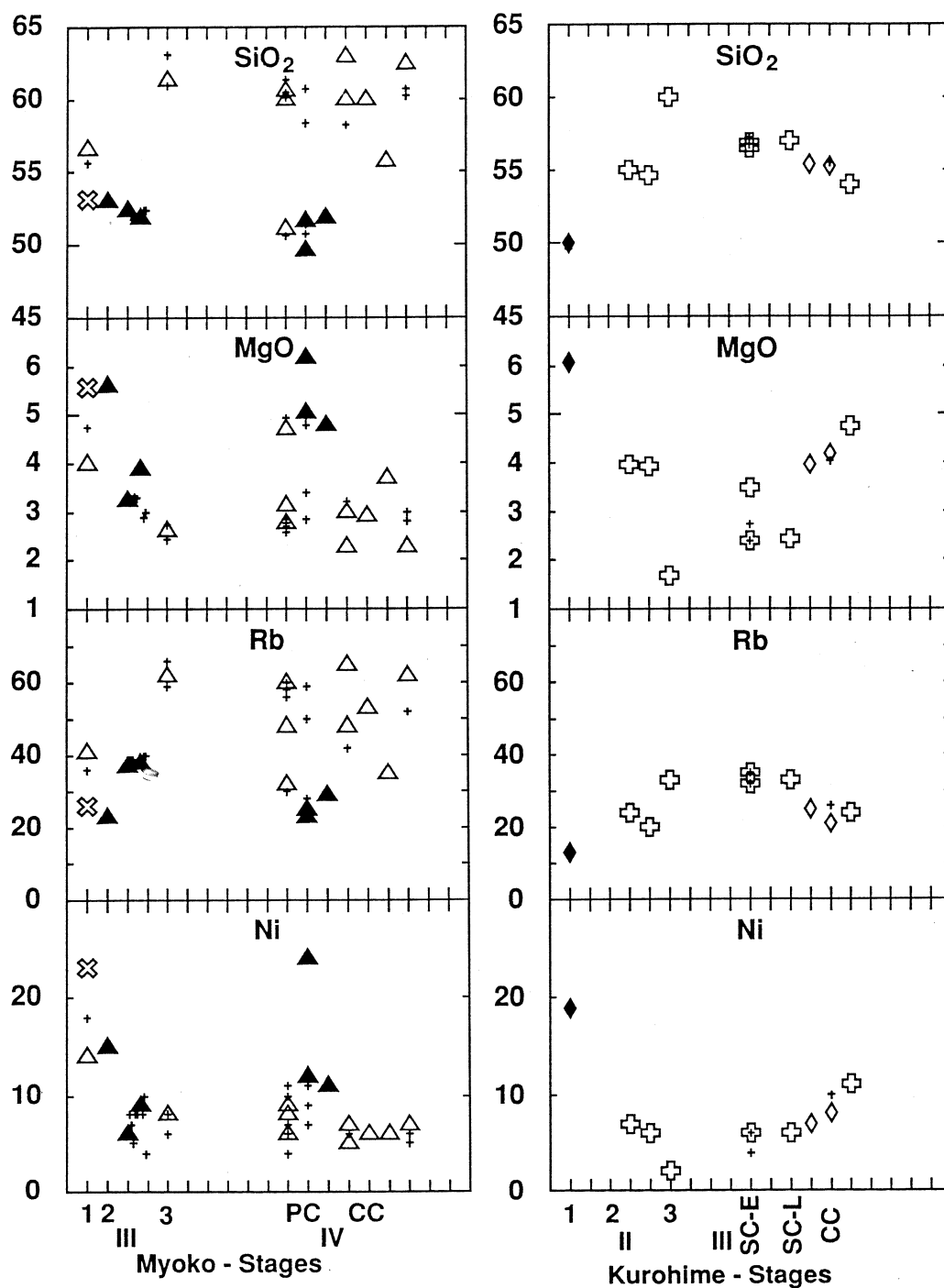
黒姫の第Ⅱ活動期に対して、第Ⅲ活動期の分析試料中にはP岩系に属するものはなく、全てH岩系に属する。また玄武岩は見られず全て安山岩である。分析試料は5つで噴出時期で見ると、最初の2つと最後の溶岩がN型、その間に流出した溶岩がR型である(第2表)。第Ⅱ活動期噴出物の化学組成で注目すべき点は、時間と共にシリカやインコンパティブル元素が減少し、MgO、Ni、Crなどのコンパティブル元素が増加することである。これはマグマの結晶分化作用で期待されるトレンドと逆である。前に噴出したマグマより未分化なマグマが、次に噴出するのならば、未分化なマグマがマグマ溜まりに注入され、マグマ混合が起こることが予想されるが、マグマ混合を示唆するR型マグマは第Ⅲ期の成層火山形成期後期(図中、ⅢSC-L)の最後に近い唐沢溶岩と、カルデラ形成後の中央火口丘形成期(図中、ⅢCC)の巢鷹山溶岩だけで、一番最後に流出した小黑姫溶岩は、N型の岩石学的特徴を示し、混合の証拠は見られない。この小黑姫溶岩は第Ⅲ期噴出物の分析試料中、最も未分化である。黒姫火山溶岩は前項で考察したように妙高溶岩よりおそらく高温であり、さらにマグマの噴出率、言い換えれば、マグマの供給率も大きいので、時間に対してこのように異なる組成変化を示すのかも知れない。このことについては後述する。

飯縄の第Ⅱ活動期では、まず成層火山形成期前期にP岩系N型玄武岩が流出し（西沢溶岩、瑪瑙山溶岩）、成層火山形成期中期にH岩系N型安山岩（飯縄山溶岩）、成層火山形成期後期にH岩系R型安山岩ブロックを含む諸沢火砕流が噴出した。この間、噴出物のシリカ含有量は活動期とともに増加した。その後、カルデラ形成を挟んで溶岩円頂丘形成期になり、P岩系N型玄武岩質安山岩の笠山溶岩流やH岩系R型安山岩の怪無山溶岩などを流出している。化学組成の項で説明したように飯縄火山ではソレアイトの特徴を持つマグマと高アルミナ玄武岩の特徴を持つマグマの両方が活動しており、両者の中間的な組成のものも認められる。成層火山形成期前期には主にソレアイト系列のマグマが噴出しているが、西沢溶岩試料の一つ、IZ0202が第6図で示したように、Rbにピークを持ち、妙高や黒姫の高アルミナ玄武岩と似たMORB規格化パターンを示す。この試料は採取地点の再確認を含めて、検討が必要である。この試料以外で明らかにソレアイトとは異なる微量元素組成の特徴を示すのは溶岩円頂丘形成期に流出した溶岩（本報告で分析したものでは怪無山溶岩試料IZ352）である。

以上のように、妙高火山群におけるマグマ組成の時間的変化にはある程度規則性があることが明らかになった。早津の提唱する多世代火山においては、一つの活動期は一つの火山体の成長、崩壊に対応するが、成層火山体が成長する時期には、混合の証拠を示さないN型のマグマ、それも多くの場合P岩系の玄武岩が活動している。火山体の成長過程においてカルデラが形成した場合は、形成後、混合の証拠を示すR型のマグマ、多くの場合、H岩系の安山岩が活動していることがわかった。

Yanagi and Ishizaka⁴⁾は飯縄、黒姫、妙高の各活動期にほぼ対応する volcanic step を定義した。彼らに従えば、各ステップ内では時間と共にKやRbの含有量が増加し、その後、急激に減少して次のステップに入り、また増加するという“鋸の歯”状変化が見られる。これはマントル上部に新しいマグマ・バッチが供給された後、バッチ分別晶出が起きている為であると彼らは主張した。上述したように妙高火山群の各火山の活動期では最初にKやRbの含有量が低い玄武岩が大量に噴出するケースが多いので、マグマ・バッチに関しては魅力的なモデルである。しかし、飯縄-黒姫-妙高の順で volcanic step を定義しているが、実際には3火山が同時に活動していたので、別々に取り扱うべきである。また、第10図中にRb含有量の時間変化を示したように、各活動期において、決して“鋸の歯”状変化は認められないので、妙高火山群において認められるマグマの組成の時間変化はバッチ分別晶出モデルで全て説明できるものではないと思われる。

Sakuyama²⁾は、R型マグマ1回の噴出について1回のマグマ混合を考えた。分化が進み、



第10図 SiO₂, MgO and Rb contents of volcanic rocks from Myoko, Kurohime and Iizuna volcanoes plotted against eruption age. Eruption ages are taken from Hayatsu¹⁶⁾, which uses stratigraphic successions of lavas calibrated by K-Ar age determinations and tephrochronology.

低温高粘性になったマグマは自力では噴出できず、玄武岩マグマの注入、混合という”助け”を借りて、やっと噴出しているというわけである。では各活動期前半にN型マグマが流出している時には、全く深部からの玄武岩マグマの供給はないのであろうか。Sakuyama²⁾が報告したN型火山岩中の斑晶鉱物の組成や累帯構造のパターンは未分化なマグマが注入されて混合した証拠を示していない。妙高の第Ⅲ期の三田原山溶岩や第Ⅳ期の西川谷溶岩は玄武岩組成ではあるが、全岩のFe/Mg比が大きく、ある程度分化が進んでおり、Sakuyama²⁾の報告したかんらん石斑晶の組成も $Fo_{60.65}$ と低い。しかし非平衡な鉱物組合せや組織は認められない。黒姫火山の第Ⅱ期ではH岩系であることが妙高火山と異なるが、混合の証拠を見せず、結晶分化作用の度合いが進んだことを示唆するN型の安山岩が噴出しており、これも非平衡な鉱物組合せや組織を示さない。

このようにマグマ混合の証拠が認められない成層火山体形成期に流出した三田原山溶岩については、開析された三田原山火山(妙高第Ⅲ期に形成した成層火山)の崖に露出している溶岩、火砕岩の互層から10数枚の溶岩を連続サンプリングして分析した。一連の分析試料ではMgO、Niでいくらかのばらつきが見られる他は、シリカやインコンパティブル元素の含有量に関して、図上にほとんど一点となってプロットされ、組成の違いはほとんど見られない(第10図)。

マグマ混合過程を支配する要因はいくつも考えられるが、中でも、混合が起こるマグマ溜まりの形状、深さ、溜まり内のマグマの体積、組成、温度、そして深部から供給されるマグマの体積、組成、温度、供給される頻度などが重要な要因であると思われる。すなわち定性的には、溜まり内のマグマと深部から供給されるマグマの間に組成差や温度差があまりなければ、マグマ混合現象を岩石学的にとらえることは難しいであろうし、両者の体積に大きな差があれば、混合が起こったとしても地表の噴出物の中で現象を観察する可能性は少ないであろう。

上述した岩石学的な考察によって妙高火山群においては火山体直下に浅所マグマ溜まりがあり、地殻内おそらくコンラッド面付近に、マントルから上昇してきたマグマが一旦とどまって結晶分化作用を起こす中深度のマグマ溜まりが存在することがわかった。従ってマグマが中深度マグマ溜まりから間欠的に浅所マグマ溜まりに供給され、浅所マグマ溜まりないそこから地表に達する火道内でマグマ混合が起こるといふモデルが立てられる。妙高火山群の場合は、浅所マグマ溜まりの体積が、中深度マグマ溜まりから供給されるマグマの体積に比べてはるかに小さければ、浅所マグマ溜まりは単なる”通過駅”になってしまい、マグマ混合を検知することは難しいであろう。また中深度マグマ溜まり起源マグマが、浅所マグマ溜まりに達したマグマと全く異なるマグマ供給系を使って地表に噴出すれば、両マグマが会うこともなく、当

然マグマ混合は起こらない。日本の火山には起源の異なるマグマが、ほぼ同じ活動時期であるにもかかわらず、全く相互作用を起こさず地表に出ていると考えざるを得ない報告例も多い。最後に、中深度から頻繁にマグマが供給されて混合する定常状態が生じ、浅所マグマ溜まり内のマグマの組成が中深度起源のマグマの組成と大きな差がなくなっても、マグマ混合現象は検知しにくくなると思われる。

以上の考察と岩石学的な観察事実から、マグマ供給率が大きい成層火山体形成期においては、頻繁に深部起源マグマが溜まりに供給されたので、混合現象が明瞭に認められず、N型マグマだけが噴出したと考えられる。黒姫火山の第Ⅱ期や第Ⅲ期にはっきりした混合現象が認められないのは、それらの活動期のマグマ噴出率が大きいこと、言い換えれば、深部からのマグマ供給率が大きく、浅所溜まりは単なる“通過駅”になっていた為だと思われる。また妙高火山や黒姫火山ではカルデラ形成後の活動でマグマ混合を示すR型マグマが噴出することが多いので、マグマ溜まりの形状を含め、物理化学条件が変わってマグマ混合が起こりやすくなった可能性が大きい。

最後にマグマ噴出率が非常に大きい火山として比較対象にあげたクルチェフスコイ火山では、1932年に高マグネシア玄武岩が噴出し、1937-1939年には高マグネシア玄武岩とその結晶分化の産物である高アルミナ玄武岩の“Hybrid”マグマが噴出している以外は、ほぼ定常的に高アルミナ玄武岩を噴出し続けている³⁸⁾。この玄武岩においては斑晶鉱物に正累帯構造のものと逆累帯構造のもの両方が認められるが、本論でR型火山岩の判定基準とした非平衡な斑晶鉱物の組合せは見られない³⁸⁾。結局、マグマ溜まり全体としては、絶えず深部から高アルミナ玄武岩マグマが供給されているので、溜まり内のマグマの組成と深部起源のマグマの組成の間に大きな違いはなく、斑晶鉱物のリムに記録される程度の混合は起こっているが、非平衡な斑晶鉱物の組合せを出現させたり、明瞭な混合トレンドを生じるようなことは、少なくとも1945年以降は起こっていない。

