

JAERI-Conf
98-012



第5回ハドロン多体系のシミュレーション研究会
報告集

1998年3月3日～3月4日、東海研究所、東海村

1998年7月

(編) 千葉 敏・丸山 敏毅

29 - 43

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、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 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（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1998

編集兼発行 日本原子力研究所

第5回ハドロン多体系のシミュレーション研究会
報告集

1998年3月3日～3月4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) 千葉 敏・丸山 敏毅

(1998年7月1日受理)

研究会「第5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114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、1998年3月3日、4日の両日、東海研究所において行われた。内容は微視的シミュレーションによる軽イオン・重イオン反応研究を主題として核構造、高エネルギー多重破碎反応実験、核物質の構造研究等多岐に亘り、19件の発表が行われた。参加総数は約30名で、盛況のうちに全日程を終えた。本レポートはその報告集である。

本研究会の世話人は、日本原子力研究所先端基礎研究センター 岩本 昭、丸山敏毅、城戸俊彦、奈良 寧、千葉 敏、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、東北大学理学部 小野 章、及び京都大学理学部 堀内 昶が担当した。

日本原子力研究所(東海駐在) : 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

Proceedings of the Fifth Symposium on Simulation of Hadronic Many-Body System
March 3-4, 1998, JAERI, Tokai, Japan

(Eds.) Satoshi CHIBA and Toshiki MARUYAMA

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

(Received July 1, 1998)

The fifth 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 March 3 and 4, 1998. The symposium was devoted for discussion and presentation of research results on light- and heavy-ion induced nuclear reactions in terms of microscopic simulation method, while wide variety of other topics were also presented such as nuclear structure, properties of nuclear matter and high-energy multi-fragmentation experiments. Nineteen papers on current topics presented at the symposium aroused lively discussions among 30 participants from universities, industries and JAERI.

Keywords: Proceedings, Simulation, Nuclear Reactions, Nuclear Structure,
Hadronic Many-Body System, Molecular Dynamics.

Organizers : A. IWAMOTO, Toshiki MARUYAMA, T. KIDO, Y. NARA, S. CHIBA, (Hadron Transport Group, Advanced Science Research Center, JAERI), K. NIITA (Research Organization for Information Science & Technology), A. OHNISHI (Hokkaido University), A. ONO (Tohoku University) and H. HORIUCHI (Kyoto University)

目 次

1. AMD-VによるAu+Au多重破碎反応	1
小野 章 (東北大)	
2. 重イオン衝突でのフラグメント生成の密度と温度	6
大西 明 (北大)	
3. 静止 Ξ^- 反応におけるハイパー核の生成	12
平田 雄一 (北大)	
4. s-殻 Λ ハイパー核におけるクォークパウリ効果	18
根村 英克 (新潟大)	
5. ^8B の分解反応における核力の効果	23
城戸 俊彦 (原研)	
6. 反対称化分子動力学による核子入射反応の研究	27
戸坂 義春 (富士通研)	
7. 半古典的歪曲波近似による中エネルギー核子-核散乱の理論 -progress report-	35
緒方 一介 (九大)	
8. KEK-P S標的核多重破碎反応の入射エネルギー依存性	42
村田 次郎 (京大)	
9. 12GeV p+Auにおける多重破碎反応の研究	45
丸山 智幸 (原研/東北大)	
10. 数値シミュレーションによる高温・高密度ハドロンガスの熱力学的研究	46
佐々木信雄 (広大)	
11. 高エネルギー重イオン衝突における粒子生成の時空構造	51
大塚 直彦 (北大・原研)	
12. パートン-ハドロンカスケードによるSPS及びRHIC実験の解析	55
奈良 寧 (原研)	
13. 量子モンテカルロ殻模型	60
大塚 孝治 (東大)	
14. 相関基底を用いた確率論的変分法を用いたクーロン束縛系の研究	61
薄倉 淳子 (新潟大)	
15. 時間依存密度行列理論と有効相互作用	66
遠山 満 (杏林大)	
16. ^{48}Cr のバックベンディング現象	70
田中 武志 (東北大)	

17. 不安定核反応の3次元TDHF計算	75
金 佳恵 (東大)	
18. 飽和密度以下の核物質の構造	79
丸山 敏毅 (原研)	
19. サブバリアー核融合への多体論的アプローチ	86
岩本 昭 (原研)	

Contents

1. Multifragmentation in Au + Au Collisions Studied with AMD-V	1
Akira Ono (Tohoku Univ.)	
2. Densities and Temperatures at Fragment Formation in Heavy -ion Collision	6
Akira Ohnishi (Hokkaido Univ.)	
3. Production of Hyper Nuclei in Stopped Ξ^- Reaction	12
Yuichi Hirata (Hokkaido Univ.)	
4. Quark-Pauli Effects in s-shell Λ Hyper Nuclei	18
Hidekatsu Nemura (Niigata Univ.)	
5. Nuclear Effects in ^8B Dissociation	23
Toshihiko Kido (JAERI)	
6. Nucleon Induced Reaction by Anti-symmetrized Molecular Dynamics	27
Yoshiharu Tosaka (Fujitsu)	
7. Medium Energy Nucleon-nucleus Scattering Theory	
by Semi-classical Distorted Wave Approximation	35
Kazuyuki Ogata (Kyushu Univ.)	
8. Incident Energy Dependence on KEK-PS Target Multi-fragmentation Experiment	42
Jiro Murata (Kyoto Univ.)	
9. Multi-fragmentation in 12GeV p+Au System	45
Tomoyuki Maruyama (JAERI/Tohoku Univ.)	
10. Thermodynamics of high-temperature and High-density Hadron Gas	
by a Numerical Simulation	46
Nobuo Sasaki (Hiroshima Univ.)	
11. Space-time Structure of Particle Production in High-energy Heavy-ion Collisions	51
Naohiko Ohtsuka (Hokkaido Univ./JAERI)	
12. Parton-hadron Cascade Approach at SPS and RHIC	55
Yasushi Nara (JAERI)	
13. Quantum Monte Carlo Shell Model	60
Takaharu Otsuka (Univ. Tokyo)	
14. Application of Stochastic Variational Method with Correlated Gaussians	
to Coulombic Systems	61
Junko Usukura (Niigata Univ.)	
15. Time Dependent Density Matrix Theory and Effective Interaction	66
Mitsuru Tohyama (Kyorin Univ.)	
16. Backbending Phenomenon in ^{48}Cr	70
Takeshi Tanaka (Tohoku Univ.)	

17. Three-dimensional TDHF Calculation for Reactions of Unstable Nuclei	75
Ka-Hae Kim (Univ. Tokyo)	
18. Structure of the Subsaturated Nuclear Matter	79
Toshiki Maruyama (JAERI)	
19. Many-body Treatment of Subbarrier Fusion Reactions	86
Akira Iwamoto (JAERI)	

1. AMD-V による Au + Au 多重破碎反応

東北大・理 小野 章

1 はじめに

核子あたり数百 MeV 以下の中間エネルギー領域での重イオン反応では、高密度・低密度での核物質の性質を反映して、様々な現象が起こる。例えば、生成粒子の運動量の集団の流れ（フロー）を調べることにより、反応の前半で生成される高密度核物質の状態方程式（特に非圧縮率）が議論されてきた。一方、反応の前半で圧縮された核物質は、その後、通常の原子核密度（ ρ_0 ）より低い密度まで膨張していく。そこでは核子や原子核（フラグメント）が生成されるが、この多重破碎反応はしばしば液相気相転移と関係づけられる。核物質の温度や膨張の速度によって、系全体が気化したり、液相部分（多数のフラグメント）と気相部分（核子）に分離したり、大きな原子核から徐々に核子が蒸発したりというように、様々な方法でフラグメント生成が起こる。逆にいえば、フラグメント生成を調べることにより、低密度核物質の性質を推測できるであろう。

重イオン衝突では、理想的な熱平衡状態ができるわけではなく、動力学的な効果を考慮しなければ理論値と実験値を比較することができない。そのため、様々な微視的動力学模型が提案されてきたが、多重破碎反応を記述できるものはほとんどない。多重破碎反応では、ほぼ一様でクラスターの存在しない核物質が冷却する過程で新たにクラスターが生成し、そのクラスターは全く量子力学的なものであるから、その理論的記述は容易ではない。ここでは、微視的動力学模型の中でもっとも量子力学的要素の多い反対称化分子動力学の拡張版（AMD-V）を用いて、 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ の多重破碎反応がよく記述できることを示す。

2 AMD-V の枠組み

我々の目的は、中間エネルギー領域での重イオン反応に適した時間依存の量子論的模型を構築することである。その際に念頭に置くべき点は、初期状態が時間発展するにつれて、非常に多くのチャンネルへと分岐していくということである。もちろん、このような多体の波動関数の時間発展を正確に解くことは困難であるから、あるチャンネルから多数のチャンネルへの分岐の過程とそれぞれのチャンネル内での時間発展とを別々に取り扱う。各チャンネル内では平均場近似が有効であると考え、また、分岐したチャンネル間の干渉は重要でないと仮定できるとする。分岐したチャンネルの時間発展は、量子力学の線形性により本来互いに独立でなければならないが、その点は尊重しなければならない。

2.1 AMD 波動関数と運動方程式

AMD では、それぞれのチャンネルをガウス波束のスレーター行列式（AMD 波動関数）

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

で表す [1]。ここで、複素数の変数 $Z \equiv \{\mathbf{Z}_i\}$ は波束の中心で、波束の幅は $\nu = 0.16 \text{ fm}^{-2}$ と取る。スピン・アイソスピン状態は $\chi_{\alpha_i} = p \uparrow, p \downarrow, n \uparrow, n \downarrow$ である。Z の時間発展は時間依存変分原理から導かれる運動方程式

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

によって定める。 $C_{i\sigma,j\tau}$ ($\sigma, \tau = x, y, z$) はあるエルミート行列で、 \mathcal{H} はハミルトニアン（有効相互作用を用いる）の期待値である。

AMD 波動関数 [式(1)] は単純に見えるが、例えば原子核の基底状態をシェル効果まで含めて記述でき、ほとんどの原子核の結合エネルギー同じパラメータで核子あたり 1 MeV の精度で再現できる。つまり、重イオン衝突の初期状態や終状態に現れる原子核を、十分な精度で記述できる。

2.2 確率的な二核子衝突過程

決定論的な運動方程式 (2) は不充分であり、多くのチャンネルへの分岐過程が存在するはずである。ほとんどの分子動力学模型 [2, 3] では、単一のスレーター行列式の枠の外へ出る効果として、確率的な二核子衝突が導入されている。AMD[1] では、

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

によって定義される物理座標 $W = \{\mathbf{W}_i\}$ を用いて、二核子衝突を導入する。QMD[2, 3] の場合と同様に、ある二核子の物理的位置が近づいたときに、それらの物理的相対運動量を微分断面積にしたがって確率的に変化させる。物理座標の空間にはパウリ禁止領域があるので、二核子衝突のパウリブロッキングは自動的に導入される [1]。

2.3 波束拡散による確率過程

AMD では、波束の形を自由に变化させない。したがって、一粒子波動関数の時間発展は TDHF ほど正確ではない。しかし、だからといって、AMD を TDHF に向かって拡張するのはいい考えではない。TDHF は、本来独立なチャンネルの間にみせかけの結合が出てきてしまうという病的な問題を持つからである。我々は、チャンネルの波動関数を拡張するのではなく、精密な一粒子運動を新たな確率的分岐過程として導入する [4]。

時刻 t における系のあるチャンネルの AMD 波動関数 $\Phi(Z(t))$ の中の核子 (波束) k には、位相空間のガウス波束

$$f_k(x, t) = 8 \exp \left[-2 \sum_{a=1}^6 (x_a - X_{ka}(t))^2 \right] \quad (4)$$

が対応する。ここで、6次元の位相空間の座標 $\{x_a\}_{a=1, \dots, 6} = \{\sqrt{\nu} \mathbf{r}, \mathbf{p}/2\hbar\sqrt{\nu}\}$ を導入した。中心 $\{X_{ka}\}_{a=1, \dots, 6}$ は物理座標 \mathbf{W}_k である。系全体の一体分布関数 f は近似的に f_k の和である。 X_{ka} の時間発展は AMD の運動方程式で決められるが、普通の AMD では波束の形は固定されている。

しかし、もっと正確な一体分布の時間発展は、TDHF または Vlasov 方程式 [5]

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial \mathbf{p}} \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial h}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (5)$$

で計算できる。ここで、 $h = h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ は、AMD 波動関数 $\Phi(Z(t))$ に対して計算された一粒子ハミルトニアン (の Wigner 変換) である。Vlasov 方程式に従って、波束の幅の時間変化

$$\dot{\sigma}_{kab}^2(t) \equiv \frac{d}{dt} \int (x_a - X_{ka}(t)) (x_b - X_{kb}(t)) f_k(x, t) dx \quad (6)$$

を求めることができる。波束の形を変えることはしないで、波束拡散の効果 $\dot{\sigma}_k^2$ を導入するために、中心 $X_{ka}(t)$ にゆらぎ $\delta X_{ka}(t)$ を与えることにする。ホワイトノイズを仮定すると、そのゆらぎは

$$\overline{\delta X_{ka}(t)} = 0 \quad \text{および} \quad \overline{\delta X_{ka}(t) \delta X_{kb}(t')} = [\dot{\sigma}_k^2]_{ab}(t) \delta(t - t') \quad (7)$$

を満たすべきことになる。ただし、波束の収縮を確率過程として取り扱うことはできないので、 $\dot{\sigma}_k^2$ の負の固有値はゼロで置き換えた。

物理座標へのゆらぎ δX_k を Z へのゆらぎに変換し、それを時間に陽に依存する一体演算子の期待値 \mathcal{O}_k の微分として書き表して、それを運動方程式に確率的な項として付け加えると

$$i\hbar \sum_{j\tau} C_{i\sigma, j\tau} \frac{dZ_{j\tau}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\sigma}^*} + \sum_k \left[\frac{\partial \mathcal{O}_k}{\partial Z_{i\sigma}^*} + i\mu_k \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\sigma}^*} + \sum_m \beta_m \frac{\partial \mathcal{Q}_m}{\partial Z_{i\sigma}^*} \right) \right] \quad (8)$$

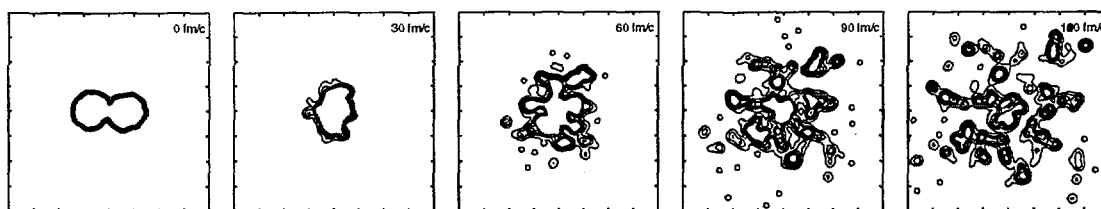


Figure 1: 150 MeV/nucleon の $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 中心衝突のあるイベントでの密度の時間発展. AMD-V で Gogny 力を用いて計算した結果である.

となる. ゆらぎ \mathcal{O}_k によるエネルギー保存の破れを打ち消すために, 摩擦項を導入した. その因子 μ_k はエネルギーを保存するように, ゆらぎに依存して決める. 熱的な自由度のみを調節するために, 集団座標

$$Q_m = \left\langle \sum_i \mathbf{r}_i \right\rangle, \left\langle \sum_i \mathbf{p}_i \right\rangle, \left\langle \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i \right\rangle, \left\langle \sum_i \mathbf{r}_i \mathbf{r}_i \right\rangle, \left\langle \sum_i \mathbf{p}_i \mathbf{p}_i \right\rangle \quad (9)$$

の拘束を付け加えた. Lagrange 乗数 β_m はこれらの座標を摩擦項が一定に保つように決定する. なお, 式には示していないが, ゆらぎ \mathcal{O}_k によるエネルギー保存の破れを打ち消すときは, 位相空間で核子 k から遠く離れた核子の座標と \mathbf{Z}_k 自身も一定に保った.

系が基底状態に近いときは, 計算されるゆらぎも小さいが, AMD や Vlasov 方程式の近似のために, 厳密にゼロにはならない. 基底状態ではゆらぎはゼロでなくてはならないので, 普通は 1 で基底状態近傍でだけ 0 に近づくと因子をゆらぎの項にかけた.

3 Au + Au 衝突

入射エネルギー 150 MeV/nucleon と 250 MeV/nucleon で, $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 衝突の計算を AMD-V を用いて行った. ここでは, 中心衝突での結果を議論する.

AMD の計算は, 従来計算時間の制約のために $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ のような重い系に適用することができなかったが, 昨年度のこの研究会で報告した三重ループ近似を用いることによって, $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 衝突の計算が実現した. 計算は, RCNP と KEK のスーパーコンピュータを用いて行った.

図 1 は, 150 MeV/nucleon での $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 中心衝突のあるイベントにおける密度の時間発展の様子を示している. 二つの原子核が衝突してひとかたまりになったあと, ほぼ等方的に膨張しながらフラグメントが生成していることがわかる.

図 2 では, この反応で生じるフラグメントの質量・電荷の分布の計算結果を実験データと比較している. 対数スケールのグラフでよく再現しているように見えるだけでなく, 全体の電荷がどのようにフラグメントに分割されるかを示した円グラフで見ても実験値を非常によく再現していることがわかる. 特に, かなり大きい α 粒子の多重度や, 中間質量フラグメントの多重度もよく再現されている. また, 陽子・重陽子・三重陽子の比もよくあっているが, これを再現するためには, 核子が合体して $A=2$ や $A=3$ の原子核を作るという過程を考慮する必要があった. この合体過程については, 別の機会に詳しく議論する.

図 3 は, 入射エネルギーを 250 MeV/nucleon に上げた場合の結果である. 150 MeV/nucleon のときと同様に実験値はよく再現されているが, 入射エネルギーが上がると陽子・重陽子の多重度が過大評価される傾向があるようにも見える.

ここまで示した AMD-V の結果は, 核子間の有効相互作用として Gogny 力 [6] を用いた計算結果であった. Gogny 力は, 核物質の非圧縮率 $K = 228$ MeV に対応し, その場合の平均場は適切な運動量依存性を持つ. それに対し, 多重破碎反応の状態方程式依存性を見るために, 別の相互作用 (SKG2 力) を使った計算も行った. この相互作用は非圧縮率 $K = 373$ MeV に対応し, 平均場の運動量依存性はない. この場合の計算結

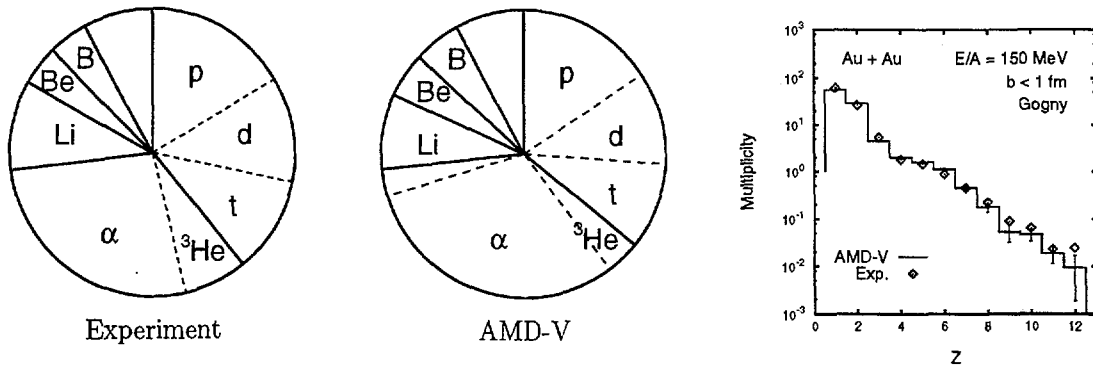


Figure 2: 150 MeV/nucleon の $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 中心衝突で生じるフラグメントの分布. 円グラフは, 系全体の電荷がどのように各フラグメントに分配されるかを示し, 対数スケールのグラフはフラグメントの電荷の多重度を示す. AMD-V で Gogny 力を用いて計算した結果と実験値を比較している.

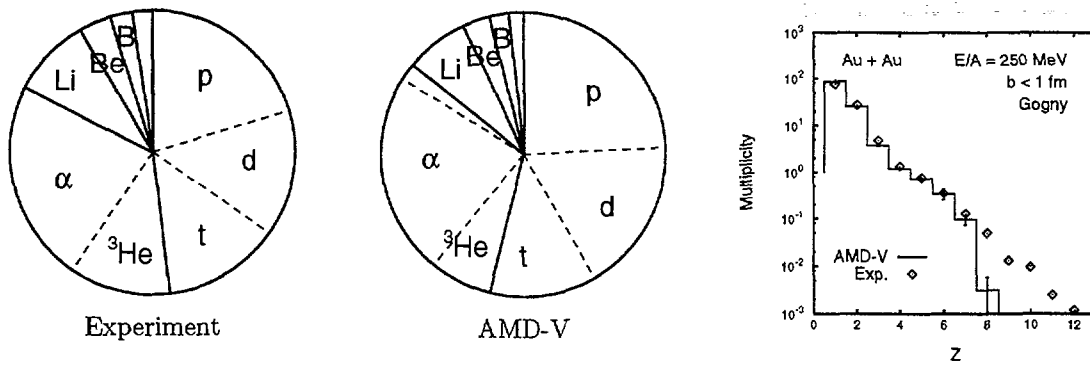


Figure 3: 図 2 と同様. ただし, 入射エネルギーが 250 MeV/nucleon である.

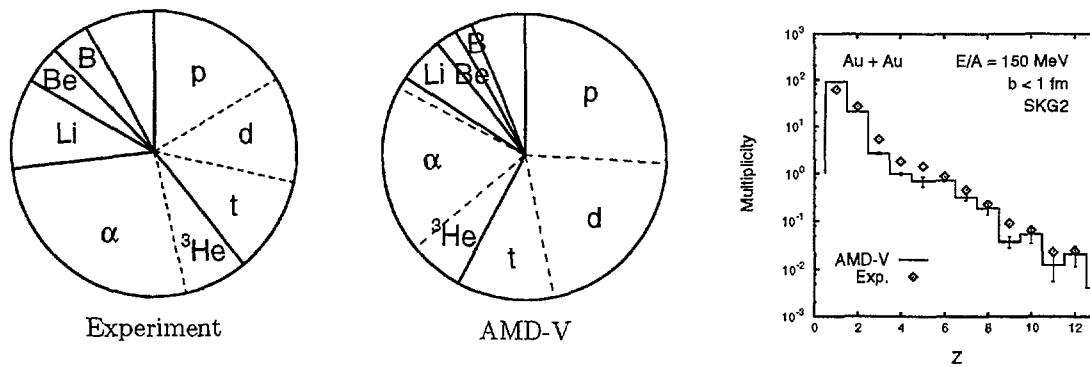


Figure 4: 図 2 と同様. ただし, AMD-V 計算で用いた相互作用が SKG2 力である.

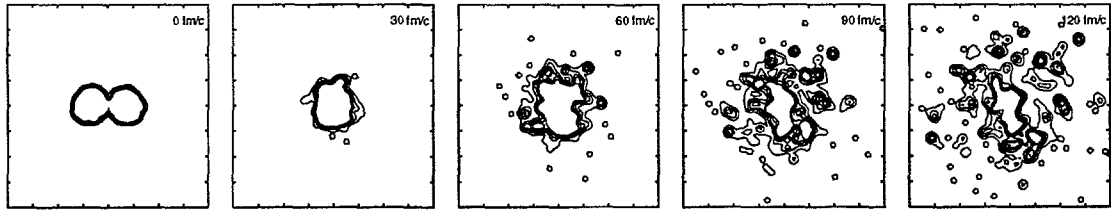


Figure 5: 図1と同様。ただし、AMD-V計算で用いた相互作用がSKG2力である。

果を図4に示す。Gogny力の場合によく再現された(図2)のに対して、SKG2力の場合の計算結果は実験データと矛盾していることがわかる。核子や重陽子などが過大評価され、 α 粒子や中間質量フラグメントが過小評価されている。この有効相互作用による違いは、密度の時間発展を見てもわかる。Gogny力の場合の図1では、膨張している核物質全体から大小のフラグメントができて見えるのに対し、SKG2力の場合の図5では、外側からは核子や軽いフラグメントだけができて、内側に膨張しきれない核物質が残っている。中心付近に残ったフラグメントはかなり励起しているので、統計崩壊[3]を考慮するとここから多数の中間質量フラグメントができることは少ない。

4 まとめと展望

AMD-Vは、多重破碎反応の記述に最適なモデルである。入射核・標的核やフラグメントの記述において反対称化が考慮されるだけでなく、中間状態・終状態に多数のチャンネルが存在するという量子効果を適切に取り扱うことができる。

$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 衝突の多重破碎の実験データは、これまでQMDなどのほかのモデルでは再現されていなかったにもかかわらず、Gogny力を用いたAMD-Vの計算では非常によく再現された。しかも、別の有効相互作用を用いてみると計算結果に明らかな違いが現れたが、これは、多重破碎反応の研究によって核物質の状態方程式を決定できる可能性を示唆しているわけで、非常に興味深い。今後、平均場の運動量依存性にも注意して、研究を進めていく必要がある。

また、 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ の系は、かなり強いアイソスピン非対称性を持つ。このことは、中性子の多重度が百に近いのに対して陽子の多重度が30程度であることや、 t と ^3He の多重度の大きな違いなどの実験データにも現れている。さらに、中間質量フラグメントのアイソトープ比などに注目することにより、特に低密度での非対称核物質の状態方程式(対称エネルギーの密度依存性)を探ることは、今後の興味深い課題である。

References

- [1] 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).
- [2] J. Aichelin, Phys. Rep. **202**, 233 (1991).
- [3] Toshiki Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. **87**, 1367 (1992).
- [4] A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C53**, 2958 (1996).
- [5] C. Y. Wong, Phys. Rev. **C25**, 1460 (1982).
- [6] J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. **C21**, 1568 (1980).

2. 重イオン衝突でのフラグメント生成の密度と温度 Densities and Temperatures at Fragment Formation in Heavy-Ion Collision

Akira Ohnishi

*Division of Physics, Graduate School of Science,
Hokkaido University, Sapporo 060-0810, Japan*

In order to clarify whether the liquid-gas phase transition is relevant to the multi-fragment formation found in intermediate energy heavy-ion collisions, we estimate the densities and temperatures at fragment formation in Au+Au collisions at incident energies of 150 MeV/A and 400 MeV/A within the Quantum Molecular Dynamics (QMD) model with and without quantum fluctuations implemented according to the Quantal Langevin (QL) model. The calculated results show that the IMFs are mainly produced inside the unstable region of nuclear matter, which supports the idea of the fragment formation from supercooled nuclear matter.

