

JAERI-Conf

96-009



第3回ハドロン多体系のシミュレーション研究会  
報告集

1995年12月18日~12月19日、東海研究所、東海村

1996年5月

(編) 岩本 昭・仁井田浩二\*・丸山敏毅・丸山智幸

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

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1996

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 ㈱原子力資料サービス

第3回ハドロン多体系のシミュレーション研究会  
報告集

1995年12月18日～12月19日，東海研究所，東海村

日本原子力研究所先端基礎研究センター

(編) 岩本 昭・仁井田浩二\*・丸山 敏毅・丸山 智幸

(1996年4月26日受理)

研究会「第3回ハドロン多体系のシミュレーション」は、先端基礎研究センター第44回基礎科学セミナーとしてハドロン輸送研究グループの主催で、1995年12月18日、19日の両日、東海研究所に於いて行われた。主題は軽イオン核反応、重イオン核反応のシミュレーションによる研究であったが、重イオン核反応の実験的研究、変分法による大規模核構造研究、マイクロクラスターの実験及び理論、といったテーマも含めて24の研究発表が行われた。参加総数約50名のうち、20名が原研より、28名が外部よりの参加者で盛況のうちに全日程を予定通り行った。これはその会議の報告集である。

---

本研究の世話人は、日本原子力研究所先端基礎研究センター・ハドロン輸送研究グループ  
岩本 昭，中原康明，千葉 敏，丸山敏毅，丸山智幸，高度情報科学技術研究機構 (RIST) 仁井田浩二，  
北海道大学理学部 大西 明，および京都大学理学部 堀内 昶が担当した。

日本原子力研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

\* 高度情報科学技術研究機構

Proceedings of the Third Symposium on Simulation of Hadronic Many-body System  
December 18 and 19, 1995, JAERI, Tokai, Japan

(Eds.) Akira IWAMOTO, Koji NIITA\*, Toshiki MARUYAMA  
and Tomoyuki MARUYAMA

Advanced Science Research Center  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received April 26, 1996)

The third symposium on Simulation of Hadronic Many-Body System, organized by the Research Group for Hadron Transport Theory, Advanced Science Research Center, was held at Tokai Research Establishment of JAERI on November 18 and 19, 1995. The theme of the symposium was the simulation study of light- and heavy-ion induced nuclear reactions but the reports on heavy-ion nuclear reaction experiments, large-scale variational study of nuclear structure and the theory and experiment of microcluster were also included as important related topics. Twenty-four papers on current topics presented at the symposium aroused lively discussions among fifty participants from universities, institutes, industries and JAERI.

Keywords: Proceedings, Simulation, Molecular Dynamics, Hadronic Many-body System

---

Organizers ; A.Iwamoto, Y. Nakahara, S.Chiba, Toshiki Maruyama, Tomoyuki Maruyama,  
(Hadron Transport Group, Advanced Science Research Center, JAERI), K.Niita  
(Research Organization for Information Science & Technology), A.Ohnishi  
(Hokkaido University) and H.Horiuchi (Kyoto University)  
JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE  
〒319-11 TOKAI-MURA, NAKA-GUN, IBARAKI-KEN, JAPAN.

\* Research Organization for Information Science & Technology

## 目 次

1. AMD の統計的性質 .....	1
堀内 昶 (京大)	
2. 波束の拡散を確率的にとりいれた反対称化分子動力学 .....	7
小野 章 (理研)	
3. QMD 計算における波束幅の動的取り扱い .....	16
丸山 敏毅 (原研)	
4. QMD の今後 .....	22
仁井田浩二 (RIST)	
5. QMD による核子入射前平衡反応の研究 .....	33
千葉 敏 (原研)	
6. AMD による核子入射生成フラグメントの解析と宇宙線ソフトエラー現象への応用 ...	41
戸坂 義春 (富士通)	
7. 陽子入射反応断面積を用いた媒質中核子-核子断面積の決定 .....	49
田中 英二 (京大)	
8. 原子核媒質効果を考慮した核内カスケード計算 .....	50
高田 弘 (原研)	
9. HETC によるフラグメンテーション反応の記述 .....	56
執行 伸寛 (九大)	
10. 高エネルギー重イオン反応のカスケード計算における素過程の取扱い .....	60
大塚 直彦 (北大)	
11. デルタ領域 ( $150 \leq E_r \leq 500$ MeV) での ${}^3\text{He}$ の光分解反応 .....	65
須田 利美 (東北大)	
12. 超相対論的重イオン衝突における中心領域の時間発展 .....	72
熊谷 健二 (広大)	
13. 核内カスケード計算による ( $K^-$ , $K^+$ ) 反応の解析 .....	77
奈良 寧 (北大)	
14. 高エネルギー重イオン衝突によるフラグメント生成断面積 .....	83
降旗志おり (三菱総研)	
15. 35 MeV/A ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ 衝突で生成される ${}^4\text{He}$ フラグメントと衝突核内クラスター形成 ...	88
竹本 宏輝 (京大)	
16. KEK-PS におけるマルチフラグメンテーション実験の現状 .....	92
落石 宏之 (九大)	
17. $\alpha(5\text{GeV/u}) + \text{Au}$ 衝突におけるエキゾチックな形を經由した多重破碎反応 .....	97
丸山 智幸 (原研)	

18. 多体トンネリングとしての自発的核分裂 .....	108
岩本 昭 (原研)	
19. 確率論的変分法による現実的核力下での小数核子系の計算 .....	113
大林 由英 (新潟大)	
20. マイクロクラスターの励起と時間依存平均場の方法 .....	117
矢花 一浩 (新潟大)	
21. $C_{60}$ 固体への重イオン衝突による炭素クラスター生成反応 .....	122
本城 義夫 (筑波大)	
22. TDHF 相空間の構造と軌道参照法 .....	127
橋本 幸男 (筑波大)	
23. 回転HFB理論における自己無撞着透熱状態 .....	132
岩沢 和男 (核研)	
24. テンプレートシミュレーション法により明らかになった複合核準位の対称性 .....	133
井手野一実 (原研)	

## Contents

1. Statistical Properties of the Antisymmetrized Molecular Dynamics .....	1
Hisashi Horiuchi (Kyoto Univ.)	
2. Antisymmetrized Molecular Dynamics of Wave Packets with Stochastic Incorporation of Vlasov Equation .....	7
Akira Ono (RIKEN)	
3. Quantum Molecular Dynamics Method with Dynamical Wavepacket Widths .....	16
Toshiki Maruyama (JAERI)	
4. Perspectives of the Quantum Molecular Dynamics .....	22
Koji Niita (RIST)	
5. Study of the Nucleon-induced Preequilibrium Reactions by the Quantum Molecular Dynamics .....	33
Satoshi Chiba (JAERI)	
6. AMD Analysis of the Nucleon-induced Fragment Production and Its Application to the LSI Errors due to the Cosmic Ray .....	41
Yoshiharu Tosaka (Fujitsu)	
7. Determination of In-medium Nucleon-nucleon Cross Section from the Data of Proton-induced Reaction Cross Section .....	49
Eiji Tanaka (Kyoto Univ.)	
8. Intra Nuclear Cascade Calculation with the Medium Effects .....	50
Hiroshi Takada (JAERI)	
9. HETC Calculation of the Fragmentation Reaction .....	56
Nobuhiro Shigyo (Kyushu Univ.)	
10. Elementary Processes of the Cascade Calculation for the High-energy Heavy-ion Reaction .....	60
Naohiko Ohtsuka (Hokkaido Univ.)	
11. Photo-disintegration of $^3\text{He}$ in the Delta Energy Region ( $150 \leq E_r \leq 500 \text{ MeV}$ ) .....	65
Toshimi Suda (Tohoku Univ.)	
12. Time Evolution of the Central Region in Ultrarelativistic Heavy-ion Collisions .....	72
Kenji Kumagai (Hiroshima Univ.)	

13. $K^+$ Momentum Spectrum from ( $K^-$ , $K^+$ ) Reactions in Intra Nuclear Cascade Model .....	77
Yasushi Nara (Hokkaido Univ.)	
14. Fragment Production Cross Section in the High-energy Heavy-ion Collisions .....	83
Shiori Furihata (MRI)	
15. $^4\text{He}$ Fragments from the Collision of 35MeV/A $^{14}\text{N}$ with $^{12}\text{C}$ and Clustering in Colliding Nuclei .....	88
Hiroki Takemoto (Kyoto Univ.)	
16. Present Status of the Multifragmentation Experiment in KEK-PS .....	92
Hiroyuki Ochiishi (Kyushu Univ.)	
17. Multifragmentation through Exotic Shape Nuclei in $\alpha(5\text{GeV}/u)+\text{Au}$ Reactions .....	97
Tomoyuki Maruyama (JAERI)	
18. Spontaneous Fission Viewed as the Many-body Tunneling Process .....	108
Akira Iwamoto (JAERI)	
19. Calculation of the Few-body System by the Stochastic Variational Method with Realistic Nuclear Interactions .....	113
Yoshihide Ohbayashi (Niigata Univ.)	
20. Excitation of Microclusters and the Time-dependent Mean Field Method ...	117
Kazuhiro Yabana (Niigata Univ.)	
21. Carbon Cluster Production from the $\text{C}_\infty$ Solid with Heavy-ion Injection .....	122
Yoshio Honjo (Tsukuba Univ.)	
22. Structure of the TDHF Phase Space and the Trajectory Reference Method .....	127
Yukio Hashimoto (Tsukuba Univ.)	
23. Self-consistent Diabatic State in Cranked HFB Theory .....	132
Kazuo Iwasawa (INS)	
24. Symmetries of Compound Nucleus Levels Revealed by a Templates Simulation Method .....	133
Kazumi Ideno (JAERI)	



# 1. AMDの統計的性質

堀内 昶 (京大理)、 小野 章 (理研)

## 【1】 序論と結論

反対称化分子動力学 (AMD) [1]の統計的性質についての論文[2]を最近発表しましたので、それについて解説しました。この論文は Physical Review C に投稿され掲載決定となっています。この論文を書いた直接的動機は以下のようなものです。以前に A. Ohnishi と J. Randrup が AMD の統計的性質は古典的であるという論文[3]を発表していて、我々はその見解は誤っていると考えていたのですが、反論を正当化する具体的で分かりやすい方法が思いつかないままになっていました。ところがごく最近になって J. Schnack と H. Feldmeier が FMD と AMD の統計的性質は量子力学的であることを示す具体的で分かりやすい方法を発表しました[4]。この仕事に触発されたというのが動機ですが、内容は J. Schnack と H. Feldmeier の論文の本質を新たに解明して見せる部分と、我々独自の方法の提出という部分との両方を含んでいます。

この論文の結論は、AMD においては二つの統計が共存していて、一つは核子波束中心の従う古典統計であり、もう一つは核子波束の従う量子統計であるということです。そうすると、物理量の従う統計は言うまでもなく核子波束の従う量子統計ですから、AMD の統計は量子統計であり、核子波束中心の従う古典統計を AMD の統計であるとする Ohnishi-Randrup の論文の結論は誤りです。

この論文では、核子波束中心が古典統計に従うことを二つの新しい方法で証明し、核子波束が量子統計に従うことをやはり二つの新しい方法で証明しました。以下に述べるのはそれらの証明に付いての解説で、詳細は論文を見ていただくことにして、ここではその要点を説明します。

## 【2】 核子波束中心は古典統計に従うこと

核子波束中心が古典統計に従うことは Ohnishi-Randrup の論文[3]に証明されていますが、それは一次元の調和振動子系を正準集合法で扱ったものです。我々の証明の一番目のものは、三次元の現実的核子多体系を小正準集合法で扱ったものであり、二番目の証明は、同じ三次元の現実的核子多体系に核子気体よりなる温度計を接触させるというものです。

一番目の小正準集合法による証明の時は、小正準集合での集合平均を時間平均で置き換えるので、長時間に亘る AMD 計算を行います。用いた関係式は

$$T_c = \left( \frac{\partial \log \rho(E)}{\partial E} \right)^{-1},$$

$$= \frac{\langle \sum_{\alpha} a_{\alpha} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z_{\alpha}} \rangle}{\langle \sum_{\alpha} \left( \frac{\partial a_{\alpha}}{\partial z_{\alpha}} + a_{\alpha} \frac{\partial \log \det[C]}{\partial z_{\alpha}} \right) \rangle - \frac{\partial}{\partial E} \langle \sum_{\alpha} a_{\alpha} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z_{\alpha}} \rangle}, \quad (1)$$

です。ここで我々が扱っているのは波束中心の力学（ハミルトニアンは  $\mathcal{H}$ ）ですから、温度  $T_c$  は波束中心の温度であることはいうまでもありません。これらの関係式に於いて

$$\begin{aligned}\rho(E) &= \int \left( \prod_{j=1}^A \frac{d^3 R_j d^3 P_j}{(2\pi\hbar)^3} \right) \delta(\mathcal{H} - E) \delta(\vec{D}_G) \delta(\vec{K}_G) \\ &= \int \left( \prod_{j=1}^A \frac{d^3 D_j d^3 K_j}{(2\pi\hbar)^3} \right) \det[C] \delta(\mathcal{H} - E) \delta(\vec{D}_G) \delta(\vec{K}_G), \\ \langle Q(Z) \rangle &= \frac{\int dZ \det[C] \delta(\mathcal{H} - E) \delta(\vec{D}_G) \delta(\vec{K}_G) Q(Z)}{\rho(E)}, \\ dZ &= \prod_{j=1}^A \frac{d^3 D_j d^3 K_j}{(2\pi\hbar)^3}, \\ \{z_\alpha, \alpha = 1 \sim 6A\} &= \{\vec{D}_j, \vec{K}_j, j = 1 \sim A\},\end{aligned}\quad (2)$$

であり、係数関数  $\{a_\alpha\}$  は条件式

$$\sum_{\alpha} a_{\alpha} \frac{\partial \vec{D}_G}{\partial z_{\alpha}} = 0, \quad \sum_{\alpha} a_{\alpha} \frac{\partial \vec{K}_G}{\partial z_{\alpha}} = 0 \quad (3)$$

を満たすべしということ以外は任意関数です。 $\vec{D}_G$  と  $\vec{K}_G$  は波束中心系の重心の位置座標と運動量座標を表します。行列式  $\det[C]$  は核子の正準座標  $\{\vec{R}_j, \vec{P}_j, j = 1 \sim A\}$  から AMD 波動関数  $\Phi(Z)$  の核子波束中心座標  $\{\vec{D}_j, \vec{K}_j, j = 1 \sim A\}$  への変換の Jacobian であって、行列式の中の行列  $C$  は AMD 運動方程式

$$i\hbar \sum_{k\tau} C_{j\sigma, k\tau} \frac{dZ_{k\tau}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{j\sigma}^*} \quad (4)$$

に現れる行列  $C_{j\sigma, k\tau}$  のことであり

$$C_{j\sigma, k\tau} = \frac{\partial^2}{\partial Z_{j\sigma}^* \partial Z_{k\tau}} \log \langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle \quad (5)$$

で与えられるものです。ここで  $\sigma, \tau = x, y, z$  です。小正準集合平均  $\langle Q(Z) \rangle$  を時間平均  $\overline{Q(Z)}$  で置き換えるというのは

$$\begin{aligned}\langle Q(Z) \rangle &= \overline{Q(Z)}, \\ \overline{Q(Z)} &= \lim_{t_2 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} dt Q(Z(t))\end{aligned}\quad (6)$$

ということです。 $^{12}\text{C}$  に対して計算した結果は励起エネルギーを  $E^*$  として、 $E^*/(12-1) = 3T_c$  という古典統計の caloric curve でした。ここで  $E^*$  を核子数 12 ではなくて (12-1) で割っているのは、重心の自由度を取り去った計算をしているからです。

二番目の証明として、核子気体よりなる温度計を用いると言うのは、以前の我々の論文[5]の結果を別の視点から眺めて利用するものです。この論文[5]では、原子核（核子液体）に核子気体を接触させた液相気相平衡系の時間変化をAMDで長時間に亘って計算しましたが、AMDでは原子核（核子液体）からの核子放出の力学には波束中心しか関与しません。従って核子気体の温度 $T_g$ は原子核（核子液体）の中の波束ではなくて波束中心の温度 $T_c$ に等しくなります（ $T_g = T_c$ ）。つまり核子気体は原子核（核子液体）の中の波束中心の温度を測る温度計になっていると見なせるのです。論文[5]の計算結果によりますと核子気体の温度 $T_g$ は励起エネルギーを $E^*$ 、原子核（核子液体）の核子数を $A$ として $E^*/A = 3T_g$ という関係を持ちますので、これは原子核（核子液体）の中の波束中心が $E^*/A = 3T_c$ という古典統計のcaloric curveを持つことを意味しています。

この節を終えるにあたり強調しておくことは、波束中心の統計は波束の統計（即ち系の統計）と同じである必要はなく、実際次節で示すように両者は違います。波束中心は古典統計に従うのに、波束は量子統計に従うのです。従って、波束中心の持つ温度 $T_c$ というものも波束の持つ温度（即ち系の温度）に等しい訳ではありません。

### 【3】 核子波束は量子統計に従うこと

核子波束が量子統計に従うことの具体的で分かりやすい証明がJ. SchnackとH. Feldmeier[4]によって最近与えられたのですが、これも一次元の調和振動子系を扱ったものです。この証明のポイントは一粒子準位の占有確率という物理量を議論の対象にしたことにあります。ここでは彼らの論文の解説をすることはいたしません。その代わりに、彼らの論文の本質を一層分かりやすくする我々の新しい証明の方法を説明します。

一次元調和振動子系のAMD波動関数を $\Phi(Z)$ とすると、系の全エネルギーの期待値 $\mathcal{H}(Z)$ と調和振動子量子数が $n$ の一粒子準位（ $\phi_n(x)$ ）の占有確率 $\mathcal{P}_n(Z)$ は次のようです：

$$\mathcal{H}(Z) = \frac{\langle \Phi(Z) | H | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}, \quad \mathcal{P}_n(Z) = \frac{\langle \Phi(Z) | P_n | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle},$$

$$H = \hbar\omega \sum_{j=1}^A (a_j^\dagger a_j + 1/2), \quad P_n = C_n^\dagger C_n = \sum_{j=1}^A |\phi_n(x_j)\rangle \langle \phi_n(x_j)|, \quad (7)$$

さて、この系が熱浴に接して熱的平衡状態にあるとします。前節で説明しましたように波束中心 $\{Z\} = \{Z_j, j = 1 \sim A\}$ は古典統計に従うのですから、今波束中心の温度を $T_c$ としますと、 $\mathcal{H}(Z)$ と $\mathcal{P}_n(Z)$ の熱平衡平均値をそれぞれ $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c}$ 、 $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c}$ と表すとき、それらは

$$\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} = \frac{\int dZ \det[C] \mathcal{H}(Z) e^{-\mathcal{H}(Z)/T_c}}{\int dZ \det[C] e^{-\mathcal{H}(Z)/T_c}},$$

$$\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \frac{\int dZ \det[C] \mathcal{P}_n(Z) e^{-\mathcal{H}(Z)/T_c}}{\int dZ \det[C] e^{-\mathcal{H}(Z)/T_c}} \quad (8)$$

で与えられます。波束中心の従う古典統計は波束の統計即ち系の統計とは同じである必要がありませんので、系の従う統計は量子統計であると仮定してみましょう。すると、熱平衡平均値の $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c}$

と  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c}$  とは量子統計の与える熱平衡平均値に等しい筈です。つまり、次の関係式が成立する筈です：

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} &= \langle \langle H \rangle \rangle_T = \frac{\sum_{n_1 \dots n_A} {}^a \langle n_1 \dots n_A | n_1 \dots n_A \rangle^a E(n_1 \dots n_A) e^{-E(n_1 \dots n_A)/T}}{\sum_{n_1 \dots n_A} {}^a \langle n_1 \dots n_A | n_1 \dots n_A \rangle^a e^{-E(n_1 \dots n_A)/T}}, \\ \langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} &= \langle \langle P_n \rangle \rangle_T = \frac{\sum_{n_1 \dots n_A} {}^a \langle n_1 \dots n_A | P_n | n_1 \dots n_A \rangle^a e^{-E(n_1 \dots n_A)/T}}{\sum_{n_1 \dots n_A} {}^a \langle n_1 \dots n_A | n_1 \dots n_A \rangle^a e^{-E(n_1 \dots n_A)/T}}, \\ |n_1 \dots n_A\rangle^a &= \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\phi_{n_1}(x_1) \dots \phi_{n_A}(x_A)], \\ E(n_1 \dots n_A) &= \sum_{j=1}^A (n_j + \frac{1}{2}) \hbar \omega. \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、量子統計に従うと仮定した系の温度  $T$  は波束中心の温度  $T_c$  には等しくないのですが、 $T$  と  $T_c$  との関係は、関係式  $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle H \rangle \rangle_T$  によって決まってしまう。そこで今、そのようにして  $T$  と  $T_c$  との関係を決めたとします。そうすると、もしも「系の従う統計は量子統計である」という我々の仮定が正しいならば、そのように決めた  $T$  と  $T_c$  との関係の下で  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  という関係が成り立っている筈です。我々はこのことを数値的に調べてみました。その結果、あらゆる  $n$  に対して  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  という関係が極めて良い近似で成り立ってことが数値的に確かめられたのです。

以上の議論から、読者はあるいは次のように思うかも知れません。熱平衡平均値の  $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle H \rangle \rangle_T$  と  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  とは温度  $T$  の量子統計の与える熱平衡平均値であるとも言えるが、同時にそれらは温度  $T_c$  の古典統計の与える熱平衡平均値であるとも言えるのである。勿論その考えは正しくありません。それを示すために一粒子準位の占有確率、 $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$ 、について考えましょう。この物理量は一粒子エネルギー分布と言ってもよい量です。 $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega$  とするとき、系の温度を  $T$  とすれば、 $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  の  $n$ -依存性は「 $\exp(-E_n/T)$  にフェルミ統計による修正が加わったもの」になる筈です。Eq.(9) の  $\langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  の定義式からして勿論  $\langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  の  $n$ -依存性はそのようになります。それでは、系の温度は  $T$  ではなくて  $T_c$  であると考えたとして、 $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  の  $n$ -依存性は「 $\exp(-E_n/T_c)$  にフェルミ統計による修正が加わったもの」になるのでしょうか？勿論、答は「否」です。それは当然です。温度  $T$  を用いた時に、「 $\exp(-E_n/T)$  にフェルミ統計による修正が加わったもの」になるのですから、同じ量が温度  $T_c$  を用いた時にも「 $\exp(-E_n/T_c)$  にフェルミ統計による修正が加わったもの」になる筈がありません。 $T$  と  $T_c$  は  $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle H \rangle \rangle_T$  により関係づけられていて、相互に対応する数値は全く違っているからです。

古典統計なのか量子統計なのかを議論するときに、粒子がフェルミ粒子（同種粒子）であるということは大変ではありません。今の議論でも、いちいち「フェルミ統計による修正が加わったもの」というおまけがついて話が煩雑になっています。そこで、同種粒子ではなくて、区別できる粒子に関する一次元の調和振動子系に対して、上記の議論を行ってみましょう。この時は全ての計算が解析的に簡単に行

えます。AMD 波動関数  $\Phi(Z)$  は Slater 行列式ではなくて一粒子波動関数の単なる直積になります：

$$\Phi(Z) = \prod_{j=1}^A \phi(x_j, Z_j). \quad (10)$$

この AMD 波動関数  $\Phi(Z)$  を用いると、簡単に次の関係式が得られます：

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(Z) &= \sum_{j=1}^A (Z_j^* Z_j + \frac{1}{2}) \hbar\omega, \\ \mathcal{P}_n(Z) &= \sum_{j=1}^A \frac{(Z_j^* Z_j)^n}{n!} \exp(-Z_j^* Z_j), \\ \langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} &= A(T_c + \frac{1}{2} \hbar\omega), \\ \langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} &= A \frac{\hbar\omega/T_c}{(1 + \hbar\omega/T_c)^{n+1}}. \end{aligned} \quad (11)$$

また、区別できる粒子の一次元の調和振動子系についての次の関係式はどの統計力学の教科書にも載っています：

$$\begin{aligned} \langle \langle H \rangle \rangle_T &= A \left( \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/T) - 1} + \frac{1}{2} \hbar\omega \right), \\ \langle \langle P_n \rangle \rangle_T &= A \{ 1 - \exp(-\hbar\omega/T) \} \exp(-n\hbar\omega/T). \end{aligned} \quad (12)$$

さて、 $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle H \rangle \rangle_T$  の関係から  $T_c$  と  $T$  の関係を求めると

$$T_c = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/T) - 1} \quad (13)$$

が得られます。それでは、この  $T_c$  と  $T$  の関係を用いると  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  という関係が導かれるのかどうかを見てみましょう。Eq.(11) と Eq.(12) とを用いますと、実際に  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  という関係が厳密に成り立つ事が簡単に分かります。つまり、 $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c}$  と  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c}$  という物理量は温度  $T$  の量子統計の与える熱平衡平均値、 $\langle \langle H \rangle \rangle_T$  と  $\langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  とであると言えます。そして更に大事な事は、 $\langle \mathcal{H}(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle H \rangle \rangle_T$  と  $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$  という物理量は温度  $T_c$  の古典統計の与える熱平衡平均値であるとは言えないのです。何故かと言えば、一粒子準位の占有確率、 $\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T$ 、を見てみると、この量は

$$\langle \mathcal{P}_n(Z) \rangle_{T_c} = \langle \langle P_n \rangle \rangle_T \propto \exp(-n\hbar\omega/T) \quad (14)$$

のようになっているのですから、 $\exp(-E_n/T)$  には比例するが、決して  $\exp(-E_n/T_c)$  には比例しないのです。つまり一粒子準位の占有確率という物理量に対しては  $T_c$  という量は系の温度という意味を持っていない訳です。

さて次の話題として、「核子波束は量子統計に従う」ことを証明するもう一つの方法を説明します。この方法は原子核（核子液体）の caloric curve を計算するのに「核子気体よりなる温度計」を用いるもので、証明方法としては前節【2】で議論した第二の証明法というのと同じです。しかしながら前節【2】の第二の証明法で用いた「核子気体よりなる温度計」というのは、原子核（核子液体）の中の波束中心の持つ温度  $T_c$  を測定するものでしたので、そのままでは波束の温度  $T$  の測定手段としては使えません。「核子気体よりなる温度計」を用いると言うのは、以前の我々の論文[5]の結果を別の視点から眺めて利用するものですが、この論文[5]では、原子核（核子液体）に核子気体を接触させた液相気相平衡系の時間変化を AMD で長時間に亘って計算したわけです。普通の AMD では原子核（核子液体）からの核子放出の力学には波束中心しか関与しませんので核子気体の温度  $T_g$  は原子核（核子液体）の中の波束ではなくて波束中心の温度  $T_c$  に等しくなったわけです ( $T_g = T_c$ )。ところでこの論文[5]では、原子核（核子液体）からの核子放出の力学として、波束中心のみが関与するのではなく波束の広がりも関与するような新しい核子放出の取扱いも行っています。この新しい取扱いでは、波束中心が核外に放出されなくても、波束の高運動量成分が核外に放出され得る状況であるならば、波束を分裂させて高運動量成分を核外に放出させてやるというもので、核子放出を量子力学的に満足いく形で取り扱ったものです。この新しい核子放出の取扱いの下で液相気相平衡系の時間変化を AMD で長時間に亘って計算してやりますと、核子気体の温度  $T_g$  は従来の AMD を用いたときの核子気体の温度  $T_g$  とは異なっており、ずっと高い温度になります。この温度  $T_g$  は波束中心の温度  $T_c$  ではなく、波束の温度、即ち原子核（核子液体）の温度  $T$  そのものに等しいはずで、つまり、新しい核子放出の取扱いの下では「核子気体よりなる温度計」は正しく波束の温度、即ち原子核（核子液体）の温度  $T$  を測定していると考えられるのです ( $T_g = T$ )。さて論文[5]の計算結果によりますと、 $E^*/A = T_g/(8 \sim 12 \text{MeV})$  ですので、通常の AMD によって記述されている原子核（核子液体）は  $E^*/A = T/(8 \sim 12 \text{MeV})$  という量子統計の caloric curve を持っていることが分かるのです。

## REFERENCES

1. A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama, and A. Ohnishi, Phys. Rev. Letters **68**, 2898 (1992); Prog. Theor. Phys. **87**, 1185 (1992); Phys. Rev. **C47**, 2652 (1993).
2. A. Ono and H. Horiuchi, プレプリント RIKEN - AF - NP - 214, (1995), to be published in Phys. Rev. **C**.
3. A. Ohnishi and J. Randrup, Nucl. Phys. **A 565** (1993), 474.
4. J. Schnack and H. Feldmeier, プレプリント GSI - 95 - 34, (1995).
5. A. Ono and H. Horiuchi, プレプリント RIKEN - AF - NP - 202, (1995), to be published in Phys. Rev. **C**.

## 2. Antisymmetrized molecular dynamics of wave packets with stochastic incorporation of Vlasov equation

Akira Ono<sup>a</sup> and Hisashi Horiuchi<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako, Saitama 351-01, Japan*

<sup>b</sup>*Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-01, Japan*

### I. INTRODUCTION

In our recent study of statistical property of the antisymmetrized molecular dynamics (AMD) [1,2], we found that the ensemble of AMD wave functions of a hot nucleus has good statistical property of quantum mechanics in the observables such as the single-particle momentum distribution and the occupation probability of single-particle levels [2]. However, AMD has problem in the description of the future time evolution of the minor component of the wave packet as an independent branch, which is the origin of the failure in the nucleon emission and the phase equilibrium of liquid and gas [1]. Each nucleon in the nucleus has a momentum width of the wave packet which is an important part of its Fermi motion in the nucleus. When the nucleon emission process is described by the exact theory, the minor branch of the nucleon emission should be caused by the high-momentum tail, which cannot happen in AMD and the whole nucleon wave packet remains in the nucleus because the wave packet is not allowed to split off. Therefore the ironical conclusion of the study of statistical property of AMD was that the problem is not due to anything very complex and uncontrollable by the usual microscopic considerations but due to the rather simple single-particle motion which has restriction in molecular dynamics with wave packets. This means in turn that we have chance to overcome this problem by respecting the spreading and the splitting of wave packets which are naturally predicted by simple one-body considerations.

The first purpose of this report is to present an extended AMD model which can generally describe such minor branching processes by removing the restriction on the one-body distribution function. This is done not by generalizing the wave packets to arbitrary single-particle wave functions but by representing the diffused and/or deformed wave packet as an ensemble of Gaussian wave packets. In other words, stochastic displacements are given to the wave packets in phase space so that the ensemble-average of the time evolution of the one-body distribution function is essentially equivalent to the solution of Vlasov equation which does not have any restriction on the shape of wave packets. This new model is called AMD-V. Although AMD-V is equivalent to Vlasov equation in the instantaneous time evolution of the one-body distribution function for an AMD wave function, AMD-V describes the branching into channels and the fluctuation of the mean field which are caused by the spreading or the splitting of the single-particle wave function.

The second purpose of this report is to show the drastic effect of this new stochastic process of wave packet splitting on the dynamics of heavy ion collisions, especially in the fragmentation mechanism. We take the  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  system at the incident energy 35 MeV/nucleon. It will be shown that the reproduction of data by the AMD-V calculation is surprisingly good. We will see that the effect of the wave packet diffusion is crucially important to remove the spurious binary feature of the AMD calculation and to enable the multi-fragment final state.

## II. FORMULATION OF AMD-V

### A. Usual AMD

Before the incorporation of the stochastic process of wave packet splitting, we will explain the usual AMD [3] very briefly for the convenience of the readers. AMD describes the nuclear many body system by a Slater determinant of Gaussian wave packets as

$$\Phi(Z) = \det \left[ \exp \left\{ -\nu(\mathbf{r}_j - \mathbf{Z}_i/\sqrt{\nu})^2 + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_i^2 \right\} \chi_{\alpha_i}(j) \right], \quad (1)$$

where the complex variables  $Z \equiv \{\mathbf{Z}_i\}$  are the centroids of the wave packets. We took the width parameter  $\nu = 0.16 \text{ fm}^{-2}$  and the spin isospin states  $\chi_{\alpha_i} = p \uparrow, p \downarrow, n \uparrow, \text{ or } n \downarrow$ . The equation of motion for  $Z$  derived from the time-dependent variational principle is

$$i\hbar \sum_{j\tau} C_{i\sigma j\tau} \frac{dZ_{j\tau}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\sigma}^*}. \quad (2)$$

$C_{i\sigma j\tau}$  with  $\sigma, \tau = x, y, z$  is a hermitian matrix, and  $\mathcal{H}$  is the expectation value of the Hamiltonian after the subtraction of the spurious kinetic energy of the zero-point oscillation of the center-of-masses of fragments. Two-nucleon collisions are introduced by the use of the physical coordinates  $W = \{\mathbf{W}_i\}$  which are defined as

$$\mathbf{W}_i = \sqrt{\nu} \mathbf{R}_i + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu}} \mathbf{P}_i = \sum_{j=1}^A (\sqrt{Q})_{ij} \mathbf{Z}_j, \quad Q_{ij} = \frac{\partial \log \langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}{\partial (\mathbf{Z}_i^* \cdot \mathbf{Z}_j)}. \quad (3)$$

### B. Stochastic incorporation of Vlasov equation

#### 1. Basic idea

In molecular dynamics models with wave packets, each nucleon  $i$  at the time  $t = t_0$  is represented by a Gaussian wave packet in phase space

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t_0) = 8 e^{-2\nu(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i(t_0))^2 - (\mathbf{p}-\mathbf{P}_i(t_0))^2/2\hbar^2\nu}, \quad (4)$$

with the centroid  $\mathbf{R}_i$  and  $\mathbf{P}_i$ . The total one-body distribution function  $f$  is the sum of  $f_i$ . In the case of AMD, this representation of each nucleon as a simple Gaussian wave packet is valid approximately if we use the physical coordinate as the centroid. The time evolution of the centroids  $\mathbf{R}_i$  and  $\mathbf{P}_i$  are derived from the equation of motion while the shape of wave packets is fixed.

However, more reliable time evolution of the one-body distribution function is given by TDHF equation or Vlasov equation, which is the semiclassical approximation of TDHF equation,

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (5)$$



where  $h = h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  is the Wigner representation of the single-particle Hamiltonian calculated for the AMD wave function  $\Phi(Z(t_0))$ . Although Vlasov (or TDHF) equation cannot give the reliable time evolution of the one-body distribution function in the situation where the system has branched into many channels like the fragmentation in heavy ion collisions, what we assume here is that the system is represented at  $t = t_0$  by an AMD wave function  $\Phi(Z(t_0))$  which is a Slater determinant of compact single-particle wave functions, and therefore we can safely trust Vlasov equation for the instantaneous time evolution of the one-body distribution function.

In order to reflect Vlasov equation to AMD, we take the following stochastic procedure for each nucleon  $i$  during the short time step between  $t_0$  and  $t_0 + \delta t$ . For the simplicity of formulae, we introduce new notations

$$x = \{x_a\}_{a=1,\dots,6} = \{\sqrt{v}\mathbf{r}, \mathbf{p}/2\hbar\sqrt{v}\}, \quad X_i = \{X_{ia}\}_{a=1,\dots,6} = \{\mathbf{W}_i\} = \{\sqrt{v}\mathbf{R}_i, \mathbf{P}_i/2\hbar\sqrt{v}\}. \quad (6)$$

Then the one-body distribution function at  $t = t_0$  is represented as

$$f_i(x, t_0) = F(x - X_i(t_0)), \quad F(x) = \prod_{a=1}^6 \sqrt{2/\pi} e^{-2x_a^2}. \quad (7)$$

The essential point of AMD-V is to write the one-body distribution function at  $t = t_0 + \delta t$  as a superposition of Gaussian functions as

$$f_i(x, t_0 + \delta t) = (1 - c)F(x - X_i(t_0 + \delta t)) + c \int g(\xi)F(x - X_i(t_0 + \delta t) - \xi)d\xi, \quad (8)$$

with the integration variables  $\xi = \{\xi_a\}_{a=1,\dots,6}$ . Here we have introduced a parameter  $c$  and a normalized function  $g(\xi)$  which depend on  $\Phi(Z(t_0))$ ,  $\delta t$  and  $i$ . The case of  $c = 0$  corresponds to the usual AMD without shape changes of wave packets. If we allow arbitrary  $g(\xi)$  and  $c$ , it will be always possible to represent the exact solution of Vlasov equation. In order to enable the following prescription, it is further necessary to assume  $g(\xi) \geq 0$  and  $0 \leq c \leq 1$ . This restriction disables the description of the shrinking of the wave packet but seems reasonable since even under this restriction it is possible to describe the diffusion of the wave packet which is the important origin of the branching into channels but missing in the usual AMD. Let us assume that  $g(\xi)$  and  $c$  have been determined with a method given later so as to reproduce the solution of Vlasov equation as much as possible. Then it is possible to reflect Eq. (8) exactly within the framework of AMD by giving the stochastic displacement  $\xi$  with the probability  $c$  to the centroid of the wave packet according to the distribution function  $g(\xi)$ , together with the usual time evolution of the centroid by the equation of motion (and the stochastic two-nucleon collisions). It should be emphasized that the average value of the one-body distribution function after this stochastic process is just the same as Eq. (8) and the stochastic implementation is not an approximate treatment.

For the time step between  $t_0$  and  $t_0 + \delta t$ , the above-mentioned stochastic procedures are taken for all nucleons  $i$ . This means that the system has changed into an ensemble of many branches (or channels) at  $t_0 + \delta t$ , while it was a single Slater determinant at  $t_0$ . Each branch is represented by an AMD wave function and will make further branching in the following time steps just in the same way as was done at  $t_0$ . The future time evolution of each branch is solved without any influence from other branches. What is decisively important here is that the mean fields in  $\hbar$  are different from branch to branch, and therefore the fluctuation among channels are treated correctly unlike TDHF and other one-body transport models. This situation is just the same as the branching caused by the stochastic two-nucleon collisions.

## 2. Practical determination of the stochastic displacement

Now we explain a method to determine  $g(\xi)$  and  $c$  which we take in the calculation to be presented in this report. Although there can be various methods, we take here the simplest method by taking account of only the dispersion of the wave packet

$$\sigma_{ab}^2(t) = \int (x_a - \bar{X}_a(t))(x_b - \bar{X}_b(t))f_i(x, t)dx, \quad (9)$$

$$\bar{X}_a(t) = \int x_a f_i(x, t)dx, \quad (10)$$

where the dependence of  $\sigma_{ab}^2$  and  $\bar{X}_a$  on  $i$  should be understood implicitly. It should be noted that  $\sigma_{ab}^2(t = t_0) = (1/4)\delta_{ab}$ . The realistic time evolution of  $\sigma_{ab}^2$  can be obtained by Vlasov equation as

$$\dot{\sigma}_{ab}^2(t) \equiv \frac{d}{dt}\sigma_{ab}^2(t) = \int [(\dot{x}_a - \dot{\bar{X}}_a(t))(x_b - \bar{X}_b(t)) + (x_a - \bar{X}_a(t))(\dot{x}_b - \dot{\bar{X}}_b(t))]f_i(x, t)dx, \quad (11)$$

where  $\dot{x}$  is the solution of the classical equation of motion with the Hamiltonian  $h$  for the phase space point  $x$ ,

$$\{\dot{x}_a\} = \left\{ \sqrt{v} \dot{\mathbf{r}}, \mathbf{p}/2\hbar\sqrt{v} \right\} = \left\{ \sqrt{v} \frac{\partial h}{\partial \mathbf{p}}, -\frac{\partial h}{\partial \mathbf{r}}/2\hbar\sqrt{v} \right\}, \quad (12)$$

and

$$\dot{\bar{X}}_a(t) = \int \dot{x}_a f_i(x, t)dx. \quad (13)$$

We can calculate  $\dot{\sigma}_{ab}^2(t_0)$  using the Monte Carlo integration method or the test particle method as is usually done in solving Vlasov equation for heavy ion collisions. Since  $\dot{\sigma}_{ab}^2(t_0)$  can be diagonalized by an orthogonal transformation, we can assume without losing generality that

$$\dot{\sigma}_{ab}^2(t_0) = \dot{\sigma}_a^2 \delta_{ab}. \quad (14)$$

It can be easily proved that

$$\text{Tr}[\dot{\sigma}_{ab}^2(t_0)] = \sum_{a=1}^6 \dot{\sigma}_a^2 = 0, \quad (15)$$

for the Gaussian wave packet  $f_i(x, t_0)$ . This relation can be considered as a representation of the Liouville theorem. In numerical calculations we find that three of  $\{\dot{\sigma}_a^2\}_{a=1, \dots, 6}$  are positive and three of them are negative in most cases. As we have mentioned before, we cannot treat the shrinking components but we respect the diffusing components by giving the stochastic displacement. Assuming that the reproduction of the second moment  $\dot{\sigma}_a^2$  of the diffusion is the most important and the effect of the higher moments is negligible, we take the distribution function of the stochastic displacement  $g(\xi)$  to have a deformed Gaussian form as

$$g(\xi) = \prod_{a: \dot{\sigma}_a^2 > 0} \sqrt{2\alpha_a/\pi} e^{-2\alpha_a \xi_a^2} \prod_{a: \dot{\sigma}_a^2 \leq 0} \delta(\xi_a), \quad (16)$$

$$\alpha_a = s^2/\dot{\sigma}_a^2, \quad s^2 = \frac{1}{6} \sum_{b=1}^6 |\dot{\sigma}_b^2|, \quad (17)$$

where  $s^2$  can be arbitrary but taken as above so that the typical width of  $g(\xi)$  is the same as that of the original wave packet  $f_i(x, t_0)$ . Then it is easily proved that  $\dot{\sigma}_{ab}^2(t_0)$  given by Vlasov equation are reproduced exactly by the stochastic displacement for the diffusing directions in phase space if we take the probability

$$c = 4s^2\delta t. \quad (18)$$

The choice of  $s^2$  is rather arbitrary because frequent small fluctuations and rare large fluctuations give the same diffusion effect  $\dot{\sigma}^2$ . Although it is also possible to take  $c = 1$  and  $\alpha_a = (4\dot{\sigma}_a^2\delta t)^{-1}$  for example, we take the above choice because the numerical calculation is easy when the probability  $c$  is small.

### 3. Recovery of the conservation laws

The simple-minded stochastic displacement explained above brings about the violation of the energy conservation law, and therefore the obtained final states cannot be interpreted as physically meaningful final channels of the reaction. The branching by the stochastic process corresponds to the decomposition of a Slater determinant to a superposition of Slater determinants in the truly quantum mechanical description. Due to the interference among the Slater determinants, they need not to be the eigenstates of the energy in order for the total wave function to have the definite energy. However, while they are evolving in time toward the final channels of the reaction, their energies become the same as the initial energy, because the matrix elements of the Hamiltonian between different final channels are vanishing. In other words, the energy deviation of each Slater determinant produced by the stochastic displacement of a nucleon wave packet will be compensated by other degrees of freedom of the nucleus before the system reaches the final state. The standpoint of AMD-V is to respect the fluctuation and the independence among the channels at the cost of the interference among them. We neglect the finite time to recover the energy conservation and require that the energy should be conserved just after the stochastic displacement by adjusting other degrees of freedom of the nucleus. Now the problem is how to decide the way of the energy adjustment. The most natural requirement is that the energy conservation should be achieved with the least modification of the internal (canonical) coordinates of  $A_{\text{nuc}}$  nucleons in the nucleus that includes the nucleon  $i$  to which the stochastic displacement has been given now. For this purpose, we solve the constrained cooling/heating equation

$$\mp \hbar \sum_{j\tau} C_{k\sigma j\tau} \frac{dZ_{j\tau}}{d\beta} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{k\sigma}^*} + \sum_{l=1}^n \eta_l \frac{\partial G_l}{\partial Z_{k\sigma}^*}, \quad (19)$$

until the energy becomes equal to the initial value with a reasonable precision. Here we have introduced several real functions  $\{G_l(Z)\}_{l=1, \dots, n}$  of the constraints which include the displaced coordinate  $\mathbf{W}_i$  of the nucleon  $i$ , the center-of-mass coordinate of  $A_{\text{nuc}}$  nucleons  $\sum_{j \in \text{nuc}} \mathbf{W}_j / A_{\text{nuc}}$ , and the coordinates of irrelevant nucleons which do not belong to the nucleus that includes the nucleon  $i$ . The Lagrange multipliers  $\{\eta_l\}$  should be determined so that the constraints are kept,  $dG_l/d\beta = 0$ . We further require that the energy adjustment should not change collective coordinates and include following constraint functions into  $\{G_l\}$ ,

$$\frac{\langle \Phi(Z) | \sum_k \mathbf{r}_k \times \mathbf{p}_k | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}, \quad \frac{\langle \Phi(Z) | \sum_k r_{k\sigma} r_{k\tau} | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}, \quad \frac{\langle \Phi(Z) | \sum_k p_{k\sigma} p_{k\tau} | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}, \quad (20)$$

with  $\sigma, \tau = x, y, z$ . These constraints of collective coordinates are based on the idea that the collective energy, such as the incident energy in heavy ion collisions, should not be converted directly to the energy for the stochastic displacement which arises from the independent single-particle motions.

#### 4. Treatment of exceptional situations

There are two kinds of exceptional (but frequently happening) situations in which the procedures described above do not go straight and the special care is required.

The first possibility is that the state  $W$  after the stochastic displacement is Pauli-forbidden [3] and there is no corresponding AMD wave function  $\Phi(Z)$ . Should we cancel this stochastic displacement like the Pauli-blocking in the two-nucleon collision process, or should we try again by generating another random number for the displacement? In order to answer this question, we first note that Vlasov equation already respects the Pauli principle in a semiclassical manner because the Liouville theorem in the classical dynamics ensures that  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \leq 1$  is satisfied for any  $t$  if the initial state satisfies the semiclassical Pauli principle  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t_0) \leq 1$  for each spin-isospin state. Since the stochastic displacement has been decided by the time evolution of  $f$  according to Vlasov equation, no further consideration of the Pauli principle is necessary. The state  $W$  after the stochastic displacement can be Pauli-forbidden because of the mismatch between the exact quantum treatment of the Pauli principle in AMD and the approximate semiclassical treatment in Vlasov equation. If we simply canceled the stochastic displacement, the correct diffusion given by Eq. (11) would not be obtained. Therefore, in the case of Pauli-forbidden  $W$ , we should try again by generating another random number for the stochastic displacement.

The second possibility is that the energy conservation is not achieved by solving Eq. (19) even when the system has cooled down to the energy minimum state under the given constraints. Should we cancel this stochastic process or try again by generating another value of the stochastic displacement? This situation often happens in the nucleus with low excitation energy and always in the ground state. One of the origin of this case is the mismatch between the quantum mechanics in AMD (or in TDHF) and the semiclassical treatment in Vlasov equation. The quantum one-body distribution function in AMD (or TDHF) has high-momentum component even for the bound states such as the ground state. Since we put this one-body distribution function into Vlasov equation as the initial state at  $t = t_0$ , the high-momentum component begins to go out of the nucleus and contributes to the diffusion calculated by Eq. (11), which should not happen if we treat quantum mechanically. Another origin of the impossible energy recovery is the mismatch between the many-body treatment in AMD and the averaged one-body treatment in Vlasov (or TDHF) equation. For example, if the excitation energy of the nucleus is less than the nucleon separation energy, no nucleon emission is possible in AMD due to the energy conservation. However, in Vlasov (or TDHF) equation, some part of a nucleon can go out without violating the conservation of the averaged energy. Since the energy of each branch (with or without nucleon emission) should be the same as the initial energy, the result of Vlasov (or TDHF) equation is unsatisfactory. From these consideration, we can say that the diffusion of the wave packet that cause the impossible energy recovery is spurious and should not have been included in Eq. (11) based on which this stochastic

displacement is being considered. Therefore we should cancel this stochastic displacement rather than try again.

### III. APPLICATION TO HEAVY ION COLLISIONS

In order to see the important effects of the incorporation of Vlasov equation in heavy ion collisions, we have calculated  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  reaction at 35 MeV/nucleon with AMD and AMD-V using Fujitsu VPP500 of RIKEN. Some examples of the time evolution of the density are shown in Fig. 1 both for AMD and AMD-V. Calculated results of the mass distribution before and after the statistical decay calculation are shown in Fig. 2 for AMD (upper part) and AMD-V (lower part). In the calculation of AMD, most events have turned out to be binary with very excited ( $E^*/A \sim 5$  MeV) projectile-like and target-like fragments whose decay is very slow. The yield of light intermediate mass fragments (IMFs) is very small. Few  $\alpha$  particles (0.2 ~ 0.3 per event) are produced in the dynamical stage, while the yield of protons is overestimated. In AMD-V, many IMFs are produced in the dynamical stage of reaction ( $t \lesssim 200$  fm/c). Their excitation energies is already small ( $E^*/A \sim 2$  MeV) and therefore the effect of the statistical decay is not important. The multiplicity of dynamical  $\alpha$  particles is about 2 ~ 3 and the overestimation of proton yield is not so large. As shown in Fig. 3, we have obtained very good reproduction of the data [4] of charge distribution with AMD-V as well as other features of the fragmentation. These data have never been reproduced so well by any other microscopic models and statistical models.

The difference between the results of AMD and AMD-V can be understood naturally. As mentioned before, the usual AMD should underestimate the nucleon emission rate from a hot nucleus and hence the deexcitation of the fragments is too slow, while the result of AMD-V is reliable. The diffusion and the splitting of the wave packet should also affect the binary feature of the reaction. It should be noted that the wave packet centroids in the projectile or the target distribute in rather compact region of phase space compared to the nucleon distribution which is calculated as the centroid distribution folded by the width of each wave packet. Therefore, even when the projectile density and the target density overlap each other, the centroid distributions do not overlap in peripheral collisions. In the true solution, the nucleon transfer and/or the formation of participant hot region may happen in the overlapped region. However, these phenomena are impossible in AMD because the centroids in the projectile are passing far from the target in peripheral collisions, even though there should be some probability of nucleon transfer due to the tail component of the wave packet density distribution. Furthermore, the wave packet centroids in the two nuclei are well separated not only in the coordinate space but also in the momentum space, and therefore the spurious binary feature appears also in central collisions. As shown in the calculated results, this spurious binary feature has been removed in AMD-V.

### IV. SUMMARY

On the basis of AMD of wave packets for the quantum system, a novel model (called AMD-V) has been constructed by the stochastic incorporation of the diffusion and the deformation of wave packets which is calculated by Vlasov equation without any restriction on the one-body distribution. In other words, the stochastic branching process in molecular dynamics has been formulated

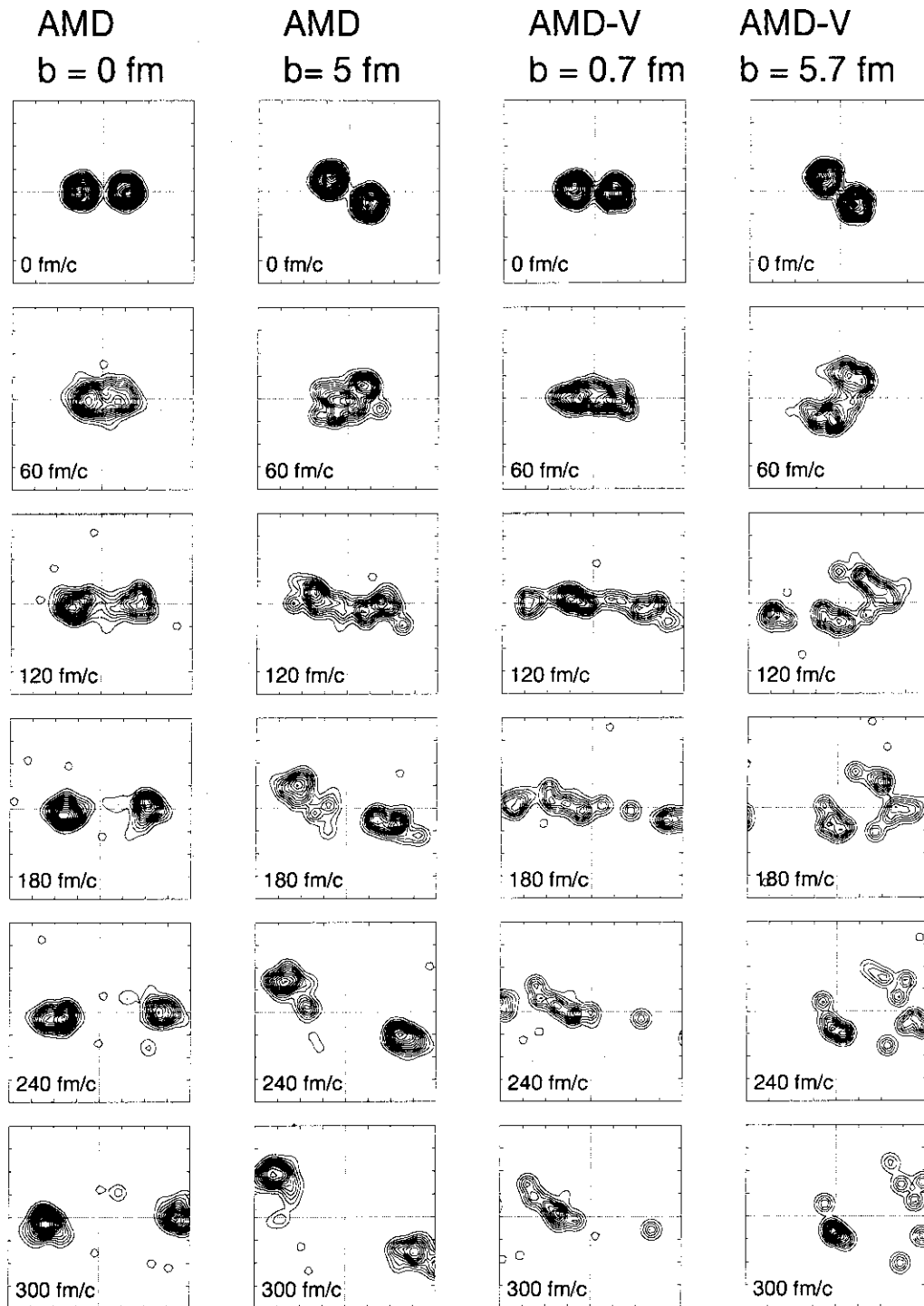


FIG. 1. Examples of the time evolution of the density projected onto the reaction plane from  $t = 0$  fm/c to  $t = 300$  fm/c for  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  collisions at 35 MeV/nucleon. The size of the shown area is 40 fm  $\times$  40 fm. Calculated results with AMD (left two columns) and with AMD-V (right two columns) are shown for impact parameters  $b \sim 0$  fm and  $b \sim 5$  fm.

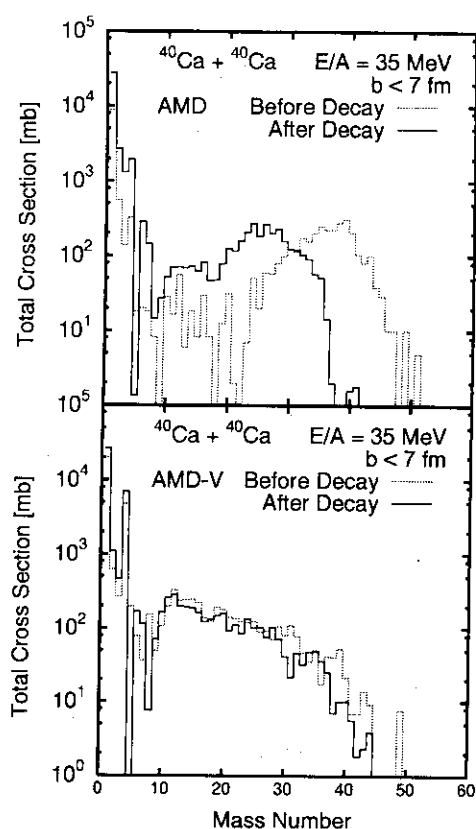


FIG. 2. Fragment mass distribution at the end of the dynamical calculation (dotted histogram) and after the statistical decay calculation (solid histogram).