§ 10. ま と め

本報告で妙高、黒姫、飯縄の火山岩39個の化学分析結果を示したが、その中で特に層序や年代がよく分かっている妙高第Ⅲ活動期、第Ⅳ活動期、黒姫第Ⅱ活動期、第Ⅲ活動期の噴出物について火山体の発達と噴出物の岩石学的特徴と化学組成の変化を調べた。妙高火山群の火山噴出物は鉱物学的特徴と化学組成からP岩系N型玄武岩、H岩系N型安山岩、H岩系R型安山岩の3つに分類できる。

飯縄のソレイトおよび飯縄、黒姫、妙高の高アルミナ玄武岩（P岩系N型玄武岩）はマントルかんらん岩の部分融解で生ずるような初生マグマがある程度の結晶分化を経た組成を代表する。三火山の高アルミナ玄武岩はカルクアルカリ岩の苦鉄質側延長上にプロットされるような化学組成を有する subordinate tholeiite の特徴を示す。噴出物は飯縄火山のソレイト系列溶岩を別にして微量元素組成に関しては共通の始源物質に由来し、初生マグマの組成は飯縄、黒姫、妙高の順で部分融解の度合いが小さくなることを示している。N型噴出物に見られる組成変化の大部分は、おそらくコンラッド面に相当する深さのマグマ溜まり内で、ある程度水を含んだマグマが結晶分化したことで説明できる。P岩系の噴出物とH岩系の噴出物は分化トレンドが異なるので、異なる分別相の組合せないし量比を示唆するが、共通の親マグマから由来した可能性が大きい。H岩系R型安山岩の混合端成分のマフィック側はP岩系N型玄武岩、フェルシック側はシリカで70%以上に分化したメルトである可能性が大きい。

妙高火山では、マグマ噴出率が高い成層火山体形成時期にP岩系N型玄武岩が噴出し、カルデラ形成後のマグマ噴出率が比較的小さい時期には、顕著なマグマ混合を示唆するH岩系R型安山岩が噴出する傾向が見られる。妙高よりマグマ噴出率が高い黒姫火山では非平衡な斑晶組合せを示すような混合マグマはあまり噴出せず、また角閃石が晶出するほどマグマ溜まり内の温度が下がることは少なかった。

光量子放射化分析にあたり、東北大学原子核理学研究施設の榊本和義博士、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皆様には大変お世話になった。東北大学理学部地球物質科学科の青木謙一郎名誉教授、蟹沢聰史教授、藤巻宏和教授、石川賢一博士、京都大学理学部の西村進教授、同、人間総合科学部の石坂恭一教授には諸般にわたって御助力いただいた。岩石薄片作成にあたっては、東北大学の大山次男、伊藤嘉紀、川野部裕之、佐々木洋明技官の皆様にお世話になった。試料の蛍光X線分析は北イリノイ大学の Jonathan Berg 教授に便宜を図っていただいた。オーストラリア国立大学の Richard Arculus 教授には妙高火山の研究成果の一部を教えていただいた。研究の一部に文部省科学研究費補助金(03201107長谷中, 07454129吉田)を使用した。ここに記して以上の方々に感謝する。最後に妙高火山の地球化学的研究を強く勧めてくれた故柵山雅則博士の導きに深く感謝するとともに、研究成果の第1報をまとめるのが、かくも遅くなってしまったことをお詫びする。

参 考 文 献

- 1) M. Sakuyama : J. Volcanol. Geoth. Res. **5** (1979) 197.
- 2) M. Sakuyama : J. Petrol. **22** (1981) 553.
- 3) M. J. O'Hara : Nature **266** (1977) 503.
- 4) T. Yanagi and K. Ishizaka : Earth Planet. Sci. Lett. **40** (1978) 252.
- 5) 中川光弘 : 火山 **36** (1991) 223.
- 6) 藤縄明彦 : 火山 **36** (1991) 241.
- 7) 伴 雅雄 : 火山 **36** (1991) 255.
- 8) 富樫茂子, 宮地直道, 山崎晴雄 : 火山 **36** (1991) 269.
- 9) 宇津徳治 : 科学 **44** (1974) 739.
- 10) 安藤雅孝 : 火山, 第2集 **31** (1986) 45.
- 11) 吉井敏剋 : 日本の地殻構造 (東大出版会, 1979) 121 p.
- 12) 早津賢二 : 地質学雑誌 **80** (1974) 569.
- 13) 早津賢二 : 地球科学 **29** (1975) 101.
- 14) 早津賢二 : 妙高火山群—その地質と活動史— (第一法規出版, 1985) 344 p.
- 15) 早津賢二 : 地学雑誌 **101** (1992) 59.
- 16) 早津賢二, 清水 智, 板谷徹丸 : 地学雑誌 **103** (1994) 207.
- 17) J. A. Crisp : J. Volcanol. Geoth. Res. **20** (1984) 177.
- 18) M. Tsukui, M. Sakuyama, T. Koyaguchi and K. Ozawa. : J. Volcanol. Geoth. Res. **29** (1986) 189.
- 19) 小野晃司 : 火山特集号 **34** (1990) S201.
- 20) T. Hasenaka : J. Volcanol. Geoth. Res. **25** (1985) 105.
- 21) T. Hasenaka : J. Volcanol. Geoth. Res. **63** (1994) 13.
- 22) 久城育夫, 荒牧重雄, 青木謙一郎 : 日本の火成岩 (岩波書店, 1989) 206 p.
- 23) 井上道則, 吉田武義, 藤巻宏和, 伴 雅雄 : 核理研研究報告 **27** (1994) 169.
- 24) 吉田武義, 渡辺 均, 青木謙一郎 : 核理研研究報告 **16** (1983) 309.
- 25) T. Hasenaka and I. S. E. Carmichael : J. Petrol. **28** (1987) 241.
- 26) 木村純一, 吉田武義 : 核理研研究報告 **26** (1993) 219.
- 27) T. Yoshida, H. Fujimaki and K. Aoki : Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku Univ. **15** (1982) 224.

- 28) K. Masumoto, S. Ushino, M. Mutoh, M. Yagi and T. Yoshida : Lab. Robotics & Automation **6** (1994) 21.
- 29) Y. Kawano, K. Yagi and K. Aoki : Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. III **7** (1961) 1.
- 30) 西村 進 : 私信 (1978)
- 31) Y. Masuda and K. Aoki : Earth Planet. Sci. Lett. **44** (1979) 139.
- 32) H. Kuno : Bull. Volcanol. **19** (1966) 195.
- 33) A. Miyashiro : Am. J. Sci. **274** (1974) 321.
- 34) H. Kuno : Bull. Volcanol. **32** (1968) 141.
- 35) B. D. Marsh : In Orogenic andesites and related rocks (R.S. Thorpe ed.) (New York: Wiley, 1982) 99.
- 36) D. R. Baker D.H. Eggler : J. Volcanol. Geoth. Res. **18** (1983) 387.
- 37) E. Takahashi : J. Volcanol. Geoth. Res. **29** (1986) 355.
- 38) A. B. Kersting and R. J. Arculus : J. Petrol. **35** (1994) 1.
- 39) K. Uto : J. Volcanol. Geoth. Res. **29** (1986) 397.
- 40) H. Kuno : J. Petrol. **1** (1960) 121.
- 41) D. R. Baker, D.H. Eggler : Am. Mineral. **72** (1987) 12.
- 42) C. Merzbacher and D.H. Eggler : Geology **12** (1984) 587.
- 43) R. J. Arculus : Personal communication (1987)

Ⅲ. 加 速 器 ・ 測 定 装 置

核理研ライナックの最適加速周波数と ビーム負荷曲線の測定

核理研

渡辺賢介・封 碧波・栗原 亮
中里俊晴・小山田正幸・柴崎義信
高橋重伸・浦澤茂一・雪島正敏
山川達也

§ 1. はじめに

核理研ライナックは1967年に完成して以来、平成6年10月まで27年間稼働していた。平成7年度からストレッチャー・ブースタリング (STB)¹⁾の建設が開始されるのに伴い、平成6年10月からSTB完成まで核理研ライナックは長期停止となった。しかし、核理研ライナックの性能に関する測定は完成以来あまりなされていない。そこで停止直前のライナック性能を確かめるために次のような実験を行い、データを収集した。

- a) ライナックの最適加速周波数の測定。
- b) ライナックのビーム負荷曲線の測定。

また、これらの測定を行うことはSTB建設のために下記の3つの目的についても重要な意義がある。

- 1) STB建設のために必要なライナックのパラメータを測定する。
- 2) STB完成時、ライナックの性能が元どおり復帰したかどうかを比較できるデータを残す。
- 3) 長期停止期間中にライナックを補修・改良するための参考データとする。

ここでは1)に関連して、a)はライナックを最適条件で運転することと、STBの周長を最適化させる、b)はSTB運転時の入射エネルギーの最適値を決定するための資料にする、という意味がある。

§ 2. 電子ライナック

電子ライナックの主な構成は電子銃、プリバンチャー、バンチャー、加速管、収束電磁石、偏向電磁石である。電子銃は電子ビームの発生源として、プリバンチャー、バンチャーは電子銃から発生した電子ビームをバンチするために、加速管は電子ビームにエネルギーを与えるた

めに、収束電磁石は電子ビームの進行方向に対して垂直方向の発散を押さえるために、偏向電磁石は電子ビームの軌道を曲げてリングや実験室にビームを輸送するために用いられる。加速管、プリバンチャー、バンチャーには高周波電力が供給されている。これらに高周波電力を供給するためにクライストロンが使用される。

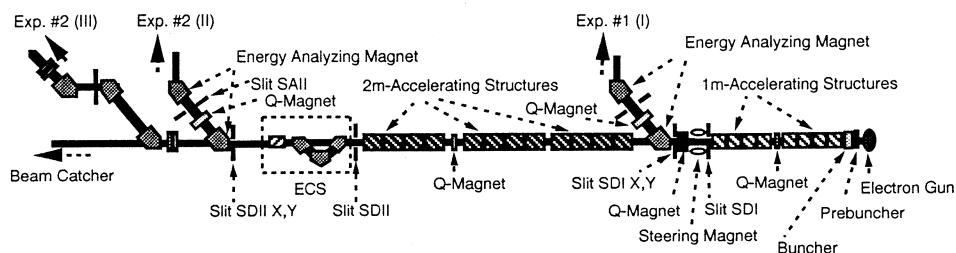
これらの要素のなかで電子ライナックの電子ビームの出力（最大エネルギー，最大電流）に影響するものの1つは加速管である。電子ライナックの加速管は周期構造になっている。電子ビームは、クライストロンから供給される高周波によって加速管に生じる TM_{01} モードの電磁場によって加速される。電子はこのモードの電磁場の加速位相の頂点に乗ると最も効率良く加速される。この電磁場は加速管内を位相速度 v_p で伝搬する。電子ビームは光速 c に近い速度で進行しているため位相速度が光速に等しくないと電磁場の頂点にとどまれないため効率良く加速されない。位相速度 v_p はクライストロンから供給される高周波の周波数（加速周波数）に依存する。電子ビームを最も効率良く加速するためには、加速周波数を最適な値にしなければならない。

加速管内にはクライストロンから供給された高周波エネルギーが蓄積されている。ビームは加速管内の蓄積エネルギーを得て加速されるため、ビーム電流の増加は加速管から持出されるエネルギーの増加となり、蓄積エネルギーの減少となる。この結果、加速管内の加速電圧が減少し、後続のビームのエネルギーが減少する。ビーム電流（負荷）の増加に伴い、ピークエネルギーが減少する関係を示す図がビーム負荷曲線である。（付録A参照）

§ 3. 実験方法

3.1 ライナックの最適加速周波数の測定

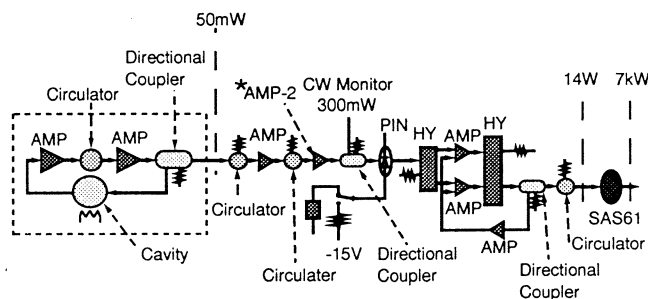
核理研ライナックは第1図のように構成されている。第1図において、核理研ライナックは1 m 加速管と2 m 加速管がそれぞれ8本、12本から成り立っている。ライナックで電子ビームを加速するためにこれらの加速管に高周波電力を供給する。1 m 加速管に高周波電力を供給するのに2台のクライストロンPV-2014B（カソード改良型，最大定格出力25MW，パルス幅4 μ sec，繰り返し300pps）と2 m 加速管供給するのに3台のクライストロンPV-2014B（最大定格出力20MW，パルス幅4 μ sec，繰り返し300pps）が使用されている。これらのクライストロンを運転するために、励振系クライストロンとしてSAS61（出力7 kW）が使われている。



第1図 ライナックの基本構成。

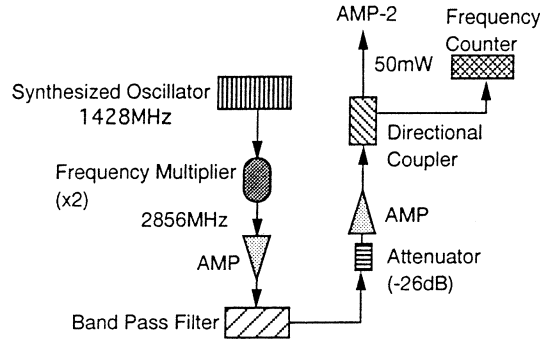
核研研ライナックは図の様に1m加速管12本で構成されている。高周波電力は1台のクライストロンから4本の加速管に供給される。ECSはエネルギー幅圧縮装置である。この測定で使用したビームトランスポートは第2実験室に入射するII系である。この図では、ビーム・ローディングに影響しないモニター等は省略した。