1 Introduction

重イオン反応における多重破碎反応が、核物質の液相・気相相転移にともなう臨界現象として理解できるかもしれない—このアイデアは、重イオン反応における破碎現象の研究の大きな基盤となってきたものであり、様々な実験的、理論的な研究を生み出してきた。比較的初期の段階では、Fisher の理論 [1] から得られる臨界的な状況でのフラグメントの大きさ (=質量数) の冪乗則 (Power Law) が、様々な衝突径数からの寄与の混じった inclusive なフラグメント質量数分布に対して成り立ち、臨界指数が引き出せる、という荒っぽい主張もあったが、量子分子動力学 (Quantum Molecular Dynamics; QMD) などのシミュレーション計算により、質量数分布は衝突径数ごとに異なり、それらの平均として現れる inclusive な分布は、Power Law は成り立っているように見えても偶然である、との理解に少し落ち着いたかみえた。しかし、ここから“臨界派”の巻き返しが起こった。(あるいは、上のような理解はごく一部の研究者内部のものであったかも知れない。) 実験としては、 4π のほぼ全ての立体角をおおう観測器の開発・発展による event ごとの解析、観測されるフラグメントに束縛されている陽子数 (Z_{bound}) などによる衝突径数の実験的同定とその衝突径数ごとのフラグメント分布の測定、温度と励起エネルギーの測定による原子核のカロリー曲線の決定、などの研究が次々に進み [2, 3, 4, 5, 6]、最近では、荷電粒子多重度の一つ一つにたいするフラグメントの分布から、臨界指数のみではなく、Fisher の理論で現れるスケーリング関数を実験で引き出そう、という試みまで進んでいる [7]。一方理論の側でも、ナイーブな統計模型から始まり、系のサイズが大きいつきの相転移を厳密に扱える Percolation 模型や Lattice Gas 模型などを輸送模型と組み合わせた計算方法が進展し、実験データを見事に説明したり [8, 9]、方法としては単純ではあるけれどもきちんと多体系の Microcanonical 集団を取り扱う統計模型が発達し、原子核の破碎のみではなく、マイクロ・クラスターの分野に適用されるなど [10]、“臨界派”の理論的研究にも大きな進展が見られる。

さて、我々を含むこの「ハドロン多体系のシミュレーション研究会」の参加者の多く (少なくとも一部) は、上述のような破碎現象を含む原子核反応における様々な現象を、統計平衡を仮定しない微視的な輸送模型を用いて理解しよう、という目的意識を持っている“動力学派”であるといえよう。もちろん、これらの2つの立場は互いに矛盾したものではなく、動力学から臨界現象の記述を目指す、あるいは臨界現象として記述する上での局所平衡の条件やフローの影響を動力学から理解するといった相互理解は是非とも必要であろう。ただし、現時点ではそれぞれの立場に得手不得手がある。例えば、“動力学”の立場からの研究は、準弾性散乱のような小数の段階のみを経るような過程のスペクトルから、比較的速い時間スケールでおこるフラグメントの生成過程、また、多段階過程を経ておこる核子の蒸発や破碎を一つの枠組で記述可能であるというメリットと同時に、上述のような臨界現象としての視点から見る、あるいは統計平衡状態における核物質の熱的性質と結び付けて核反応で現れる現象を見るということが困難 and/or 間接的であるというデメリットがある。

この研究では、量子統計力学に動機を得て構築された動力学—量子ランジュバン模型—により、統計平衡状態での原子核の性質を調べ、その平衡での性質が実際の核反応にどのように反映されるかを明らかにすることを目的としている。これまでの研究で、統計平衡状態での温度とエネルギーの関係、平衡状態でのフラグメント分布、同じ模型を用いた核反応からのフラグメント生成、などについて調べてきた [11]。こうした結果として分かってきたこととして、原子核の低温領域での量子統計的な振舞から高温での古典統計的振舞への移り変わりを記述する上で局在した波動関数を記述するパラメータに対する (2 体の衝突項で表せない) 量子揺らぎが必要であること、またこの量子揺らぎが重イオン衝突からのフラグメントの生成などの記述を大幅に改善すること、などがあげられる。

これらの成果は、動力学から量子統計力学を理解する、あるいは動力学における量子揺らぎの役割を明らかにする、という立場からは成功したと自己評価しているが、残念ながら、最初に述べた大きな問題—多重破碎は核物質の液相・気相相転移により引き起こされるのか?—に答えられていない。ここは、このような問題意識に基づいて、量子ランジュバン模型の範囲内でフラグメントがどのような温度と密度で生成されているのか調べてみた結果を報告する。特に注目するのは、フラグメントが主として核物質の不安定領域の中で生成されるのかどうか、また、実験で温度を引き出す際に仮定している条件—様々なフラグメントが (少なくとも平均して) 同様の温度・密度で生成されているのかどうか、という 2 点である。Preliminary ではあるが、計算の結果が示すのは、IMF (Intermediate Mass Fragment, 中間質量片) は主として不安定領域で生成されるが、核子や LCP (Light Charged Particle, $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$) は様々な段階で生成される、という比較的直観的に想像できることである。現段階では、近年の実験で行われているように早い段階で生成される核子や LCP を除いて議論する、ということも行っていないため、実験で得られている "温度" との比較はまだ時期早尚ではあるが、上の結果は、例えばアイトープ比で温度を測る場合に、He-Li などの温度計を用いることの危険性を示している。

2 量子ランジュバン模型

この研究で用いるモデルは、量子分子動力学 (QMD) [12] を基にして、量子ランジュバン模型により与えられる量子揺らぎを取り入れたものである。その詳しい内容は Refs. [11] を参照して頂くことにして、ここでは、研究会で議論になった点を中心に、そのアイデアのみを述べるにとどめることにする。

量子ランジュバン模型の基本となる運動方程式は、次のように与えられる。

$$\dot{p} = f - \tilde{\beta} M^p \cdot (v - u) + g^p \cdot \zeta^p, \quad (1)$$

$$\dot{r} = v + \tilde{\beta} M^r \cdot f + g^r \cdot \xi^r, \quad (2)$$

$$f \equiv -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial r}, \quad v \equiv \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p}, \quad M \equiv (g)^2. \quad (3)$$

1 行目、2 行目の第一項は正準運動方程式、第二項は局所的な速度流 (u) に逆らう運動に対する摩擦項、第三項は揺らぎを与える項である。また、 $\tilde{\beta}$ は統計平衡時の (多体系の) 波束の分布が $\exp(-\mathcal{F})$ と与えられるとして、 $\tilde{\beta} = \partial \mathcal{F} / \partial \mathcal{H}$ であたえられる。これは、波束の持つエネルギーの量子揺らぎが無視できる古典的な正準集団では $\tilde{\beta} = 1/T$ 、量子正準集団において高温展開の第二主要項までを繰り込んだ近似 (調和近似) では $\tilde{\beta} = (1 - \exp(-D/T))/D$ ($D = \sigma_E^2/\mathcal{H}^*$)、量子小正準集団において同様の近似を行った場合には、 $\tilde{\beta} = (\mathcal{H} - E)/\sigma_E^2$ となる逆温度パラメータである。この運動方程式により、長時間の時間平均をとったものは、それぞれの統計集団と一致することは容易に示される。

量子ランジュバン方程式にしたがって微小時間、系を時間発展させると、例えば、運動量に関しては

$$\langle \delta p_i \rangle = -\tilde{\beta} (M^p \cdot (v - u))_i, \quad \langle \delta p_i \delta p_j \rangle = 2(M^p)_{ij}, \quad (4)$$

という揺らぎがランジュバン力により与えられる。このような揺らぎが与えられると、例えば不安定なパラメータの領域が障壁を越えた領域にある場合に、揺らぎによりこの障壁を越え、そこから "転がり落ちる" ことによりフラグメントの組替えがおこる、というフラグメントの生成機構が新たに加

えられる。もちろん、2体の衝突を取り入れた場合には、通常のシミュレーションの方法でも揺らぎは存在し、上述のようなフラグメントの生成は起こり得るが、一般には系の自由度が大きい場合には古典系では小数の自由度へのエネルギーの集中が起こりにくいため、フラグメントの生成、あるいは複合核の崩壊は遅くなる。これは、これまでもしばしば指摘されてきた分子動力学的欠点の一つである。

ここで注意が必要なのは、エネルギーが与えられる小正準集団においても(多体系の)波束のエネルギー期待値が保存されないことである。この点は、平衡状態では次のような状況に対応する。量子正準集団を(エネルギー固有状態でない)波束の集まりで表現する場合には、ボルツマンの重率演算子 $\exp(-\beta\hat{H})$ を c-数として扱えないため、 $\exp(-\beta\hat{H}/2)$ という”歪曲”演算子を波束に作用させてから物理量の期待値を求める必要がある。この歪曲演算子は、常に波束のエネルギーを下げる役割をするため、波束は(少なくとも統計平衡では)その期待値よりも低いエネルギーを運ぶことになる。このような波束の歪曲は、当然ながら小正準集団でも、実際の核反応の記述でも必要であるため、波束によるエネルギー期待値が揺らぐこと、また物理量の期待値を求める際には歪曲を考慮に入れることが必要となる。この場合の歪曲演算子は、 $\sqrt{\delta(E-\hat{H})}$ という複雑な演算子となるため、我々は、正準集団の場合の歪曲演算子での近似的な取り扱いを行っている。

さて、研究会でも質問・議論となった大きな点として、(1) 統計平衡でのアンサンブルを与える運動方程式が、実際の系の時間発展を正しく記述するのか、(2) 平衡の条件だけでは決まらない揺らぎを与える行列 g の選び方により、核反応の記述が全く異なってしまうのではないかと、というものがあげられる。残念ながら、現段階でもこれに対する明確な答えは準備できていないが、例えば、(1) に関しては、Lipkin 模型などの厳密に解ける場合に(TDHF などの平均場理論では記述が不可能な)集団運動の減衰が定性的に記述出来ることなどが研究会以降の研究で示されつつある [13]。また (2) に関しては、軽い系では確かにフラグメントの生成が揺らぎの行列に大きく依存しているようであるが、現象論的には実験データの豊富な反応について調べることにより、揺らぎの形・強さについて決めてゆく、また理論的には相関を考慮した模型から波束のアンサンブルに射影した場合に現れる揺らぎを評価する、などの方法で不定性を無くしていくことは可能であると考えている。

3 結果

前節で導入された量子ランジュバン方程式に、2体の衝突項を加えて Au+Au の衝突の 150 MeV/A, 400 MeV/A のシミュレーションを行った。このシミュレーションの結果を実験と比較したものは、Ref. [14] などに発表してある。IMF multiplicity、フラグメントの荷電分布などは、factor 2 の範囲内で実験と良く一致しており、比較的よく現実を反映しているものと考えてよからう。ただし、 t , ${}^3\text{He}$ の生成量については実験データを 3~4 倍 underestimate しており、この研究会での小野氏の発表にあったような coalescence 的な軽いフラグメントの安定化機構が必要と思われる。こうしたシミュレーションの一例は Fig. 1 のようなものであり、終状態において(反応平面上でみえるだけでも)多くのフラグメントが出来ているのがみえる。

さて、こうした時間発展の途上における密度と温度がどのように変化して行くのか調べてみよう。各点での温度としては、ここではフラグメント内の核子をもつ熱的な(局所的な flow のまわりの)運動エネルギーから定義する。

$$\frac{3}{2}T' \equiv \frac{m_N}{2A_F} \sum_{i \in \text{Frag.}} (v_i - u_i)^2, \quad T' \simeq \frac{D}{1 - \exp(-D/T)},$$

として定義しておく。量子ランジュバン力を加えた時の温度の補正は調和近似を用いたものである。この温度の定義には定量的な問題はあるだろうが、定性的な傾向は理解できるだろう。さて、Au+Au 衝突で核子がどのような温度と密度を経た上でフラグメントとなるのかを示したのが、Fig. 2 である。見やすくするために、核物質の不安定領域(Soft Skyrme 相互作用での核物質の不安定相で、有限性を考慮して不安定相の上限温度を半分にしたもの)を描いてある。実線は終状態で IMF($3 \leq Z \leq 15$) に含まれる核子を back trace して各時刻での平均を event ごとにとったものであり、破線は全核子

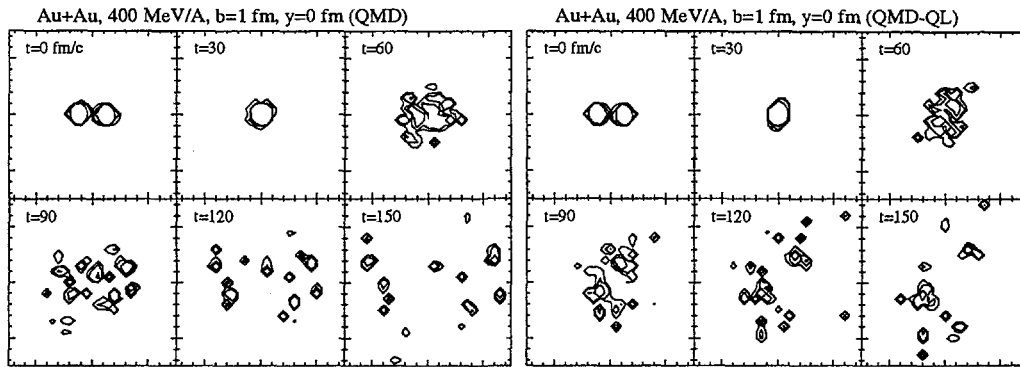


Figure 1: Au+Au (400 MeV/A) 衝突における xz 平面上での核子密度分布。左の図は QMD 計算、右は QMD に量子ランジュバン力を加えてシミュレーションした結果である。

の平均である。興味深いことに、全核子の平均は単調に温度、密度が下がっていくのに対して、終状態で IMF に含まれる核子達は、不安定相の中で一旦低い密度を経てから再収縮により安定したフラグメントが生成されている。さらに、フラグメントの生成時を、「終状態でフラグメントを back trace して、その時間以降、新たな核子の吸収をしなくなった時点 (=核子放出を許す)」と定義して、その時の密度と温度を示したのが白丸である。これらもやはり核物質の不安定相内に集中している。このことは、物質の不安定相におけるスピノーダル分解の解釈と矛盾しない。

一方、図には載せていないが、LCP の生成点は非常に広い領域でランダムに散らばっており、液相・気相の相転移とは関係なく生成されているようにみえる。

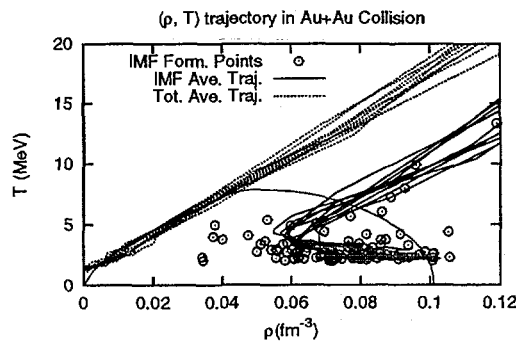


Figure 2: Au+Au (150 MeV/A) 衝突における密度と温度の時間発展。中心衝突 ($b < 1$ fm) の 10 events についての計算結果。実線は、終状態で IMF に含まれる核子の各時刻での平均をとったもの。点線は、全体の平均である。また、白丸は IMF が生成された時点での密度と温度を示している。

4 議論とまとめ

本報告では、分子動力学によるシミュレーション計算により、フラグメントがどのような温度と密度で生成されているのか調べてみた。Preliminary ではあるが、計算の結果が示すのは、IMF は主として不安定領域で、核子や LCP (Light Charged Particle, d, t, ³He, α) は様々な段階で形成される、ということである。このことは、実験でアイソトープ比により温度を測る時に、例えば、Hedt 比を用いる場合には、比較的反応全体の温度、LiBe 比によれば、不安定相に入った後での温度を測ることになっていると考えられる。それでは、実験でしばしば用いられる HeLi 比は何を測っているのだら

Table 1: フラグメント生成時の密度と温度

E_{inc}			$\langle \rho \rangle$ (fm $^{-3}$)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle T' \rangle$ (MeV)
150 MeV/A	QMD	LCP	0.08	9.3	5.8
		IMF	0.06	5.3	1.9
	QL	LCP	0.09	11.0	7.4
		IMF	0.07	3.2	0.6
400 MeV/A	QMD	LCP	0.11	16.3	12.4
		IMF	0.06	5.1	1.7
	QL	LCP	0.09	12.3	8.7
		IMF	0.07	3.9	1.0

うか？アイソトープ比による温度は、熱・化学平衡を仮定して

$$\frac{Y(^4\text{He})/Y(^3\text{He})}{Y(^7\text{Li})/Y(^6\text{Li})} = g \exp(\Delta B/T) \quad (5)$$

$$\Delta B = B(^4\text{He}) - B(^3\text{He}) - B(^7\text{Li}) + B(^6\text{Li}) = 13.3 \text{ MeV} \quad (6)$$

と与えられるが、 ^3He や ^4He は比較的高い温度で作られるため、 ^6Li や ^7Li が作られる温度での評価に比べて ^4He が相対的に低く見積もられる。つまり、温度が (He や Li が作られる温度のどちらよりも) 高く見積もられることになる。最近の実験の解析によれば、HeLi で測った温度は Hedt で測った温度よりも高く [16]、上のような考察により定性的には説明されうる。

また、IMF の生成機構に関しては、Fig. 2 の時間変化をみると、量子揺らぎをとりいれたシミュレーションでは、150 MeV/A でも 400 MeV/A でも、不安定相の中で一旦低い密度を経てから再収縮により安定したフラグメントが生成されているようにみえる。(ただし、IMF を形成できるある程度冷えた核子群の質量がエネルギーの増加とともに減っていく。) しかし、揺らぎを取り入れない場合には 150 MeV/A では上記の生成機構と同様であるが、400 MeV/A では再収縮がほとんどみえず、衝撃による破碎のように、ほとんど瞬時に生成されている。後者の見方は、昨年 RCNP で行われた国際会議 (INNOCOM 97) で Aichelin が強調していた描像と同様である [15]。こうしたモデルによる違いが実験でみえるのであれば、最初にあげた問、— 多重破碎は核物質の液相・気相相転移により引き起こされるのか？— の理解の進展につながるであろう。

Acknowledgments

This work was supported in part by the Grant-in-Aid for Scientific Research (Nos. 07640365, 09640329, and 08239104) from the Ministry of Education, Science and Culture, Japan.

References

- [1] M. E. Fisher, *Physics* **3** (1967), 255.
- [2] K. Hagel et al., *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2141.
- [3] P. Kreutz et al., *Nucl. Phys.* **A556** (1993) 672.
- [4] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**(1993) 1502.

- [5] J. Pochadzalla et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1040.
- [6] W. Reisdorf et al., *Nucl. Phys.* **A612** (1997), 493.
- [7] J. B. Elliott et al., *Phys. Lett.* **B418** (1998), 34.
- [8] W. Bauer, *Phys. Rev. C* **38** (1988), 1297.
- [9] S. Das Gupta, J. Pan, M. B. Tsang, *Phys. Rev. C* **54** (1996), 2820.
- [10] D. H. E. Gross, M. E. Madjet, O. Schapiro, *Z.Phys. D* **39** (1997), 75.
- [11] A. Ohnishi and J. Randrup, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 596 (1995); *Ann. Phys. (N.Y.)* **253**, 279 (1997); *Phys. Lett.* **B394**, 260 (1997); *Phys. Rev.* **A55**, 3315R (1997).
- [12] J. Aichelin and H. Stöcker, *Phys. Lett.* **B176** (1986) 14; J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233; G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, A. Rosenhauer, A. Bohnet, and J. Aichelin, *Phys. Rev. C* **39** (1989) 1402; D.H. Boal and J.N. Glosli, *Phys. Rev. C* **38** (1988) 2621; T. Maruyama, A. Ohnishi, and H. Horiuchi, *Phys. Rev. C* **42** (1990) 386, *Phys. Rev. C* **45** (1992) 2355; T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi, and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **87** (1992) 1367.
- [13] Y. Hirata, Y. Nara, A. Ohnishi, T. Harada and J. Randrup, submitted to *Prog. Theor. Phys.*.
- [14] A. Ohnishi and J. Randrup, *Proc. of 3rd INFN-RIKEN Meeting on Perspectives in Heavy Ion Physics*, Padova, Italy, Oct. 13-15, 1997, in press; *Proc. of INNOCOM'97*, Osaka, Japan, Nov. 10-15, 1997, in press.
- [15] J. Aichelin, *Proc. of INNOCOM'97*, Osaka, Japan, Nov. 10-15, 1997, in press.
- [16] For example, V. Serfling et al., nucl-ex/9801006.

3. 静止 Ξ^- 反応におけるハイパー核の生成

平田 雄一^{1*}, 奈良 寧², 大西 明¹, 原田 融³, J.Randrup⁴

1.北大・理, 2.原研, 3.札学大・社情, 4.LBL

Abstract

Although one double hypernuclei was discovered in KEK-E176 experiment, its species was not fixed and there are two interpretations for it. One is ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ (a) and the other is ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ (b). The property of Λ - Λ interaction is repulsive if we adopt interpretation (a) and it is attractive if we adopt interpretation (b). In this study we analyze the formation of double, single and twin hypernuclei from stopped Ξ^- at rest on ${}^{12}\text{C}$ with microscopic transport model and clarify the dependence of the formation probability on the property of Λ - Λ interaction.

1 はじめに

二つの Λ 粒子を同時に束縛したダブル・ハイパー核は、現在までほとんど明らかにされていない Λ - Λ 間相互作用に関する、唯一の情報源となっていることから、理論と実験の双方から興味を持たれている。ダブル・ハイパー核は、 $K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$ で生成された Ξ^- 粒子を原子核のクーロン軌道から吸収させて、 $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda$ を利用して、原子核に二つの Λ 粒子を持ち込むことによって生成される。これが、ダブル・ハイパー核を生成する最も有効な反応である静止 Ξ^- 反応である。

ダブル・ハイパー核の発見例は、1963年以来、わずか三つに限られているが、それらは、全てエマルジョン(感光乳剤)を用いた静止 Ξ^- 反応によって得られた[1, 2, 3, 5]。1991年には、KEK-E176実験において、約80個の Ξ^- 粒子が、エマルジョン中に静止し、その内約30個が軽い原子核(${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{14}\text{N}$)に静止し、エマルジョンから得られる荷電粒子の軌跡から一個のダブル・ハイパー核の生成が確認された。この実験において発見されたダブル・ハイパー核の核種については、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ と ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ という二つの解釈が提案されており、前者では、束縛エネルギーに対する Λ - Λ 間相互作用の寄与を示す $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ が負の値となり Λ - Λ 間相互作用は斥力的、後者では、 $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ の値が正の値となり Λ - Λ 間相互作用は引力的になるという異なった結論が得られている[3, 5]。前者の解釈では、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ において、 $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ が負となり1963年に、Danyzらによって得られた実験結果に矛盾する。また、核子-核子相互作用および核子-ハイペロンの実験データを再現する相互作用にSU(3)対称性を考慮して導きだされたNijmegen Model DやModel Fなどの与える Λ - Λ 間相互作用は引力的となることから、後者の解釈が理論的には有力であると考えられている[6, 4]。

このダブル・ハイパー核の発見例に加えて、この実験では、 $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4_{\Lambda}\text{H} + {}^9_{\Lambda}\text{Be}$ という二つのシングル・ハイパー核を同時に生成する破砕過程である、いわゆるツイン・ハイパー核が二例観測されている[7, 8]。また、シングル・ハイパー核も核種の同定はできていないが8例発見されている[5]。この実験では、エマルジョン中での荷電粒子の軌跡から核種の同定をしているので、実験解析において見えていないハイパー核が観測されたものの2倍程度であると仮定すると、実験から示唆されるハイパー核の生成確率は、 Ξ^- の静止する標的核を軽い核に限

*E-mail: hirata@nucl.sci.hokudai.ac.jp, Fax: +81-11-746-5444

定した場合、ダブル・ハイパー核が3~10%、ツイン・ハイパー核が6~20%、シングル・ハイパー核が27~80%程度になると考えられる。

[本研究の課題] 本研究では、標的核を軽い核の内でも ^{12}C に絞り、静止 Ξ^- 反応におけるダブル、ツイン、シングル・ハイパー核の生成を分析し、ハイパー核の生成確率が、 Λ - Λ 間相互作用の性質にどのように依存するかを明らかにする。

これまで、静止 Ξ^- 反応についてなされてきた研究は、直接過程 [10] や複合核過程 [9] などに反応機構が限定されたもののみであった。反応機構に仮定をおかない手法として、微視的シミュレーション法があり、重イオン反応に適用されて成功を修めている。本研究では、微視的シミュレーション法により、静止 Ξ^- 反応におけるハイパー核生成を分析する。

2 微視的シミュレーション法

以下に、本研究で用いた微視的シミュレーション法について述べる。この方法は、反応時間が比較的短い過程 ($\sim 200\text{fm}/c$) である前平衡過程を記述する微視的輸送理論と反応時間が長い領域での核子、破碎片放出を記述する統計崩壊モデルから構成されている。

2.1 微視的輸送理論 - 反対称化分子動力学 (AMD) -

我々は、前平衡過程を記述する微視的輸送理論を反対称化分子動力学 (AMD) [11] を土台として構築する。AMD では、 A 体系の波動関数を、一粒子波動関数 $|\varphi_i\rangle$ の反対称化された積、 $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det |\varphi_i\rangle$ によって記述する。ここで、一粒子波動関数 $|\varphi_i\rangle$ は、位置波動関数 (ガウス波束) とスピン・アイソスピン波動関数の積である。系の時間発展は、上記の波動関数を時間に依存する変分原理、 $\delta \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{\langle \Psi | i\hbar \partial_t - \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = 0$ に用いることによって導かれる。

これは、系を構成する粒子の位相空間についての情報を含む、パラメータ \mathbf{z} についての運動方程式として以下のように書ける。

$$\dot{\mathbf{z}}_i = \frac{i}{\hbar} \mathbf{F}_i \quad (1)$$

この運動方程式は、平均場中を独立に運動する A 個の粒子の運動を記述しているだけであり、これだけでは、粒子の二体衝突を取り扱うことができない。したがって、AMD では、衝突について情報は、二体衝突項として、運動方程式とは別に与えられる。

2.2 AMD 運動方程式の改良

AMD は、反対称化の効果を正確に取り入れているので、軽い核の基底状態 - 例えばクラスター構造 - を比較的良く記述することができる。しかし、AMD によって前平衡過程を記述すると、励起した原子核が非常に長い間、壊れずに残るという事が問題点として認識されている。これは、 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 衝突 ($35\text{MeV}/A$) において、AMD と統計崩壊モデルを組み合わせたシミュレーションでは、実験で得られている中間破碎片の生成量や核子放出量を再現できないという形で明らかになっている [17]。