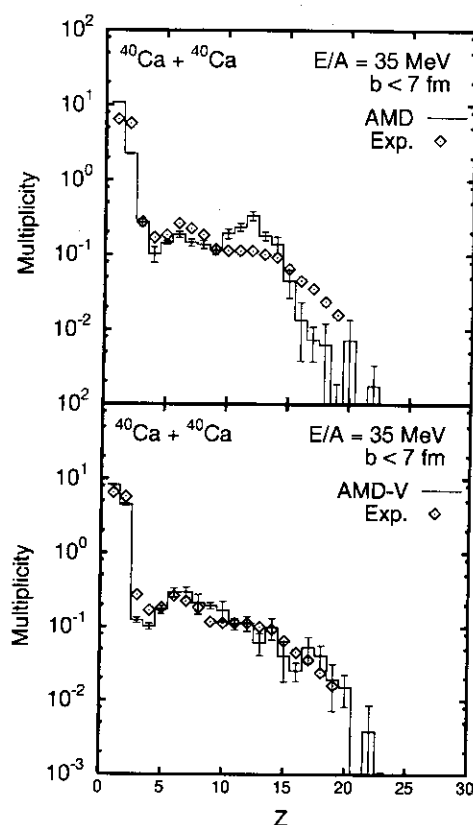


FIG. 3. Calculated charge distribution (histogram) compared with the experimental data (diamonds). The experimental filter has been applied.

so that the instantaneous time evolution of the averaged one-body distribution is essentially equivalent to the solution of Vlasov equation. Furthermore, as usual molecular dynamics, AMD-V keeps the many-body correlation and can naturally describe the fluctuation among many channels of the reaction. It has been demonstrated that the newly introduced process of AMD-V has drastic effects in heavy ion collisions of  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  at 35 MeV/nucleon, especially on the fragmentation mechanism, and AMD-V reproduces the fragmentation data very well.

## REFERENCES

- [1] A. Ono and H. Horiuchi, preprint RIKEN-AF-NP-202, nucl-th/9508025, to be published in Phys. Rev. C.
- [2] A. Ono and H. Horiuchi, preprint RIKEN-AF-NP-214, nucl-th/9510065.
- [3] A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama and A. Ohnishi, Phys. Rev. Lett. **68**, 2898 (1992); A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87**, 1185 (1992).
- [4] K. Hagel, et al., Phys. Rev. **C50**, 2017 (1994).

### 3. QMD計算における波束幅の動的取り扱い

原研・先端基礎研究センター・ハドロン輸送研究グループ

丸山敏毅、仁井田浩二、岩本昭

#### 1. はじめに

Quantum Molecular Dynamics(QMD)<sup>[1,2]</sup> は原子核反応を記述する微視的シミュレーションとして広く使われている。とくに核子当たり約 100MeV 以上のエネルギー領域ではその信頼性がかなり高いことがわかってきた。しかし核子当たり数 10MeV 以下のエネルギー領域に QMD を適用することには問題がある。それは、初期条件の安定性が不十分であるため、長時間計算を続けると余計な核子を放出してしまうとか、残留核や破砕片の励起エネルギーが基底状態よりも下がってしまうといった問題である。原因は、初期状態の結合エネルギーを実験値に合わせるために、エネルギー最低状態ではなく励起した状態を初期条件に採用している事と、衝突項でのパウリブロッッキング以外に運動方程式でパウリ原理を保証するものが無いため、パウリ原理を破った状態に陥ってしまうためである。

そこで QMD の低エネルギーへの拡張として、現象論的なパウリポテンシャルを相互作用に取り入れた上でエネルギー最低状態を初期条件の核として採用する。エネルギー最低状態では構成粒子の速度がゼロになり、運動量も必ずしもゼロではないがかなり小さくなる。フェルミ運動を波束の並進運動だけで担うことができなくなるので、波束の運動量分散項から来るエネルギーを物理的に意味のあるものとしてハミルトニアンに含める、つまり波束の幅を物理変数として動的に取り扱う。ここではこの拡張した QMD(EQMD)<sup>[3]</sup> の枠組の説明と、基底状態の性質、核反応計算の結果について報告する。

#### 2. 拡張した QMD

QMD はガウス型の波束で表される核子の多体系の時間発展を、古典的なハミルトン方程式と、パウリ原理を考慮に入れた確率的な 2 体衝突とによって記述する。全系の波動関数を

$$\Psi = \prod_i \phi_i(\mathbf{r}_i), \quad (2.1)$$

$$\phi_i(\mathbf{r}_i) = \left( \frac{\nu_i + \nu_i^*}{2\pi} \right)^{3/4} \exp \left[ -\frac{\nu_i}{2} (\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_i)^2 + \frac{i}{\hbar} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{r}_i \right], \quad (2.2)$$

$$\nu_i \equiv \frac{1}{\lambda_i} + i\delta_i \quad (2.3)$$

とする。ここで  $\mathbf{R}_i$ ,  $\mathbf{P}_i$  は波束の位置及び運動量の中心値、複素数  $\nu_i$  は波束の拡がりパラメーターである。ハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H &= \langle \Psi | \sum_i \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \hat{T}_{\text{CM}} + \hat{H}_{\text{int}} \right] | \Psi \rangle \\ &= \sum_i \left[ \frac{\mathbf{P}_i^2}{2m} + \frac{3\hbar^2(1 + \lambda_i^2 \delta_i^2)}{4m\lambda_i} \right] - T_{\text{CM}} + H_{\text{int}}, \end{aligned}$$

とする。波束の運動量分散項が含まれていて、 $\nu_i$  が時間依存の変数であるために一定値ではない点が通常の QMD とは異なる。また、フラグメントの spurious な零点運動エネルギー  $T_{\text{CM}}$  を [4] と同様の方法で



抜き去っている。

$$T_{\text{CM}} \equiv \sum_i \frac{t_i^{\text{CM}}}{M_i},$$

$$t_i^{\text{CM}} = -\frac{\langle \phi_i | \hbar^2 \nabla^2 | \phi_i \rangle}{2m} + \frac{\langle \phi_i | \hbar \nabla | \phi_i \rangle^2}{2m}.$$

$M_i$  は  $i$  の属するフラグメントの質量数で次のように書く。

$$M_i \equiv \sum_j F_{ij}$$

$$F_{ij} \equiv \begin{cases} 1 & (|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| < a) \\ e^{-(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| - a)^2/b} & (|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| \geq a) \end{cases},$$

$$a = 1.7 \text{ fm}, \quad b = 4 \text{ fm}^2.$$

運動方程式は時間依存の変分原理

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \langle \Psi | i\hbar \frac{d}{dt} - \hat{H} | \Psi \rangle dt = 0, \quad (2.4)$$

から導かれ、最終的に  $4N$  個 ( $8N$  次元) のパラメータの運動方程式を得る。

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{R}}_i &= \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}, & \dot{\mathbf{P}}_i &= -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, \\ \frac{3\hbar}{4} \dot{\lambda}_i &= -\frac{\partial H}{\partial \delta_i}, & \frac{3\hbar}{4} \dot{\delta}_i &= \frac{\partial H}{\partial \lambda_i}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

相互作用には Skyrme 力、クーロン力、Symmetry エネルギー、パウリポテンシャルを用いている。

$$H_{\text{int}} = H_{\text{Skyrme}} + H_{\text{Coulomb}} + H_{\text{Symmetry}} + H_{\text{Pauli}}. \quad (2.6)$$

パウリポテンシャルは同種 (スピン、アイソスピン) 粒子同士の 1 粒子波動関数の重なりをできるだけ小さくする様に斥力として導入する。[5]

$$H_{\text{Pauli}} = \frac{c_p}{2} \sum_i (f_i - f_0)^\mu \theta(f_i - f_0), \quad (2.7)$$

$$f_i \equiv \sum_j \delta(S_i, S_j) \delta(T_i, T_j) |\langle \phi_i | \phi_j \rangle|^2, \quad (2.8)$$

$c_p$  はポテンシャルの強度、 $f_i$  は核子  $i$  の自分自身を含めた同種粒子との重なりで  $f_0 \approx 1$  とする。ここではパラメータの値として、 $c_p = 15 \text{ MeV}$ 、 $\mu = 2.0$ 、 $f_0 = 1.05$  とし、matter の saturation 条件を保証するように Skyrme 力を補正したパラメータセット 1 と、 $c_p = 15 \text{ MeV}$ 、 $\mu = 1.3$ 、 $f_0 = 1$  とし通常の Skyrme 力を使用するパラメータセット 2 を用いる。

パウリ原理を考慮した確率的な 2 体衝突は通常の QMD と同じ方法で行う。互いに近傍の 2 核子が  $\sqrt{\sigma/\pi}$  以内に近付いた場合にランダムな方向に散乱されると考える。散乱の終状態での他の同種粒子との重なり  $f_i$ 、 $f_j$  を用いて表されるパウリ禁止確率  $P_{\text{P.B.}} = 1 - (1 - f_i)(1 - f_j)$  でこの散乱を取り止める。

### 3. 基底状態原子核の性質

系のエネルギー最低状態は、適当な初期値を与えた後、以下の様に一種の摩擦項の入った運動方程式を解くことによって得られる。

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{R}}_i &= \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i} + \mu_R \frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, & \dot{\mathbf{P}}_i &= -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i} + \mu_P \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}, \\ \frac{3\hbar}{4}\dot{\lambda}_i &= -\frac{\partial H}{\partial \delta_i} + \mu_\lambda \frac{\partial H}{\partial \lambda_i}, & \frac{3\hbar}{4}\dot{\delta}_i &= \frac{\partial H}{\partial \lambda_i} + \mu_\delta \frac{\partial H}{\partial \delta_i}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで  $\mu_R$ 、 $\mu_P$ 、 $\mu_\lambda$ 、 $\mu_\delta$  は冷却の度合いを決める係数で、負の値をとる事によって系のエネルギーはすべての座標パラメータに関する停留値まで減少する。系のエネルギー最低状態では構成粒子が完全に静止し、完全に安定な QMD の初期条件が得られる。

図1はいくつかの核の結合エネルギーを実験値と比較したものである。パラメータセット2を用いた場合、軽い核から  $A \approx 200$  の重い核までほぼ実験値を再現している。

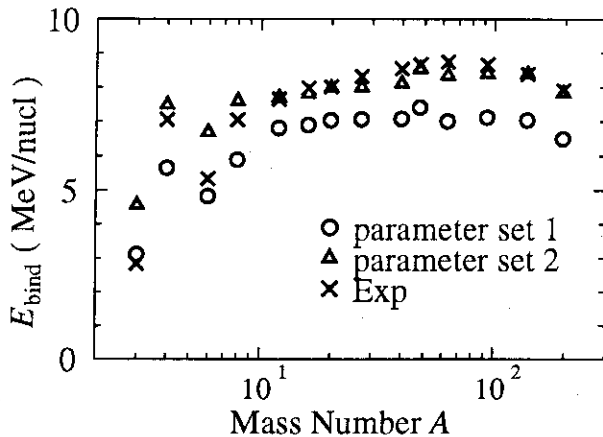


図1. 拡張した枠組 (EQMD) で得られた基底状態の結合エネルギーと実験値 (Exp) との比較。

拡張した QMD では、通常の QMD で記述できない基底状態の性質が記述できる。図2は $^{12}\text{C}$ の密度分布で、 $3\text{-}\alpha$ クラスター構造が現れている。通常の QMD の枠組では核子が核内を動き回っており、特定の構造を持つことはできない。このようなクラスター構造が現れるのは、波束の幅を時間依存にした効果ではなく、パウリポテンシャルを用いた上でエネルギー最低状態を求めたためである。

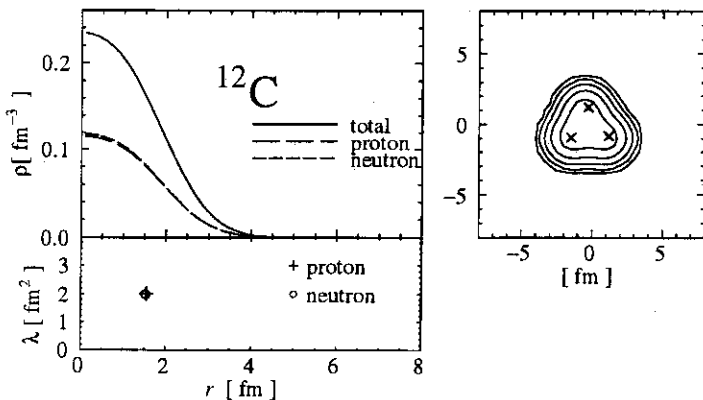


図2.  $^{12}\text{C}$ の密度分布。パラメータセット2を用いている。左は重心からの距離に対する分布。実線が全密度、破線がprotonとneutron。右は  $x$ - $y$ 平面に投影した密度等高線。下は波束の幅の実部 $\lambda_i$ である。

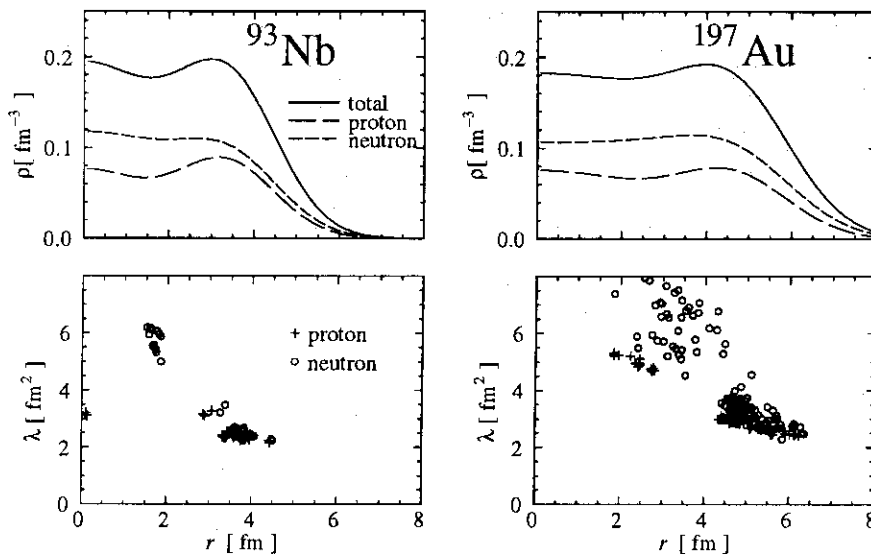


図 3.  $^{93}\text{Nb}$ と $^{197}\text{Au}$ の密度分布(上)、及び幅の実部 $\lambda_i$ の分布(下)。パラメータセット2を用いている。

重い系の密度分布と波束の拡がりの度合いを示したのが図3である。多少密度が大きい、全般的な形は良い。図の下部に示してあるのが波束の幅の実部 $\lambda_i$ である。内部の核子の幅が表面付近のものよりも空間的に拡がる傾向にある事がわかる。

#### 4. 原子核反応への適用

核-核衝突へEQMD計算を適用をする。ここではフラグメント生成と、核融合反応の際に波束幅の動的取り扱いがどのように影響するかを議論する。以下の計算ではパラメータセット2を用いる。但しパラメータセット1を用いても結果は余り変らない。

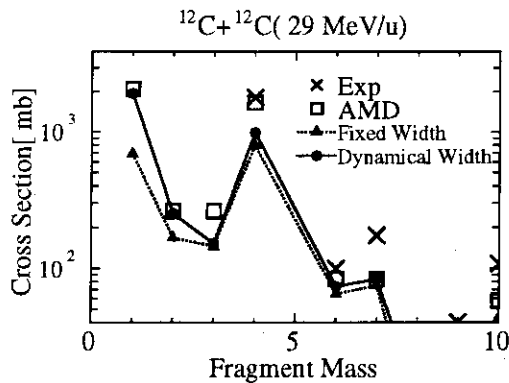


図 4.  $^{12}\text{C}(29 \text{ MeV/u})+^{12}\text{C}$ 反応で生成されるフラグメント質量数分布。実験値、AMD、EQMD、EQMDで波束幅を固定したものを比較している。

まず $^{12}\text{C}(29 \text{ MeV/u})+^{12}\text{C}$ の反応で生成されるフラグメントの質量数分布を示したのが図4である。とくに質量数の小さい破砕片について実験値<sup>[6]</sup>、Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD)<sup>[4]</sup>、EQMD、およびその波束幅を固定した計算を比較している。質量数が3以下の破砕片は実験値が無かったので、質量数4以上の実験値を良く再現しているAMD計算を代わりに示した。波束幅を固定した計算は、初期条件、相互作用をEQMDとまったく同一のものを用いた上で、運動方程式を波束の並進運動の部分のみについて解いたもので、通常のQMDのことではない。波束幅を固定したものと動的に扱ったものを比べると、重い質量数の破砕片については差は殆ど無いが、核子をはじめとする軽い粒子の生成断面積に

違いが現れる。図4は統計崩壊の後の分布であるが、QMD計算が終了した時点(統計崩壊前)の分布を比べると、この違いはより顕著に現れる。波束幅を動的に扱うと、放出される経路 $(\mathbf{R}(t), \mathbf{P}(t), \lambda(t), \delta(t))$ がより多くなり、放出断面積が増加するものと思われる。波束幅を動的に扱うと核子が放出される際、空間的な幅が広がる傾向にあるが、両方の計算ともフラグメントの零点エネルギー $T_{CM}$ を取り去っているため、波束の運動量分散項のエネルギーが放出断面積の違いの原因になっている訳ではない。

次に、核子入射反応を解析してみる。図5は $p(113 \text{ MeV}) + {}^{27}\text{Al}$ 反応で放出される中性子のエネルギースペクトルである。前方向の80 MeV程度のところにピークが現れ、全般的に高エネルギーの成分が足りない。ちなみに通常のQMDを用いた計算<sup>[7]</sup>の方がEQMDの結果よりも良く実験値<sup>[8]</sup>を再現する。このような反応では2核子衝突と、核内でのフェルミ運動が重要であるが、このEQMDの計算では、核子を表す波束が静止しており、フェルミ運動を波束の運動量分散項で担っている。ところが2核子衝突を通常のQMDと同様に並進運動のみに着目して行っているため、この運動量分散項が放出される粒子の運動に寄与できず、図のような結果になっていると思われる。運動量分散項をも考慮した2核子衝突を取り入れる必要がある。

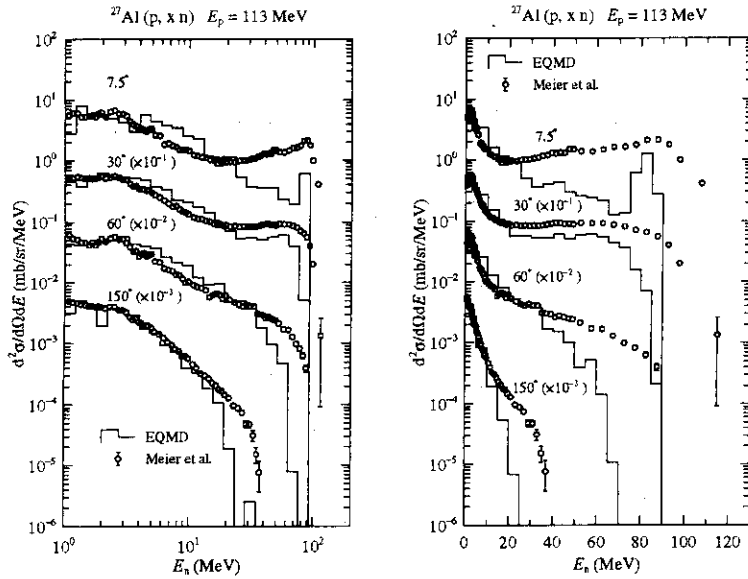


図5.  $p(113 \text{ MeV}) + {}^{27}\text{Al}$ 反応で放出される中性子のエネルギースペクトル。右と左は同じものであるが、左は横軸を対数表示にしている。

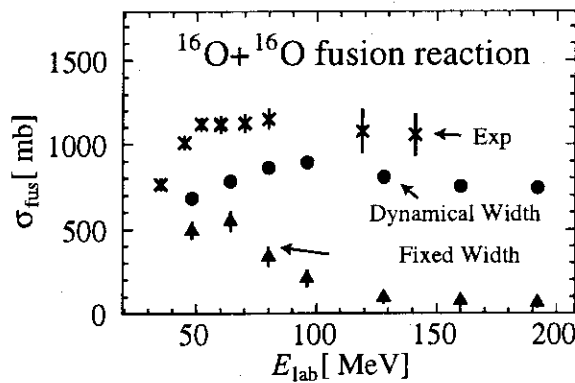


図6.  ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ 系の融合断面積。実験値は [10,11] による。

最後に核融合反応にEQMDを適用する。通常のQMDによる解析は<sup>[9]</sup>すでに行われているが、数々の核子の放出があるイベントも融合反応と見做して実験値を再現しているが、ここでは核子の放出がないイベントだけを融合反応とする。図6は ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ 系の融合断面積のエネルギー依存性を示している。 ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ の時と同様に波束幅を動的に扱った計算と固定した計算を比較すると、特に高エネルギー側で違いが大きく現れ波束幅を固定した場合は融合反応が殆ど起こらない。これは、融合反応が起こるには衝突する2つの核の相対運動のエネルギーが内部励起に散逸する事が必要で、波束幅を固定した場合は模型空

間が狭いためこの散逸が起りにくいのではないかと思われる。低エネルギー側では両者の差が余り見られないのは、低エネルギー側では散逸すべき相対運動エネルギーが余り大きくなく、核同士が接触すればほぼ融合することができるからである。

## 5. まとめ

ここでは核反応の微視的シミュレーションである Quantum Molecular Dynamics (QMD) を低エネルギー領域に適用するための拡張として、フェルミオン系の性質を近似的に取り入れるための現象論的なパウリポテンシャルを導入し、核子を表す波束の幅を時間依存変数にした。

この拡張した QMD(EQMD) によって原子核の基底状態の性質 (結合エネルギー、密度分布等) をよく再現することができた。核-核衝突の計算に適用した結果、核子の波束幅を時間依存にすることが、核子放出や核融合反応を起こし易くさせ実験の再現性も向上する事がわかった。今後の課題としては、波束幅の自由度を 2 核子衝突に取り入れる必要がある事が、核子入射反応の解析から明らかになった。

## REFERENCES

1. J. Aichelin and H. Stöcker, Phys. Lett. B **176** (1986) 14.
2. J. Aichelin, Phys. Rep. **202** (1991) 233; および参照文献.
3. T. Maruyama, K. Niita and A. Iwamoto, Phys. Rev. **C53** (1996) 297.
4. A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 1185.
5. A. Ohnishi, T. Maruyama and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 417 と同様の方法
6. J. Czudek, et al., Phys. Rev. **C43** (1991) 1248.
7. K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara and A. Iwamoto, Phys. Rev. **C52** (1995) 2620.
8. W. B. Amian, B. C. Byrd, C. A. Gouling, M. M. Meier, G. L. Morgan, C. E. Moss, and D. A. Clark, Nucl. Sci. and Eng. **112**, 78 (1992); および私信.
9. T. Maruyama, A. Ohnishi and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C42** (1990) 386.
10. B. Fernandez, C. Gaarde, J. S. Larsen, S. Pontoppidan and F. Videbaek, Nucl. Phys. **A306** (1978) 259.
11. F. Saint-Laurent, M. Conjeaud, S. Harar, J. M. Loiseaux, J. Menet and J. B. Viano, Nucl. Phys. **A327** (1979) 517.

## 4. QMD の今後

仁井田 浩二

(財) 高度情報科学技術研究機構  
原研先端基礎研究センター・ハドロン輸送研究グループ

### 1 はじめに

原研先端基礎研究センター・ハドロン輸送研究グループでは、これまでの成果を踏まえて、新しい QMD コードを作成している。新しいといっても、AMD や拡張された QMD (文献 [1]) のように枠組みとして新しいものは無い。この新しい QMD は、次の 3 点を柱として、スタンダードな QMD の高度化として位置づけられる。

1. パウリポテンシャルによるフェルミオンの性質の記述
2. 有効相互作用の拡充。; 運動量依存の相互作用の導入。
3. ローレンツ不変の QMD

現在のところ未完成で、以下に示す結果は全てプレリミナリーであるが、QMD の今後の可能性の一端として紹介したい。3. のローレンツ不変の QMD については紙面の関係で割愛する。

### 2 パウリポテンシャルの導入

パウリ効果を疑似的にシミュレートする古典的なパウリポテンシャルとしては、2 核子の位相空間での重なりに応じて生じる斥力の形をとるものが代表的なものである。関数系としては、Gauss 型が一般的であり、文献 [2], [3] などがある。特殊なものとしては、ハドロングループで用いた、位相空間での重なりのおき乗というのがある (文献 [1])。ここでは、一般的な Gauss 型のパウリポテンシャルを用いることにする。すなわち、

$$V_{Pauli} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_P \left[ \frac{\hbar}{q_0 p_0} \right]^3 \exp \left[ -\frac{r_{ij}^2}{2q_0^2} - \frac{p_{ij}^2}{2p_0^2} \right] \delta_{\tau_i, \tau_j} \delta_{\sigma_i, \sigma_j} \quad (1)$$

ここで、 $\tau_i, \sigma_i$  は核子のスピン、アイソスピンのインデックスである。式 (1) に含まれるパラメーターは、強度  $V_P$ 、座標空間での巾  $q_0$ 、運動量空間での巾  $p_0$  である。これらは自由フェルミオン系のエネルギーを再現するように決定される。この時、合わせるべきエネルギーは、2 種類あって、ひとつは、このポテンシャルを含んだ古典粒子系の全エネルギーを自由フェルミオンのエネルギーに合わせる方法 (文献 [4]) と、古典粒子系の運動エネルギーだけを自由フェルミオンのエネルギーに合わせる方法 (文献 [5]) とがある。ここでは、シミュレートされたフェルミオン系の運動量分布が特に重要という観点から、後者の方法によって、上記のパラメーターを決定することにする。このために、周期境界条件を用いた、無限古典粒子系のシミュレーターを作成し、パラメーターフィットを行った。以下の計算は、粒子数 512 個、陽子数と中性子数は同数のシミュレーションで行った結果である。

文献 [5] で同様の方法で決定された各パラメーターの値は、

$$V_P = 99.5 \text{ MeV}, \quad p_0 = 120 \text{ MeV}, \quad q_0 = 3 \text{ fm}$$

であるが、彼らの場合、運動量依存の相互作用が入っていないため、この値をそのまま採用する訳にはいかない。そこで、次節で述べる運動量依存の相互作用との関係を調べながら、次のような二組のパラメーターセットを決定した。

表1. パウリポテンシャルのパラメーターセット。

パラメーターセット	(1)	(2)
T (MeV)	0	2.5
$V_p$ (MeV)	207.0	140.0
$p_0$ (MeV)	120.0	120.0
$q_0$ (fm)	1.644	1.644

ここで、温度 T (MeV) は、基底状態をつくるときの設定温度である。パラメーターフィットの結果を図1に示す。

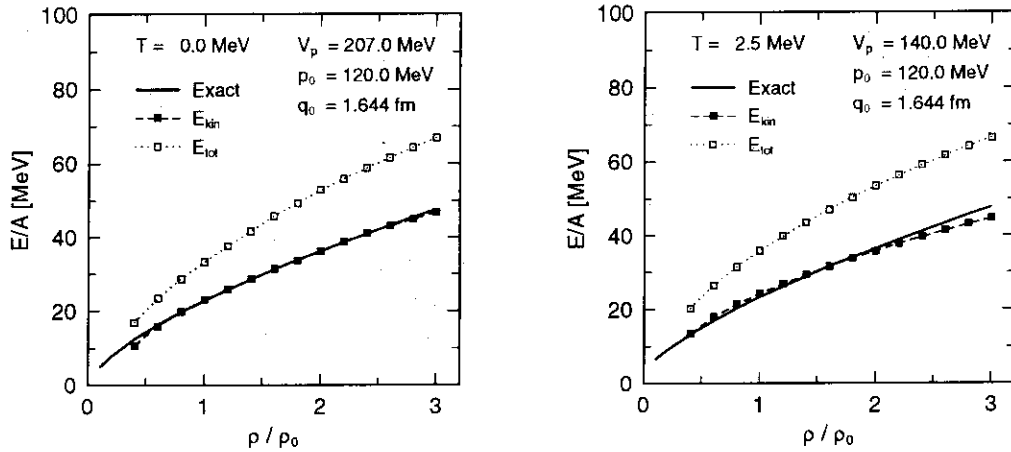


図1. フェルミガスの厳密解（実線）と、パウリポテンシャルを含むシミュレートした古典系の運動エネルギー（黒四角）と全エネルギー（白四角）。左は、 $T = 0$  MeV, 右は、 $T = 2.5$  MeV である。

左は、温度  $T = 0.0$  MeV、右は、温度  $T = 2.5$  MeV の時である。いずれも運動エネルギーが厳密解にフィットするようにした。これらのパラメーターは、違った組み合わせでも、フェルミガスの厳密解をフィットできるが、後述する運動量依存の相互作用を用いて、実験値を再現するような基底状態を作ろうとすると、非常に限られた範囲の組み合わせしかないことが、調査の結果解った。

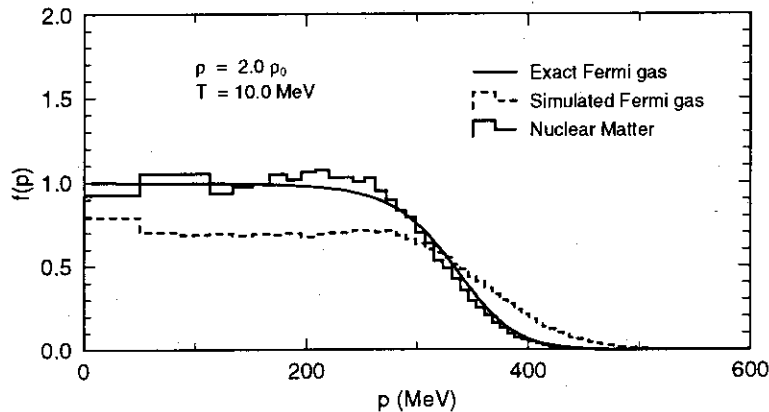


図2. 運動量分布。密度  $\rho = 2.0\rho_0$ 、温度  $T = 10.0$  MeV でのフェルミガスの厳密解（実線）と、パウリポテンシャルを含むシミュレートした古典系（破線）。実線のヒストグラムは運動量依存の相互作用の入った核物質の運動量分布。

これらのパラメーターセットは、低温の振る舞いでフィットしているが、温度が上がるとフェルミガスからのずれは大きくなる。高温での振る舞いをもフィットするパラメーターは、フェルミガスだけの場合は可能である。しかしながら、運動量依存の相互作用を入れた場合は原子核の基底状態の運動量分布がうまく再現できないことが解り、高温でのフェルミガスの振る舞いを犠牲にしてこれらのパラメーターセットを採用した。しかしながら、核物質の運動エネルギーの振る舞いは、高温、高密度でフェルミガスの運動エネルギーから大きくはずれない。図2. に運動量分布を具体的に示した。これは、密度が  $\rho = 2.0\rho_0$ 、温度が  $T = 10.0$  MeV の場合である。運動量依存の相互作用の入った核物質の運動量分布が、フェルミガスの厳密解を良く再現していることが示されている。

### 3 運動量依存ポテンシャルの導入

一般に、運動量依存のポテンシャルは、有限レンジの相互作用の交換項として出てくる。ここでは、湯川型の相互作用を考え、その交換項としての運動量依存ポテンシャルを導く。湯川型の相互作用のレンジを  $\mu$  とすると、

$$V_{exch} = \frac{V_{ex}}{2\rho_0} \iint \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{p}'}{(2\pi)^3} d^3\mathbf{r} \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{p})f(\mathbf{r}, \mathbf{p}')}{1 + \left[\frac{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}{\mu}\right]^2} \quad (2)$$

と書ける。QMD では、ガウス型の波束を用いるので、位相空間の一体分布関数  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  もガウス型で書けるが、湯川型のレンジ  $\mu$  が十分大きいとすれば、一体分布関数は

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) &= \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \\ &= \sum_i (2\pi L)^{-3/2} \exp[-(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2/2L] \\ &\quad \times (2\pi)^3 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{P}_i) \end{aligned} \quad (3)$$

と近似でき、従って式(2)は

$$V_{exch} = \frac{V_{ex}}{2\rho_0} \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + \left[\frac{\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_j}{\mu}\right]^2} \rho_{ij} \quad (4)$$

と書いて、ここで  $\rho_{ij}$  は、ガウス波束の重なりを表し

$$\begin{aligned} \langle \rho_i \rangle &\equiv \sum_{j \neq i} \rho_{ij} \equiv \sum_{j \neq i} \int d\mathbf{r} \rho_i(\mathbf{r}) \rho_j(\mathbf{r}) \\ &= \sum_{j \neq i} (4\pi L)^{-3/2} \exp[-(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)^2/4L], \end{aligned} \quad (5)$$

である。ここで  $L$  はガウス波束の巾である。

湯川型の相互作用の直接項は、ここでは無視する。また、核子の有効質量をフェルミ面で実験値の  $m^*/m = 0.85$  (文献[6]) とするために、上記の運動量依存のポテンシャルに二つのレンジの相互作用を用いる。従って、系のハミルトニアンは、次のように書ける。

$$\begin{aligned} H &= \sum_i E_i \\ &+ \frac{1}{2} \frac{A}{\rho_0} \sum_i \langle \rho_i \rangle + \frac{1}{1 + \tau} \frac{B}{\rho_0^\tau} \sum_i \langle \rho_i \rangle^\tau \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i,j(\neq i)} c_i c_j \frac{e^2}{|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|} \operatorname{erf}\left(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|/\sqrt{4L}\right) \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 & + \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} (1 - 2|c_i - c_j|) \rho_{ij} \\
 & + \frac{V_{ex}^{(1)}}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{1}{1 + \left[\frac{\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_j}{\mu_1}\right]^2} \rho_{ij} \\
 & + \frac{V_{ex}^{(2)}}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{1}{1 + \left[\frac{\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_j}{\mu_2}\right]^2} \rho_{ij}
 \end{aligned} \tag{6}$$

ここで

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + \mathbf{P}_i^2} \tag{7}$$

ここで erf は、エラー関数、 $c_i$  は陽子で 1、中性子で 0 である。

上式(6)に含まれるパラメーターは、 $A, B, \tau, C_s, V_{ex}^{(1)}, V_{ex}^{(2)}, \mu_1, \mu_2$  である。またこの他に、ガウス波束の巾  $L$  がパラメーターとしてある。これらのパラメーターは、核物質の飽和条件、即ち、 $\rho = \rho_0 = 0.168 \text{ fm}^{-3}$  でエネルギーが最小値  $E/A = -16 \text{ MeV}$  になる条件、また、実験の光学ポテンシャルの実部の運動量依存性を再現する条件、さらに、核子の有効質量がフェルミ面で実験値の  $m^*/m = 0.85$  を満足する必要がある。全てを決定するには条件が少ないが、対称項の係数は良く知られた  $C_s = 25 \text{ MeV}$  を使い、 $\tau$  については、核物質の状態方程式として、Soft, Medium, Hard として、各々  $\tau = 5/6, 8/6, 10/6$  とし、この3つの場合のパラメーターを決定することとする。

表2. パラメーターセット(1)  $T = 0.0 \text{ MeV}$  のポテンシャルパラメーター。

	Soft(1)	Medium(1)	Hard(1)
A (MeV)	-223.56	-92.86	-21.21
B (MeV)	298.78	169.28	97.93
$\tau$	1.16666	1.33333	1.66666
$C_s$ (MeV)	25.0	25.0	25.0
$V_{ex}^{(1)}$ (MeV)	-258.54	-258.54	-258.54
$V_{ex}^{(2)}$ (MeV)	375.6	375.6	375.6
$\mu_1$ (MeV)	2.35	2.35	2.35
$\mu_2$ (MeV)	0.4	0.4	0.4
L (fm <sup>2</sup> )	2.1	2.1	2.05

表3. パラメーターセット(2)  $T = 2.5 \text{ MeV}$  のポテンシャルパラメーター。

	Soft(2)	Medium(2)	Hard(2)
A (MeV)	-288.56	-127.86	-41.21
B (MeV)	363.78	204.28	117.93
$\tau$	1.16666	1.33333	1.66666
$C_s$ (MeV)	25.0	25.0	25.0
$V_{ex}^{(1)}$ (MeV)	-258.54	-258.54	-258.54
$V_{ex}^{(2)}$ (MeV)	375.6	375.6	375.6
$\mu_1$ (MeV)	2.35	2.35	2.35
$\mu_2$ (MeV)	0.4	0.4	0.4
L (fm <sup>2</sup> )	1.75	1.75	1.75

しかしながら、残りの全てのパラメーターを決めるにはまだ条件が足りないので、一意的にはパラメーターの値は決定できない。そこで、核物質の状態方程式の様子を周期境界条件のもとでシミュレートされた系で調べながら、各パラメーターを決定することになる。そのためのパラメーターの値を暫定的に決定するプログラムと、周期境界条件の核物質のプログラムを作成した。これらを用いて、パウリポテンシャルの2つのパラメーターセット、上記の3つの状態方程式に応じて、計6つのパラメーターセットを決定した。これら内、Medium(1)パラメーターセットの光学ポテンシャルの実部のエネルギー依存性を実験値とともに次に示す。

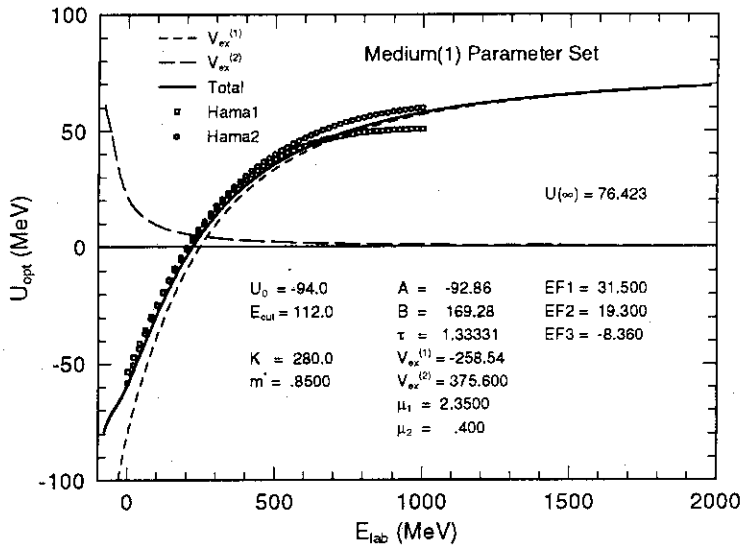


図3. Medium(1)パラメーターセットの光学ポテンシャル実部のエネルギー依存性。実験値は、文献 [7] より取った。

#### 4 核物質の飽和条件

表2. のパラメーターセットについては、摩擦冷却法、表3. のパラメーターセットについては、メトロポリスサンプリング法により、周期境界条件を用いた核物質のプログラムで核物質の状態方程式を計算した。結果を次のグラフで示す。

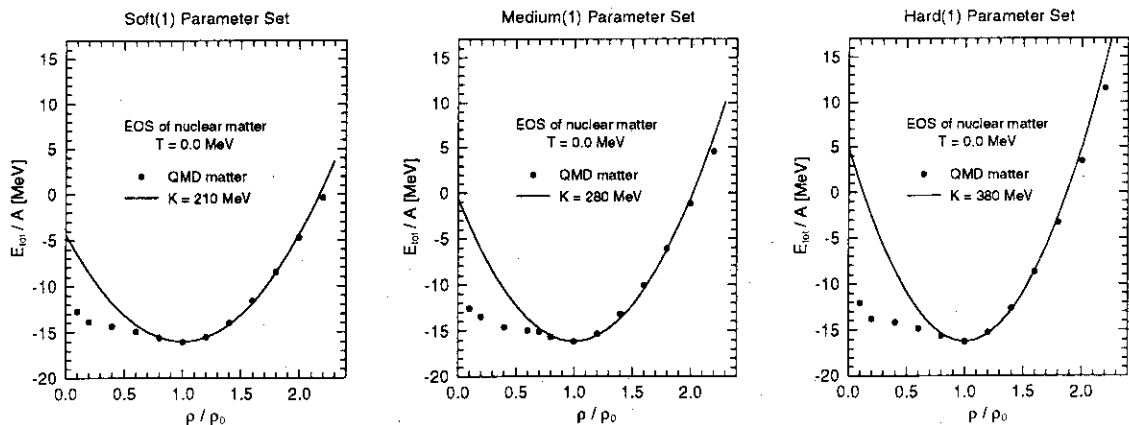


図4. パラメーターセット (1) の状態方程式

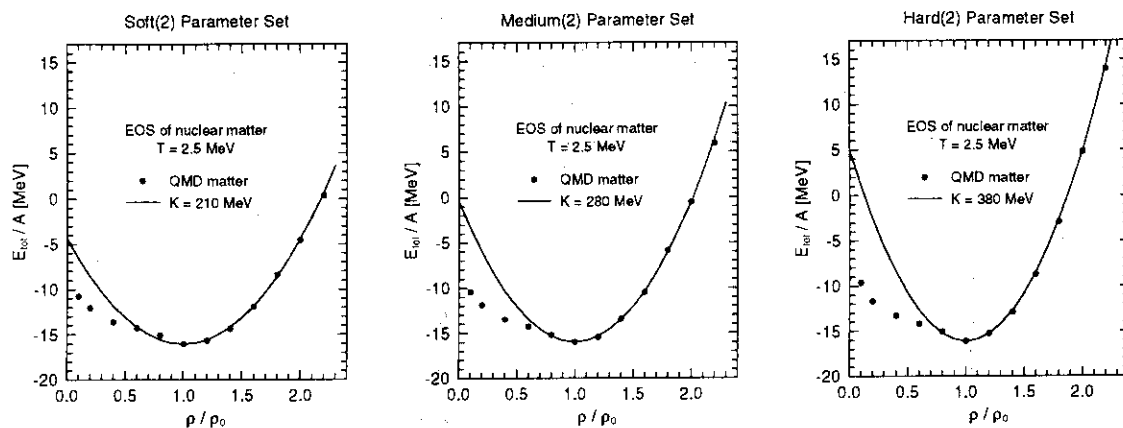


図5. パラメーターセット (2) の状態方程式

### 5 基底状態の束縛エネルギー

表2. のパラメーターセットについては、摩擦冷却法、表3. のパラメーターセットについては、メトロポリスサンプリング法により、 $^3\text{He}$  から  $^{208}\text{Pb}$  までの原子核について基底状態を求めた。計算された束縛エネルギーの結果を実験値とともに図6に示す。

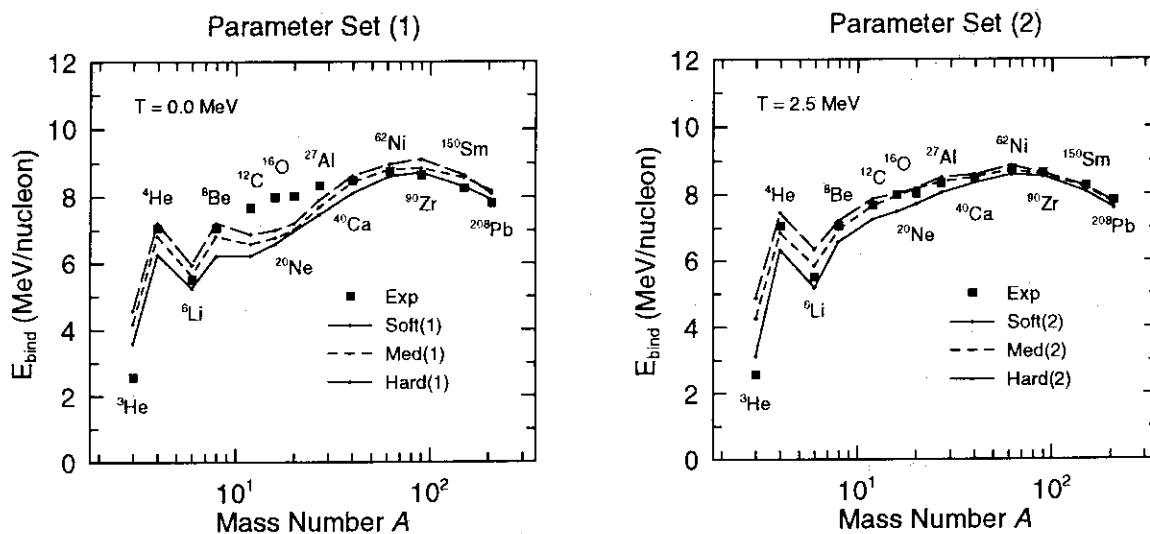


図6. パラメーターセット (1) 左、パラメーターセット (1) 右、の基底状態の束縛エネルギー

### 6 (p,n) 反応と核融合断面積

この新しいQMDの結果として、まず、以前のQMD (文献[8])で解析した(p,n)反応の断面積を図7.に示す。この結果はMedium(2)のパラメーターセットを用いた。256 MeVで、前のQMDでは良く再現できなかったquasi-elasticの部分が、パウリポテンシャルと運動量依存のポテンシャルで改善された。一方、800 MeVでの改善は、ここでは述べなかったが、核子・核子弾性散乱の角分布の改良によるものである。

(p,n)反応の前方角のエネルギーの高い部分、quasi-elasticの部分は、パウリ効果の詳細に敏感である。ここで導入したパウリポテンシャルは、ガウス型なのでフェルミ面近傍でパウリ効果を過剰評価してしま

い、その結果、quasi-elastic のスペクトルを過小評価してしまう。この効果は、高エネルギーでは無視できるほど小さいが、300 MeV 以下の低エネルギー現象では顕著である。これが、基底状態を有限温度にしたパラメーターセットを用意した理由である。パラメーターセット (2) は、パウリ効果の過大評価と有限温度によるフェルミ面の広がり打ち消すようにこの (p,n) 反応の解析より決定した。

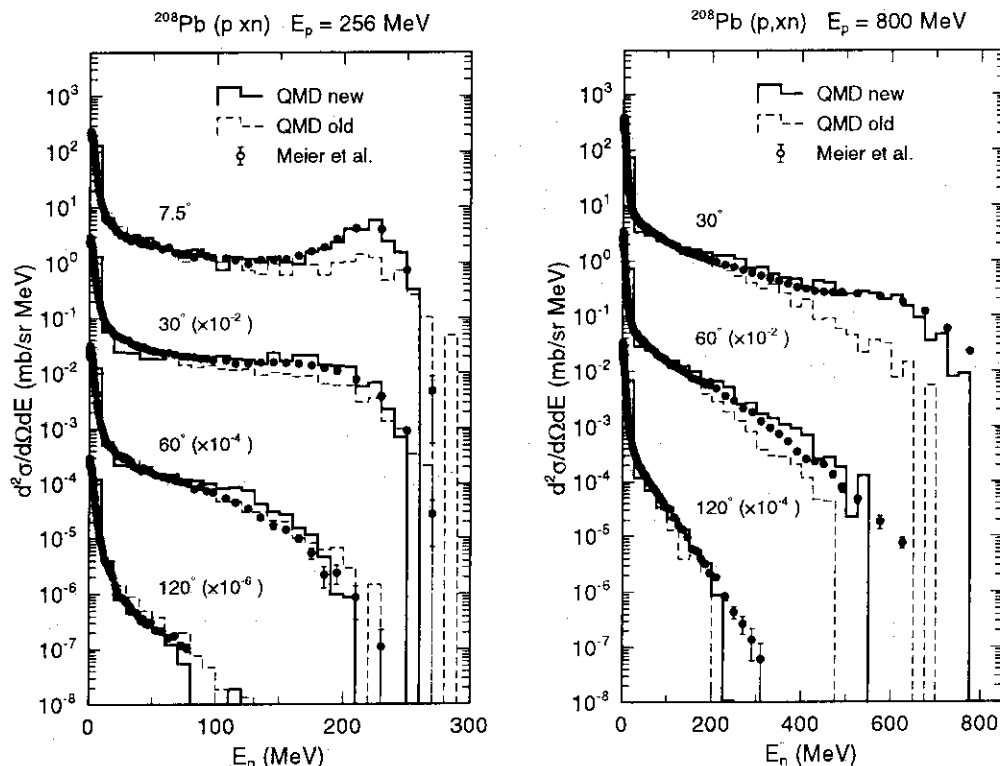


図7.  $^{208}\text{Pb}(p,xn)$  の中性子スペクトル。左が 256 MeV, 右が 800 MeV。実験値は、文献 [9] から取った。新しい QMD の結果が実線、(文献 [8]) で解析した (p,n) 反応の断面積を波線で示している。

次に、 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  融合断面積を示す。

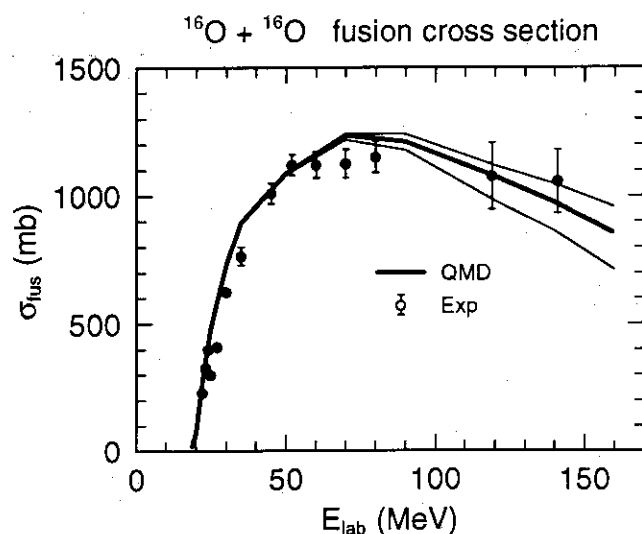


図8.  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  融合断面積。

古いバージョンの QMD では、基底状態が安定でないため低エネルギーの融合断面積は計算できなかったが、この新しい QMD では基底状態が正しく記述できかつ安定なので、バリヤー近傍の反応をもシミュレートできる。図 8. が示すように、融合断面積は、バリヤー以下の領域まで実験を良く再現する。

### 7 中性子過剰核

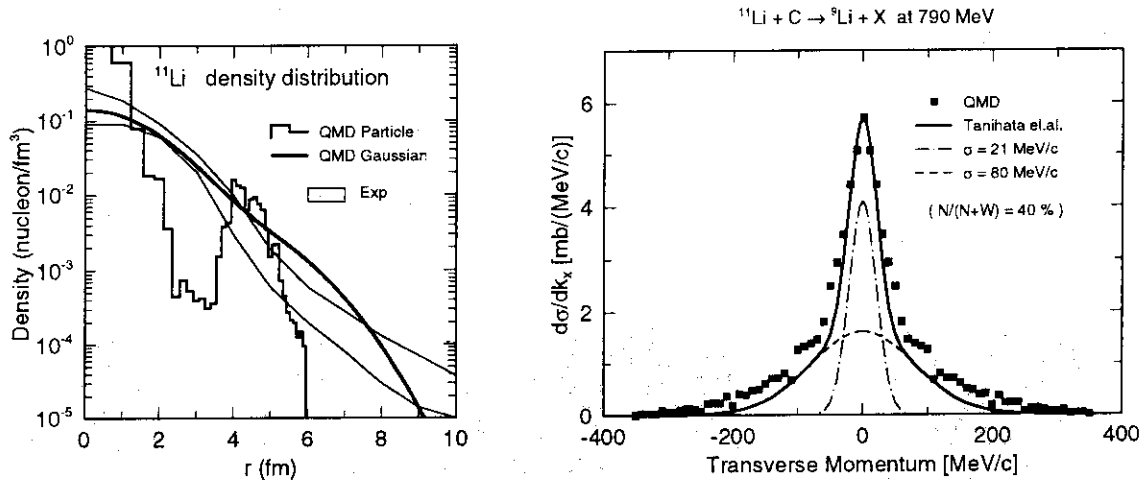


図 9. 左、 $^{11}\text{Li}$  の密度分布。右、 $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + X$  反応での  $^9\text{Li}$  の Transverse Momentum 分布。

新しい QMD のひとつの特徴は、中性子過剰核の記述ができることにある。図 9. 左に  $^{11}\text{Li}$  の密度分布を示す。このときのパラメーターセットは、Medium(1)、温度  $T = 0.0$  MeV で、摩擦冷却法で基底状態をつくった。実線が、QMD の結果でガウス波束の密度分布である。実験から評価された密度分布は細い実線の間の領域としてプロットしてある。我々の密度分布 (太い実線、QMD Gauss) は、ガウス波束を用いているため、指数関数の形にはならないが、非常に外側に広がったハローの様子を良く再現している。実際の波束の中心の分布を調べてみると、中心に  $^9\text{Li}$  のコアがあり、その外側にふたつの中性子が少しはなれて存在していることがわかる。図の中ではヒストグラム (QMD Particle) として示してある。ここで作られた  $^{11}\text{Li}$  の全束縛エネルギーは、44.89 MeV で、これは実験値、45.54 MeV に非常に良く合っている。また、 $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + X$  反応で測定されている  $^9\text{Li}$  の Transverse Momentum 分布も実験値を良く再現する (図 9. 右)。

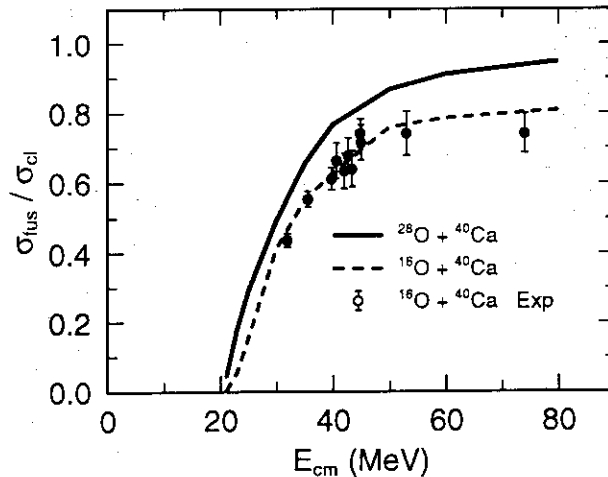


図 10.  $^{28}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$  と  $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$  の融合断面積。

以上のように、ここでは $^{11}\text{Li}$ の例を示したが、中性子過剰核の基底状態の記述だけでなく、それを用いた反応を記述できることから、今後の応用が期待できる。ひとつの例として、中性子過剰核を用いた核融合断面積の評価を行った。図10.は、 $^{28}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ の融合断面積を $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ の融合断面積と比較したものである。実験値は、 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ のものである。ここで示された核融合断面積の増加は、主にバリエー外の配位での核子のトランスファーが原因であることが、シミュレーションの結果からわかった。

## 8 中性子星

4節の核物質の飽和条件の状態方程式のグラフ(図4,5)において、QMD核物質の値は、飽和密度( $\rho = \rho_0$ )から以下で2次曲線の関係(図中に実線で示してある)からずれてくる。これは、飽和密度以下では、圧力が負になる不安定領域で、核物質は一様分布からずれてクラスタライズが始まることによる。例えば、パラメーターセット Medium(1)で、 $\rho = 0.4\rho_0$ の場合は図11.のような分布が得られる。

$$\rho = 0.4\rho_0, Z = N$$

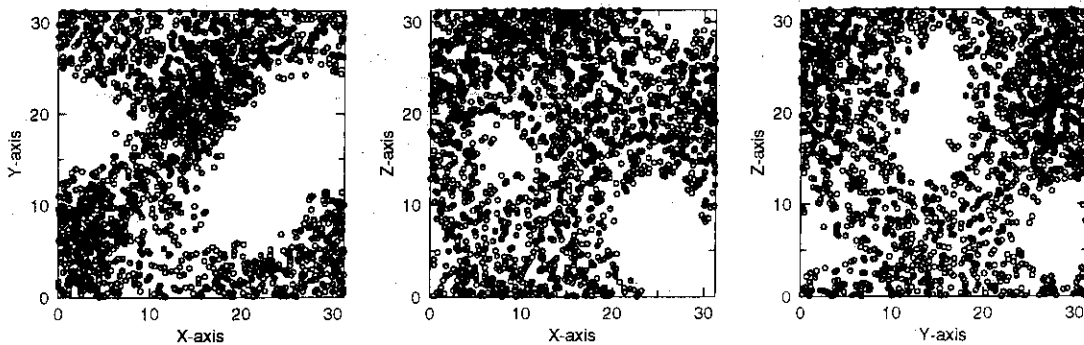


図11.  $\rho = 0.4\rho_0, Z=N$ の密度分布を3つの方向へ写影したものの。

このような構造は密度とともに変化し、その構造はちょうど中性子星の表面のクラストの構造として示唆されている(文献[10])ように、密度が低くなるにつれて、uniformからspherical hole, cylindrical hole, slab, cylinderそして、sphereへと変化する。そのような移り変わりが、この核物質のシミュレーションでも実現されることが定性的に分かった。そこで、より中性子星や超新星の爆発のシナリオに関係づけるため、クーロン力をも加え、 $Z/N$ 比も変えた核物質で計算した構造を図12.に示す。

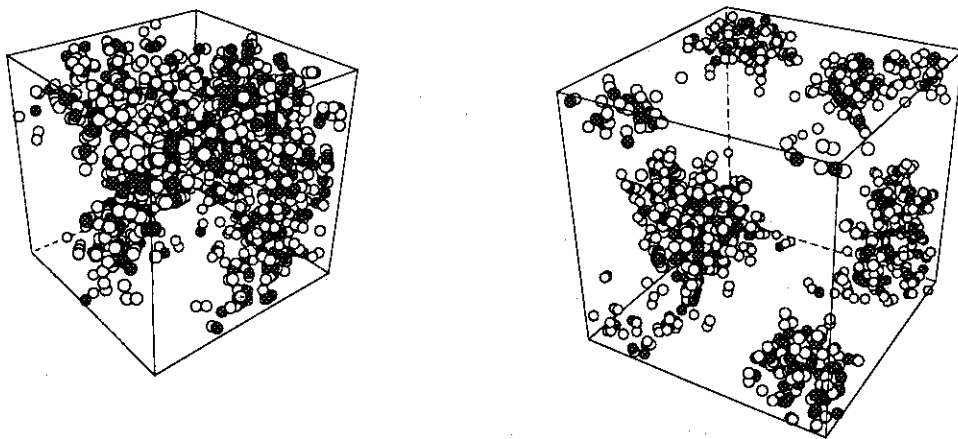


図12. 左、 $\rho = 0.4\rho_0, Z/N = 0.34, \text{Cell} = 24.8 \text{ fm}$ 、右、 $\rho = 0.1\rho_0, Z/N = 0.34, \text{Cell} = 39.4 \text{ fm}$ 、

これらの構造は、文献[10]の扱いとは異なり、最初に特定の構造を仮定することなく、エネルギー最小値を求めることによるのみ得られる。ここで求められた状態方程式を  $Z/N$  比で図にすると図14. のようになる。

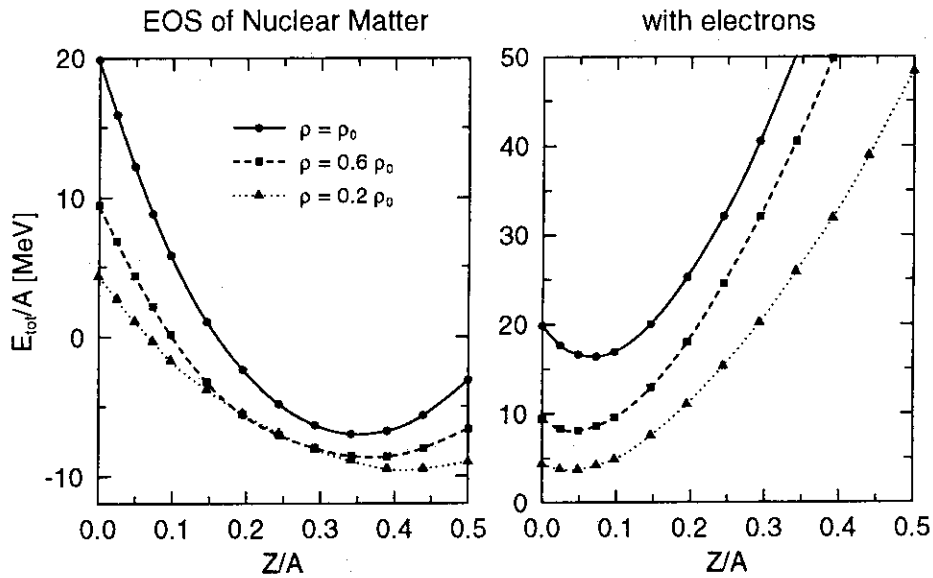


図14. 左、核物質の状態方程式、右、電子のエネルギーも加えた状態方程式。

左が核物質の状態方程式、右が電子のエネルギーも加えた状態方程式である。このとき、全体で荷電ゼロ、電子は一様分布とした。ここで求められた状態方程式は、他のモデル(文献[10])で求められたものに近い値になっている。更に、中性子核物質の状態方程式については、Dirac Brückner HF の計算などがあるが、それらと我々の結果を比較すると図15. のようになる。

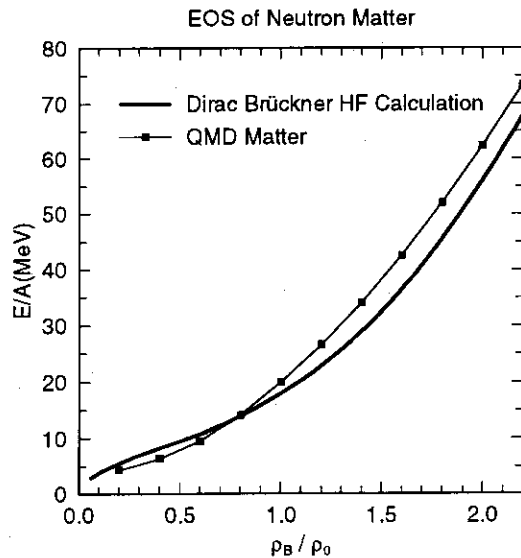


図15. 中性子核物質の状態方程式

上図から分かるように、定量的にも信頼できる核物質のシミュレーションになっている。これらを用いて、今後、定量的に中性子星の表面クラストの性質や、超新星のシナリオに関係した量を解析する計画である。

## 9 まとめ

QMD の高度化として、

1. パウリポテンシャルの導入
2. 運動量依存の相互作用の導入。

について概説した。最初にも述べたように、現在のところ未完成で、ここで示した結果もプレリミナリーであるが、QMD の今後の可能性のひとつとして、 $^{11}\text{Li}$  から中性子星、Supernova まで統一的に適用できるハドロン多体系のシミュレーターを目指して行きたい。

## 参考文献

- [1] T. Maruyama, K. Niita, and A. Iwamoto, Phys. Rev. C **53** (1996) 297.
- [2] C. Dorso, S. Duarte and J. Randrup, Phys. Lett. B **188** (1987) 287.
- [3] C. Dorso, and J. Randrup, Phys. Lett. B **232** (1987) 29.
- [4] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Lett. B **260** (1991) 271.
- [5] G. Peilert, J. Konopka, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Rev. C **46** (1992) 1457.
- [6] T. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **64** (1980) 1627
- [7] S. Hama, B. C. Clark, E. D. Cooper, H. S. Scherif, and R. L. Mercer, Phys. Rev. C **41** (1990) 2737.
- [8] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, and A. Iwamoto, Phys. Rev. C **52** (1995) 2620.
- [9] W. B. Amian, B. C. Byrd, C. A. Goulding, M. M. Meier, G. L. Morgan, C. E. Moss, and D. A. Clark, Nucl. Sci. and Eng. **112**, 78 (1992); and private communication.
- [10] D.G. Ravenhall, C.J. Pethick and J.R. Wilson Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 2066;  
M. Hashimoto, H. Seki and M. Yamada, Prog. Theo. Phys **71** (1984) 320.