ライナックは、第2図のような励振系で運転されている。²⁾この測定では、基準周波数発生器をシンセサイザーに交換し、基準周波数を変化させてライナックのエネルギーとビーム電流を同時に測定し、最適加速周波数を決定した。シンセサイザーを用いた基準周波数発生装置の回路構成を第3図に示す。第3図において、シンセサイザー以外に周波数通倍器（2通倍）、バンドパスフィルター（空洞共振器）、増幅器、減衰器、が組み込まれている。この励振系で要求される出力は、周波数2856 MHz程度、出力50 mWであるが、シンセサイザーの最高周波数は2080 MHz、最大出力は20 mWであるためシンセサイザーから発振される高周波を周波数通倍器で2通倍にし、フィルターを2856 MHzで共振するように調整し3次以上の高調波を除いた。また、増幅器と減衰器を組み合わせで出力を調整した。励振系クライストロンと主クライストロンとの間の伝送線及び加速管までの導波管は、加速管によって異なった長さを持っている。この伝送系で周波数を変化させると加速管入口の相対的位相が変化することになる。しかし、この実験における200 kHz程度の周波数変化では相対位相の変化は無視できる。



第2図 ライナックの励振系。

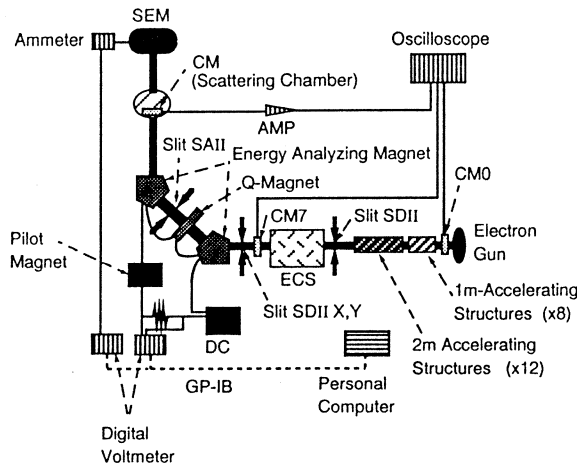
通常ライナックは図のような励振系で運転されている。この測定では点線で示した部分を第3図のような励振系に変更した。この実験ではAMP-2に第3図「シンセサイザーを使用した励振系」の出力（50 mW）を入力した。



第3図 シンセサイザーを使用した励振系。

この測定では基準加速周波数を変化させるためにシンセサイザーを使用した。シンセサイザーの最高周波数2080 MHz、出力が20 mWなので周波数通倍器（2通倍）、バンドパスフィルター、増幅器、減衰器を組み合わせ、この励振系の周波数2856 MHz、出力50 mWになるように調整した。この励振系の出力は第2図「ライナックの励振系」のAMP-2に入力される。

ビームのエネルギースペクトルは次のようにして測定した。ビームのエネルギーはエネルギー分析電磁石の電流を測定して求めた。ビーム電流の測定には二次電子モニター（SEM）を使用した。ここで、ビームのピークエネルギーとは二次電子モニターで観測される電流が最大になるときのエネルギーの値とした。これらの結果をリアルタイムで比較できるように第4図のように測定系を配置した。また、二次電子モニターの変換効率は13.8%である。（平成6年1月8日）本稿でSEMの電流を示すときは、変換効率の補正を行った値とする。



第4図 ビームのエネルギースペクトルの測定系。

この測定では図のように測定系を設置した。CM0, CM7, CMはフェライトコアを用いたパルス電流モニターで、それぞれ電子銃出口、加速管出口、LDM散乱層に設置した。SEMとエネルギー分析電磁石の電流はデジタル電圧計で測定され、ビームのエネルギースペクトルがリアルタイムで測定できるようにGP-IBでパーソナル・コンピューターに接続した。

3.2 ライナックのビーム負荷曲線の測定

各加速管は夫々固有の特性を持っている。ライナックの性能を詳しく調べるためには、各加速管の特性を調べる必要があるが、これを行なうのは困難であり、この測定の目的からライナック全体の性能を調べればよい。このため、ライナック全体の性能を表すパラメーターとしてビーム負荷曲線を求める事にした。ビーム負荷曲線を次のように定義する。ライナックのある一定の場所で電流を測定する。この時、電流は電子銃出力電流、バンチャー調整等によって変化する。この電流の変化によってライナックのピークエネルギーは変化する。電流の変化に対するピークエネルギーの変化の関係を求めたものがライナックのビーム負荷曲線である。電流を I 、エネルギーを E とすると次式で表すことが出来る。

$$E = aI + b \quad (1)$$

ただし a 、 b は定数とする。

ライナックのビーム負荷曲線を求めるために第4図のような測定系で実験を行った。ビーム電流の測定は次の3通りで同時に行なった。

- (1) CM0 でのピーク電流（電子銃出力電流）
- (2) CM7 でのピーク電流（ライナック出力電流）
- (3) SEM での平均電流（エネルギー分析電磁石を通過した電流）

ここで(1)(2)の CM とはフェライトコアを用いたパルス電流モニターのことで、電流波形及びピーク電流をオシロスコープで測定した。(3) SEM を使った測定では電流計(EG&G ORTEC model 439)のアナログ信号をデジタル電圧計により測定した。ここでビームのエネルギー幅は0.15%となるようスリット SAII を設定した。ただし、SEM は平均電流を測定するものである。また散乱層にも CM を設置し、この CM から SEM で測定した平均電流をピーク電流に変換するための時間幅を見積もった。フェライトコアを用いたパルス電流モニター、CM0、CM7 の校正値はそれぞれ 0.83V/A、1.8V/A である。CM7 については実際に校正を行なった。(付録B参照)

この測定では電流計(EG&G ORTEC model 439)のレンジを最大値 3×10^{-9} (A)に固定して行ったため、SEM に入射する電流が大きくなると測定出来なくなる。このため、加速の繰り返しを小さくして測定を行い、その結果を 300pps に相当するように換算した。また、エネルギーの測定は、3.1 ライナックの最適加速周波数の測定と同様にエネルギー分析電磁石を使用した。この場合ビーム電流はスリット SAII によってエネルギー幅が0.15%になるように設定し、SEM で測定した電流が最大になるところをピークエネルギーの値とした。

§ 4. 実験結果と考察

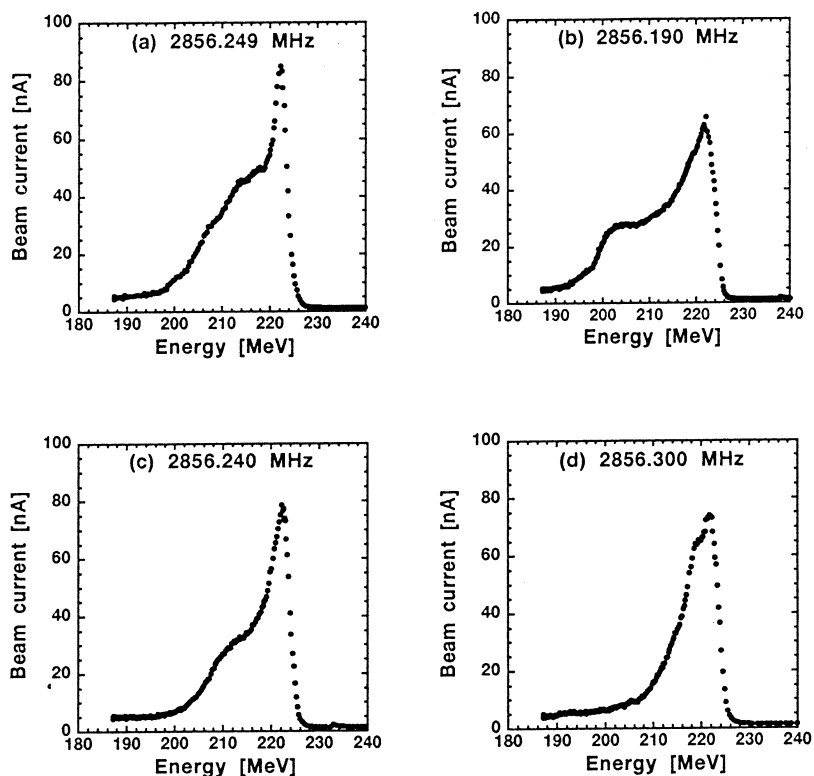
この測定では各クライストロンは最高出力で行った。その時のクライストロン・パルサーの印加電圧の一例を第1表に示す。

第1表 測定時のクライストロン・パルサーの印加電圧。

クライストロン	1号機	2号機	3号機	4号機	5号機
クライストロン・パルサー印加電圧	19.8kV	19.5kV	18.7kV	19.0kV	19.0kV

ただし、この値はライナック運転中に若干変動する。

4.1 ライナックの最適加速周波数の測定結果



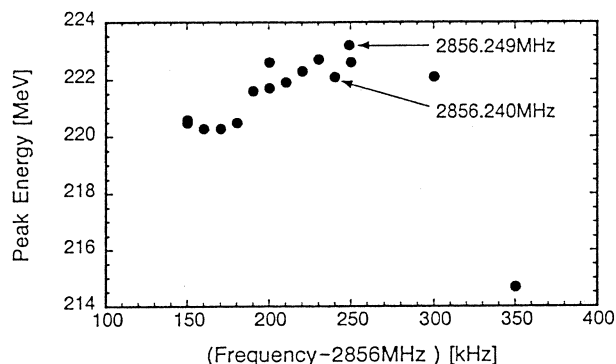
第5図 基準加速周波数を変化させて測定したエネルギースペクトル。

図の縦軸はSEMを用いて測定された電子ビームの平均電流を表し、横軸はエネルギー分析電磁石を用いて測定した電子ビームのエネルギーを表す。この時、電子銃出力電流は240mAであり、ビームの繰り返しは27ppsである。エネルギー幅 $\Delta E/E$ はストリットSAIIで $\Delta E/E = 0.15\%$ になるように設定した。(a) は通常の励振系で運転した時のスペクトルである。(b), (c), (d) は基準加速周波数発生装置をシンセサイザーに交換して測定した時のスペクトルである。最適加速周波数は(c)の2856.240MHzに決定した。

通常の励振系で運転した時と加速周波数を変化させて測定した時のエネルギースペクトルの結果の例を第5図に示す。第5図において加速周波数はそれぞれ、

(a) 2856.249MHz, (b) 2856.190MHz, (c) 2856.240MHz, (d) 2856.300MHz

である。ただし、(a)は通常の励振系で運転した時のスペクトルであり、(b), (c), (d)は基準周波数発生装置をシンセサイザーに交換して測定した時のスペクトルである。この時、電子銃のアノード・カソード間の電圧は80kVであり、電子銃出力電流は240mAであった。この時の加速の繰り返しは27ppsであった。ただし電子銃、バンチャー等の設定は変えず、シンセサイザーの周波数のみを変えた。この結果から最適加速周波数を2856.240MHzに決定した。決定の条件は電流値が最大になり、かつ、エネルギー幅が狭くなるものとした。加速周波数とピークエネルギーの関係を第6図示す。第6図において2856.240MHzはエネルギーがピークになる加速周波数領域に存在するので加速周波数として適当な値であることがわかる。また、今まで使われていた加速周波数は2856.249MHzであり、第6図から実用上問題のない周波数領域にあることがわかる。



第6図 加速周波数と加速エネルギーの関係。

今まで使われていた加速周波数は2856.249MHzであり、実用上問題のない周波数領域にあることがわかる。この実験では最適な加速周波数を2856.240MHzに決定しビーム負荷曲線の測定を行った。

4.2 ライナックエネルギーのビーム負荷曲線の測定結果

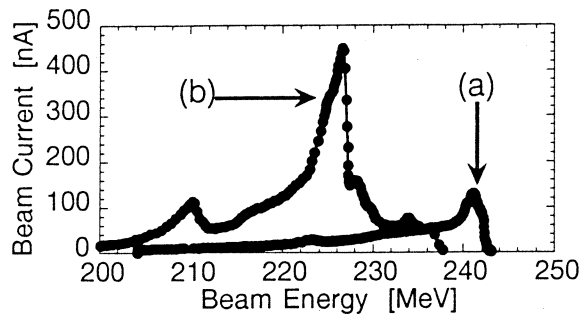
この測定はライナックの最適加速周波数の測定で決定した加速周波数2856.240MHzで行った。ビーム電流はCM0, CM7で測定し、次の条件で行った。

(a) バンチャー調整を行わなかった場合

(b) バンチャー調整を行った場合

(a) ではバンチャーの電力と位相は変えずに電子銃出力電流を増加させた。(b)では電子銃

出力電流を増加させた時、CM7で大電流が通過するように、即ちCM7での波形の面積が大きくなるようにバンチャーを調整した。これらのエネルギースペクトルの例を第7図に示す。第7図において(a)バンチャー調整を行わなかった場合と(b)バンチャー調整を行った場合を比較すると、明らかにバンチャー調整による影響が現われ電流・エネルギーの分布が異なる。バンチャーを調整することによって電流は増加していることがわかる。また、バンチャー調整の影響として、(a)ではピークエネルギーより高いエネルギー領域では電流が減少するのに対し、(b)ではピークエネルギー以上の電流が多く存在している。



第7図 加速周波数 2856.240MHzで測定したエネルギースペクトル。
(a)バンチャー調整を行わなかった場合、
(b)バンチャー調整を行った場合。

バンチャーを調整することによって電流は増加するが、ビーム負荷のためにピークエネルギーが減少していることがわかる。(a)ではピークエネルギーより高いエネルギー領域では電流が減少するのに対し、(b)ではピークエネルギー以上の電流が多く存在している。