静止 Ξ^- 反応は、励起エネルギーが約 $3\text{MeV}/A$ であり、これまで、AMD が適用されてきた入射エネルギーの領域と比べて非常に低エネルギーの反応である。したがって、破碎片生成及び粒子放出に使えるエネルギー自体が少ないために、これまで露呈した AMD の問題点がより深刻になると思われる。よって、AMD を改良し、低エネルギー領域でも破砕過程を良く記述できるようにする必要がある。

我々は、大西、Randrup により提案されている量子ランジュバン法 [13, 14, 15, 16] に従って、AMD 運動方程式 (1) を改良する。AMD は、系の時間発展をパラメータ $(z_1, z_2 \dots z_A)$ に中心にもつガウス波束の反対称化された積によって決められる波動関数 Ψ によって記述する。したがって、このような限定された関数空間では、たとえ時間依存の変分原理によってパラメータ $(z_1, z_2 \dots z_A)$ を決めたととしても、波動関数 Ψ は、ハミルトニアン演算子 \hat{H} の固有状態にはなり得ない。つまり、エネルギー期待値の揺らぎは 0 にはならず、エネルギー期待値 $\langle \hat{H} \rangle$ は、エネルギー固有値 E の近くで揺らぐことができる。ここで、問題となるのが、系が、ある時刻に、あるエネルギー期待値 \mathcal{H} を取る確率を与える分布関数 $\Phi(\mathcal{H}, t)$ を何によって決めるかという事である。量子ランジュバン法は、『系は、粒子の動的な運動を通して量子統計平衡に到達する。』ことを要請し、平衡状態 ($t = \infty$) において、 $\Phi(\mathcal{H}, t = \infty)$ は、量子統計力学における統計重率に比例すると仮定する。すなわち、粒子が、系のエネルギー = 一定のもとで運動している場合には、平衡状態 ($t = \infty$) で量子ミクロカノニカル分布が達成され、 $\Phi(\mathcal{H}, t = \infty) \propto \langle \Psi | \delta(E - \hat{H}) | \Psi \rangle$ とする。

そして、 $\Phi(\mathcal{H}, t = \infty)$ に従って、エネルギー期待値の揺らぎを AMD 運動方程式に取り入れたものとして、以下のランジュバン方程式が導かれる。

$$\dot{z}_i = \frac{i}{\hbar} F_i + \beta \sum_{kl} g_{ik} g_{kl} F'_l + \sum_k g_{ik} \zeta_k \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \mathcal{H}}, \quad \Phi(\mathcal{H}, t = \infty) = \exp(-\mathcal{F}) \quad (3)$$

上記の運動方程式は、従来の AMD の運動方程式に摩擦項 $\beta \sum_{kl} g_{ik} g_{kl} F'_l$ と揺動項 $\sum_k g_{ik} \zeta_k$ が加わった形になっている。揺動項には、ノイズ ζ_i が含まれていて、位相空間についての情報を含む z ベクトルの確率的な分岐が取り入れられている。AMD では、全系のエネルギー期待値が保存したが、上記の運動方程式を用いると、これは保存量でなくなりエネルギー期待値に揺らぎが許される。我々は、この拡張した AMD を AMD-QL と名付ける。

2.3 統計崩壊モデル

入射 Ξ^- と ^{12}C は、AMD-QL 運動方程式で記述される前平衡過程を経て破砕反応をおこし、各破砕片は、一定時間 (200 fm/c) 後には、局所平衡状態に到達していると考えられる。この励起した破砕片の崩壊は、統計崩壊モデルによって記述する [12]。

3 静止 Ξ^- 反応への微視的シュミレーション法の適用

静止 Ξ^- 反応の記述は、以下のようにして行う。まず、エネルギー 0 の Ξ^- 粒子が、 ^{12}C に吸収される点を決める。これは、 Ξ^- 粒子と ^{12}C 中の陽子の密度の重なりに従って決定する。 Ξ^- 粒子の密度は、量子二体問題 (Ξ^- - ^{12}C) を解いて得られる Ξ^- 粒子の波動関数により計算する。 ^{12}C の密度は、AMD の摩擦冷却法から得られる ^{12}C の基底状態の波動関数により計算する。 Ξ^- 粒子はその後、 ^{12}C 中の陽子と反応し、素過程 $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda$ を通して、二つの Λ 粒子を系に持ち込む。この過程は、自由空間での古典的な衝突散乱過程として扱う。但し、ここでは、 Λ 粒子がスピン・シングレットに組む場合とスピン・ダブレットに組む場合を 3:1 で考慮している。この時点で、系を構成するすべての粒子の z ベクトルが決まる。

これを初期条件として、AMD-QL により前平衡過程における粒子の動的運動を記述し、破砕過程、粒子放出が収まり局所平衡状態に達した後は、そこで生じた破砕片の励起エネルギーによる崩壊を統計崩壊モデルによって記述する。以上のプロセスを、多数回繰り返し行うこと

により、ダブル、ツイン、シングル・ハイパー核など様々なハイパー核の生成をシミュレートすることができる。

[Λ - Λ 相互作用]

Λ - Λ 相互作用としては、two-rangeのガウス型相互作用 $\hat{v}_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \sum_{k=1}^2 v_{\Lambda\Lambda}^{(k)} \exp[-(\frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{\beta_{\Lambda\Lambda}^{(k)}})^2]$ を用いている。 $v_{\Lambda\Lambda}^{(k)}$ と $\beta_{\Lambda\Lambda}^{(k)}$ については、KEK-E176 実験において発見されたダブル・ハイパー核について提案されている二つの解釈に沿って、引力的な相互作用を与えるパラメータ 1 と斥力的な相互作用を与えるパラメータ 2 を以下のように作った。

パラメータ 1

k	1
$\beta_{\Lambda\Lambda}^{(k)}$ (fm)	1.034
$v_{\Lambda\Lambda}^{(k)}$ (MeV)	-115.12

パラメータ 2

k	1	2
$\beta_{\Lambda\Lambda}^{(k)}$ (fm)	1.034	0.82
$v_{\Lambda\Lambda}^{(k)}$ (MeV)	-30.12	450.0

これらのパラメータは、KEK-E176 実験で得られた $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ の値を AMD 模型の波動関数空間内で再現している。

5 シミュレーションの結果

以下、シミュレーションから得られた結果について考察する。図1と図2に、シミュレーションから得られるダブル・ハイパー核とシングル・ハイパー核の生成質量分布を示す。 Λ - Λ 相互作用が引力と斥力の場合で、ダブル・ハイパー核の生成質量分布に大きな違いが見られる。 Λ - Λ 相互作用が斥力的な場合には、 ${}^5_{\Lambda\Lambda}\text{H}$ や ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ などの質量数が小さく、 Λ - Λ 相互作用が束縛エネルギーにおいて大きな役割を果たす軽いハイパー核は束縛せず不安定であり、AMD-QLの記述する動的過程において壊れてしまうし、統計崩壊モデルでも生成されない。また、ハイパー核全体の生成確率をまとめた表1を見ればわかるように、シングル・ハイパー核の生成量も、 Λ - Λ 相互作用の性質に依存する。すなわち、 Λ - Λ 相互作用が引力的ならば、 Λ 粒子は放出されにくく、シングル・ハイパー核の生成量は小さくなり、斥力的ならば、 Λ 粒子は放出されやすく、シングル・ハイパー核の生成量は大きくなる。

この分析では、 Λ - Λ 相互作用が引力でも斥力でも、ダブル・ハイパー核として、 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、 ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、 ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ などの比較的重いダブル・ハイパー核が、生成されやすいという結果がでている。BNLでは、 $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{B} + n$ 反応を利用して ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ を観測する実験(BNL-E885 [18])が行われているので、将来のデータ解析の結果が待たれる。

エネルギー期待値の揺らぎを取り入れているAMD-QLでは、ツイン・ハイパー核の生成を動的過程において記述することができる。図3は、 ${}^{12}\text{C} + \Xi^- \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + {}^8_{\Lambda}\text{Li}$ というツイン・ハイパー核が生成されている様子を示す密度時間発展である。図において、 Δ は、陽子の位置の期待値を示しており、 \times は、 Λ 粒子の位置の期待値を示している。図を見やすくするために、中性子の位置の期待値は省略してある。

$t = 0(\text{fm}/c)$ では、三点に粒子が集中している。これは、標的核である ${}^{12}\text{C}$ の 3α クラスター構造を反映している。この図では、時間が経つにつれ、初期構造が崩れて、 $t = 10(\text{fm}/c)$ 周辺において、 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ が放出されている様子がわかる。

このツイン・ハイパー核生成において、エネルギー期待値の揺らぎがどのような役割を果たしているかを見るために、エネルギー期待値とエネルギー固有値の差の時間発展を図4に示す。 $t = 10\text{fm}/c$ 周辺では揺らぎが非常に大きく成長しており、揺らぎによりエネルギーが増加し、ツイン・ハイパー核生成が促進されていることがわかる。

また、AMD-QL の結果と AMD-QL+統計崩壊の結果は大差なく、AMD-QL では、非常に基底状態に近い安定した破砕片が多く生成され、従来の AMD のもっていた熱く励起した破砕片が長い間存在し続けるという問題を回避できていると思われる。

パラメータ 1

(Λ - Λ 相互作用: 引力的)

パラメータ 2

(Λ - Λ 相互作用: 斥力的)

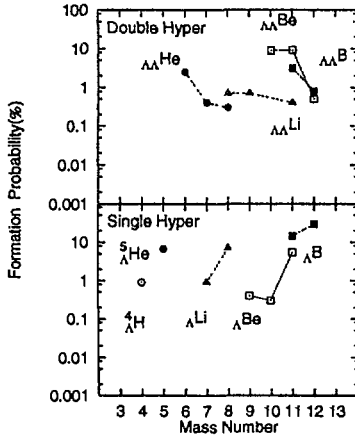


図 1

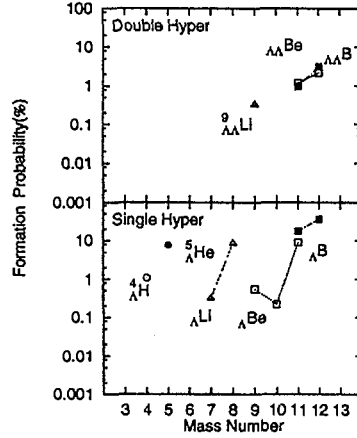


図 2

表 1: シミュレーションから得られたハイパー核の生成確率

パラメータ 1	ダブル	ツイン	シングル
ADM-QL	27.6%	3.6%	62.9%
AMD-QL+統計崩壊	27.2%	3.3%	58.8%
パラメータ 2			
AMD-QL	10.8 %	3.5 %	79.6%
AMD-QL+統計崩壊	7.8 %	3.1 %	75.1%
Exp	3~10%	6~20%	27~80%

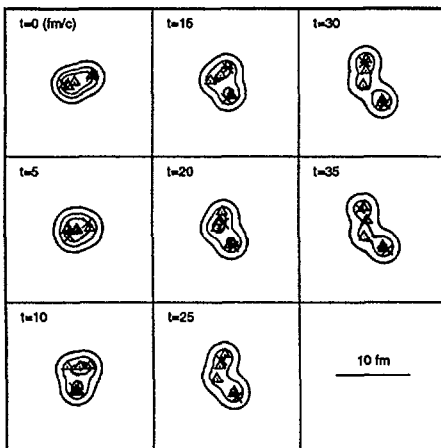


図 3 AMD-QL の密度時間発展によるツイン・ハイパー核生成 ($^{12}\text{C} + \Xi^- \rightarrow {}^5_\Lambda\text{He} + {}^8_\Lambda\text{Li}$) の記述

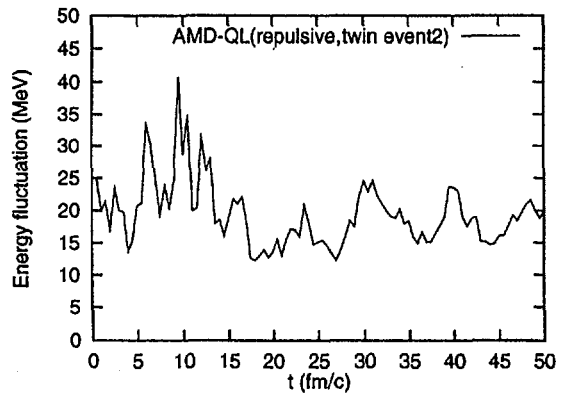


図 4 $\langle \hat{H} \rangle - E$ の時間発展

6 まとめと次課題

我々は、微視的シミュレーション法によって ^{12}C による静止 Ξ^- 反応を分析した。微視的シミュレーション法として、量子統計に従ったエネルギー期待値の揺らぎの効果を取り入れた微視的輸送理論 AMD-QL と統計崩壊モデルを組み合わせた枠組を用い、ダブル、ツイン、シングル・ハイパー核の生成確率の $\Lambda - \Lambda$ 間相互作用依存性について調べた。シミュレーションから、ダブル・ハイパー核及びシングル・ハイパー核の生成確率は、 $\Lambda - \Lambda$ 間相互作用の性質に大きく依存することがわかった。また、動的過程においてツイン・ハイパー核生成がエネルギー期待値の揺らぎによって促進されることがわかった。

AMD-QL の運動方程式は、ランジュバン方程式であるが、これに含まれる摩擦項と揺動項の強度を決定する行列 g は理論からだけでは、決めることができない。次課題としては、静止 Ξ^- 反応と同程度の励起エネルギーの $p + ^{12}\text{C}$ の破砕片生成断面積を再現するように g を決めるということを考えている。

References

- [1] M. Danyz *et al.*, Nucl. Phys. **49** (1963), 121.
- [2] D. J. Prowse, Phys. Rev. Lett. **17** (1966), 782.
- [3] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. **85** (1991), 1287.
- [4] C.Dover, D.Millener, A.Gal, and D.Davis, Phys. Rev. **C44** (1991), 1905.
- [5] K. Nakazawa, Proceedings of the 23rd INS International Symposium on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1 GeV/c Region(1995), 261.
- [6] G.B.Franklin, Nucl. Phys. **A585** (1995), 83c-90c
- [7] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. **89** (1993), 493.
- [8] S. Aoki *et al.*, Phys. Lett. **B 355** (1995), 45.
- [9] Y. Yamamoto, M. Sano, and M. Wakai, Prog. Theor. Phys. Suppl. **117** (1994), 265.
- [10] T. Yamada and K. Ikeda, Phys. Rev. **C56** (1997), in press.
- [11] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992), 1185; Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 2898; Phys. Rev. **C47** (1993), 2652.
- [12] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977), 267.
- [13] A. Ohnishi and J. Randrup, Nucl. Phys. **A565** (1993), 474.
- [14] A. Ohnishi and J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 596.
- [15] A. Ohnishi and J. Randrup, Ann. Phys. **253** (1997), 279.
- [16] A. Ohnishi and J. Randrup, Phys. Lett. **B394** (1997), 260.
- [17] A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C53** (1996), 2958.
- [18] M. May and G. B. Franklin, AGS proposal E885.

4. s-殻 Λ ハイパー核におけるクォークパウリ効果

新潟大学 自 根村英克
新潟大学 理 鈴木宜之

Abstract

To make clear the differences between the singlet and triplet forces in ΛN interaction, we investigate that how ΛN interaction is concerned with the binding energies of s-shell Λ hypernuclei, using through the effective forces. We shape the effective ΛN potential to reproduce both the experimental binding energies of three- and four-body Λ hypernuclei. It gives the maximal numbers of phase shift of the 31 - 32 and 19 - 20 (in degree) in the ΛN scattering at 1S_0 and 3S_1 states, respectively. In the case of five-body system, $^5_\Lambda\text{He}$, we conclude that the quark Pauli effect is crucial.

近年、 ΛN 相互作用を記述するさまざまな模型が提出されている。それらは NN 散乱の実験データや ΛN における既存の限られた実験データはよく再現する。しかし依然として ΛN 相互作用に関する実験データの不足のために、理論的な ΛN 相互作用の詳細な性質は模型によってまちまちである。このように ΛN 相互作用の解明は実験データの不足が大きな障害となっているが、また一方で、 Λ を含んだ軽いハイパー核の構造計算から ΛN 相互作用に関する何らかの情報を引き出そうとする試みは、非常に有効であると期待できる。そこで今回は、 ΛN 相互作用における 1S_0 と 3S_1 の引力の相対的な差に注目し、2 体の相互作用におけるその違いが、s-殻の Λ ハイパー核の結合エネルギーにどのように関わってくるのかを調べることによって、軽いハイパー核の束縛エネルギーを再現するような 2 体の ΛN 相互作用としてはどのようなものが妥当であるか、を明らかにすることを目的とする。

我々は、 ΛN の 2 体散乱における S-波の位相差 (1S_0 , 3S_1) の振る舞いの違いに特に注目したので、そのポテンシャルの形としてはテンソル力の効果や Σ とのチャネル結合の効果を繰り込んだようなものとして、中心力のみからなる有効ポテンシャルを考える。また NN の部分についても、2 体の散乱の S-波の位相差や d, t, ^3He や α などの束縛エネルギー、平均二乗半径を再現することが確認されている Minnesota ポテンシャル [3]

$$V_{ij} = \left\{ V_R + \frac{1}{2}(1 + P_{ij}^\sigma)V_t + \frac{1}{2}(1 - P_{ij}^\sigma)V_s \right\} \left\{ \frac{1}{2}u + \frac{1}{2}(2 - u)P_{ij}^\tau \right\} \quad (1)$$

$$V_R = V_{0R} \exp \left\{ -\kappa_R r_{ij}^2 \right\}$$

$$V_t = -V_{0t} \exp \left\{ -\kappa_t r_{ij}^2 \right\}$$

$$V_s = -V_{0s} \exp \left\{ -\kappa_s r_{ij}^2 \right\}$$

P_{ij}^σ : スピン交換演算子、 P_{ij}^τ : 配位空間交換演算子

u : exchange mixture parameter

を用いる。オリジナルのパラメータは [3] を参照。 ΛN についても、フレーバ SU(3) 対称性のもとでの NN と ΛN の類似性を仮定し、ポテンシャルの関数系は同じく (1) 式の形をとる。パラメータの値には、特に 4 体系での 0^+-1^+ の spin doublet のエネルギーの差 (約 1 MeV) に注目し、これを中心として 3-5 体の s-殻 Λ ハイパー核の分離エネルギー B_Λ を再現するようなものを現象論的にパラメータサーチして与える。

さらに、singlet と triplet の引力がどのような割合で効くのかという定量的な情報を引き出すためには、spin-isospin の配位を厳密に考慮して多体問題を精密に解く必要がある。そのための方法として、相関ガウス基底を用いた確率論的変分法を用いる。この方法は不安定核を含む軽い原子核やクローン多体系などに応用され、基底状態のエネルギーを非常に正確に求められることが確認されている。系の状態は以下のように記述される。

$$\Psi = \sum_{k=1}^K c_k \Phi_k$$

ここで、

$$\Phi_k = \mathcal{A} \{ \varphi_k(\mathbf{x}) \chi_k(JM) \eta_k(TM_T) \}$$

ただし、

$$\varphi(\mathbf{x}) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^{A-1} \mathbf{A}_{ij} \mathbf{x}_i \cdot \mathbf{x}_j \right\}$$

$$\chi(JM) = [[[[S_1, S_2]_{S_{12}}, S_3]_{S_{123}}, \dots, S_A]_{JM}$$

$$\eta(TM_T) = [[[[T_1, T_2]_{T_{12}}, T_3]_{T_{123}}, \dots, T_A]_{TM_T}$$

対称行列 \mathbf{A}_{ij} は一般に正定値をとるという条件のみが課され、非対角の部分にも 0 でない値が許される。こうすることによって特定の座標の組み方 $\{\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{A-1}\}$ によらず、さまざまな座標の組み方を有効にとり入れたと考えることができ、広い模型空間でよりよい基底を採用することができると思われる。

このような試行関数を用いて変分計算を行ない、実験値を再現するようなものとして得られたポテンシャルのパラメータセットが表 1 であり、それを用いて束縛エネルギーを求めた結果が表 2 である。3、4 体の基底状態での Λ の分離エネルギー B_Λ 、4 体の励起状態の励起エネルギー E_x をよく再現していることがわかる。

このようにして得られたポテンシャルにおいても、依然として ${}^5_\Lambda\text{He}$ については実験値に比べ強く束縛するような結果となる。このように、理論的に予測される $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})$ に対して実験値が異常に小さいという問題は、20 年以上前から知られていることである [4]。そのことに対する解釈としてテンソル力や Σ とのチャネル結合などが考えられてきたが、今回我々はバリオンを構成するクォークの自由度が重要な役割を演じているのではないかという立場でこの異常性を考え、その

表 1: ΛN ポテンシャルにおけるパラメータの値。

V_{0R} [MeV]	V_{0t} [MeV]	V_{0s} [MeV]	κ_R [fm^{-2}]	κ_t [fm^{-2}]	κ_s [fm^{-2}]
200.0	109.8	121.3	1.638	0.7864	0.7513

効果を定量的に調べたので、それについても報告する。

${}^5_{\Lambda}\text{He}$ を構成する 5 つのバリオンが、非常に狭い領域に閉じ込められている状態を考える。このような場合には、各バリオンの波動関数は互いに重なりが大きく、その内部構造としてのクォークの自由度が効いてくる可能性がある。クォーク模型でなされるような調和振動子パラメータ β の (0s) の波動関数を考えると、

$$\exp\left\{-\frac{1}{2\beta^2}\sum_{i=1}^{15}\xi_i^2\right\} = \phi_{B_1}(123)\dots\phi_{B_5}(13\cdot 14\cdot 15) \exp\left\{-\frac{3}{2\beta^2}\sum_{i=1}^5 r_i^2\right\}$$

即ち 15 個のクォークの波動関数は 3 つのクォークごとに 1 つのバリオンの内部座標に関する部分 $\phi_{B_1}, \dots, \phi_{B_5}$ と、各バリオンの重心座標 $\xi_{G_i} = r_i$ ($i=1, \dots, 5$) で書かれる部分とに分離した形で書くことができる。

ところで、このような状態では、クォークの各フレーバごとにカラーとスピンの内部自由度を考慮しても、7u と 7d のクォークは各フレーバについて同じ最低エネルギー状態を同時に占有することはできない。即ち、クォークレベルのパウリ原理による禁止状態として、

$$\Phi_0 = \mathcal{A}\{\varphi_0\chi_0\eta_0\}$$

ただし、

$$\varphi_0 = \exp\left\{-\frac{3}{2\beta^2}\sum_{i=1}^5(r_i - r_G)^2\right\}$$

このようなもの考えることができる。なお、4 体系まではクォークのパウリ原理は核子のレベルのパウリ原理と完全に対応するので、このようなことは起こらず、5 体系ではじめて問題となる。さて、そこでこのような禁止状態を除く射影演算子

$$P_q = 1 - \frac{|\Phi_0\rangle\langle\Phi_0|}{\langle\Phi_0|\Phi_0\rangle}$$

を考えると、エネルギーの期待値はその束縛が浅くなるように変化することになる。

$$\frac{\langle\Psi|H|\Psi\rangle}{\langle\Psi|\Psi\rangle} \rightarrow \frac{\langle\Psi|P_q H P_q|\Psi\rangle}{\langle\Psi|P_q|\Psi\rangle}$$

実際に計算を行なってみると、 $\beta = 0.86$ fm に対して B_{Λ} の値は 4.98 MeV から 2.74 MeV まで減少する。しかしこれは既に対角化によって得られた波動関数の中から禁止状態の成分を除いただけなので、より正確な値を求めるには各基底の波動関数からあらかじめ禁止状態の成分を除く

表 2: 分離エネルギーと励起エネルギー [MeV]

	$B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$	$B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H})$	$B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He})$	$B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He})$		$E_x({}^4_{\Lambda}\text{H}^*)$	$E_x({}^4_{\Lambda}\text{He}^*)$
Exp.	0.13±0.05	2.04±0.04	2.39±0.03	3.12±0.02	Exp.	1.04±0.04	1.15±0.04
Cal.	0.18	2.23	2.22	4.98	Cal.	1.14	1.13

ておいて、対角化する必要がある。

$$\begin{aligned}\tilde{\Phi}_k &= P_q \Phi_k \\ &= \Phi_k - \Phi_0 \frac{\langle \Phi_0 | \Phi_k \rangle}{\langle \Phi_0 | \Phi_0 \rangle}\end{aligned}$$

このような $\{\tilde{\Phi}_k\} (k=1, \dots, K)$ を用いて対角化の計算をやり直してみると、 $\beta=0.86$ fm の場合に B_Λ の値は 3.63 MeV となる。ここでは陽子の荷電半径程度を考慮して $\beta = 0.86$ fm としてきたが、この値を変化させてみたときに B_Λ の値がどのように変わるかを示したものが、図 1 である。 β が 0.6 fm 以下のところではこの効果はほとんど無視できるが、それ以上のところでは大きく効くことがわかる。

今回得られたポテンシャルは、5 体については quark Pauli 効果を考慮すれば、3 体から 5 体までの基底状態と 4 体における 1^+ の励起状態のエネルギーをよく再現することができるといえる。ただし 2 体の相互作用としてみた時には、引力が少し弱いために全断面積の実験データには一致しなくなってしまっている。これについては、4 体の実験値に顕著に現れている荷電対象性の破れ (CSB) を考慮することによって、多少は解消できる可能性がある。当初の目的であった ΛN 相互作用の 1S_0 と 3S_1 の引力の相対的な差を見るために S-波の phase shift を比較すると、

$$\delta \sim 19^\circ - 20^\circ (^3S_1)$$

$$\delta \sim 31^\circ - 32^\circ (^1S_0)$$

となる。

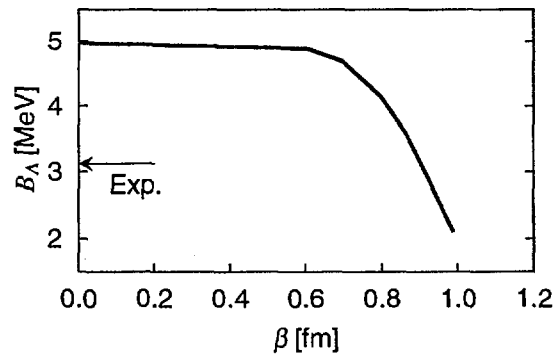


図 1: $(0s)^5$ の広がりパラメータ β を変えた時のクォークパウリ効果の変化

参考文献

- [1] Y. Fujiwara, C. Nakamoto, and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 2242. and Phys. Rev. **C54** (1996), 2180.
- [2] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **D20** (1979), 1633.
- [3] D. R. Thompson, M. Lemere, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. **A286** (1977), 53.
- [4] R. H. Dalitz, R. C. Herndon, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. **B47** (1972), 109.

5. ^8B の分解反応における核力の効果

原研先端基礎研究センター 城戸俊彦

Abstract

The break-up reaction of the nucleus on proton drip-line is investigated. A time-dependent Schrödinger equation for the relative motion between a weakly bound proton and core nucleus is numerically solved by treating the Coulomb+nuclear fields of a target as an external field. The theory is applied to the break-up reaction $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{p} + ^{208}\text{Pb}$.