## 5. Study of the nucleon-induced preequilibrium reactions by the Quantum Molecular Dynamics

Satoshi Chiba<sup>(1)</sup>, Mark B. Chadwick<sup>(1,2)</sup>, Koji Niita<sup>(1,3)</sup>,  
Toshiki Maruyama<sup>(1)</sup>, Tomoyuki Maruyama<sup>(1)</sup> and Akira Iwamoto<sup>(1)</sup>

<sup>1</sup>*Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute,  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan*

<sup>2</sup>*Nuclear Data Group, University of California, Lawrence Livermore National Laboratory,  
Livermore, California 94550, USA*

<sup>3</sup>*Research Organization for Information Science & Technology  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan*

### Abstract

The preequilibrium (nucleon-in, nucleon-out) angular distributions have been analyzed in the energy region around 100 to 200 MeV in terms of the Quantum Molecular Dynamics (QMD) theory. The step-wise contribution to the angular distribution, the effects of momentum distribution and surface refraction/reflection to the quasifree scattering have been studied.

### I. INTRODUCTION

The nucleon-induced nuclear reactions leading to continuum states at intermediate ( $E_{inc} \geq 100$  MeV) energy range are characterized by a reaction mechanism known as the preequilibrium process [1]. In this process, particle emissions take place from simple particle-hole configurations populated as a result of a sequence of nucleon-nucleon interactions before the statistical equilibrium is attained. The angular distribution of the particles emitted from this process has generally a smooth forward peaking which is intermediate in character between the direct and compound nuclear processes. At very high energy, the reaction is often referred to as the "spallation" reaction, in which the average multiplicity of ejectile exceeds several or larger.

Study of the preequilibrium nuclear reactions has been an active field since the pioneering work of Goldberger [2] and Metropolis [3] based on the cascade model, and of Griffin [4] based on the exciton model. Various refinements on these approaches as well as new models both of semi-classical and quantum-mechanical followed (see for example Ref. [1]). Although these theories give overall agreements with the data, there are still open questions which need further investigation for a better understanding of the preequilibrium reaction processes. For example, the backward angular distributions calculated by the semi-classical theories are often considerably smaller than the measured values.

The purpose of this paper is to study the angular distributions in the preequilibrium (nucleon-in, nucleon-out) reaction in terms of a reaction theory based on the molecular dynamics technique, the Quantum Molecular Dynamics (QMD) [5-7]. The QMD theory

includes, in a self-consistent way, many important aspects in understanding the nucleon-induced reaction mechanisms at intermediate energy range, i.e., 1) the realistic momentum distribution of nucleons inside nuclei (including high-momentum component), 2) entrance/exit channel refraction, 3) Coulomb deflection, 4) multistep process, 5) multiple preequilibrium process, 6) variation of the mean-field potential due to particle-hole excitation and particle emission, 7) transition between unbound and bound states ( $P \rightleftharpoons Q$  transition in FKK theory), and 8) energy-dependent, anisotropic N-N elastic and inelastic scattering including the Pauli-blocking effect. These features make QMD a useful tool to study the nucleon-induced preequilibrium processes in a systematic manner.

## II. BRIEF EXPLANATION OF THE QUANTUM MOLECULAR DYNAMICS

### A. Equation of motion

We start from representing each nucleon (denoted by a subscript  $i$ ) by a Gaussian wave packet in both the coordinate and momentum spaces in the following way:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = 8 \cdot \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2}{4L} - \frac{2L(\mathbf{p} - \mathbf{P}_i)^2}{\hbar^2} \right] \quad (1)$$

where  $L$  is a parameter which represents the spacial spread of a wave packet,  $\mathbf{R}_i$  and  $\mathbf{P}_i$  corresponding to the centers of a wave packet in the coordinate and momentum spaces, respectively. The total one-body phase-space distribution function is taken to be simply a sum of these single-particle wave packets. The equation of motion of  $\mathbf{R}_i$  and  $\mathbf{P}_i$  is given, on the basis of the time-dependent variational principle, by the Newtonian equation:

$$\dot{\mathbf{R}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}, \quad \dot{\mathbf{P}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, \quad (2)$$

and the stochastic N-N collision term [8]. We have adopted the Hamiltonian  $H$  to consist of the relativistic kinetic+mass energy and the Skyrme-type effective N-N interaction plus Coulomb and symmetry energy terms:

$$\begin{aligned} H = & \sum_i \sqrt{m_i^2 + \mathbf{P}_i^2} \\ & + \frac{1}{2} \frac{A}{\rho_0} \sum_i \langle \rho_i \rangle + \frac{1}{1 + \tau} \frac{B}{\rho_0^\tau} \sum_i \langle \rho_i \rangle^\tau \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i,j(\neq i)} c_i c_j \frac{e^2}{|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|} \operatorname{erf} (|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| / \sqrt{4L}) \\ & + \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} (1 - 2|c_i - c_j|) \rho_{ij}, \end{aligned} \quad (3)$$

where "erf" denotes the error function, and the  $c_i$  is 1 for proton and 0 for neutron. The other symbols in eq.(3) are defined as:

$$\begin{aligned}\rho_i(\mathbf{r}) &\equiv \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \\ &= (2\pi L)^{-3/2} \exp\left[-(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2/2L\right]\end{aligned}\quad (4)$$

and

$$\begin{aligned}\langle \rho_i \rangle &\equiv \sum_{j(\neq i)} \rho_{ij} \equiv \sum_{j(\neq i)} \int d\mathbf{r} \rho_i(\mathbf{r}) \cdot \rho_j(\mathbf{r}) \\ &= \sum_{j(\neq i)} (4\pi L)^{-3/2} \exp\left[-(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)^2/4L\right].\end{aligned}\quad (5)$$

The symmetry energy coefficient  $C_s$  is taken to be 25 MeV. The four remaining parameters, the saturation density  $\rho_0$ , Skyrme parameters  $A$ ,  $B$  and  $\tau$  are chosen to be  $0.168 \text{ fm}^{-3}$ ,  $-124 \text{ MeV}$ ,  $70.5 \text{ MeV}$  and  $4/3$ , respectively. These values give the binding energy/nucleon of 16 MeV at the saturation density  $\rho_0$  and the incompressibility of 237.7 MeV for nuclear matter limit. The only arbitrary parameter in QMD, i.e., the width parameter  $L$ , is fixed to be  $2 \text{ fm}^2$  to give stable ground state of target nuclei in a wide mass range. These values are taken from our previous paper [8].

## B. The ground state

The ground state of the target nucleus is generated by packing  $\mathbf{R}_i$  and  $\mathbf{P}_i$  randomly based on the Woods-Saxon type distribution in the coordinate space and corresponding local Thomas-Fermi approximation in the momentum space, seeking a configuration to reproduce the binding energy calculated by the liquid-drop model within a certain ( $\pm 0.5 \text{ MeV}$ ) uncertainty.

The average distribution of the  $\mathbf{P}_i$  obtained for  $^{90}\text{Zr}$  is shown in Fig. 1 as the solid histogram. Experimental nucleon momentum distribution in nuclei is parametrized by a superposition of 2-Gaussians [9] as

$$\rho(p) = N_1 \left( e^{(-p^2/p_0^2)} + \epsilon_0 e^{(-p^2/q_0^2)} \right) \quad (6)$$

where  $N_1$  is just a normalization constant, and the parameters  $p_0$  and  $q_0$  are related to the Fermi momentum  $p_F$  via

$$\begin{aligned}p_0 &= \sqrt{2/5} p_F, \quad \text{and} \\ q_0 &= \sqrt{3} p_0.\end{aligned}\quad (7)$$

This distribution is plotted as a broken curve in Fig. 1; where the parameter  $\epsilon_0$  has been taken to be 0.07; about the mid-point of the range of this parameter recommended by Haneishi and Fujita. The nucleon momentum distribution in the QMD calculation has a similar shape to this 2-Gaussian distribution, while the commonly adopted uniform Fermi gas distribution is just a simple square-shaped function which vanishes above the Fermi momentum. The most significant difference among these distribution is the presence of the high-momentum component in the former two distributions which is not present in the uniform Fermi gas model. The presence of the high-momentum component is a common

feature of finite-nucleon systems. As a matter of fact, the momentum distribution in QMD has a very similar shape to the one obtained by the Hartree-Fock theory as compared in Fig. 6(b) of Ref. [8]. It is well known that the high momentum component enhances the backward angular distributions [9], and as will be shown later, we obtain the same conclusion from our QMD and 1-step Monte-Carlo simulations. However, the effect of the difference in the momentum distribution on the angular distribution of the primary particles emitted from the quasi-free scattering process was not very remarkable except at the very forward and backward angles, as will be discussed in the next section. It may worth noting here that the ground state in QMD as obtained in our work remains stable even with the high-momentum tail.

### III. RESULTS AND DISCUSSION

#### A. Step-wise contributions

We compare in Fig. 2 the separate contributions to  $^{58}\text{Ni}(p, xp')$  cross sections from the 1-, 2- and 3-step processes and the total of all steps calculated by the QMD theory with experimental data [10]. Shown also are two arrows  $\alpha$  and  $\beta$  corresponding to the angles expected from the 1-step quasifree scattering process without and with the acceleration effect by the mean field, i.e.,

$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}}}, \quad \cos \beta = \sqrt{\frac{E_{\text{out}} - V}{E_{\text{in}} - V}} \quad (8)$$

where  $E_{\text{out}}$  and  $E_{\text{in}}$  denote the energy of the outgoing and incoming particles in the laboratory frame, respectively, while  $V$  indicates the depth of the mean-field potential which has been taken to be  $-50$  MeV. Fig. 2 indicates the followings:

- The 1-step process is dominant at the forward angles, while at backward angles the 2- and 3-steps are responsible to reproduce the measured cross sections.
- The 1-step cross section does not have a peak neither at the angle  $\alpha$  nor  $\beta$ , instead it seems to have peaks at further forward angles for every secondary proton energy. As will be shown later, it is the Fermi motion of the target nucleon that is responsible for the shift of quasifree peak toward the forward angles.
- The 1-step cross section does not fall off at the very forward angles for a high energy ejectile, i.e., at  $E_{\text{out}}$  close to  $E_{\text{in}}$ . This is a special feature of QMD theory, because the 1-step cross section calculated by the simple kinematical theory, as represented by the Kikuchi-Kawai formula [11], drops off sharply at the forward angles, which is the reason why the cascade model often underpredicts the cross sections at this angular region. We will show later that the refraction of the projectile and the ejectile is responsible for not having the steep drop at the forward angles.
- The 1-step cross section has non-negligible contribution beyond 90-degree. The momentum distribution, especially the high-momentum component, is the reason of this spreading out the quasifree peak toward the backward angles.

Therefore, three effects are found to be important to reproduce the measured (p,xp') cross section at the entire angular range; the refraction, the momentum distribution including the high-momentum component, and the multi-step contributions. Effects of the refraction and the momentum distribution will be discussed further in later subsections.

### B. Quasi-free scattering

As shown in the previous section, the 1-step quasifree scattering (QFS) cross sections calculated by the QMD theory has two prominent features; it does not fall off at the very forward angles unlike the kinematical calculations [11], and it does not fall off at the backward angles as rapidly as one predicted by the FKK theory. Here, we investigate two items that may play important roles in the quasifree scattering process; the momentum distribution and the surface refraction effect.

First, we have investigated the effect of the momentum distribution to QFS angular distribution. Figure 1 indicates that the momentum distribution in the QMD calculation differs noticeably from that of the uniform Fermi gas (UFG) model, which was adopted in Kikuchi-Kawai theory. Instead of the square-shaped distribution, the momentum distribution in the QMD has a Gaussian-like shape with small portion above the Fermi momentum, which is in between the UFG and the 2-Gauss distribution suggested by Haneishi and Fujita [9].

We have compared the QMD angular distribution from the 1-step (p,n) process of  $^{90}\text{Zr}$  for incident energy at 160 MeV in the topmost parts of Fig. 3 with a simple 1-step Monte-Carlo calculations with momentum distributions of UFG and 2-Gauss. The 1-step calculation was performed as follows:

1. Select energy of a neutron in the target either from the UFG or from the 2-Gauss distributions, assuming a nucleon binding energy of 8MeV and Fermi energy ( $E_F$ ) of 40MeV.
2. Make an isotropic scattering in the CM system of the projectile and the selected neutron in the target.
3. The Pauli blocking effect is taken into consideration with a blocking probability given by

$$P_{\text{block}} = 1 - [1 - \theta(E_F - E'_1)] \cdot [1 - \theta(E_F - E'_2)] \quad (9)$$

where  $E'_1$  and  $E'_2$  denote the energies of scattered particles.

4. If the collision is not blocked, the energy and angle of the scattered particle (which originally was in the target) in the laboratory frame is recorded.
5. Repeat items 1 to 4 many times.
6. The absolute magnitudes of these 1-step cross section was normalized to the corresponding 1-step QMD cross section.

The upper two figures in Fig. 3 show that, in the main part of the angular distribution, the difference between the UFG and the 2-Gauss results is not very noticeable. The main difference lies at the very forward and backward angles, where UFG result exhibits a steep drop, while the 2-Gauss result shows a slower decrease. This is definitely due to the high-momentum component in the 2-Gauss momentum distribution, because this difference disappears when we cut the high-momentum component in the 2-Gauss distribution. Also, it is clear that the two distributions do not give the QFS peak at angles denoted by  $\alpha$  nor  $\beta$ , but give a peak at more forward angles. Therefore, the Fermi motion of target nucleons was found to shift the QFS peak to the forward angles. The peaks are, however, not very prominent in both cases; the Fermi motion tends to wash-out the QFS peak. The 1-step QMD cross section is in very good accord with both 1-step results at intermediate angles. As a matter of fact, the angle beyond which the QMD cross section vanishes lies in between the corresponding angles of the UFG and 2-Gauss results, because the momentum distribution in QMD lies in between these two distributions as shown in Fig. 1. However, the QMD results do not show decreasing angular shapes toward 0-degree. Therefore, the reason why the 1-step QMD results have large cross sections in the vicinity of 0-degree was not explained by the Fermi motion of the target nucleons.

In the lower parts of Fig. 3, we have compared two kinds of 1-step QMD cross sections, one with the full calculation, and one which cuts the refraction effects. The 1-step QMD results without the refraction show a shape very similar to the one calculated with the uniform Fermi gas model, with a steep drop at the very forward angles, while the refraction effect totally washes out this steep decrease. Thus, it became clear now that it is the refraction effect by the mean-field which causes a non-decreasing 1-step cross sections in the QMD calculation at 0-degree region. This effect, together with contributions from the 2-, 3- and higher steps, makes the total QMD cross sections to have a smoothly varying angular shape from the very forward to backward angles, which is in good accord with the measured data. Therefore, we conclude that the Fermi motion of target nucleons, mean field refraction, and the multi-step effects are essential in predicting the angular distributions of preequilibrium ( $N, N'$ ) cross section in this energy range.

#### IV. SUMMARY

It was shown that the QMD model is able to reproduce the measured data quite well without adjustment of the underlying parameters. The QMD calculation has not shown the prominent quasifree scatterint peak, which is consistent with the measured data. The reason of the overall agreement with the data was explained by the Fermi motion of target nucleons, the refraction of projectile and ejectile, and contribution from the multi-step processes.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Prof. M. Kawai and Dr. Y. Watanabe of Kyushu University, Prof. H. Horiuchi and the late Mr. E.I. Tanaka of Kyoto University for valuable comments and discussions.

## REFERENCES

- [1] e.g., E. Gadioli, and P.E. Hodgson, "Pre-Equilibrium Nuclear Reactions", Clarendon Press, Oxford (1992).
- [2] M.L. Goldberger, Phys. Rev. **74**, 1269(1948).
- [3] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander, and A. Turkievich, Phys. Rev. **110**, 204(1958).
- [4] J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett, **17**, 478(1966).
- [5] J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenhauser, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Rev. **C37**, 2451(1988).
- [6] T. Maruyama, A. Ohnishi and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C45**, 2355(1992).
- [7] G. Peilert, J. Konopka, H. Stöcker, W. Greiner, M. Blann and M.G. Mustafa, Phys. Rev. **C46**, 1457(1992).
- [8] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara and A. Iwamoto, Phys. Rev. **C52**, 2620(1995).
- [9] Y. Haneishi and T. Fujita, Phys. Rev. **C33**, 260(1986).
- [10] S.V. Försch, A.A. Cowley, J.J. Lawrie, D.M. Whittal, J.V. Pilcher and F.D. Smit, Phys. Rev. **C43**, 691 (1991).
- [11] K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear Matter and Nuclear Reactions*, (North Holland, Amsterdam, 1968).

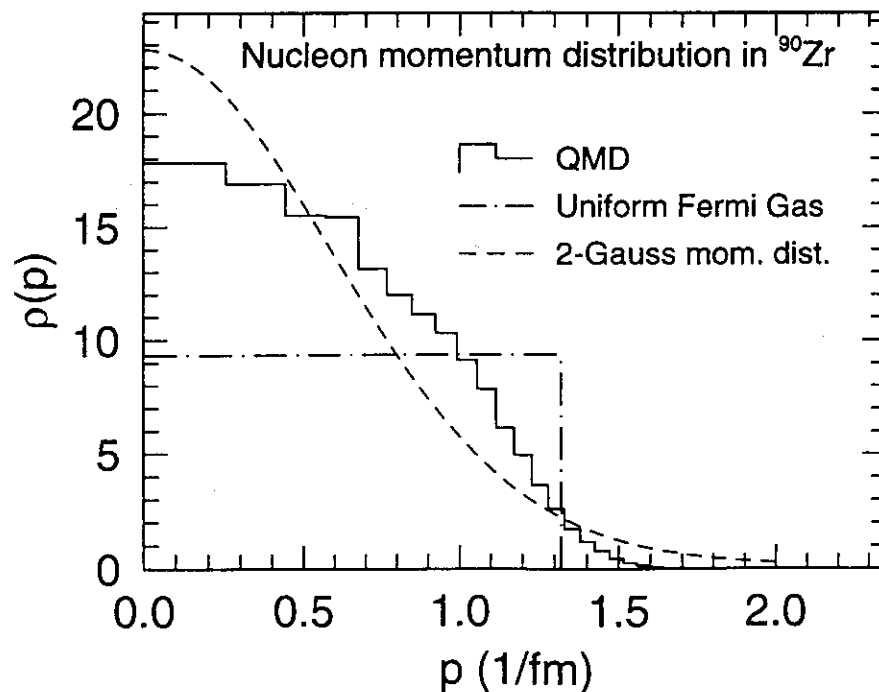


FIG. 1. Nucleon momentum distribution of  $^{90}\text{Zr}$ . The solid histogram presents the results of QMD calculation. The smooth broken curve and the square distributions designates the 2-Gauss distribution parametrized by Haneishi and Fujita [15] and uniform Fermi gas distribution, respectively.

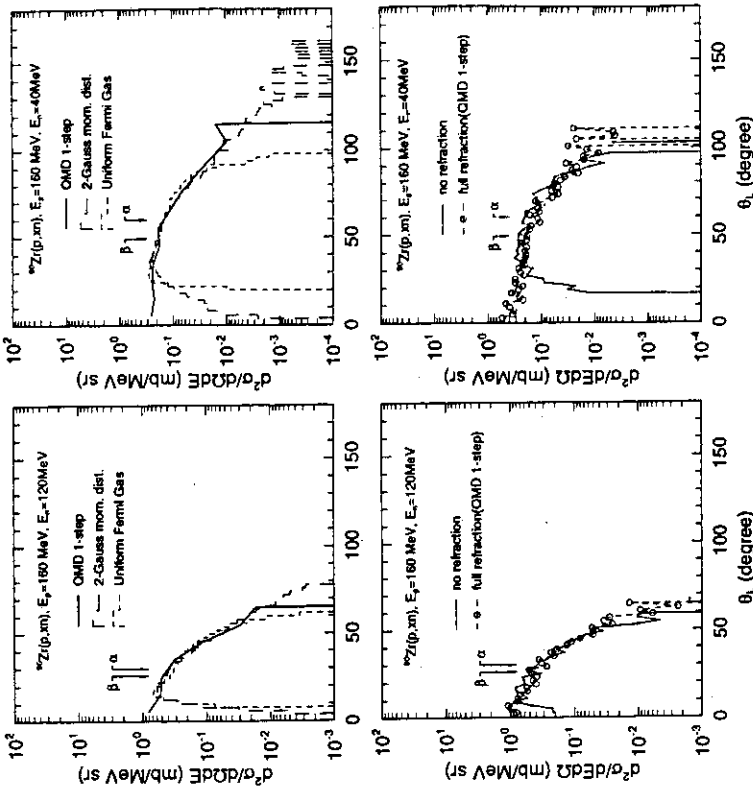


FIG. 3. The  $^{90}\text{Zr}(p,xn)$  cross sections at  $E_p = 160$  MeV and  $E_n = 120$  (left figures) and  $E_n = 40$  (right) MeV. The upper two figures compare 1-step QMD cross section (solid lines) with a simple 1-step Monte-Carlo calculations assuming the uniform Fermi gas (broken histograms) and 2-Gauss (long-broken histograms) momentum distributions of target nucleons. The lower two figures compare the full 1-step QMD cross section with a calculation ignoring the refraction effects.

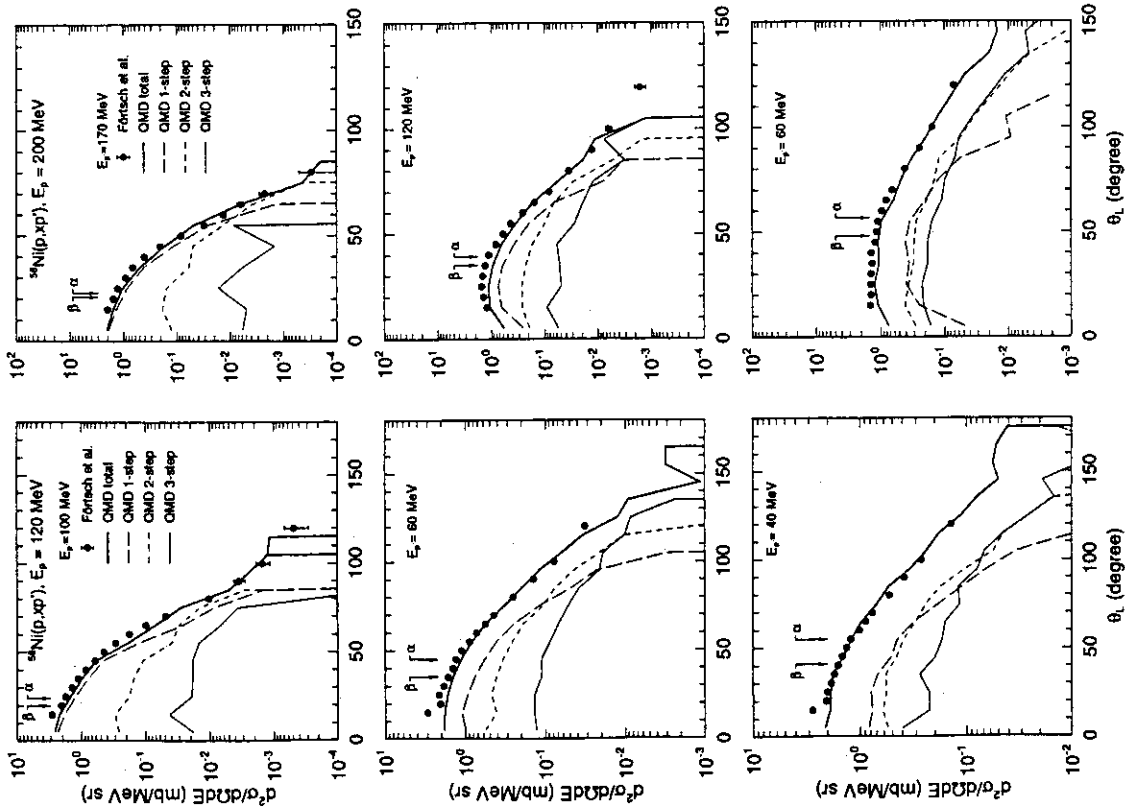


FIG. 2. The  $^{58}\text{Ni}(p,xp)$  cross sections at  $E_p = 120$  and  $200$  MeV. The total (thick solid line), 1-step (dashed line), 2-step (broken line) and 3-step (thin solid line) QMD cross sections are compared with experimental data. The arrows  $\alpha$  and  $\beta$  denote the position of QFS peaks as given by Eq. (8).



## 6. AMD による核子入射反応生成フラグメントの解析と宇宙線ソフトエラー現象への応用

富士通研 戸坂義春  
理研 小野 章  
京大 堀内 昶

### 1 研究の背景と目的

本研究は宇宙線ソフトエラー現象解析への応用を意図しており、まずこの問題について説明しておく。この現象は、大気圏内で発生した二次宇宙線の中性子と（図1）、LSIを構成するSi等の原子核との核反応により発生した生成イオンが多量の電荷を誘起することによりLSIを誤動作させる現象である[1]（図2）。同様な現象として、LSI材料中に含まれる放射性不純物元素（U,Th,Po等）からの $\alpha$ 線がLSIを誤動作させることが知られており、LSI材料の純度向上等の対策がとられてきた。 $\alpha$ 線の影響に比べると地上において中性子の影響は小さいと考えられていたが、最近になり、 $\alpha$ 線と同程度の頻度で中性子によりLSIメモリーが誤動作することを示唆する実測データが報告され[2]、この問題の重要性が認識されるようになった。なお宇宙空間でのソフトエラー現象も問題にされているが、ここでは地上における問題に限定する。

この現象の明確化のためには中性子とLSIを構成する元素の原子核との核反応、特に  $n+^{28}\text{Si}$  反応による生成フラグメントの質量分布、エネルギー分布、角度分布等の情報が必要である。又局所領域（数  $\mu\text{m}^3$  程度）に発生させる電荷量が多い、重い生成フラグメントの情報が必要である。 $n+^{28}\text{Si}$  系の核反応実験データは乏しいので、

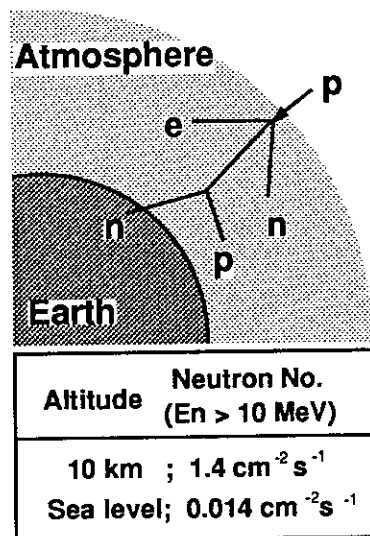


図 1. 宇宙線起因の中性子

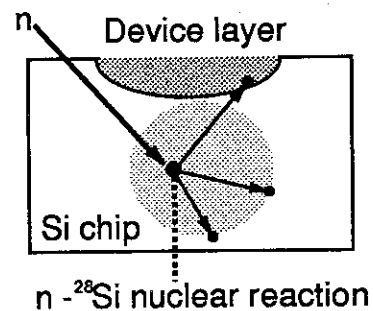


図 2. ソフトエラーの発生

何等かの理論的枠組が必要となる。又必要となるのは、核子入射によるフラグメント生成を記述できるような理論的枠組である。

AMD は重イオン反応 [3] [4]、核構造計算 [5] など広い適用範囲で有効性が示されており、核子入射反応に対する研究 [6] も最近進展しつつある。本研究では、AMD の核子入射反応によるフラグメント生成の記述に対する有効性を調べることを意図して、中間エネルギー入射  $p+^{27}\text{Al}$  反応を解析した結果を報告する。又後半、ソフトウェア現象解析への応用について少し述べさせて頂く。

## 2 AMD による $p+^{27}\text{Al}$ 反応の解析

### 2.1 解析の枠組

A 核子系に対する AMD の波動関数は、複素パラメータ  $\mathbf{Z}$  を波束中心とするガウス波束を 1 核子の空間波動関数とし、スレーター行列式で表現される。

$$|\Phi(\mathbf{Z})\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det \left[ \exp \left[ -\nu \left( \mathbf{r} - \frac{\mathbf{Z}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_i^2 \right] \chi_{\alpha_i} \right] \quad (1)$$

$$\mathbf{Z} = \sqrt{\nu} \mathbf{D} + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu}} \mathbf{K} \quad (2)$$

ここで  $i=1, \dots, A$ 、 $\chi_{\alpha}$  はスピン-アイソスピン関数であり、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{K}$  はそれぞれガウス波束中心の位置と運動量である。 $\Phi(\mathbf{Z})$  に対する時間発展は、時間依存変分原理より導かれる次の運動方程式により記述される。

$$i\hbar \sum_{j\tau} C_{i\sigma j\tau} \dot{Z}_{j\tau} = \frac{\partial H}{\partial Z_{i\sigma}^*} \quad (3)$$

$$H = \frac{\langle \Phi(\mathbf{Z}) | H | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle}{\langle \Phi(\mathbf{Z}) | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle} \quad (4)$$

$$C_{i\sigma j\tau} = \frac{\partial^2}{\partial Z_{i\sigma}^* \partial Z_{j\tau}} \langle \Phi(\mathbf{Z}) | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle \quad (5)$$

ここで  $\sigma, \tau = x, y, z$ 、 $H$  はハミルトニアンである。

核子間相互作用として、密度依存力を含む Gogny 力を用いた。又核子-核子衝突断面積として自由空間での衝突断面積  $\sigma_{free}$  を用いたが、一部、重イオン-重イオン反応で用いられている媒質効果を考慮した衝突断面積  $\sigma_{ono}$  を用いた [4]。又従来通り、はじめに摩擦冷却法により標的核の基底状態を用意し、(3) 式に従って核反応シミュレーションを行なった後、統計崩壊シミュレーションを行なった。

## 2.2 解析結果

180 MeV 入射  $p+^{27}\text{Al}$  反応によるフラグメント生成断面積質量分布の解析結果を、核子-核子衝突断面積として  $\sigma_{free}$ 、 $\sigma_{ono}$  のそれぞれを用いた場合について図 3 に示す。実験データは Kwiatkowski 等によるものである [7]。AMD シミュレーションの段階では、 $\sigma_{free}$  を用いた場合で  $A \geq 25$ 、 $\sigma_{ono}$  を用いた場合で  $A \geq 23$  の重いフラグメントしか作られず、他の ( $A=1$  の核子を除き) フラグメントは統計崩壊により作られている。質量数  $A=6 \sim 22$  のフラグメントの断面積は  $\sigma_{ono}$  を用いた場合約 1 桁実験データより小さいが、 $\sigma_{free}$  を用いることで、約 2 倍以内の範囲で実験データを再現した。 $\sigma_{ono}$  は  $\sigma_{free}$  と比較して 180 MeV では差はないが、媒質効果が強く効く 100 MeV 以下で小さな値となる。故に双方に対するフラグメント生成断面積の違いは、2 回目以降の衝突頻度の違いによる。また  $\sigma_{free}$  を用いることで  $A \leq 22$  のフラグメントに対して実験データに近い値を与えるが、 $A=25$  前後のフラグメントに対しては 3~5 倍程度大きな計算値を与えている。

同じ反応での  $A=22, 16$  のフラグメントに対する二重微分断面積の  $\sigma_{free}$  を用いた解析結果を図 4、5 に示す。 $A=22$  に対する結果が非常に良く実験データを再現しているのに対し、 $A=16$  に対する結果は、おおよそ実験データを再現するものの過小評価している。これは  $A=22$  に対する生成断面積が実験値と合っているのに対し、 $A=16$  に対する生成断面積が実験値の約半分になっていることを反映している。 $A=22, 16, 12, 7$  のフラグメントに対する微分断面積の解析結果を図 6、7 に示すが、やはり  $A=22$  に対する結果が実験データを良く再現するのに対し、生成断面積が小さい  $A=16, 12, 7$  に対する結果は実験データを過小評価している。以上の結果は、フラグメントに対する微分断面積、二重微分断面積の実験データを再現する上で、生成断面積質量分布を再現することの重要性を示している。同じように  $\sigma_{free}$  を用いて 156 MeV 入射  $p+^{27}\text{Al}$  反応の  $p, ^4\text{He}$  に対する二重微分断面積を解析したが、この場合には実験データを良く再現した (図 8、9)。

図 3 のフラグメント生成断面積質量分布の計算値と実験値の差を説明するために、統計崩壊モデルに対し検討を加えた。用いている統計モデルは Puhlhofer にもとづいており [8]、強吸収模型を用いている。この模型では融合反応の部分波  $l$  に対する透過係数  $T_l$  を、 $l \leq l_c$  ならば 1、他の場合は 0 と近似しており、臨界角運動量  $l_c$  は核半径パラメータ  $r_0$  に依存する。これまでの計算では  $r_0=1.15$  fm を用いていたが、 $r_0$  を元の値の 1.2、1.5 倍と変化させフラグメント生成断面積を計算した結果を図 10 に示す。 $r_0$  が大きくなるにつれ  $6 \leq A \leq 22$  の領域で計算値は実験値に近づく。しかしながら  $A=25$  前後の生成断面積には、ほとんど変化が見られなかった。故に統計崩壊モデルの改善により、 $A \leq 22$  のフラグメントに対する微分断面積、二重微分断面積に対するより精度良い結果を得ることは可能であろう。しかしながら  $A=25$  前後での実験値と計算値の違いの理由は今のところ不明である。何か考慮していない効果があるのか、あるいは数値計算上の精度の問題があるのかを含め現在検討中である。

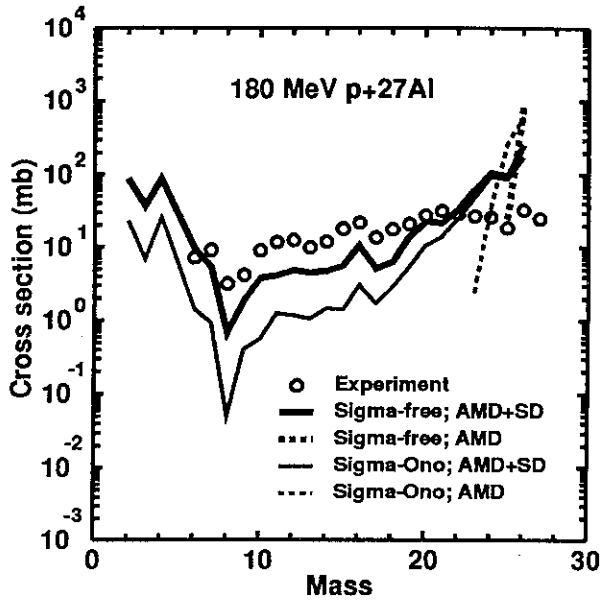


図 3. 180 MeV  $p+^{27}\text{Al}$  反応に対するフラグメント生成断面積の質量分布。

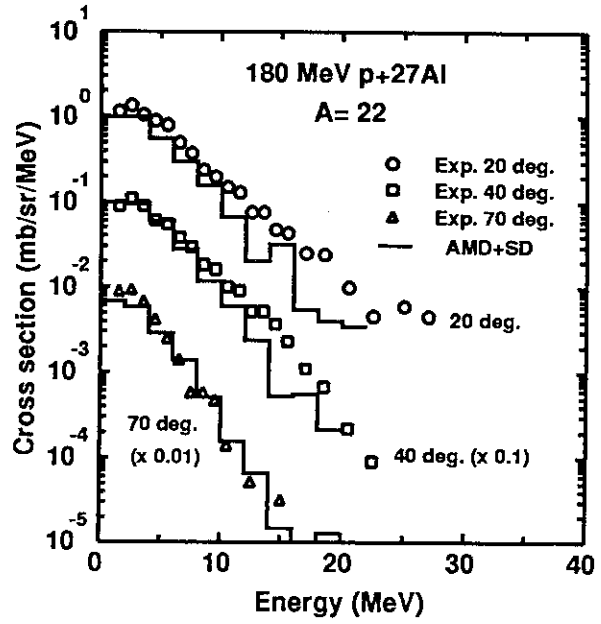


図 4.  $A=22$  のフラグメントに対する二重微分断面積。

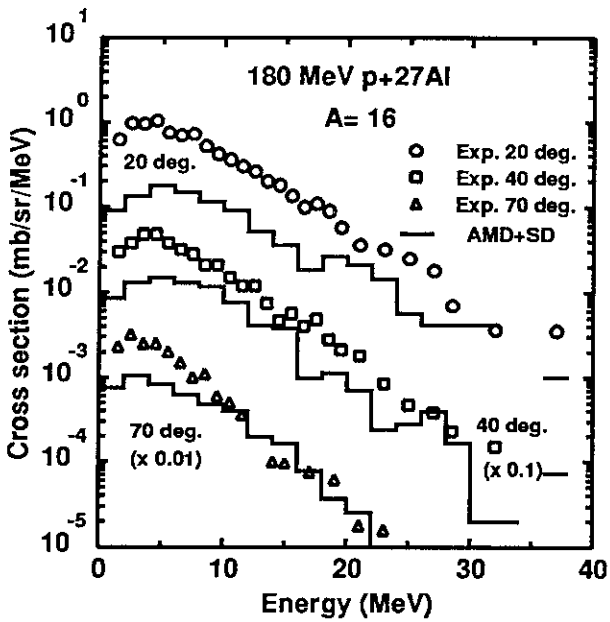


図 5.  $A=16$  のフラグメントに対する二重微分断面積。

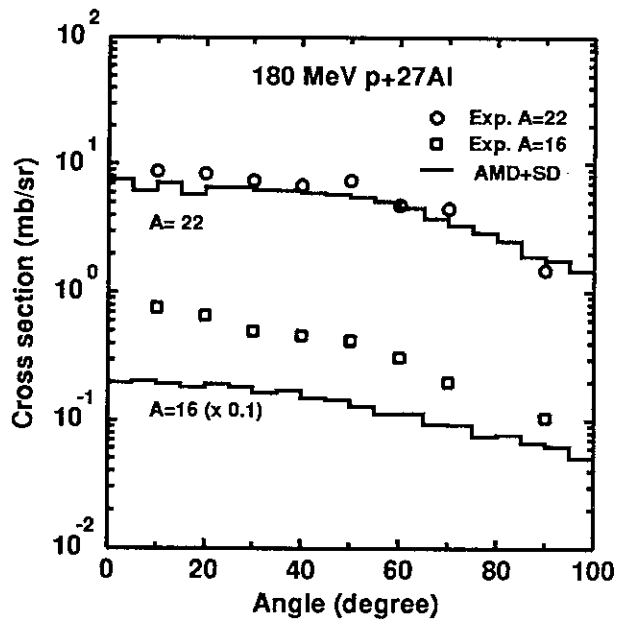


図 6.  $A=22, 16$  のフラグメントに対する微分断面積。

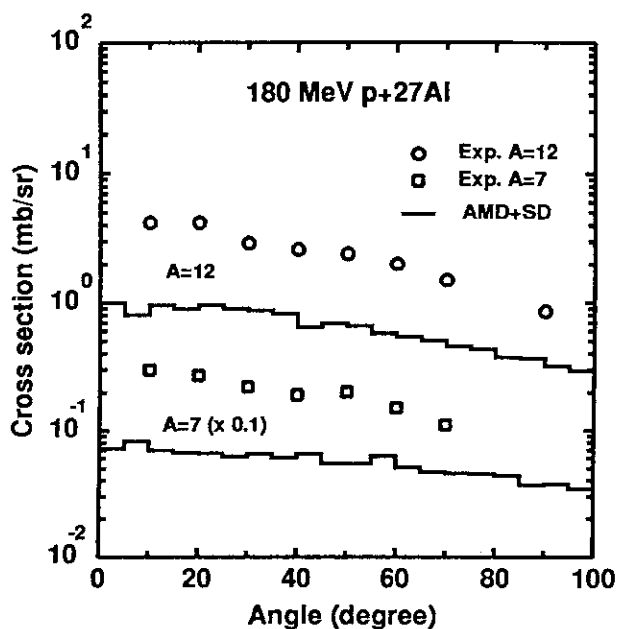


図 7. A=12, 7 のフラグメントに対する微分断面積。

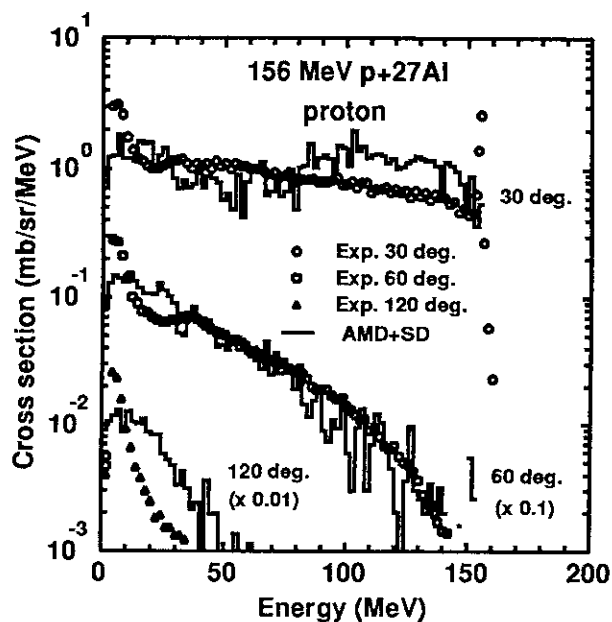


図 8. 156 MeV p+<sup>27</sup>Al 反応での p に対する二重微分断面積。

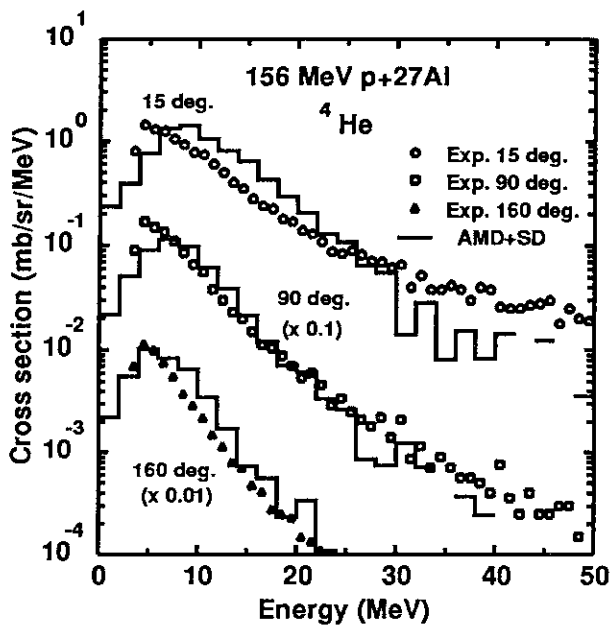


図 9. 156 MeV p+<sup>27</sup>Al 反応での <sup>4</sup>He の二重微分断面積。

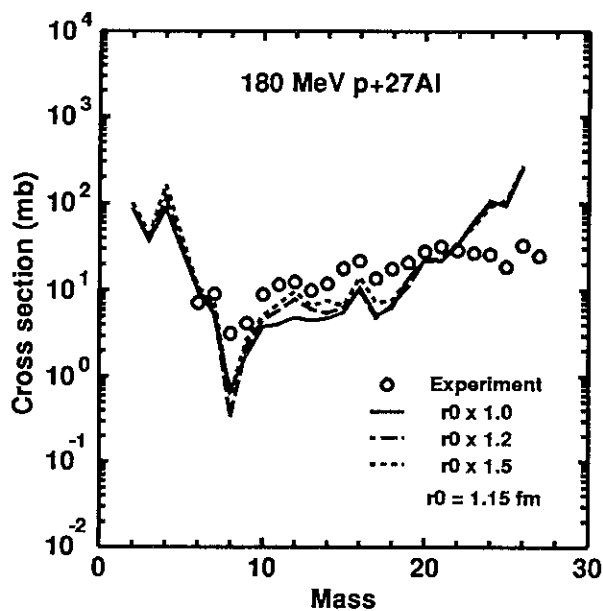


図 10. 180 MeV p+<sup>27</sup>Al 反応に対する生成フラグメント質量分布の  $r_0$  依存性。

### 3 中性子照射による収集電荷の解析

宇宙線ソフトエラー現象への応用も同時に進めており、Si チップ中の中性子反応による収集電荷解析用シミュレータを作成している。このシミュレータは、AMD により得られた入射エネルギー 10~500 MeV での  $n+^{28}\text{Si}$  反応のデータベースと、良く知られている Ziegler の計算コード [9] により得られた、媒質中での生成フラグメントの飛程距離、生成電荷量計算用の阻止能データベースにもとづいている。以下に中性子照射実験により得た収集電荷測定データの解析結果を紹介する。

実験は筆者の一人を含む富士通グループにより、米国ロスアラモス研究所のパルス化中性子ビームを用いて昨年行なわれたもので、SOI 構造 (Silicon On Insulator; 表面の薄い Si 層 (SOI 層) と Si 基板の間に絶縁層の  $\text{SiO}_2$  層を挟む構造) のチップ上に、 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  サイズの pn 接合ダイオードが並列接続された構造の試料を用いている (図 11)。この試料は、Si チップ表面の薄い局所領域に発生する電荷を精度良く測定することを狙いとして作成したもので、SOI 層の厚さ 2, 5, 10  $\mu\text{m}$  の 3 種類のチップを用意した。又用いた中性子ビームは地上における中性子スペクトルと同様なスペクトル形状を持ち、短期間で地上の中性子の影響を調べることができる利点がある。試料をビームに当てることにより、チップ内で中性子反応により誘起される電荷の内、SOI 層内で発生する電荷のみが測定される (図 12)。得られた電荷収集測定結果にはきれいな SOI 層厚の依存性が見られた (図 13)。

一方作成したシミュレータによる計算結果は非常に良く実験データを再現した。これは作成したデータベースの信頼性を示していると思われるが、前節でのフラグメント生成断面質量分布に対する結果を考えると、良く合っていないようにも見える。広い入射エネルギー範囲ですべての生成フラグメントによる寄与の積分量を見ているので、AMD の計算の誤差が相殺されるのかもしれない。更に各生成フラグメントの電荷収集への寄与を分離した結果を、SOI 層厚 2  $\mu\text{m}$  の場合について図 14 に示した。収集カウント数が急激に増える収集電荷量 20 fC 以下で p が、それ以上では質量数が 20 より大きいフラグメントが主成分になっていることがわかる。より精度良い解析を行なった場合には、フラグメントの質量数ごとの収集カウント数の比は異なってくる可能性はあるが、現在のトレンドで DRAM、SRAM などのメモリーが 30 fC 以上の電荷収集量の時エラーが発生することを考えると、重いフラグメントがエラー発生のものであることを図 14 は示唆している。

以上の結果より、作成した  $n+^{28}\text{Si}$  反応データベースは、現時点で精度については課題を残すものの、宇宙線ソフトエラー現象に対する義論にある程度適用し得ると考えている。今後 DRAM、SRAM 等の LSI メモリーのエラー解析に応用してゆくことを予定している。

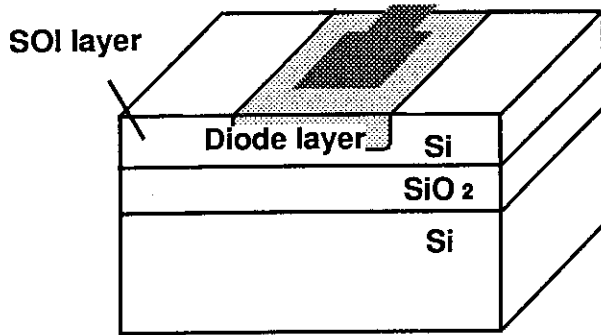


図 11. 実験に用いた試料の構造

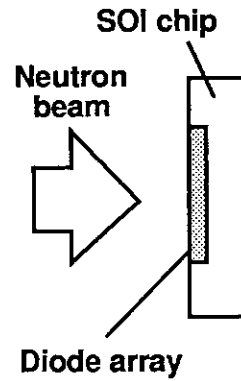


図 12. 中性子照射実験

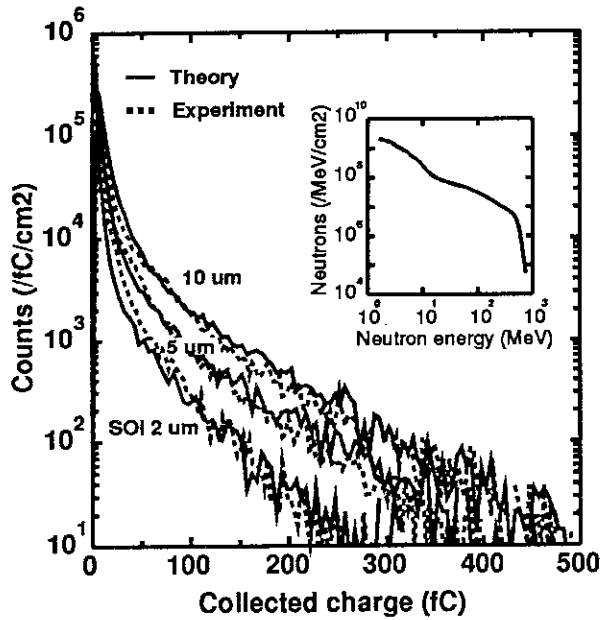


図 13. 中性子反応による電荷収集  
カウント数。挿入図は中性子ビームの  
スペクトル。

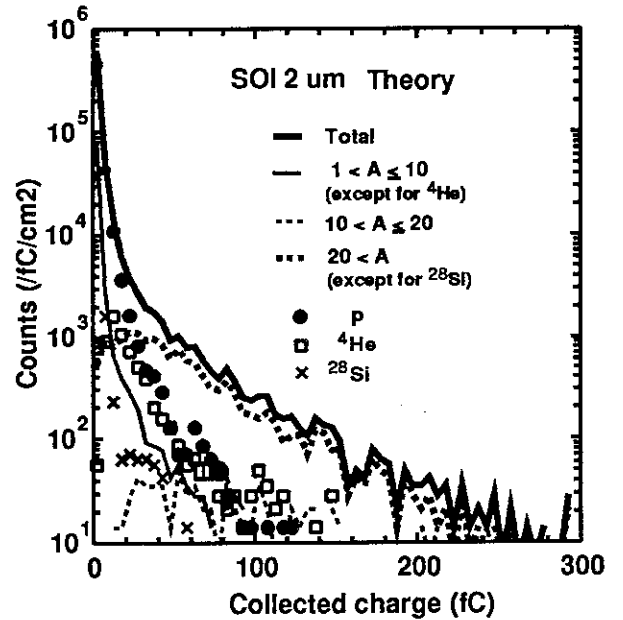


図 14. SOI 2 μm の場合の電荷収集  
カウント数の生成フラグメント成分。

## 4 まとめ

宇宙線ソフトエラー現象への応用を意図して、AMDの核子入射反応でのフラグメント生成に対する有効性を調べており、今回はその途中経過として  $p+^{27}\text{Al}$  反応の解析結果を報告した。AMDの結果は、自由空間での核子-核子衝突断面積を用いることで 180 MeV 入射反応でのフラグメント生成断面積質量分布の実験データをおおよそ再現できるが、質量数 25 前後のフラグメントに対し断面積が数倍と大きく見積り過ぎている。又生成断面積が実験データを再現する質量数のイオンに対しては、微分断面積、二重微分断面積も再現している。このことはフラグメント生成断面積の質量分布を再現することが大切であることを示唆しており、質量数 25 前後で大きく見積り過ぎる原因を今後明確にする必要がある。

AMDにより作成した  $n+^{28}\text{Si}$  反応データベースにもとづき、中性子照射による収集電荷を解析し、実験データが再現されることを示した。このことは作成したデータベースで、宇宙線ソフトエラー現象の義論がある程度可能であることを示しているように思われる。より信頼性のある義論をするためには、やはり、AMDによりフラグメント生成断面積の質量分布等の実験データを再現することが大切であろう。

宇宙線ソフトエラー現象は、人間が作りあげた最新の微細技術が思いもしなかった環境的要因の影響を受けるという現象である。しかもその影響は原子核反応を介してのものであり、対策のためには電子素子の分野とこれまで縁の遠かった原子核物理の知識や方法論を必要とするという意味で、面白い現象であると考えている。

## 参考文献

- [1] J. F. Ziegler et al., J. Appl. Phys., vol. 528, p. 4305, 1981.
- [2] T. J. O'Gorman, IEEE Electron Dev., vol. ED-41, p. 553, 1994.
- [3] A. Ono et al., Phys. Rev. Lett. vol. 68, p.2989, 1992;  
Prog. Theor. Phys. vol. 87, p.1185, 1992.
- [4] 小野 章 博士論文 (京都大学、1995)  
[ 反対称化分子動力学による重イオン反応の研究 ]
- [5] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. vol. 93, p. 115, 1995.
- [6] E. I. Tanaka et al., Phys. Rev. C52, p316, 1995.
- [7] K. Kwiatkowski et al., Phys. Rev. vol. 50, p.1648, 1983.
- [8] F. Puhlhofer, Nucl. Phys. A280, p267, 1977.
- [9] J. F. Ziegler et al., in "The Stopping and Range of Ions in Solids," Pergamon Press, New York.