CM0, CM7で測定したピーク電流とピークエネルギーの関係をそれぞれを第8図(A), (B)に示す。(A)は電子銃出力電流を、(B)はライナック出力電流を横軸に示している。第8図(A)から、加速管の入り口での電流はバンチャーの調整に依存することがわかる。ビームは、加速管内に蓄積されているエネルギーを得て加速されるため、ビーム電流が増加するとより多くのエネルギーが加速管から持ち出され、蓄積エネルギーが減少する。この結果加速管内の加速電圧が減少し後続のビームエネルギーが減少する。即ちビーム負荷の増加に伴いピークエネルギーは減少する。

バンチャー調整を行わなかった場合、電子銃出力電流を大きくするとCM7に到達するビーム電流は、バンチャー調整を行った場合と比較してかなり少なくなっている。これはライナック上流部でバンチ内の電子の大部分が加速されずこぼれおちってしまったものと推測できる。このため、加速管に入射する1バンチあたりの電子の数が減少するため加速管内の電流が大きくなり、エネルギーがあまり減少しないで加速される。第8図(A)より、バンチャー調整を

行った場合、電子銃出力電流を大きくすると加速管内の電子数が多くなるためビームのエネルギーが減少していることがわかる。このようにバンチャーを調整して大電流が得られるがピークエネルギーは減少することがわかった。

第8図(B)にライナック出口のCM7でのピーク電流 I とピークエネルギー E の関係を示す。この場合バンチャー調整の有無に関係なくほぼ同じ直線上にデータ点が並んでいることがわかる。第8図(B)よりビーム負荷曲線を求めると次式となる。

$$E[\text{MeV}] = -0.86 \times I[\text{mA}] + 256 \quad (2)$$

STB計画では、電子ビームがSTBに入射する際、ライナック出力電流100mA、ピークエネルギー250MeVを想定している。しかし、(2)式からライナック出力電流100mAとした場合、ピークエネルギーは170MeVと推定される。

SEMで測定した平均電流を横軸にとったビーム負荷曲線を第9図に示す。第9図において(I),(II)はエネルギー幅 $\Delta E/E$ がそれぞれ0.15%, 1.0%の場合を表す。エネルギー幅1.0%のものは、0.15%で測定したものを1.0%に相当するように積分した。これはスリットSAIIをエネルギー幅1.0%に対応するように設定した場合に対応する。ただし第9図はバンチャー調整の有無に無関係に表示してある。第8図からも分かるように、ビームのエネルギーは電子銃出力電流ではなく、ライナック出力電流に依存すると仮定した。この時、繰り返しは300pps, 100pps, 60pps, 27ppsと異なるがすべて300ppsに相当するようにした。これらのビーム負荷曲線は、それぞれ次式となる。

$$(I) E[\text{MeV}] = -33 \times I[\mu\text{A}] + 248 \quad (3)$$

$$(II) E[\text{MeV}] = -1.5 \times I[\mu\text{A}] + 246 \quad (4)$$

ただし、 I は平均電流、 E はピークエネルギーである。

散乱層に設置したCMで観測した電子ビームの時間幅は 2×10^{-7} sec程度であった。繰り返しは300ppsなので、この値からSEMに入射するピーク電流 I_{peak} は次式で表わされる。

$$I_{\text{peak}} \approx 2 \times 10^4 \times I \quad (5)$$

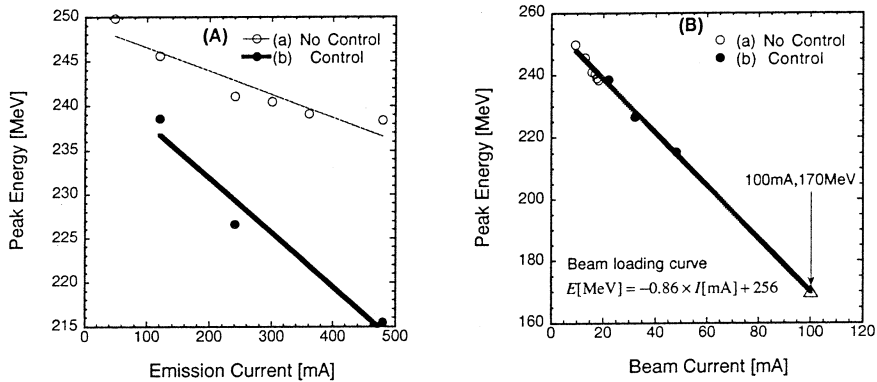
また、ライナックの加速管のパラメーターは以下の値とされている。

シャント・インピーダンス 53 M Ω /m

電圧減衰係数 0.245 neper/m

この値から、付録Aで示すようにライナック出力電流のピークエネルギーを計算すると次式になる。

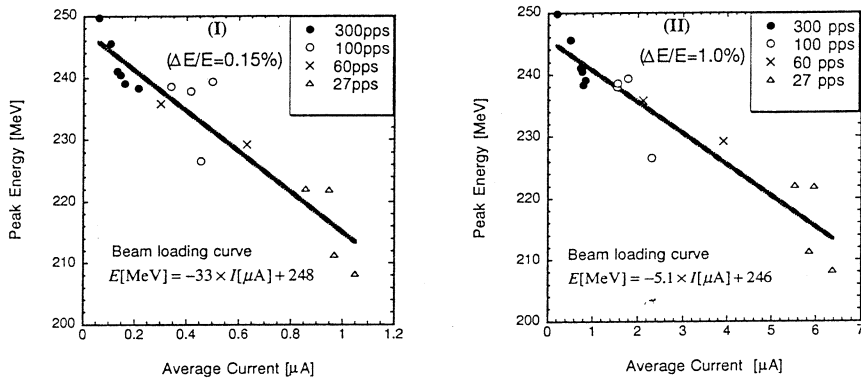
$$E[\text{MeV}] = -0.34 \times I[\text{mA}] + 256 \quad (6)$$



第8図 CM0, CM7の測定電流とピークエネルギーの関係。

- (A) 電子銃出力電流,
- (B) ライナック出力電流。

(A) ピークエネルギーと電子銃出力電流 (CM0) の関係を, (B) ピークエネルギーとライナック出力電流 (CM7) の関係を示している。電子銃出力電流とライナック出力電流は, それぞれCM0とCM7で測定している。(A)において, (a) 白円はバンチャー調整を行わなかった場合であり, (b) 黒円はCM7で大電流が流れるように調整を行った場合である。



第9図 SEMの測定電流とピークエネルギーの結果。

- (I) エネルギー幅 $\Delta E/E = 0.15\%$,
- (II) エネルギー幅 $\Delta E/E = 1.0\%$ 。

(I) はピークエネルギーとそのときのSEM平均電流の関係, (II) はピークエネルギー前後の $\Delta E/E = 1.0\%$ の範囲で電流を積分した平均電流とピークエネルギーの関係を示している。各データ点ごとに加速の繰り返し周波数が異なっているので, 平均電流は繰り返し300ppsの場合に規格化している。

ここで, I はピーク電流, E はピークエネルギーである。ただし, クライストロンから各加速管に供給される電力は, すべて4.5MWとした。(2)式と(6)式を比較すると, (2)式の傾きが(6)式の約2.5倍になっている。長年使用してきた核理研ライナックの加速管のシャ

ント・インピーダンスが建設当初の $53 \text{ M}\Omega/\text{m}$ よりも大きいとは考えにくい。従ってこの違いの原因は、CM7 で観測した電流 I が実際に加速管の負荷となった電流よりも少なかったためと考えることができる。実際、最後の加速管と CM7 の間にはスリット SD II とエネルギー幅圧縮装置 (ECS) がある。この仮定が正しいとして透過率が 100% になったとしても、ビーム電流 100 mA の時のピークエネルギーは 220 MeV 程度であることが第 8 図から分かる。

§ 5. ま と め

この測定によってライナックの最適加速周波数 2856.240 MHz とビーム負荷曲線が得られた。ビーム負荷曲線から予想されるピークエネルギーは、STB への入射に想定しているピークエネルギーより低いと推測され、現状のライナックでは実現が困難と考えられる。

STB にビームを入射させる場合エネルギー幅圧縮装置 (ECS) を使用する予定である。この実験ではエネルギー幅圧縮装置を用いて測定を行う予定であったが、ビームをエネルギー幅圧縮装置を通過させることができなかった。この原因は不明であり、今後この原因を究明しなければならない。

この結果を参考に STB 完成時に同様なテストを行いライナックの性能が元どおり復帰したか、または、改良されたか比較すべきである。また、ライナックの性能を把握するためには、このような測定は定期的に行うべきである。

付録 A 加速管からビームに供給されるエネルギー

加速管内にビームが存在しない場合、単位長さあたりの高周波電力の損失は次式で表される。

$$dP/dz = -2\alpha P \quad (\text{A } 1)$$

ここで、 α は電圧減衰係数、 P は加速管内の高周波電力でビームの進行方向の位置 z の関数である。ビームを加速している場合、単位長さあたりの高周波電力損失は、加速管壁での消費と、ビームに吸収されるパワーの和となり、次式で表される。

$$dP/dz = -2\alpha P - IE \quad (\text{A } 2)$$

ここで、 E は加速管軸上の加速電子に同期した電場で、 I はビームのピーク電流を表す。また、シャント・インピーダンス r_0 は次式で定義される。

$$r_0 = -E^2 / (dP/dz) \quad (\text{A } 3)$$

(A 1), (A 3) 式より

$$P = E^2 / 2\alpha r_0 \quad (\text{A } 4)$$

となる。核理研ライナックのような定インピーダンス形加速管の場合、(A4)式を(A2)式に代入すると次式となる。

$$dE/dz = -\alpha E - Iar_0 \quad (\text{A5})$$

(A5)式より電場は、

$$E = E_0 e^{-\alpha z} - Ir_0(1 - e^{-\alpha z}) \quad (\text{A6})$$

となる。ただし、 E_0 は加速管入口での電場である。(A6)の右辺第1項はクライストロンから供給される高周波によって励振される電場を表わし、右辺第2項はビーム電流によって励振される電場を表わす。(A6)を加速管全長 L にわたって積分するとピークエネルギー V は次式となる。

$$\begin{aligned} V &= \int_0^L E dz \\ &= E_0 L(1 - e^{-\alpha L}) / \alpha - Ir_0 L \{1 - (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha\} \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

また、(A4)式より加速管入口での高周波電力を P_0 とすると(A7)式は次式となる。

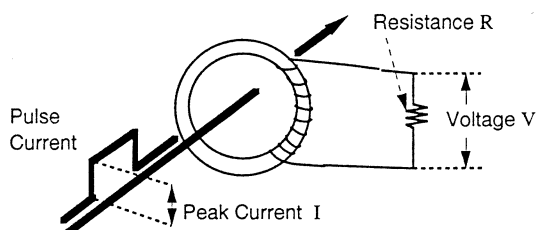
$$V = \sqrt{2\alpha r_0 P_0} L(1 - e^{-\alpha L}) / \alpha - Ir_0 L \{1 - (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha\} \quad (\text{A8})$$

付録B フェライト・コアを用いたモニター

フェライト・コアを用いたモニターは、トロイダルモニター又はカレントトランスフォーマーと呼ばれている。(ただし核理研ではコアモニターと呼んでいる。)このモニターはリング状フェライト・コアに導線を数十回巻いたものである。第10図にその概略図を示す。第10図において、パルス電流がリング状フェライト・コアを通過すると、パルス電流が誘起する磁場によって数十回巻いた検出コイル(2次巻線)に起電力が生じ、抵抗を通して電流が流れて生じる電圧 V を測ることによってパルス電流を測定する。CM7では実際に校正を行った。その結果を第11図に示す。ビーム電流を I 、検出コイルの巻数を n とすると抵抗 R に生ずる電圧 V は

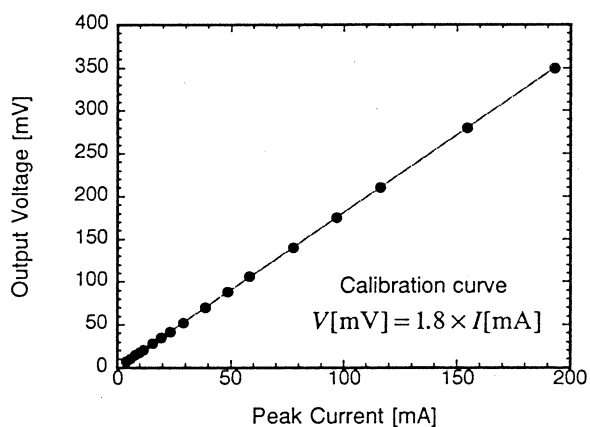
$$V = RI/n \quad (\text{B1})$$

となり、校正値として R/n の値を求めた。CM7の巻数 $n=20$ 、終端抵抗 $R=75\Omega$ をモニター側とオシロスコープ側の両方に並列に取り付けた場合、(B1)式より校正値は $1.87V/A$ となる。実際、校正の結果は $1.8V/A$ であった。



第10図 フェライトコアを用いたパルス電流モニター。

パルス電流がリング状フェライト・コアに入射すると、パルス電流 I が誘起する磁場によって二次コイルに起電力が生じ導線に電流が流れる。この電流が抵抗 R を流れることによって生じる電圧 V を測定し、一次側のパルス電流を測定する。



第11図 CM 校正曲線。

実験に用いたモニターの CM7 の校正を行った。終端抵抗が 75Ω のとき校正値は $1.8V/A$ であった。

参 考 文 献

- 1) 東北大学電子線科学研究センター計画ワーキンググループ：電子線科学研究センター・放射光リング・ストレッチャー・ブースタリング計画（平成6年1月）p.18.
- 2) 今野收，浦澤茂一，小山田正幸：リニアック技術研究会報告集（1976）p.8.