1 はじめに

中性子零線近傍の軽い原子核が中性子ハロー構造を持っていることが理論的実験的に明らかになっている。同様に軽い陽子零線近傍核に対しても陽子ハロー構造が言われているが、その中でも ^8B 核は星の内部での元素合成過程や太陽ニュートリノ問題に関わる反応 $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ と関連して興味深い核である。

近年、分解反応実験 $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{p} + ^{208}\text{Pb}$ から融合反応 $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ の断面積を評価する試みがある[1]。この場合、 ^8B が ^8B 標的核のクーロン場で生じた仮想光子を吸収して励起・分解すると考えることによって、 $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{p} + ^{208}\text{Pb}$ を $^8\text{B}(\gamma,p)^7\text{Be}$ と同一視し、その逆反応である融合反応 $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ の断面積を個別釣合の関係から導いている。分解に対する核力の寄与がクーロン力の寄与に比べて無視できる程小さく、また、分解後の破碎片の終状態相互作用は無視できるとする仮定がなされている。我々は、分解反応 $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{p}$ の正確な理論的記述を行い、分解機構に対する核力の効果・高次励起の効果を明らかにすることを目的とする。

2 手法

^8B の陽子の分離エネルギーは0.138MeVと非常に小さいため、この核は芯核 ^7Be と陽子の弱結合した陽子ハロー核であると考えられている。我々は入射核 ^8B が ^7Be と1陽子の結合系であると仮定する。弱結合陽子の運動の記述に対しては量子力学的取り扱いが本質的に重要であると思われるため、量子力学的手法を用いて分解反応の解析を行う。構造のない粒子である芯核が陽子を束縛するポテンシャルを張るとする。入射核の静止系における陽子と芯核の相対運動は以下の式で記述できる。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + v(r) + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) \right] \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

$v(r)$ は束縛ポテンシャルで次の2つの成分の和とする。

$$v_{\text{ws}}(r) = -V_0^p / [1 + e^{(r-R)/a}]$$

$$v_{\text{Coul}}(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_C e^2}{2R} \left[3 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] & 0 \leq r \leq R \\ \frac{Z_p Z_C e^2}{r} & R \leq r \leq \infty \end{cases}$$

$R=2.4\text{fm}$, $a=0.6\text{fm}$ とし、陽子の基底状態を $0p$ 状態とみなし、束縛エネルギー0.138MeVを再現するように V_0^p を決める。標的核は時間に依存する外場として表現する。

$$V_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) \equiv \sum_{\beta \in \text{p}, ^7\text{Be}} V_{\beta T}(r_{\beta T})$$

入射核の構成要素 β と標的核 T の間の相互作用は、相互作用する2粒子の距離を x として以下の関数型とする。

$$V_{\beta T}(x) = U_{\text{Coul}}^{\beta T}(x) - V_0^{\beta T} f^{\beta T}(x) - i(W_v^{\beta T} q_v^{\beta T}(x) + W_s^{\beta T} q_s^{\beta T}(x))$$

相対波動関数を部分波展開し、外場を多重極展開する。すると、次式のように波動関数の動径成分に対して連続的な2回の演算を繰り返し行うことによって、系の時間発展を記述できる。

$$u_{\ell m}(r, t + \Delta t) = \left[\frac{1 + h_{\ell}(r)\Delta t/2i\hbar}{1 - h_{\ell}(r)\Delta t/2i\hbar} \right] \left[\delta_{\ell\ell'}\delta_{mm'} - i\Delta t/\hbar \sum_{\lambda\mu} \sum_{\ell'm'} B_{\lambda\mu}(r, t) \langle \ell m | Y_{\lambda\mu} | \ell' m' \rangle \right] u_{\ell' m'}(r, t) \quad (2)$$

第一演算は外場に関する、第二演算は内部ハミルトニアンに関する演算である。 $B_{\lambda\mu}$ は外場を $Y_{\lambda\mu}$ で展開した時の係数、つまり $E\lambda$ 励起の強度を決定する項であり、次の計算で得られる。

$$B_{\lambda\mu}(r, t) = \int d\hat{r} V_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r})$$

また $h_{\ell}(r)$ は内部ハミルトニアンの動径成分の演算子であり、 r に関する2次微分の項を含む。

$$h_{\ell}(r) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} + v(r)$$

第二演算を1と置き換える、つまり $h_{\ell}(r)=0$ とした計算は断熱近似の計算と同値である。

我々は入射エネルギーが1核子あたり46.5MeVでの ${}^8\text{B}$ の陽子解離反応の解析を行った。このエネルギー領域においては、標的核から受けるクーロン斥力による入射核の減加速及び軌道の直線からのずれは小さいため、入射核の静止系における外場は等速直線運動するとして良い。外場の速度は $v \sim 0.3c$ である。入射核-標的核間のポテンシャルのパラメタは表Iのものを採用した。

表 I

β -T	V_0 [MeV]	R_R [fm]	a_R [fm]	w_v [MeV]	w_s [MeV]	R_I [fm]	a_I [fm]	R_C [fm]
p- ${}^{208}\text{Pb}$ [4]	50	6.9	0.75	7.5	2.7	7.8	0.66	6.9
${}^7\text{Be}$ - ${}^{208}\text{Pb}$ [5]	220	6.5	1.0	35	0	9.0	0.82	6.5

但し、 ${}^7\text{Be}$ - ${}^{208}\text{Pb}$ のポテンシャルには入射エネルギー $E_{\text{Li}}=210\text{MeV}$ の場合の ${}^6\text{Li}$ - ${}^{208}\text{Pb}$ のものを代用した。空間の離散化に関しては、動径メッシュは $\Delta r=0.4\text{fm}$ 、動径変数の最大値は計算終了時刻において波動関数が到達しない程大きくとる。時間メッシュは $\Delta t/\hbar=0.0025\text{MeV}^{-1}$ を選んだ。部分波は $\ell_{\text{max}}=8$ の成分まで考慮し、外場は $\lambda_{\text{max}}=8$ の項($E8$ 励起)までを計算に含めた。 $\ell(\lambda) \geq 9$ の項の寄与は無視できるほど小さいことは確かである。我々の手法においては、各時刻毎に多重励起の混合干渉が可能であり、また連続状態への励起チャンネル全てを取り入れた解析が可能である。

3 結果

まず断熱近似($h_{\ell}(r)=0$)を行い、我々の時間発展の計算結果と弱結合系の高エネルギー分解反応に良く用いられるアイコンナル近似法において得られる結果を比較する。図1では入射核と標的核の相互作用としてN:核力のみ、C:クーロン力のみ、NC:両方、の3通りの計算を行い、分解確率を比較する。波動関数の初期状態別に示す。上図2つが断熱近似の計算結果であり、2種類の手法の結果はほぼ一致していることから、我々の手法の正当性を確認できる。次に下図で、断熱近似の結果と内部ハミルトニアンの演算を取り入れた正確な結果を比較する。核力のみの場合には両者の違いは小さいが、クーロン相互作用を取り入れた場合には、違いが大きくなるのがわかる。束縛ポテンシャルは $r=6.1\text{fm}$ に $E=0.85\text{MeV}$ の高さのクーロン障壁を持っている。この障壁が陽子の分解の妨げになっていると予想される。低励起エネルギー

領域に分解断面積が集中する性質を持つ、2個の荷電粒子の弱結合系の分解を解析する場合には、中間状態及び終状態の相互作用を正確に取り入れることが重要である事がわかる。

次に全ての相互作用を取り入れた上記NCの場合での弾性散乱確率、分解確率、吸収確率の衝突径数依存性を図2に示す。衝突径数 b が 9fm 以下の領域では吸収のみが起こり、 $9\text{fm} \leq b \leq 20\text{fm}$ の領域では3つの反応が混在し、 $b \geq 20$ では吸収反応は起こらない。

分解確率の相対エネルギー分布は図3のようになる。分布の形は衝突径数だけでなく、 M にも依存している。図1でもわかるように、クーロン相互作用のみを考慮した計算は、衝突径数が小さな領域で、実際よりも分解確率を過大に評価する傾向にある。入射核の p 波の陽子はクーロン障壁や遠心力障壁の影響のために、中性子ハロー核における s 波の中性子程の空間的広がりは持っていないとはいえ、弱結合の故に遠方まで広がっており、衝突径数 20fm においても核力の影響を受けていることがわかる。

参考文献

- [1] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73, 2680 (1994).
- [2] T. Kido, K. Yabana, and Y. Suzuki, Phys. Rev. C 50, R1276 (1994).
- [3] T. Kido, K. Yabana, and Y. Suzuki, Phys. Rev. C 53, 2296 (1996).
- [4] F.D. Bechetti and G.W. Greenless, Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
- [5] A. Nadasen *et al.*, Phys. Rev. C39, 536 (1989).

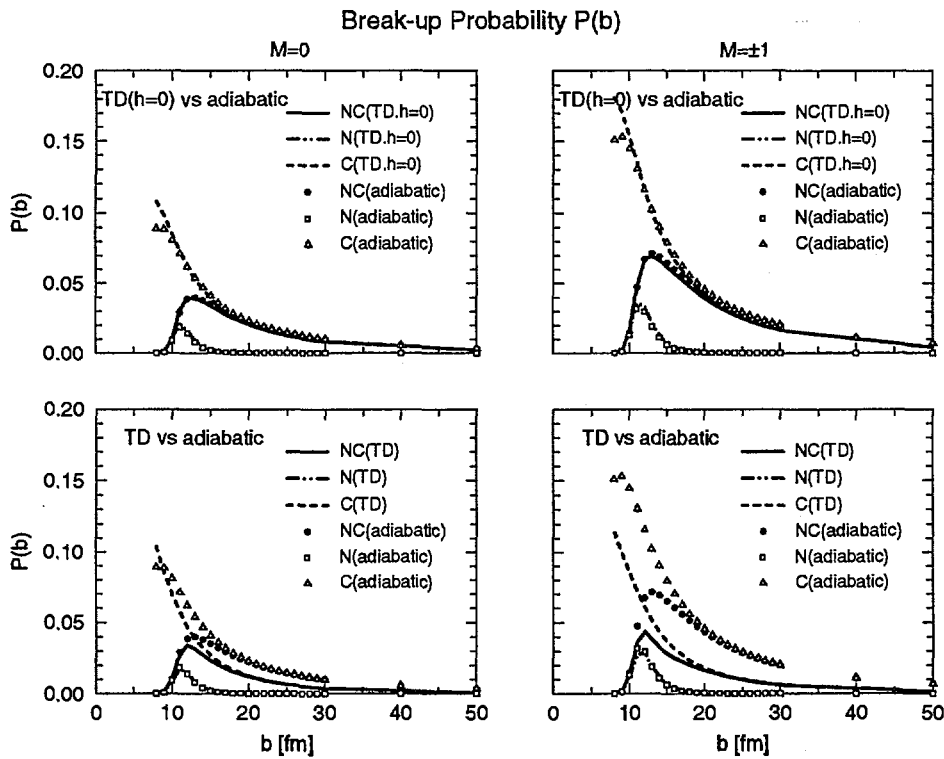


図1:分解確率の衝突径数依存性を示す。Cはクーロン相互作用のみを考慮した計算結果で、Nは核力の相互作用のみを考慮した計算結果、NCは両方を考慮した計算結果である。上図は $h_\ell=0$ におけるアイコナル近似計算の結果と時間発展計算結果の比較。下図は $h_\ell=0$ のアイコナル近似計算と $h_\ell \neq 0$ における時間発展計算の比較。Mは初期状態の波動関数の角運動量の z 成分。

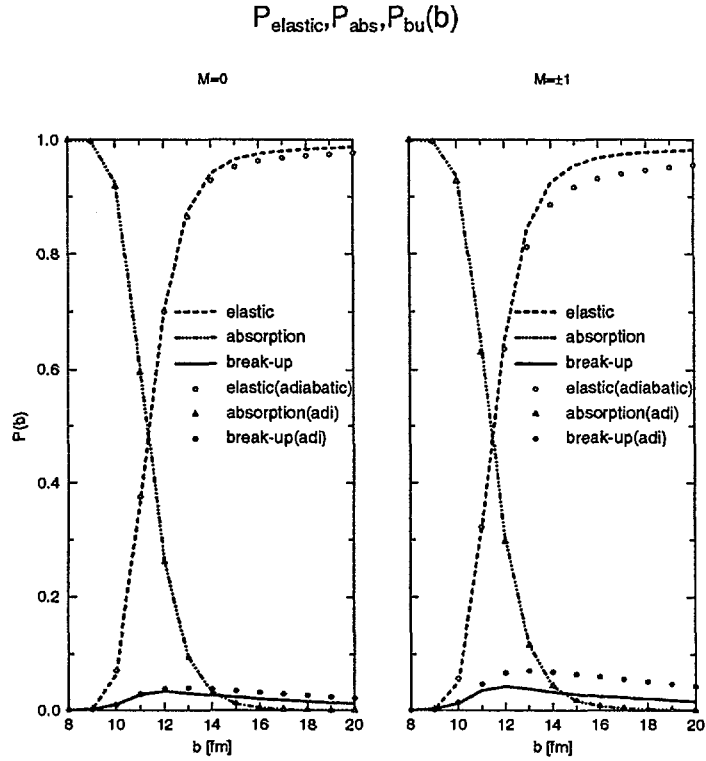


図 2:弾性散乱確率、分解反応確率、吸収反応確率の衝突径数依存性を示す。相互作用はクーロン力、核力ともに考慮し、また内部ハミルトニアン部分の演算も行った結果を線で示す。

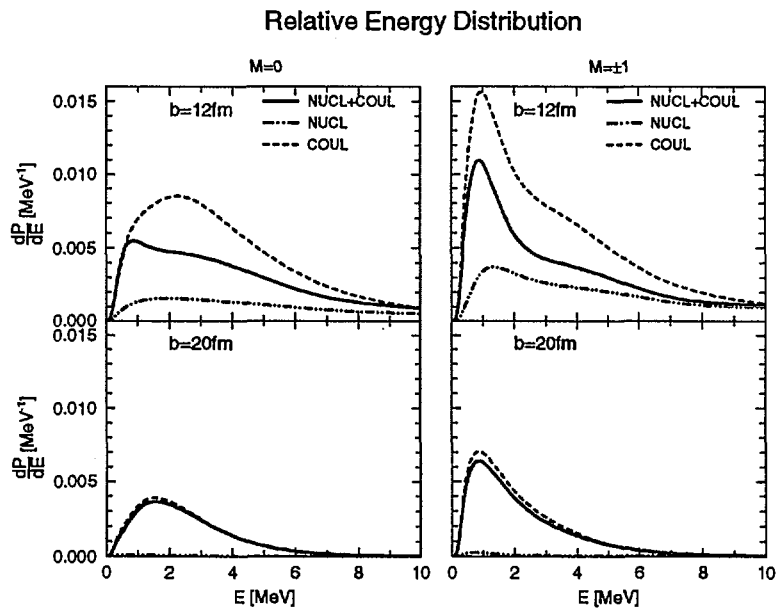


図 3:分解確率の相対エネルギー依存性を示す。実線がクーロン力、核力の両方を考慮した場合の計算結果。波線がクーロン力だけの結果。

6. 反対称化分子動力学による核子入射反応の研究

富士通研 戸坂義春
 東北大 小野章
 京大 堀内 昶

1 はじめに

本研究は中性子ソフトエラーへの応用を意図している。この現象は、大気圏内で発生した二次宇宙線の中性子と、LSI中の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のメモリー情報が例えば0→1と変化してしまう現象である[1]。この現象の明確化のためには、中性子とLSI中の原子核との核反応、特に入射エネルギー20-500 MeVの範囲の $n+^{28}\text{Si}$ 反応による生成イオンの質量分布、エネルギー分布、角度分布等の情報が必要である。LSI中で、電荷が収集されるtypicalな距離が1~2 μm 、ソフトエラーが発生する臨界の収集電荷量がおおよそ30 fC以上であることから、 $n+^{28}\text{Si}$ 反応で発生する種々のイオンの内、Si媒質中で飛程距離が短く誘起する電荷量が多い重い反跳イオンの情報が重要であることがわかる。 $n+^{28}\text{Si}$ 系の核反応実験データは乏しいので、何等かの理論的枠組が必要となる。また必要なのは、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 [2] [3]あるいはその修正版AMD-V [4]は、重イオン反応に適用され、重イオン反応におけるフラグメント生成を記述できる理論的枠組として、その有効性が示されている。本研究は、AMD, AMD-Vの核子入射反応に対するフラグメント生成の記述の有効性を調べることを意図する。また実際に解析を行なう系として、重い反跳核に対するデータが豊富な180 MeV入射 $p+^{27}\text{Al}$ 反応[5]を取り上げる。そして最後に捕捉として、中性子ソフトエラー研究の現状について少し述べさせて頂く。

2 反対称化分子動力学法 (AMD)

2.1 AMD

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。

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

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

ここで $i=1, \dots, A$, χ_α 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。

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

$$H = \frac{\langle \Phi(\mathbf{Z}) | H | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle}{\langle \Phi(\mathbf{Z}) | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle}, \quad C_{i\sigma j\tau} = \frac{\partial^2}{\partial Z_{i\sigma}^* \partial Z_{j\tau}} \langle \Phi(\mathbf{Z}) | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle \quad (4)$$

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

核子の物理座標 \mathbf{W} を次のように導入する。

$$\mathbf{W}_i = \sum_{j=1}^A (\sqrt{Q})_{ij} \mathbf{Z}_j, \quad Q_{ij} = \frac{\partial}{\partial (Z_i^* \cdot Z_j)} \log \langle \Phi(\mathbf{Z}) | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle \quad (5)$$

これにより核子間距離の定義が可能になり、核子 - 核子衝突が組み込まれる。核子 - 核子衝突断面積として自由空間での衝突断面積を用い、核子間相互作用として密度依存力を含む Gogny 力を用いる。また従来通り、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う。

2.2 AMD-V

AMD の 1 核子波動関数は、ガウス波束で近似されているため、波束の拡がりや揺らぎの効果が正確に反映されていない欠点を持つ。そのため、動的過程のシミュレーションで、十分な励起エネルギーを持つにもかかわらず、励起残留核が崩壊しづらい傾向を持つ。AMD-V では、波束の拡散の効果を次の Vlasov 方程式によって組み込み AMD シミュレーションを補正することにより、この問題点を解決する。

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial \mathbf{p}} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial h}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (6)$$

ここで一体の分布関数 f_i は AMD 波動関数より計算される。また h は Wigner 表示での 1 粒子ハミルトニアンの期待値である。衝突後のある時刻 $t = t_0$ で f_i を計算し、 $t = t_0 + \delta t$ での f_i を (6) 式に従うように決定する。そしてこの f_i を AMD 波動関数に変換しなおす。このような補正は、エネルギー保存則、Pauli の排他則を満たすようになる。

3 解析結果

180 MeV 入射 $p+^{27}\text{Al}$ 反応の解析結果を示す。図 1,2 に統計崩壊前の動的過程の AMD と AMD-V の質量分布の計算結果を、時刻 120, 220, 320 fm/c 毎に示した。AMD

では衝突初期 (100 fm/c 以前) に $A=1, 24-27$ のイオンが生成されるが、それ以降は質量分布にほとんど差がなく、AMD で励起核が壊れにくい性格が色濃く現れている。一方 AMD-V では時間経過とともに励起核が壊れてゆく様子が示されている。120 fm/c では $A = 1, 2, 4, 18, 21 - 27$ のイオンが生成されるが、320 fm/c では質量数 27 以下のほとんどの種類のイオンが生成されている。

図 3 に核物質中の内部エネルギーの衝突後の時間変化を示した。ここで内部エネルギーは次の様に定義する。

$$\left(\frac{E}{A}\right)_{\text{matter}} = \frac{\sum_{k; A_k \geq 5} E_k}{\sum_{k; A_k \geq 5} A_k} \quad (7)$$

和は質量数 A が 5 以上のフラグメントに対して取った。図より AMD の内部エネルギーは時間変化と共にほとんど変化していないことがわかる。一方 AMD-V では時間変化と共に僅かに内部エネルギーは減少する。小野氏の $E/A = 35$ MeV 入射 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反応の計算 [4] と比較すると、180 MeV 入射 $p+^{27}\text{Al}$ 反応では、衝突後の励起エネルギーが低く ($^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ では 100 fm/c で、AMD で約 -2.5 MeV, AMD-V で約 -5 MeV)、内部エネルギーの変化あるいは残留励起核の崩壊が緩やかになるような例となっていることがわかる。

図 4,5 に統計崩壊後の AMD と AMD-V の質量分布を示した。AMD の場合、統計崩壊により励起残留核が壊れ、ほとんどの種類のイオンが生成されていることがわかる。一方 AMD-V では、 $A = 6 - 24$ の領域で、統計崩壊後も統計崩壊前の動的過程での結果に似た分布になっていることがわかる。統計崩壊後の質量分布を実験値と比較すると、最終的に AMD-V は AMD に似た結果を与えるが、全領域でより実験値に近い値を与える (図 6)。 $A = 9 - 15$ の領域で約 2 倍、 $A = 23 - 26$ の領域で数 10 %、AMD よりも実験値に近い生成断面積を与えている。