7. Determination of in-medium nucleon-nucleon cross section from  
the data of proton-induced reaction cross section

*Eiji Tanaka*

*Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-01 Japan*

田中 英二氏 (京大) は本研究会の後、今年1月に逝去されました。

本研究会での「Determination of in-medium nucleon-nucleon cross section from the data of proton-induced reaction cross section」と題する講演が彼の最後の発表となりました。博士課程の院生として将来を期待されていた彼の突然の死を大変残念に思います。

(編集者一同)

## 8. 原子核媒質効果を考慮した核内カスケード計算

高田 弘

日本原子力研究所  
原子炉工学部

## 1. 緒言

核内カスケードモデルは標的核を縮退したフェルミ気体と仮定して核反応を自由粒子の二体衝突で取り扱う古典的計算モデルであり、de Broglie 波長が核内の二核子間距離よりも短くなる 200 MeV 以上のエネルギー領域で、核反応による二次粒子のスペクトルを比較的良く予測できることが知られている。工学的分野では、Bertini により開発された核内カスケードモデル [1] が核破碎中性子源等の核設計に用いられる NMTC/JAERI [2] などの高エネルギー核子中間子輸送コードの中に組み込まれて、20 MeV 以上のエネルギー領域の核反応計算に用いられてきた。しかしながら、200 MeV 以下のエネルギー領域では、カスケードモデルの近似の荒さのために、核反応の予測精度は必ずしも良くない。したがって、精度良い核設計を行うためには 200 MeV 以下のエネルギー領域において核内カスケードモデルの適用性を向上させることが必要とされている。

200 MeV 以下のエネルギー領域の核反応では前平衡過程の寄与が大きいため、これを取り入れるために、核内カスケードモデルを用いた核反応計算では、従来の核内カスケード過程と蒸発過程から成る計算プロセスにエキシトンモデル [3] を用いて前平衡過程を考慮できる HETC-3STEP コード [4] などが開発されてきた。前平衡過程を考慮した場合、核反応による後方への二次粒子放出について実験を良く再現できるように改善されたが、前方の準弾性散乱成分やそれに続く連続成分については、まだ不一致が残るのが現状である。

一方、量子論的分子動力学モデル (QMD) を用いた場合、数十 MeV 以上の入射エネルギーに対する核子入射原子核反応を良く予測できることが明らかにされた。[5] QMD は核子を波束で表し、核子間有効相互作用の下で分子動力学的計算を行うものであるが、核子・核子相互作用はカスケードモデルと同じ二体衝突で取り扱われる。QMD では核子を波束で表すので、原子核の平均場の効果を取り入れられている。したがって、カスケード計算においても原子核の平均場の効果を考慮することによって、核反応の予測精度が向上されることが期待される。

平均場の効果を考慮できる核内カスケードモデルとして、反射・屈折を取り扱う VEGAS コード [6] がある。しかしながら、VEGAS コードを用いた計算は核反応による二次粒子の角度分布について定性的に良い結果を与えるが、定量的には実験データを再現できないことが確認されている。[7] ここでは、平均場の効果として、反射・屈折だけでなく媒質効果を考慮した核子・核子散乱断面積を核内カスケードモデルに考慮した場合の計算を行い、実験結果及び HETC-3STEP などの従来のコードによる結果との比較を行った。

## 2. 計算

計算は ISOBAR コード [8] を用いて行った。ISOBAR コードは VEGAS コードの拡張版であり、高エネルギー領域における核反応過程で取り扱う  $\Delta$  粒子の反応として、吸収反応、 $\Delta$  粒子と核子の交換反応等が加えられたものである。ISOBAR コードでは、標的核は外半径が  $r_{max} = 1.07 \times A^{1/3} + 2.5$  fm の球体と規定され、外側から順に 1.0 fm 幅の 1 領域、0.5 fm 幅の 5 領域、1.0 fm 幅の 1 領域及び半径  $r_{max} - 4.5$  fm の中心領域という順で 8 領域に分割される。これらの領域については、中心の核子密度に対して 0.025, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 0.975, 及び 1.0 の割合の密度  $\rho_i$  が与えられる。また、各領域のフェルミエネルギー  $E_{F_i}$  は次のように定

義される。

$$E_{Fi} = (h/2m)(3\pi^2\rho_i)^{2/3} \quad (1)$$

ここで、 $h$ はプランク定数、 $m$ は標的核の質量である。

粒子が標的核に入射した場合、入射粒子の平均自由行程は次式によって求められる。

$$\lambda = (A/\rho)[Z\sigma_p + (Z-A)\sigma_n]^{-1} \quad (2)$$

ここで、 $A$ は質量数、 $Z$ は陽子数、 $\rho$ は核子密度、 $\sigma_p$ は入射粒子と陽子の散乱断面積、 $\sigma_n$ は入射粒子と中性子の散乱断面積である。粒子が核内の密度の異なる隣り合う領域  $i$  から  $j$  に進む場合、境界面で進行方向の変化が次の関係によって取り扱われる。

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_j} = \sqrt{\frac{E_j - E_{Fj}}{E_i - E_{Fi}}} \quad (3)$$

ここで、 $\sin\theta_i$ 、 $\sin\theta_j$ は粒子の進行方向の領域  $i$  及び  $j$  の境界面の法線に対する余弦であり、 $E_i$ 、 $E_j$ は領域  $i$  及び  $j$  における粒子の全エネルギー、 $E_{Fi}$ 、 $E_{Fj}$ は領域  $i$  及び  $j$  におけるフェルミエネルギーである。入射粒子が核内核子と衝突を起こす場合、入射粒子1と標的核子2の衝突確率  $P$ は次式で表される。

$$P = \sigma_{12}\rho_1\rho_2v_{12} \quad (4)$$

ここで、 $\sigma_{12}$ は核子・核子散乱断面積、 $\rho_1$ は入射核子密度、 $\rho_2$ は標的核子密度、 $v_{12}$ は入射核子と標的核子の相対速度である。衝突後の二つの粒子のエネルギーは相対論を考慮した力学計算により決定される。粒子のエネルギーがフェルミエネルギーよりも小さければ、パウリの排他律によってその衝突は禁止される。衝突後の方向については、実験値にフィッティングされた微分散乱断面積を用いて決定される。

今回の計算では、核子・核子散乱断面積として自由空間の断面積、Cugnonによりパラメータ化された断面積 [9-11] 及び Liらにより理論的に導出された断面積を [12,13] を各々用いた。図1 (a) 及び (b) にこれらの値を示す。簡便のために、自由空間の断面積を用いた計算、Cugnonによりパラメータ化された断面積を用いた計算及び Liらにより理論的に導出された断面積を用いた計算を各々 ISOBAR-Free、ISOBAR-Cugnon、ISOBAR-Li と表記する。なお、カスケード過程終了後の残留核の崩壊については統計的蒸発モデル [14] を用いて計算を行った。

### 3. 結果及び考察

図2(a) 及び (b) に入射エネルギーが 80 MeV の場合の  $^{90}\text{Zr}(p, xp')$  及び  $^{90}\text{Zr}(p, xn)$  反応による放出粒子角度分布 [15,16] を示す。 $^{90}\text{Zr}(p, xp')$  反応について、反射・屈折を考慮しない計算結果は放出エネルギー 60 MeV の場合は  $20^\circ$  付近、40 MeV の場合は  $40^\circ$  付近に準弾性散乱によるピークを示し、放出角度が変化するにつれて急激に減少するために、実験結果を再現できない。これに対して、ISOBAR-Free による計算では反射・屈折が考慮されたために前方及び後方への陽子放出が増加し、準弾性散乱によるピークは消失する。しかしながら、放出エネルギーが低い場合に計算は実験よりも2倍程度小さい。この結果は VEG AS コードを用いた従来の計算結果と一致する。また、ISOBAR-Cugnon 及び ISOBAR-Li による計算では、両方とも ISOBAR-Free よりも陽子放出断面積が増加する。ISOBAR-Cugnon による計算は、放出エネルギーが 60 MeV の場合に  $70\sim 100^\circ$  で実験より幾らか大きい、放出エネルギーが 20 及び 40 MeV の場合には実験と良く一致する。図1(a) 及び (b) から判るように、Cugnon 及び Liらの断面積は pn 反応について自由空間の断面積よりもかなり小さい値をとる。このため、(2) 式から推測されるように、核内における陽子の平均自由行程が従来よりも長く評価され、カスケード過程からの陽子放出断面積が増加すると考えられる。

$^{90}\text{Zr}(p, xn)$  反応に関しては、計算結果の間には  $^{90}\text{Zr}(p, xp')$  反応の場合と定性的に同様な結果が得られた。 $^{90}\text{Zr}(p, xp')$  反応の場合と比べて、ISOBAR-Cugnon 及び ISOBAR-Li による計算と実験の一致は良くない。計算は全ての放出エネルギーについて  $70^\circ$  より後方で実験よりも 2 倍程度大きい。 $^{90}\text{Zr}(p, xp')$  及び  $^{90}\text{Zr}(p, xn)$  の両方について、ISOBAR-Li による結果は ISOBAR-Cugnon による結果よりも大きい。これは、Li らの核子・核子散乱断面積を用いた場合、それが Cugnon の断面積よりも小さいために、高エネルギー核子の放出確率が一層大きく評価されるためである。

図 3 に入射エネルギーが 200 MeV の場合の  $\text{Au}(p, xp')$  反応の二重微分断面積 [17] を示す。HETC-3STEP による計算は  $15^\circ$  方向の準弾性散乱成分で実験よりも 2 倍以上大きい反面、それに続く連続成分では実験の  $1/3$  程度の値である。さらに、 $90^\circ$  方向より後方の陽子放出についても実験よりもかなり小さい。これに対して、ISOBAR-Cugnon による計算はこれらの不一致を非常に良く改善しており、 $90^\circ$  方向では実験よりもやや小さいが、他の放出角度では実験と良く一致する。

図 4 に入射エネルギーが 113 MeV の場合の  $\text{Fe}(p, xn)$  反応の二重微分断面積 [18] を示す。HETC-3STEP による計算は  $30 \sim 150^\circ$  方向で全エネルギー範囲で実験と良く一致する。しかし、 $7.5^\circ$  方向では、計算は準弾性散乱成分を実験よりも数倍大きく評価し、それに続く  $40 \sim 80$  MeV の連続成分については実験の  $1/3$  程度の結果しか与えない。一方、ISOBAR-Cugnon 及び ISOBAR-Li による計算は、 $7.5^\circ$  方向の準弾性散乱成分について HETC-3STEP による計算に見られた過大評価を抑制し、実験データを良く再現する。また、連続成分についても実験とかなり良く一致する。さらに  $30 \sim 150^\circ$  方向の角度についても実験と計算は良く一致する。ただし、7 MeV 以下の蒸発成分については、計算は実験よりも小さい。この不一致は、特に ISOBAR-Li による計算で顕著である。図 2 (a) 及び (b) の角度分布に見られたように、Li らの断面積を用いた計算はカスケード過程からの高エネルギー核子の放出について実験よりも過大な値を与える傾向がある。したがって、カスケード過程終了後の残留核の励起エネルギーが低くなり、蒸発過程からの粒子放出が少なく評価される結果となっている。

図 5 (a) 及び (b) に入射エネルギーが 68 MeV の陽子を飛程よりも厚い Au ターゲットに入射した場合の中性子エネルギースペクトル [19] を示す。この場合、ターゲットの寸法は直径 30 mm、長さ 6 mm である。計算は 20 MeV を接続エネルギーとして NMTC/JAERI コードと中性子輸送コード MCNP-4A [20] を用いて行った。ここで、NMTC/JAERI コードの核内カスケード計算部について HETC-3STEP 及び ISOBAR を用いて各々計算を行った。HETC-3STEP を用いた場合、 $0 \sim 30^\circ$  方向の 30 MeV 以上の高エネルギー領域で計算結果は実験結果よりも 3 ~ 10 倍大きい。この場合、ターゲット厚さは 30 MeV 以上の中性子の平均自由行程よりも短いので、放出される中性子は陽子入射核反応によって生成されたものと見なすことができる。HETC-3STEP は陽子入射反応による準弾性散乱成分について実験よりも数倍大きい結果を与えるので、 $0 \sim 30^\circ$  方向の不一致はこれに起因していると考えられる。一方、ISOBAR-Cugnon を用いた計算は、 $0$  と  $15^\circ$  で実験値よりも  $30^\circ$  程度小さい結果を与えるが、その他の放出角度では実験値と非常に良く一致する。したがって、ISOBAR-Cugnon を用いた計算は 68 MeV 以下の陽子入射核反応についてもかなり良く予測できるといえる。

#### 4. まとめ

核内カスケードモデルにおいて、原子核の平均場として反射・屈折及び媒質効果を考慮した核子・核子散乱断面積を導入した。Fe ~ Au の標的核種について、200 MeV 以下の入射エネルギーに対する陽子入射反応解析を行った結果、反射・屈折の考慮によって、放出粒子の角度分布計算結果が改善されることが確認された。さらに、媒質効果を考慮した核子・核子散乱断面積を導入した結果、前平衡過程を考慮せずに放出粒子の二重微分断面積をかなり良く予測できることが判った。特に陽子放出反応については HETC-3STEP の不一致が非常に良く改善された。また、中性子放出反応の前方方向に見られた準弾性散乱成分の過大評価及びそれに続く連続成分の過小評価も改善がされ、実験とかなり良い一致が得られた。これに

よって、200 MeV 以下のエネルギー領域における核内カスケードモデルの計算精度が向上した。今後、軽い標的核の場合の計算を進めて、媒質効果を考慮した核内カスケードモデルの適応範囲を調べる必要がある。

#### 参考文献

- [1] BERTINI, H.W.: *Phys. Rev.* **188**, 1711 (1969).
- [2] NAKAHARA, Y., TSUTSUI, T.: NMTC/JAERI A Code System for High Energy Nuclear Reactions and Nucleon-Meson Transport Code, *JAERI-M* 82-198 (1982), [in Japanese].
- [3] GUDIMA, K.K., MASHNIK, S.G., TONEEV, V.D.: *Nucl. Phys.* **A401**, 329 (1983).
- [4] YOSHIZAWA, N., ISHIBASHI, K., TAKADA, H.: *J. Nucl. Sci. and Technol.* **32**, 601 (1995).
- [5] NIITA, K., et al.: *Phys. Rev.* **C52**, 2620 (1995).
- [6] CHEN, K., et al.: *Phys. Rev.* **166**, 949 (1968).
- [7] CHEN, K., et al.: *Phys. Rev. C* **4**, 2234 (1971).
- [8] HARP, G. D., et al.: *Phys. Rev. C* **8**, 581 (1973).
- [9] CUGNON, J., MIZUTANI, T., VANDERMEULEN, J.: *Nucl. Phys.* **A352**, 505 (1981).
- [10] CUGNON, J.: *Phys. Rev. C* **22**, 1885 (1980).
- [11] CUGNON, J., LEMAIRE, M.-C.: *Nucl. Phys.* **A489**, 781 (1988) and *Private Communication*.
- [12] LI, G., Q., MACHLEIDT, R.: *Phys. Rev.* **C48**, 1702 (1993).
- [13] LI, G., Q., MACHLEIDT, R.: *Phys. Rev.* **C49**, 566 (1994).
- [14] DRESNER, L.W.: EVAP - A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei, *ORNL-TM-196* (1962).
- [15] COWLEY, A.A., et al.: *Phys. Rev. C* **43**, 678 (1991).
- [16] TRABANDT, M., et al.: *Phys. Rev. C* **39**, 452 (1989).
- [17] COWLEY, A.A., et al.: *Z. Phys. A* **336**, 189 (1990).
- [18] MEIER, M.M., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **102**, 310 (1989).
- [19] MEIGO, S.: *private communication*.
- [20] BRIESMEISTER J.F. (Ed.) : MCNP A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A, *LA-12625* (1993).

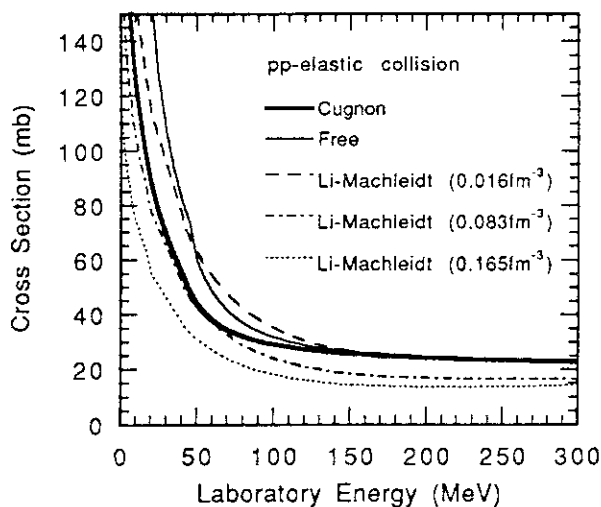


図 1 (a) pp 弾性散乱断面積  
 細実線：自由空間における値、太実線：Cugnon によりパラメータ化された値、破線：核子密度  $0.016 \text{ fm}^{-3}$  の場合のLiらによる値、一点鎖線：核子密度  $0.083 \text{ fm}^{-3}$  の場合のLiらによる値、点線：核子密度  $0.165 \text{ fm}^{-3}$  の場合のLiらによる値

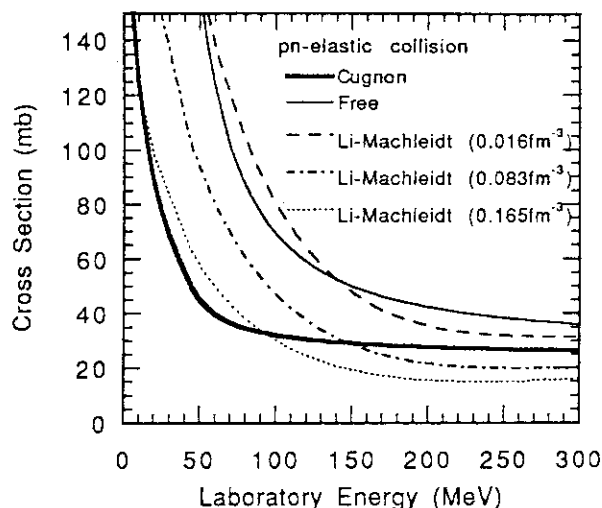


図 1 (b) pn 弾性散乱断面積  
 細実線：自由空間における値、太実線：Cugnon によりパラメータ化された値、破線：核子密度  $0.016 \text{ fm}^{-3}$  の場合のLiらによる値、一点鎖線：核子密度  $0.083 \text{ fm}^{-3}$  の場合のLiらによる値、点線：核子密度  $0.165 \text{ fm}^{-3}$  の場合のLiらによる値

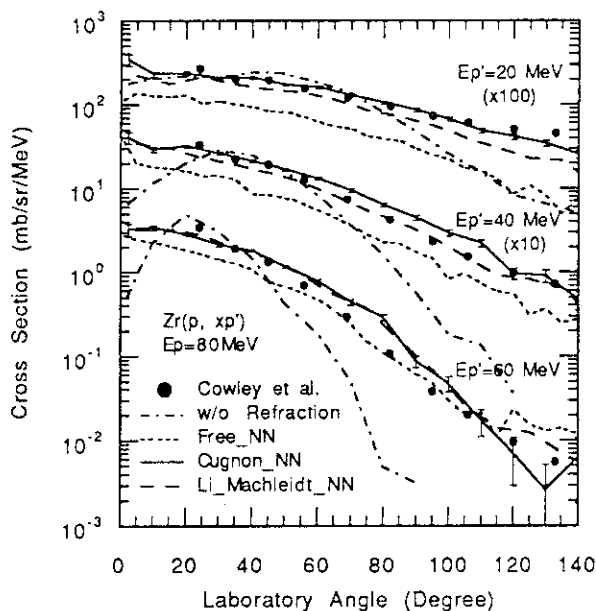


図 2 (a) 80 MeV 陽子を入射した場合の  $^{90}\text{Zr}(p, xp)$  反応の角度分布  
 黒丸：実験値 [15]、一点鎖線：反射・屈折を考慮しない計算、点線：反射・屈折を考慮し自由空間の核子・核子断面積を用いた計算、実線：Cugnon による核子・核子断面積を用いた計算、破線：Liらの核子・核子断面積を用いた計算

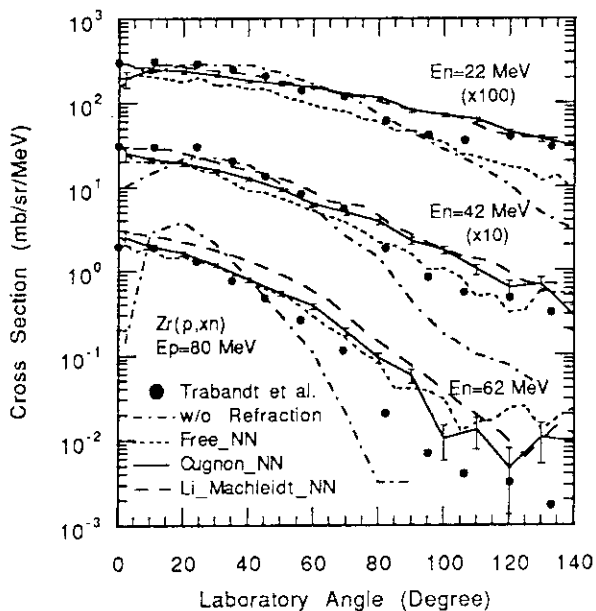


図 2 (b) 80 MeV 陽子を入射した場合の  $^{90}\text{Zr}(p, xn)$  反応の角度分布  
 黒丸：実験値 [16]、一点鎖線：反射・屈折を考慮しない計算、点線：反射・屈折を考慮し自由空間の核子・核子断面積を用いた計算、実線：Cugnon による核子・核子断面積を用いた計算、破線：Liらの核子・核子断面積を用いた計算

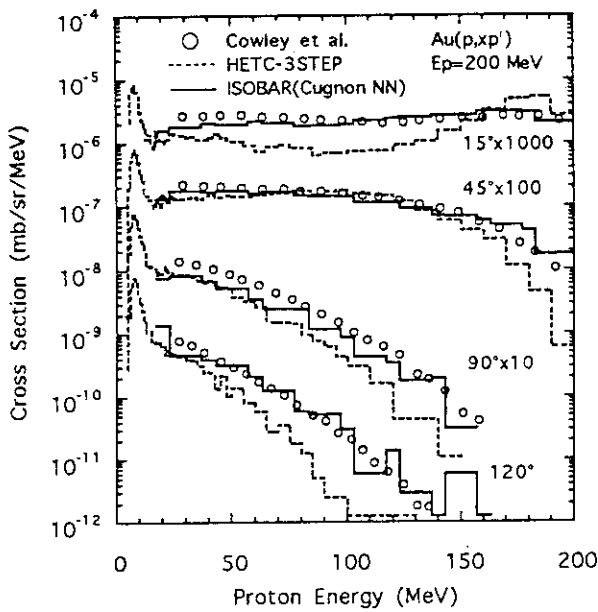


図3 200 MeV陽子を入射した場合の Au(p, xp') 反応の二重微分断面積  
 白丸：実験値 [17]、点線：HETC-3STEP による計算、実線：Cugnon による核子・核子断面積を用いた ISOBAR による計算

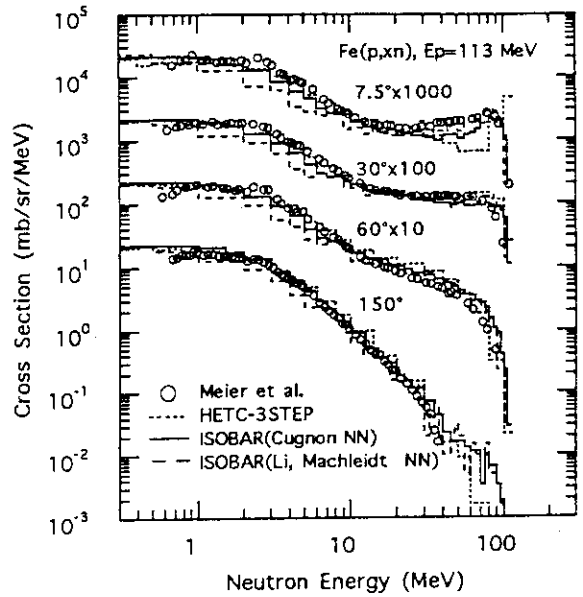


図4 113 MeV陽子を入射した場合の Fe(p, xn) 反応の二重微分断面積  
 白丸：実験値 [18]、点線：HETC-3STEP による計算、実線：Cugnon による核子・核子断面積を用いた ISOBAR による計算、点線：Liらによる核子・核子断面積を用いた ISOBAR による計算

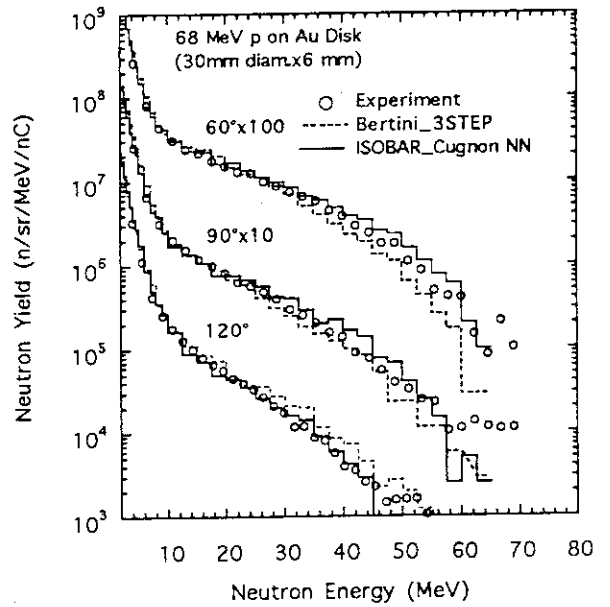
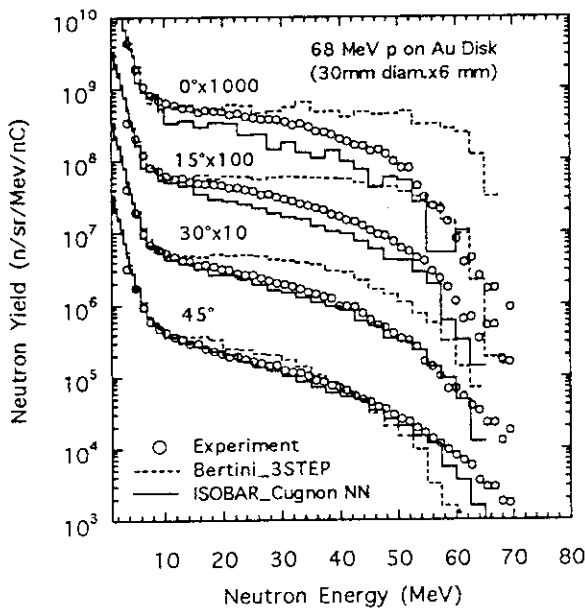


図5 68 MeV陽子を飛程より厚い Au ターゲットに入射した場合中性子エネルギースペクトル  
 白丸：実験値 [19]、点線：HETC-3STEP による計算、実線：Cugnon による核子・核子断面積を用いた ISOBAR による計算

## 9. HETC によるフラグメンテーション反応の記述

九州大学工学部 執行 信寛、石橋 健二

### 1. はじめに

陽子入射核破碎反応の工学的応用として期待されている、加速器を用いた放射性廃棄物の核変換による消滅処理<sup>(1)</sup>、高強度中性子源<sup>(2)</sup>などにおいては、広い範囲において精度の高い核データが必要とされている。この中には、数 100 MeV 以上の中間エネルギー陽子を標的原子核に入射したときに起こる、フラグメンテーション反応の核データも含まれる。これらのデータを全て実験によって得るのは困難であるので、シミュレーションコードの開発が進められている。現在、中間エネルギー核データを取得するのに使われているシミュレーションコードに、高エネルギー粒子輸送コード(HETC)<sup>(3)</sup>がある。このコードは主に核内カスケードと蒸発過程を考慮している。しかし、フラグメンテーション反応を考慮していないので、<sup>7</sup>Be や <sup>22</sup>Na といったフラグメントの実験データを再現することができない。そこで本研究では、HETC を改良し中間エネルギーの陽子入射に対するフラグメンテーション反応を組み込む。

### 2. 媒質効果の補正

HETC の核内カスケード過程において、核子・核子断面積には自由空間での値が用いられている。この過程は媒質(原子核)の中で起こっているので、断面積は自由空間での値よりも小さくなる。本研究ではこの媒質中に対する補正を行うために、媒質中での核子・核子断面積に簡単で実用的な式<sup>(4, 5)</sup>を用いた。この式は 300 MeV までのエネルギーに対して有効である。300 MeV 以上に対しては、500 MeV で自由空間での値と等しくなるように直線的に増加するようにした。図 1 にエネルギーに対する陽子・中性子断面積の媒質中と自由空間での比を示す。この補正を入れることで核内カスケード過程後の原子核の励起エネルギーは、補正前より低下する。

### 3. フラグメンテーション反応の HETC への組込み

陽子入射フラグメンテーション反応を HETC に組み込む前に、フラグメントの質量収率と運動エネルギー分布の系統性を求めた<sup>(6)</sup>。質量収率に対しては、液体・気体相転移モデル<sup>(7)</sup>を基にした。また運動エネルギー分布に対しては、クーロン障壁を考慮した簡単な表式を求めた。これらの系統性は、ターゲット及びフラグメント核の種類、入射陽子のエネルギー、フラグメンテーション核温度で表される。ここでフラグメンテーション核温度は入射陽子のエネルギーの関



数とした。

本研究では、フラグメンテーション過程は、核内カスケード過程後の高励起状態から起こると仮定した。そこで、この過程を核内カスケード過程と蒸発過程の間に起こる過程として組み込んだ<sup>(8)</sup>。

フラグメンテーションが起こるかどうかの判断とフラグメンテーション核温度は、入射陽子のエネルギーからではなく、核内カスケード過程後の原子核の励起状態から決定した。フラグメンテーションが起こる確率は、カスケード過程後の原子核の励起エネルギーの関数として表した。また、フラグメンテーション核温度は、まずフラグメンテーションの自由度を考慮しない場合の核温度をカスケード後の励起エネルギーとカスケードの原子核の質量数から求めた。その後、この温度の関数としてフラグメンテーション核温度を表した。この方法は、核内カスケード過程後の原子核の個々の励起状態を反映できるという意味で有効である。

#### 4. 計算結果

フラグメンテーション反応を組み込んだ HETC (HETC-FRG) を用いて、中間エネルギーの陽子入射フラグメント生成断面積の結果を以下に示す。図 2 は、Ag と Xe ターゲットからのフラグメントの質量収率<sup>(9-11)</sup>である。図 3 は、Xe ターゲットからのフラグメント Be、C、N、O の運動エネルギー分布である。それぞれの図において、マークが実験値、実線が HETC-FRG による計算値である。これらの図から、HETC-FRG の断面積は実験値と良い一致を示していることが分かる。

図 4、5 は Fe ターゲットからの、図 6、7 は Zr ターゲットからの原子核生成断面積である。図 8 は Au ターゲットからの同位体収率である。これらの図においてもマークは実験値<sup>(12-14)</sup>、実線は HETC-FRG による計算値である。図 4 を見ると分かるように、ターゲットが Fe の場合、HETC-FRG は <sup>7</sup>Be の生成断面積を入射エネルギー 600 MeV で 5 倍以内の精度で実験値を再現している。図 6、8 から、ターゲット質量数が大きくなると、実験値と計算結果との差は 2 倍以内と小さくなる。これらのデータは元の HETC では再現できない。ターゲットにより近い重い原子核の生成断面積もまた、良い精度で実験値を再現していることが図 5、7 からわかる。

#### 5. まとめ

陽子入射フラグメンテーション反応を計算するために、高エネルギー粒子輸送コード(HETC)を改良した。核内カスケード過程における核子・核子断面積に自由空間での値を用いるかわりに、媒質中での値を用いるようにした。液体・

気体相転移モデルを基にした系統性を用いて、フラグメンテーション過程を HETC に組み込んだ。この改良された HETC は 600 MeV 以上の入射エネルギーにおいて、<sup>7</sup>Be の様な軽いフラグメントの生成断面積を再現するようになった。

参考文献

- (1) BOWMAN, C.D., et al.: *Nucl. Instr. and Meth.*, **A320**, 336 (1992).
- (2) CARPENTER, J.M., et al.: "Proceedings of the twelfth Meeting of International Collaboration on Advanced Neutron Sources 24 - 28 May 1993", Rutherford Appleton Laboratory Report, **94-025**, T-95 (1994).
- (3) CHANDLER, K.C., and ARMSTRONG, T.W.: *ORNL-4744* (1972).
- (4) LI, G.Q., and MACHLEIDT, R.: *Phys. Rev.*, **C48**, 1702 (1993).
- (5) LI, G.Q., and MACHLEIDT, R.: *Phys. Rev.*, **C49**, 566 (1994).
- (6) SHIGYO, N., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 1 (1995).
- (7) PANAGIOTOU, A.D., et al.: *Phys. Rev.*, **C31**, 55 (1985).
- (8) SHIGYO, N., et al.: *JAERI-Conf.*, **95-008**, 217 (1995).
- (9) GREEN, R.E.L., et al.: *Phys. Rev.*, **C29**, 1806 (1984).
- (10) ANDRONENKO, L.N., et al.: *Phys. Lett.*, **B174**, 18 (1986).
- (11) PORILE, N.T., et al.: *Phys. Rev.*, **C39**, 1914 (1989).
- (12) MICHEL, R., et al.: *Nucl. Instr. and Meth.*, **B103**, 183 (1995).
- (13) ILJINOV, A.S., et al.: "Production of Radionuclides at Intermediate Energies", Springer Verlag, Landolt-Bornstein, New Series, subvolumes I/13a (1991), I/13b (1992), I/13c (1993), I/14d (1994).
- (14) AVDEICHIKOV, V.V., et al.: *Sov. J. Nucl. Phys.*, **48**, 1043 (1988).

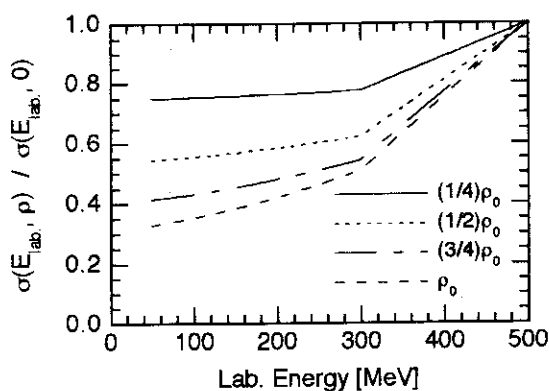


図1 自由空間に対する媒質中での中性子・陽子断面積比。

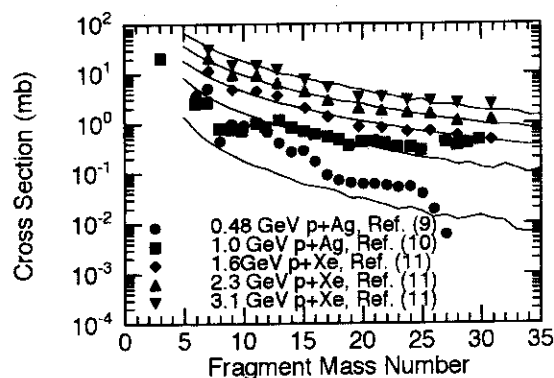


図2 フラグメントの質量収率。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

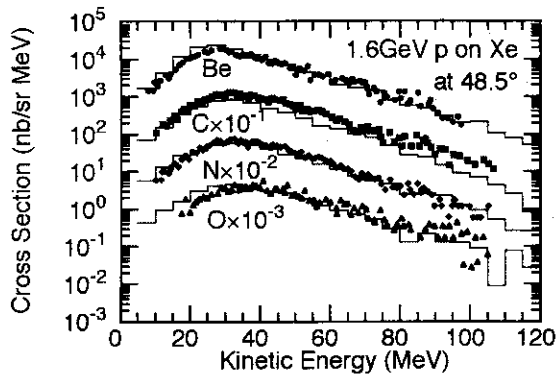


図3 XeからのBe、C、N、Oの運動エネルギー分布。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

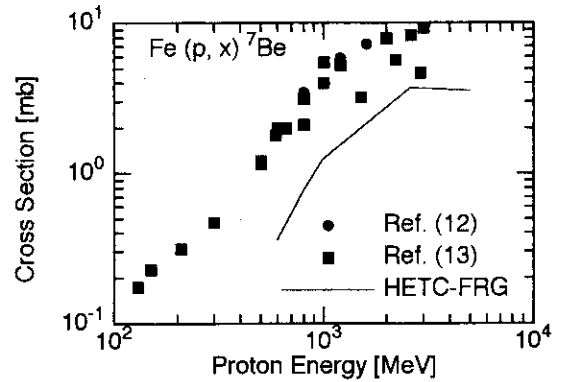


図4 Feからの<sup>7</sup>Beの生成断面積。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

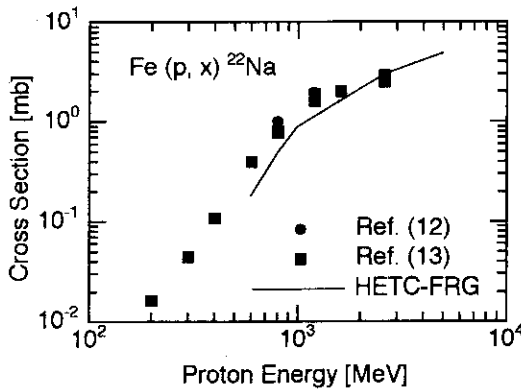


図5 Feからの<sup>22</sup>Naの生成断面積。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

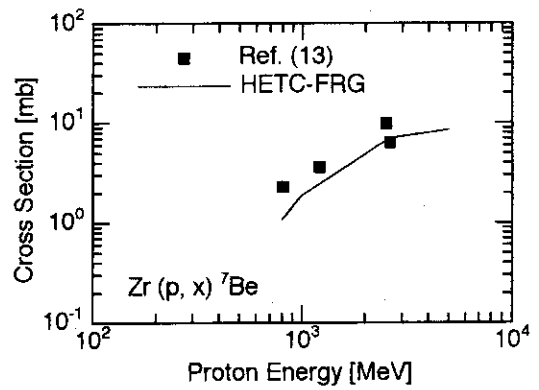


図6 Zrからの<sup>7</sup>Beの生成断面積。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

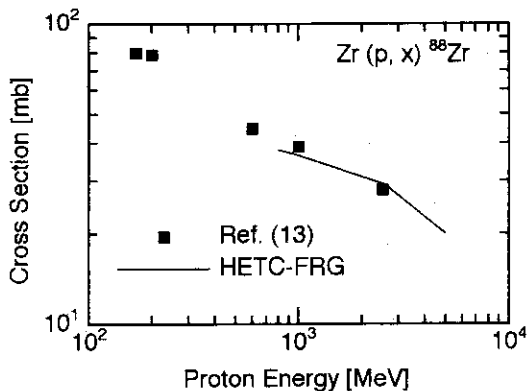


図7 Zrからの<sup>88</sup>Zrの生成断面積。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

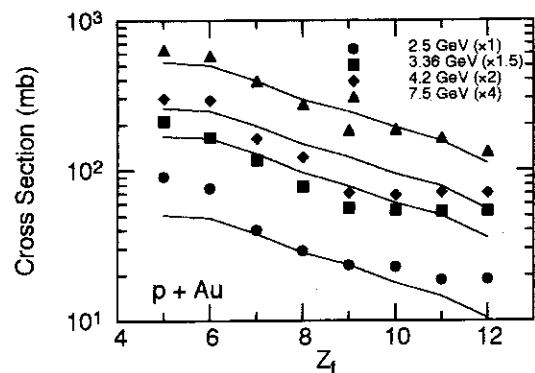


図8 Auからのフラグメントの同位体収率。マークは実験値、実線はHETC-FRGの結果。

# 10. 高エネルギー重イオン反応のカスケード計算における 素過程の取扱い

北海道大学理学部物理学教室原子核理論研究室

大塚 直彦\*

## 1. Introduction

高いエネルギー（数 GeV/A 以上）での重イオン衝突の分野は現在の原子核物理学の中で最も活発な分野の一つである。この分野の目的は重イオン衝突で作られるような高密度、高温の核物質の性質を知ることにある。このような通常の世界からかけ離れた核物質の状態においてはハドロンに閉じこめられていたクォークやグルーオンが解放されたプラズマ状態—クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)—が実現されると考えられており、この QGP の状態を実験室で作り出しそれを QGP と同定することはこの分野の究極の目的の一つとってよいだろう。この分野の現在の実験としては AGS(ブルックヘブン国立研究所) での Au(10.7GeV/A)+Au の衝突実験や SPS(CERN) での Pb(160GeV/A)+Pb の衝突実験が代表的である。一方の重イオン衝突の理論の進展に大きく寄与したものの一つは輸送理論による微視的シミュレーションの方法である。そもそも高エネルギー重イオン衝突で生成される核物質は熱平衡状態の仮定が有効かどうかは明白ではなく、系の時間発展を核子レベルでシミュレーションを通して調べることは意義があると考えられる。重イオン衝突の実験とそれに対する理論的考察から現在までに我々が知り得た重要な知見の一つに衝突における阻止能 (Stopping Power) の問題がある。従来 SPS のエネルギー領域での重イオンの阻止能に関するシミュレーションの結果として例えば、FRITIOF [1] モデルは互いがすり抜けると予測し、他方 RQMD[2] の計算は重心付近で静止すると予測した。実験の結果は後者を支持した [3]。この結果の違いは、FRITIOF が扱わなかった生成粒子の再衝突を RQMD が扱っていることからくるものである。このようなことから互いに阻止された重イオンは非常に高い密度のハドロン物質-Fireball-になっているものと考えられる。では AGS でも SPS でも重イオンが互いに静止するのであれば一体どのエネルギーで衝突させた時に最も大きな阻止能と最も密度の高いバリオン物質が得られるかということは興味あることである。このような観点からも核子あたり数 10GeV/A の重イオン衝突は興味深い。AGS の重イオン衝突において出来る核物質についてのシミュレーション [4] に用いられた RQMD では質量 2GeV 以上の共鳴バリオンはストリングとして崩壊して粒子を生成する。しかし共鳴粒子をストリングとして崩壊させる描像がこのエネルギー領域でどれ位適切であるかどうかは自明でない。そこで我々は、粒子生成は核子-核子衝突で生じた共鳴バリオンが 2 体崩壊して実現する、と仮定した共鳴粒子モデルに基づいて、入射運動量数 GeV/c ~ 数 10GeV/c の核子-核子散乱での共鳴バリオン生成断面積を求め、この断面積を用いて重イオン反応のカスケード計算を行った。

## 2. 核子-核子散乱のシミュレーション

共鳴粒子モデルでのカスケード計算を行う為に、核子-核子衝突で起こる粒子生成は、まず核子 ( $N$ ) - 核子衝突で共鳴バリオン ( $R$ ) が出来 ( $NN \rightarrow NR, NN \rightarrow RR$ )、これらの励起された共鳴バリオンが崩

\*E-mail : ohtsuka@nucl.phys.hokudai.ac.jp

壊して実現するものとする。ところで共鳴粒子が生成されるような断面積は実験値が殆どない。しかし  
 1. 共鳴バリオンが崩壊する時の崩壊分岐比が一定であるとし、2. 荷電状態で区別される崩壊の確率は Clebsh-Gordan 係数で決定される、とすれば、ある共鳴バリオンの出来る反応断面積がそれを通して出来る終状態（核子と $\pi$ メソンのみが存在する状態）の断面積の線形結合で表すことが可能である [5]。終状態の断面積については実験値が豊富にあるので、色々な終状態への断面積を説明できるようにすることで共鳴バリオンの生成される断面積を与えることが出来る。共鳴バリオンには数多くの種類があるが、我々はそれらを $\pi$ メソンが1~4個生成できるような4種類の共鳴バリオン ( $I=1/2, 3/2$ のものそれぞれ2種:  $N_1^*, N_2^*, \Delta, \Delta^*$ ) で代表してそれらの生成断面積を決定することにした。決定された断面積を Figure. 1に示す。

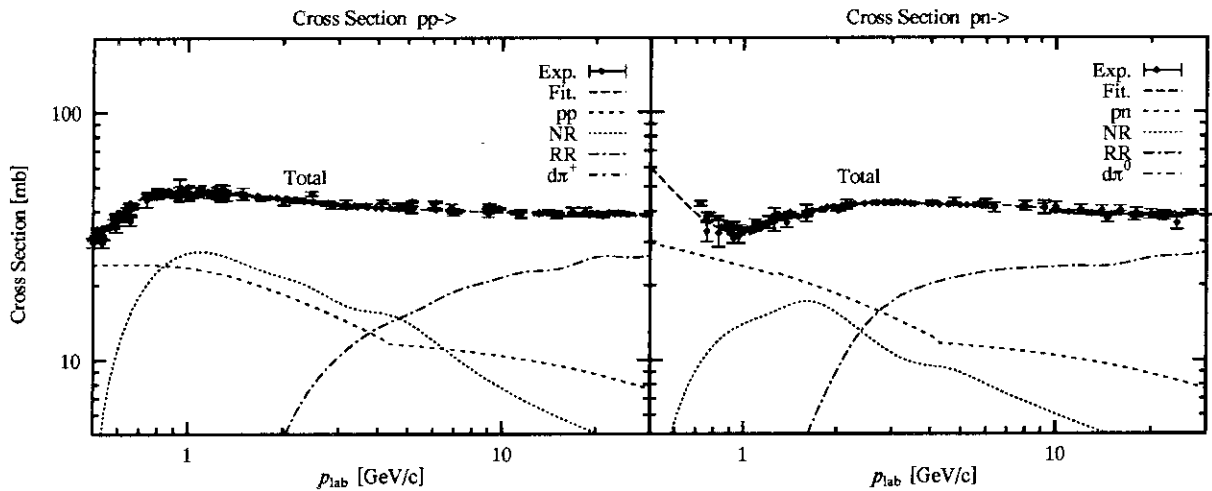


Figure 1: 決定した断面積と実験値の比較 (左 pp →、右 pn →)

さて得られた断面積を用いて実際に重イオンの衝突の計算を行う場合には、上で用いた「代表された共鳴バリオン」はそのままには利用できない。 $\Delta$ の生成はこれを $\Delta$ の最も低い状態 $\Delta_{1232}$ と判定する。そうして $\Delta^*$ はこの他の全ての $\Delta$ を表すものと判定する。 $N_1^*, N_2^*$ については単に $N^*$ が出来たと判定する。さらに出来た共鳴バリオンが $\Delta^*$ か $N^*$ であれば次にその共鳴粒子の質量を決定して、それから一般化された Breit-Wigner の公式を用いることで $N^*$ や $\Delta^*$ の種類を詳細に決定する。この一般化された Breit-Wigner の公式に我々が含めた共鳴バリオンは $N^*$ が12種類、 $\Delta^*$ が9種類である。それぞれの共鳴バリオンは定まった分岐比で崩壊するようにしてある。以上のような過程でシミュレーションを実行する為に、先に実験値を合わせるように決めた断面積と同じように、シミュレーションの結果も実験値をうまく合わせられるかどうかは自明でない。そこで重イオン衝突のシミュレーションを行う前に核子-核子衝突のシミュレーションを行って、その結果を先にフィットした断面積や実験値と比較する必要がある。いくつかの終状態についてシミュレーションで得られた断面積の入射運動量依存性(三角点)を、実験値(縦線)、前章で決定したバリオン対生成断面積からの見積もり(破線)と共に Figure.2に示す。 $\pi$ メソンの少ないチャンネルはおおよそ良い一致を示しており、この入射運動量の領域で、決定された断面積がシミュレーションに用い得ることを示している。4 $\pi$ 生成以降は合いが悪いが、これはそもそも決定した断面積が実験値に足りないことに起因する。これは $\pi$ メソンの多数生成されるような場合に対して、共鳴粒子モデルに限界のあることを示す。

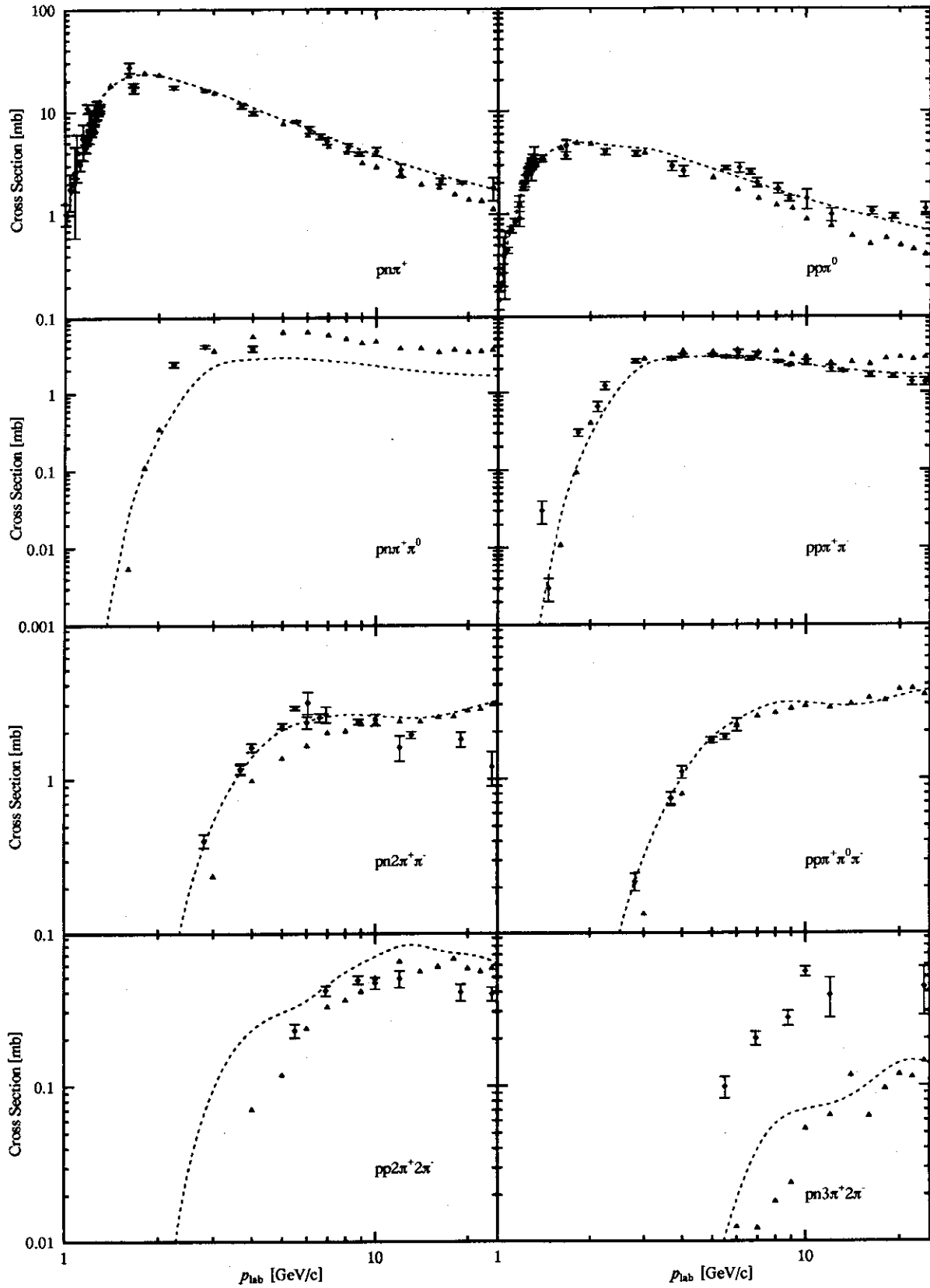


Figure 2: 核子とπメソンのみの終状態への  $p-p$  散乱断面積

### 3. 重イオン衝突のシミュレーション

次に先の核子-核子衝突の方法を拡張して Au(10.7GeV/A)+Au の衝突のカスケード計算を行った。重イオン反応のカスケード計算では、核子-核子散乱の時に考慮された共鳴粒子の崩壊の他にメソンが核子に吸収されて共鳴バリオンになる過程、メソン同士が衝突する過程が新しく加わる。Figure.3に陽子、 $\pi^0$  のラピディティ分布の計算結果を実験値 [6] とともに示す。また Figure.4には全荷電粒子と $\pi^0$ の擬ラ