核理研ライナックに於けるエミッタンス, ツイスパラメータの測定

核理研

雪島正敏・封 碧波・栗原 亮
中里俊晴・小山田正幸・柴崎義信
高橋重伸・浦澤茂一・渡辺賢介
山川達也

§ 1. はじめに

平成7年度からストレッチャー・ブースタリング (STB) の建設が開始される。STBのような円形加速器の場合には加速器固有のツイスパラメータがあり、それによって入射ビームのツイスパラメータには、ある条件が課せられることになる。この条件を満足するようにライナックからSTBまでのビーム輸送系を設計する訳であるが、ビーム輸送系の場合には固有のツイスパラメータというものはなく、初期条件 (ビーム輸送系入り口でのツイスパラメータ) によって出口での値は決定される。そのためにビーム輸送系入り口 (=ライナック出口) でのエミッタンス, ツイスパラメータの値は、ビーム輸送系を設計する上で知っておかなくてはならない重要なパラメータである。この実験ではビーム輸送系を設計する上での参考資料を得るために現在の値を測定した。ここにその結果を報告する。尚この実験は1994年10月7日に行われた。

§ 2. 実 験

2.1 測定原理

四極電磁石の磁場を変えると、その下流ではビームサイズ ($\sigma = \sqrt{\varepsilon \beta}$) は

$$\sigma^2 = A (K - B)^2 + C \quad (1)$$

のように変化する¹⁾。ここで K は四極電磁石の磁場の強さを表すパラメータであり $K = B'l / B\rho$ で定義され、 B' は磁場勾配、 l は磁場の有効長、 $B\rho$ はビームと同じ運動量を持った電子が円運動をするときの磁場と曲率半径の積である。但し、上の式は四極電磁石を薄肉近似 (四極電磁石の厚さをゼロとする近似) で扱った時の式である。 K の値を変えてビームサイズを測定し(1)式でフィッティングすることにより、 A , B , C の値を数値的に求め、それらより四極

電磁石入り口でのエミッタンス，ツイスパラメータを求める。エミッタンス ε ，ツイスパラメータ α ， β ， γ は A ， B ， C を用いると次のように表せる（付録参照）。

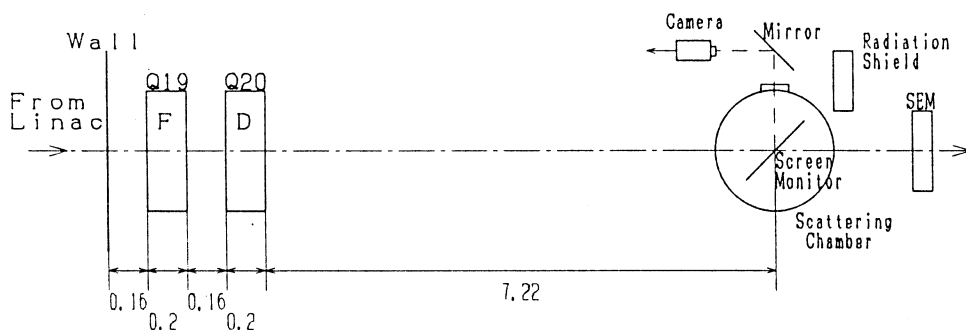
$$\varepsilon = \frac{1}{L^2} \sqrt{AC} \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{A}{C} \left(B + \frac{1}{L} \right) \quad (3)$$

$$\beta = \frac{A}{C} \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{1}{AC} \left(AB^2 + 2 \frac{AB}{L} + \frac{1}{L^2} + C \right) \quad (5)$$

但し， L は磁場を変える四極電磁石からビームサイズを測定する点までの距離である。この実験では L の長さは 7.32m であり磁場を変える四極電磁石は第 1 図の Q20 である。



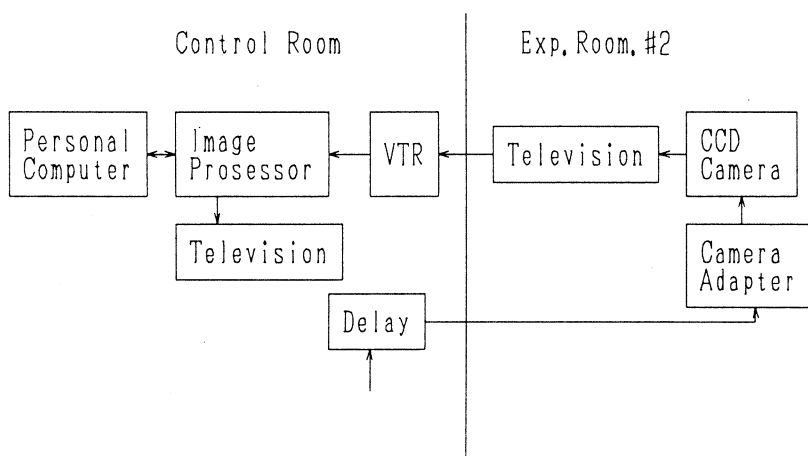
第 1 図 ビームサイズ測定の配置。

電子ビームは図中の矢印のようにライナックから第二実験室の散乱槽に向かって通過する。マグネットに記入した F，D は横方向の収束，発散を表す。図のシールドは CCD カメラを SEM 及び下流からの放射線から防ぐためであり，カメラも 2 mm 厚の鉛で遮蔽している。又，一度鏡を通してスクリーンを覗いているのも，スクリーンからの放射線を直接受けなくするためのである。図中の長さの単位は m である。

2.2 実験方法

ビームサイズの測定は第 1 図のように散乱槽内に蛍光板スクリーンを置き，ビームが当たり発光したところをカメラでモニターし，それを画像処理することにより行う。画像処理系は第 2 図のようにになっている。スクリーンは厚さ約 130 μm のデュマルケスト (Al_2O_3 + 酸化クロム) を使用し，スクリーンホルダーには縦方向 1 mm，横方向 $\sqrt{2}$ mm 間隔の目盛りがついており，長さの換算を行う。又，目盛りを見やすくするために，スクリーンはビームラインに

垂直な面に対して40度傾いて取り付けられている。カメラはCCDカメラ（プロテックジャパン CVKB-251E）を使い、ライナックからのトリガー信号にディレイをかけたものをトリガー信号として入力した。実験では70-210mmのレンズで散乱槽から約1m離してモニターし、画面の1画素当り横方向(X)0.0468mm、縦方向(Y)0.0426mmの分解能が得られた。画像処理装置(株式会社ピアス LA-555)は、モニターした画面の光の強度を画素毎に数値化して、縦方向にその数値を足し合わせた物を横方向のデータとし、横方向にその数値を足し合わせた物を縦方向のデータとして与える。画像処理は処理装置の性能上一度VTRに録画した物について行ったが、録画による画像の乱れは無視できる。

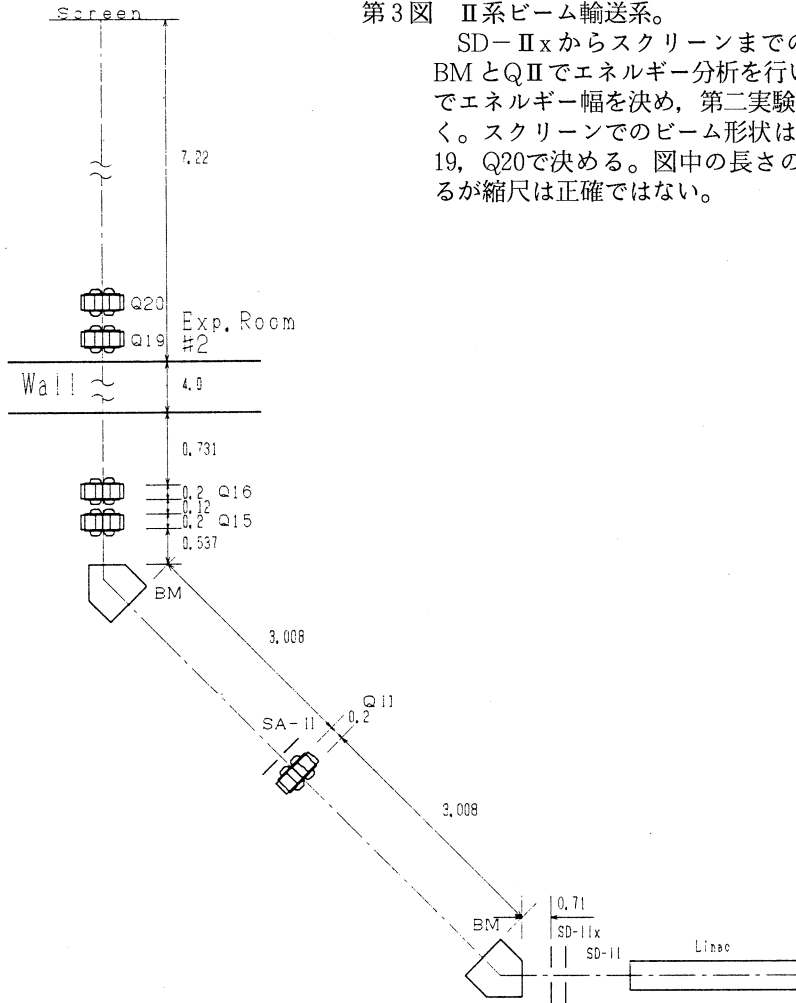


第2図 画像処理系。

左側の制御室と右側の実験室間で信号の授受をしている。画像処理装置はPIASS-LA555である。パルス遅延回路には、ライナックからのトリガー信号を入力し、ビームとCCDカメラの同期を取っている。パーソナルコンピュータはNEC PC-9801 RLを使用した。

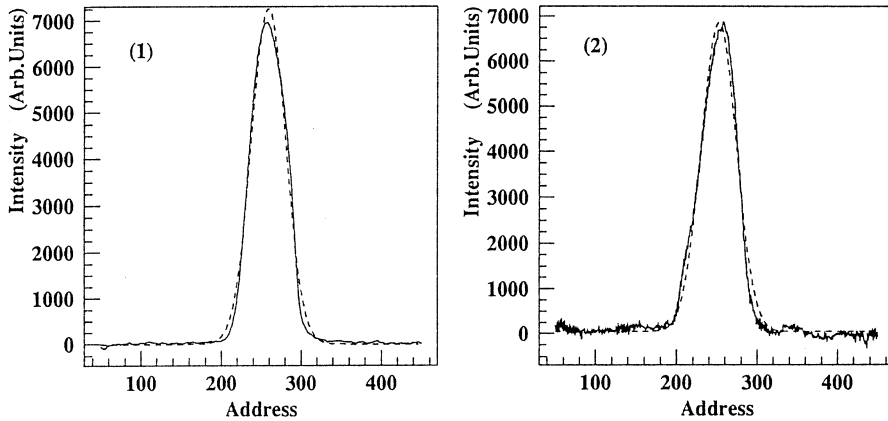
実験はビームエネルギーは210.45MeV、繰り返しは60Hz、二次電子モニタ（SEM、効率13.8%）で測定した平均ビーム電流は81nA、第3図に示してあるスリットの幅は、各々SD-II 4.5mm、SD-II X6.0mm、SA-II 3.0mmである。但し、SD-II、SA-IIの表示値は3.0mmのオフセットがあった。SA-IIのエネルギー分解能（ $\Delta E/E$ ）は1mm当り0.05%であるのでこの実験でのエネルギー分解能は0.15%である。又、第3図に示してある四極電磁石（Q15-Q20）の電流はQ15は0.02075A、Q16は0.0196A、Q19は7.194Aであり、Q20の電流の値は10回変えて測定した。但しこれらの電流は電圧を測定しシャント抵抗から求めた物であり、その変換効率50mV/30Aである。尚、四極電磁石はすべて同じ仕様であり、その性能は試験成績書より、単

位電流当りの磁場勾配 ($dBy/dX=dBx/dY$) は $0.25T/m.A$, 有効長 l は $0.247m$ である。



§ 3. 結 果

画像処理装置より得られるデータを基に, 横軸を座標, 縦軸を光の強度としてグラフを描き, ガウス分布で χ^2 フィットをした一例が第4図である。ここではビームのでいていないときのデータをバックグラウンドとして差し引いてある。又, ビームサイズはガウス分布の標準偏差 1σ とした。



第4図 ビームサイズ。

(1)横方向 (2)縦方向を表す。横軸は画面上でのアドレス（画素の番号）で、1画素あたり(1)0.0468mm(2)0.0426mmである。縦軸は光の強さである。実線は測定されたデータであり、点線はフィッティングした関数である。

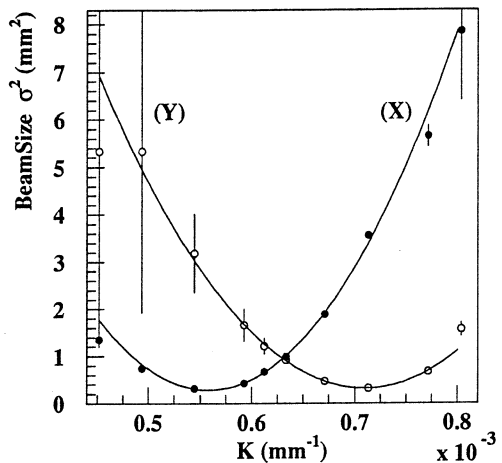
ビーム毎のばらつきを考慮に入れるため、1つの K の値に対して10回測定し平均値、標準偏差を求め、標準偏差をその K の値に対する誤差とした。これより K と σ^2 との関係を描いて、(1)式で χ^2 フィットしたのが第5図である。

これよりエミッタンス、ツイスパラメタを求めたものを第1表に記す。その値を基にして、ライナック出口 (SD-II X) とスクリーンでのツイスパラメタの値を、転送行列を用い求めた。転送行列は、第3図のライナック出口からスクリーンまでのビーム輸送系を基に作った。

但し、ここで偏向電磁石の転送行列は横方向 BM_x 、縦方向 BM_y とすると

$$BM_x = \begin{pmatrix} -1.0002 & -0.7505 \\ -3.8 \times 10^{-4} & -1.0002 \end{pmatrix}$$

$$BM_y = \begin{pmatrix} -0.9841 & 10.800 \\ -2.9 \times 10^{-3} & -0.9841 \end{pmatrix}$$