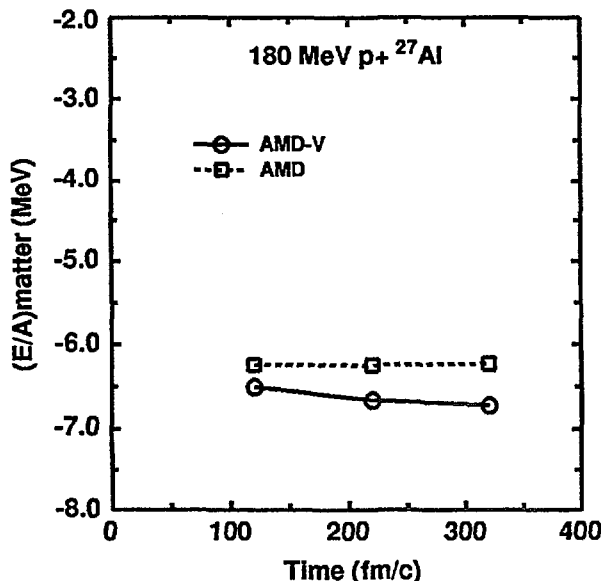


図 3. AMD, AMD-V による動的過程における核物質中の内部エネルギーの時間変化。

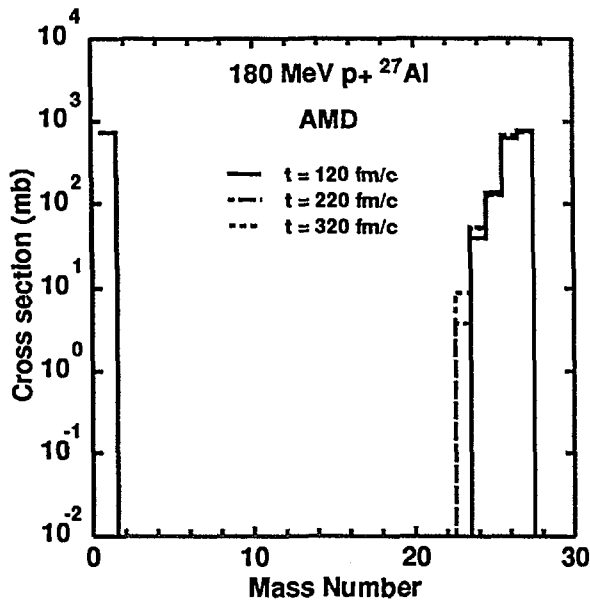


図 1. AMD による動的過程での質量分布の時間変化。

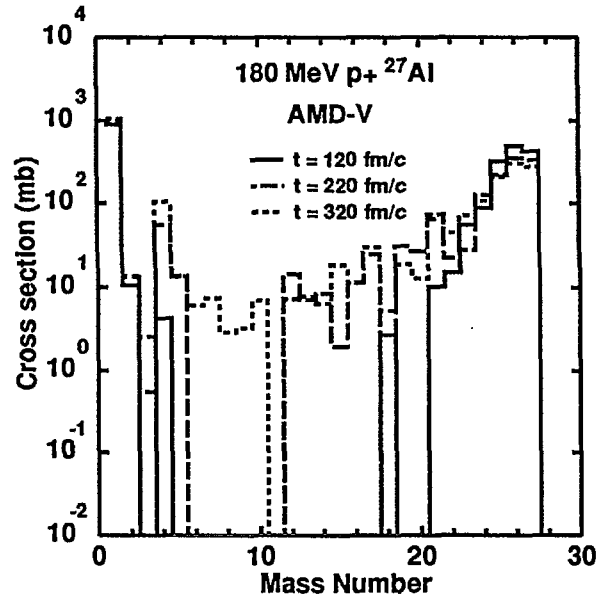


図 2. AMD-V による動的過程での質量分布の時間変化。

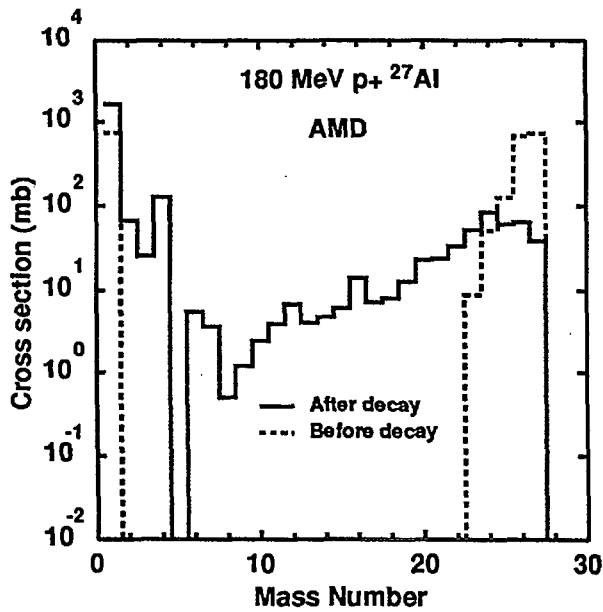


図 4. AMD による統計崩壊後の質量分布。

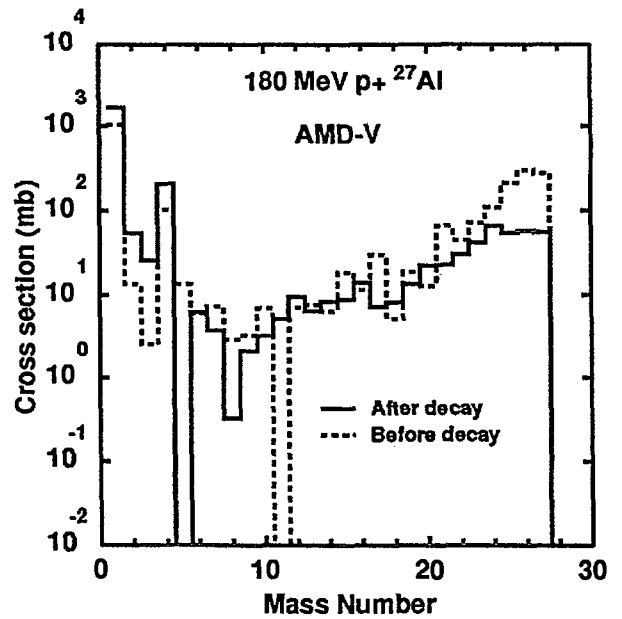


図 5. AMD-V による統計崩壊後の質量分布。

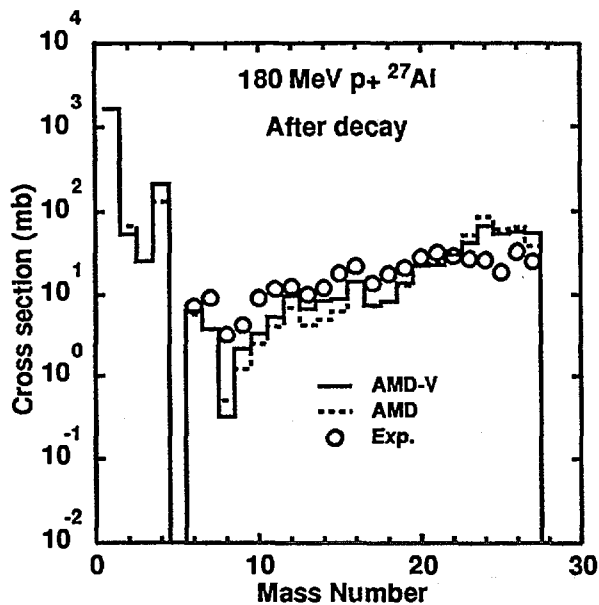


図 6. 180 MeV $p+^{27}\text{Al}$ 反応。
質量分布の実験結果との比較。

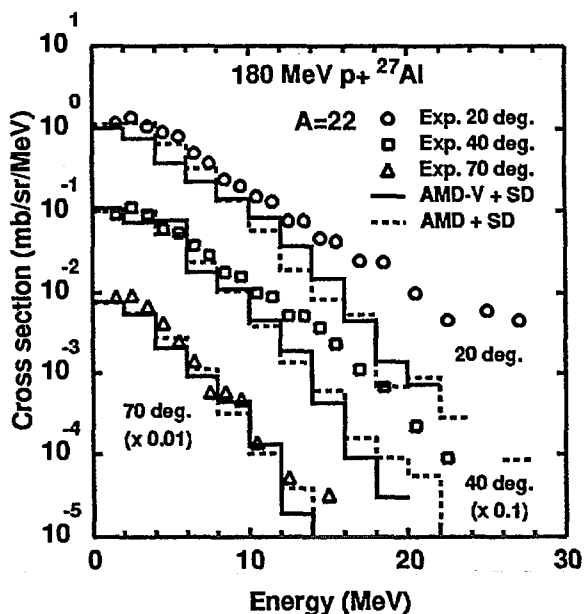


図 7. 180 MeV $p+^{27}\text{Al}$ 反応。A=22
の生成イオンの二重微分断面積。

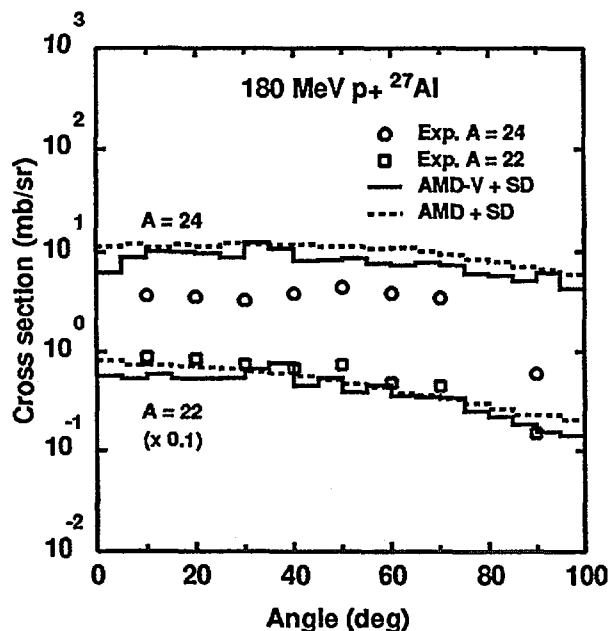


図 8. 180 MeV $p+^{27}\text{Al}$ 反応。A=22,
24 の生成イオンの微分断面積。

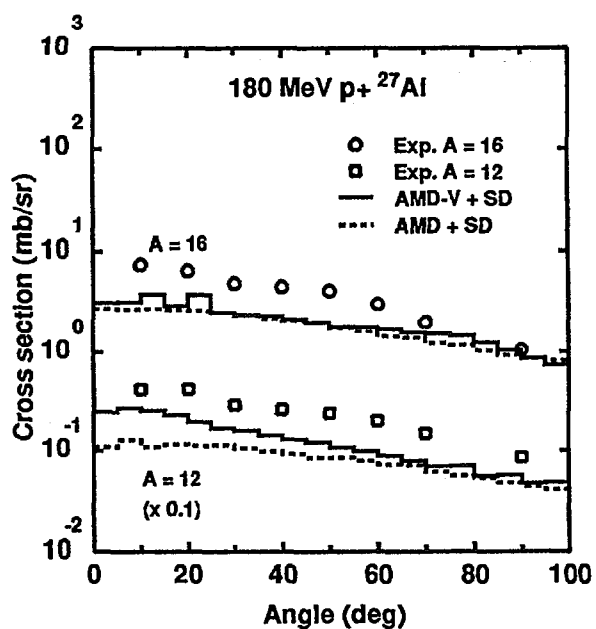


図 9. 180 MeV $p+^{27}\text{Al}$ 反応。A=12,
16 の生成イオンの微分断面積。

図 7 に $A = 22$ の生成イオンに対する二重微分断面積を示す。放出エネルギー 15 MeV 以下で、AMD も AMD-V も実験値に近い値を与える。放出角 20 度方向で、AMD-V の方が実験値の断面積曲線に近い傾きとなっている。図 8,9 に $A = 24, 22, 16, 12$ の生成イオンの微分断面積を示す。AMD, AMD-V 共に $A = 22$ の場合には、実験値に近い結果を与える。 $A = 24, 12$ の場合には、AMD-V の方が AMD より実験値に近い結果を与えることがわかる。

4 まとめ

AMD 及び AMD-V 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ることを意図して、180MeV 入射 $p+^{27}\text{Al}$ 反応を解析した。動的過程の計算では、AMD では励起残留核がほとんど壊れないが、AMD-V では励起残留核が壊れ、質量数 27 以下のほとんどのフラグメントが生成される。統計崩壊後では AMD と AMD-V の結果の違いは小さく、双方ともおおよそ実験結果を再現する。僅かに、生成断面積、微分断面積等に対し、AMD-V の方が良い結果を与える。

AMD、AMD-V が生成イオン断面積等の実験データをおおよそ再現することを示したが、質量数 23 以上のイオンに対し生成断面積を 2-3 倍多めに見積もっている等の不一致が残っている。今後更にその原因を調べたい。核子-核子衝突の他に、核子- α 衝突を組入れ多体の効果を調べることを考えている。更に他の入射エネルギーでの核子入射反応を調べる予定。

5 捕捉：中性子ソフトウェア研究の現状

5.1 研究の現状

最近、二次宇宙線の中性子が、地上において、メモリー等 LSI 回路のソフトウェアを引き起こすことを示す報告が次々となされた [6]-[9]。我々も、Logic 系の回路に対する中性子ソフトウェアの重要性を示し報告している [9][10]。従来、LSI 材料中に含まれる放射性不純物元素 (U,Th,Po 等) からの α 線がソフトウェアを発生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。しかし α 線以上に、中性子の影響が大きいことが認識され、しだいに常識となりつつあるのが現在の状況である。

またこの現象を分析するための方法論も確立されてきた。何よりも Los Alamos 研究所の高エネルギー中性子ビームをはじめとして、高エネルギー粒子ビームを用い、ターゲットとして種々の LSI チップを用いる加速実験が行なわれるようになったことが大きい [7]-[11] (我々も 95-97 年に 3 度にわたり Los Alamos 研究所で実験を行なっている)。理論的にこの現象を解析できるシミュレータも開発されてきている。我々も、中

中性子ソフトエラー解析シミュレータ NISES を作成し、この現象の解析に適用することにより、その有効性を示している [9] [11]。

5.2 中性子ソフトエラー解析シミュレータ NISES

NISES は AMD で作成した $n+^{28}\text{Si}$ 反応データベースに基づいており、入射エネルギー 20 - 500 MeV の約 30 万イベントからなる AMD シミュレーション結果をデータとして含んでいる。180 MeV 入射 $p+^{27}\text{Al}$ 反応の AMD の結果はおおよそ実験結果を再現するものの、不一致が残されていた。作成したデータベースにも同程度の不一致があると考えられる。

我々は、米国 Los Alamos 研究所で中性子照射電荷収集実験を行ない、NISES が電荷収集測定データを再現することを示した [11]。用いた中性子ビームのスペクトルは 800 MeV 以下で地上の中性子スペクトルに似た形状を持っており、電荷収集測定値は、様々な入射エネルギーの $n+^{28}\text{Si}$ 反応による寄与を集積したものである。結果として我々のデータベースは誤差を含みつつも、二次宇宙線の中性子が Si 媒質中で誘起する全体の電荷収集量に対しては、そこそこ良い結果を与えることを示唆している。

実際に我々は、NISES を CMOS SRAM, Latch 回路等の中性子ソフトエラー解析に適用したが、2-3 倍以内程度の精度で中性子エラー率測定データを再現できることを示した [10]。現時点で、中性子ソフトエラー率をこの程度の精度で解析できるのは、NISES の他に IBM の SEMM [12] があるだけである (SEMM では Cascade + 統計崩壊モデルを用いている [13])。

5.3 結び

NISES は、今後、中性子ソフトエラー率の評価及びその対策のために、おおいに活用されてゆくものと考えている。しかしながら、回路によっては数 10 % 程度の精度の中性子ソフトエラー率評価が必要なものもあり、NISES の更なる計算精度の向上が望まれている。今後 AMD, AMD-V を用いて核反応データベースの精度の向上をはかってゆくことを予定している。

また NISES は、現場での回路設計において設計条件決定のために役立ち始めている。半導体あるいは電子エレクトロニクス分野で、しかも物が作られる現場で、原子核の理論が役にたったのはじめての話であると思う。私自身このような形で、大学院時代にやっていた原子核の話が会社に来て役に立つとは思ってもみなかった。今後更に、原子核物理が社会に影響を与え役立ってゆくことを祈念しつつ、結びとしたい。

謝辞

中性子ソフトエラーの共同研究者である富士通研究所の佐藤氏、また Los Alamos 研究所で実験を共に遂行した富士通の江原氏、Amdhal 社の G. Woffinden 氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] J.F. Ziegler et al., Science, vol. 206, p. 776, 1979;
J. Appl. Phys., vol. 528, p. 4305, 1981.
- [2] A. Ono et al., Phys. Rev. Lett. vol. 68, p.2989, 1992;
Prog. Theor. Phys. vol. 87, p.1185, 1992;
Phys. Rev. C47, p.2652, 1993; Phys. Rev. C48, p.2946, 1993.
- [3] 小野 章 博士論文. 京都大学, 1995.
- [4] A. Ono and H. Horiuchi, RIKEN-AF-NP-218, 1996.
- [5] K. Kwiatkowski et al., Phys. Rev. vol. 50, p.1648, 1983.
- [6] T.J. O’Gorman et al., IBM J. Res. Develop., vol. 40, p. 41, 1996.
- [7] J.F. Ziegler et al., IBM J. Res. Develop., vol. 40, p. 51, 1996.
- [8] W.R. McKee et al., 1996 IEEE/IRPS, p. 1.
- [9] Y.Tosaka et al., IEEE Electron. Dev. Lett., vol. 18, p. 99, 1997.
- [10] Y. Tosaka et al., to be published in IEEE Trans. Electron. Dev., 1998.
- [11] Y. Tosaka et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 44, p. 173, 1997.
- [12] G.R. Srinivasan et al., 1994 IEEE/IRPS, p. 12.
- [13] H.H.K. Tang et al., Phys. Rev. C42, p. 1598, 1990.

7. 半古典的歪曲波近似による中エネルギー核子-核散乱の理論 -progress report-

九州大学大学院理学研究科 緒方 一介

Abstract

The semiclassical distorted wave model (SCDW) is one of the quantum mechanical models for nucleon inelastic and charge exchange scattering at intermediate energies. SCDW can reproduce the double differential inclusive cross sections for multi-step direct processes quite well in the angular and outgoing energy regions where the model is expected to work. But the model hitherto assumed on-the-energy-shell (on-shell) nucleon-nucleon scattering in the nucleus, neglecting the difference in the distorting potentials for the incoming and the outgoing particles and also the Q -value in the case of (p, n) reactions. There had also been a problem in the treatment of the exchange of colliding nucleons. Now we modify the model to overcome those problems and put SCDW on sounder theoretical foundations. The modification results in slight reduction (increase) of double differential cross sections at forward (backward) angles. We also examine the effect of the in-medium modification of N - N cross sections in SCDW and find it small. A remedy of the disagreement at very small and large angles in terms of the Wigner transform of the single particle density matrix is also discussed. This improvement gives very promising results.

1 Introduction

入射粒子が標的核に入ってから複合核が形成されるまでに起こる反応を総称して前平衡過程という。前平衡過程には多段階直接過程 (Multi-Step Direct process; MSD) と多段階複合過程 (Multi-Step Compound process; MSC) 双方の寄与が含まれるが、入射エネルギーがある程度高い場合にはMSCの寄与は無視することができ、MSDが主な反応機構となる。

MSDに基づく理論では、高いエネルギーを持った、反応を引き起こす粒子と、それと衝突し比較的低いエネルギーに励起する粒子とを区別できると仮定する。前者の粒子をリーディングパーティクル (leading particle; 以下l. p. と略) と呼ぶ。そしてMSDの理論では、このl. p. の放出にのみ注目する。すなわち計算される断面積には、l. p. の放出後に起こるすべてのことが含まれている。このような断面積を包括的断面積 (inclusive cross section) と呼ぶ。我々が再現すべき物理量はl. p. の放出のみを観測した包括的断面積である。また我々は放出粒子の連続スペクトル領域の断面積を計算するわけであるが、計算するのは連続スペクトルの中の特徴ある山の部分 (例えば巨大共鳴など) ではなく、そのような山の背景とも言える、なだらかで平らな部分である。このような部分では、原子核の終状態の間には相関がなく、従って統計的な取り扱いを行う必要がある。原子核の終状態を統計的に取り扱いつつ、包括的断面積を量子力学に基づいて計算する理論はまだ完成されておらず、現在盛んに研究されている。

我々が用いる理論模型は半古典歪曲波模型 (Semi-Classical Distorted Wave model; SCDW) と呼ばれるものであり、前平衡過程を量子力学的に記述する模型のひとつである。この模型はKawai [1] によって提唱された理論を拡張し、最初Luo-Kawai [2] によって定式化された。その後、模型の解析及び断面積の計算結果からWatanabe-Kawai [3] によって多段階過程の重要性が指摘され、このためKawai-Weidenmüller [4] によって2段階過程以降に対する定式化が行われた。その他にも種々の改良が加えられつつ、現在は3段階過程まで考慮に入れた計算がなされている [5]。

SCDWはDWBAの級数展開に基づいており、歪曲波に対して局所半古典近似を用い、そして実験で得られる情報を適宜組み入れることにより、adjustable parameterを用いることなく断面積の絶対値を計算できることに特徴がある。そしてSCDWの理論計算値は実験値 (包括的断面積) をかなり良く再現しており、成功を収めている。しかしながらこれまでのSCDWは、いくつかの理論的に重要な問題を孕んでいる。そ

ここで今回、従来のSCDW(以下 previous SCDW と呼ぶ)に対して理論的改良を加えることで上述した問題を解決し、より理論的に正当な模型(これを off-shell SCDW と呼ぶ)の定式化を行った。その際我々は、相互作用項を計算するため Love-Franey [6, 7] の有効相互作用を用いた。また SCDW における媒質効果を調べるため、Amos の G 行列 [8, 9] を用いた計算(以下これを in-medium SCDW と呼ぶ)も行った。さらに、従来の SCDW では放出角の最前方と後方で実験値を大幅に過小評価するという問題があったが、今回核内核子に対して調和振動子型の一体場ポテンシャルを用いることにより、この問題の解決を図った。

ここでは、上記の理論改良と、その結果について述べる。

2 SCDW とその理論改良

2.1 Previous SCDW

SCDW は T 行列の DWBA 展開から出発し、包括的断面積の計算を行う。その際、歪曲波に対して局所半古典近似を行い、原子核に対して Thomas-Fermi 模型を適用することにより、包括的断面積は調整パラメータを用いることなく、また非常にシンプルな形で与えられる。なお多段階過程に対しては Green 関数に対して Eikonal 近似 [10] を行うことにより、同様の定式化が可能となる。詳細については文献 [2]- [5] を参照のこと。

2.2 理論的問題の改良

前述した SCDW は実験値をかなり良く再現することができ、成功を収めている。ただしこれまでの SCDW(previous SCDW) では、exchange term を implicit な形で取り扱い、また衝突する 2 核子の運動エネルギーの和が保存する散乱(on-shell 散乱)を仮定していた。これは模型の信頼性という意味で、無視できない問題である。そこで今回、これらの問題を解決し、模型の理論改良を行った。

まず exchange term であるが、今回はこれを explicit に取り扱いつつ定式化を試みた。この結果、 r 表示で書かれた有効相互作用を用いることで従来と同様に定式化できることを確かめた。これは、exchange term を implicit な形で取り扱っていた従来の定式化が、結果的には正しいということを示したことに相当する。

次に原子核内での散乱の取り扱いであるが、従来の計算では無視していた、入射(放出)粒子に対する歪曲ポテンシャルの差と反応の Q 値を考慮することにより、散乱現象をより正確に取り扱った。この結果、衝突する 2 核子は off-shell 散乱を行うことになる。従って相互作用項の off-shell 行列要素が必要となるので、我々は Love-Franey [6, 7] の有効相互作用を用いてこれを計算した。この新しい理論模型を off-shell SCDW と呼ぶ。Off-shell SCDW を用いた場合、1step(1 段階直接過程)に対する包括的断面積は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \sigma^{(1)}(\nu_1, \nu'_1)}{\partial E_f \partial \Omega_f} &= \frac{\mu^2}{2(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{R} |\chi_f(\mathbf{R})|^2 |\chi_i(\mathbf{R})|^2 \\ &\times \iint_{k_\alpha < k_F(\mathbf{R}), k_\beta > k_F(\mathbf{R})} dk_\alpha dk_\beta \\ &\times \sum_{m_1, m_2} \sum_{m'_1, m'_2} \sum_{\nu_2} \left| M^{\text{Off}}(\kappa', m'_1 \nu'_1 m'_2 \nu'_2 | \kappa, m_1 \nu_1 m_2 \nu_2) \right|^2 \\ &\times \delta(k_\beta - k_\alpha + k_f(\mathbf{R}) - k_i(\mathbf{R})) \times \delta\left(\frac{\hbar^2}{2\mu}(k_\beta^2 - k_\alpha^2) + Q_{\alpha\beta} - \omega\right) \end{aligned} \quad (1)$$

ただしここで $Q_{\alpha\beta}$ は反応の Q 値を意味する。また、 m_i, m'_i はそれぞれ始、終状態における核子 i の spin の z 成分であり、 ν_i, ν'_i はこれと同様の対応をする isospin の z 成分である。なお核子 1 が l. p. を、核子 2 が核内核子を、それぞれ表している。また、相互作用項 M^{Off} は、

$$M^{\text{Off}} \equiv \langle \kappa', m'_1 \nu'_1 m'_2 \nu'_2 | V_{12} \{1 - (-)^{\ell} P^{\alpha}\} | \kappa, m_1 \nu_1 m_2 \nu_2 \rangle \quad (2)$$

で与えられる。ただしここで、 V_{12} が LF の有効相互作用であり、 P^{α} は核子の交換を行う演算子、 ℓ は 2 核子間の軌道角運動量である。

また我々は SCDW における媒質効果を調べるため、 r 表示にパラメタライズされた Amos の G 行列 [8, 9] を用いた計算 (以下これを in-medium SCDW と呼ぶ) も行った。

なお上記の理論改良の詳細については、文献 [11] を参照のこと。

2.3 核内核子の運動量分布に対する改良

従来の SCDW では、放出角の最前方と後方で理論計算値が実験値を大幅に過小評価するという問題があった。これは我々が原子核に対して Thomas-Fermi 模型を用いていることに起因している。Thomas-Fermi 模型では核内核子の運動量が局所的な Fermi 運動量以下に限定され、従って最前方や後方への散乱は運動学的に禁止されるからである。そこで我々は、核内核子に対して調和振動子型や Woods-Saxon 型の一体場ポテンシャルを用いることにより、高運動量成分を考慮に入れた計算を行った。このとき、一体密度行列に対して Wigner 変換 [12] を行うことにより、包括的断面積は従来と同様の形で定式化することができる (ここでは、この理論模型を Wigner SCDW と呼ぶことにする)。Wigner SCDW と従来の SCDW との違いは平均局所散乱断面積の項にのみ表れる。Wigner SCDW において、この項は

$$\left[\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \varepsilon_f(\mathbf{R}) \partial \Omega_f(\mathbf{R})} \right]_{\mathbf{R}} = \frac{4\mu k_f(\mathbf{R})}{\hbar^2 q k_i(\mathbf{R}) (4\pi/3) k_p^3(\mathbf{R})} \\ \times \iint dk_{\alpha} dk_{\beta} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{\kappa}} \right]_{\text{Free}} f_h(k_{\alpha}, \mathbf{R}) \left[1 - f_h(k_{\beta}, \mathbf{R}) \right] \\ \times \delta(k_{\beta} - k_{\alpha} + k_f(\mathbf{R}) - k_i(\mathbf{R})) \delta(\kappa'^2 - \kappa^2) \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 f_h が一体密度行列の Wigner 変換である。なお、この f_h の計算についての詳細は、文献 [13, 14] を参照のこと。

3 計算結果と議論

Off-shell SCDW の計算結果と実験値との比較を図 1 に示す。掲載したのは、(a) $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$, $E_i = 120$ MeV 及び (b) $^{90}\text{Zr}(p, nx)$, $E_i = 160$ MeV の 2 種類の反応である。どちらも、放出角の最前方及び後方を除けば、実験値を絶対値まで含めてよく再現していることがわかる。

次に、(a) off-shell SCDW と previous SCDW を比較した結果と (b) off-shell SCDW と in-medium SCDW を比較した結果を図 2 に示す。(a) より、理論改良を行った結果、断面積は前方で小さくなり、後方で大きくなることわかる。解析の結果、これは理論改良に伴って核子の運動学が変化し、衝突に関与できる核内核子の運動量の範囲が変化するためであることが確かめられている。なおこの変化がエネルギー移行量が大きいほど顕著になるのは、歪曲ポテンシャルの入射、放出チャンネルにおける差が、エネルギー移行量が大きいほど大きくなるためである。また (b) からは、媒質効果を取り入れると断面積が全体的にやや大きくなることわかる。これは、Amos の G 行列を用いて媒質中での 2 核子の散乱断面積を計算した場合、

密度が小さい領域において媒質中の断面積が自由空間におけるそれよりも大きくなっているためであると考えられている。 G 行列自体がそのように振る舞う理由は、現時点では明らかではない。

次に、Wigner SCDWを用いた場合の核内核子の運動量分布を図3に示す。これまでの計算で用いていた局所Fermi gas模型(LFG)と比べて、高運動量成分が考慮されていることがわかる。またLFGで見られる、運動量分布の低運動量成分への著しい偏りも改善される。このように、核内核子の一体場ポテンシャルを考慮することによって運動量分布を大幅に補正することができる。Wigner SCDWの計算結果と実験値との比較を図4に示す。同じ計算をprevious SCDWで行った結果も添える。図より、最前方と後方が大幅に改善されていることがわかる。また、ピークの部分も改善されている。なお掲載したのは調和振動子型一体場ポテンシャルを用いた場合の結果であり、Woods-Saxon型のポテンシャルを用いた計算が現在研究されている。

4 まとめ

前平衡過程を多段階直接過程に基づき記述する量子力学的模型である半古典歪曲波模型(SCDW)に対し、いくつかの改良を行った。まず、従来はimplicitに取り扱っていたexchange termを厳密に取り扱い、定式化を行った。これにより、従来の定式化が結論的には正しいことが証明された。次に、入射(放出)粒子に対する歪曲ポテンシャルの差及び反応の Q 値を考慮し、off-shell散乱を取り扱った。このとき、相互作用項はLove-Franeyの有効相互作用を用いて計算した。この理論改良に伴い、断面積は前方で小さくなり、後方で大きくなった。なお、Amosの G 行列を用いて媒質効果を考慮したところ、断面積はわずかに大きくなることがわかった。

また、SCDWの理論計算値が放出角の最前方と後方で実験値を大幅に過小評価する問題を解決するため、核内核子に対して調和振動子型の一体場ポテンシャルを用いた計算を行った。その結果、最前方と後方の理論計算値が増加し、過小評価の問題が大幅に改善されることがわかった。なお現在、Woods-Saxon型のポテンシャルを用いた研究が進められている。

参考文献

- [1] M. Kawai, Prog. Theor. Phys. **27**, 155 (1962).
- [2] Y. L. Luo and M. Kawai, Phys. Lett. **B235**, 211 (1990); Phys. Rev. **C43**, 2367 (1991)
- [3] Y. Watanabe and M. Kawai, Nucl. Phys. **A560**, 43 (1993).
- [4] M. Kawai and H. A. Weidenmüller, Phys. Rev. **C45**, 1856 (1992).
- [5] 東 信 九州大学総合理工学研究科 修士論文 (1996).
- [6] W. G. Love and M. A. Franey, Phys. Rev. **C24**, 1073 (1981)
- [7] M. A. Franey and W. G. Love, Phys. Rev. **C31**, 488 (1985).
- [8] P. J. Dortmans and K. Amos, Phys. Rev. **C49**, 1309 (1994).
- [9] H. V. von Geramb, K. Amos, L. Ferge, S. Bräutigam, H. Kohlhoff and A. Ingemarsson, Phys. Rev. **C44**, 73 (1991).
- [10] M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision theory* (Wiley, New York, 1964), p. 330.
- [11] 緒方 一介 九州大学大学院理学研究科 修士論文 (1998).
- [12] J. Hüfner and M. C. Nemes, Phys. Rev. **C23**, 2538 (1981).
- [13] Sun Weili, Y. Watanabe, R. Kuwata, M. Kohno, K. Ogata and M. Kawai, to be published in Proc. of the 1997 Symp. on Nuclear Data, Nov. 27-28, 1997, Tokai, JAERI.
- [14] 桑田 良作 九州大学総合理工学研究科 修士論文 (1998).