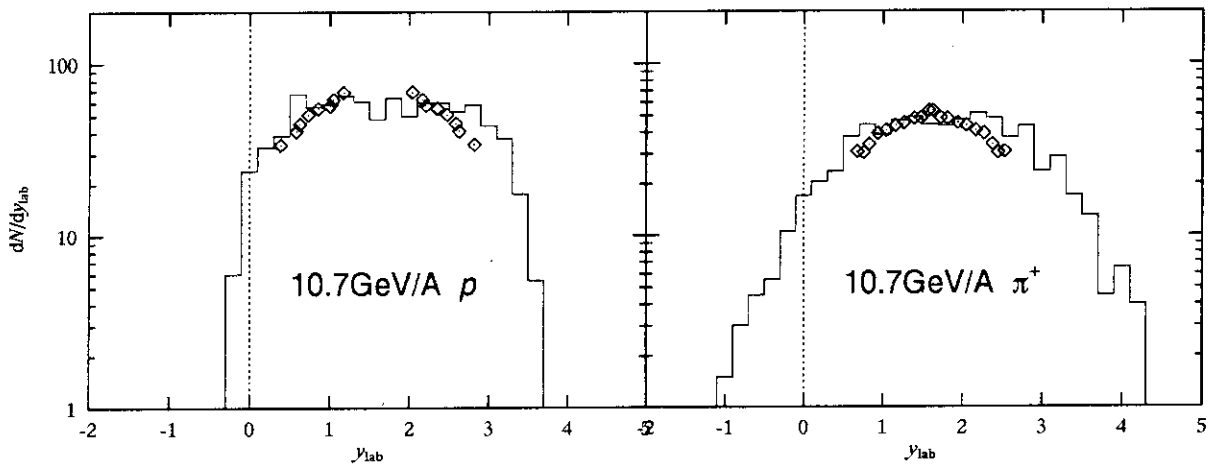


Figure 3: Au(10.7GeV/A)+Au 中心衝突でのラピディティ分布

ピディティ分布の計算結果を実験値 [7] とともに示す。いずれの図も菱形が実験値、ヒストグラムが計算結果である。擬ラピディティ $\eta$ は、

$$\eta = \frac{1}{2} \log \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}$$

で表される量で、 $\theta$ はビームの入射方向から測定した実験室系での運動量の方向である。我々の計算結果は実験値と同様に、衝突した重イオン同士がすり抜けずに重心を中心として静止した核物質を形成していることを示した。又、生成された $\pi$ メソンの絶対値も実験値と同程度である。素過程で生成された共鳴バリオンや通常の核子が他粒子と衝突で再励起される、といったような2次過程が数多くの $\pi$ メソンを生成して上記のように核物質を静止させるものと解釈出来る。

### 4. Summary

核子当たり 10GeV 程度の重イオン衝突を粒子生成が共鳴粒子の崩壊から得られると仮定して計算した。まず核子-核子衝突で共鳴バリオンができるような断面積を決定してこの断面積を用いた核子-核子衝突のシミュレーションが実験値を再現することを確認した。次にこの断面積を用いて金 (11GeV) -金の重イオン衝突をシミュレーションした。計算結果は実験と同様に重心付近ですり抜けずに静止した様子を再現した。また、生成されたメソンの量の量も実験と同じ程度となった。但し我々の計算では2体崩壊の角分布が等方であるなど素過程の角分布には問題が残っており、これを改良することは今後の第一の課題であろう。

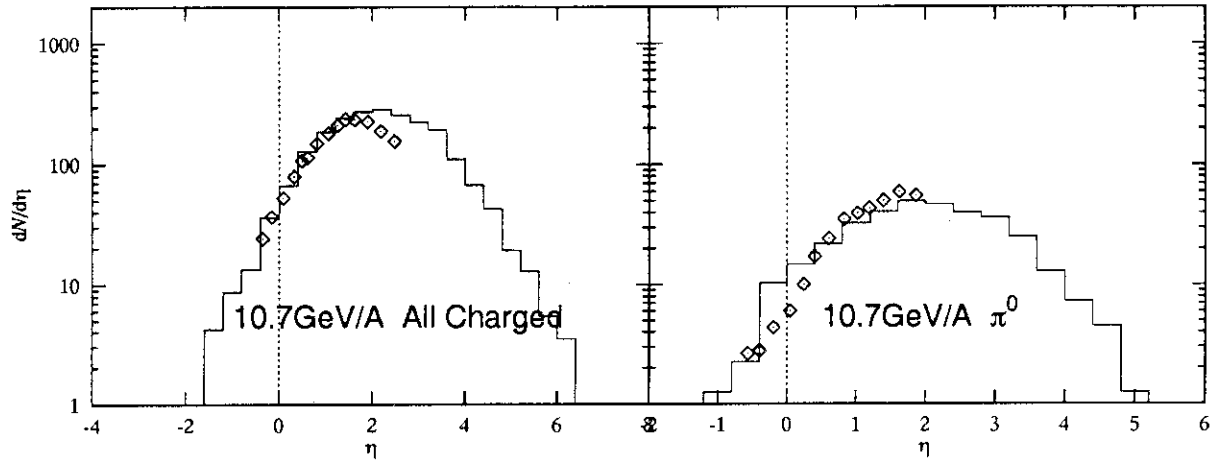


Figure 4: Au(10.7GeV/A)+Au 中心衝突での擬ラピディティ分布

## References

- [1] B. Anderson, G. Gustafson, B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. **B281**(1987) 289
- [2] A. von Keitz, L. Winkelmann, A. Jahns, H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Phys. Lett. **B263**(1991) 353
- [3] NA49 Collab., S. Margetis *et al.*, Nucl. Phys. **A590**(1995) 355c
- [4] H. Sorge, Phys. Rev. **C49**(1994) 1253
- [5] R. M. Sternheimer and S. J. Lindenbaum, Phys. Rev. **123**(1961) 333
- [6] M. Gonin *et al.*, Nucl. Phys **A553**(1993) 799c
- [7] F. Videbaek *et al.*, Nucl. Phys **A590**(1995) 249c



## 11. デルタ領域 ( $150 \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ ) での $^3\text{He}$ 光分解反応

須田利美

980 宮城県仙台市青葉区川内

東北大学大学院理学研究科物理

(e-mail : suda@kaws.coge.tohoku.ac.jp)

[序]

東京大学原子核研究所電子シンクロトロンでデルタ共鳴領域 ( $150 \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ ) の単色  $\gamma$  線 (tagged photon) を用い、大立体角を有する磁気スペクトロメータ TAGX を使って、 $^3\text{He}$  核光分解反応の測定を行った。運動学的に完全な測定から、2核子及び3核子による  $\gamma$  線吸収メカニズムを同定し、その反応全断面積を決定した。

[デルタ共鳴領域での  $\gamma + ^3\text{He}$  反応]

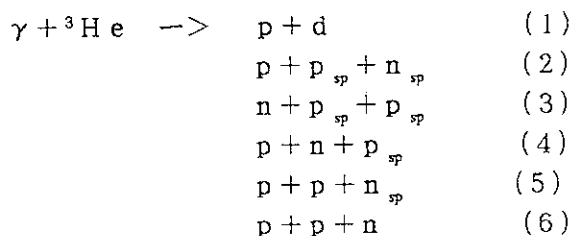
デルタ共鳴領域 ( $150 \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ ) での  $\gamma + ^3\text{He}$  反応の主過程は、パイ中間子光発生反応である。実際最近マインツで測定された  $\gamma + ^3\text{He}$  全反応断面積 [1] は考えているエネルギー領域で素過程 ( $\gamma + N \rightarrow \pi + N$ ) の重ね合わせでほぼ説明できるように見える。しかしながら、原子核特有の反応、たとえば終状態に  $\pi$  中間子を含まないような光分解反応 ( $\gamma + ^3\text{He} \rightarrow p + p + n$ ) の断面積はどの程度あり、どのようなメカニズムが働いているのだろうか？これは古くからの問題であり、今まで数多くの実験、あるいは理論的な研究が行われてきた。特に、今我々が使っている  $\gamma$  線の波長は  $\sim 1 \text{ fm}$  以下程度であり、原子核内の2~3核子により  $\gamma$  線が吸収される場合、定性的にはそれら核子が  $\gamma$  線の波長程度に接近していなければならず、'短距離'での核子相関の研究には適していると考えられるためである。実験的に  $\gamma$  線の吸収メカニズムを決定することは容易なことではなく、実験に使用できる  $\gamma$  線の問題もあって(単色  $\gamma$  線が自由に使えるようになったのはごく最近のことである。)本格的な研究が始まったのはごく最近のことである。

原子核の光分解反応を通じて光吸収メカニズムや核子相関を研究する上で  $^3\text{He}$  は特別な原子核である。

- 1) 3核子系は、各種の核力から Faddeev 法により正確な波動関数が計算できる原子核である。
- 2) 核子数が3であり、運動学的に完全な測定が比較的容易である。

光分解過程は、もちろん、電磁相互作用であり、電磁場と核内電磁流との相互作用に関する不確定さはない。また1)のように正確な波動関数が現在あるので、光分解に関する詳しい理論計算が可能であることが大きな特徴である。

一方実験サイドから  $^3\text{He}$  を眺めると、2)で述べた核子数が3つであることにより、いろいろな  $\gamma$  線吸収メカニズムを実験的に分離することが比較的容易で、原子核の光分解反応を理解してゆく上でベンチマークとなる原子核である。反応に寄与できる核子の数が3であるために、 $^3\text{He}$  の可能なすべての光分解過程は、以下のように書き表すことが可能である。



ここで添字 sp は、spectator すなわち”傍観者”を示しており、 $\gamma$ 線吸収には直接関与しないことを表している。(1)は、終状態が2体の反応で、今我々が考えている $\gamma$ 線のエネルギー領域での断面積は非常に小さいことが分かっている。反応(2)、(3)は核内1核子が $\gamma$ 線を吸収し、他の2核子が傍観者である反応過程を表している。この反応は、 $\gamma$ 線と放出核子間の運動量不整合により、 $\gamma$ 線を吸収する核子が始状態で高運動量状態になければならず、この寄与も非常に小さい。(自由な陽子では、 $\gamma$ 線吸収( $\gamma + p \rightarrow p$ )が起きないことに注意してほしい。)

デルタ共鳴領域で光分解反応で大きな断面積を持つと思われるのは、2核子吸収である(4)、(5)、そして3核子により $\gamma$ 線のエネルギーが分配される(6)である。図1に(4)、(5)そして(6)を示した。これらは2核子以上が反応に寄与する反応であり、それぞれの反応断面積は前述したように ${}^3\text{He}$ 核内の比較的短距離での核子-核子間相関の情報などを含んでいると思われる。

これらを実験的にどのように区別すればよいのであろうか? 約300 MeV前後の $\gamma$ 線を ${}^3\text{He}$ に照射し、 ${}^3\text{He}$ 核を分解する事を考えてみよう。 $\gamma$ 線のエネルギーは2あるいは3核子で分配する。2核子で $\gamma$ 線を吸収した場合、それらは終状態でおおよそ150 MeVの運動エネルギー、運動量で約550 MeV/cを持つ。また3核子吸収の場合は、運動エネルギー100 MeV、運動量450 MeV/cを持つと予想される。一方 ${}^3\text{He}$ 原子核内ではs-波の運動量分布を持ち、高々フェルミ運動量( $\sim 250$  MeV/c)程度しか持たない。(4)、(5)での $p_{sp}, n_{sp}$ は核内での運動量をそのまま持ち続けるので、終状態での3つの核子すべての運動量を測定すれば、違った $\gamma$ 線吸収のメカニズムを分離できるはずである。

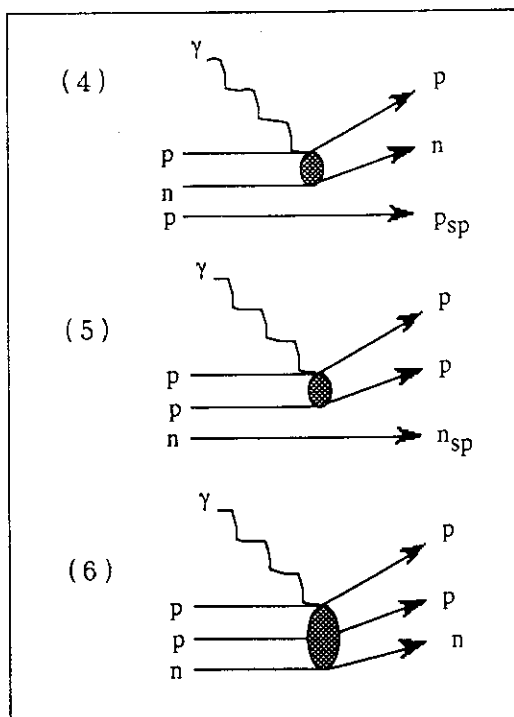


図1 光吸収メカニズム

すなわち、終状態で1核子がスペクテータ運動量を持っていれば、 $\gamma$ 線は ${}^3\text{He}$ 内の2核子で吸収されたことが結論でき、また終状態で1つもスペクテータ運動量を持つ核子が見つからなければ、 $\gamma$ 線のエネルギーは3核子で分配されたと結論しなければならない、ということである。2核子による吸収の場合、スペクテータの核子が陽子であれば、(4)のように陽子-中性子対によって $\gamma$ 線が吸収されたことが分かり、スペクテータが中性子であれば陽子対による $\gamma$ 線吸収であることが同定できる。

我々はTAGX スペクトロメータで、 ${}^3\text{He}$  ( $\gamma, np$ ) p, ( $\gamma, pp$ ) n 反応を測定した。終状態の2核子を同時計数し、それらの運動量ベクトルを測定した。運動学的には完全な測定なので、検出していない第3番目の核子の運動量ベクトルも計算により決定できる。

実験条件をまとめておく。

運動量数居値：	$P_p \geq 300 \text{ MeV}/c, P_n \geq 100 \text{ MeV}/c$
立体角：	$\Delta\Omega_p = 3.14 \text{ sr}, \Delta\Omega_n = 0.8 \text{ sr}$
光子数：	$N_\gamma = 5 \times 10^5 / \text{sec}$
液体 $^3\text{He}$ 標的：	$347 \text{ mg}/\text{cm}^2, 2 \text{ K}$

### [実験結果]

図2に $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 反応の実験データを示す。横軸は終状態での中性子運動量分布である。中性子の運動量は、測定した陽子の運動量ベクトルから計算した。実験条件で述べたように陽子の運動量数居値が $300 \text{ MeV}/c$ であるので、陽子がスペクテータである場合はTAGXで検出されない。測定された $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 事象の陽子はスペクテータではあり得ず、 $\gamma$ 線吸収に関与した陽子であると考えて良い。すると $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 事象に寄与できる $\gamma$ 線吸収機構は、 $pp$ 対による吸収(5)、と3核子による吸収(6)のみである。

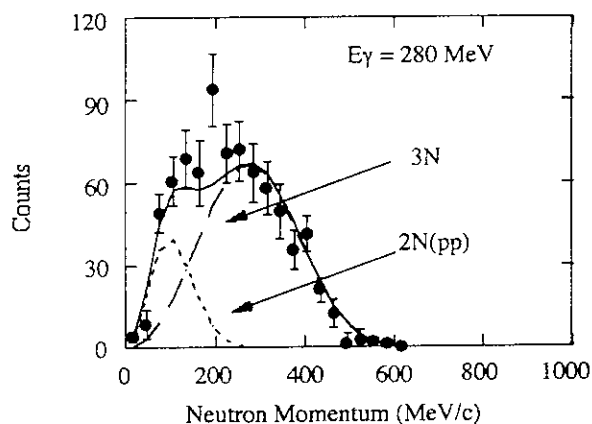


図2  $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 反応。中性子運動量分布。点線破線は $2N(pp)$ 、 $3N$ 反応過程のモデル計算結果。

図中点線は $pp$ 対吸収(以下 $2N(pp)$ )を仮定したモデル計算、破線は3核子吸収(以下 $3N$ )のモデル計算結果を表している。 $2N(pp)$ 計算では、まず始状態での中性子の運動量を $^3\text{He}(e, e'p)$ 反応で決定された1核子運動量分布を元に決める。すると始状態での $pp$ 対の重心の運動量は、中性子運動量と同じ大きさで且つ向きが反対であるので自動的に決定される。このように決定したフェルミ運動をしている $pp$ 対に $\gamma$ 線を吸収させ、その陽子がTAGXで $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 事象として、検出されるかどうかを計算する。また $3N$ 計算では $\gamma$ 線が持ち込んだエネルギー、運動量を終状態の位相空間の重みに従って3核子が分配すると仮定して計算を行っている。

$3N$ 計算が中性子運動量分布の高い運動量成分を非常にうまく説明することが分かる。一方低運動量成分は $3N$ 過程だけでは説明できず、 $2N(pp)$ 過程が必要であり、この2つの $\gamma$ 線吸収過程を考慮することで実験データが説明できる。 $150 \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ の広い範囲で測定された $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 事象の中性子運動量分布がこの2つのメカニズムで説明でき[2]、 $2N(pp)$ 、 $3N$ 反応メカニズムの存在が実験的に証明された。

同様な手続きを $^3\text{He}(\gamma, np)p$ 事象に対しても行い、中性子-陽子対による吸収(4)(以下 $2N(np)$ )、及び $3N(6)$ 吸収で実験データを説明できることが分かった。[3]

以上見てきたように、広い運動学的領域を覆った $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ 、 $(\gamma, np)p$ 反応の完全測定より、3つの $\gamma$ 線吸収メカニズムの存在を世界で初めて実験的に示した。

[反応断面積]

図3に2N (np)、2N (pp)及び3Nの反応全断面積をE $\gamma$ の関数として示した。まず注意してほしいのは、2N (np)は約100  $\mu\text{b}$ 、2N (pp)は数 $\mu\text{b}$ と約2桁小さく、また3Nは約30  $\mu\text{b}$ と、反応断面積の絶対値が大きく違うことである。(参考までにこの領域で主過程であるパイ中間子発生反応 ( $\gamma + p \rightarrow \pi + N$ )の断面積は約300  $\mu\text{b}$ である。)さらにそれぞれのE $\gamma$ 依存性が全く違う。2N (np)はE $\gamma \sim 220$  MeVでピーク構造を示しており、3NもE $\gamma \sim 320$  MeVでピーク構造を示している。一方断面積が小さい2N (pp)はE $\gamma$ とともに単調減少しており、 $\gamma$ 線吸収過程それぞれ違う $\gamma$ 線エネルギー依存性を持っていることが分かる。これはそれぞれの吸収メカニズムの違いを反映していると思われる。

これらはTAGXという大立体角を有する検出器での広い運動学的領域を覆い、また photon tagging 法によって広いE $\gamma$ 領域での同時測定することによって、初めて可能になったことが分かっていただけだと思う。

以下では最近の理論計算とともに、それぞれの反応過程について個別に議論する。

2N (np)

これは核内の中性子—陽子対による $\gamma$ 線吸収で、古くから準重陽子吸収過程として実験的にも理論的にも調べられてきた反応過程である。高エネルギー $\gamma$ 線を照射すると、エネルギーの高い陽子、中性子対が原子核から放出されることが実験的に観測されており、核内中性子—陽子対(準重陽子)による $\gamma$ 線吸収と解釈されてきた。しかしTAGXのデータのような核内の中性子—陽子対のみが $\gamma$ 線吸収に関与し、他はスペクテータであることを実験的に調べながら測定した例は、実験上の制約(連続スペクトルの $\gamma$ 線による実験等)で全くなかった。その意味でTAGXのデータは今までのデータと質の違うデータであると言って良い。

図4に2N (np)断面積を理論計算の結果とともに示してある。(参考までに一点二鎖線で重陽子光分解断面積も共に示した。)

$^3\text{He}$ 内の中性子—陽子対は、重陽子の量子数と同じである $^3S_1$ 状態の他に $^1S_0$ 状態をとることも可能である。ここでよく知られているように $^{2S+1}L_J$ であり、 $^3S_1$ 、 $^1S_0$ 状態のアインスピンはそれぞれT = 0, 1に対応する。

図中の点線及び一点鎖線は、Faddeev法によって求められた波動関数、及び電流演算子を使ったマインツグループによる理論計算の結果を表している。点線は $^3S_1$ 状態の中性子—陽子対の光分解断面積、一

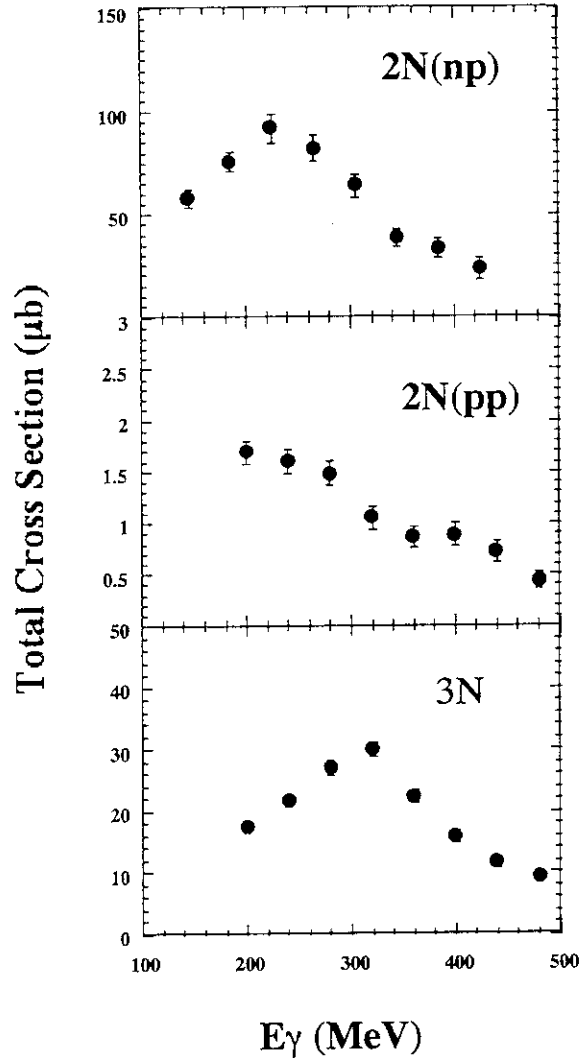


図3 本実験で決定した反応断面積

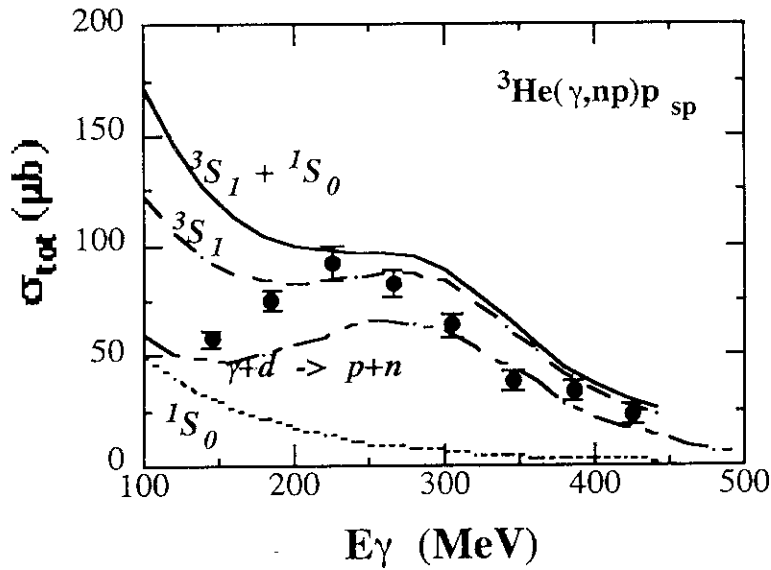


図4 2N (np) 反応全断面積。図中の理論曲線については本文参照。

点鎖線は $^1S_0$ 対の断面積を表しており、実線が両者の和である [4]。 $^3S_1$ 断面積に見られる $E_\gamma \sim 280$  MeV辺りのバンプはM1遷移により中間状態でデルタ粒子が励起されているために現れている( $\gamma + n p' \rightarrow \Delta N \rightarrow n + p$ )。一方 $^1S_0$ 状態には中間状態でデルタ励起が強く関与しないために断面積の $E_\gamma$ 依存性にその影響が現れていない。

全体としてTAGXのデータの絶対値を再現し、また $E_\gamma > 300$  MeVでは $E_\gamma$ 依存性もよく説明していることが分かる。が、低い $E_\gamma$ 領域でのデータとは食い違いを見せており、現在のところ原因は不明である。考えられる原因の1つとしては、彼らはスペクテータ陽子の波動関数を平面波としており、終状態で $\gamma$ 線吸収に関与した核子との相互作用は取り込まれていない。 $E_\gamma$ が低くなると、 $\gamma$ 線吸収に関与した核子の運動量も小さくなることから、スペクテータ陽子との終状態相互作用が相対的に重要になってくるのかもしれない。終状態に関しても正確な波動関数を使った理論計算が望まれる。

マインツグループにより、2N (np) 反応断面積から核内2核子系の波動関数に関する情報が得られる可能性が指摘されている。核内中性子-陽子対の核子間隔は重陽子と比較して小さく、そのために $^3\text{He}$ 核内 np 光分解の断面積が重陽子のそれと比較して3倍になるとの指摘である。図中の実線はスピン・アイソスピンの Clebsch-Gordan 係数の1/2の重みが付いている [4] ので、重陽子光分解の約1.5倍 ( $3 \times$

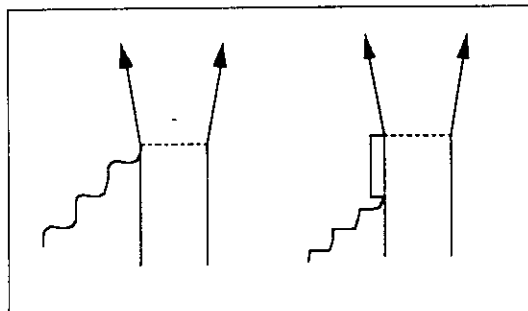


図5 中間子交換電流、デルタ電流 (例)

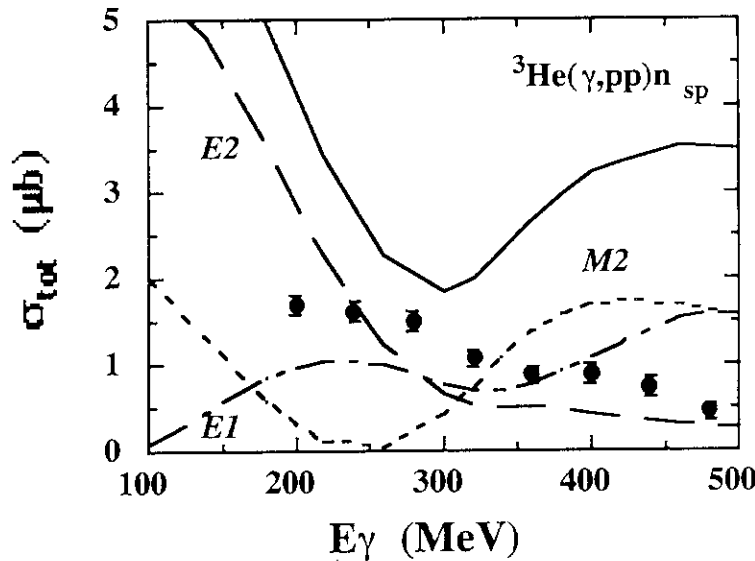


図6  $2N(p p)$  反応全断面積。図中の理論曲線については本文参照。

1/2) になっており、実験データのおおよその大きさを再現していることが分かるであろう。このような測定を通じて原子核内の2核子系の波動関数に関する情報を得ることができる可能性が初めて実験的に証明されたことになる。

### $2N(p p)$

$2N(n p)$  に比べ約2桁断面積が小さい陽子対による $\gamma$ 線吸収反応は、今まで実験的に同定されたことはない。理論的には核内での短距離核子-核子相関を調べる上で最適の反応であることが指摘されていた [5]。 $2N(n p)$ 、すなわち中性子-陽子対による $\gamma$ 線吸収の場合、中間子交換電流やデルタ電流 (図5) が重要な寄与をする。事実、重陽子光分解の断面積の大部分はこのような2体電流と $\gamma$ 線との相互作用によって決まっていることが分かっている [6]。一方、陽子対による $\gamma$ 線吸収の場合には、荷電中間子の交換はないので中間子交換電流は寄与しない。また後述するようにデルタ電流も寄与できないので、 $\gamma$ 線は陽子対と1体電流を通じて相互作用すると考えることができる。 $\gamma$ 線のエネルギーを2つの陽子で分けるためには、2つの陽子は強い相関状態になければならず、これが $2N(p p)$  が核子相関研究に適していると考えられてきた理由である。

マインツグループによる理論計算と比較しながら、 $2N(p p)$  を調べてみる。まず ${}^3\text{He}$  核内の陽子対はアイソスピンが1であるので ${}^1S_0$  状態であると仮定することができる。この場合波動関数の反対称性のみからいくつかの重要な結論が導ける。 $M1$  遷移は、終状態が ${}^3S_1$  となるため同種粒子の陽子対系では禁止される。デルタ領域での重陽子光分解反応では $M1$  遷移が主要な寄与をする。これは $N \rightarrow \Delta$  遷移が $M1$  遷移であるためである。陽子対による $\gamma$ 線吸収ではスピン反転を伴わない $E1$  遷移 ( ${}^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ ) も同様に波動関数の反対称性から禁止される。このように ${}^1S_0$  状態にある陽子対による $\gamma$ 線吸収では $M1$  そして $E1$  遷移が禁止あるいは強く押さえられるために反応断面積が小さいのである。これは前述したように $2N(p p)$  には中間子交換電流やデルタ電流が関与しないことと直接関係している。すなわち重陽子光分解では中間子交換電流は $E1$  遷移強度の大部分を占め、またデルタ電流の寄与は $M1$  遷移強度のほぼ100%を占めている [6]。これらの寄与が $2N(p p)$  反応には無いのである。

完全に禁止されるM1遷移に比べ、高次であるE1遷移のスピン反転を伴う成分 ( $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ) は禁止されない。またE1, M1遷移より高次のE2遷移などは $2N(p,p)$ 反応に寄与できる。重陽子光分解等ではこのような高次成分は通常のE1, M1遷移強度が圧倒的に大きいため詳細に調べられたことは、もちろん、無い。図6にマインツグループによる理論計算を $2N(p,p)$ 断面積とともに示した。一点鎖線、破線そして点線はE1, E2, M2遷移による寄与を表し、実線はそれらの和である。マインツグループは $2N(n,p)$ 断面積と同様にFaddeev法によって求められた波動関数と、電流演算子を使い、 $2N(n,p)$ と $2N(p,p)$ 反応断面積の約2桁の大きさの違いをほぼ再現している [7]。しかしながら現状では、図から明らかなように実験値に比べて、計算値は大きな値を示し、また $E_\gamma$ 依存性を再現していない。特に $E_\gamma \geq 300 \text{ MeV}$ ではスピン反転E1やM2遷移の寄与がE2を上回り、実験データの $E_\gamma$ 依存性を全く説明していない。

$2N(p,p)$ は $^3\text{He}$ 波動関数の、核子間が短距離に相当する成分に敏感であることが予想され、TAGXのデータを再現するように理論を改良することで、今までほとんど定量的な議論がなされていない原子核内の短距離核子相関に関する知見が得られると思われる。

実験的にさらに調べるために、この秋に偏極 $\gamma$ 線を使った $^3\text{He}(\gamma_{\text{pol}}, p,p)n$ 実験を実施する予定になっている [8]。

[まとめ]

広いエネルギー領域の単色 $\gamma$ 線を用いて、 $^3\text{He}$ 原子核の光分解反応を大型磁気スペクトロメータTAGXで観測した。広い運動学領域を覆うことで3つの光吸収過程を実験的に同定、分離し、それぞれの反応全断面積を $150 \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ で決定した。

- [1] M.MacCormick, et al., Phys.Rev. C53 (1996) 41.
- [2] T.Emura et al., Phys.Rev.Lett. 73 (1994) 404
- [3] T.Emura et al., Phys.Rev. C49 (1994) R597
- [4] P.Wilhelm, J.Niskanen, H.Arenhoevel, Phys.Lett. B 335 (1994) 109
- [5] C.Giusti, F.D.Pacati and M.Radici, Nucl. Phys. A546 (1992) 607
- [6] H.Arenhoevel, M.Sanzone, *Photodisintegration of Deuteron*, Few Body Systems Supple. 3 (Springer-Verlag, Wien, 1991)
- [7] P.Wilhelm, J.Niskanen, H.Arenhoevel, Phys.Rev. C51 (1995) 2841.
- [8] 東京大学原子核研究所電子シンクロトロン実験課題：直線偏光した $\gamma$ 線と陽子-陽子系との相互作用  
1995年：責任者 丸山浩一

## 12. Time Evolution of the Central Region in Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions

Schin Daté<sup>1</sup>, Kenji Kumagai, Osamu Miyamura,  
Nobuo Sasaki and Hiroyuki Sumiyoshi<sup>2</sup>

*Department of Physics, Hiroshima University,  
Higashi-Hiroshima 739*

<sup>1</sup> *JASRI, SPring-8, Kamigori, Hyogo 678-12*

<sup>2</sup> *Matsusho-Gakuen Junior College, Matsumoto 390-12*

We investigate time development of the central region in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions by using the event generator URASiMA in order to study the space-time structure in high energy heavy-ion collisions. We focus on time dependence of particle-number densities and temperature of the central region in highly relativistic head-on nucleus-nucleus collisions.

### 1 Introduction

Heavy-ion collisions at ultrarelativistic energies provide an opportunity for producing hot and superdense matter. Physicists believe that matter produced by such collisions might turn into an entirely new state called quark-gluon plasma (QGP) if energy density achieved would be high enough to cause the phase transition[1].

The issue of thermalization is an important one in the physics of high energy nucleus-nucleus (A-A) collisions from the following point of view. Thermodynamical concepts are frequently applied in describing heavy-ion collisions and macroscopic variables such as temperature are used in order to indicate the properties of the system created. It is, however, necessary to check if their concepts are applicable for A-A collisions by using microscopic, non-equilibrium calculations. In the previous paper[2], we discussed the basic problems of thermalization and particle-number densities accomplished in ultrarelativistic A-A reactions with the event generator URASiMA (Ultra-Relativistic AA collision Simulator based on Multiple scattering Algorithm). We concluded there that thermalized high density system is achievable in head-on S + Pb collisions at CERN-SPS energy although it may be restricted to the local space-time region. In this study, we investigate time dependence of particle-number densities and temperature of the central region of the system created by head-on Pb + Pb collisions by employing a method of collision-time cut in URASiMA.

### 2 Estimation of Temperature and Particle-Number Density in URASiMA

Ultrarelativistic heavy-ion collisions are awfully complicated phenomena due to their dynamical and highly non-linear nature. In order to analyze such complex processes systematically, we are developing an event generator named URASiMA which we wish to be the most reliable one[2,3,4]. URASiMA describes ultrarelativistic A-A collisions based on a conventional hadronic level multi-chain model[5].



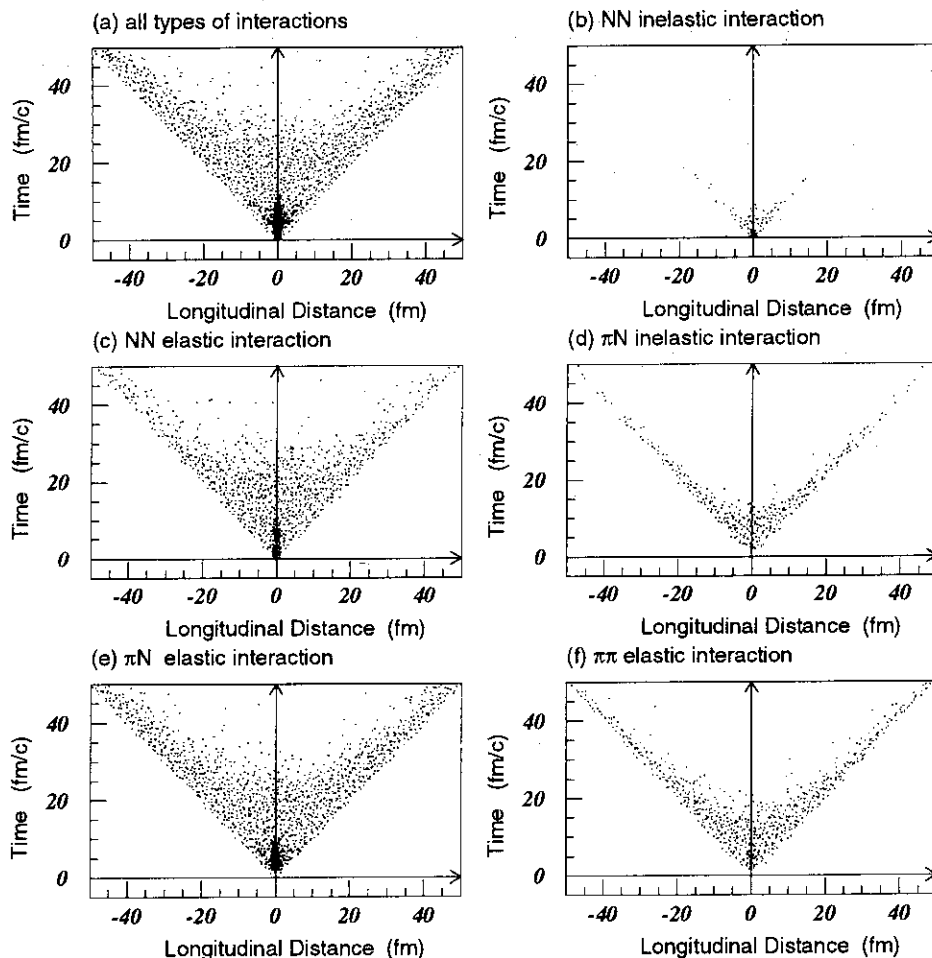


Figure 1: Light-cone distributions of collision points for (a) all kinds of interactions and (b)-(e) each type of h-h interactions in central Pb+Pb collisions at 160 A GeV. Projectile (target) nucleus moves the upper right (left) in these figure.

In this study, temperature of the system in heavy-ion collisions at a given time, say  $t = t_c$ , is discussed. A method of estimating the physical quantities such as temperature at  $t = t_c$  is as follows: In generating an event by URASiMA, various information about all particles existing at  $t = t_c$ , e.g. their last collision points and their momenta, is memorized in a file. So we can obtain the physical quantities about the state at  $t = t_c$  by analyzing the memorized data. That is, we regard the state at  $t = t_c$  as a "final" one and "observe" the "final" state on the assumption that any interactions do not work among all particles after  $t_c$ . If  $t_c$  is finite, of course, the state at  $t = t_c$  is completely different from one measured experimentally. In this way, we can extract physical observables from imaginary "final" state.

As for temperature, we employ a commonly used method; the inverse slope param-

eter  $T$  in fitting the kinetic transverse momentum,  $k_T$  ( $= m_T$  - mass), distribution of the particles to exponential function. Using the above method, we separately estimate temperature of pion and proton source in the central region, where the distance is less than 1 fm from the origin of N-N CMS.

In addition to temperature, we also estimate particle-number densities of pion and proton inside the central region by the following method. The method is the kinetic theoretical one[2] and only counts the number of particles which actually take part in their collisions.

### 3 Preliminary Results

Now we show some preliminary results on Pb + Pb central collisions. First, Fig.1 shows light-cone distributions of hadron-hadron (h-h) interactions which occur during A-A collisions. In these figures, the horizontal axis is coordinate ( $z$ ) of beam direction and the

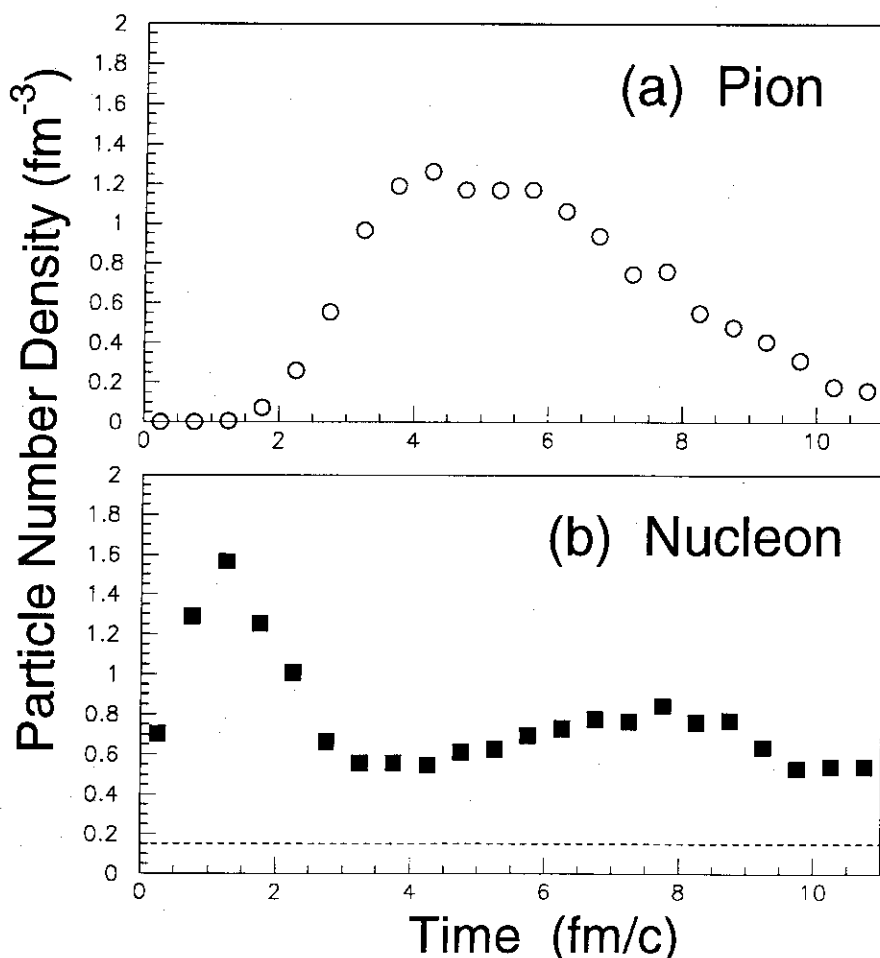


Figure 2: Time development of (a) pion-number and (b) nucleon-number densities of the central region in head-on Pb + Pb collisions at 160 A GeV.

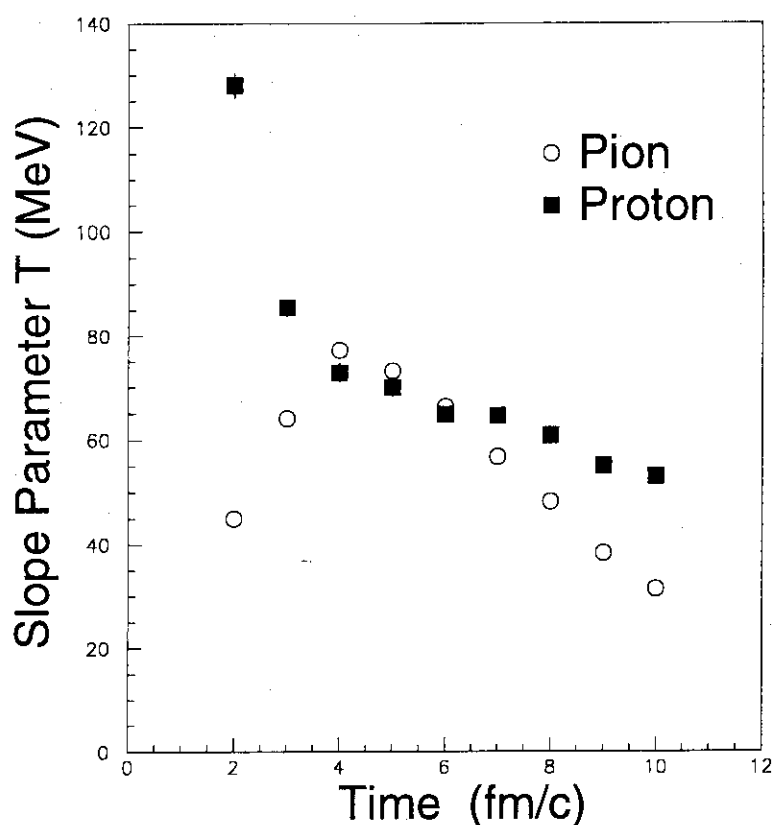


Figure 3: Time evolution of temperature of the central region measured by pions (open circle) and protons (black square) in head-on Pb + Pb collisions at 160 A GeV.

vertical axis is time, and these coordinate and time are measured in the CMS. Projectile (target) Pb nucleus moves toward the upper right (left). We note here that h-h collisions very frequently take place in the central region in which we are interested, as the graphs, especially (a) and (e), show black areas around  $z = 0$ .

Next, particle-number densities of pion and nucleon in the central sphere are estimated by kinetic theoretical method. In estimating the densities, we use the collision frequencies of each elastic interaction[2]. Fig. 2 shows time development of (a) pion-density and (b) nucleon-density in the central region. Because of the formation time, pions are produced after 1 fm/c and their peak value is  $1.2 \text{ fm}^{-3}$  around 4 fm/c. For nucleon-density, there are two peaks around 1 fm/c and 8 fm/c. First peak comes from the overlapping of two colliding nuclei. In Pb + Pb collisions, nuclear stopping power is very strong. So nucleons, which just collided with other nucleons, largely lose their kinetic energy and they slow down. These nucleons do not fly away from the central sphere and stay there for a long time, which causes the increase (or constant) of nucleon-density after 4 fm/c. Second peak value around 8 fm/c,  $0.8 \text{ fm}^{-3}$ , is more than five times as large as nuclear density under the normal condition.

Final topic is time evolution of temperature of the central region. In Fig.3, we separately estimate time development of temperature calculated from the  $k_T$  distributions of pions (open circle) and protons (black square) existing in the central sphere at a certain time. As we can see in the graph, temperature obtained by pions and protons coincide

around 4 fm/c. We want to interpret this coincidence of temperature as accomplishment of thermalization of the central region around 4 fm/c. The difference between temperature of pions and protons after 4 fm/c might arise from behavior of time development of their densities (the rapid decrease for pions and the slight increase or constant for protons). We could also conclude that the thermalization of the central region might be achieved around 4 fm/c in Pb + Pb head-on collisions from time dependence of three averaged components of momenta (this graph is not shown here).

## 4 Summary

We are developing the event generator, URASiMA, to simulate ultrarelativistic A-A reactions in order to gain further insight into space-time structure and thermalization in such complex collisions. In this study, we calculate the head-on Pb + Pb collisions at 160 A GeV to investigate time evolution of particle-number densities and temperature of the central region. We find in this study that the central region of the system produced by such A-A reactions is superdense compared with normal nuclear density and the thermalization of the region might be accomplished after 4 fm/c.

## References

- [1] See, for example, *Quark Matter '95, Proc. the 11th Int. Conf. Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, ed. A.M. Poskanzer *et al.*, Nucl. Phys. **A590** (1995).
- [2] S. Daté, K. Kumagai, O. Miyamura, H. Sumiyoshi, and X.-Z. Zhang, J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 766.
- [3] K. Kumagai, O. Miyamura and S. Daté, *Soryushiron-Kenkyu (Kyoto)*, **87** (1993) E29.
- [4] Z.-D. Lu, O. Miyamura, K. Kumagai, and S. Muroya, submitted to Phys. Rev. C
- [5] K. Kinoshita, A. Minaka and H. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. **61** (1979) 165 ; *ibid.* **63** (1980) 928.

### 13. $K^+$ momentum spectrum from ( $K^-, K^+$ ) reactions in intra nuclear cascade model

Y.Nara\*, A.Ohnishi, T.Harada<sup>a</sup> and A.Engel<sup>b</sup>

*Department of Physics, Faculty of Science, Hokkaido University,*

<sup>a</sup>*Department of Social Information, Sapporo Gakuin University,*

<sup>b</sup>*Department of Physics, Kyoto University,*

#### Abstract

In the framework of intra nuclear cascade type calculation, we study momentum spectrum in the reactions ( $K^-, K^+$ ) at a beam momentum of 1.65 GeV/c. we found that, in the low-momentum region, the forward-angle cross sections of ( $K^-, K^+$ ) reaction on various targets are consistently explained with both two-step processes and  $\phi, a_0$  and  $f_0$  productions and their decay into  $K^+K^-$ .

## 1 Introduction

The study of nuclear systems with strangeness quantum number  $S = -2$  is one of the most important and hottest one in nuclear physics. Recently, it has become possible to study double strangeness exchange reactions ( $K^-, K^+$ ) on nuclear targets. Small angle ( $K^-, K^+$ ) cross sections at  $p_{K^+} = 1.65$  GeV/c were measured on several nuclear targets at KEK-PS by Iijima *et al* [1]. The comparison of the measured spectrum with DWIA model indicate that high momentum peak  $p_{K^+} \sim 1.1$  GeV/c has been understood by the quasifree process  $K^-p \rightarrow K^+\Xi$ , but it is known that huge medium and low momentum peak can not be explained only with the reaction  $K^-p \rightarrow K^+\Xi$ [1]. How can we understand this huge peak which is much greater in yield than that of higher momentum peak? It is important to obtain the knowledge for the reaction mechanism of the ( $K^-, K^+$ ) reaction on nuclear targets. For instance, is there any target mass number dependence of the reaction mechanism?

One of the possible mechanism is proposed by C.Gobbi *et al.* [2], recently. They have claimed that a large part of lower momentum peak is exhausted by the contribution from the following reaction;  $K^-p \rightarrow M\Lambda$ ,  $M \rightarrow K^+K^-$ , where the meson  $M$  is  $f_0(975)$ ,  $a_0(980)$  or  $\phi(1020)$ . They also estimated that contributions of two-step processes such as  $K^-p \rightarrow \pi^0\Lambda$  followed by  $\pi^0p \rightarrow K^+\Lambda$  are too small to explain the experimental huge low and medium peaks. This result have been also reported by Iijima *et al.* However, their estimation have some limitation that: intermediate meson is only pion, angular dependence is neglected, estimated target is only  $^{12}\text{C}$ , and final states are only  $\Lambda$  or  $\Sigma$ . As pointed out by Iijima *et al.*, further considerations including several possible reactions are needed. Furthermore, experimentally obtained target mass dependence (A-dependence) is well fitted with  $A^{0.56 \pm 0.02}$  in the low momentum region, but in the high momentum region,  $A^{0.38 \pm 0.03}$ . This scaling property strongly suggest the necessity of multi-step processes.

Therefore, it seems necessary to treat multi-step processes correctly to evaluate the  $K^+$  momentum spectrum. For the discussion of multi-step processes, cascade type models [3, 4,

\*E-mail: ynara@nucl.phys.hokudai.ac.jp, Fax: +81-11-746-5444

5, 6] seem to be the most reliable ones. From this point of view, we investigate the multi-step effect using a Cascade model. Because our aim in this work is to see the  $K^+$  momentum distribution in the  $(K^-, K^+)$  reaction, it is expected that we can neglect the influence of the potential effect.

## 2 Model

Most of cascade type models are realized by the Monte-Carlo procedure. However, concerning a cascading of the colliding particles there are different methods. In one method, if, for any pair of particles, the minimum relative distance of approach  $r_{min}$  becomes less than  $\sqrt{\sigma(\sqrt{s})/\pi}$ , the particles are assumed to scatter [5]. In another one, collision will take place with probability  $\sigma(\sqrt{s})v\rho(\mathbf{r})dt$  [3, 4]. In actual calculation, we take following Monte-Carlo procedure: Whether the leading particle will collide with proton or neutron or decay are determined randomly according to the probabilities  $P_p = \sigma_p\rho_p$ ,  $P_n = \sigma_n\rho_n$  and  $P_d = \Gamma/(v\hbar c\gamma)$ . Then mean free path are obtained as  $\lambda = 1/(P_p + P_n + P_d)$ , If particles after collision are nucleons, Pauli blocking is checked. If momentum of the particle is smaller than Fermi momentum 270 MeV/c, this collision is considered to be Pauli blocked and nothing occur.

Now let's explain the elementary cross sections included in this work. In this section, all the energies and cross sections are give in GeV and mb unit, respectively. Following interactions are considered as direct strangeness exchange processes,

- 1) all elastic scattering,
- 2) charge exchange reactions of kaons and anti-kaons,
- 3)  $\bar{K}N \rightarrow \bar{K}^*N$ , initial anti-kaon interaction,
- 4)  $K^* \rightarrow K\pi$ ,  $\bar{K}^* \rightarrow \bar{K}\pi$ ,  $\phi(a_0, f_0) \rightarrow K^-K^+$ , decay of resonances,
- 5)  $\bar{K}N \rightarrow \Xi K$ ,  $\Xi^*K$ ,  $\phi\Lambda$ ,  $a_0\Lambda$ ,  $f_0\Lambda$ , strangeness exchange processes,
- 6)  $KN \rightarrow (K^*N, K\Delta)$ ,  $K^*N \rightarrow (KN, K^*\Delta)$ , final kaon interactions.

These cross sections are fitted to experimental data [7, 8] with appropriate functions or tabulated. The total and elastic cross sections of  $\bar{K}N$ ,  $KN$  and  $\pi N$ , as well as kaon(anti-kaon)-nucleon charge exchange reactions, are well known from experiments [7, 8, 9]. We use here the smooth interpolations of data. Angular dependence of the elastic collisions are simply assumed to have the form

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{b(\sqrt{s})t}, \quad (1)$$

where  $t$  denotes the square of the transferred four momentum,  $\sqrt{s}$  is the c.m. energy, and  $b(\sqrt{s})$  is taken to be  $b(\sqrt{s}) = 0.125\sigma(\sqrt{s})_{tot}$ .  $\phi/f_0/a_0$  production cross sections and angular distributions are taken from Ref. [2]:

In addition, We include following processes as two-step process,

$$\bar{K}N \rightarrow (\pi, \rho, \eta, \omega, \eta')(Y, Y^*), \quad (2)$$

$$(\pi, \rho, \eta, \omega, \eta')N \rightarrow (K, K^*)(Y, Y^*), \phi N. \quad (3)$$

Here,  $Y = \Lambda, \Sigma$  and  $Y^* = \Lambda(1405), \Lambda(1520), \Sigma(1385)$ .