第5図 四極電磁石の磁場の強さ(K)とビームサイズの二乗(σ^2)の関係。

黒丸が横方向(X)、白丸が縦方向(Y)をあらわす。フィッティングは、 $Y = A(K - B)^2 + C$ という二次関数で行い、 A 、 B 、 C の値はそれぞれ

$$\begin{aligned} \text{横方向 } & A = 1.301 \times 10^8 \pm 2.407 \times 10^6, \\ & B = 5.586 \times 10^{-4} \pm 8.157 \times 10^{-7}, \\ & C = 2.820 \times 10^{-1} \pm 6.793 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

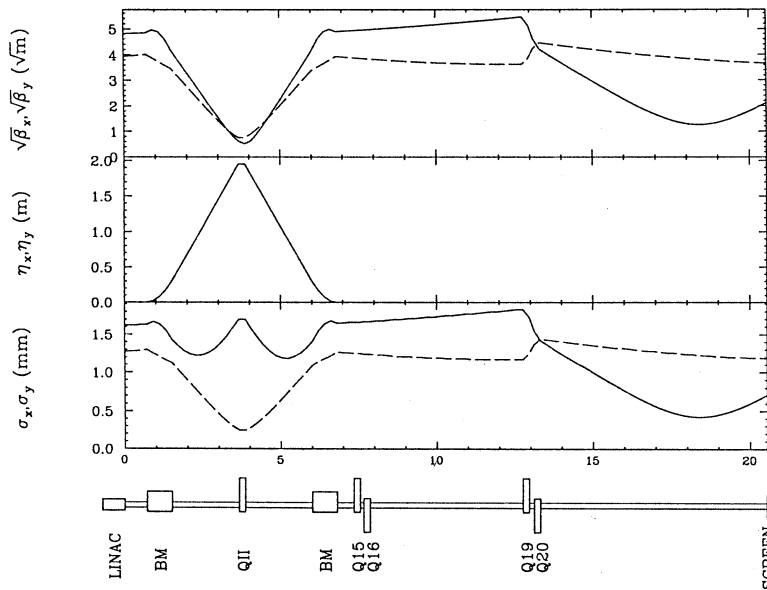
$$\begin{aligned} \text{縦方向 } & A = 9.870 \times 10^7 \pm 3.684 \times 10^6, \\ & B = 7.102 \times 10^{-4} \pm 1.072 \times 10^{-6}, \\ & C = 3.151 \times 10^{-1} \pm 4.780 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

である。ただし単位は A [mm^4]、 B [mm^{-1}]、 C [mm^2] である。

第1表 エミッタンス, ライナック出口, Q20, スクリーンでのツイスパラメータの値。

	横方向(X)	縦方向(Y)
エミッタンス ($\times 10^{-7}$ mrad)	1.13 ± 0.02	1.04 ± 0.02
ツイスパラメータ (SD-IIx)		
α	-2.19×10^{-1}	-4.44×10^{-1}
β (m)	23.2	15.5
γ (m^{-1})	4.51×10^{-2}	7.71×10^{-2}
(Q20)		
α	14.9	-10.2
β (m)	21.5	17.7
γ (m^{-1})	10.4	5.88
(スクリーン)		
α	-1.16	7.05×10^{-2}
β (m)	4.07	15.9
γ (m^{-1})	5.77×10^{-1}	6.32×10^{-1}

SD-IIxからスクリーンまでのベータ関数, イータ関数, ビームサイズをビーム軌道解析プログラム SAD²⁾で求めたものを第6図に示す。



第6図 SD-IIxからスクリーンまでのベータ関数, イータ関数, ビームサイズ。

実線は横方向(X), 点線は縦方向(Y)を表す。横軸はSD-IIxからスクリーンまでの位置を表す。横軸の単位はmである。

としてあり、単位は(1.2)成分が m, (2.1)成分が 1/m, それ以外は無次元である。又, Q20の磁場はスクリーン上での横方向と縦方向のビームサイズの積が最小になるように選んだ。

偏向電磁石の間では運動量分散関数がゼロではないので、そこでのビームサイズの定義は $\sigma = \sqrt{\epsilon \beta + (\eta \Delta P / P)^2}$ としてある。但し、ここで $\Delta P / P$ は実験条件より 0.15% である。

§ 4. 考 察

得られたエミッタンスから規格化されたエミッタンス ($\epsilon_n = \beta \gamma \epsilon$) を求めると

$$\epsilon_{nx} = 4.77 \times 10^{-5} \pm 0.07 \times 10^{-5} \text{ mrad} \quad \epsilon_{ny} = 4.39 \times 10^{-5} \pm 0.09 \times 10^{-5} \text{ mrad}$$

と成る。これは以前早野³⁾らがワイヤースキャナとスクリーンモニタを使って測定した値

$$\epsilon_{nx} = 7.3 \times 10^{-5} \text{ mrad} \quad \epsilon_{ny} = 5.5 \times 10^{-5} \text{ mrad} \quad \text{ワイヤースキャナ}$$

$$\epsilon_{nx} = 8.5 \times 10^{-5} \text{ mrad} \quad \epsilon_{ny} = 4.1 \times 10^{-5} \text{ mrad} \quad \text{スクリーンモニター}$$

と比較すると、Y 方向は良く合っていると見えるが X 方向はそうではない。これは、早野らの実験とは、エネルギー、スリット幅など実験条件が違うからであると考えられる。

エネルギー幅を決めるスリット SA-II は QII の下流 0.77m の所にある。第 6 図を見るとこのスリットの所におけるビームサイズが 1.5mm となっており、先に SA-II の幅を 3.0mm (全幅) としたものと一致する。

§ 5. ま と め

スクリーン上でのビームサイズを測定することによってエミッタンス、ツイスパラメータを得、それより転送行列を使いライナック出口でのツイスパラメータを得た。

この実験で使用した画像処理装置は、データを取るのに 1 画面 10 分程度かかる物であった。現在はその場でビームのプロファイルがわかる新機種がある。それを使用すると、ビーム輸送系の中にビームモニタをいれておけば、そこでのビームサイズがリアルタイムにわかり、エミッタンス、ツイスパラメータを求めることができる⁴⁾。

その応用として STB への入射を効率よく行うことができる。即ち、入射路のある点にスクリーンモニタを設置し、この点でのツイスパラメータが設計値どおりになるように上流の四極電磁石の電流を随時調整する。これにより、このモニタより下流でのツイスパラメータは設計値どおりになり、入射点におけるツイスパラメータを一致させることができ、STB への入射効率が向上する。

本実験で使用した画像処理装置等について多大な御協力並びに御指導をいただいた高エネルギー物理学研究所の内藤孝氏に深く感謝いたします。ビーム軌道解析プログラム SAD を使用するに当たり、親切に御指導いただいた高エネルギー物理学研究所の生田勝宣氏に深く感謝いたします。

付 録

第7図のような系に於て、QMからスクリーンまでの転送行列を M とすると、粒子の位相空間内での位置 $X = (x, x')$ は

$$X_2 = MX_1 \tag{A-1}$$

と変換される。

いま、Courant-Snyder 不変量

$$\gamma x^2 + 2 \alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon$$

を考える。これは

$$A = \begin{pmatrix} \gamma & \alpha \\ \alpha & \beta \end{pmatrix}$$

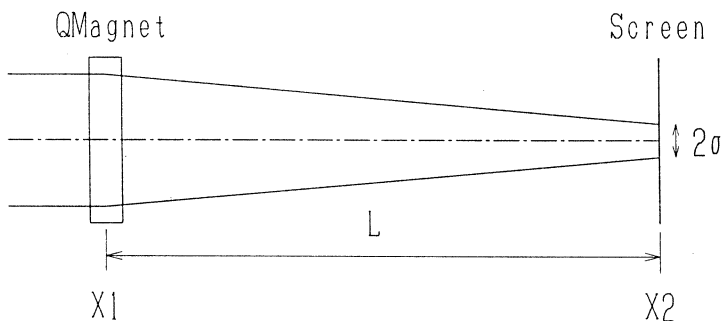
という行列を使うと、以下の様に書ける。

$$X^t A X = \epsilon$$

これは不変量であるので、QMでの値とスクリーンでの値は等しいはずである。それを使うと

$$X_2^t A_2 X_2 = \epsilon = X_1^t A_1 X_1 \tag{A-2}$$

となる。ここで A_1 , A_2 はそれぞれQM, スクリーンの位置での行列 A の値である。



第7図 エミッタンス, ツイスパラメータ測定。

四極電磁石 (Quadrupole Magnet) は強さ K の厚さのないレンズとし、四極電磁石からスクリーンまでの距離を L , スクリーン上のビームサイズを 2σ とする。

(A-2) 式は (A-1) 式を使うと

$$X_2^t M^t A_2 M X = X_1^t A_1 M$$

と書け、よって

$$M^t A_2 M = A_1 \tag{A-3}$$

となる。いま、 $B = \varepsilon A^{-1}$ という行列を考える。これを使うと (A-3) 式は以下のように書き直せる。(A-3) 式の逆行列を取って ε を掛けると

$$M^{-1} B_2 (M^t)^{-1} = B_1$$

となる。よって

$$B_2 = M B_1 (M) \tag{A-4}$$

となる。

付図のような系の転送行列は

$$M = M_D M_Q$$

とかける。ここで

$$M_Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K & 1 \end{pmatrix} \quad M_D = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

である。よって (A-4) 式は

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \varepsilon \beta_2 & -\varepsilon \alpha_2 \\ -\varepsilon \alpha_2 & \varepsilon \gamma_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1+LK & L \\ K & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon \beta_1 & -\varepsilon \alpha_1 \\ -\varepsilon \alpha_1 & \varepsilon \gamma_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+LK & K \\ L & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \varepsilon \beta_1(1+2LK+L^2K^2)-2\varepsilon \alpha_1(L+L^2K)+\varepsilon \gamma_1 L^2 & \varepsilon \beta_1(K+LK^2)-\varepsilon \alpha_1(1+2LK)+\varepsilon \gamma_1 L \\ \varepsilon \beta_1(1+LK^2)-\varepsilon \alpha_1(1+2LK)+\varepsilon \gamma_1 & \varepsilon \beta_1 K^2+\varepsilon \alpha_1 K+\varepsilon \gamma_1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{A-5}$$

となる。ここで $\varepsilon \beta$ がビームサイズの二乗である事に注意し、又 (A-5) 式より

$$\varepsilon \beta_2 = \sigma^2 = A (K-B)^2 + C \tag{A-6}$$

とおくと、 ε 、 α 、 β 、 γ は以下のように書ける。

$$\varepsilon = \frac{1}{L^2} \sqrt{AC}$$

$$\alpha_1 = \frac{A}{C} \left(B + \frac{1}{L} \right)$$

$$\beta_1 = \frac{A}{C}$$

$$r_1 = \frac{1}{AC} \left(AB^2 - 2 \frac{AB}{L} + \frac{A}{L^2} + C \right)$$

参 考 文 献

- 1) J.S.Sheppard, J.E.Clendenin, R.H.Helm, M.J.Lee and R.H.Miller : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS30** (1983) 2161.
- 2) K.Hirata : CERN **88-04** (1988) 62.
- 3) 早野仁司, 浦川順治, 吉岡正和, 菊池光男, 内藤孝, 山川達也, 小山田正幸, 浦澤茂一, 中里俊晴 : 核理研研究報告 **26** (1993) 340.
- 4) 内藤孝 : 私信.

Proposal of Coherent Synchrotron Radiation at Millimeter and Submillimeter Wavelengths in a Waveguide Free-Electron Laser at Tohoku Linac

Bibo Feng[†]

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

§ 1. Introduction

Coherent synchrotron radiation is the radiation of a great number of charges that are oscillating in phase with each other within a spatial region comparative to their radiation wavelength. In comparison with incoherent synchrotron radiation, the coherent radiation power level is in proportion to N^2 , the square of total electron number in a bunched beam, rather than the N at the case of incoherent radiation¹⁾. As there is a great amount of electrons in a bunch, the power of coherent radiation is several orders higher than that of incoherent radiation generated by a uniform electron beam. The coherent synchrotron radiation effect was first observed by Nakazato *et al.*²⁾ using a bending magnet from a 180-MeV bunched electron beam with the Tohoku 300-MeV Linac. The effect of coherent radiation was supported by several other following experiments^{3,4)}.

In the case of free-electron laser, the coherent synchrotron radiation generated by a bunched e-beam is not only in proportion to N^2 but also to the square of interaction length in an undulator. Therefore, it is expected that the coherent radiation power level in an undulator is much higher than that in a bending magnet. The coherent effect in undulator radiation using electron bunches has been observed experimentally⁵⁻⁷⁾.

In this report, we propose to develop a waveguide free-electron laser using Tohoku Linac, which is expected to produce coherent synchrotron radiation in the region of millimeter and submillimeter wavelength. There is no other coherent source in the wavelength

[†]Visiting scientist from the Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800, P.R. China.

range capable of the requirement of high power, tunability and high brightness. In addition, FEL would be the only source capable of providing picosecond pulses of coherent radiation using RF linac at such wavelength. This kind of source can be used in many application areas, such as solid-state and biological samples with particular respect to their non-linear response.