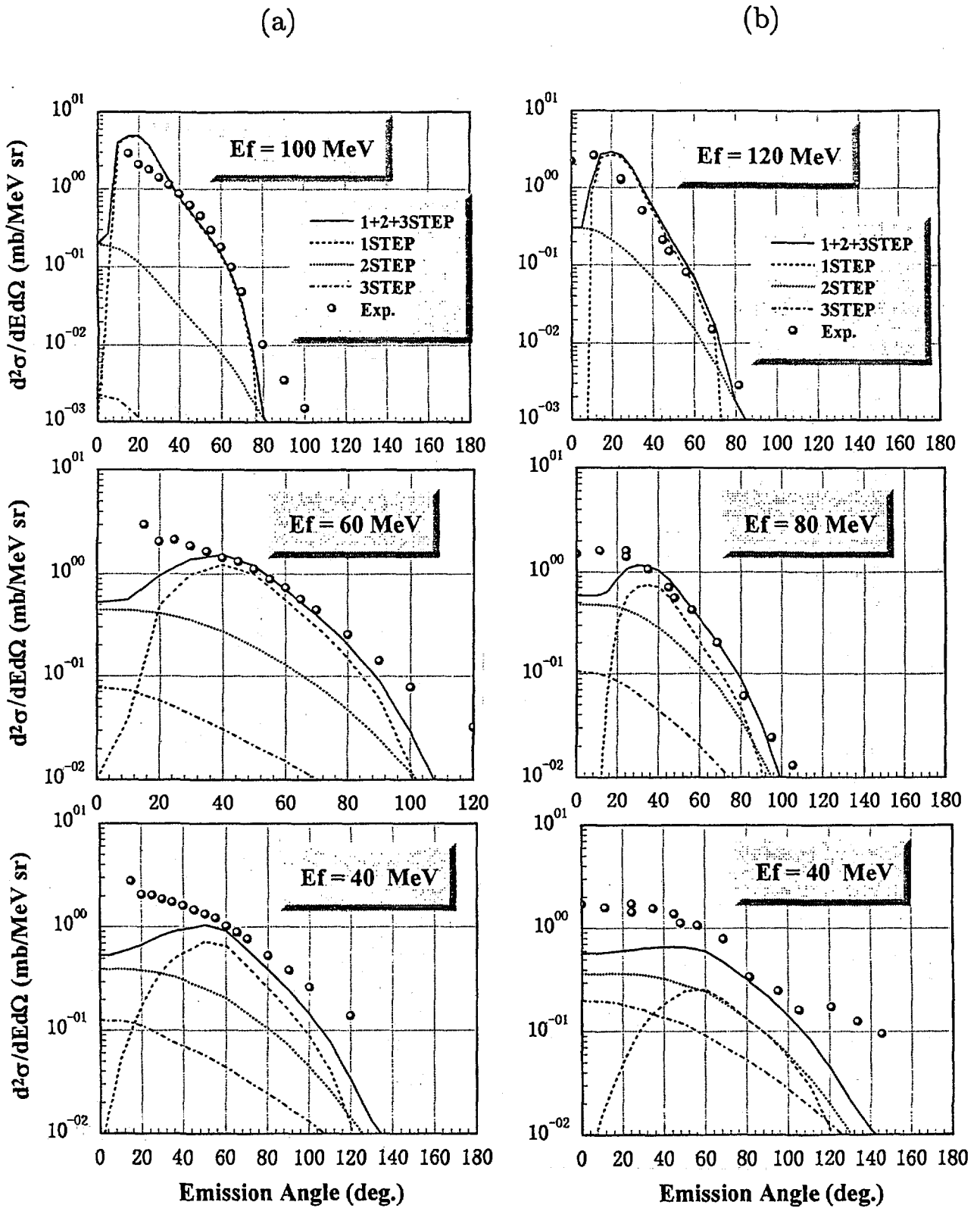


図 1: Off-shell SCDW の計算結果と実験値との比較 (a) $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$, $E_i = 120$ MeV, 上から 100, 60, 40MeV 放出 (b) $^{90}\text{Zr}(p, nx)$, $E_i = 160$ MeV, 上から 120, 80, 40MeV 放出

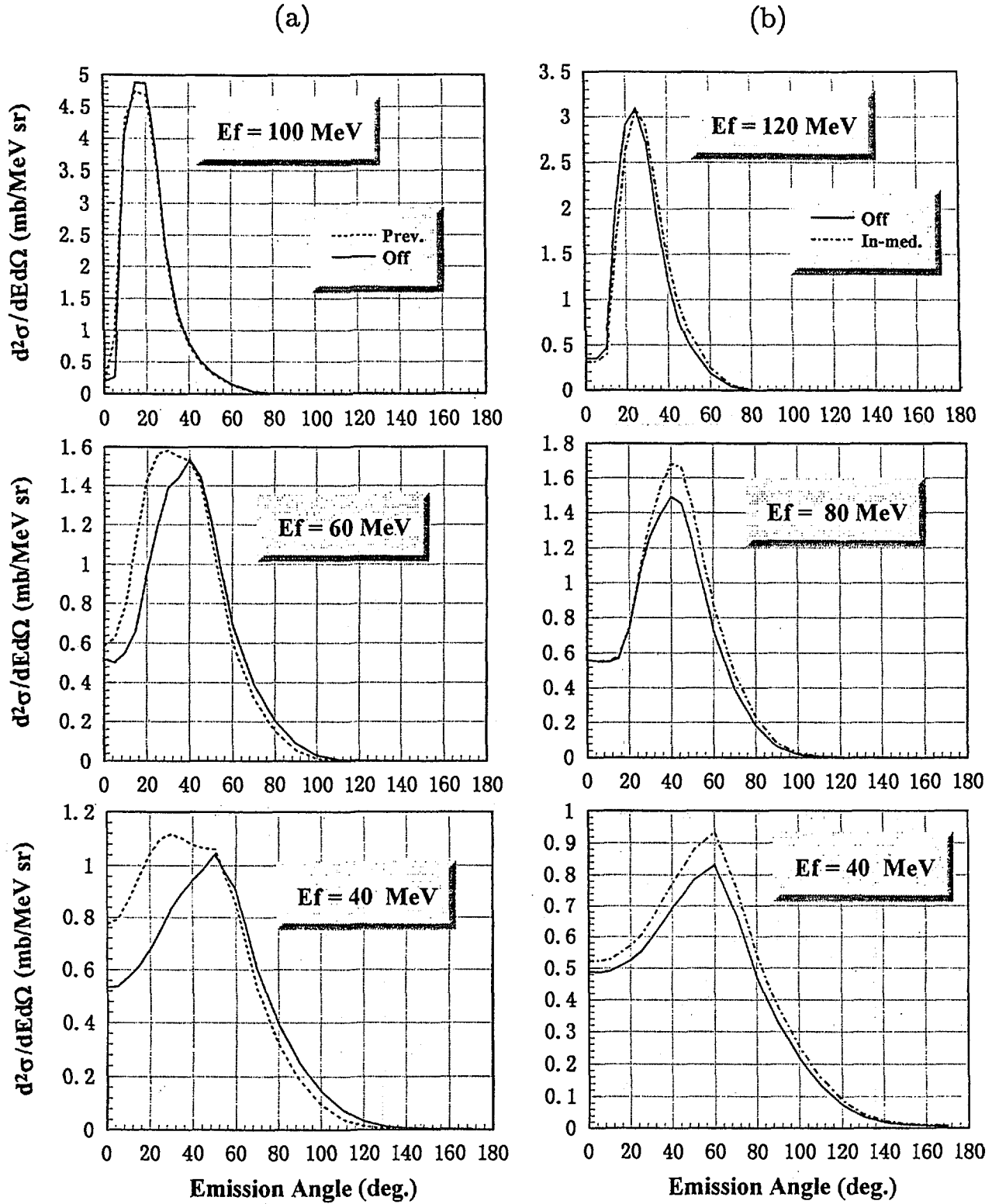


図 2: (a) Off-shell SCDW と previous SCDW との比較, $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$, $E_i = 120$ MeV, 上から 100, 60, 40MeV 放出 (b) Off-shell SCDW と in-medium SCDW との比較, $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$, $E_i = 160$ MeV, 上から 120, 80, 40MeV 放出

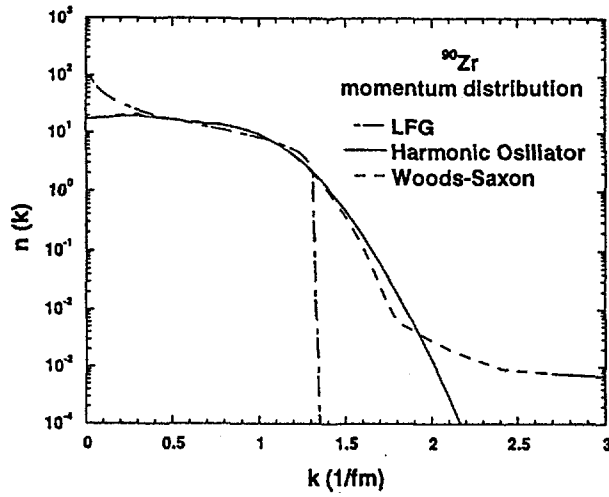


図 3: 核内核子の運動量分布, ^{90}Zr

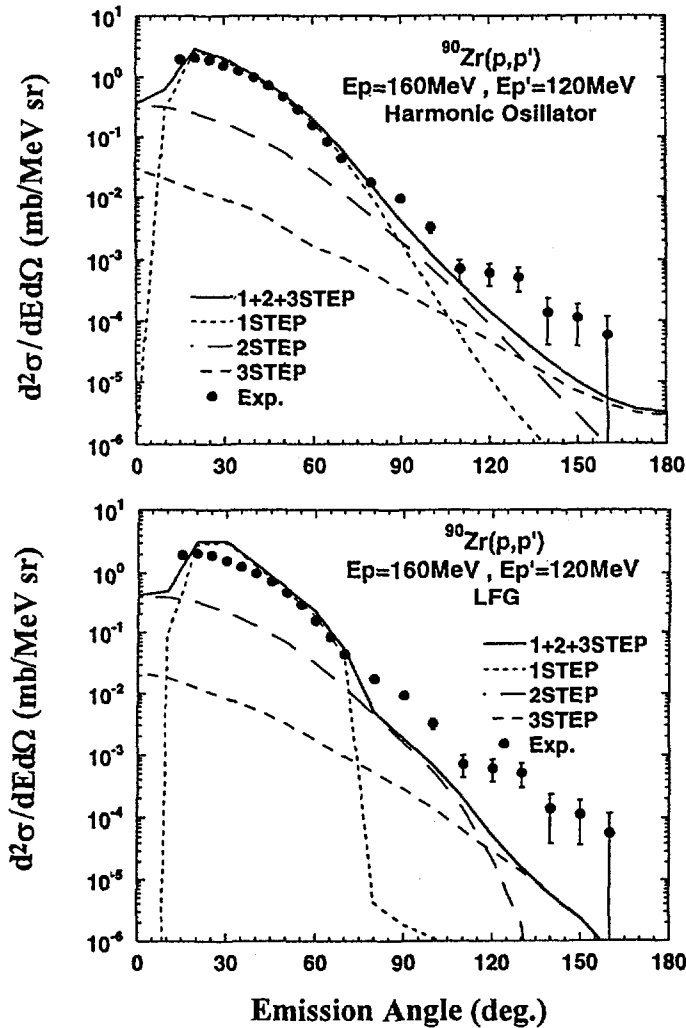


図 4: 理論計算値と実験値との比較, $^{90}\text{Zr}(p,p')$, $E_i = 160 \text{ MeV}$, $E_f = 120 \text{ MeV}$ (上) 調和振動子型一
体場ポテンシャルを用いたSCDW (下) LFGを用いた従来のSCDW

8. K E K - P S 標的核多重破碎反応の入射エネルギー依存性
Incident energy dependence on KEK-PS target
multi-fragmentation experiment

J. Murata¹, M. Haseno², F. Kosuge³, R. Kubohara³, T. Murakami¹, R. Muramatsu¹, Y. Nagasaka², K. Nakai³, H. Ochiishi⁴, Y. Ohkuma⁵, Y. Shibata³, K.H. Tanaka⁶, Y. Tanaka², Y.J. Tanaka¹, Y. Yamanoi⁶ and K. Yasuda⁷
(MULTI Collaboration)

¹*Department of Physics, Faculty of Science, Kyoto University, Kyoto 606, Japan*

²*Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki 851, Japan*

³*Faculty of Science and Technology, Science University of Tokyo, Chiba 278, Japan*

⁴*Department of Physics, Faculty of Science, Kyushu University, Fukuoka 812, Japan*

⁵*Institute of Physics, Tsukuba University, Tsukuba 305, Japan*

⁶*IPNS, Institute of Particle and Nuclei Studies, KEK, Tsukuba 305, Japan*

⁷*RCNP, Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Osaka 567*

The MULTI Collaboration has completed 8GeV proton induced target multi-fragmentation experiment at KEK-PS by the end of 1997. In our previous experiment using 12GeV proton, unusual side-ward peaking toward 70° in the laboratory frame were observed for the angular distribution of IMFs (intermediate mass fragments) [1]. We can fit the energy spectra using “deformed” moving source model:

$$\frac{d\sigma^2}{dE d\Omega} = N\sqrt{E} \exp\left(\frac{E^*}{T}\right) \frac{1}{\exp\left[\frac{2\pi(B-E^*)}{E_c}\right] + 1} \quad (1)$$

$$N = N(\theta^*) = N_0 + N_f \exp\left[-\frac{(\theta^* - \theta_f^*)^2}{2\sigma_f^{*2}}\right] \quad (2)$$

$$\sin\theta^* = \sqrt{\frac{E}{E^*}} \sin\theta; E^* = E + \frac{1}{2}M_f\beta^2 - 2\sqrt{E\frac{1}{2}M_f\beta^2} \cos\theta \quad (3)$$

The ratio R between the side-ward component and the isotropic component were about 33% for $E_p = 12\text{GeV}$ and 13% for $E_p = 8\text{GeV}$ (preliminary).

$$R = \frac{\int_0^\pi N_f \exp\left[-\frac{(\theta^* - \theta_f^*)^2}{2\sigma_f^{*2}}\right] d\theta_f^*}{\int_0^\pi N_0 d\theta^*} \quad (4)$$

This change indicates some drastic change of the reaction mechanism may happen between 8 and 12 GeV, which is the complete penetration on incident protons through the target nucleus. This penetration like phenomena can be seen in the isotope yield ratios measured at 12 GeV as a function of reaction angles.

We have also deduced nuclear temperatures using isotope yield ratios [2]. As a results, clear correlation between isotope ratio and target mass were observed, implying that lighter target has higher temperature. In addition, the temperatures showed anisotropic U-shaped angular distributions, which means that relatively high temperatures were observed for forward and backward angles. The U-shaped distribution could be understood as an evidence for the trace of the fire ball which penetrate the target nuclei with the projectile. Using a simple geometrical model, we have calculated the radius of the “tunnel” as about $2.3r_0$ for 12GeV induced reaction. The idea of this model is due to the fact that the temperatures for central events showed steeper target mass dependences than $A_{\text{target}}^{1/3}$.

The same isotope temperature analysis is now under way for 8 GeV data. If the full penetration of incident protons can not be realized in 8 GeV, the U-shaped distribution will be changed to the backward-peaked distribution at 8 GeV. As a preliminary result, the U-shaped angular distribution was somewhat reduced but still existed.

The analysis on IMF-IMF correlations are in progress, also. Strong two-body correlation is newly discover in the IMF-IMF angular correlation as well as that may be deduced from real many body correlations.

- 1) K.H. Tanaka et al., Nucl. Phys. A **583**, 581 (1995).
- 2) J. Murata et al., Università degli Studi di Milano N.111, 208-226 (1997).

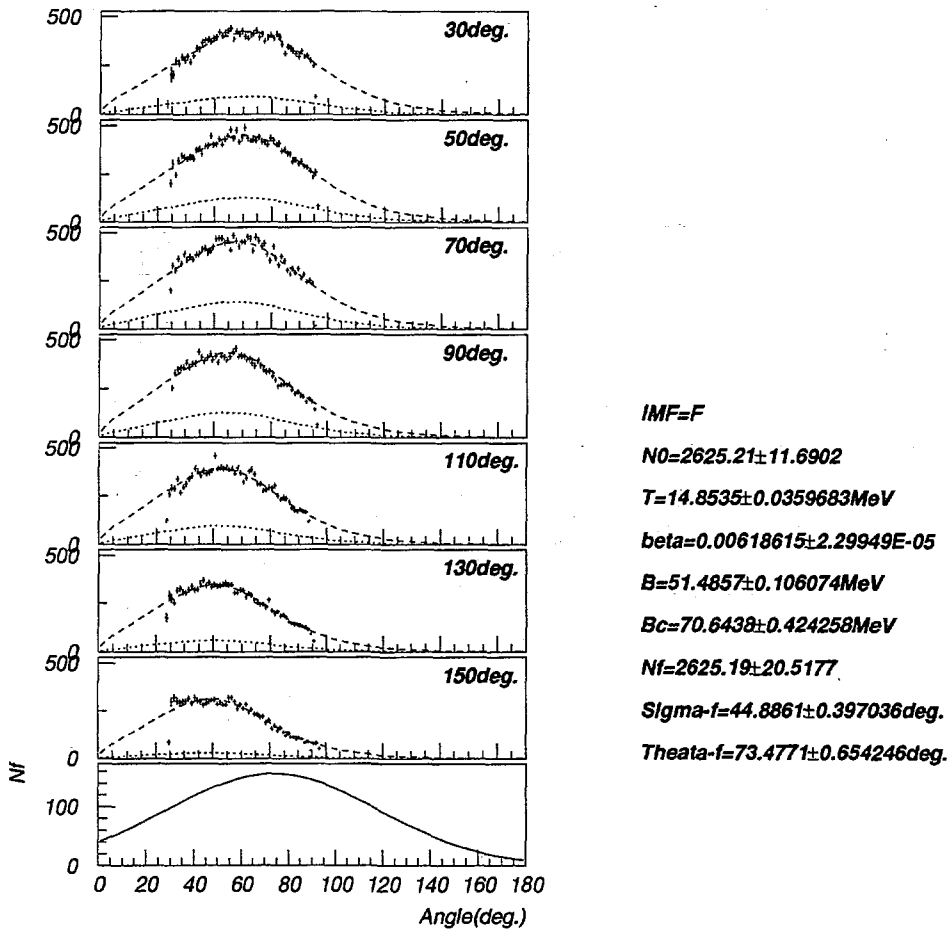


Figure 1: Energy Spectra of F for $E_p=12\text{GeV}$. Parameters named $N_0(N_0)$, $N_f(N_f)$, $\text{Sigma-f}(\sigma_f)$, $\text{Theata-f}(\theta_f^*)$ are written in arbitrary units. The bottom figure means the side-ward component as a function of θ^* : $N_f \exp[-\frac{(\theta^* - \theta_f^*)^2}{2\sigma_f^2}]$. The dotted lines correspond to the side-ward component for each Lab. angle.

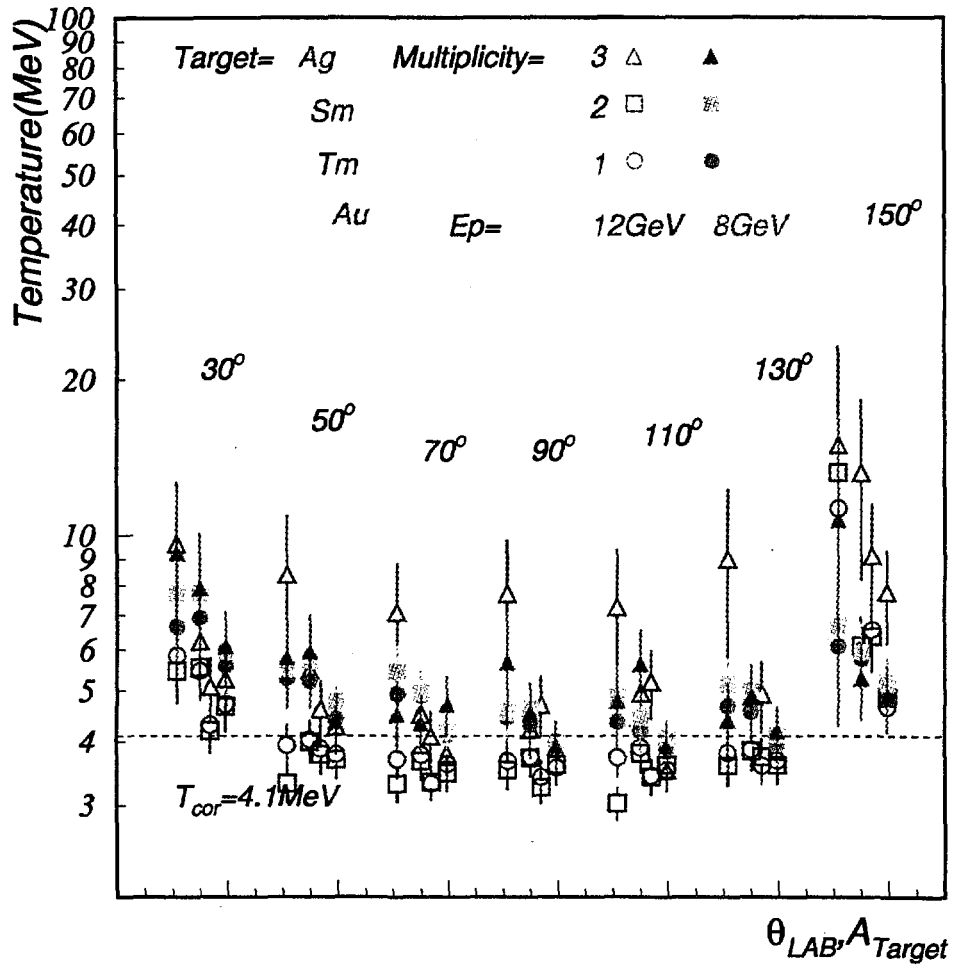


Figure 2: Obtained Isotope Temperature for Ep=12 and 8 GeV.

9. 12GeV p+AU における多重破碎反応の研究

原研・先端基礎研究セ、東北大・理
丸山智幸

原稿未着

10. 数値シミュレーションによる高温・高密度ハドロンガスの熱力学的研究

佐々木信雄, 宮村修
広大理

We study thermodynamical properties of hot and dense hadronic gas an event generator URASiMA. In our results, the increase of temperature is suppressed. It indicates that hot and dense hadronic gas has a large specific heat at constant volume.

1 はじめに

高エネルギー原子核実験の主な目的は、非常に高温・高密度なハドロン・ガスの熱力学的性質を調べ、かつ、ハドロン相からクォーク・グルーオン相への相転移を探索することである。ハドロン・ガス、あるいはクォーク・グルーオンのガスの熱力学的性質は、いくつかの理論的方法により、精力的に研究されている。しかしながら、格子QCDによる数値実験のように、それぞれの理論の有効範囲は、あるバリオン密度と温度の領域に限られている。一方、高エネルギー原子核実験で調べられているハドロンガスの領域では、非摂動的な性質が強く、その熱力学的性質については、いまだ謎の部分が多い。高エネルギー原子核実験の結果を正しく理解するためにも、このような高温・高密度なハドロン・ガスの性質を研究することは重要である、今回我々は、原子核衝突を、計算機上で実現する目的で作られた、イベント・ジェネレータを用いて研究を行なう。現在、様々なイベント・ジェネレータが存在するが、我々はマルチ・チェーン・モデルに基づいた、URASiMA というイベント・ジェネレータを用いて研究を進める。URASiMA の主な特徴として、次の点が挙げられる。1. 原子核衝突は、個々のハドロン同士の、2体衝突の重ね合わせとして記述されるとする。そのため、個々の核子・核子衝突のような、ハドロン・ハドロン衝突については、可能な限り実験データを利用している。2. 今回のシミュレーションでは、核子・パイ中間子・デルタ・ ρ 中間子についてそれぞれの間の衝突を考慮に入れている。更に核子・核子間の2次粒子の多重発生過程を入れている。3. 2次粒子の生成時間を考慮に入れている。その固有な生成時間は1.0fm/cとしている。

今回のシミュレーションでは、ハドロン・ガスの熱力学的性質を調べるため、立方体の箱の中に粒子を閉じ込め、その中で時間発展を行なった。それぞれの粒子は周期的境界条件に従って、箱の端に達すると、逆方向から、同じ運動量で入ってくる。時間発展はURASiMAを用いて行なう。このような手法で、箱の中の系が熱平衡に達するまで待ち、まず緩和時間を調べる。次に熱力学量を調べ、ハドロンガスの状態方程式に対して考察する。

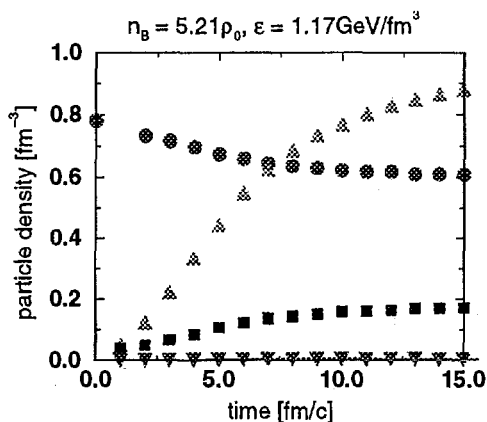


Fig. 1. 粒子数密度の時間発展

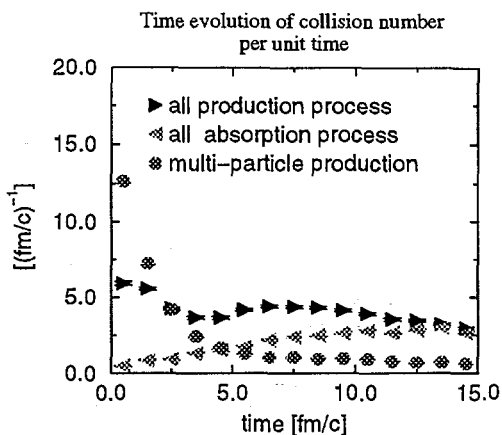


Fig. 2. 単位時間当たりの衝突回数の時間発展

2 時間発展

今回のシミュレーションにおいて、初期条件は次のように取った。最初箱の中に50個の核子を入れる。箱の体積を変えることで、バリオン密度を変化させている。核子の初期運動量は、トータルのエネルギー一定の条件下で、一様分布に従うように発生させる。表1に示すように、いくつかのバリオン密度とエネルギー密度に対してシミュレーションを行なった。