Part of cross sections in these reactions are included in the same way as Ref. [10, 11]. In reactions (3), above processes are assumed to occur through the  $N^*, \Delta^*$  resonances. Explicit form is,

$$\sigma(MB \rightarrow M'B') = \frac{\pi(\hbar c)^2}{p_{cm}^2} \sum_R \frac{(2J_R + 1)}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} \frac{\Gamma_R(MB)\Gamma_R(M'B')}{(\sqrt{s} - m_R)^2 + \Gamma_R(tot)^2/4} \quad (4)$$

The sum runs over resonances,  $R = N(1440) \sim N(2190), \Delta(1600) \sim \Delta(1950)$ . This formula is called generalized Breit Wigner formula, and is obtained by neglecting  $t$ -channel contributions and the interference of the resonances. This enables us to calculate experimentally unknown cross sections such as  $\rho N \rightarrow \Lambda K$ . The  $N^*$  resonances decaying into  $\omega N$  branch and  $\eta' N$  branch are included to fit the experimental data of  $\pi^- p \rightarrow \omega n(\eta' n)$  [7]. It has been shown that inclusion of meson resonances play an important role to study strangeness productions in AGS and SPS energies [11]. In fact, resonance- $N$  strangeness production cross sections are found to be very large compared with pion- $N$  cross sections.

In the reaction eq.(2), we also apply above resonance formula including resonances  $R = \Lambda(1520) \sim \Lambda(2350), \Sigma(1660) \sim \Sigma(2250)$ . However,  $t$  channel component of  $KN$  interactions are considered to be large and there is a lack of experimental information about resonance parameters compared with  $N^*$  and  $\Delta^*$ . Therefore, we determine the experimentally unknown resonance parameters to fit the existing data [8] such as  $K^- p \rightarrow \eta \Lambda$ . This is sufficient for this study because we need only  $\bar{K}N$  interaction in the ingoing states. Other most important parameterizations are given in the Appendix.

### 3 Results

We now compare the results of the above described model with experimental data. At first, we shall focus on the  $\Xi$  and  $\Xi(1535)$  productions. Our calculations show consistent results with DWIA [1] in terms of  $\Xi$  and  $\Xi^*$  production processes. However, in the more low  $K^+$  momentum region, our calculations show slightly increase of  $K^+$  yield than DWIA calculations. This is due to the explicit treatment of  $K^-$  and  $K^+$  scattering. DWIA calculations of Iijima treat only absorptions of  $K^-$  and  $K^+$  - $N$  interactions.

Now, we will discuss the two-step processes. It is clearly observed in Fig. 1, that two-step processes play an significant role in contrast to Ref. [1, 2] especially in heavier target cases. In Fig. 1, dotted lines represent the contributions of all two-step processes, long dashed lines denote the contributions of the  $\Xi$  and  $\Xi^*$  production and dashed lines are those from  $\phi/a_0/f_0$ .

In this work, except for the  $\Xi, \Xi^*$  and  $\phi$  productions, the angular distributions of two-step processes are simply assumed to be isotropic, forward peaked or backward peaked although a part of two-step processes, if possible, we use the experimental angular distributions, because experimental information are very scarce. Therefore, it is necessary to check the sensitivity of the angular distributions. The calculation in which, for all two-step reactions, using isotropic angular distribution gives smaller cross sections for all targets. However, still non-negligible contribution can be found. Due to the large uncertainty of the elementary angular distribution like  $\rho N \rightarrow KY$ , more quantitative discussions are impossible at this

stage. Thus, we here only stress that the two-step contributions are large, since the choice of isotropic angular distribution is considered to give the minimum yields.

There are mainly two reasons why the two-step processes have large cross sections in contrast to the previous works of Ref [1, 2]. The first reason is the inclusion of meson resonances  $\rho, \eta, \omega$  as a intermediate meson. The strangeness production cross sections of these mesons have more larger cross sections than pions due to their large masses. Note that pion-nucleon interaction for strange productions are all endoergic reaction ( $Q < 0$ ), however,  $\rho, \eta, \omega$ -nucleon for strange productions are exoergic reaction ( $Q > 0$ ). Thus inclusion of these mesons is necessary. We shall mention here that if we include only pions as a intermediate meson and neglect hyperon resonance contributions, this calculation gives similar result to the estimation of Iijima *et al.* in the case of  $^{12}\text{C}$  target. In the carbon target case, as expected from the small mass number, contribution from the two-step processes is rather small compared to that for the heavier targets. The second reason is related to the meson momentum region. The mesons which are produced by  $K^-$  particle at 1.65 GeV/c have the momentum which is just the resonance region where the cross sections have the most large values.

## 4 Summary of ( $K^-, K^+$ ) Reactions

In this work, we have analyzed ( $K^-, K^+$ ) reactions within a intra-nuclear cascade model that is new code developed especially for ( $K^-, K^+$ ) reaction including various inelastic channels to investigate all the momentum region of  $K^+$  momentum. Our results show that momentum distribution of  $K^+$  in the reaction of ( $K^-, K^+$ ) can be explained mainly by following mechanisms: 1)  $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$  2)  $K^-p \rightarrow K^+\Xi^{*-}$  3)  $K^-p \rightarrow \phi(a_0, f_0)\Lambda$   $\phi(a_0, f_0) \rightarrow K^-K^+$  4) two-step processes .  $K^-N \rightarrow Y(^*)M$ , followed by  $MN \rightarrow K(^*)Y(^*)$ . Among the above two-step processes, the reactions with  $\pi, \eta, \omega$  mesons and hyperon resonances  $Y^*$  dominate the yields. One can note that ( $K^-, K^+$ ) reaction produces at most 2 hyperon resonance  $Y^*$  in the nuclear medium. This opens up the possibility of studying the properties of the hyperon resonance in nuclear matter.

The remaining interesting problem is to predict double  $\Lambda$  hyper fragment production yields and make their production mechanism clear. This is possible if we extend our cascade code including mean field effects. In fact, the experiment to search for double- $\Lambda$  hypernucleus produced at the reaction point of  $K^-$  is planned in the future at AGS (E906) [12, 13]. Especially, one can expect that production mechanism of hyper-fragments may different in different processes such as, direct  $\Xi$  production, direct  $\Xi^*$  production,  $\phi$  production and its decay and two-step production.

## References

- [1] T.Iijima *et al.*, Nuc. Phys. **A546** (1992) 588.
- [2] C.Gobbi, C.B.Dover and A.Gal, Phys. Rev. **C50** (1994) 1594.
- [3] K. Chen, Z. Frankel, G.Friedlander, J. R. Grover, J. M. Miller and Y. Shimamoto, Phys. Rev. **166** (1968) 949;



- [4] Y. Yariv and Z. Frankel, Phys. Rev. **C20**, 2227 (1979)
- [5] J. Cugnon, Phys. Rev. **C22** (1980) 1885; J. Cugnon, T. Mizutani and J. Vandermeulen, Nucl. Phys. **A352** (1981) 505.
- [6] J. Cugnon, D. Kinet and J. Vandermeulen, Nucl. Phys. **A379** (1982) 553; J. Cugnon, Nucl. Phys. **A387** (1982) 191c.
- [7] High-Energy Reactions Analysis Group, CERN Report CERN-HERA 83-01, 1983 (unpublished).
- [8] High-Energy Reactions Analysis Group, CERN Report CERN-HERA 83-02, 1983 (unpublished).
- [9] Review of particle Properties, Phys. Rev. **D50** (1994).
- [10] G. E. Brown, C. M. Ko, Z. G. Wu and L. H. Xia, Phys. Rev. **C43** (1991) 1881.
- [11] H.Sorge *et al.*, Phys. Lett. **B271** (1991) 37; H.Sorge *et al.*, Z. Phys. **C59** (1993) 85.
- [12] T. Fukuda, private communication.
- [13] Robert E. Chrien, Proceedings of the 23rd INS International Symposium on Nuclear and Particle Physics with Meson Beam in the 1GeV/c Region, p161.

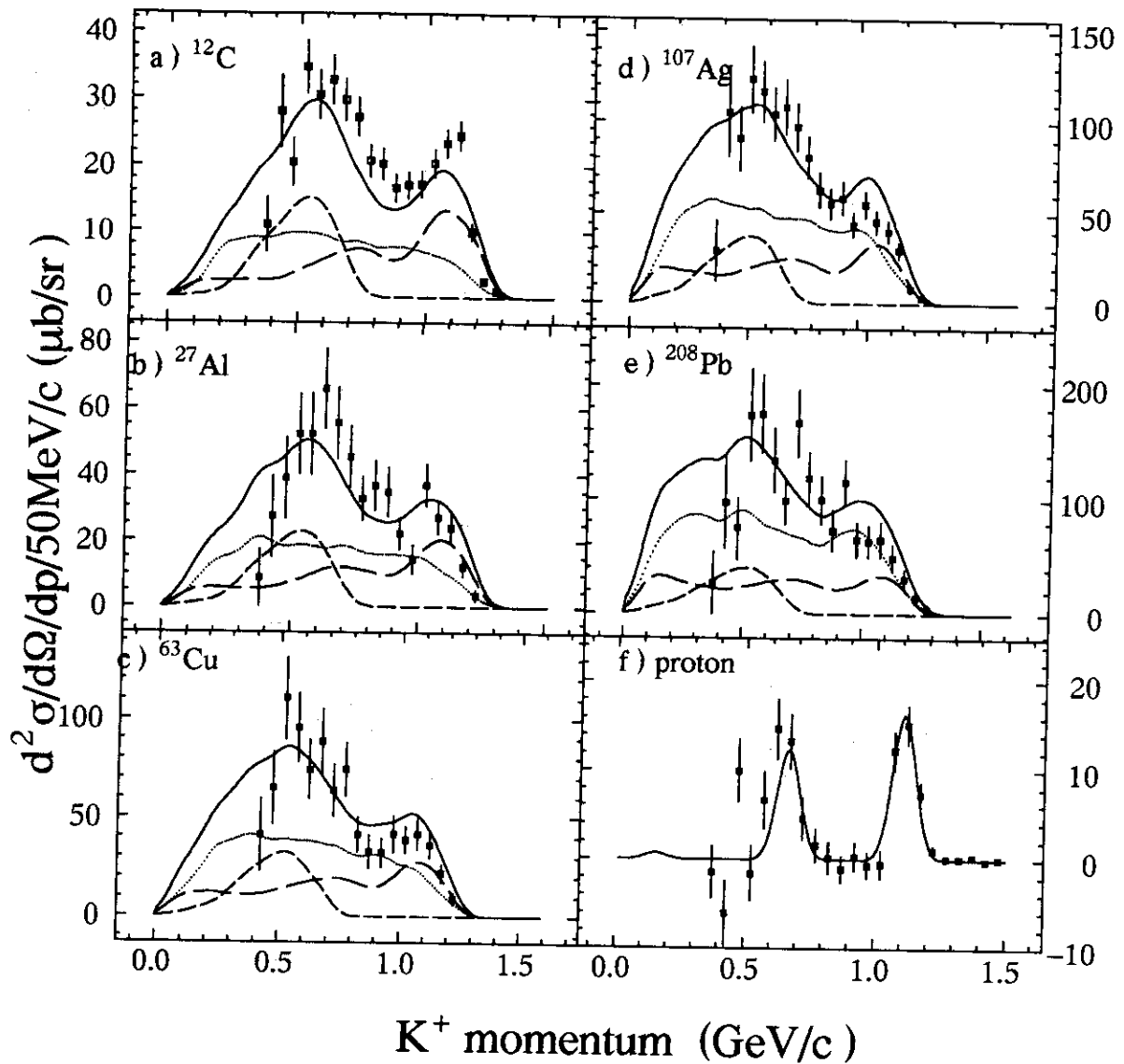


Figure 1: Calculated results of momentum spectra of  $K^+$  for target nucleus C, Al, Cu, Ag, Pb and proton. Matter density is used for the density of targets. The squares represent the data of Iijima *et al.* [1]. The contribution of  $\Xi$  and  $\Xi(1535)$  productions are represented by long dashed lines, the dashed line corresponds to the contribution of  $\phi/a_0/f_0$  productions, and that of two-step processes are shown by dotted lines. Solid lines are the results of full calculations.

## 14. 高エネルギー重イオン衝突によるフラグメント生成断面積

降旗 志おり (三菱総合研究所)      岩井 敏 (三菱重工業)

### 1 序

重イオン挙動解析の必要性は近年高まりつつある。宇宙環境における被ばくや半導体の損傷を解析するためには、重イオン挙動を解析することが必要不可欠である。また、重イオンを用いた治療の際にも必要である。一方で、重イオン反応の微視的シミュレーション手法として、QMD (量子分子動力学) [3] や AMD (反対称化した量子分子動力学)[4] が、大きな成果をあげている。輸送を含めた重イオンの挙動解析を簡易に行なうためのコードには、NASA が開発中の非公開のコード (HZETRN) [1] や重イオン治療を目的として放射線医学総合研究所が開発した HIBRAGG[2] などがある。これらの簡易コードでは、さまざまな媒質中での沈着エネルギーや2次粒子のフラックス等を計算することができる。

本研究では、簡易解析コードにおける2次・3次粒子生成の精度を検証するために、重イオン反応におけるフラグメント生成断面積を計算し、QMD および実験値と比較した。

### 2 フラグメント生成断面積の計算方法

以下に、HZETRN コードおよび HIBRAGG コードにおける、フラグメント生成断面積の計算方法を述べる。

#### 2.1 HZETRN

HZETRN コードでは、abrasion-ablation モデルに基づいてフラグメント生成断面積を計算する [5]。abrasion-ablation モデルとは、participant-spectator モデル (abrasion step) と核子・ $\alpha$ 粒子の蒸発 (ablation step) を考慮したものである。

Abrasion step では、標的核と入射核が重複する体積に相当する核子が、標的核との衝突によって入射核から剥ぎとられるとする。衝突径数  $b$  での重複部分の体積  $\Delta_{abr}$  は、入射核を標的核が横切る面における弦の最大値  $C_P$  と標的核における弦の最大値  $C_T$  を用いて、以下のように書くことが出来る。

$$\Delta_{abr}(b) = F A_P \left[ 1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{-C_P}{\lambda}\right) - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{-C_T}{\lambda}\right) \right] \quad (1)$$

上式において、 $A_P$  は入射核の質量数、 $\lambda$  は原子核内での平均自由行程、 $F$  は衝突の特徴 (周縁衝突か中心衝突か) を反映するパラメータである。

このようにして標的核との衝突により核子を剥ぎとられた入射核は、表面のゆがみや衝突時のエネルギー移行により、励起している。Ablation step では、10MeV の励起エネルギーあたり核子がひとつ放出されるとして、放出される核子の総数を  $\Delta_{abl}$  で表す。

$\Delta_{abr}$  および  $\Delta_{abl}$  を用いて、衝突により放出される核子の総数  $\Delta A$  は、

$$\Delta A = \Delta_{abr}(b) + \Delta_{abl}(b) \quad (2)$$

となる。放出される核子数が  $\Delta A \pm 1/2$  個になる衝突径数を  $b_1$ 、 $b_2$  とすると、質量数  $A_F (= A_P - \Delta A)$  個のフラグメントの生成断面積は、

$$\sigma(A_F) = \pi(b_1^2 - b_2^2) \quad (3)$$

より求めることができる。

Ablation step において、第一に放出されるフラグメントは $\alpha$ 粒子であるとし、 $\alpha$ 粒子放出後の残りは核子として放出されるとする。

$$N_\alpha = \text{Int} \left( \frac{1}{2} \frac{Z_P}{A_P} \Delta_{abr}(b) \right) \quad (4)$$

Abrasion step において、入射核の標的核との重複部分はすべて核子として放出されると仮定する。また、ablation step における $\alpha$ 粒子放出後のおつりの部分も核子として放出されるため、衝突径数 $b$ で放出される陽子および中性子の数は、

$$N_p = \frac{Z_P}{A_P} \Delta_{abr} + \left( \frac{Z_P}{A_P} \Delta_{abl} - 2N_\alpha \right) \quad (5)$$

$$N_n = A_P - A_F - N_p - 4N_\alpha \quad (6)$$

となる。

## 2.2 HIBRAGG

HIBRAGG におけるフラグメント生成断面積の計算には、実験値をパラメトライズした式を用いている [6]。基本的には、陽子入射反応の核破碎断面積を重イオン同士の反応断面積で補正して求める。

$$\sigma_{NN'}(A_f, Z_f) \propto S_C \sigma_{pN'}(A_f, Z_f) \quad (7)$$

上記で、 $\sigma_{NN'}(A_f, Z_f)$  が、入射核  $N$  と標的核  $N'$  の衝突による、質量数  $A_f$  ・電荷  $Z_f$  のフラグメント生成断面積を示す。 $\sigma_{pN'}(A_f, Z_f)$  は、陽子と標的核  $N'$  の衝突による、 $(A_f, Z_f)$  のフラグメント生成断面積を示す。 $S_C$  は、入射核  $N$  と標的核  $N'$  の衝突による反応断面積と、陽子と標的核  $N'$  の衝突による反応断面積の比を示すスケーリングパラメータである。陽子-原子核反応におけるフラグメント生成断面積は、Rudstam の式 [7] に基づき、実験値を考慮してパラメトライズしたものである。詳細は、文献 [8] に譲る。 $\sigma_{NN'}(A_f, Z_f)$  の算出には、(7) 式の右辺に、軽イオン生成に対する補正や入射エネルギーによる補正などのさまざまな補正を加えている。(7) 式は、質量数 5 以上のフラグメントに適用される。

p,d,t, $\alpha$ などの軽いフラグメント生成断面積については、実験データがほとんどないため、以下に示す一定値としている。なお HIBRAGG では、中性子の生成を考慮しない。

標的核	フラグメント				
	p	d	t	$^3\text{He}$	$^4\text{He}$
H	10	125	50	50	180
H 以外	20	300	125	125	400

## 3 フラグメント生成断面積の比較

2.1GeV/u の $^{12}\text{C}$  が Ag に入射した場合の、入射核破碎によるフラグメント生成断面積の比較を Fig.1 に示す。Olson らの実験値 [9] と HZETRN、HIBRAGG および QMD による計算値を比較した。陽子の断面積のみ、入射方向に対して 12.5mrad 以内に放出されたものに限定されている。Fig.1 において、HIBRAGG コードについては、 $Z \leq 2$  の軽いフラグメントよりは、重いものの方が精度が良いことが分かる。H や He が実験値と合わないのは、それらに対して、入射核・標的核によらない一定の断面積を与えているためである。一方、QMD は、H や He の断面積に関しては、実験値と 2 倍以内の精度で一致している。 $Z \geq 3$  の断面積は、あまり実験と合わない。

また、600MeV/u の $^{56}\text{Fe}$  と C の反応における、 $^{56}\text{Fe}$  破碎片の生成断面積を Fig.2 に示す。Webber らの実験値 [10] と HIBRAGG および QMD による計算値を比較した。 $16 \leq Z \leq 23$  のフラグメントについては、2 つのコードともに実験値と合っている。 $Z \geq 24$  の断面積は、QMD が過小評価している。また QMD は、 $3 \leq Z \leq 5$  のフラグメントについても、他の  $Z$  に比べて断面積を過小評価している。

$\Delta Z$ が小さいフラグメントの断面積を QMD が過小評価する理由の一つに、反応断面積の過小評価が考えられる。Fig.3に、C との反応断面積の実験値と、HIBRAGG および QMD による計算値を標的核の質量数別に示す。HIBRAGG で用いている経験式や実験値に比べて、QMD は反応断面積を過小評価している。このことは、周縁衝突が実際よりも起こりにくくなることを意味する。大きな質量数のフラグメントは、周縁衝突により生成されるため、QMD では大きな質量数のフラグメントが出来にくくなることが考えられる。

軽いフラグメントの生成の標的核依存性を調べるために、2.1GeV/u の $^{12}\text{C}$  との反応による $\alpha$ 生成断面積を Fig. 4に示す。QMD は、いずれの質量数に対しても 10% の精度で一致しているのに対し、他のコードは標的核が重くなるにつれ、数倍もの誤差を生じる。これは、HZETRN や HIBRAGG で用いているような計算方法では、 $\alpha$ 以下の軽いフラグメントの放出を評価するのが難しいことを示している。

上記以外にも、文献 [9]~[15] の実験値に対応する 58 ケースの重イオン反応によるフラグメント生成断面積の比較の結果、それぞれのコードについて、以下のような特徴を得ることが出来た。

- QMD による軽いフラグメントの生成断面積の精度は、3つのコードの中で最も良い。多くの場合、2倍以内の精度で実験値と一致する。重いフラグメントについてはほとんどの場合、過小評価をしており、実験値と2桁異なる場合もある。
- HIBRAGG を用いた重いフラグメントの生成に関する計算精度は、3つのコードの中で最も良い。実験値の3倍の範囲内に収まっている。p,d,t, $\alpha$ などの軽いフラグメントの精度が悪い。
- HZETRN コードによる計算精度は、実験値の10倍以内である。

#### 4 まとめと今後の課題

HZETRN、HIBRAGG、QMD の3つのコードによる、重イオン反応におけるフラグメント生成断面積の計算値と実験値を比較した。その結果、質量数4以下の軽いフラグメントの放出に関しては、3つのコードの中で QMD が最も精度が良く、その精度は、実験値の2倍程度であることが分かった。また、質量数が4より大きいフラグメントの生成断面積は、HIBRAGG で用いている Sihver らの式が最も精度が良く、その精度は、1/3 から3倍程度であることが分かった。しかしながら、重イオン反応における断面積の実験値に限られていることから、精度の詳細については引き続き検証してゆく必要がある。

以上を踏まえ、今後、HIBRAGG と QMD を以下のように組み合わせることにより、重イオン反応による被ばく評価を行なう予定である。

1.  $\alpha$ あるいは核子より重いフラグメントに関しては、HIBRAGG により評価する。
2. 核子あるいは $\alpha$ より軽いフラグメント放出の二重微分断面積のデータベースを、QMD コードを用いて作成する。
3. HIBRAGG により計算したフラグメント・エネルギー別のフラックスと、DDX のデータベースを用いて、生成核子のエネルギー・角度スペクトルを作成する。
4. 上記の核子のスペクトルを HERMES コードシステムの入射粒子源とし、核子の輸送については HERMES コードシステムを用いて計算する。
5. HIBRAGG による計算値と HERMES を用いた計算値を合算したものを最終的な結果とする。

#### 5 謝辞

本研究を行なうに当たって、日本原子力研究所 先端基礎開発研究センターの仁井田浩二氏より、QMD 法による計算に際して様々な御協力を頂いたことを、深く感謝致します。

参考文献

- [1] J. W. Wilson *et.al.*, NASA Technical Paper 3146 (1991)
- [2] L. Sihver and T. Kanai, National Institute of Radiological Science Report No. NIRS-M-87, HIMAC-002 (1992)
- [3] K. Niita, S. Chiba, *et.al.*, Phys. Rev. **C52** (1995) 2620
- [4] A.Ono, H.Horiuchi, T.Maruyama and A.Ohmishi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 1185
- [5] L. W. Townsend, J. W. Wilson *et.al.*, NASA Technical Paper 3310 (1993)
- [6] L. Sihver *et.al.*,Phys. Rev. **C47** (1993) 1225
- [7] G. R. Rudstam, Nucl. Phys.**A126** (1969) 401
- [8] R. Silberberg and C. H. Tsao, Astrophys. J. Suppl **25** (1973) 315; **25** (1973) 335
- [9] D. L. Olson *et. al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 1062
- [10] W. R. Webber *et. al.*, Phys. Rev. **C41** (1990) 547
- [11] G. D. Westfall *et. al.*, Phys. Rev. **C19** (1979) 1309
- [12] W. R. Webber *et. al.*, Phys. Rev. **C41** (1990) 520
- [13] J. M. Kidd *et. al.*, Phys. Rev. **C37** (1988) 2613
- [14] D. L. Olson *et. al.*, Phys. Rev. **C24** (1981) 1529
- [15] Y. P. Viyogi *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 33

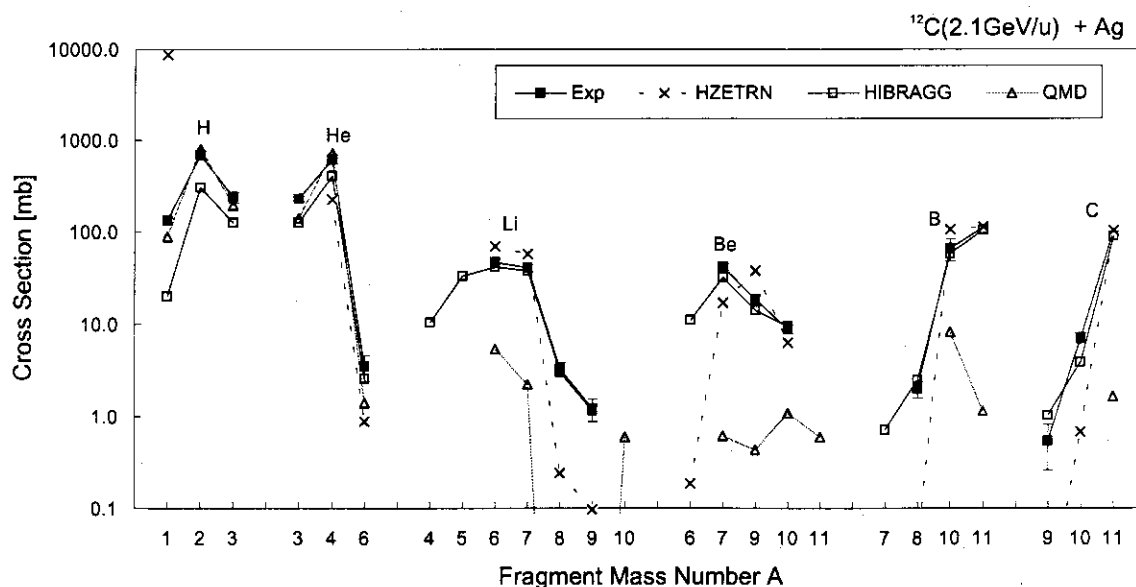


Fig. 1 2.1GeV/uの $^{12}\text{C}$ がAgに入射した場合の入射核破碎によるフラグメント生成断面積  
 ■がOlsonらの実験値[9]、×がHZETRN、□がHIBRAGG、△がQMDによる計算値を示す。陽子のみ放出角度が12.5mrad以内である。

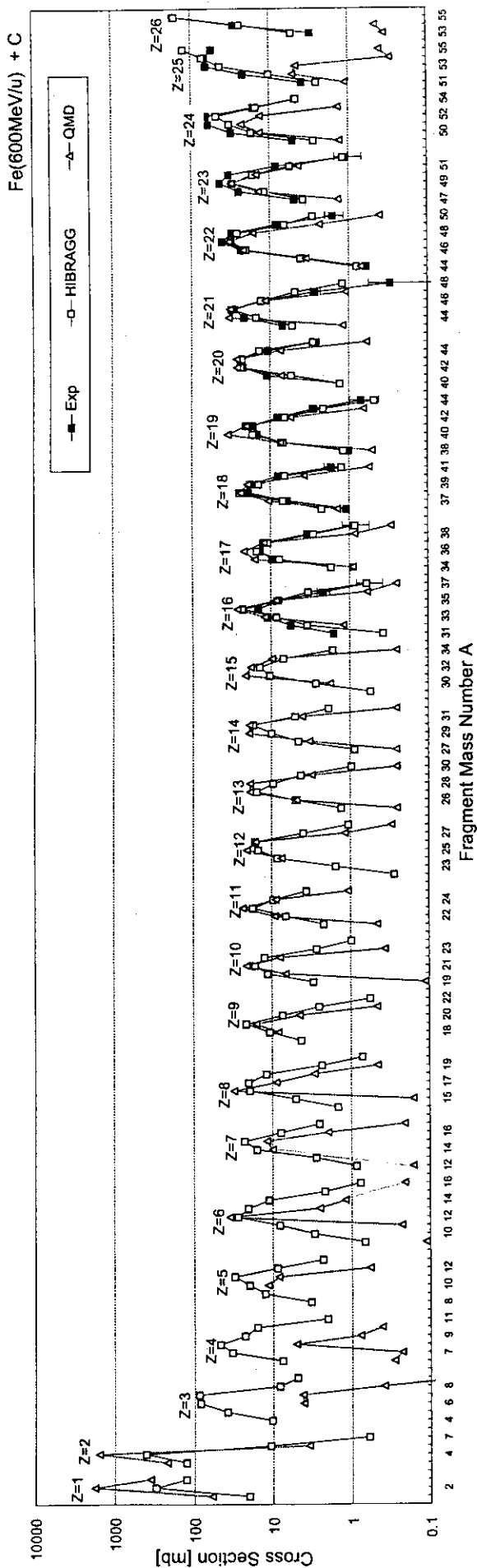


Fig. 2 600MeV/uの<sup>58</sup>FeがCに入射した場合の入射核破碎によるフラグメント生成断面積。■がWebberらの実験値[10]、□がHIBRAGG、△がQMDによる計算値を示す。実験値は、Zが16以上のみ。陽子の断面積(計算値)は放出角度が12.5mrad以内のものに対応している。

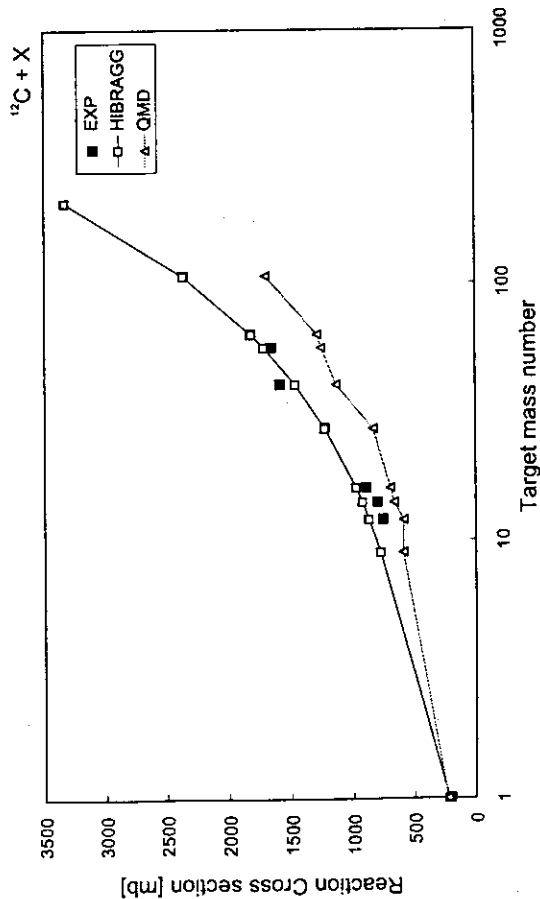


Fig. 3 <sup>12</sup>Cとの反応断面積 ■が実験値[11, 12]、□がHIBRAGG、△がQMDによる計算値を示す。

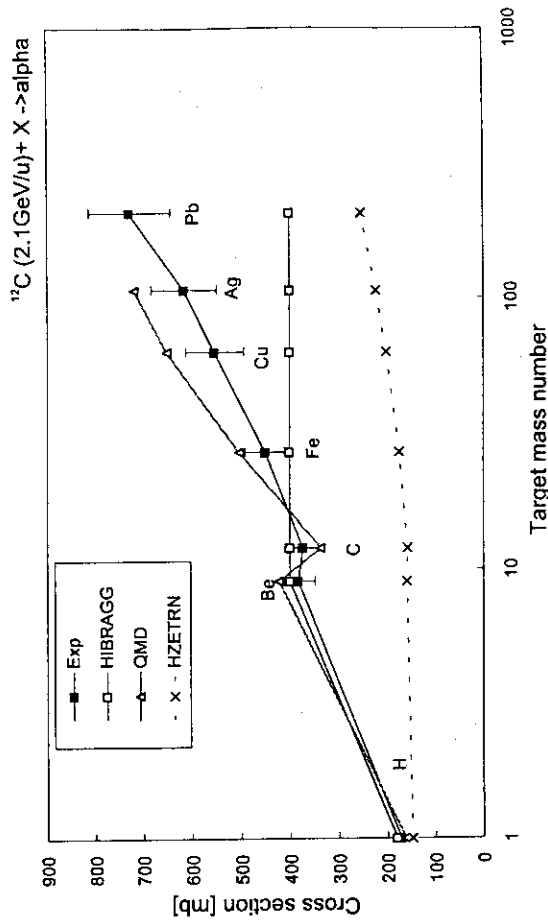


Fig. 4 2.1GeV/uの<sup>12</sup>Cとの反応によるα粒子放出断面積 ■がOlssonらの実験値[9]、×がHZETRN、□がHIBRAGG、△がQMDによる計算値を示す。

## 15. $^4\text{He}$ fragments from the collision of 35 MeV/A $^{14}\text{N}$ with $^{12}\text{C}$ and clustering in colliding nuclei

竹本 宏輝, 堀内 昶, Andreas Engel<sup>1</sup>: 京都大学 理学研究科

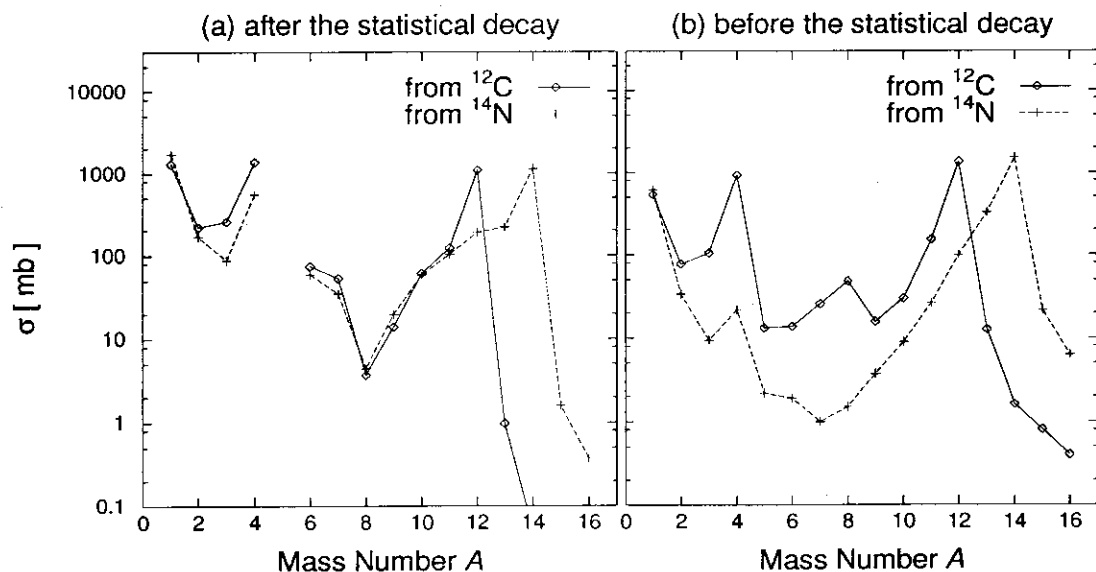
小野 章<sup>2</sup>: RIKEN

### Abstract

本研究は反対称化分子動力学 (AMD) を用いて  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  衝突 (入射エネルギー 35 MeV/nucleon) の計算を行い、 $^{14}\text{N}$  および  $^{12}\text{C}$  からのフラグメント生成を比較することにより、重イオン反応におけるフラグメント生成に核構造を反映するような機構が存在することを明らかにすることを目的とした。質量数分布等の量を比較することにより、 $^{12}\text{C}$  は  $^{14}\text{N}$  よりも  $^4\text{He}$  フラグメントを生成しやすく、この  $^{12}\text{C}$  からの  $^4\text{He}$  フラグメントの生成は反応の比較的早い段階で起こっていることが分かった。また、この機構の特徴はある程度の周縁衝突に於て最も起こりやすく、エネルギーの損失がほとんどない機構であることも分かった。さらに、 $^{12}\text{C}$  の  $3\alpha$  崩壊に注目すると、生成された  $3\alpha$  の相対エネルギーから得られた崩壊する前の  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーは 7 MeV ~ 15 MeV に存在しており、これは  $^{12}\text{C}$  のクラスター構造を持つと考えられている励起レベルのエネルギー領域にちょうど対応しており、重イオン反応のフラグメント生成においてクラスターの自由度の活性化によるクラスター励起が重要な役割を果たしていることが強く示唆された。

### 1. $^{14}\text{N}$ と $^{12}\text{C}$ からのフラグメント生成の相違

#### (a) 質量数分布



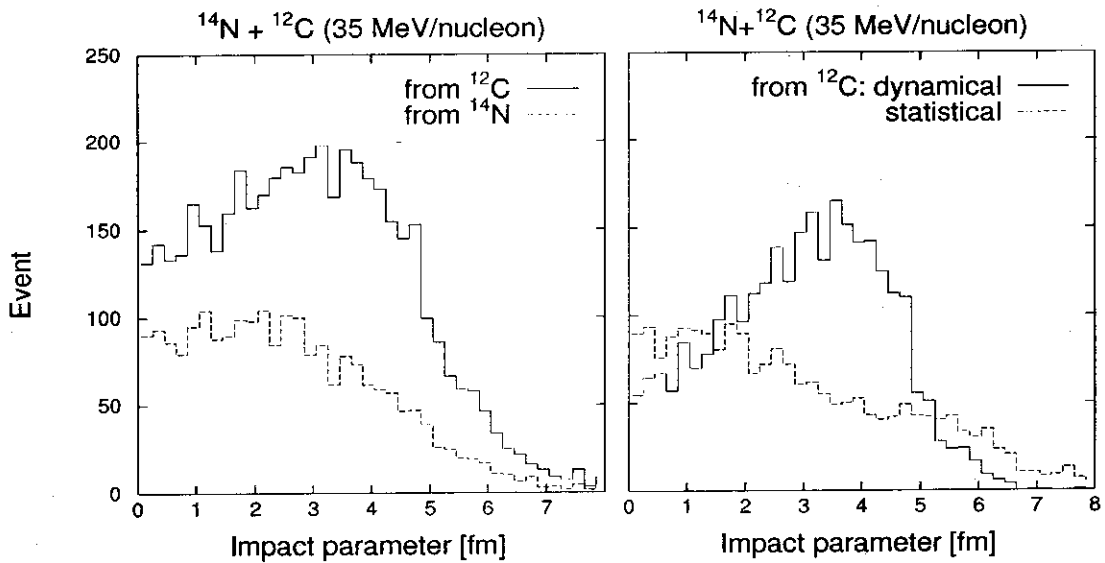
<sup>1</sup>present address: SAP AG, 69190 Walldorf, Germany

<sup>2</sup>present address: 東北大学 理学部



$^{14}\text{N}$  と  $^{12}\text{C}$  からのフラグメントを前方散乱と後方散乱により識別しフラグメントの全生成断面積における質量数分布を比較したものである。左図が統計崩壊後、右図が統計崩壊前での比較であり、両図とも実線が  $^{12}\text{C}$  からのフラグメント、点線が  $^{14}\text{N}$  からのフラグメントの分布である。統計崩壊後の分布（左図）では、 $^{12}\text{C}$  および  $^{14}\text{N}$  からのフラグメント生成の違いが質量数 3、4 の全生成断面積の差に現れている。さらに、統計崩壊前の質量数分布（右図）では、質量数 3、4 のフラグメントの全生成断面積の差がさらに顕著になっている。このことから、 $^{12}\text{C}$  の方が  $^4\text{He}$  フラグメントを生成しやすく、その差はダイナミカルな過程においてさらに顕著になっている。

(b) 衝突径数依存性



$^4\text{He}$  フラグメントが生成される際のインパクトパラメータ依存性を示したものが上図である。左図では、実線が  $^{12}\text{C}$ 、点線が  $^{14}\text{N}$  からの分布である。右図は左図における  $^{12}\text{C}$  の分布をダイナミカルな過程（実線）と統計崩壊過程（点線）に分離したものである。左図において、 $^{12}\text{C}$  と  $^{14}\text{N}$  からの  $^4\text{He}$  フラグメント生成の大きな相違は  $^{12}\text{C}$  からの  $^4\text{He}$  フラグメント生成はある程度入射核と標的核とが重なり合うインパクトパラメータ 3.5 fm 周辺で最も起こりやすくなっていることである。右図から左図に現れていた  $^{12}\text{C}$  からの  $^4\text{He}$  フラグメント生成における 3.5 fm 付近のピークはダイナミカルな過程によるものであることが分かる。このことはダイナミカルに  $^4\text{He}$  フラグメントを生成する際、 $^{12}\text{C}$  はある程度の擾乱を受けなければならないことを示している。

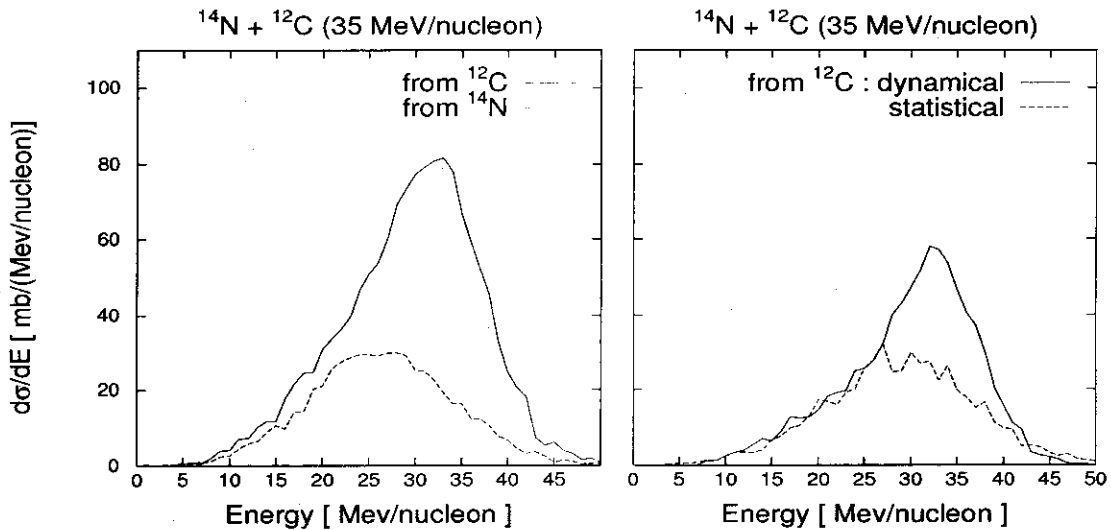
(c) Multiplicity

次の表は  $^{12}\text{C}$  と  $^{14}\text{N}$  からの  $^4\text{He}$  フラグメントの multiplicity を  $^4\text{He}$  フラグメント生成の起こったイベント中での比率として示したものである。 $^{12}\text{C}$  については統計崩壊前後におけるそれぞれの multiplicity のイベントが起こった比率および統計崩壊前から統計崩壊後にかけてのイベントの増加量を百分率で表した。また、 $^{14}\text{N}$  については統計崩壊前ではほとんど  $^4\text{He}$  フラグメントは生成されないので、統計崩壊後の比率のみを示した。この表で興味深いことは統計崩壊後の multiplicity 3 のイベントの占める割合が  $^{12}\text{C}$  よりも  $^{14}\text{N}$  の方が大きいことである。普通に考えると  $^{12}\text{C}$  の方が  $\alpha$  クラスターが発達しやすく 3 つの  $^4\text{He}$  フ

<sup>4</sup> He multiplicity	from <sup>12</sup> C			from <sup>14</sup> N
	統計崩壊前	統計崩壊後	増分	統計崩壊後
1	29.5 %	30.5 %	63.4 %	32.2 %
2	29.1 %	39.4 %	114.1 %	31.7 %
3	41.4 %	30.1 %	14.8 %	36.1 %

ラグメントを生成しやすいように思える。しかしながら、<sup>12</sup>C は1つでも核子を放出するともはや 3α には崩壊できず、この表が示すように multiplicity 2 のイベントが multiplicity 3 のイベントに比べ増加しているのは自然なことである。<sup>12</sup>C から生成される <sup>4</sup>He フラグメントは 2/3 以上がダイナミカルな過程によるものであった。そこで、統計崩壊前に生じた <sup>4</sup>He フラグメントの multiplicity を見ると、<sup>12</sup>C は統計崩壊後に比べ圧倒的に multiplicity 3 のイベントの比率が大きくなっている。また、<sup>12</sup>C について統計崩壊前と統計崩壊後の multiplicity 3 のイベント数を比較してみると、その数は multiplicity 1、2 のイベントに比べ殆ど増えていない。したがって、以上のことから今注目しているクラスター励起による <sup>12</sup>C の 3α への崩壊機構はダイナミカルな過程での、反応の比較的はやい段階で起こっていることが強く示唆される。

(c) エネルギー分布

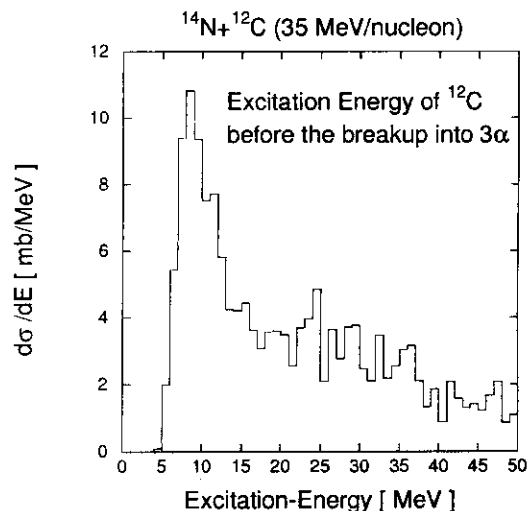


<sup>4</sup>He フラグメントのエネルギー分布における <sup>12</sup>C と <sup>14</sup>N の差を示したものが上図である。比較のために <sup>12</sup>C からの <sup>4</sup>He フラグメントは入射核が <sup>12</sup>C である実験室系で、<sup>14</sup>N からの <sup>4</sup>He フラグメントは入射核が <sup>14</sup>N の実験室系でエネルギー分布を示した。左図では実線が <sup>12</sup>C からの、点線が <sup>14</sup>N からの <sup>4</sup>He フラグメントのエネルギー分布である。右図は左図の <sup>12</sup>C からの分布をダイナミカルな過程（実線）と統計崩壊過程（点線）に分離したものである。左図から <sup>14</sup>N からの <sup>4</sup>He フラグメントは 25 MeV/nucleon の辺りにピークを持ったかなり幅の広い分布をしており、かなりエネルギーを失った <sup>4</sup>He フラグメントが生成されている。これは <sup>14</sup>N からの <sup>4</sup>He フラグメント生成の大部分が中心衝突に於て起こっていることを反

映していると思われる。これに対して、 $^{12}\text{C}$ からの $^4\text{He}$ フラグメントは入射エネルギー 35 MeV/nucleon の辺りにピークを持っており、ほとんどエネルギー損失のない生成機構によって $^4\text{He}$ フラグメントが生成されている。右図から、ダイナミカルな過程により生じた $^4\text{He}$ フラグメントは 35 MeV/nucleon の辺りにピークを持っており、統計崩壊過程により生じた $^4\text{He}$ フラグメントの分布は 30 MeV/nucleon 付近にピークを持っている。このことから $^{12}\text{C}$ における $^4\text{He}$ フラグメントのほとんどエネルギーを失うことのない特徴的な生成機構はダイナミカルな過程において起こっていることが分かる。

## 2. $^{12}\text{C}$ の $3\alpha$ 崩壊過程における励起エネルギー

Multiplicity の解析から、 $^{12}\text{C}$ からの $^4\text{He}$ フラグメント生成のうち 40 ~ 50% が $^{12}\text{C}$ の $3\alpha$ 崩壊であることが分かっている。右図は $^{12}\text{C}$ が $3\alpha$ に崩壊する直前の励起エネルギーの分布である。左図から、明らかにダイナミカルな過程において $3\alpha$ に崩壊する時の $^{12}\text{C}$ の励起エネルギーは約 10 MeV にピークを持ち、7 ~ 15 MeV の範囲に渡って分布している。この励起エネルギー 7 ~ 15 MeV の領域は $3\alpha$ のクラスター構造を持つと考えられる $^{12}\text{C}$ の励起レベルのエネルギー領域にちょうど対応しており、この励起状態を経由して $^4\text{He}$ フラグメントが生成されると言う描像が強く示唆される。



## 3. まとめ

入射エネルギー 35 MeV/nucleon の $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ 衝突において $^{12}\text{C}$ から生成されたフラグメントと $^{14}\text{N}$ から生成されたフラグメントを比較することにより重イオン反応のフラグメント生成における核構造、特にクラスター構造、を反映した機構についての研究を行った。まず、質量数分布を比較することにより、核構造を反映した機構が $^4\text{He}$ フラグメントの生成に現れており、 $^{12}\text{C}$ の方が $^{14}\text{N}$ よりも $^4\text{He}$ フラグメントを生成しやすいことを見た。この $^{12}\text{C}$ の $^4\text{He}$ フラグメントを生成しやすいと言う性質はダイナミカルな過程、すなわち、反応の比較的早い段階で起こっており、また、インパクトパラメータの議論からこの生成機構は入射核と標的核とがある程度の重なりを持った半周縁衝突において最も起こりやすく、ある程度の標的核からの擾乱が必要であると考えられる。さらに、 $^4\text{He}$ フラグメントのエネルギー分布からこの生成過程はほとんどエネルギー損失のない機構であることが示された。以上のことからこの $^{12}\text{C}$ の $3\alpha$ への崩壊は中間励起状態を経由しているのではないかと示唆される。

実際に $^{12}\text{C}$ が $3\alpha$ に崩壊した際の $3\alpha$ の相対エネルギーから崩壊前の $^{12}\text{C}$ の励起エネルギーを求めると、ちょうど 7 MeV ~ 15 MeV の間に存在しており、これは $^{12}\text{C}$ の $3\alpha$ クラスター構造を持つと考えられる励起レベルに対応している。したがって、これらのクラスター構造を持つと考えられる $^{12}\text{C}$ の励起状態が重イオン反応におけるフラグメント生成に大きく関わっていると考えられる。 $^{12}\text{C}$ だけでなくこのようなクラスター構造を持つと考えられる $4n$ -核の励起状態の重イオン反応における役割を明らかにすることはその他のフラグメント生成を研究するうえでも重要なことである。

# 16. KEK-PSにおける マルチフラグメンテーション実験の現状 九州大・理 落石宏之

— KEK-PS E337 Collaborator —

村上哲也、村松良作、村田次郎、安田啓介、三原 智、澤田真也（京都大・理）  
 落石宏之、中村裕之、森信俊平（九州大・理）  
 長谷野雅哉、田中義人、木村喜久雄（長崎総合科学大）  
 江田茂（放射線医学総合研究所）  
 大熊靖夫、芳賀美紀子、三明康朗、八木浩輔（筑波大・物理）  
 菅谷頼仁（東京農工大・工）  
 柴田徳思（東京大学原子核研究所）  
 上養義朋（理化学研究所）  
 田中万博、山野井豊（高エネルギー物理学研究所・物理）

我々の実験グループは、高エネルギー物理学研究所陽子シンクロトロン（KEK-PS）で加速される 12GeV 陽子、20GeV  $\alpha$  粒子を金、銀ターゲットに照射し、放出される中重核破砕片（Intermediate mass fragment; IMF）のエネルギー分布、角度分布、相関分布、平均多重度等を測定した（E288 実験）。この実験の準備状況から測定結果の一部については、過去の研究会において3回報告を行なっている [Ref.1]。今回は実験結果をまとめると共に、現在進行中の実験（E337 実験）の準備状況を報告する。

## 1 E288 実験

E288 実験では Bragg-Curve Counter(BCC) と呼ばれる 2 台のガスカウンターが新たに開発され [Ref 2]、これらがビームラインに設置された直径 1.5m の真空散乱槽中に据え付けられた。角度分布測定用四連 BCC(“four-in-one BCC”) を真空槽中の回転台上に置き、20 度ステップの 4 つの角度方向に放出された IMF を同時に測定可能になるようにした。IMF の角度分布を得るため、“four-in-one BCC” については前方（実験室系で 30°, 50°, 70°, 90°）と、後方（実験室系で 90°, 110°, 130°, 150°）の位置での測定をおこなった。多重度測定用大立体角 BCC(“large-acceptance BCC”) はビームを挟んで反対側の実験室系 90° に設置した。これまでのデータ解析の結果、以下にまとめたような数多くの興味深い事実を見出した [Ref.3]。

### inclusive Data

(i) 金及び銀ターゲットから放出されるナトリウムのエネルギースペクトルを図 1 に示す。観測した全ての IMF のエネルギースペクトルは、通常の Maxwell-Boltzmann 分布的な形を持っていた。moving source 模型による fit 曲線を図中に示してあるが、定性的な傾向はこれで良く再現されている。fit によって得られた温度パラメータは、どちらのターゲットでも約 9-12 MeV であった。

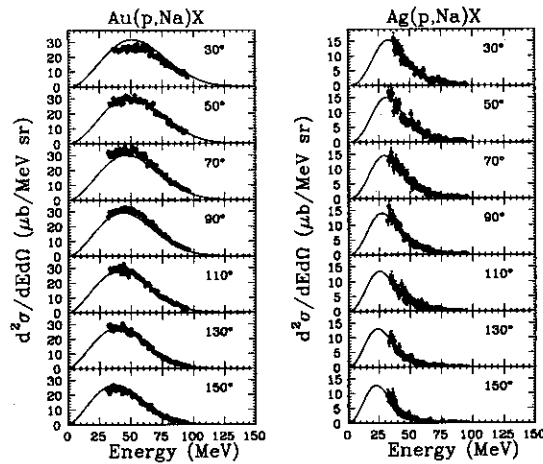


図 1: それぞれの角度で得られた Na の inclusive なエネルギースペクトル。左が Au+p 反応で、右が Ag+p 反応である。図中の実線は moving-source-model fit の結果である。

(ii) 図 2 に金、銀ターゲットからの幾つかの IMF の角分布を示す。金ターゲットの場合にはどの IMF の角分布も 70° ピークである。銀ターゲットにおいても 70° ピークの成分があるようにも見えるが、金の場合ほど明確でない。20 GeV  $\alpha$  粒子によって金ターゲットから放出されるナトリウムの角分布のデータが挿入されているが、12 GeV 陽子によるものとはほぼ同一の特徴を示していることが分かる。

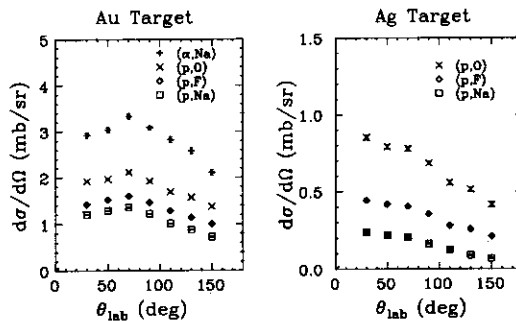


図 2: 12 GeV 陽子と 20 GeV  $\alpha$  粒子の入射反応で生成された IMF の角度分布。左が金ターゲット、右が銀ターゲット。

(iii) Invariant cross section を  $v_t-v_t$  平面にプロットした絵を図 3 に示す。この図を見れば 70° ピークの性質をより詳しく調べることができる。ここで  $v_t$  と  $v_t$  はそれぞれ放出された IMF の持つビーム軸方向とそれに垂直な方向の速度成分である。金ターゲットの場合、特徴的な 70° 方向に向いた流れが低い運動エネルギー領域で見られ、高い運動エネルギー領域ではゆっくりビーム方向に進む発生源から等方に放出された成分が支配的であることが分かる。一方、銀ターゲットの場合は等方成分しか存在しないように見える。この等方成分の発生源の持つ速さは金、