§ 2. Coherent synchrotron radiation in a waveguide FEL with electron bunches

We consider a bunched electron beam interacts with a purely sinusoidal undulator field in a rectangular waveguide. The undulator field is described as

$$\vec{B} = B_0 \cos(k_w z) e_y, \quad (1)$$

where $k_w = 2\pi/\lambda_w$ and λ_w is the undulator period. The synchrotron emission spectrum from each electron is determined by its trajectory in the undulator. Unlike the broadband synchrotron radiation from a relativistic electron in a bending magnet, the FEL undulator radiation can have a rich spectrum with detailed structure in frequency and emission angle. That emission is produced mainly by coupling the electron transverse motion to the transverse field of an electromagnetic wave. The electron trajectories are determined by the Lorentz force equations of motion in undulator,

$$\frac{d\vec{\beta}}{dt} = -\frac{e}{\gamma mc} (\vec{\beta} \times \vec{B}), \quad (2)$$

where e , m and c are the electron charge, mass and speed of light, $\vec{\beta}$ is the electron velocity. The Lorentz force equations can be solved exactly to give the transverse electron velocity,

$$\begin{aligned} \beta_x &= \frac{\sqrt{2}K}{\gamma} \sin(k_w z); \\ \beta_y &= 0; \\ \beta_z &= \beta_{z0} + \frac{K^2}{2\gamma^2} \cos(2k_w z), \end{aligned} \quad (3)$$

where $\beta_{z0} = 1 - \frac{1+K^2}{2\gamma^2}$ is the axial velocity of the electron in the undulator, $K = (eB_0 \lambda_w) / (2\sqrt{2} \pi m_0 c^2)$ is the undulator parameter and γ is relativistic factor of the electrons.

The transverse current density can be described by the electron beam charge density distribution $\rho(\vec{r}, t)$ and the transverse electron velocity $\vec{\beta}_T$:

$$\begin{aligned}\vec{J}_T &= \rho(\vec{r}, t) c \vec{\beta}_T \\ &= -\frac{I_p}{c \beta_z} f(x, y) g(\tau) c \vec{\beta}_T\end{aligned}\quad (4)$$

where $\tau \equiv \frac{z}{c \beta_z} - t$, I_p is the peak current in the bunch, $f(x, y)$ is the transverse density distribution, and $g(\tau)$ is the bunch current profile normalized to unit at the peak. The current can be expanded in a series of harmonics of the fundamental $\omega_l = 2 \pi l \nu_{RF}$ where ν_{RF} is the radio-frequency and l is an integer. Using Fourier transformation the bunch current profile can be described as

$$g(\tau) = \frac{I_{av}}{I_p} + \sum_{l=1}^{\infty} C_l \cos(\omega_l \tau), \quad (5)$$

where I_{av} is the average current in the macropulse and C_l is the Fourier coefficients.

The fields generated by bunched electron beam inside the waveguide were calculated using an expansion in terms of the waveguide orthonormal modes. The normalized fields of TE mode in a rectangular waveguide are given by ⁸⁾:

$$\begin{aligned}E_{x,m,n} &= \frac{-2 \pi n}{\gamma_{mn} b \sqrt{ab}} \cos\left(\frac{m \pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n \pi y}{b}\right), \\ E_{y,m,n} &= \frac{2 \pi m}{\gamma_{mn} a \sqrt{ab}} \sin\left(\frac{m \pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n \pi y}{b}\right), \\ H_{z,m,n} &= \frac{-2i \gamma_{mn} \beta_g}{Z_0 k_{mn} \sqrt{ab}} \cos\left(\frac{m \pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n \pi y}{b}\right),\end{aligned}\quad (6)$$

where

$$\begin{aligned}\gamma_{mn}^2 &= \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right), \\ k_{mn}^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} - \gamma_{mn}^2, \\ \beta_g &= \frac{c k_{mn}}{\omega}\end{aligned}\quad (7)$$

and $Z_0 = 377 \Omega$ is the free-space impedance. According to Poynting's theorem, the coherent radiated power of TE_{0n} mode at the harmonic frequency ω_l in waveguide is described as ⁹⁾:

$$P_n = \frac{Z_0}{\beta_g} I_p^2 \frac{C_i^2}{8} \frac{K^2}{\beta^2 \gamma^2} F^2 \frac{(N \lambda_w)^2}{ab} \left[\frac{\sin(\theta/2)}{\theta/2} \right]^2, \quad (8)$$

where

$$\theta = \left(\frac{\omega_l}{c \beta_z} - k_w - k_{ol} \right) L \quad (9)$$

is the usual phase shift defining the FEL resonance, $L = N \lambda_w$ the interaction length, β_g the group velocity, and F the filling factor of electron beam. It is shown that the coherent synchrotron radiation is proportional to the square of the electron peak current and to the square of the interaction length.

Assuming the passive loss and output coupling coefficient in resonators are α_p and α_c , respectively, the outcoupled power can be described as,

$$P_{\text{out}} = 4 P_n \frac{\alpha_c}{(\alpha_p + \alpha_c)^2}. \quad (10)$$

When the output coupling loss is equal to the passive losses, we obtain the maximum output power

$$P_{\text{max}} = \frac{P_n}{\alpha_p}. \quad (11)$$

§ 3. Resonant frequency in waveguide FEL

In waveguide FEL, the strongest interaction is expected when the phase velocities of the radiation mode and waveguide mode are equal. According to the interaction of FEL mode with the waveguide mode, we could find the FEL output coupled frequency.

The dispersion relation of electromagnetic wave in waveguide is given by

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_\infty^2, \quad (12)$$

where ω_∞ is the cutoff frequency of the waveguide. In addition, to obtain a net energy exchange in waveguide FEL the electron velocity should satisfy a resonant condition that corresponds to the following dispersion relation:

$$\omega = (k + k_w) v_z, \quad (13)$$

where v_z is the electron axial velocity. Solving equations of (12) and (13), we obtain the explicit solutions of the radiation frequency as following,

$$\omega_{\pm} = \gamma_z^2 k_w v_z \left[1 \pm \beta_z \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\omega_{\pm}}}{\gamma_z k_w v_z} \right)^2} \right] \quad (14)$$

where we have defined $\beta_z = v_z/c$ and $\gamma_z = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$. The ω_{\pm} represents the FEL Doppler upshifted and downshifted interaction frequencies.

The coherent synchrotron radiation process is of particular interest in a waveguide FEL with bunched electron beams. One of the reasons is that the electron axial velocity can be adjusted to match the group velocity of the radiated waveguide mode. Another reason is that it is possible to select the operating mode in the waveguide. In addition, a more important reason is the possibility of realizing an optical mode of small and constant cross section that can be propagated with low attenuation along the waveguide, avoiding the strong diffraction losses which would be present in an open resonator at the mirror apertures and at the ends of undulator.

§ 4 . Design of a waveguide FEL at Tohoku Linac

It is possible to obtain the coherent FEL radiation using an undulator and bunched electron beam on the Tohoku Linac with rf frequency of 2856 MHz. The main parameters of the Linac are described as in Table 1. The bunched electron beam energy can be adjusted from 10 to 75 MeV. The cross-section area of the electron beam is $2 \times 2 \text{ mm}^2$. The macro- and micropulse duration of the bunched beam is $3 \mu\text{s}$ and 4ps, respectively. The longitudinal bunch length is 1.2 millimeters.

The undulator can be made of permanent magnets to provide a linear polarized field. It is easy to enable the undulator parameter K to be changed in the range from 1 to 3 adjusting the gap of the undulator poles. The undulator period of 10 centimeters is selected for the FEL to operate in the region of millimeters. A rectangular copper waveguide is used to reduce the laser diffraction loss in the interaction region and to select the available operating mode. Its cross area is $10 \times 5 \text{ mm}^2$. The resonant mirror can be made of metal wire grids to provide reflecting and output coupling. As the limitation of FEL resonance condition, the electron slips, in phase, a wavelength for an undulator period in free-space with respect to the electromagnetic wave due to their different velocities. However it is possible to choose available undulator, waveguide and cavity parameters to reduce

this slippage effect to zero. When the condition, $\lambda_w \leq 2 \gamma_z b$, is satisfied, which is usually called as “zero slippage” condition for the fundamental mode in a planar waveguide, the group velocity of the electromagnetic wave is closed to the electron velocity. At this case, the gain curve has a relative broad bandwidth which corresponds to a better efficiency.

Furthermore, the resonant cavity length should satisfy the synchronism between a wave packet and electron bunches entering the undulator. This condition is described as,

$$L_c = \frac{1}{2} n c \beta_g T_{RF}, \quad (15)$$

where L_c is resonator length, β_g is the wave packet group velocity, $T_{RF} = 1 / \nu_{RF}$ and n is the number of wave packets in the resonator. There are 24 optical micropulses circulating in the cavity if cavity length of 125.34 cm and other parameters in table 1 and 2 are used.

The electron beam distribution only effects on the Fourier coefficient C_i in the expression of coherent radiation power. The amplitude of the C_i reduces rapidly when the number of harmonic increase. It is found that the output powers are not so sensitive to electron bunch distribution. However, the lower level harmonics contribute much higher powers to the coherent radiation. In the following analysis we assume that the electron bunches have rectangular distribution.

The dependence of coherent radiation spectra on the RF harmonics are shown in Figs. 1 and 2. Using the parameters in table 2, the Doppler downshift and upshift frequencies are equal when the electron energy factor is $\gamma = 22.47$. In this case, the electron beam

Table 1. The parameters of Tohoku Linac.

Accelerator	
Type	RF Linac
RF frequency	2856 MHz
Beam energy	10-75 MeV
Energy spread	0.2 %
Macropulse duration	3 μ s
Micropulse duration	4 ps
Current	200 mA
Average current	150 μ A

Table 2. Parameters of Coherent Synchrotron Radiation in Waveguide FEL.

Wiggler	
Type	Planar Permanent
Period	10 cm
Number of periods	10
Wiggler parameter	2
Wiggler field	0.214 T
Waveguide	
Type	Rectangular copper
Size	5 \times 10 mm ²
Cavity	
Length	1.2 m
Passive	5 %
Output coupling	5 %
Coherent Radiation	
Mode	TE ₀₁
Wavelength	1.0 mm
Power	6.28 mW

and wave packet propagate almost at the same velocities in the interaction region, in which the FEL is operating in the zero slippage condition. In Fig.1, the maximum power of 6.28mW is obtained at frequency of 348.4GHz. The total coherent radiation power is 236mW in the frequency band between 150 and 450GHz. As the electron energy of 15MeV used, the FEL will be operated in two different Doppler frequencies. The output power spectra are shown in Fig. 2. Two peak powers of 9.04 mW and 0.65mW are obtained at the frequencies of 185.6GHz and 856.8GHz, corresponding to harmonic numbers of $l=65$ and $l=300$, respectively. Adding up the power in the frequency range of 120 to 220GHz, the total power of 79mW is obtained near the Doppler down shift frequency; the total power of 20mW in the range of 750 to 950GHz is obtained near the Doppler upshift frequency.

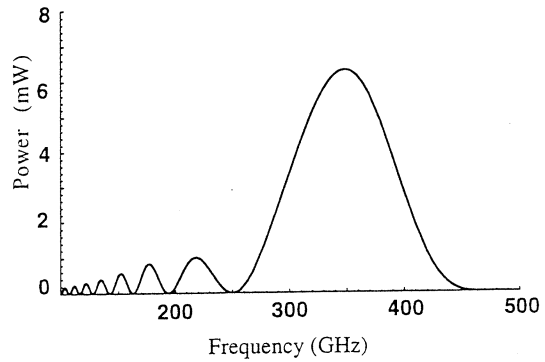


Fig. 1. Coherent emission spectrum at zero slippage condition.

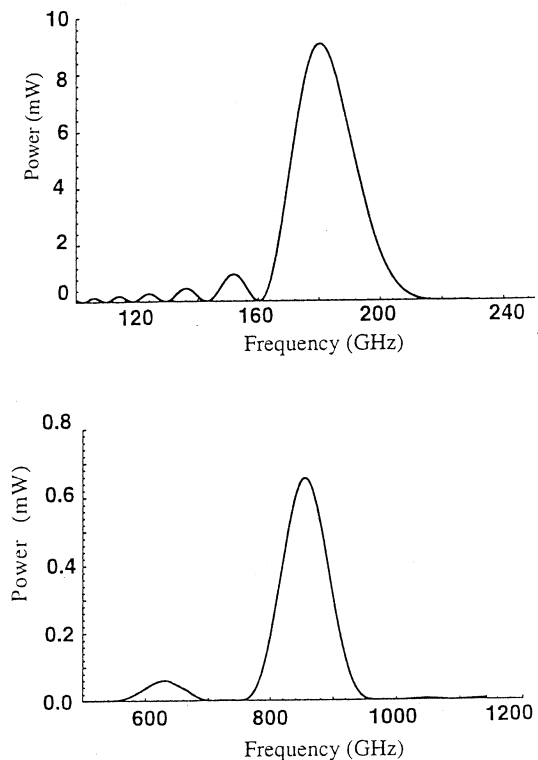


Fig. 2. Coherent emission spectrum.
Top: Doppler downdrift frequency resonance.
Bottom: Doppler updrift frequency resonance.

Acknowledgments

This work was supported by the Inoue Foundation for Science, Japan. The author also would like to thank Prof. T. Yamakawa, Prof. M. Oyamada, Dr. T. Nakazato and Mr. S. Urasawa for their continuous encouragement and support.

References

- 1) J. S. Nodvick and D. S. Saxon : Phys. Rev. **96** (1954) 1245.
- 2) T. Nakazato *et al.* : Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1245.
- 3) E. B. Blum *et al.* : Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A307** (1991) 568.
- 4) J. Ohkuda *et al.* : Proc. of the 15th Linear Accelerator Meeting in Japan, Sept. (1990).
- 5) Y. U. Jeong *et al.* : Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1140.
- 6) F. Ciocci *et al.* : Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 928.
- 7) M. Asakawa *et al.* : Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A341** (1994) 72.
- 8) J. D. Jackson : *Classical Electrodynamics* (New York, Wiley, 1975).
- 9) A. Doria *et al.* : IEEE J. Quantum. Electro. **QE-29** (1993) 1428.