まず最初に箱の中のハドロン・ガスの時間発展について述べる。

図1は粒子数密度の時間発展である。この図より、非平衡状態より出発した系が、時間の経過とともに、ある定常状態に近付いているのがわかる。しかしながら、詳細平衡についての議論なしには、系が本当に平衡へと近付いているかどうかは定かでない。そこで、個々の反応と、それらの逆反応との平衡について、調べてみる。図2は、それぞれの反応が起こる、単位時間あたりの衝突回数の時間変化である。これによると粒子の生成過程と、その吸収過程とが、次第につりあっていく様子が見てとれる。

次に、運動量分布の時間発展を見る。図3は、個々の粒子に対する運動量分布が、時間と共に、同じ傾斜を持つ、マックスウェル・ボルツマン分布に行く事実を示している。熱平衡状態では温度という、系全体を記述するマクロなパラメータを導入出来るが、マックスウェル・ボルツマン分布の傾斜が、全ての粒子に対して一致することから、系が熱平衡に達していると結論出来る。また、その傾斜の逆数で温度を定義する。

図4はマックスウェル・ボルツマン分布の傾斜の逆数の時間変化である。これに対し(パイオンの傾斜の逆数 - 核子の傾斜の逆数の時間変化)は、指数関数的に緩和していくと過程して、そのような図に対し、フィットをして緩和時間を求めてやった。図5はいくつかのバリオン密度、エネルギー密度に対し、緩和時間を求めた結果である。これによると、バリオン密度が高くなるほど、緩和時間が短くなる一方、エネルギー密度依存性は、複雑な動きを示している。

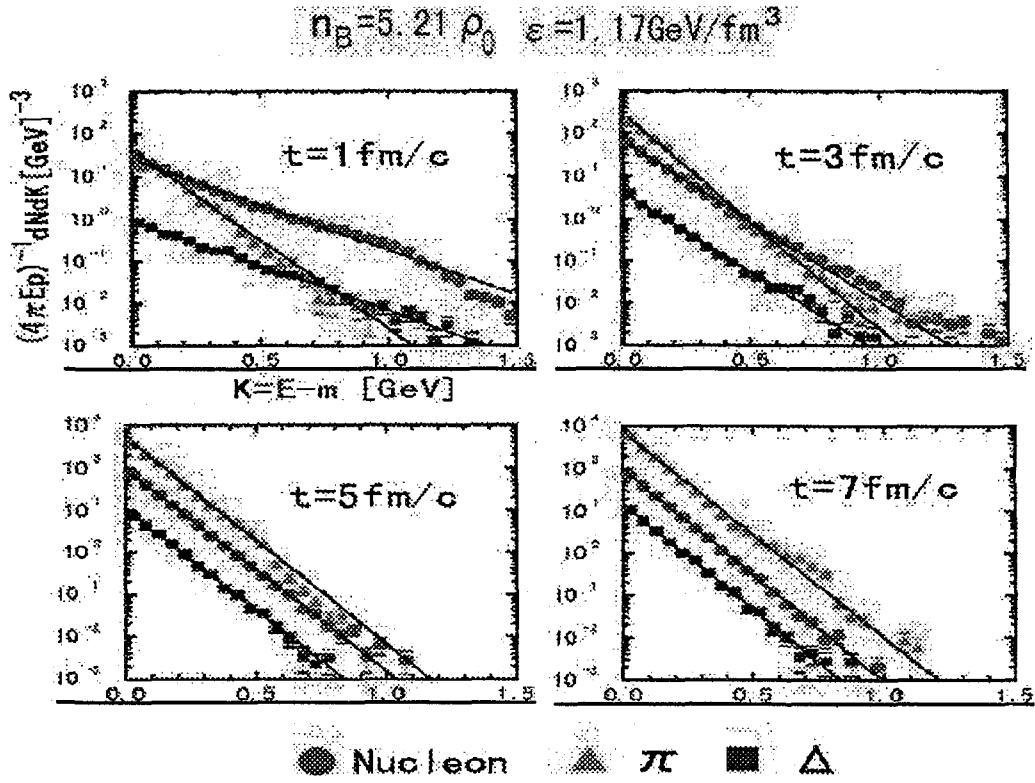


Fig. 3. 各時間での、個々の粒子に対する運動量分布。横軸は、粒子の運動エネルギー

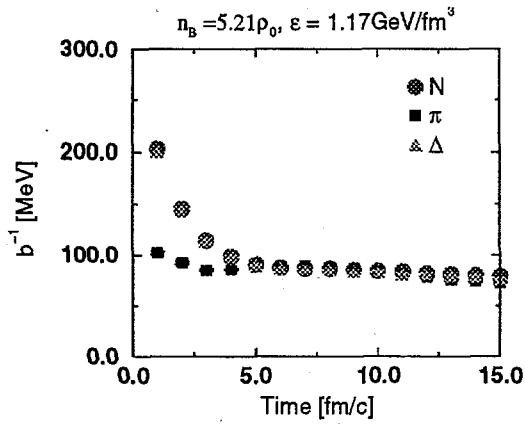


Fig. 4. 運動量分布の(傾斜)⁻¹の時間発展

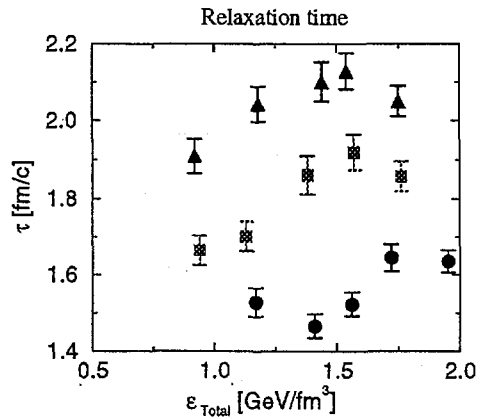


Fig. 5. 系の緩和時間のエネルギー&バリオン密度依存性

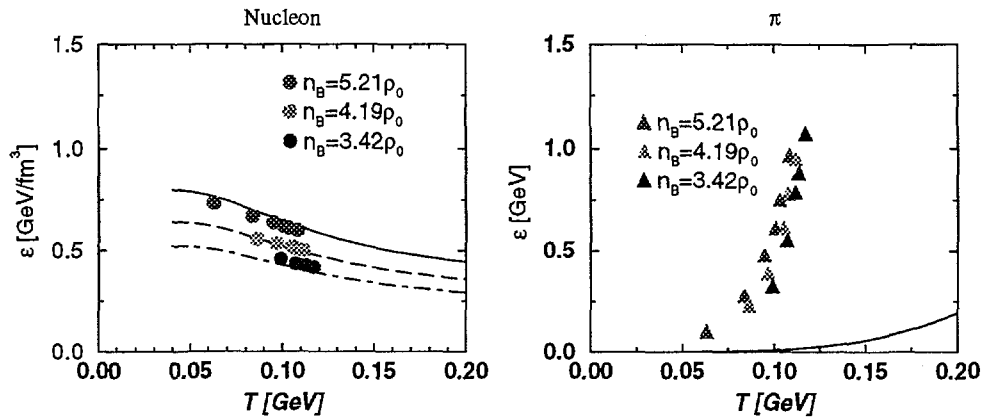


Fig. 6. エネルギー密度と温度との関係

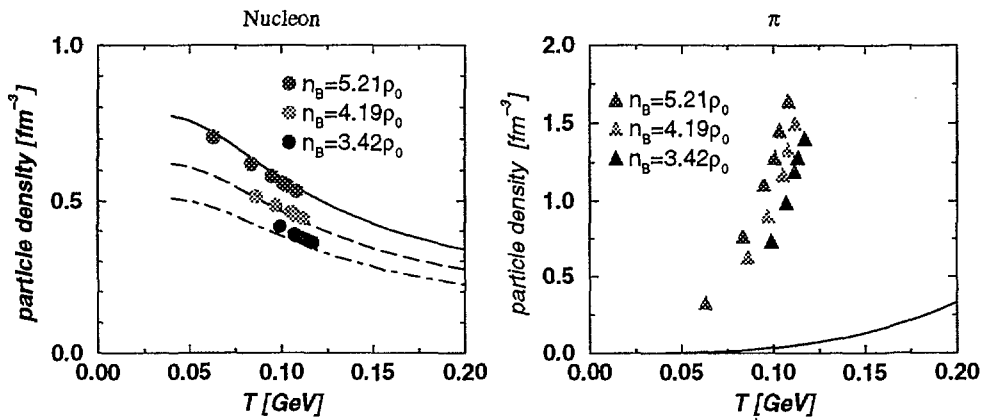


Fig. 7. 粒子数密度と温度との関係

3 状態方程式

図6はそれぞれの粒子の持つエネルギー密度と、温度の関係を表している。線で示されているのは、理想気体の式である。これによれば、バリオンについては、ほとんど理想気体のふるまいを示すが、メソン、特にパイオンについては、大きく理想気体から外れており、あたかも、温度の上昇が抑制されているように見える。この理由は図7の粒子数密度と、温度の関係より、パイオンの生成、すなわちエントロピーの増大が原因であると思われる。熱力学の言葉でいえば、大きな定積比熱をもつ気体であるといえる。

4 Summary

箱の中のハドロン・ガスについて、系の時間発展を、イベント・ジェネレータ URASiMA を用いて行ない、緩和時間と、状態方程式についての考察を行なった。

参考文献

- [1] . Kinoshita, A.Minaka and H. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys.,61 (1979) 165
- [2] . Kinoshita, A.Minaka, H. Sumiyoshi, and F. Takagi, Prog. Theor. Phys. Supplement 97A(1980)
- [3] . Fuki, The Study for High Energy Nucleus-Nucleus Interactions with 3-dimensional Monte Carlo simulation, Doctor Thesis(1986)
- [4] . Date, K. Kumagai, O. Miyamura, H. Sumiyoshi and X. Z. Zhang, JPSJ 64(1995) 766
- [5] .Albrecht et.al. WA80 collab. Z.phys. C55(1992) 539

11. 高エネルギー重イオン衝突における粒子生成の時空構造

大塚直彦^{a,b,*}、奈良寧^b、大西明^a、丸山智幸^{b,c}

^a 北海道大学大学院理学研究科物理学教室

^b 日本原子力研究所先端基礎研究センター

^c 東北大学大学院理学研究科物理学教室

1998.6.4

Abstract

Space-Time structure of freeze-out of produced particles in relativistic nucleus-nucleus collisions are studied in the framework of two different cascade models, either with or without higher baryonic resonances. While higher excited baryonic resonances do not influence the spatial source size of freeze-out point, the freeze-out time distribution is shifted to be later by these resonances.

1 はじめに

近年、BNL-AGS での金-金の原子核衝突実験において、衝突の後に二核が互いのすり抜けを阻止し [1, 2]、それらの重心付近には高温高密度の核物質が生成されていることが明らかになってきた。そのような核物質は共鳴粒子の存在によって特徴付けられると考えられる。共鳴バリオン $\Delta(1232)$ の重要性は理論 [3] や実験 [4] を通して広く理解されているところであるが、より高励起の共鳴バリオンの取り扱いに関しては不定性が残されている。我々は AGS の金-金衝突で生成されるハドロンガスの熱的性質の時間発展には、励起される共鳴バリオンの自由度が大きな影響を与えていることを明らかにした。この研究目的のために、位相空間を実際に運動する粒子の自由度を変えた 2 種の模型を用意した。

- **Model-A:** 質量 2GeV までのバリオンと 1.8GeV までのメソン、更にストリングの自由度を含む。既存の輸送模型の中では RQMD[5], UQMD[6] がこれに相当する。
- **Model-B:** 共鳴ハドロンとして $\Delta(1232), N^*(1440), N^*(1535), \rho(770), \omega(782)$ の自由度のみを含む。既存の輸送模型の中では ART[7] がこれに相当する。

両模型が与える終状態の粒子スペクトルの間に本質的な違いはなく、共鳴粒子の自由度の大きさの入れ方は、スペクトルの再現性には大きく影響しないことが分かった。一方、衝突後のハドロンガスの熱的性質の時間発展を調べたところ、共鳴粒子の自由度を多く含む Model-A は、自由度の少ない Model-B

*e-mail: ohtsuka@nucl.sci.hokudai.ac.jp

に比べて、低い温度を与えることが分かった。等しいエネルギー密度を与えた場合、自由度の大きなガスの方が低い温度を与えることは、平衡状態であることを仮定する統計模型から示唆することの出来る結果であるが、我々はそのことを平衡状態を仮定しないカスケード計算で示した [8]。

次にこの自由度の役割を実験と結び付く形で示すことを考える。共鳴粒子の自由度の大きさに関する情報は、一方で、生成粒子源のサイズを通して得ることができる、と考えられる（以後で「生成粒子」とは生成後に他粒子と相互作用が終って反応領域から去る状態になったものを特に指すこととする）。なぜならば、粒子源のサイズは共鳴粒子の寿命に大きく影響されると考えられるからである。温度は実験から直接決定できる物理量ではないが、この粒子源サイズは実験から二粒子相関法 (Hanbry-Brown Twiss=HBT 効果) を通じて調べられる。そこで、本研究では二粒子相関法から得られる粒子源サイズと、計算から直接得られる粒子生成源サイズを、Model-A と Model-B に関して求め、ハドロンガスの熱的性質に対する自由度の役割を実験と比較し得る方法で明らかにしようと試みた。

2 二粒子相関法

二粒子相関法ではまず検出器のデータから、ある種類の粒子について一粒子確率分布 $P(\mathbf{p})$ と二粒子確率分布 $P(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ を求める。もし同種粒子の干渉効果がなければ、 $P(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ と $P(\mathbf{p}_1)P(\mathbf{p}_2)$ の比で与えられる相関関数 $C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ は 1 であるが、実際には同種粒子の干渉効果のために、両者の運動量が近い場合にはこの比が 1 からずれる。このずれはまた、二粒子の空間的な広がり狭いほど顕著になると考えられる。粒子生成の位相空間分布 (粒子源関数) を $S(\mathbf{x}, \mathbf{p})$ とおくと、この粒子源関数と相関関数 $C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ は以下の関係で結ばれる。

$$\begin{aligned} C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) &= \frac{P(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)}{P(\mathbf{p}_1)P(\mathbf{p}_2)} \\ &= \frac{\int d^3x_1 d^3x_2 S(\mathbf{x}_1, \mathbf{p}_1) S(\mathbf{x}_2, \mathbf{p}_2) |\Psi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)|^2}{\int d^3x_1 S(\mathbf{x}_1, \mathbf{p}_1) \int d^3x_2 S(\mathbf{x}_2, \mathbf{p}_2)}, \end{aligned} \quad (1)$$

二粒子の相対波動関数を平面波近似し、さらに粒子源の分布をガウス型、

$$S(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R^3}} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right) \quad (r \equiv |\mathbf{x}|) \quad (2)$$

と仮定した場合、上に挙げた相関関数もガウス型で与えられる：

$$C(q) = 1 + \lambda \exp(-R^2 q^2) \quad (q \equiv |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|) \quad (3)$$

このガウス関数の幅 R が粒子源サイズの目安となる。実験では相関関数を測定値から求めた上で、上の関数の λ と R をパラメーターとしてこの関数へのフィットから粒子源サイズ R を得る。我々のシミュレーションでは S.Pratt の方法 [9] をもとに、二粒子の相対波動関数を平面波近似することによってこの相関関数を求める。以下、このガウス関数の幅 R を粒子源サイズと呼ぶ。

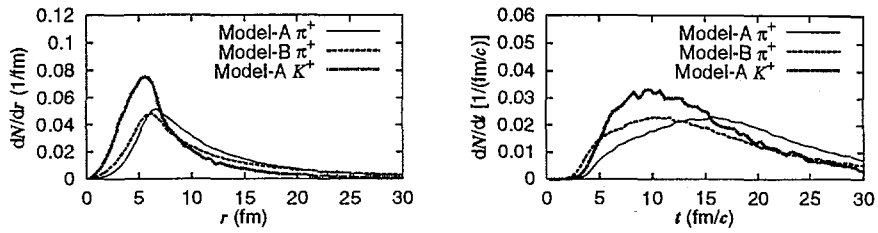


図 1: π^+ と K^+ の粒子生成事象の時空分布、原点はそれぞれ二核の重心、衝突時刻

3 結果と考察

図1には計算中で実際に粒子が生成された事象点の時空分布を規格化して示してある。ここで Model-B に関しては、共鳴バリオンの崩壊以外からの K^+ の生成を取り扱っていないので、 K^+ については記載していない。Model-A と Model-B の π^+ の分布を比較すると空間分布で両者は同様の結果を与える。一方、時間分布では、Model-B は Model-A に較べてより早い段階で π^+ の生成を起こしている。共鳴粒子の自由度の大きな Model-A では衝突のエネルギーは一旦、様々な共鳴粒子の準位に質量の形で蓄えられ、その後、徐々に、メゾンのエネルギーとして放出される。しかし、Model-B ではメゾンは共鳴粒子の生成とその崩壊を通じて生成されるばかりでなく、核子-核子衝突で 2 バリオンと同時に生成される場合がある。この両者の粒子生成機構の違いが粒子生成の時間分布の違いに現れたと解釈出来る。また、Model-A に関しては K^+ が π^+ に較べて早い時刻によりより反応領域の内側で生成されていることが分かる。この現象は、このエネルギー領域において、 $K-N$ 相互作用が $\pi-N$ 相互作用に較べて弱いことを反映していると解釈出来る。

$R[\text{fm}]$	π^+		K^+	
	R	$\sqrt{\langle r^2 \rangle} / 3$	R	$\sqrt{\langle r^2 \rangle} / 3$
Model-A	5.8	8.5	3.0	4.6
Model-B	6.4	6.3	—	—
Exp(E877)	5.4	—	3.1	—

表 1: 二粒子相関法から得られる粒子源サイズと計算から得られる実際のサイズ

さて、表1には π^+ と K^+ について、粒子源サイズが示されている。実験値は BNL-AGS E877 によるもの [10] である。各粒子につき左右の欄は、それぞれ二粒子相関法から得られたサイズ R と実際の粒子源の空間サイズ $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ を表す。現在は実験のフィルターの条件を考慮していないが、参考のために実験値も記してある。式 (3) より、二粒子相関法から得られる粒子源サイズ R は粒子生成点の位置の二乗平均

$\langle r^2 \rangle$ と次のような関係で結ばれる。

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{(\sqrt{2\pi}R)^3} \int d^3x x^2 \exp\left(-\frac{x^2}{2R^2}\right) = 3R^2 \quad (4)$$

計算値と実験値を比較すると、二粒子相関法は実際のサイズと同程度の値を与えることが分かる。しかし、2モデルによる計算が与えるサイズの大小関係は二粒子相関法と実際の分布とで一定ではなく、二粒子相関法の結果をシミュレーションから得る方法などに改良を要すると考えられる。先に指摘した Model-A での K^+ と π^+ の大小関係については二粒子干渉法に関しても同様の結果が得られた。

さて、二粒子干渉から得られる粒子源サイズの分布は実際は、以下のように空間成分 R と時間成分 σ_t を含んでいる考えられる。

$$S(x, p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi^4} R^3 \sigma_t} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2} - \frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (5)$$

先の図 1 に関する議論から時間成分には両者の違いがはっきりと現れると考えられるので、二粒子相関から得られたサイズから時間成分 σ_t を分離すれば、両モデルの立場が、実験値である二粒子相関関数との比較によって、よりはっきりと議論できると期待される。

参考文献

- [1] L. Ahle *et al.*, Nucl. Phys. **A610**(1996) 139c.
- [2] R. Lacasse *et al.*, Nucl. Phys. **A610**(1996) 153c.
- [3] Y. Pang, T. J. Scjlagel, and S.H. Kahana Phys. Rev. Lett. **68**(1992) 2743.
- [4] J. Barette *et al.*, Phys. Lett. **B351**(1995) 93.
- [5] H. Sorge, H. Stöcker, and W. Greiner, Nucl. Phys. **A498**(1989) 567c.
- [6] L. A. Winckelmann, *et al.*, Nucl. Phys. **A610**(1996) 116c.
- [7] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. **C52**(1996) 2037.
- [8] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi and T. Maruyama, Prog. Theor. Phys. Suppl. **129**(1997) 33.
- [9] S. Pratt *et al.*, Nucl. Phys. **A566**(1994) 103c.
- [10] J. Barette *et al.*, Nucl. Phys. **A610**(1996) 227c.

12. パートン-ハドロン カスケードによる SPS 及び RHIC 実験の解析

Parton-hadron cascade approach at SPS and RHIC

Yasushi Nara

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

A parton-hadron cascade model which is the extension of hadronic cascade model incorporating hard partonic scattering based on HIJING is presented to describe the space-time evolution of parton/hadron system produced by ultra-relativistic nuclear collisions. Hadron yield, baryon stopping and transverse momentum distribution are calculated and compared with HIJING and VNI. Baryon density, energy density and temperature for RHIC are calculated within this model.

I. INTRODUCTION

Event generators based on perturbative QCD (pQCD) are proposed such as HIJING (Heavy Ion Jet Interaction Generator) [1], VNI (Vincent Le Cucurullo Con Giginello) [2], in order to describe ultra-relativistic heavy ion collisions, especially, at collider energies (RHIC/LHC). Although both models reproduce many pp and $\bar{p}p$ data, there are large discrepancies in AA collisions between these two models, for example, absolute number of produced particles, slope of transverse momentum. The main differences of the modeling between these two models are following: VNI is a Monte Carlo implementation of parton cascade model (PCM) in which the time evolution of heavy ion collision is simulated by the parton cascading. While HIJING assumes the Glauber theory in the description of AA collisions and handles the soft process based on the string model. Namely, the treatment of the multiple parton and hadron interactions is different. Second, the cut-off p_0 has to be introduced to avoid divergent QCD cross section for $p_{\perp} \rightarrow 0$ and this value is model dependent. In order to understand particle production mechanism in nuclear collisions, the role of multiple interactions as well as the sensitivity of model parameters should be carefully investigated. Hadronic microscopic transport models such as RQMD [3] ARC [4], QGSM [5] and UrQMD [6] have been successfully applied to nuclear reactions at AGS and SPS energies. Thus, the purpose of this work is to include hard processes into hadronic transport model by using HIJING formalism and study the effect of multi-step interaction on particle spectra at collider energies.

II. PARTON-HADRON CASCADE MODEL

In parton-hadron cascade model (PHC), elementary processes are taken from HIJING; The hard and soft processes are determined by HIJING formalism [8] and PTHIA5.7 [10] is used to generate hard scattering as well as initial and final state radiations. Only on-shell partons produced from hard scattering are propagated. For soft interaction of hadrons, the string excitation is assumed with the same probability for light-cone momentum exchange as DPM type functions at the c.m. energy above 5GeV. At low energy ($\sqrt{s} < 5\text{GeV}$), $1/x$ distribution which is the same as FRITIOF [7] model is used. If excited mass is larger than 2GeV in baryon case, it is assumed to be excited string like. The strings are assumed to hadronize via quark-antiquark creation using Lund fragmentation subroutine PYSTRF of PYTHIA6.1 [10]. Therefore, at hh level PHC is essentially the same as HIJING.

For the description of AA collisions, the trajectories of all hadrons as well as partons, including produced particles, are followed explicitly as a function of space and time. Space-time point of produced partons can be simply determined by the uncertainty principle [9]. Formation points of hadrons from the fragmentation of string are assumed to be fixed by the average of two constituents formation points [3]. Low energy baryon-baryon, baryon-meson and meson-meson rescattering are also included assuming resonance excitation picture in order to treat final state interaction of hadronic gas. Extending the particle table of PYTHIA, baryon and meson resonances are explicitly propagated and they can rescatter. The rescattering among produced partons are not implemented now, however, constituent quarks can scatter with hadrons assuming the additive quark cross section within a formation time. The importance of this quark(diquark)-hadron interaction for the description of baryon stopping at CERN/SPS energies was reported by Frankfurt group [11,6].

III. RESULTS

In Fig 1, I compare the data [13] on net proton and negative charged particle rapidity and transverse distributions for S+S collision at 200AGeV/c. PHC improves the HIJING results [12] and the agreement is good for both net

protons and negative charged particles. At this energy, this model is reduced to the hadronic cascade model if we use the cut off parameter $p_{\perp} = 2\text{GeV}$, because the probability for hard scattering is very small at this incident energy (average number of hard scattering $\sim 0.1/\text{event}$ in $S + S$ collision). This model can work also well for the lower energies.

Figure 2 shows the charged particle rapidity and transverse momentum distributions from three different models, VNI, HIJING and present model in $S+S$ collision at RHIC energy. It is seen that absolute particle yield in PHC calculation is not so different from HIJING, however, PHC result for the transverse momentum distribution becomes close to the parton cascade model prediction. The difference between HIJING and PHC results comes mainly from the treatment of multiple collisions of hadrons and quarks.

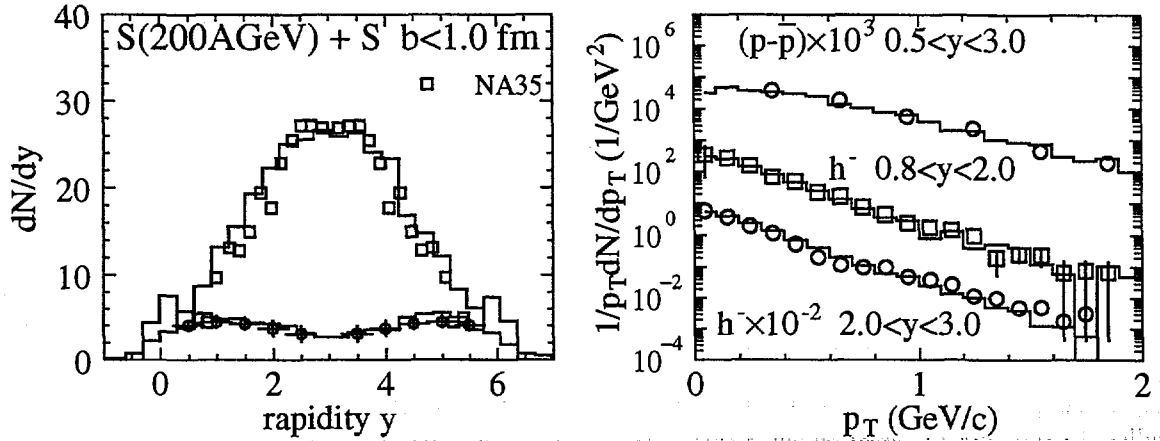


FIG. 1. The rapidity and transverse momentum distributions of net protons and negative charged particles (π^- , K^- , \bar{p}) for $S + S$ collision at $200\text{GeV}/c$ with centrality 20%. Experimental data are taken from NA35.