銀いずれの場合についても $\beta=0.005-0.006c$ であった。

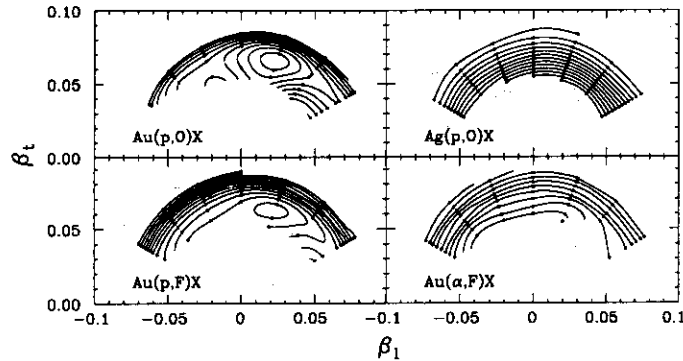


図 3: Invariant cross section の等高線図。図の縦軸と横軸は、IMF が持つ速度のビーム方向に対して垂直及び平行成分である。

### Correlation Data

“four-in-one BCC” のうちのひとつと、反対側  $90^\circ$  に設置した “large-acceptance BCC” の間で観測された二体相関がほとんどであった。ここで核分裂的な事象を除くために、核子当たりのエネルギーが 1.2 MeV 以上の IMF 同士の相関だけに注目する。“large-acceptance BCC” で検出される IMF と相関する IMF の角度分布を図 4 に示す。同じゲート条件で作った inclusive な角度分布 (図 5) と比較すると、inclusive なものと同じように角度分布は  $70^\circ$  にピークを持つが、等方成分が inclusive なものと違って顕著に減少していることが分かる。つまり、コインシデンス測定においても一つの IMF をビームに対して反対側の  $90^\circ$  に要求した場合、角度分布は側方ピーク成分が強調され、かつ等方成分が抑制される。コインシデンスを取ることで、IMF 多重度がより高い事象を選んでいると考えられるので、このことは

- 等方分布する IMF 生成機構  $\Leftrightarrow$  IMF 多重度が低い事象
- $70^\circ$  ピークを有する IMF 生成機構  $\Leftrightarrow$  IMF 多重度が高い事象

である事を暗示している。最近の GSI における金ビームを用いた実験の結果から、核反応から生じる IMF の多重度と反応の衝突径数の間に強い相関があることが示されている [Ref.4]。つまり高い IMF 多重度の事象は、入射粒子が標的核の中心付近を貫通している (central collision である) 確率が高い事象であるといえる。また単に同時計数があるというだけでは無く、“反対側” に多くの相関事象が存在するという事から、 $70^\circ$  ピークを有する機構は、IMF の発生源の何らかの幾何学的形状を反映しているものと思われる。我々はこの  $70^\circ$  ピークを作る事象が、最近理論のシミュレーションによって重イオン同士の衝突の際に作られると予言されている「膨張してゆくドーナツ型原子核」[Ref.5] と同様なもの関係するのではないかと考えている。このアイデアは、我々がこの問題について議論した GSI を始めとするいろいろな研究所の多く

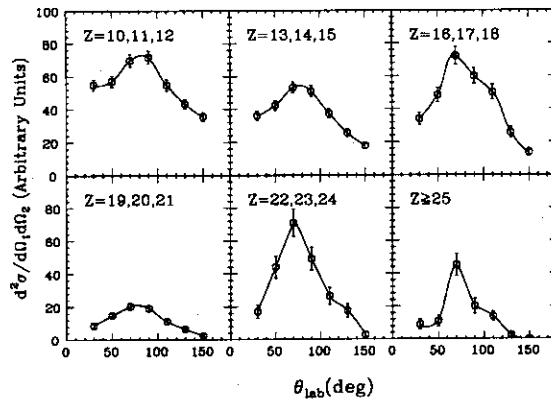


図 4:  $E_p=12\text{GeV}$  の  $\text{Au}(p,X)$  反応において、 $\theta_{\text{lab}}=90^\circ$  に置かれた “large-acceptance BCC” で検出された IMF とコインシデンスする IMF の角度分布。十分な統計を得るために 3 つの element を足している。

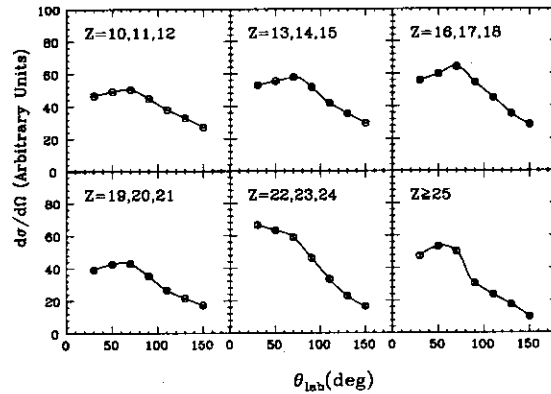


図 5:  $E_p=12\text{GeV}$  の  $\text{Au}(p,X)$  反応の inclusive な IMF の角度分布。図 4 と同じゲートが使われている。

の実験・理論研究者にも支持されている。しかし、E288 実験ではビームの反対側に設置した “large-acceptance BCC” の角度を  $90^\circ$  だけに固定したので、このことを詳しく考察するに必要な情報が得られなかった。

これらの解析と平行して、我々は理論家の協力の下にデータに対する考察を進めてきた。そして最近、日本原子力研究所の丸山智幸氏が開発した核子当たり  $5\text{GeV}$  までの原子核反応を信頼できる水準で計算できるシミュレーションコード (RQMD/S) を使えば、我々が測定した  $20\text{GeV}$  での  $\text{Au}+\alpha$  反応から放出される IMF の角分布が定性的に再現できることが分かった [Ref.6]。この計算によると、 $\alpha$  入射エネルギー  $20\text{GeV}$  の反応では、膨張してゆくドーナツ型の IMF 放射源が作られることが予言されている。

## 2 E337 実験

衝突パラメターに対応する情報を得るためには、IMF の多重度の情報をより正確に得られるように、E288 実験で用いたよりも多くの BCC を使う必要があると考え、我々はより多くの BCC を用いた実験を進行中である (E337 実験)。この実験のセットアップは図 6 のようになっている。一平面を完全に覆うために “four-in-one BCC” を 2 台、それに “four-in-one BCC” の半分の大きさの角分布測定用重連 BCC を 2 台用いる。さらに “large-acceptance BCC” を大幅に改造して大立体角化・内部分割化を図り、内部が 25 分割した大型多重度測定用 BCC を用意する。この大きな円錐形をした BCC を真空槽の上部に設置して、off-plane の角度相関と IMF の多重度に関する情報を得る。このようなセットアップを用いて立体的な相関の有無を調べ、IMF の源の幾何学的形状に関する情報をより詳しく抽出することを目指している。

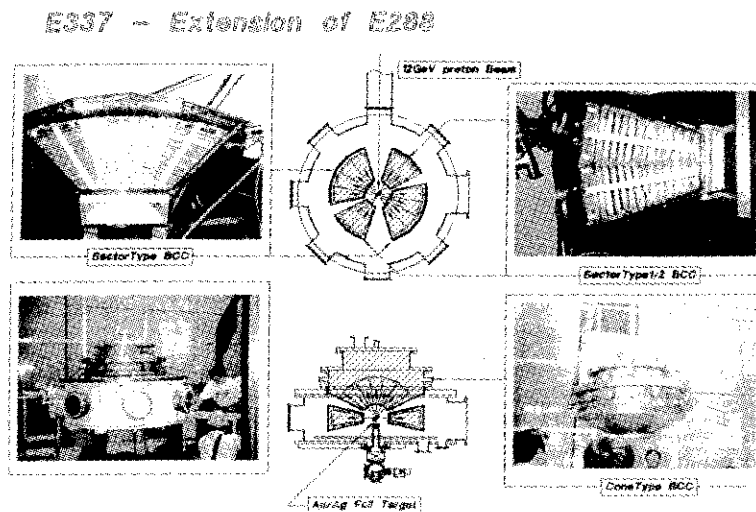


図 6: E337 実験のセットアップ

実験の準備は順調に進み、セットアップは既に新しいビームラインに設置されている。本研究会開催中の 12 月 18 日～22 日にかけて、12GeV 重陽子ビームを用いて初めてのカウンターテスト実験が行なわれ、カウンター及びデータ収集系が正常に作動していることを確認した。

### 参考文献

- [1] 落石宏之他, 第 1 回ハドロン多体系のシミュレーション研究会報告集 **94-028** (1994) 81.  
安田啓介他, 第 2 回ハドロン多体系のシミュレーション研究会報告集 **95-012** (1995) 31.  
落石宏之他, 第 2 回ハドロン多体系のシミュレーション研究会報告集 **95-012** (1995) 36.
- [2] H. Ochiishi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. (in press).
- [3] K.H. Tanaka *et al.*, Nucl., Phys. **A583** (1995) 581c.
- [4] J. Hubele *et al.*, Z. Phys. **A340** (1991) 263.
- [5] W. Bauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1888.
- [6] 丸山智幸, 本研究会報告



## 17. Multifragmentation through Exotic Shape Nuclei in $\alpha(5\text{GeV/u}) + \text{Au}$ Reactions

Tomoyuki Maruyama

Advanced Science Research Center,  
Japan Atomic Energy Research Institute,  
Tokai, Ibaraki 319-11, Japan

### Abstract

We simulate the fragmentation processes in the  $\alpha + \text{Au}$  collisions at the bombarding energy 5 GeV/u using the simplified RQMD approach. The statistical decay calculation is connected to obtain the final state. We find from the simulation that the residual nucleus created by this collision has an annular eclipse shape, and then expands more strongly to the transverse direction than to the beam-direction. Then the angular-distribution of the intermediate mass fragments has a sideward peak; this result explains the experimental result.

Multifragmentation attracts attention as one of the most important aspects of light- and heavy- ion reactions in the high energy region [1]. It is speculated that the decay of a highly excited nuclear system carries the information about the nuclear EOS and the liquid-gas phase transition of low density nuclear matter. Recently, the KEK experimental group has reported very interesting results for the distribution of the intermediate mass fragments (IMF) in proton (12 GeV) and alpha (5 GeV/u) induced reactions [2]. The experimental data for the angular-distributions of IMF have clear peaks at  $\theta_{\text{lab}} = 70^\circ$ .

In this reaction we can easily consider that some high energy pions, protons and light fragments such as deuteron are emitted forwards immediately after starting the collision, and then that IMF are formed through the thermal decay of a hot residual nucleus. If the hot residual nucleus decays isotropically, the angular-distribution of IMF should have a forward peak. In the actual process, hence, the residual nucleus is expected to expand more strongly to the transverse direction than to the beam-direction. In this letter, we analyze this fragmentation process by using the dynamical simulation incorporated with the statistical decay model.

The QMD approach [3] is commonly used as a dynamical model for the theoretical study of fragmentation. Toshiki. Maruyama et al. [4] and T. C. Sanger et al. [5] have succeeded to reproduce experimental data of heavy-ion collisions around several ten MeV/u by using QMD with the statistical decay model [6,7]. Thus it is natural to apply this QMD approach to the high energy region, since the reaction process cannot be determined experimentally without any theoretical analysis. At relativistic energy, however, the Lorentz covariant transport approach is desired because all nuclei and fragments must hold the consistent phase-space distribution under the Lorentz transformation. In fact, these effects clearly appear in the multiplicity of alpha particles in the heavy-ion collisions even at  $E_{\text{lab}} \sim 1$  GeV/u [8]. Therefore the Relativistic QMD (RQMD) approach [9,10] must be the most useful theoretical model for the present purpose.

The RQMD [9] is formulated to describe the interacting  $N$ -body system in a fully Lorentz covariant way based on the Poincare-Invariant Constrained Hamiltonian Dynamics [11]. The

position  $q_i$  and momentum coordinate  $p_i$  of the  $i$ -th nucleon are defined as four-dimensional dynamical variables and the functions of the time evolution parameter  $\tau$ . The time-evolution of these dynamical variables are determined by  $2N$  constraints ( $N$ : the number of particles), i.e., the on-mass-shell conditions and the time-fixations. The on-mass-shell constraints are given by

$$H_i \equiv p_i^2 - m_i^2 - 2m_i \tilde{V}_i = 0, \quad (1)$$

where  $m_i$  and  $\tilde{V}_i(q_j, p_j)$  is a mass and a Lorentz-scalar quasi-potential. The detailed form of the quasi-potential is determined by the requirement that the equation of motion agrees with the non-relativistic one in the low energy limit [9,10]. Whereas the argument of the potential in the non-relativistic framework is a square of the relative distance between two nucleons  $\mathbf{r}_{ij}^2$ , in the RQMD it is replaced by a square of the relative distance at the rest frame of their CM system,

$$-q_{Tij}^2 = -q_{ij}^2 + \frac{(q_{ij} \cdot p_{ij})^2}{p_{ij}^2}, \quad (2)$$

with

$$q_{ij} = q_i - q_j, \quad p_{ij} = p_i + p_j. \quad (3)$$

This change from  $\mathbf{r}_{ij}^2$  to  $-q_{Tij}^2$  causes the attractive force inside nuclei stronger in the beam-direction than in the transverse direction and leads to the Lorentz contracted phase-space distribution of fast moving matter. Hence this RQMD approach must be very useful to obtain the fragment distribution theoretically because the excitation energy of fast moving nuclear fragments can be evaluated without any ambiguity caused by the boost [8].

There are, however, two kinds of problems to apply the RQMD approach to the present analysis of the  $\alpha + \text{Au}$  collision. One is the too long CPU time to calculate this reaction by the RQMD code. The other is the energy conservation problem. In RQMD, it is not easy to satisfy the energy conservation after the meson production and absorption. The change of the particle number due to the meson production and absorption breaks the time fixation.

Thus we have to resolve the equations of the constraints (the on-mass shell condition and the time-fixation) again. But this procedure leads to the discontinuity of particle coordinates and causes the change of the total energy. Particularly the latter problem is too serious to study the fragmentation process because IMF multiplicities are dominantly determined by the excitation energy of the residual nucleus.

In order to avoid these difficulties we propose the simplified version of RQMD (RQMD/S) in the following way. Sorge et al. [9] have given the time-fixation to require equal time coordinates of two colliding particles in their center-of-mass system in the dilute gas limit. However a choice of the time fixation is completely ambiguous except for the non-relativistic limit and the cluster separability [9]. We thus take the time fixations to equalize the time evolution parameter  $\tau$  and all time coordinates of baryons and mesons as

$$\begin{aligned}\chi_i &\equiv \hat{a} \cdot (q_i - q_N) = 0 \quad (i = 1 \sim N - 1), \\ \chi_N &\equiv \hat{a} \cdot q_N - \tau = 0,\end{aligned}\tag{4}$$

where  $\hat{a}$  is a four-dimensional unit-vector taken as  $(1; \vec{0})$  in the reference frame. By this simplified choice of the time fixations, the energy conservation after the change of particle number is always satisfied. Though the time-coordinate has a physical meaning only in the reference frame, the above time-fixations are still defined in a Lorentz covariant way.

To reduce the computation time, in this work, we make an approximation that the momentum coordinate  $p_i^0$  in the argument of the quasipotential is replaced by the kinetic energy  $\varepsilon_i = \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}$ . This approximation does not affect final results because the quasipotential is much smaller than the kinetic energy in the relativistic energy region.

Now we investigate the origin of the experimental results for the IMF angular-distribution by simulating the dynamical stage of  $\alpha(5 \text{ GeV/u}) + \text{Au}$  collisions with RQMD/S. The actual calculations are made in the following ways. First the initial distribution at rest is made by the cooling method [14] and boosted according to the bombarding energy. Second we perform the RQMD/S calculations and obtain the dynamical fragment distribution. Third we boost each dynamical fragment to its rest frame and evaluate its excitation energy.

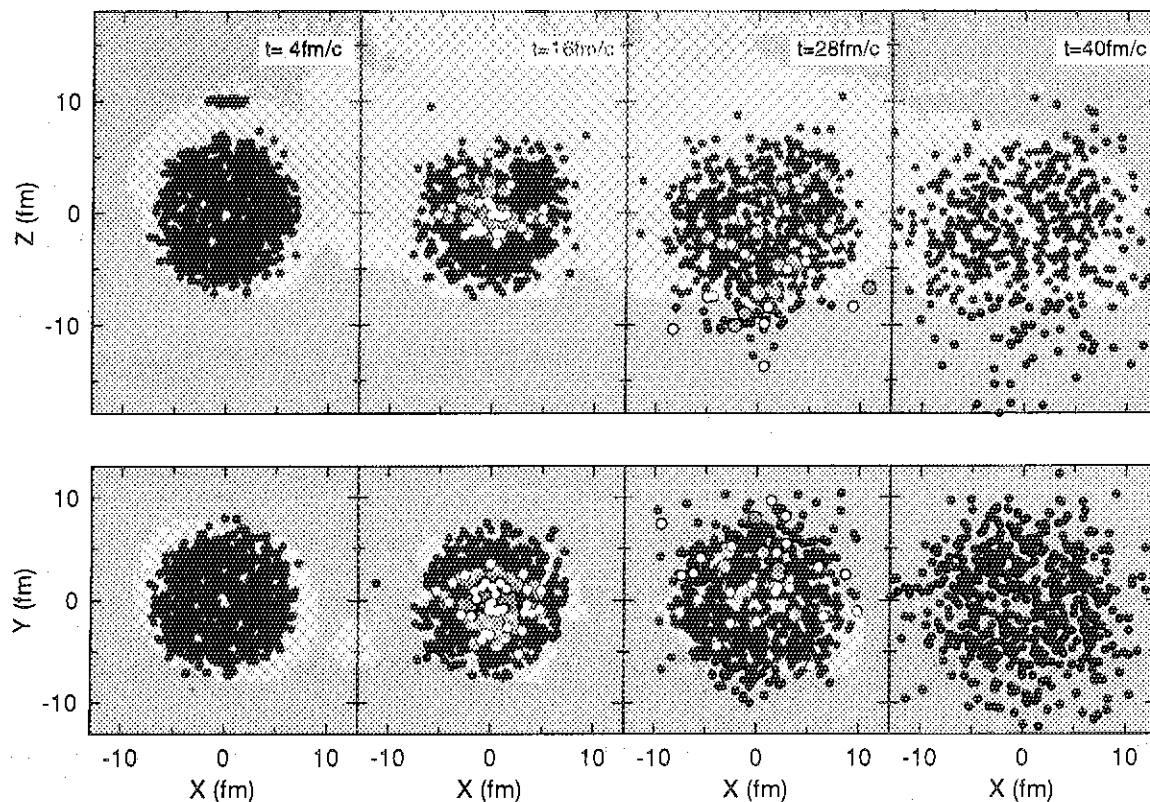
Finally we calculate the statistical decay [6] from the dynamical fragments and obtain the final fragments distribution.

We use a Skyrme-type interaction with HARD EOS (the incompressibility  $K = 380$  MeV) parameterized in Refs. [3,13] for the effective interactions. In addition, the symmetry force and the Coulomb force is also introduced to get a correct isospin of a fragment in the simulation. The Lorentz scalar Coulomb force can give correct effects to particle motions in a relatively low energy region inside the fast moving matter.

As a cross-section of two baryon collisions we use the Cugnon's parameterization [15] for an elastic channel and the Wolf's formulation [12,16] for inelastic channels including three baryonic resonances:  $\Delta$ ,  $N^*(1440)$  and  $N^*(1535)$ . These resonances can decay into nucleons and mesons ( $\pi$  and  $\eta$ ) [16]. As for the parameters of the inelastic channels we use the values used in Ref. [17], since the parameters used in Ref. [12,16] give unphysical large cross sections above  $E_{\text{lab}} = 1.5$  GeV [17].

In this work we use two kinds of the width parameter  $L$  for the Gaussian wave packets. The one (case I) is that  $L = 0.92\text{fm}$  given by Ref [4]. The other (case II) is that  $L = 0.625\text{fm}$ . The stationary properties and the stability of ground states made by the cooling method [14] with these parameters are almost the same. The difference of these two cases is, however, appeared in the dynamical process, i.e., the nucleus is much stable against the weak external disturbance in the case I than in the case II. We then simulate the fragmentation processes with different dynamical properties by changing the width parameter  $L$  for the Gaussian wave packets.

We show the baryon and pion distributions in the coordinate space every 4 fm/c time step, projecting on the  $xz$ - plane, restricted with positions  $|y| < 1\text{fm}$  (upper columns), and the  $xy$ - plane, restricted with positions  $|z| < 1\text{fm}$  (lower column), in Fig. 1 (case I) and Fig. 2 (case II). These figures include the results of twenty simulations for the impact-parameter  $b = 0$  fm, and the black, gray, and white circles denote the nucleons, resonances and mesons, respectively.



**Fig. 1:** The time evolution of the baryon and meson distributions in the coordinate space at time steps 4, 16, 28 and 40 fm/c in  $\alpha(5 \text{ GeV}/u) + \text{Au}$  collisions for the impact-parameter  $b = 0 \text{ fm}$  in the case I. The upper columns show the distributions on  $xz$ -plane, restricted as  $|y| < 1 \text{ fm}$ , while the lower columns on  $xy$ -plane, restricted as  $|z| < 1 \text{ fm}$ . The black, grey, and white circles denote the nucleons, resonances and mesons, respectively.

Around the time step  $t = 16 \text{ fm}/c$  a lot of resonances and pions are produced and propagate forwards in both cases. After  $t = 28 \text{ fm}/c$ , these high energy pions and nucleons are emitted forwards. At this moment, the shapes of residual nucleus are different between two cases. In Fig. 2 (case II), the big empty region appears in the center; namely the intermediate residual nucleus with the annular eclipse shape is constructed through the reaction. After that this exotic residual nucleus slowly expands sideways, and finally nucleons gather, connect and form many fragments. Apparently this fragmentation process is the multifragmentation. On the other hand, in Fig. 1 (case I), the whole nucleons ex-

pand almost isotropically emitting the nucleons and finally the center part is shrunk again and form one big fragment with the small forwards velocity. Please note that the shape of the intermediate residual nucleus in the case II is similar to that in Ref. [18]. However both formation processes are quite different, and our process does not produce so clear ring/doughnut shape.

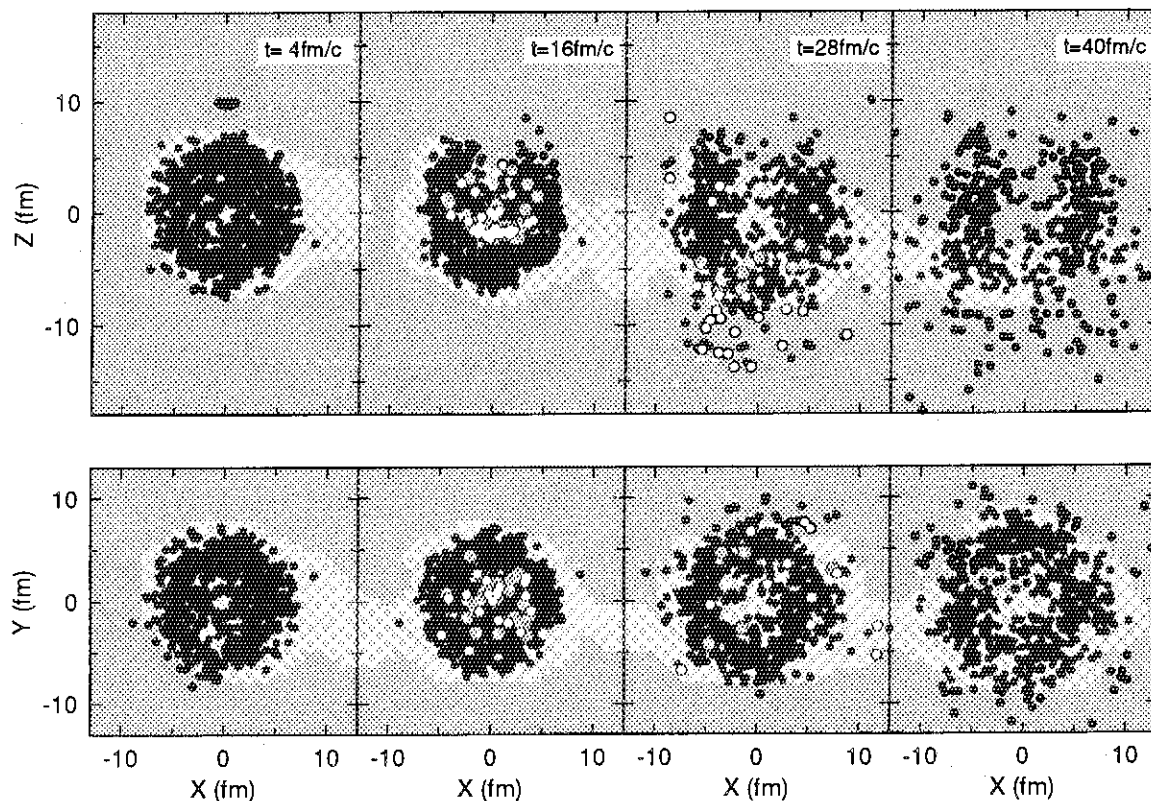
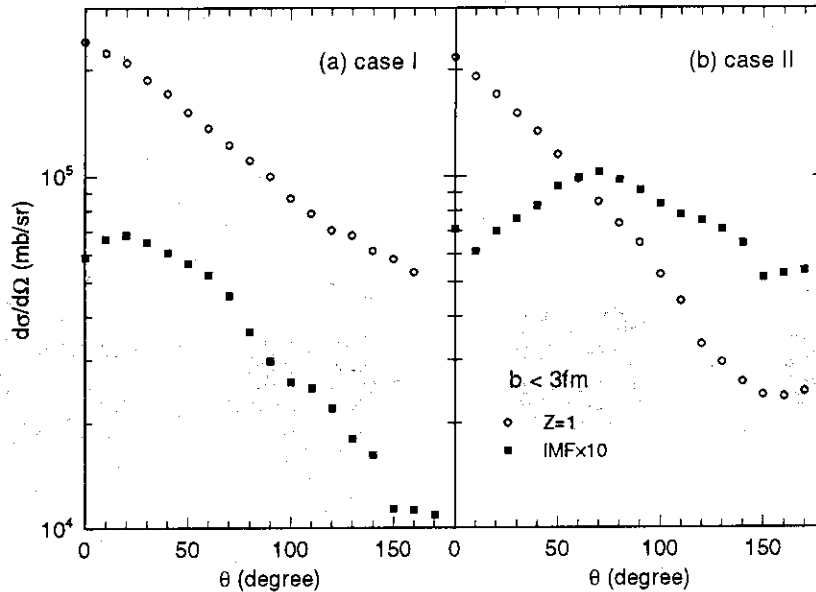


Fig. 2: The same figure of the Fig. 1, but in the case II.

In Fig. 3, we show the angular-distribution of two kinds of fragments with charge  $Z = 1$  (open circles),  $3 \leq Z \leq 20$  (IMF) (full squares), for the case I in Fig. 3(a) and for the case II in Fig. 3(b), where events are restricted with the impact-parameter  $b < 3 \text{ fm}$ . In the case I, the angular distributions of the two kinds of fragments both have a forward peak. In the case II, however, the IMF angular-distribution has a sideward peak and this result agrees with the experimental one qualitatively. Furthermore, more IMFs are created in the case II than in the case I. We have found in the simulations that this sideward peak of the

IMF angular distribution is very much correlated with the shape of the intermediate residual nucleus, i.e. the annular eclipse shape.



**Fig. 3:** The angular-distributions of fragments for the case I (a) and case II (b):  $Z = 1$  (open circles) and  $3 \leq Z \leq 20$  (full squares). The cross-section for the second fragment is multiplied by 10. Events are restricted with the impact-parameter  $b < a$  fm.

In the residual nucleus, the mean-field is attractive and tends to gather the nucleons in the side-directed expansion. In the case I, the attractive mean-field is relatively stronger than that of case II in the course of collision. Therefore the nucleons form a large compound nucleus, and then IMFs are created through the evaporation and the binary fission. Since this residual nucleus moves slightly on the beam-direction, the IMF angular-distribution has the forward peak in the case I (Fig. 3a). By the same reason, the difference of the IMF multiplicities between case I and case II can be explained because the evaporation and binary fission create less IMFs than the multifragmentation.

From these results we can conclude that the  $\alpha + \text{Au}$  reaction at 5 GeV/u constructs a hot nuclear system with the annular eclipse shape in the central collision. This exotic residual nucleus expands sideways and causes a multifragmentation. As a result of this



process the IMF angular-distribution has a side-directed peak. Thus this experimental result must be a clear evidence of the multifragmentation.

Of course all collisions do not construct the annular eclipse nucleus; the shape of the residual nucleus depends on the impact-parameter. The annular eclipse shape appears only in the cases of the central and semi-central collisions. The peripheral collisions does not cause the multifragmentation and give the forward-peaking angular-distribution. However they do not contribute so much to the cross-section because the IMFs cannot be often produced. In the middle impact-parameter region, on the other hand, the residual nucleus has a partial eclipse and expands sideways. Such a process also makes the side-directed peak of the IMF angular-distribution. Thus the sideward peak of the IMF angular distribution observed in the experiment are given from both the annular eclipse and partial eclipse processes. Recently, in fact, the KEK group chooses rather central events with the IMF coincidence and show more sharp peak [19] than that in Ref. [2] at  $\theta_{lab} = 70^\circ$ .

Finally we should give one more comment. In this work we simulate the different instability of the dynamical processes by changing the width parameter of the Gaussian wave packets. The width of the Gaussian wave packets in the simulation, however, is not directly connected to the physical quantities; the nuclear EOS or the effective interactions. Thus we need more physical investigations for the dynamical instability of the collisions by changing the physical inputs of the simulation. One candidate is the repulsive momentum-dependent force, which is not considered in the present work, especially the side-directed Lorentz force from the vector field [20].

The author would like to thank Prof. H. Horiuchi, Drs. A. Iwamoto, K. Niita, K.H. Tanaka, T. Murakami and Toshiki Maruyama for the useful discussions. Dr. A. Ohnishi and Mr. Y. Nara give the initial distribution for the RQMD/S simulations. This work is financially supported in part by the RCNP, Osaka University, as a RCNP Computational Nuclear Physics Project (Project No 94-B-04).

## REFERENCES

- [1] For example, L.G. Moretto and G.J. Wozniak, *Ann. Rev. Nucl. Part. Science* **43**, 379 (1993); A. S. Botvina et al., GSI-94-36 Preprint and references therein.
- [2] K.H. Tanaka et al., *Nucl. Phys.* **A583**, 581 (1995).
- [3] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202**, 233 (1991), and reference therein.
- [4] T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **87**, 1367 (1992).
- [5] T. C. Sangster et al., *Phys. Rev.* **46** 1404 (1992).
- [6] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys.* **A280**, 267 (1977).
- [7] For example, J. S. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* **A443**,321 (1985);  
A. S. Botvina et al., **A507**, 649 (1990).
- [8] T. Maruyama, T. Maruyama and K. Niita, *Phys. Lett.* **B358**, 34 (1995).
- [9] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, *Ann. of Phys.* **192**, 266 (1989).
- [10] T. Maruyama, S.W. Huang, N. Ohtsuka, G.Q. Li, A. Fässler and J. Aichelin, *Nucl. Phys.* **A534**, 720 (1991).
- [11] For Example, P.A.M. Dirac, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 392 (1949);  
J. Samuel, *Phys. Rev.* **D26**, 3475, 3482 (1982).
- [12] Gy. Wolf, G. Batko, W. Cassing, U. Mosel, K. Niita and M. Schäffer, *Nucl. Phys.* **A517**, 615 (1990).
- [13] G. F. Bertsch and S. Das Gupta, *Phys. Rep.* **160**, 189 (1988).
- [14] T. Maruyama, A. Ohnishi and H. Horiuchi, *Phys. Rev* **C42**, 386 (1990).
- [15] J. Cugnon, T. Mizutani, J. Vandermeulen, *Nucl. Phys.* **A352**, 505 (1981).
- [16] Gy. Wolf, W. Cassing and U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A545**, 139c (1992).

- [17] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara and A. Iwamoto, submitted to Phys. Rev. C.
- [18] W. Bauer, G. F. Bertch and H. H. Schultz, Phys. Rev. Lett. 69 1888 (1992).
- [19] T. Murakami et al., private communication.
- [20] B. Blättel, V. Koch and U. Mosel, Rep. Prog. Phys. 56 (1993) 1;  
T. Maruyama, W. Cassing, U. Mosel, S. Teis and K. Weber, Nucl. Phys **A552**, 571 (1994).

## 18. Spontaneous fission viewed as the many-body tunneling process

Akira Iwamoto

Advanced Science Research Center, JAERI  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-11 Japan

**Abstract** We propose a model for spontaneous fission based on Vlasov equation in real- and imaginary-time. We define suitable collective variables from the solution of the Vlasov equation and use the imaginary time technique for the dynamics below the Coulomb barrier. We demonstrate: 1) the stability of the Vlasov solution; 2) the ability of this model to describe the total fission process; 3) the good reproduction of the relative kinetic energies of fission fragments.

To attack the spontaneous fission dynamics from a many-body point of view, we proposed a model[1] based on the Vlasov dynamics. We will briefly review this model and present some results of numerical calculations.

The basic model is the Vlasov equation:

$$\partial f(r, p, t) / \partial t + \{h(r, p, t), f(r, p, t)\} = 0 \quad (1)$$

$$h(r, p, t) = T + U(\rho)$$

where  $f(r, p, t)$  is the one-body phase-space distribution function,  $\{ , \}$  is the Poisson bracket,  $h(r, p, t)$  is the Hamiltonian with  $T$  the kinetic energy term and  $U(\rho)$  is the mean field where  $\rho$  is the density. This equation is the classical analog of the TDHF equation, which is obtained after the Wigner transform of TDHF equation in the limit of small  $\hbar$ . The classical nature of our model comes from this fact. One possible and promising way to incorporate the "shell" effect in the model is to include the higher order terms in the expansion of  $\hbar$  in Wigner transformation of TDHF [2] which is under consideration for our future work. The Vlasov equation (1) is solved by means of the test particle method. [3]. The number  $n_{tp}$  of test particle per nucleon should be very large to get the exact solution but for practical purpose, we need to stop at some finite number. In [1], we checked the stability of the ground state by changing  $n_{tp}$ . We found that  $n_{tp}=4,000$  gave a reasonably stable ground state for actinide nuclei. In this paper, we also use this number for the numerical calculations.

For the mean field, we used a simple Skyrme force with 225MeV compressibility and the symmetry energy term. We thought that the surface term is inevitable for the fission study and introduced the term which is written as

$$c_s \nabla^2 \rho \quad (2)$$

As a standard value, we will use  $c_s = -6.5 / \rho_0^{5/3} \text{MeV} = -153 \text{MeV} \cdot \text{fm}^5$ . For the description of the dynamics below the barrier, we used the same method as [1], which was originally developed for the description of subbarrier fusion reactions [4]. The idea is to choose a set of variables which describe the fissioning motion. For simplicity, we choose the distance  $R$  between the centers

of two fragments and its conjugate momentum  $P$ . This choice is good after two fragments well develop but may not be the best choice before. To account for the mass-asymmetric fission we use the simplest assumption that the mass ratio is fixed from the beginning. We divide the nucleus into two parts by a dividing plane where the mass ratio of the right and the left part is equal to the given mass asymmetry. Then the explicit definition of  $R$  and corresponding  $P$  are given as

$$\{\bar{R}(\bar{P})\} = \int_A d\bar{r} d\bar{p} \{\bar{r}(\bar{p})\} f(\bar{r}, \bar{p}, t) - \int_B d\bar{r} d\bar{p} \{\bar{r}(\bar{p})\} f(\bar{r}, \bar{p}, t) \quad (3)$$

where  $A$  and  $B$  denote the region to the right and to the left of the dividing plane.

Now we have a well defined collective variables. If the motion is classically allowed, we can calculate the time evolution of  $R$  and  $P$  by solving the Vlasov equation (1). When we start from the spherical ground state configuration with a suitable initial condition, the  $R$  starts to increase from the initial value and at some distance, stops its motion and starts to decrease its value. This is a kind of oscillation which continues if the system is stable enough. In order to calculate the tunneling process, we change the force acting on each test particle at the time when  $P$  becomes zero. The equation of motion for a test particle now changes to

$$\partial \bar{p}_i / \partial t = -(\bar{\nabla} U(\bar{r}_i) - 2 \cdot \bar{\xi}_{A(B)}) \quad (4)$$

where the first term of the r.h.s. is the standard force coming from the gradient of the mean potential  $U$  and the second term is the special force defined as

$$\bar{\xi}_{A(B)} = \frac{1}{A(B)} \int_{A(B)} d\bar{r} d\bar{p} \nabla U(\rho) f(\bar{r}, \bar{p}, t) \quad (5)$$

The meaning of eq.(4) is the following: It is well known that the imaginary-time treatment of the tunneling process for one dimensional problem is equivalent to simply change the signature of the potential term. When we apply eq.(4) not to the test particle but to the collective variable  $R$  itself, it just realizes this situation. The subtraction of twice the force acting on the center of one fragment is equivalent to replace  $\text{grad} U$  by  $-\text{grad} U$  in this case. In our numerical calculations, we have a million of test particles and the strategy is to influence the same amount of force equally to all test particles. This is a kind of the simplest model and we might need to think of other procedure if we wish to get a reliable value for the life time. A change of the procedure surely causes a serious change for the lifetime. Our final goal is to get the realistic value of the fission lifetime from the many-body point of view but it is a very difficult problem. We have to overcome many difficulties before reaching this goal and thus in this paper, we will not touch this problem further and concentrate ourselves to the result of this special choice of the model on the final kinetic energy of fragments. When the value of the momentum  $P$  becomes zero once more, we define that the system tunneled through the barrier and from that on, we start to solve the normal Vlasov equation where the second term of the r.h.s. of eq.(4) is missing.

In Fig.1, we show the time evolution of the symmetric and asymmetric fission of <sup>252</sup>Cf. In order to fix the mass asymmetry, we just shift the initial relative position of the dividing plane. In particular, if the dividing plane goes through the C.M. of the parent nucleus, we obtain the symmetric fission. At the left topmost figure,  $t=62\text{fm}/c$ , the system begins to evolve in imaginary time. From this time on, the collective potential is inverted and the repulsive force acts

between two nascent fragments. The acceleration is very strong in the present simplified model and neck snaps suddenly as is seen in the second and third figures in the left column. The system tunnels through the barrier region at time  $t=268\text{fm}/c$  and from that time on, the system begins to evolve in real time. On the right column, we show the similar evolution of the same compound nucleus but in this case the mass ratio is about 1.5. The similar behavior is observed for this asymmetric fission case. Time  $t=64\text{fm}/c$  is the start of the tunneling process which ends at  $t=299\text{fm}/c$ . After that time on, the system evolves in real time.

Sudden separation of two fragments seen in Fig.1 is quite different from the standard concept based on the liquid-drop-model picture. In that picture, the system elongates rather strongly before the neck part snaps. Although there is no direct evidence of the shape of the fissioning nucleus, I think the sudden separation of two fragments in our model comes from the shortage of present simplified model. This causes the unreasonably long lifetime of fission in the present calculation. It is because the strong repulsive force which acts simultaneously on all test particles causes a "highly excited" configuration of the nucleus in the barrier region. This leads to the very high fission barrier which is calculated by integrating the force over the distance. The long lifetime comes from the high barrier. The calculation of the barrier is surely our final goal. Thus we are working now to improve the model in order to get the reasonable lifetime.

We calculated the final kinetic energy of the fragments and the results are shown in Fig.2 for the fission of several actinide nuclei. Here the symbol with error bar represents the calculated results and two lines represent the experimental systematics. As is seen in this figure, the agreement between the data and the calculation is not bad.

To check the ability of our model to describe the mass asymmetric fission, we calculated the fragment kinetic energies for the fission of  $^{252}\text{Cf}$  for various mass splitting. In Fig.3, we show this results together with the data. This nucleus undergoes a typical asymmetric fission, which is caused by the shell effect. A bump structure with a peak near mass=132 is related to this shell effect. In this mass division, the binding energy of the sum of two fragments becomes large, which favors the high relative kinetic energy. Our model calculation doesn't take this effect into account and thus shows no bump structure. Apart from this structure, however, our model explains the gross structure of the kinetic energy distribution for each mass asymmetry. The absolute values are rather well reproduced although we have no fitting parameter. From this figure, we find that our model gives a reasonable description of the asymmetric mass division.

In summary, our Vlasov model of spontaneous fission gives a reasonable description of the total fission process. The final kinetic energy for both symmetric and asymmetric mass division are reproduced well. The calculation of the fission lifetime is the next challenge and some model refinement for that purpose is under investigation.

## REFERENCES

- [1] A. Bonasera and A. Iwamoto, submitted to Phys.Lett.B.
- [2] S. John and E.A. Remler, Ann. of Phys. 180 (1987) 152; A. Bonasera, V.N. Kondratiev, A. Smerzi and E.A. Remler, Phys.Rev.Lett. 71 (1993) 505.
- [3] C. Wong, Phys.Rev. C17 (1978) 1832.
- [4] A. Bonasera and V.N. Kondratiev, Phys.Lett. B339 (1994) 207.

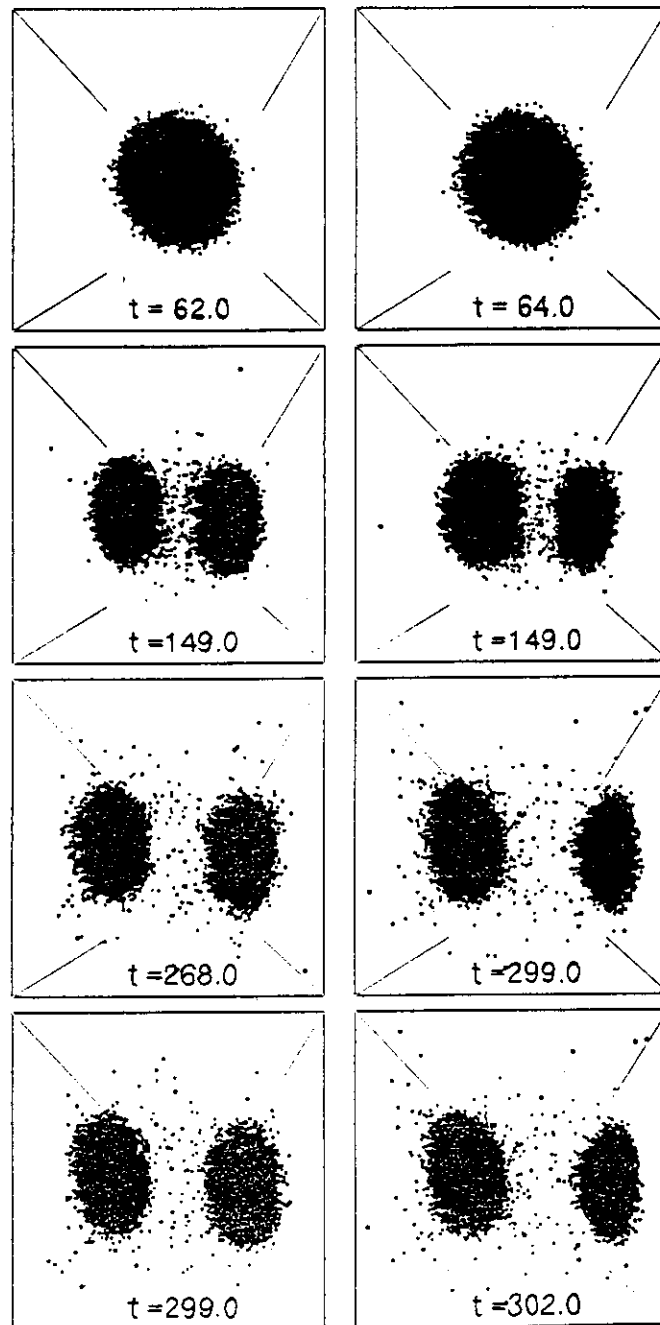


Fig.1. Time Evolution in fm/c of spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Left column is the symmetric fission and between  $t=62$  fm/c and  $t=268$  fm/c, the system is in imaginary time. Right column is an asymmetric fission with mass asymmetry of about 1.5, where imaginary time is between  $t=64$  fm/c and  $t=299$  fm/c.

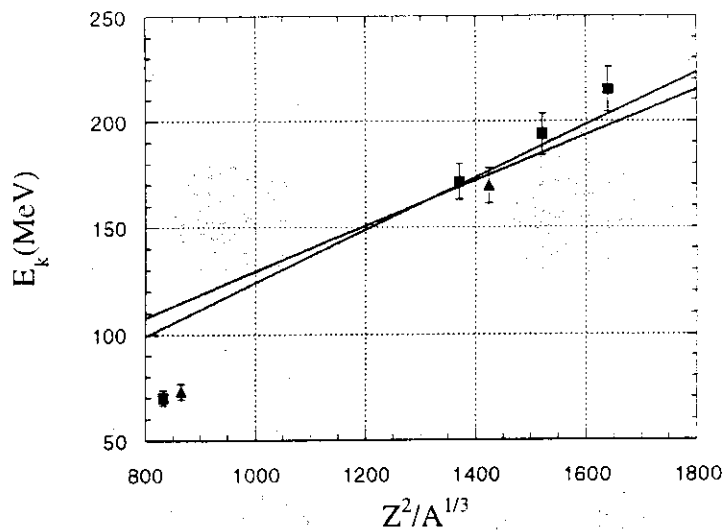


Fig.2. Final kinetic energy between two fragments for the symmetric fission as a function of the  $Z^2/A^{1/3}$  of the compound nuclei. The full lines give the Viola fits to the data and solid squares are our calculations. The triangles refer to the calculated spontaneous fission of exotic  $^{210}\text{U}$  and  $^{147}\text{Ho}$ .

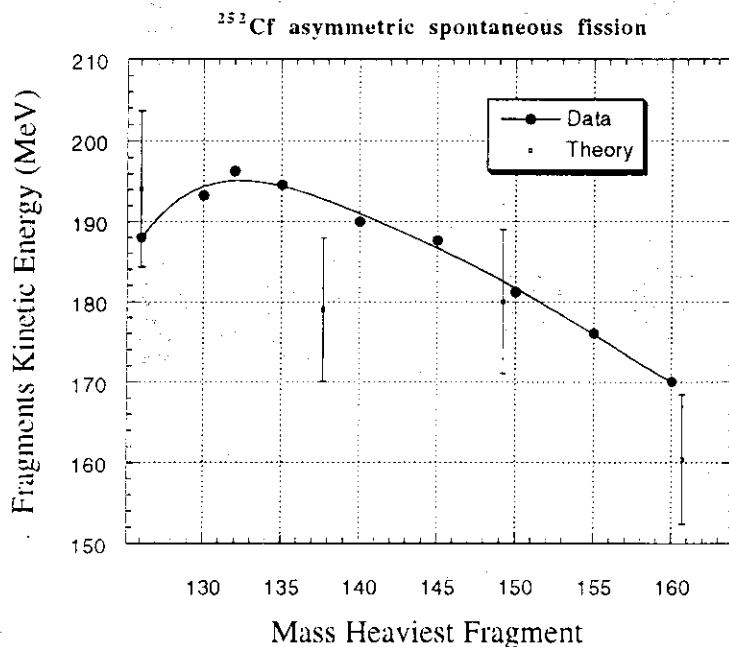


Fig.3. Final kinetic energy between two fragments for asymmetric fissions of  $^{252}\text{Cf}$ . Solid circles are data and the calculations are shown as small open squares with error bars.



## 19. 確率論的変分法による現実的核力下での少数核子系の計算

新潟大自然 大林 由英

ATOMKI K.Varga

新潟大理 鈴木 宜之

少数多体系を精密に解きあげる方法には一般には Faddeev, GFMC といった非変分的手法と ATMS, VMC, ガウス展開等の変分的手法に大別できるが、いずれにしてもこれらの手法でいわゆる現実的核力下での少数核子系を精密に取り扱うには核子数  $N=3\sim 4$  が一般的な限界であり、QMC(=VMC+GFMC)の  $N \leq 6$  が現在までその上を行く唯一の例といえる<sup>1)</sup>。この研究では QMC 以外に現実的核力下の  $N \geq 4$  核子系に適応可能な変分計算の手法を開発、提案する事を目標の一つとしている。近年我々のグループでは軽い中性子過剰核の構造を微視的クラスター模型に基づいて変分的に解く際、展開基底として用いているガウス基底の選択を確率的に行うことにより従来よりも少ない基底数でも精密に構造計算が可能であることを示すことに成功している<sup>2,3)</sup>。その際に用いられる2核子間の相互作用には一般に Minnesota 力などの有効相互作用が用いられている。一方、有効相互作用と比較して現実的核力は一般に i) 短距離での斥力心はより多くのガウス基底の重ね合わせを必要とする可能性。ii) tensor,  $L^2$ 等の多彩な状態依存性。等が計算をより複雑化させる原因となるとおもわれるが、そのような場合に対しても我々の手法が有効であり、より少ない基底数で解けるならば  $N \geq 4$  核子系への適用も可能となる。更に我々の手法によって求められる波動関数は解析的でありそれを用いた様々な物理量の計算をより容易にすることも利点の一つである。今回は3核子系である triton の基底状態に対し、現実的核力として ReidV8<sup>4)</sup>, Eikemeier and Hackenbroich(EH) 力<sup>5)</sup>を用いた場合の計算について報告する。

ここで用いた現実的核力とはいわば現象論的に演算子や関数型を仮定し2核子の束縛、散乱の実験的性質を再現するように求められたものである。ReidV8, EH 双方の演算子は

$$O_{ij}^p = 1, \tau_i \cdot \tau_j, \sigma_i \cdot \sigma_j, \tau_i \cdot \tau_j \sigma_i \cdot \sigma_j, S_{ij}, S_{ij} \tau_i \cdot \tau_j, L \cdot S, L \cdot S \tau_i \cdot \tau_j$$

で, central, tensor, spin-orbit をもつ。関数型は ReidV8 については Yukawa 型, EH は Gauss 型であり, 斥力心の性質の違いがガウス展開の収束性に現れると考えられる。

ここで簡単に我々の手法を説明しておく。triton の基底状態は  $J^\pi = \frac{1}{2}^+, T = \frac{1}{2}$  であり結合エネルギーは 8.48 MeV である。3 核子系の各ヤコビ座標に対して (図 1)

$$\Gamma_{k l m}(\rho_i) \sim \rho_i^l e^{-\gamma_i k \rho_i^2} Y_{lm}(\hat{\rho}_i)$$

で相対運動を表すことにより基底関数は

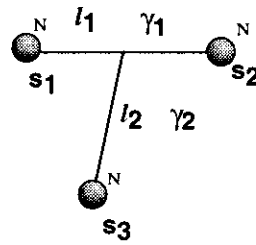


図.1 座標系及び角運動量の定義

$$\Psi = \sum_{S(l_1, l_2)L} \sum_K c_{K[S(l_1, l_2)L]JM} \mathcal{A} [\phi_S [\Gamma_{k_1 l_1 m_1}(\rho_1) \Gamma_{k_2 l_2 m_2}(\rho_2)]_L]_{JM}$$

と表される。この基底の重ね合わせによって変分的に波動関数を決定する。確率論的変分法とはここで重要な基底をエネルギーをより低くとることを選択基準として確率的に選択することを行う。前に述べたが、現実的核力下では斥力芯近傍での基底の重ね合わせを能率的に行えるかどうか。また主として tensor 力の寄与のために取り入れるべき角運動量のチャンネル数は有効力を用いる場合よりも増加するため重要なチャンネルの選択をどう行うか。がより少ない基底関数で解く際のポイントとなるが我々はこの両方を確率的に選択する事とした。具体的には、軌道角運動量状態について  $(l_1, l_2)L = (0,0)0, (1,1)0, (2,2)0, (1,1)1, (2,2)1, (1,1)2, (0,2)2, (2,0)2, (2,2)2$  を、そしてスピン角運動量については  $[(s_1, s_2) s_{12}, s_3]S = [(1/2, 1/2) 0, 1/2]1/2, [(1/2, 1/2) 1, 1/2]1/2$  and  $[(1/2, 1/2) 1, 1/2]3/2$  を取り込んだ計算を行った。また、変分の結果として得られるエネルギーの収束の判定には基底の選択の出発値を変化させることによって確認することとした。

以下に結果を示すがまず、図 2,3 に、ある初期値から出発した変分の基底数の増加に対するそれぞれ triton のエネルギー及び平均自乗半径の収束の度合いを示す。実線は Reid V8 の場合、破線は EH の場合である。斥力芯が原点で発散する Reid V8 力より EH の場合の全エネルギーを負にするのに必要な基底数は少なく収束は早い。このように用いられた核力の関数型の違い、特に斥力芯の性質は、変分の収束に必要な基底の数に影響を与えるものの、我々の手法はほぼ 200 次元以下で三核子系の束縛状態を変分的に解きあげることが出来る。

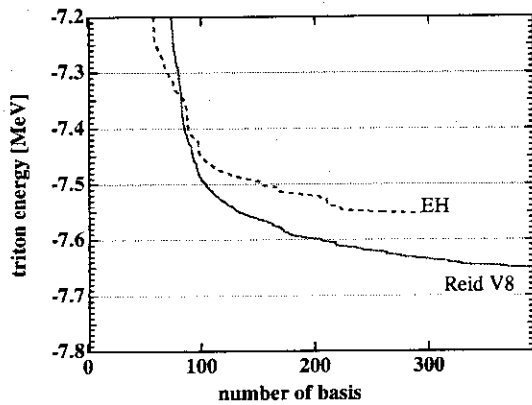


図.2 triton のエネルギーの収束

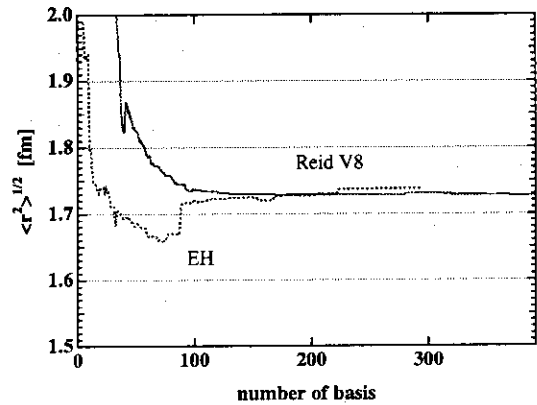


図.3 平均二乗半径の収束

他の手法との比較のため、表 1 に Reid V8 を用いた場合の全エネルギー  $\langle E \rangle$ 、運動エネルギー  $\langle T \rangle$ 、ポテンシャルエネルギー  $\langle V \rangle$ 、平均自乗半径  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 、 $S = 3/2$  成分の比率の我々の結果を GFMC, VMC, Faddeev の結果<sup>6)</sup>とともにまとめた。それぞれエネルギーは  $-7.08(05)\text{MeV}$  [VMC],  $-7.54(10)\text{MeV}$  [GFMC],  $-7.59\text{MeV}$  [Faddeev] であり、基底数  $N_b = 150, 200, 400$  の場合の我々の結果と比較すると  $N_b = 150$  程度でも重要な基底を選択することによって我々の得たエネルギーは他の手法よりも低い。とはいっても結果は triton の実験値を再現するほどではなく結局 2 体力のみでは 3 核子系の基底状態のエネルギーは出せないという結論は変わらない。エネルギーのみでなく他の物理量についても我々の結果は他の手法の導き出した性質と一致していることから、我々の手法はより精度の高い変分計算を出来るだけ少ない次元数で行うことが出来たと言える。

#### まとめ

相互作用の取り方によって収束に若干の差はあるが現在のところ 150 次元程度で Faddeev, GFMC の結果と同等な波動関数を得ることができることがわかった。今後の課題は現実的核力として  $L^2$ ,  $(L \cdot S)^2$  等の他の状態依存性を導入した相互作用への適用が必要である。また triton の基底状態のエネルギー現実的 2 体力のみでは実験の再現はやはり無理でありより大きな核子数への拡張や物理量の吟味には 3 体力の導入など、2 体力以外の効果をどのように取り扱うかを検討する必要がある。