IV. 加 速 器 稼 働 状 況

平成6年度マシン報告

マシングループ

栗原 亮・浦澤茂一・小山田正幸
柴崎義信・高橋重伸・中里俊晴

概 況

今期も維持費の効果的使用のため夏期の1ヶ月間の運転停止を行ない、電力使用量と従量料金の軽減を図った。また、世界的なフロン使用禁止の広がりで空調用冷凍機（フロン使用）を（経費節減のためボイラーは廃止した。）冷温水発生装置に切り替えた。この工事は施設部で実施した。冷温水発生装置は年間を通しての調整運転をした。

マシンタイム採択は、平成6年度にリング建設の準備のため前期に限定して95シフト、追加採択で27シフト採択した。さらに緊急課題としてライナック性能のビームオプティックス、加速周波数の最適値、最大エネルギーとビーム電流測定の2シフトが認められた。実験課題採択数は95 + 27 + 2シフト（前年度は215シフト実施）であった。

ライナック運転は寒い時期にクライストロン室温度を外気導入で温度制御し、支障なくできた。暑い時期の運転はクライストロン室温度が25°C以上（冷却系監視装置から警報が鳴る）で運転者が実験の一時停止をとり、温度が25°C以下で実験再開を行なうことにした。

平成7年度からリング建設が始まるが、ユーザーの強い要望により、その間の第一実験室のRI照射は10月初旬まで月に1、2回I系の照射に限りマシンを運転する。この照射で放射線管理のドアインターロックは実験室への立ち入りを考慮し、グラフィックパネルからⅡ、Ⅲ、Ⅳ系の選択を不可とした。I系の第一実験室の実験準備が完了した時点で、ライナック運転が可能なドアインターロックに変更した。

クライストロンパルサー関係ではパルサーのシャットダウン回数が少なく、VAPOダインの容器にピンホールが生じたが、さいわい6月工事の交換までもった。

ライナックの性能は、昨年同様クライストロンパルサーのDe'Qingを動作させた状態で第1実験室に65MeV、第2実験室に220MeV程度のエネルギービームを供給できる。

マシンタイム実施状況

夏期停止期間は、昨年と同様に本体室とクライストロン室で除湿器を稼働させ湿度対策とし

た。実験再開後、機器には影響がなかった。

ライナックを使用した実験は、リング建設の準備のため10月の緊急課題2シフトを最後に停止した。ライナック維持管理の総合運転は適時行うことにした。

冷温水発生装置の本格的な運転で、空調保守契約が変わり実験停止時は実験責任者が空調機器の停止を行なうことになった。このため、土、日曜日、祭日の実験は、エネルギー変更を伴わない連続実験が可能になった。定期点検日や停止日は機器の調整と修理をおこなう貴重な日となっている。

第1表にマンシタイム実施状況を示す。

保守状況

真空系は真空度の低下と高圧ケーブルの絶縁不良とイオンポンプ本体のガス放出がみられた。真空度の低下は真空導波管フランジ接続部に微少リークを多く見つけ、リーク箇所の手当で加速管列A部とⅡ・Ⅲ系部とも一桁程度改善した。Ⅱ・Ⅲ系真空ダクトのリーク原因はダクト本体と真空部品（モニターやイオンポンプの導入端子・フランジ接続部）の劣化によるものである。また、加速管列B部は発見が困難であった。この原因はリークデテクター感度が低いため、測定装置の整備も必要である。不良ケーブルやコネクタは部品を購入し交換を進めている。ライナック停止後もイオンポンプ保護回路の作動があり高真空でのポンプ動作に疑問があり他のポンプも考えている。

真空関係の故障は加速管真空引き口からのリーク、ND分析ダクトのアラルダイト剥離でリーク、イオンポンプのメタルフランジの緩み、メタルバルブの変形、ケーブルの絶縁不良、イオンポンプ内部短絡、ポンプ作用の低下がみられる。これらはダクトやポンプの老朽化が原因と思われる。

冷却系はシーケンス回路をプログラマブル・コントローラに切り替え中であり、従来のリレー回路と混在している。断水リレーの故障が加速管冷却系とクーリングタワーポンプであり、リレー交換で対処した。

冷却系では故障表示装置の警報の解除が遅れたためライナックを2.5時間後に運転を再開した。原因は故障表示装置の操作と冷凍機制御不調のダブル故障であった。冷却水無しで加速管冷却系ポンプを2時間運転したので、加速管の温度は60～65℃まで上昇し、危険な状態だった。対策として、加速管温度の上昇で加速管冷却系ポンプを止めるシーケンスを付加した。

加速管ポンプが停止し、電動バルブが開かず再起動出来なかった故障は、冷却系故障表示装

置も停止し、9.5時間後に復旧した。原因は流量計パドルの破損と故障表示回路の再起動を繰り返して操作したためです。冷却系故障表示回路の起動後30分間は警報を発しない待機状態である。加速管列冷却水の各種流量計の故障が多々起きている。原因は、水質、検出器の構造などいろいろあり、良い流量計は見つかっていない。

冷却系のBF系統はNDトーチカの撤去工事が予定されている第2実験室と実験に使用しない第2電磁石室のバルブを閉めた。正常に運転するためBF系はポンプの近くで流量と圧力を調整した。

パルサー関係は、クライストロンパルサー2号機とガンパルサーに安定運転のために必要なDe'Qingがかかっている。クライストロンパルサーは結線外れ、ガンパルサーは抵抗焼損のため動作しない。

ガンパルサーは今期からグリッドパルサーに半導体5 nsパルサー（最大繰り返し周波数200 [pps] 内藤（KEK）製作）を使用し、コーヒレント放射光の実験に短パルスビームを供給した。また、5 [μ sec]の半導体グリッドパルサーの試用は、ノイズレベルの影響でトリガが制御できない時間域があり改善の余地がある。故障は5 nsパルサー故障でマシンタイム2時間中断とガンパルサー不調でサイラトロンを2回実験中に調整した。

モニター関係はI系M5ビームスクリーンモニタ用ITVが故障（放射線ダメージ）で交換。また、スクリーンモニタの動作不良は、圧縮空気のオートドレイン装置の故障による空気圧不足であった。

その他の故障は、第一実験室Q電磁石の切り替えリレーコイル焼損でリレーの交換を行なった。

使用済みのイオン交換樹脂が溜まっていたが、放安管の協力で通常物と放射性物に区分けした。放射性廃棄物は保管している。ライナック停止後の第二電磁石室と本体室の放射線マップを今後の参考のため放安管に作成を依頼した。

ドアインターロックは、各実験室出入口のドア開閉状態を制御室で表示する装置を設置した。効果はビームコース選択時に異常がすぐ判り、対応が早くなった。

制御関係では、II系BOビームモニターをマシン側から制御できるようにした。分析電磁石の切替スイッチ盤は電磁開閉器方式で（手動操作を少なくした）製作し正常に動作している。

導波管のガス漏れ検査に使用していた真空管式のリークディテクターが使用不能になり更新が必要である。

加速管や導波管など、基本的な部分で劣化が進んでおり、改修の対象は多い。直ちに改善し

て欲しい、分析スリットとライナックのクーリングタワーは今年も更新できなかった。平成7年度からリング建設に予算が付き、リングへのビーム入射に第二電磁石室の分析真空ダクト再配置で、今年度第二電磁石室のⅡ・Ⅲ系とECSの真空ダクトと分析スリットを含めて更新を考えている。また、平成8年度にクーリングタワーの予算措置を考慮している。

真空系はこの機会に第二電磁石室の真空ダクト・分析スリットの更新をおこなえると改善されるのだが。

積雪時のクライストロン室の水漏れ箇所は、四シーズン過ぎたが未だ修理はされていない。幸いにも今まで無事に運転できているが、事故や故障を考えると、今後は実験を中止した方が良くと思う。

冷却系に限らず、クライストロン室温度上昇やマシン関係のアラームが出たらマシンを停止して欲しい。停止で故障の拡大が防止でき、速やかに実験が再開できるので協力をお願いします。

ライナック運転の条件に通常と異なる希望がある場合は、早めに相談してください。また、放射線被爆の可能性のある作業は、「マシン停止後24時間以上おいてから行う」のが原則になっています。

平成6年度の主な工事の内容は以下のとおりです。

工事関係

4月工事（3/28～4/1）

- | | |
|--------|--|
| パルサー関係 | 3/28～30クライストロン交換。 |
| 真空系 | 加速管列真空リークテスト。
バンチャー導波管、A8ドアノブ上部導波管、A3入り口導波管のリーク修理。
真空度は一桁改善。なおB部にもリークがある模様。
I系ガンマチャンネルフランジにリークあり。 |

6月工事（5/30～6/3）

- | | |
|-----|--|
| 冷却系 | 工事期間中に停電日があるが、電気がくる限り工事を行う。
クライストロンパルサー3号機のVAPOの容器交換。
冷却系で三方弁と冷凍機制御が不調のため冷凍機の検査。
第2電磁石室冷却管の水漏れ修理。 |
|-----|--|

夏期工事（8/29～9/2）

冷却系	冷凍機オーバーホール。8/12冷凍機電磁弁交換。試運転は良好。
試運転	夏季停止後の冷却系，真空系の動作正常。 ガン・エミッション正常。
真空系	加速管列にRFパワーを入れて真空エージング。RF出力良好。
冷却系	冷却系故障表示装置のタッチセンサー交換。同プログラム変更。
パルサー関係	ガンパルサーのDe'Qingの故障原因は抵抗焼損。
立体回路系	立体回路加圧系のガスもれ修理。 クライストロン#1左腕はガスもれ止らず。
総合運転	ドアインターロックの定期点検。ビーム加速の総合運転。 電子銃エミッションは0.5V以下で使用。

（運転休止）

冷却系	運転停止のため交流電源停止。（冷凍機潤滑油予備加熱）
ビーム輸送系	Ⅲ系ダクトの取り外し。 Ⅱ系は分析電磁石M6で切り離し，真空保存。
試運転（3/1）	パルサー，冷却系。
冷却系（3/14）	3方弁の交換工事。

制御関係の仕事を担当されていた，大沼忠広さんが本年4月から大型計算機センター業務掛に転出されました。深く感謝いたします。新しい任地において，ご活躍されることを期待します。

第1表 平成6年度 マシンタイム実施状況。

課 題	割 当	実 施	合 計	備 考
ee' p (玉江)	14	14		
ee' p (田中)		8 [†]		
ee' p (齊藤)	16	16		
TAG (寺沢)	23	23		
e, d (上野)	4	4		
(原子核)	(57)	(65)	(65)	
生物・放射科学	32	26 + 2 [†] [31 + 2 [†]]	28	1 シフト返上
ND	30	10 [30]	10	
放射光	14	14	14	
加速器・測定器	15 + 2*	13 + 2* [15 + 2*]	17	
合 計	148 + 2*	128 + 4	134	
課題採択シフト数		148 + 2*	134	

注)

† は平成5年からの繰越

* は緊急課題（加速器の性能測定）

実験シフト数 [] 内は実施された採択課題のシフト数。

（相乗り実験などによって実際に運転されたシフトと異なる。）

V. 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（1994年1月～12月）の題目を収録しました。

I 原子核物理

1. Observation of Fine Thermalization 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 : J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994) 197.
2. The $(e, e' p_0)$ Coincidence Cross Section for ^{12}C at Transfer Energy of 40 MeV.
T. Tadokoro, T. Hotta, T. Miura, M. Sugawara, A. Takahashi, T. Tamae, E. Tanaka, H. Miyase and H. Tsubota : Nucl. Phys. **A575** (1994) 333.
3. 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, A. Deppman and S. Simionatto : Phys. Rev. **C50** (1994) 282.
4. Excitation of Giant Resonances in the $^{40}\text{Ca}(e, e' n)^{39}\text{Ca}$ reaction.
C. Takakuwa, T. Saito, S. Suzuki, K. Takahisa, T. Tohei, Nakagawa and K. Abe: Phys. Rev. **C50** (1994) 845.

II 放射化学

1. A Comparison of the Hot Atom Reaction with the Implantation Reaction in Metallocene and and Its Cyclodextrin Inclusion Compounds.
H. Masue, I. Yamaguchi, T. Sekine and K. Yoshihara: Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B91** (1994) 97.
2. Recent Studies on Appearance Energy and Hot Reaction Zonein Solid-State Reactions in Metallocenes and Their β -Cyclodextrin Inclusion Compounds.
K. Yoshihara, T. Sekine and H. Masue: Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B91**

(1994) 103.

3. An Automatic Measurement System for Radiochemical Study Using Small Robots and PC-LAN.

K. Masumoto, S-I. Ushino, M. Mutoh, M. Yagi and T. Yoshida:

Laboratory Robotics and Automation **6**(1994)21.

III 加速器・測定器

1. Resonance Effects of Transition Radiation Emitted from Thin-Foil Stacks.

T. Tanaka, T. Awata, A. Itoh, N. Imanishi, T. Yamakawa, M. Oyamada, S.

Urasawa and T. Nakazato : Nucl. Instr. Meth. **B93** (1994) 21.

2. Coherent Transition Radiation in the Far-Infrared Region.

Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, T. Kanai, F. Arai, S. Kimura, T. Ohsaka,

M. Yoshioka, Y. Kondo, R. Kato, S. Urasawa, T. Nakazato, S. Nawano, M.

Yoshioka and M. Oyamada : Phys. Rev. **E49** (1994) 785.

3. Cherenkov Radiation from a Finite Trajectory of Electrons.

T. Takahashi, T. Kanai, Y. Shibata, K. Ishi, M. Ikezawa, T. Nakazato, K.

Kobayashi, S. Urasawa, T. Yamakawa, K. Takami, T. Matsuyama, K.

Kobayashi and Y. Fujita : Phys. Rev. **E50** (1994) 4041.

編 集 委 員

齋 藤 悌二郎 (委員長)

寺 沢 辰 生

新 村 信 雄

榎 本 和 義

核 理 研 究 報 告 第28卷 第1号

1995年8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 022-743-3411

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 28 Number 1 August 1995

Laboratory of Nuclear Science,

Tohoku University,

1-2-1, Mikamine, Taihaku, Sendai 982, Japan