しかしながら最初にも述べたように我々の手法によって得られる波動関数は完全に解

析的であり物理量の計算には威力を発揮する。磁気モーメント、四重極モーメント、散乱の形状因子などの計算さらに励起状態などへの適用を行うことが課題の一つである。また最初に述べたように4体、6体系への適用の可能性を調べることも興味深い問題であり、少数多体系の計算手法の発展に重要な寄与を与えうると考える。以上の観点からこの研究は現在進行中である。

表.1 エネルギー等の物理量の他の手法<sup>6)</sup>との比較

$N_b$	$\langle E \rangle$ [MeV]	$\langle T \rangle$ [MeV]	$\langle V \rangle$ [MeV]	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	$P_{S=3/2}$ [%]
150	-7.56	52.31	-59.88	1.729	9.76
200	-7.60	52.50	-60.11	1.729	9.81
400	-7.65	52.84	-60.49	1.727	9.86
VMC	-7.08(05)	47.2(07)	-54.3(07)	1.82(02)	
GFMC	-7.54(10)	54.0(20)	-62.0(20)	1.68(07)	
Faddeev	-7.59	52.2	-59.8	1.76	9.7

## 参考文献

- 1) B.S.Pudliner, V.R.Pandharipande, J.Carlson, and R.B.Wiringa,  
LANL preprint nucl-th-9502031.
- 2) K.Varga, Y.Suzuki and R.G.Lovas, Nucl. Phys., A571, 447 (1994)
- 3) K.Varga, Y.Suzuki and Y.Ohbayasi, Phys. Rev., C50, 189 (1994)  
K.Varga, Y.Suzuki and I.Tanihata, *ibid.*, C52(1995)in press.  
K.Varga, Y.Suzuki, *ibid.*, C52(1995)in press.
- 4) R.B.Wiringa and V.R.Pandharipande, Nucl. Phys., A317, 1(1979)
- 5) H.Eikemeier and H.H.Hackenbroich, *ibid.*, A169, 407(1971)
- 6) See, e.g., J.Carlson, Phys. Rev., C38, 1879 (1988)

## 20. マイクロクラスターの励起と時間依存平均場の方法

新潟大理 矢花一浩

## 1. はじめに

孤立した有限個の原子の集りであるマイクロクラスターは、同じく有限量子系である原子核と多くの共通する面をもつ。なかでもアルカリ金属や貴金属など、固体で自由電子模型の良く成り立つ物質よりなるクラスターは、球形ポテンシャルに閉じ込められたほぼ自由な有限フェルミオン系とみなすことができ、相互作用とスケールが全く異なるにもかかわらず原子核との類似性が著しい。変形一体場ポテンシャルの殻構造がクラスターの変形度を規定していること（ニルソン模型）、光吸収に見られる双極型の集団運動（プラズモン励起）、2価以上にイオン化したクラスターの分裂に対する安定性への液滴模型の適用など、原子核物理で培われてきた概念や、共通した理論的手法が有効である。

原子核では、密度依存相互作用を用いた平均場近似は、広い質量数領域の原子核の結合エネルギー・変形度などの基底状態に関連した性質の説明に成功している。さらに時間依存平均場理論により、小振幅領域での巨大共鳴状態や、融合反応・深部非弾性散乱などの低エネルギー重イオン衝突の記述に成功してきた。原子・分子、クラスター、そして固体物理では、同様な密度を介した基底状態の平均場近似に基づく記述が密度汎関数法として発展してきた。さらに、クラスターの光吸収の記述に時間依存密度汎関数法が適用され一定の成功を収めている。

我々は最近、原子核の構造・集団励起の理論的研究で発展してきた高次有限差分法に基づく平均場方程式の解法を、クラスターの密度汎関数法による電子基底状態、及び時間依存密度汎関数法による応答関数へ応用することを行ってきた。以下で、その方法の概略を述べ、比較的大きなクラスターの構造・励起に対して得られた知見について紹介する。

## 2. 密度汎関数法の方法

電子・イオン系での密度汎関数法では、イオンの位置を与えたときの電子に対する平均場方程式 (Kohn-Sham 方程式) が基本となる。

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \sum_a V_{ion}(\vec{r} - \vec{R}_a) + e^2 \int d\vec{r}' \frac{\rho_e(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \mu_{xc}[\rho(\vec{r})] \right\} \phi_i(\vec{r}) = \epsilon_i \phi_i(\vec{r}) \quad (1)$$

ここで、 $\vec{r}$ は電子の座標、 $\vec{R}_a$ はイオンの座標、 $V_{ion}(\vec{r})$ は電子へのイオンからのポテンシャルであり、ノルム保存型の擬ポテンシャルを用いる。電子間の相互作用は、Hartreeポテンシャルの他に、一様な電子ガスで計算されたものに局所近似を行って得られる交換相関ポテンシャル $\mu_{xc}[\rho(\vec{r})]$ を用いる。

Kohn-Sham 方程式 (1) は、イオン座標 $\vec{R}_a$ の持つ対称性しかなく、一般に3次元の自己無撞着方程式となるため、系が大きくなるにつれて解くことが容易ではなくなる。このため、(1)式を自己無撞着に解くのではなく、(1)式が導かれるエネルギー汎関数の最小化問題としての解法が発展してきた [1]。我々は、原子核の Skyrme-Hartree-Fock 方程式を、変形に関する制約をおかず解くために開発されてきた高次有限差分法 [2,3] を用いた解法を開発してきた。差分法の有効性に関しては既に他のグループによる報告されている [4]。

表I 密度汎関数法による2原子分子の平衡原子間距離、振動数の計算値と実験値の比較。

	Na <sub>2</sub>		Li <sub>2</sub>		C <sub>2</sub>	
	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
Req.(Å)	3.01	3.08	2.66	2.67	1.24	1.24
$\hbar\omega(\text{meV})$	20.9	19.7	43.1	43.6	210	230

密度汎関数法による計算の例として、表IにLi、Na、Cの2原子分子のイオン間距離、イオン間の振動数に対する理論値を実験値と比較した。

### 3. 時間依存密度汎関数法

様々な多粒子系で、random phase approximation (RPA) は、系の素励起モードを記述する基本となる枠組みであり、原子核での巨大共鳴、クラスターのプラズモン励起など、有限系の集団運動にも有効である。RPAは振幅の小さな平均場の時間的揺らぎとして定式化されるが、時間をFourier変換した振動数(エネルギー)表示で解かれる場合が多い。クラスター系の場合、対称性のない3次元問題を扱わねばならず、大きな系に対して非占有状態を陽に構成する事は非常に困難になる。そこで我々は、時間に依存するKohn-Sham方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_i(\vec{r}, t) = h_{KS}[\rho(t)] \psi_i(\vec{r}, t) \quad (2)$$

を、初期状態  $\psi_i(t=0) = \exp(ikz)\phi_i$  ( $\phi_i$ は基底波動関数)のもとで解き、双極モーメントをFourier変換することにより双極応答関数の計算を行う。この方法では、占有状態の波動関数のみを保持していれば良く、系の大きさに比例した記憶容量で済む。非線形の時間発展方程式の数値解法は、原子核衝突の時間依存Hartree-Fock法で用いられるPredictor-Corrector法を用いる[5]ことにより、精度の良い計算が可能である。

### 4. 大きな金属クラスターの性質

実時間実空間での差分法を用いた密度汎関数法の計算の例として比較的大きなアルカリ金属クラスターの性質を取り上げる。はじめに述べたように、アルカリ金属クラスターは球形ポテンシャルに閉じ込められたほぼ自由な電子の系と見なすことができる。自由電子描像を簡便に扱った模型にジェリウム模型がある。(1)式でイオンからのポテンシャルを、ある半径の様な正に帯電した球からのものに置き換えることにより、球形をした電子の自己無撞着ポテンシャルを得る方法である。Na、Kといったアルカリ金属に対してはジェリウム近似は良く成り立つのに対してLiではイオン芯の効果が強いことが知られている。以下で、100個を越える程度のLi原子よりなるクラスターの構造と励起の計算結果とそれから得られる知見を議論することにする。

クラスターの微視的な計算で最も困難な点は、大きなクラスターではイオン配置が不明な点である。低温の1000個を越える大きな金属クラスターでは、正20面体型が示唆さ

れている [6] ので、ここでは 147 個の閉殻構造を持った、3 層の正 20 面体対称性を持つ殻よりなるイオン配置 (Mackay's Icosahedron) を考えることにして、電子を 146 個持つ  $\text{Li}_{147}^+$  クラスターの計算を行う。はじめに、電子の密度分布を見ることにする。図 1 に示したのは、 $z=0$  面上での電子の密度分布である。イオン配置で、中心と第 2 層のイオンは  $z=0$  面上に存在し、イオンの近傍では電子密度が周囲の約半分程度になっている。次に、1 電子状態の準位密度をみてみる。図 2 では、球対称なジェリウム模型での状態密度と、イオン芯の効果を取り入れた状態密度を比較している。ジェリウム模型でみられる、138 までの魔法の数 2,8,20,40,58,92,138 は、イオン芯の効果を取り入れても変化しておらず、Li クラスターではより大きいサイズまで電子の殻構造が実験的に見出されていることと矛盾しない [7]。フェルミエネルギーの上には、状態密度の小さい領域があるが、これはバンドギャップの反映である。また、ポテンシャルの底から測ったフェルミエネルギーがイオン芯を取り入れる事により小さくなっているがこれは電子の有効質量が Li 金属では約 1.6 であることと符合する [8]。

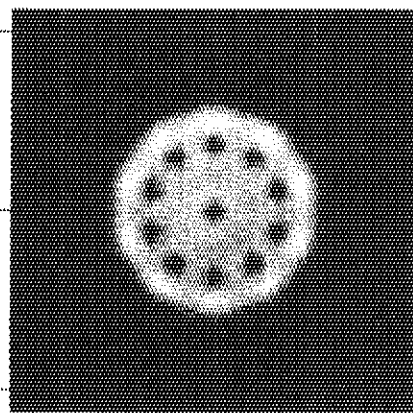


図 1 正 20 面体型イオン配置を仮定して計算された  $\text{Li}_{147}^+$  の  $z=0$  面上での電子密度分布。

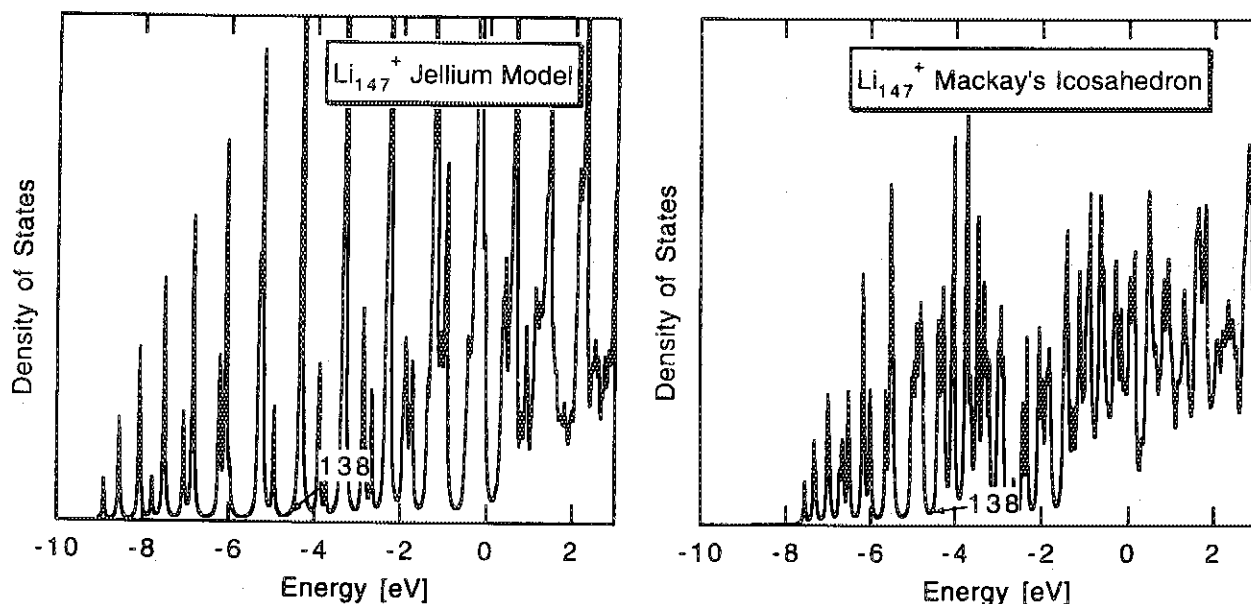


図 2  $\text{Li}_{147}^+$  の一電子軌道の状態密度。左はジェリウム模型の場合。右は正 20 面体型のイオン配置を仮定した場合。138 の閉殻を矢印で示す。

バンドギャップ、有効質量に見られる自由電子模型からのずれは、Li イオン芯の構造と関係づけられる。s 電子がバレンスとなるアルカリ金属では、原子軌道の s 及び p 軌道の混成が起こる。自由電子描像の最もよく成り立つ Na, K では、イオン芯には s 及び p 軌道に束縛された電子が存在し、その軌道への直交性とクーロン引力が拮抗し、電子のイオン芯との相互作用が極めて弱くなる。それに対して Li では、イオン芯は He であり、p 軌道に電子が存在しないため、p 軌道にあるバレンス電子は強いクーロン引力を感じるようになる。イオン芯によるポテンシャルは角運動量に依存した非局所なものとなり、有効質量の起源となる。

次に光吸収に関連する双極モードの応答関数の議論に移る。金属クラスターでは原子核の巨大双極共鳴に類似したモードである、全バレンス電子のイオン芯に対する振動運動が大変きれいに観測されている。このモードの振動数は、導体球のプラズマ振動モードとして古典電磁気学の範囲で求めることができ、その振動数は、通常のプラズマ振動数の  $1/\sqrt{3}$  となる。

$$\omega_D = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{3m}} \quad (3)$$

$m$  は電子の質量、 $n_0$  はバレンス電子密度である。

3. で説明した時間依存密度汎関数法を用いた応答関数の結果を示す。図 3 は、双極モーメントの時間発展である。図 4 の実線は、図 3 の双極モーメントの時間発展を Fourier 変換した応答関数である（光吸収断面積との比較のためエネルギーを掛けている）。図 4 には、比較のためイオン芯の効果を入れないジェリウム模型によるものが破線で、また、 $Li_{139}^+$  に対する実験結果 [9] も示した。イオン芯まで考慮した密度汎関数法は双極プラズモン振動に対して、励起エネルギー、幅とも定量的に信頼のできる結果を与えることが分かる。ジェリウム模型と比較した励起エネルギーのずれは、(3) 式で分母にある電子質量を有効質量に置き換えることで理解される。広がった幅の起源は、イオン芯のために乱された電子の 1 粒子運動に関係するのではないかと考えられる。

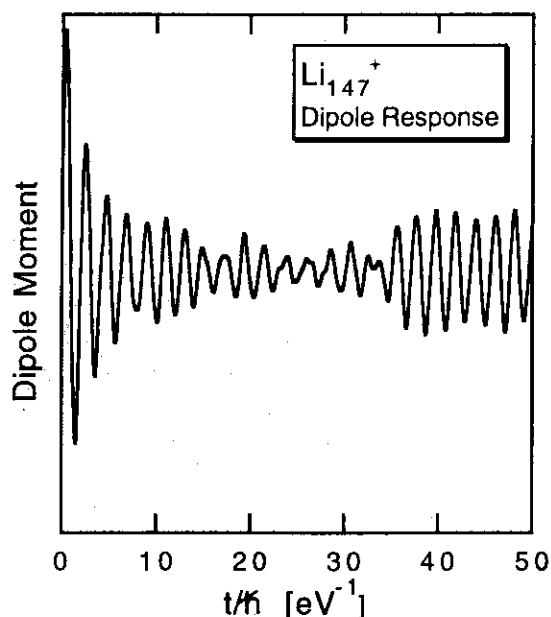


図 3 正 20 面体型イオン配置を仮定して、時間依存 Kohn-Sham 方程式を解いて計算された  $Li_{147}^+$  の双極振動。

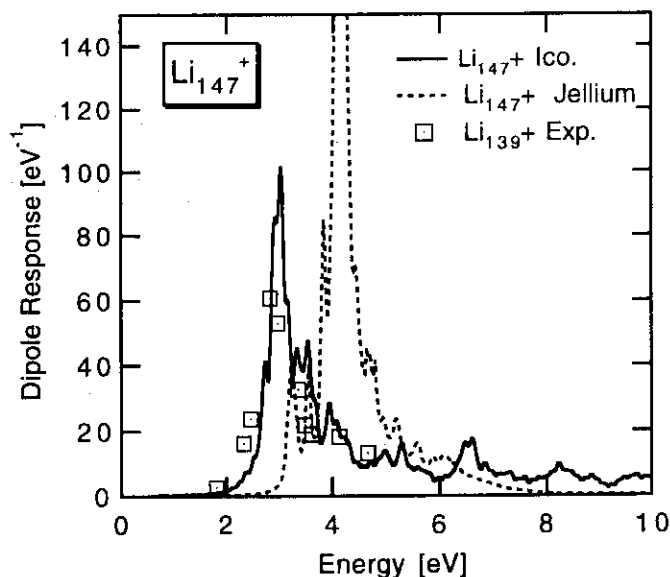


図 4 図 3 の結果を Fourier 変換した  $Li_{147}^+$  の双極振動の応答関数（実線）。ジェリウム模型（波線）と  $Li_{139}^+$  の実験値との比較。



## 5. まとめ

原子・分子・クラスター・固体などの電子・イオン系で用いられる密度汎関数の方法は、原子核での Skyrme-Hartree-Fock 法などの密度依存相互作用を用いた平均場理論に共通した手法である。基底状態の構造や集団励起を非経験的に高い精度で記述する予言力のある理論である。

原子核物理学の分野で発展してきた実空間・実時間での差分法を用いた解法は、大きな系を扱うために記憶容量・計算時間の両面で有利な方法である。我々は、それらの方法をマイクロクラスターに対して応用した。自己無撞着の構造を得るとともに、RPA 応答関数の計算でも大変有効であることを示した。

## Reference

1. M.C. Payne, M.P. Teter, D.C. Allan, T.A. Arias and J.D. Joannopoulos, *Rev. Mod. Phys.* **64**(1992) 1045.
2. K.T.R. Davies, H. Flocard, S. Krieger and M.S. Weiss, *Nucl. Phys.* **A342**(1980) 111.
3. S. Takami, K. Yabana and K. Ikeda, *Prog. Theor. Phys.* **94**(1995) 1011.
4. J.R. Chelikowsky, N. Troullier, K. Wu and Y. Saad, *Phys. Rev.* **B50** (1994) 11355.
5. H. Flocard, S. Koonin, M. Weiss, *Phys. Rev.* **C17**(1978) 1682.
6. T.P. Martin, T. Bergmann, H. Gohlich and T. Lange, *Chem. Phys. Lett.* **172**(1990) 209.
7. C. Brechignac, P. Cahuzac, F. Carlier et.al, *Phys. Rev.* **B47** (1993) 2271.
8. F.S. Ham, *Phys. Rev.* **128**(1962) 2524.
9. C. Brechignac et.al., *Phys. Rev. Lett* **70**(1993) 2036.
10. K. Yabana and G.F. Bertsch, Preprint "Time-dependent Local Density Approximation in Real Time", submitted to *Phys. Rev.* **B**.

21. C<sub>60</sub> 固体への重イオン衝突による炭素クラスター生成反応

本城義夫, 溝田武志, 友久保彦, 栗田哲郎, 富田成夫, 李相茂  
筑波大 物理

## 1. Introduction

アモルファス-, C<sub>60</sub>, C<sub>70</sub> 薄膜を標的にし 1 ~ 100 MeV の重イオンビームを照射することによる Plasma Desorption Mass Spectrometry (PDMS) [1] を用いて, 標的からのクラスターイオンなどの生成を研究した。

このエネルギー領域の重イオンビームが入射した固体にエネルギーを与える機構は電子的阻止能と呼ばれ, これにより固体中の電子に与えられたエネルギーがクラスターなどを生成するが, いかなる機構でクラスター放出に至るのか未だ理解されておらず [2], 非常に興味を持たれている。ここでは特に炭素標的の場合の質量分布と放出時の初速について実験した。

## 2. Experiment

実験は筑波大のタンデム加速器からの 50 ~ 100 MeV 重イオンビーム (Ni, Ag, I, ...) を用いて行った。標的の C<sub>60</sub>, C<sub>70</sub>, アモルファスカーボン は厚さ 50 μg/cm<sup>2</sup> を aluminized mylar 膜上に蒸着した。放出クラスターの質量分析には飛行時間法を用いた。また, 10 個以上のクラスターを同時に質量分析するために multi-stop TDC を用いた (fig.1)。

得られたクラスターイオンのスペクトル (fig.2) はどれも C<sub>34</sub>H<sub>m</sub><sup>+</sup>, C<sub>m</sub>H<sub>n</sub><sup>+</sup> (m=3 ~ 5) が目立って大きいピークを作っていたが, C<sub>60</sub> と C<sub>70</sub> の標的からは C<sub>60±2n</sub><sup>+</sup> と C<sub>70±2n</sub><sup>+</sup>, C<sub>m</sub><sup>+</sup> (m=10 ~ 30) が目立ち, アモルファスカーボンにはそれらのピークがない。おおまかに領域分けをすると C<sub>1</sub> 単位のクラスターサイズが存在する C<sub>30</sub> 未満 (領域 I), C<sub>2</sub> 単位のクラスターサイズが存在する C<sub>30</sub> 以上 C<sub>60</sub> 未満 (領域 II), C<sub>60</sub> 単位のクラスターサイズが存在し, かつ炭素クラスターの融合反応で生じた C<sub>60</sub> 以上 (領域 III) の三つがある。

放出クラスターイオンの初速分布を測る実験も行った。この実験では double grid system を用いて (fig.3), 初速の分布を飛行時間 t の分布の形にして測定した。代表的な値は dU ~ 800 V, U<sub>i</sub> ~ 6.7 kV, U<sub>0</sub> ~ -2.3 kV である。得られた初速 E<sub>0</sub> の分布は Maxwellian 分布を示した。

$$\frac{dY}{dE_0} = AE_0 \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right). \quad (1)$$

ここから各々のクラスターイオン放出時の温度が得られた。水素クラスター (H<sub>m</sub><sup>+</sup>) の温度は kT ~ 5 eV と高く, 炭素クラスター (C<sub>m</sub>H<sub>n</sub><sup>+</sup>, C<sub>60</sub><sup>+</sup>, C<sub>70</sub><sup>+</sup>) は kT ~ 1 eV が得られた。

**Experimental Set-up of PDMS**

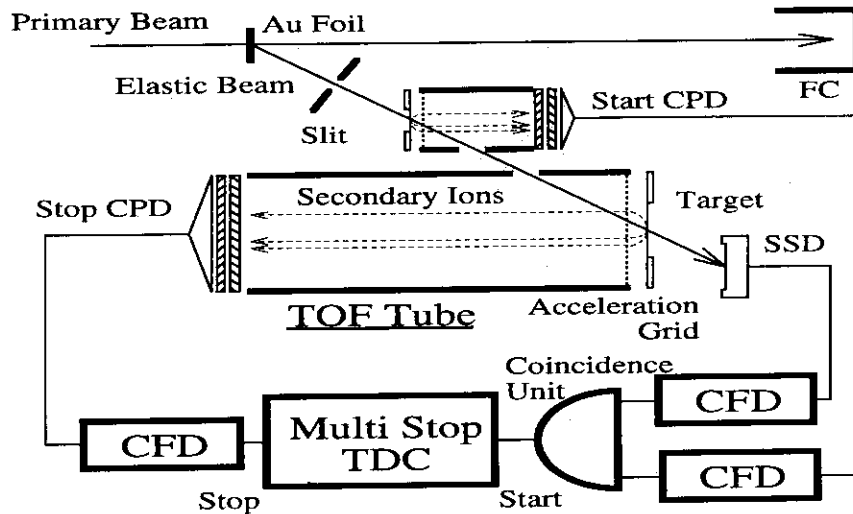


Fig.1 Schematic diagram of the experimental set-up.

**3. Discussion**

重イオンビームの貫通した後の固体中には、阻止能によって高いエネルギーを与えられ励起されるホットスポットがある。この状態は熱いプラズマで、非常に短い間に温度  $kT$  の熱浴になり、そして膨張し冷えて行く。重イオンビームとの反応で破壊された炭素クラスター  $C_m^+$  ( $m=10\sim30, \sim58$ ) は、熱浴の膨張冷却過程のときにクラスター同士の多重衝突を通じて成長をし、温度  $\sim 1\text{eV}$  で炭素クラスターとして生成され放出に至る。  $C_{60\pm 2n}, C_{70\pm 2n}$  の温度が軽い炭素クラスターと同じ  $\sim 1\text{eV}$  であることから似た温度領域で生成したと考えられている。

実験で得られた炭素クラスターサイズ分布を説明するために、気体分子運動論を標的中の固体プラズマに当てはめてみた。最初に重イオン入射のために個々の  $C_{60}$  は崩壊し、炭素クラスターサイズ分布の初期状態を形成する。このときのサイズ分布は個々の  $C_{60}$  の反応であるから Argonne の  $C_{60}$  ガスターゲットの実験結果 (ref.[3]) を用いる。この初期分布がクラスター同士の衝突・融合反応及び、  $C_2$  蒸発反応で変化する。  $C_{60}, C_{70}$  より軽いものは統計的に多段階  $C_2$  崩壊で作られ、重いものは多段階の  $C_2$  捕獲で作られる。実験では炭素クラスター  $C_m^+$  ( $m=10\sim30$ ) の収量  $Y_m$  には次の関係があった。

$$Y_n = K \exp(-\alpha n), \quad \alpha = 0.17 \quad (2)$$

衝突・融合によってクラスター  $C_i$  は減少するので気体分子運動論によれば  $C_i$  と  $C_j$  の衝突回数とクラスターの存在比  $Y_i = n_i/n_{60}$  を用いて

$$-\frac{dY_i}{dt} = kY_iY_j, \quad k = n_{60}\sigma_{ij} \langle v_{ij} \rangle V \quad (3)$$

とかける。  $n_i$  は  $C_i$  の数密度。  $\sigma_{ij}$  は  $C_i$  と  $C_j$  の衝突断面積。  $\langle v_{ij} \rangle$  は衝突の相対速度。  $V$  は系の体積。また、  $C_i$  は  $C_2, C_2$  を失って崩壊するので、

$$-\frac{dY_i}{dt} = kY_iY_j \quad (4)$$

である。また、熱い固体プラズマは寿命  $\tau$  で冷えてゆく。したがって

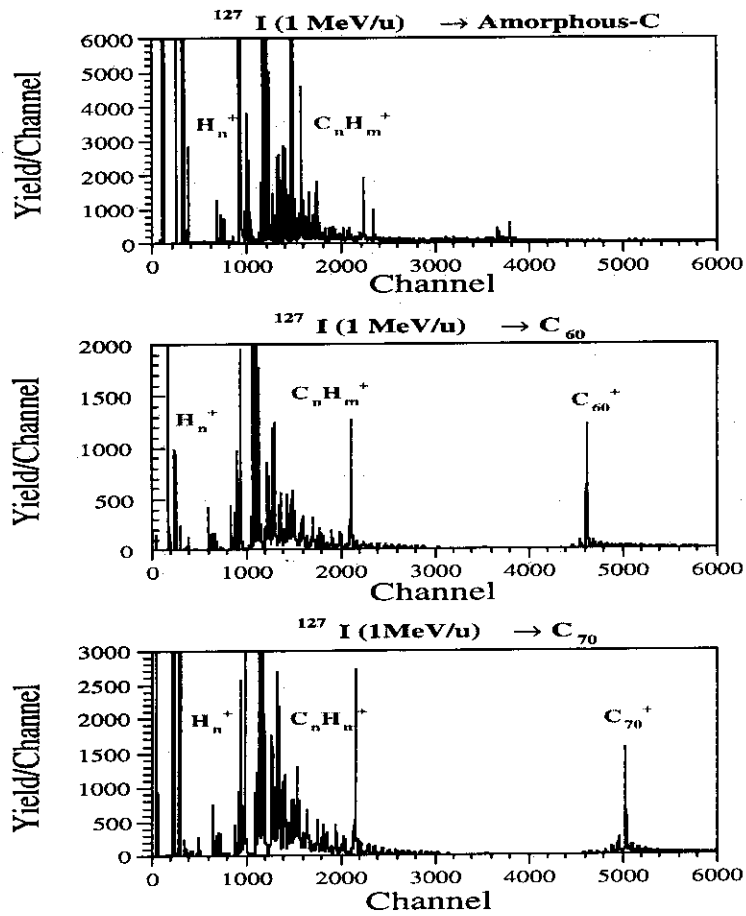


Fig.2 Typical mass spectrum.

$$\begin{aligned}
 Y_n = \int_0^\tau dt & (k_{n-1,1}^+ Y_{n-1} Y_1 + k_{n+1,1}^- Y_{n+1} - k_{n,1}^+ Y_n Y_1 - k_{n,1}^- Y_n \\
 & + k_{n-2,2}^+ Y_{n-2} Y_2 + k_{n+2,2}^- Y_{n+2} - k_{n,2}^+ Y_n Y_2 - k_{n,2}^- Y_n)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

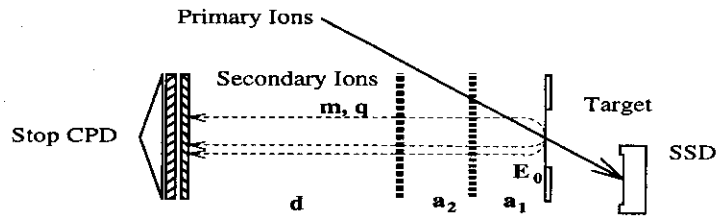
と書ける。

以上の条件で炭素クラスターのサイズ分布を計算した結果 (fig.4), 実験で得られたクラスターサイズともっともよい一致を得たときの値として, 平均的なクラスターの衝突回数  $N_{coll} \sim 8000$ , 三領域に分けた質量スペクトルのそれぞれでの反応率の比  $\eta_i = (k_i^- / k_i^+)$  として 1.0, 0.3, 1.5 を得た。固体プラズマの寿命  $\tau$  は平均衝突時間  $\Delta t$  と平均衝突回数  $N_{coll}$  とを用いて

$$\begin{aligned}
 \tau &= N_{coll} \Delta t \\
 &= \frac{N_{coll}}{n \sigma_g \langle v_{ij} \rangle \langle \epsilon_r \rangle}
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

$\sigma_g$  は幾何学的衝突断面積。  $\epsilon_r$  は衝突が反応に至る比率。実験から

### Experimental Set-Up (Double Grids)



### Potential

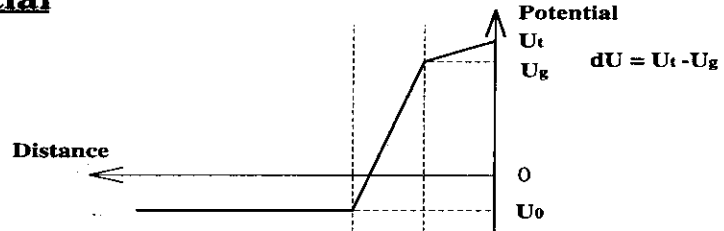


Fig.3 Double grid TOF system.

$$\langle v_{i,j} \rangle \simeq 2.4 \times 10^5 \sqrt{\frac{m_i + m_j}{m_i m_j}} \quad [\text{\AA}/\text{ns}] \quad (7)$$

で、それぞれ代入すると

$$\tau < \epsilon_r > \sim 0.4 [\text{ns}] \quad (8)$$

プラズマ寿命の上限として、シリコン固体検出器における信号の時間的な遅れとして知られる plasma delay[4] を考え、固体プラズマの寿命  $\tau = 1 \sim 10[\text{ns}]$  を用いると  $\langle \epsilon_r \rangle = 0.4 \sim 0.04$  である。

問題点は領域 III のクラスター分布で、実験値は計算値よりも常に大きい。見落とされている反応があると考えられている。C<sub>60</sub> 同士の衝突などを含めて計算してゆく。他に残る重要な課題として、クラスターの反応率  $k_{ij}$  についての理論的な計算を進めている。

### References

- [1] R.D. Macfarlane et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976) 486.
- [2] B. Sundqvist et al., *Mass Spec. Rev.*, **4** (1985) 421.
- [3] T. LeBrun et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994) 3965.
- [4] T. Ogihara et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A251** (1986) 313.

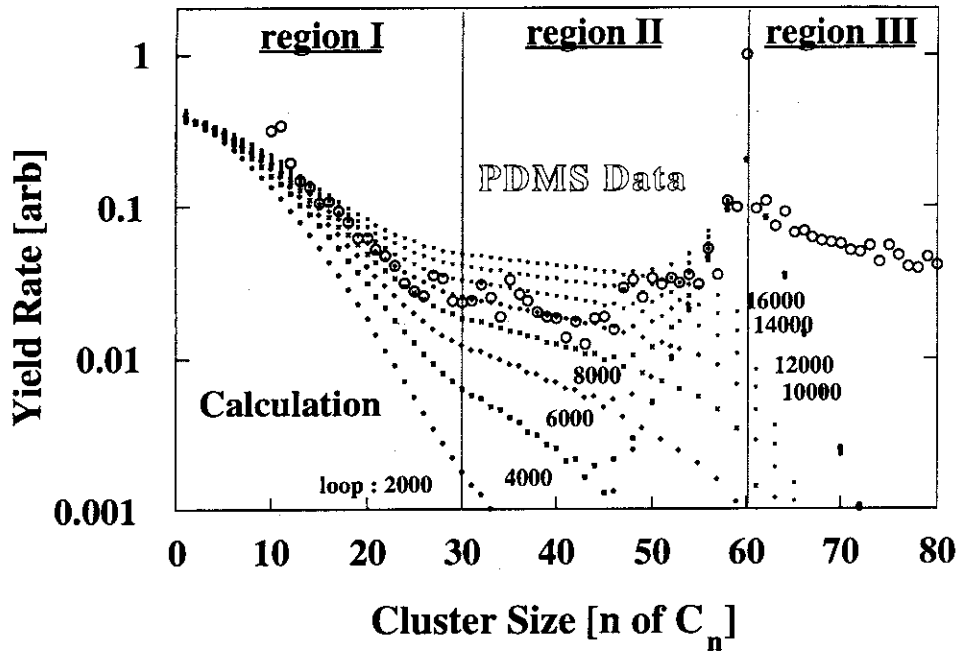


Fig.4 Mass distribution of C<sub>n</sub><sup>+</sup> cluster ions desorbed C<sub>60</sub>.

## 22. TDHF 相空間の構造と軌道参照法

筑波大物理学系 橋本幸男

### 1 Introduction

原子核がその形を大きく変化させる大振幅集団運動においては、核の平均場の変化に伴い内部粒子もその配位を次々に変化させていくと考えられる [1, 2]。核がある大きさの変形をしているときの最もエネルギーの低い配位は、拘束条件付きのハートレーフォック (CHF) 法によって求められる。CHF は核の静的な性質を調べるうえで有用な方法である。核の動的な側面を調べるためには、時間依存ハートレーフォック (TDHF) 法が用いられる [3, 4]。TDHF では一粒子波動関数の非線形連立方程式を解くことになる。波動関数を特徴づけるパラメーターの空間は TDHF 相空間と呼ばれる。一般に、非線形方程式系で記述される相空間は非常に複雑な構造を持っていることが知られている [5]。そのような相空間の構造を粒子配位との関連で調べることは、大振幅集団運動の動力学を徹底的に理解するうえで必要なことである。そのために、我々は、TDHF 軌道上のある任意の点に“最も近い” HF 状態を知る方法を考えた。その基本的な考え方は、状態参照法 (reference state method, RSM) として [6] にある。RSM では、参照すべき状態を設定して、一粒子波動関数がこの状態と常に大きな重なりを保つように収束計算を工夫している。[6] では、HF 方程式について RSM を用いることにより、基底状態のみならず、粒子一空孔励起状態の構造をもった HF 方程式の解を求めている。また、それらの解から出発して CHF を RSM を用いて計算することにより、多数の“CHF 解曲線”が得られた。この考え方を利用して TDHF 軌道上の任意の一点を参照すべき状態とすれば、RSM の収束計算によりその一点に“最も近い” (波動関数の構造が似ている) HF 解が得られる。これを、CHF 解曲線上のいろいろな点から出発した TDHF 軌道について行うことで、CHF 解曲線に沿った相空間の構造変化を表すことができる。この方法により、ひとつの複雑な TDHF 軌道は、いくつかの励起 HF 解のまわりを経巡って形作られていることがわかる。この方法は、軌道参照法 (TRM) と呼ばれる。以下では、一例として、この TRM を実際に密度依存力を持ったハミルトニアンに対して適用した結果を報告する。

### 2 TDHF 軌道と軌道参照法 (TRM)

次のような一体ハミルトニアンを考える。

$$\begin{aligned} h[\rho(\mathbf{r})] &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + W[\rho(\mathbf{r})], \\ W[\rho(\mathbf{r})] &= 2a_2\rho(\mathbf{r}) + 3a_3\rho^2(\mathbf{r}) - 2a_s\nabla^2\rho(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、 $\rho(\mathbf{r})$  は、

$$\rho(\mathbf{r}) = 4 \sum_{j=1}^{A'} \phi_j^*(\mathbf{r}) \phi_j(\mathbf{r}), \quad A' \equiv A/4, \quad (2.2)$$

であり、核子の密度である。また、 $a_2$ 、 $a_3$ 、 $a_s$  は定数である。 $A$  は核子の総数であり、簡単のためにスピン及びアイソスピンは考えていない。この形のハミルトニアンは文献 [7] で用いられている。このハミルトニアンに対して文献 [6] の状態参照法 (ここでは、LCD) を用いて得られる CHF 解曲線を図 1 に示す。ここでは、軸対称変形のみを考えている。

用いているパラメータの値は、 $A = 80$ 、 $a_2 = -408.4(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$ 、 $a_3 = 1079.4(\text{MeV} \cdot \text{fm}^6)$  及び  $a_4 = 67.7(\text{MeV} \cdot \text{fm}^5)$  である。

次に、このハミルトニアンを用いてTDHF軌道を求める。TDHF方程式は、

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_j(\mathbf{r}, t) = h[\rho(\mathbf{r}, t)] \psi_j(\mathbf{r}, t), \quad j = 1, \dots, A', \quad (2.3)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = 4 \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}, t) \psi_j(\mathbf{r}, t),$$

(occupied)

である。核子密度 $\rho(\mathbf{r}, t)$ は、占有軌道に対応する一粒子波動関数 $\psi_j(\mathbf{r}, t)$ から作られる。占有軌道は初期条件で指定され、初期条件はCHF解曲線上に置かれる。この方程式を積分することによりCHF解曲線上から出発したTDHF軌道を求めることができる [3, 4]。

このようにして得られるTDHF軌道に対して、TRMでは、任意の時刻 $t$ における波動関数 $\psi_j(\mathbf{r}, t)$ を参照状態として選び、それらとの間の重なりが最も大きくなるようにHF解 $\phi_j(\mathbf{r})$ を決定する (maximum overlap condition)。ここでは、典型的なふたつの場合についてTRMの結果を見てみる。

#### 1. 基底状態からのCHF解曲線に対して

図1において“1”とラベルされている基底状態から伸びるCHF解曲線上に初期条件をとりTDHF軌道を求めると、図2のようになる。図では、変形度の時間依存性としてTDHF軌道を表現している。ここでは、小振幅及び大振幅のふたつの軌道について例を挙げる (図中のそれぞれ実線と破線)。図からわかるように、これらの軌道に対してTRMを適用して“最も近いHF解”を求めると、それは、基底状態そのものである (図中のひし形とプラス記号)。このとき、TRMによる収束計算の途中経過を図3と図4とに示す。図2～図4から、この基底状態は十分に深いポテンシャルの底に位置し、他の励起HF状態はこの基底状態のまわりの振動運動にほとんど影響しないことがわかる。従って、この場合はTDHF相空間の構造も簡単な“楕円点”の性質で記述されると考えられる。

#### 2. 励起状態“2”からのCHF解曲線に対して

次に、図1で“2”とラベルされた励起HF状態からのCHF解曲線上に初期条件を置いた場合のTDHF軌道を考える。図5は、励起状態“2”のまわりの小振幅運動を表している。このTDHF軌道に対してTRMを適用して“最も近いHF解”を探すと、それは、状態“2”そのものである (図6)。一方、大振幅運動を表すTDHF軌道 (図7) に対しては、三個の励起HF状態が関与しており (図2の“2”、“3”及び“5”)、これらの状態を次々に経巡っていくことによりひとつの軌道ができていることがわかる。そのうちのひとつの状態は“2”であるが、他の二つは“2”よりエネルギーが低い状態である (図8)。これらの状態は、“2”からの励起エネルギーが小さい小振幅運動では見えなかったものである。これから、状態“2”は、浅いポテンシャルエネルギーのポケットの底にあり、より大きな変形を持つ深いふたつのポテンシャルエネルギーのポケットとのあいだには、サドル構造があることがわかる。

### 3 まとめと今後の課題

CHF解曲線に沿ってCHF解の内容がどのように変化していくかを視覚的に表してTDHF相空間の構造を理解する手段としてTRMを考え、密度依存力を持つ簡単な系に対して適用した。その結果、以下のようなことがわかった。TRMは、どのようなHF状態が考察下のTDHF軌道に関与してくるかを明らかにする。(励起)HF状態は、局所的にはポテンシャルエネルギーのポケットの底にあり、小振幅の運動についてはCHF解曲線がポテンシャル曲線の役目をする。振幅が大きくなり励起エネルギーが上がると周囲の励



起HF状態との間で行き来が可能になるためにTDHF軌道は複雑になる。この状態では、小振幅のときの解曲線はポテンシャルエネルギーとしての役割は無い。逆に、行き来ができる状態が無ければ小振幅と大振幅の運動に基本的な差異はなく、その場合にはCHF解曲線はポテンシャルエネルギーとしての役割をする。

今回のモデルは簡単な相互作用を仮定しているが、より実際的な系に対してTRMを適用する計算を現在進めている。同時に、ふたつのCHF解曲線の間を系がどのように移りゆくかを明らかにするための理論的な枠組みを開発中である。

## References

- [1] W.Nazarewicz, Nucl.Phys.**A557**(1993), 489c.
- [2] S.Ayik and W.Nörenberg, Z.Phys. A - Atoms and Nuclei 309(1982), 121.
- [3] K.T.R.Davies, S.E.Koonin, Phys.Rev.**C23**(1981), 2042.
- [4] H.Flocard, S.E.Koonin and M.S.Weiss, Phys.Rev.**C17**(1978), 1682.
- [5] A.J.Lichtenberg and M.A.Lieberman,  
Applied Mathematical Science **38**(Springer, 1983).
- [6] K.Iwasawa, F.Sakata, Y.Hashimoto and J.Terasaki,  
Prog.Theor.Phys. **92**(1994), 1119.
- [7] G.Eckart, G.Holzwarth and J.P. Da Providencia, Nucl.Phys.**A364**(1981), 1.

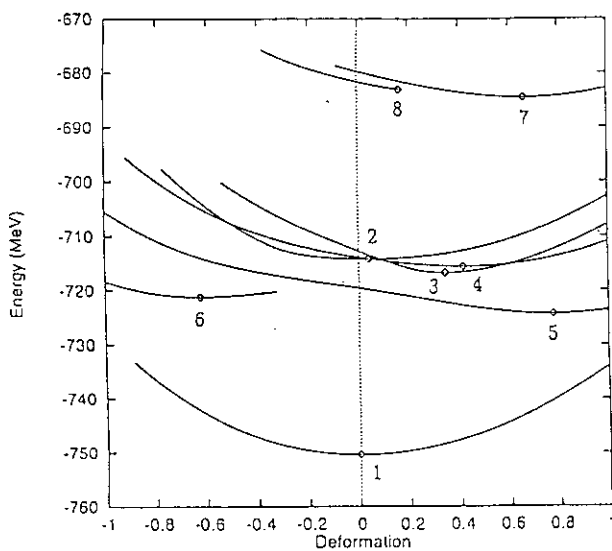


図 1

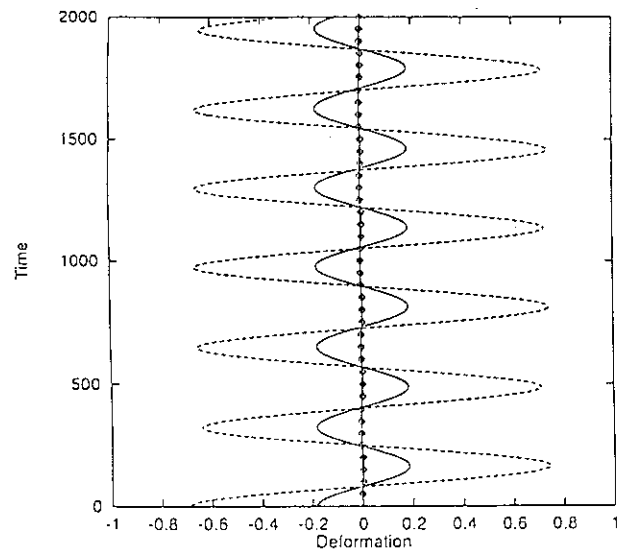
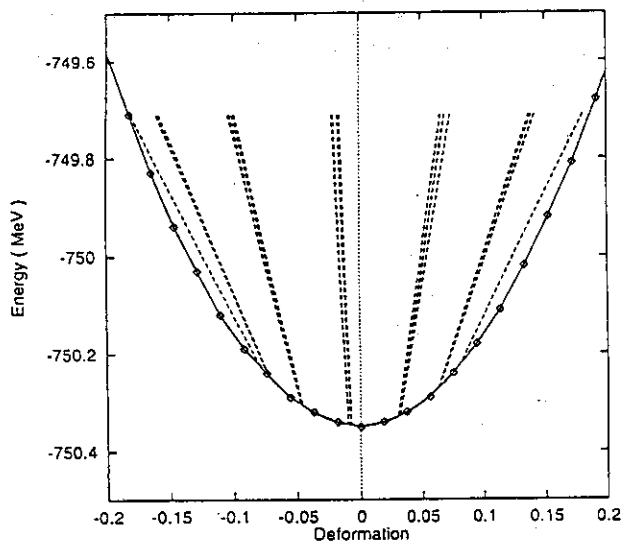
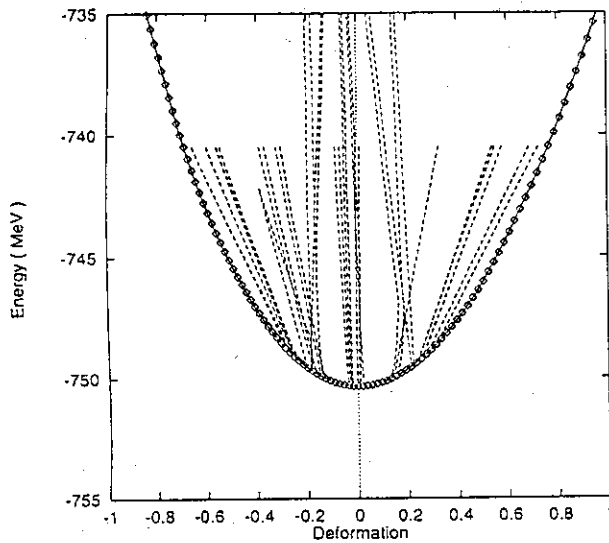


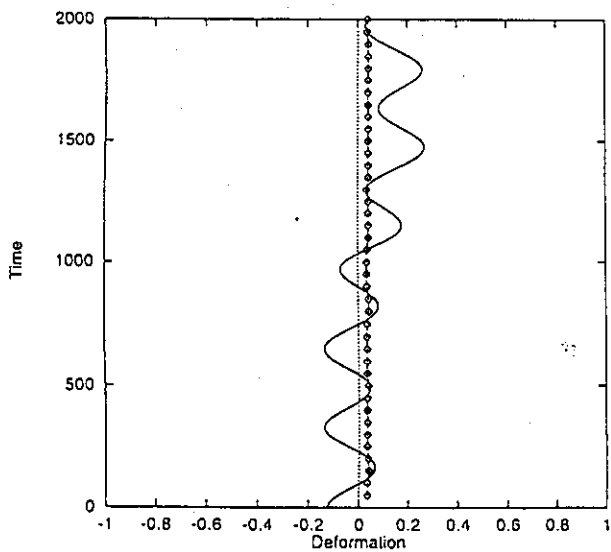
図 2



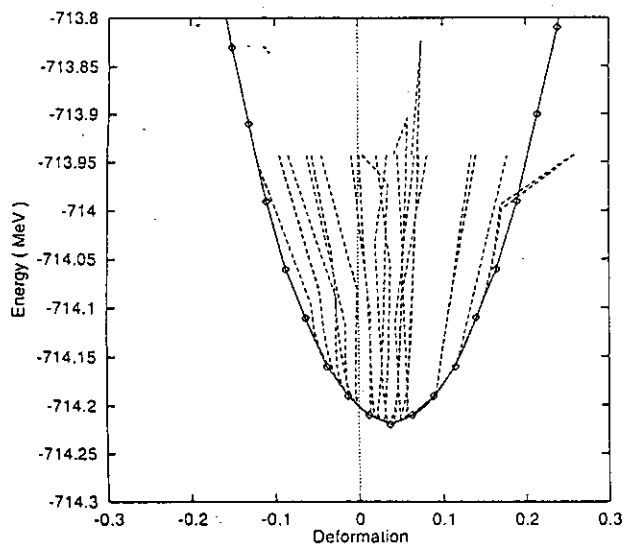
☒ 3



☒ 4



☒ 5



☒ 6

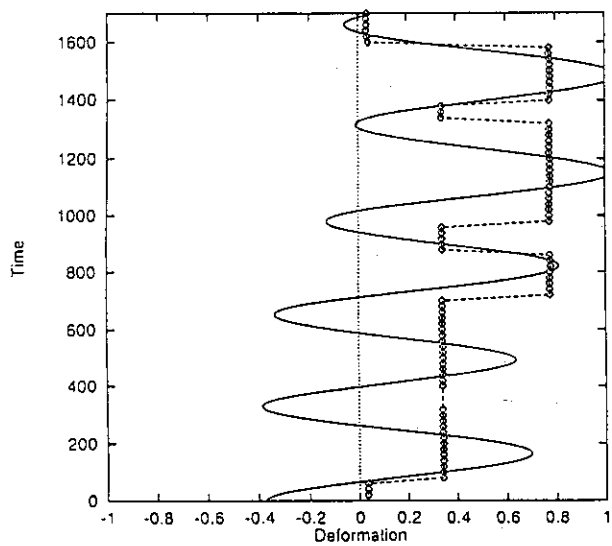


図 7

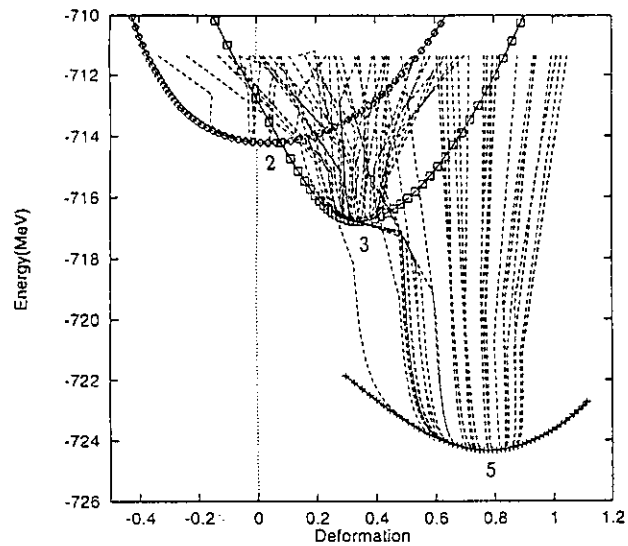


図 8

23. Self-consistent diabatic state in cranked HFB theory

東京大学原子核研究所  
岩沢 和男

原稿未着

## 24. Symmetries of Compound Nucleus Levels Revealed by a Templates Simulation Method

K. Ideno

Advanced Science Research Center, JAERI  
Tokai, 311-119 Ibaraki, Japan

Contrary to an usual chaotic picture of compound nucleus levels, we can correlate definite patterns of the level distributions with the symmetry properties (spins and isospins) of compound systems. We can detect such correlations by using real data as *templates* i.e. references.

Complexity is a dominant feature of compound nucleus levels. Since the Wigner's initiation of the random matrix theory, main concerns about the level distributions have been to deal with its average properties and fluctuations [1]. Here the statistical theory neglects particular spacings or characteristic level distances. In other words, it works well in the procedures where the characteristic level distances are smeared out. By using a sensitive method to detect the characteristic distances, however, we revealed the existence of such distances for neutron resonances in medium and heavy nuclei [2]. We call this structure as *superfine structure (SFS)*. The simplest type of the characteristic level distance is an unit level distance with which most of the level energies can be expressed by  $E_i = n\varepsilon + \eta$ , where  $n$  is an integer and  $\eta$  a shift of the lattice points  $n\varepsilon$  with respect to neutron zero energy. Typical nuclei where these unit distances appear dominantly are: a)  $^{179}\text{Hf}$  ( $\varepsilon = 3.06$  eV), b)  $^{177}\text{Hf}$  ( $J = 3$ ) ( $\varepsilon = 4.37$  eV), c)  $^{123}\text{Sb}$  ( $\varepsilon = 5.44$  eV) and d)  $^{168}\text{Er}$  ( $\varepsilon = 17.6$  eV). Using these levels as templates i.e. references, we can measure a relative shift  $\Delta\eta$  between sampled

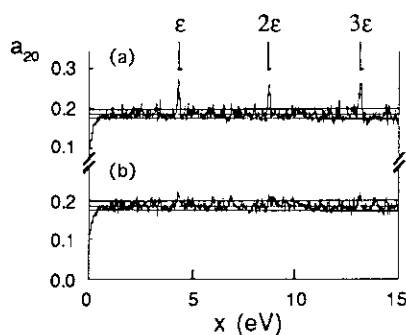


Fig. 1. Plots of  $a_{20}$  for the combined levels of  $^{177}\text{Hf}$  and  $^{238}\text{U}$  below 300 eV. The resolution was  $\Delta E = 0.6$  eV. The  $^{177}\text{Hf}$  ( $J = 3$ ) levels were taken as a reference and the  $^{238}\text{U}$  levels were added to the reference levels with the relative shifts of  $-0.8$  eV (a) and  $0$  eV (b).  $\varepsilon$  represents  $4.37$  eV.

and reference nuclei, where  $\Delta\eta$  is a difference between the shifts of the two nuclei. The relative shift can be interpreted as a relative distance between the two SFSs if we assume that the neutron zero energy as a common reference point. Fig. 1 shows that the  $^{238}\text{U}$  resonances have a relative shift of  $-0.8$  eV with respect to the resonances in  $^{177}\text{Hf}$ . It is found that groups of nuclei have definite values of the relative shifts depending on the symmetry properties of the compound systems. For example, the relative shifts of even rare-earth nuclei in reference to  $^{168}\text{Er}$  tend to take the values of either  $\sim 0$  or  $\sim (1/2)\varepsilon$  according to even or odd change of its isotopic components. The relative shifts of the  $3.06$ -eV SFSs in reference to  $^{179}\text{Hf}$  reflect mainly the spin properties of the compound systems.

### References

- [1] T. A. Brody et al., Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 385.
- [2] K. Ideno and M. Ohkubo, J. Phys. Soc. Jpn **30** (1971) 620; K. Ideno, *ibid.* **37** (1974) 581; K. Ideno, Proc. Int. Conf. on nuclear data for science and technology, Mito, Japan, 1988, ed. S. Igarasi (Saikon, Tokyo, 1988) p.783.