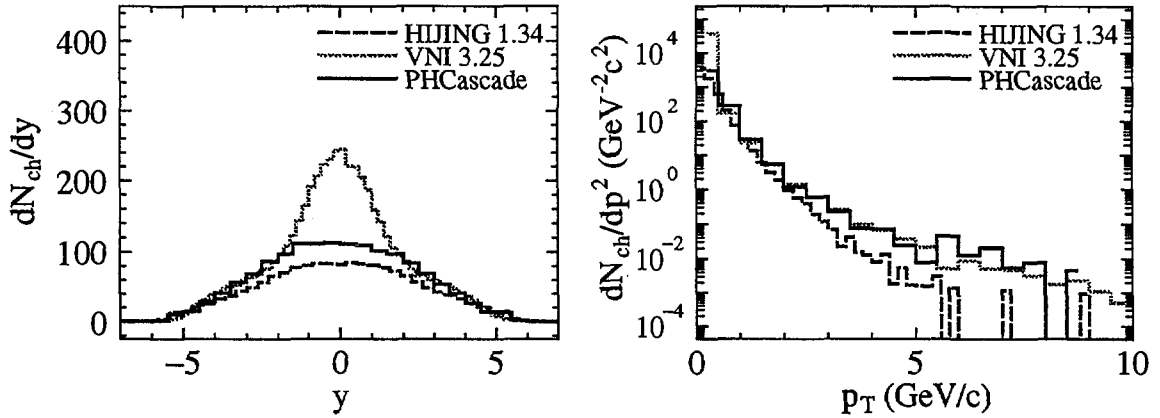


FIG. 2. The rapidity and transverse momentum distributions of charged particles for $S + S$ collision at RHIC energy ($b = 0.0\text{fm}$). Solid, long dashed and dots histogram represent PHC, HIJING and VNI results respectively.

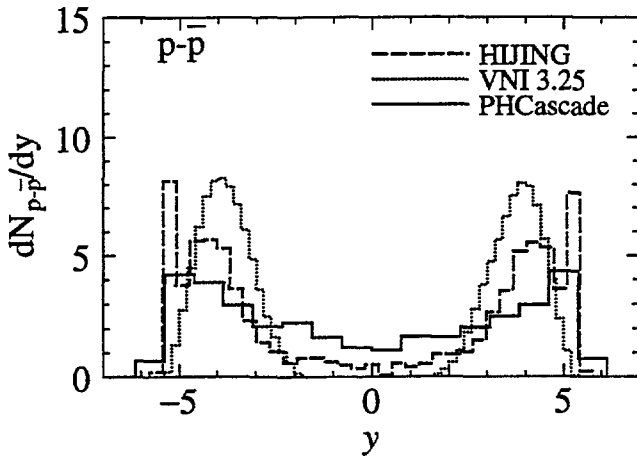


FIG. 3. The rapidity distributions of net proton for S+S collision at RHIC energy. Solid, long dashed and dots histogram represent PHC, HIJING and VNI results respectively.

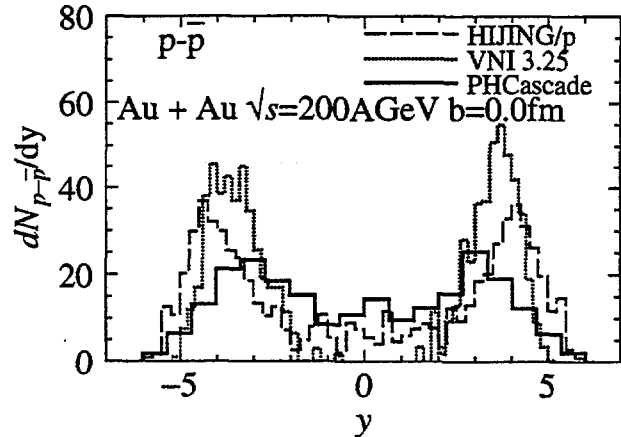


FIG. 4. The rapidity distributions of net proton for Au + Au collision at RHIC energy.

The baryon stopping problem is one of the important element in nucleus-nucleus collisions. Net proton distributions calculated by various models are compared in Fig. 3,4. Figure 3 shows the results of S+S collisions, while figure 4 shows the results of Au+Au collisions. Similar prediction can be seen in both light and heavy system. PHC model predicts no baryon free region at midrapidity, while parton cascade model predicts transparency. PHC result is similar to RQMD and UrQMD calculations [14,15]. It is important to mention that if quark-hadron interaction is switched off, PHC gives the same results as HIJING. Interaction of quarks with hadrons modifies the stopping power as well as transverse momentum shape. What is the important difference between VNI and PHC is that first NN collisions are the scattering of the coherent objects (hadron) in PHC and after the hard scattering, partons are treated as classical particle like VNI, while in VNI, from the beginning, partons are sampled and on-shell as well as virtual partons are evolved in time.

In fig 5, we show the time evolutions of thermodynamic values, total density, baryon number density, energy density and temperature as a function of proper time for Au+Au at RHIC together with the current estimate for the critical values. Total density about $20\rho_0$ is reached after $\tau = 1\text{fm}/c$, while baryon number density is around $1-2\rho_0$. Baryon free region can not be seen but baryon poor region exist. This is the different point from AGS and SPS energies at which large baryon stopping is expected from both experiments and theories. Energy density is well above $3\text{GeV}/\text{fm}^3$ which is the critical value for the phase transition. Temperature is estimated from energy-momentum tensor and assuming equation of state of ideal gas. Transverse and longitudinal temperature is not equal value indicating no local thermalization. This might be due to the absence of rescattering among the produced partons.

IV. SUMMARY

In summary, a microscopic transport model which is the extension of hadronic cascade model based on HIJING is presented. The multi-step interaction in AA collisions changes the prediction for the final hadron distribution. It is interesting to include rescattering between produced partons to investigate thermalization and equilibration of parton system. This may be also useful for the understanding of the discrepancy between models. The calculations presented in this report is all done by the parameters from HIJING. These parameters predict negligible contributions of jets at SPS energy. On the other hand, it is possible to use parameters with which pQCD is dominant contribution in inelastic collisions like VNI. Both hadronic and partonic cascade model well describe particle spectra at SPS energies, however, recently flow and anonymous suppression of J/ψ have been found at SPS energies for Pb+Pb collisions. In the next work, we will study these topics both partonic and hadronic scenario on the same footing.

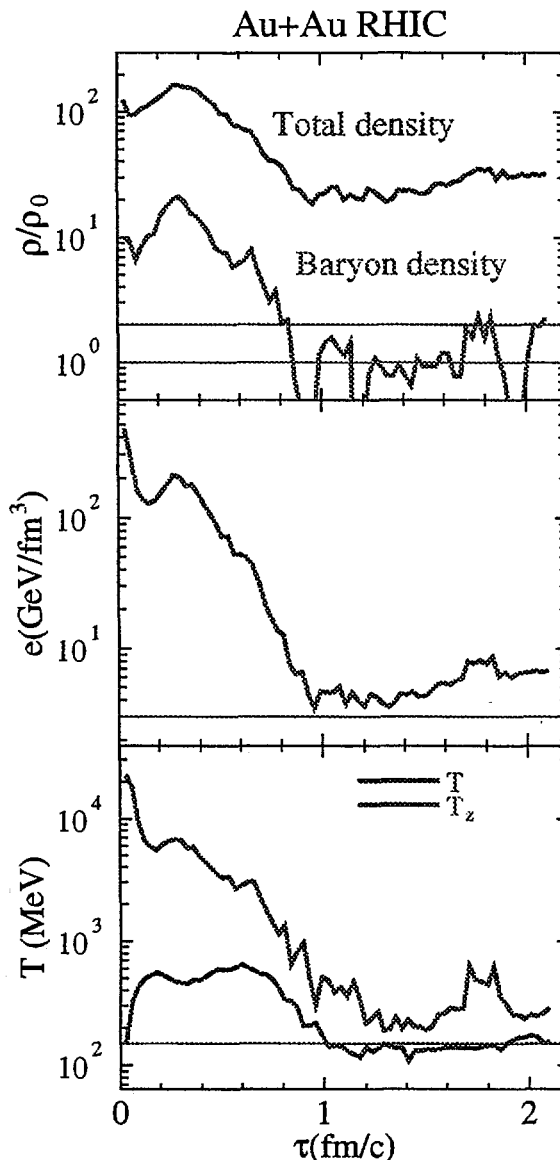


FIG. 5. PHC calculations in Au+Au at RHIC($b = 0\text{fm}$) for total density, baryon number density(top), energy density(middle) and temperature(bottom) for central region as a function of proper time. Horizontal lines indicate 1 and $2\rho_0$, $3.0\text{GeV}/\text{fm}^3$ and 150MeV respectively.

ACKNOWLEDGMENTS

I would like to thank Dr. A. Ohnishi for his encouragements and useful comments. I acknowledge useful comments by Prof. M. Gyulassy.

-
- [1] X. N. Wang, *Phys. Rep.* **280**, 287 (1997); X. N. Wang and M. Gyulassy, *Comp. Phys. Comm.* **83**, 307 (1994); <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.
 [2] K. Geiger, *Phys. Rep.* **258**, 238 (1995); *Comp. Phys. Comm.* **104**, 70 (1997); <http://penguin.phy.bnl.gov/~klaus/>.

- [3] H. Sorge, *Phys. Rev. C* **52**, 3291 (1995).
- [4] Y. Pang, T. J. Schlagel, S. H. Kahana, *Nucl. Phys. A* **544** (1992) 435c; *Phys. Rev. Lett.* **68**2743,(1992);
- [5] L. Bravina, L.P. Csernai, P. Levai, and D. Drottman, *Phys. Rev. C* **51**, 2161 (1994).
- [6] L.A. Winkelmann, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **610**, 116c (1996).
- [7] B. Andersson, G. Gustafson and H. Pi, *Z. Phys. C* **57**, 485 (1993);
H. Pi, *Comp. Phys. Comm.* **71**, 173 (1992).
- [8] X. N. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev. D* **44**, 3501 (1991).
- [9] K. J. Eskola and X. N. Wang, *Phys. Rev. D* **49**, 1282 (1994).
- [10] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82**, 74 (1994);
<http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html>.
- [11] H. Sorge, *et al.* *Z. Phys. C* **47**, 629 (1990).
- [12] M. Gyulassy, *Nucl. Phys. A* **590**, 431c (1995).
- [13] J. Bächler *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1419 (1994).
- [14] T. Schönfeld *et al.*, *Mod. Phys. Lett. A* **8**, 2631 (1993).
- [15] M. Bleicher *et al.*, nucl-th/9605044.

13. 量子モンテカルロ殻模型

東大・理
大塚 孝治

原稿未着

14. 相関基底を用いた確率論的変分法を用いた クーロン束縛系の研究

新潟大学自然科学研究科 薄倉淳子
新潟大学理学部 鈴木宜之
ハンガリー科学アカデミー原子核研究所 K. Varga

平成10年 4月 9日

Abstract

Positronium molecule, Ps_2 has not been found experimentally yet, and it has been believed theoretically that Ps_2 has only one bound state with $L = 0$. We predicted the existence of new bound state of Ps_2 , which is the excited state with $L = 1$ and comes from Pauli principle, by Stochastic variational method. There are two decay mode with respect to $\text{Ps}_2(P)$; one is pair annihilation and another is electric dipole ($E1$) transition to the ground state. While it is difficult to tell γ -ray caused by annihilation of Ps_2 from that of Ps since both of them have same energy, Energy (4.94eV) of the photon emitted in $E1$ transition is specific enough to distinguish from other spectra. Then the excited state is one of clues to observe Ps_2 .

ポジトロニウム分子 (Ps_2) は2つの電子と2つの陽電子から成る束縛系である。図1は $(2e^+2e^-)$ 系のエネルギー準位図であり、原子単位系 (a.u.) [1] を用いている。 $\text{Ps}(S)+\text{Ps}(S)$ のしきい値 ($E = -0.5\text{a.u.}$) に対しわずかに束縛したのが Ps_2 の基底状態であり S 状態 ($E = -0.516\text{a.u.}$) である。今まで Ps_2 は束縛状態としてこの基底状態しか持たないと思われていた。しかし我々は、確率論的変分法 (SVM) を適用し $L = 1, 2, \dots$ の状態を計算することによって、基底状態以外にも束縛状態があることを発見した [2]。その状態は、 $L = 1, S = 0$ で、 $\text{Ps}(S)+\text{Ps}(P)$ のしきい値 ($E = -0.3125\text{a.u.}$) よりも低いエネルギー ($E = -0.334\text{a.u.}$) を持つ。

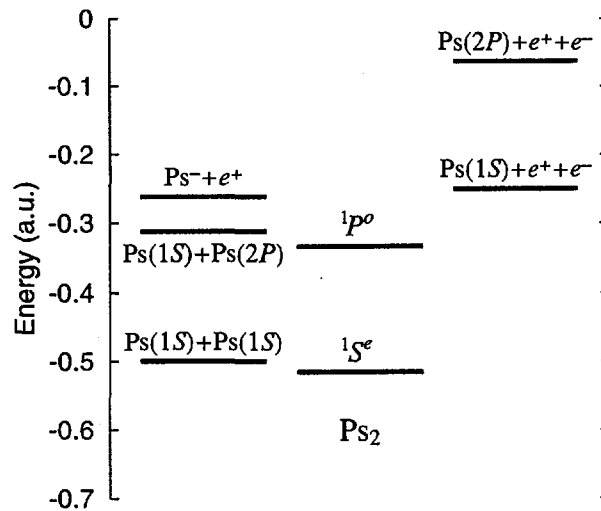


図1: $(2e^+2e^-)$ 系のエネルギー準位

この励起状態は $\text{Ps}(S)+\text{Ps}(S)$ のしきい値より高いのに束縛状態であるのは、 Ps はボーズ粒子であるので、2つの Ps は奇数の相対軌道角運動量をとることができないためである。もし、 $\text{Ps}_2(P)$ が $\text{Ps}(S)+\text{Ps}(S)$ へ崩壊するならば相対軌道角運動量は $L = 1$ でなくてはならないので矛盾する。つまり、 $\text{Ps}_2(P)$ はパウリ原理による束縛状態である。

Ps_2 の理論的研究は50年も前からなされているにもかかわらず、実験においてその存在は今だ確認されていない。 $\text{Ps}_2(S)$ の崩壊モードは対消滅のみで、2つの光子を放出する対消滅がそのほとんどである。こ

の時消滅した2粒子の質量は γ 線が担うので、 γ 線のエネルギーは $E_{2\gamma} \sim 0.5\text{MeV}$ である。2つのPsが束縛して Ps_2 ができると考えられているので、 Ps_2 があるとすればその周りにはたくさんのPsがあるはずである。Psも対消滅によって崩壊し、その時放出する γ 線のエネルギーは Ps_2 のものとはほとんど等しい。そのため、もし Ps_2 が存在していたとしても、 γ 線がPsからのものなのか、 Ps_2 からのものなのか区別するのは難しい。

ところが、 $\text{Ps}_2(P)$ は対消滅の他に基底状態への電気的雙極子 ($E1$) 遷移によっても崩壊する。 $E1$ 遷移の際に放出する光子のエネルギーは $E = 4.94\text{eV}$ (紫外線領域) であり、 Ps_2 固有のものである。もし、この紫外線を観測できれば、 Ps_2 が存在する証拠となる。ただし、 $E1$ 遷移の起こる確率が非常に小さい場合、この紫外線はなかなか観測できないだろう。そこで本研究では、 $E1$ 遷移の可能性を議論するために、この Ps_2 の励起状態の性質を調べ、 $E1$ 遷移の寿命を求めた。

この研究を進めるには少数系問題を解かなくてはならない。我々は、相関ガウス基底を用いたSVM[3]を使った。ガウス基底はクーロン系でのカスプを表現できないという問題もあるが、沢山のガウス基底の重ね合わせにより波動関数を良く再現し、ハミルトニアンやオーバーラップの行列要素の解析的計算も可能である。

回転運動を表現するのに一般的には部分波展開を用いる。しかし、この場合、粒子数が大きい系や軌道角運動量が大きい時、行列要素の計算がとても難しくなる。これを避けるために $\mathbf{v} = \sum_i^{N-1} u_i \mathbf{x}_i$ で定義されるグローバルベクトルを導入した。 $\tilde{\mathbf{x}} = (\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_{N-1})$ はヤコビ座標である。これを用いて、

$$\psi = \mathcal{A} \left[|\mathbf{v}|^{2K+L} \exp\left(-\frac{1}{2} \tilde{\mathbf{x}} \mathbf{A} \mathbf{x}\right) Y_{LM}(\hat{\mathbf{v}}) \chi_{SM_S} \right] \quad (1)$$

を基底関数として扱う。ここで \mathcal{A} は同種粒子に対する反対称化演算子、 χ_{SM_S} は適するスピン状態、 \mathbf{A} は $N-1 \times N-1$ 対称行列で正定値である。 $u_i, A_{ij} (i, j = 1, 2, \dots, N-1)$ を非線形変分パラメータとして扱う。この表現法は部分波展開と同じ効力がある。例えば、3体系を考えると、 $\mathbf{v} = u_1 \mathbf{x}_1 + u_2 \mathbf{x}_2$ であり、

$$v^{2K} \mathcal{Y}_{LM}(\mathbf{v}) = \frac{(2K+L)!}{\sqrt{4\pi} B_{KL}} \sum_{k_1, l_1, k_2, l_2 \geq 0} u_1^{2k_1+l_1} u_2^{2k_2+l_2} \frac{B_{k_1 l_1} B_{k_2 l_2}}{(2k_1+l_1)!(2k_2+l_2)!} \times \sqrt{\frac{(2l_1+1)(2l_2+1)}{2L+1}} \langle l_1 0 l_2 0 | L 0 \rangle x_1^{2k_1} x_2^{2k_2} [\mathcal{Y}_{l_1}(\mathbf{x}_1) \otimes \mathcal{Y}_{l_2}(\mathbf{x}_2)]_{LM} \quad (2)$$

$$2k_1 + l_1 + 2k_2 + l_2 = 2K + L \quad (3)$$

となる。ここで

$$B_{nl} = \frac{4\pi(2n+l)!}{2^n n! (2n+2l+1)!!} \quad (4)$$

である。式(2)より、グローバルベクトル表記 (GVR) は部分波の合成の重ね合わせで書くことができ、 u パラメータによって、適当に部分波を混ぜられることがわかる。これは、3体系に限らず任意の粒子数の系でも言えることである。それだけでなく、式(1)は座標変換に対して基底の形を変えないため、多数のチャンネルをとり入れる必要がない。一つのチャンネルのみで、非線形パラメータのとり方だけでいろいろな配位を表現できる。そして、基底の関数系の不変性は対称性を扱う時に行列要素の計算を簡単にする。

非線形パラメータはランダムに選ばれた多数の候補の中からエネルギーを最も低くするものに決定される (SVM)。一つずつ次元を増やしながら、追加する基底を最適化していく。この様にパラメータを選ぶことによって、重要な基底を効率良く選べるので、少ない次元で波動関数を記述できる。

$\text{Ps}^-(e^-e^+e^-)$ の計算をして我々の方法の妥当性をみってみる。表1に Ps^- のエネルギーとその性質を表す物理量を示した。参考文献値は指数関数型の相関を取り入れている。ref[5]のエネルギー値は12桁ほどの精度がある。それと比べると我々の結果は9桁ほどの精度である。デルタ関数の期待値は $\langle \delta(\mathbf{r}_{ij}) \rangle = \langle \Psi | \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) | \Psi \rangle$ 、 $\langle \delta(\mathbf{r}_{ijk}) \rangle = \langle \Psi | \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k) | \Psi \rangle$ と定義され、例えば、 $\langle \delta(\mathbf{r}_{-+}) \rangle$ は電子と陽電子が同じ位置にあ

る確率を意味する。相関ガウス基底 (CG) を用いた我々の計算では、デルタ関数の期待値に近距離の振舞いの再現しにくさが反映されている。エネルギーが高い精度で計算されているにもかかわらず、デルタ関数の期待値は2、3桁の精度しかない。しかし、 $\langle \delta(r_{-+}) \rangle$ は2光子対消滅の崩壊幅を見積もるのに使われるが ($\Gamma_{2\gamma} \propto \langle \delta(r_{-+}) \rangle$)、これは2、3桁わかれば十分なのでCGによる計算でも差し支えない。

表 1: Ps^- の物理量。(a.u.)

	次元数	$-E$	$\langle \delta(r_{--}) \rangle$	$\langle r_{--} \rangle$	$\langle r_{--}^2 \rangle$
our work	300	0.262005070	0.0001714	8.548579	93.17851
CFHH[4]	225	0.262005058	0.0001710131	8.54699	93.121
CE[5]	800	0.2620050702319	0.00017099850	8.5485806553	93.178633849
		$\langle \delta(r_{-+-}) \rangle$	$\langle \delta(r_{-+}) \rangle$	$\langle r_{-+} \rangle$	$\langle r_{-+}^2 \rangle$
our work		0.0000361	0.020722	5.4896323	48.41887
CFHH[4]			0.02073302	5.48881	48.390
CE[5]		0.0000358996	0.020733190	5.4896332525	48.418937227

Ps_2 へと話を進める。 Ps_2 は基底状態、励起状態ともにスピンは $S = 0$ に組んでいる。粒子番号1と3が陽電子、2と4が電子に対応とする。同種粒子同士のスピンが singlet に組んでいるので、スピン状態として

$$|s_1 s_3(0) s_2 s_4(0); 0\rangle = |\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle \quad (5)$$

を用いる。このスピン状態では異種粒子同士の合成スピンは次のように含まれる。

$$\begin{aligned} & |s_1 s_3(0) s_2 s_4(0); 00\rangle \\ &= \langle s_1 s_2(0) s_3 s_4(0); 00 | s_1 s_3(0) s_2 s_4(0); 00 \rangle |s_1 s_2(0) s_3 s_4(0); 00\rangle \\ & \quad + \langle s_1 s_2(1) s_3 s_4(1); 00 | s_1 s_2(0) s_3 s_4(0); 00 \rangle |s_1 s_2(1) s_3 s_4(1); 00\rangle \\ &= \frac{1}{2} |s_1 s_2(0) s_3 s_4(0); 00\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} |s_1 s_2(1) s_3 s_4(1); 00\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

よって、 (e^+e^-) が singlet に組む確率は $1/4$ である。

Ps_2 の基底状態の計算値を表2に示した。エネルギーを見ると我々の計算が最も良く、7桁ほどの精度がある。2光子消滅の崩壊幅は

$$\Gamma_{2\gamma} = \Gamma_{2\gamma}^{Ps} \times N_0/W = 4\pi\alpha^4 \hbar c \alpha_0^{-1} \langle \delta_{-+} \rangle \times N_0/W \quad (7)$$

表 2: Ps_2 の基底状態の物理量。(a.u.)

	次元数	$-E$	$\langle r_{e^-e^-}^2 \rangle$	$\langle r_{e^+e^-}^2 \rangle$	$\langle r_{e^-e^-} \rangle$	$\langle r_{e^+e^-} \rangle$
our work	1600	0.516003789	46.37474	29.11263	6.033207	4.487153
CG[7]	300	0.5159767				
CG[8]		0.5160021				
		$-\langle V \rangle / (2\langle T \rangle)$	$\langle \delta(r_{--}) \rangle$	$\langle \delta(r_{+-}) \rangle$		
our work		0.99999997	0.000629	0.022093		
CG[7]		0.9999724	0.0006347	0.0218511		
CG[9]				0.022		

と表せる [6]。\$N_0\$ は \$Ps_2\$ 中での \$(e^+, e^-)\$ 対の組み方の数、\$W\$ は \$(e^+e^-)\$ がスピン singlet に組む確率である。2 光子対消滅は \$(e^+, e^-)\$ 対のスピンが singlet に組んだ時しか起こらないので、この場合、\$N_0 = 4\$、\$W = 1/4\$ である。従って、

$$\begin{aligned}\Gamma_{2\gamma} &= 4\pi\alpha^4\hbar c a_0^{-1} \langle \delta_{-+} \rangle \\ &= 201.2 \times 10^9 \langle \delta_{-+} \rangle (\text{sec}^{-1})\end{aligned}\quad (8)$$

となる。この式に表 2 の値を代入して、2 光子消滅の崩壊幅と寿命として、

$$\Gamma_{2\gamma}(S) = 4.4 \text{nsec}^{-1}, \quad \tau_{2\gamma}(S) = 0.23 \text{nsec} \quad (9)$$

が得られた。

表 3 は、\$Ps_2\$ の励起状態についての計算結果である。1200 次元での計算である。エネルギーは 5 桁ほどの精度がある。\$S\$ 状態での計算と同様に表中のデルタ関数の値を式 (8) に代入すると、\$P\$ 状態の 2 光子対消滅の崩壊幅が求まる。

$$\Gamma_{2\gamma}(P) = 2.3 \text{nsec}^{-1}, \quad \tau_{2\gamma}(P) = 0.44 \text{nsec} \quad (10)$$

一方、\$P\$ 状態から \$S\$ 状態への \$E1\$ 遷移の遷移幅は次の式を使って得られる。

$$\Gamma_{E1} = \frac{16\pi}{9} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^3 B(E1; 1m \rightarrow 00) \quad (11)$$

$$B(E1; 1m \rightarrow 00) = \sum_{\mu} |\langle 00 | \sum_{k=1}^N q_k r_k Y_{1\mu}(\hat{r}_k) | 1m \rangle|^2 \quad (12)$$

ここで、\$E_\gamma\$ は \$E1\$ 遷移の際に放出される光子のエネルギーである。

この式より、\$E1\$ 遷移の崩壊幅と寿命は、

$$\Gamma_{E1} = 0.466 \text{nsec}^{-1}, \quad \tau_{E1} = 2.14 \text{nsec} \quad (13)$$

となった。従って、\$E1\$ 遷移は、全体の崩壊モードのうちの約 17% を占めており、これは小さ過ぎる値ではない。結論として、\$Ps_2(P)\$ が生成しているとするならば、\$E1\$ 遷移による紫外線は観測できる。これは、\$Ps_2\$ を観測するための手がかりの一つである。

参考文献

- [1] Assuming \$e = 1, \hbar = 1, m_e = 1, 1 \text{ a.u.} = 2 R_\infty\$ with respect to energy and \$1 \text{ a.u.} = a_0\$ with respect to length. (\$R_\infty\$ is Rydberg constant and \$a_0\$ is Bohr radius.)
- [2] K. Varga, J. Usukura and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **80**, 1876 (1998)
- [3] Y. Suzuki, J. Usukura and K. Varga, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, 31 (1998)
- [4] R. Krivec, M. I. Haftel and V. B. Mandelzweig, Phys. Rev. **A47**, 911 (1993)
- [5] A. M. Frolov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **26**, 1031 (1993)

表 3: \$Ps_2\$ の励起状態の物理量。
(a.u.)

\$-E\$	0.33440823
\$\langle r_{e^-e^-}^2 \rangle\$	96.085461
\$\langle r_{e^+e^-}^2 \rangle\$	80.173821
\$\langle r_{e^-e^-} \rangle\$	8.8575826
\$\langle r_{e^+e^-} \rangle\$	7.5688189
\$\langle \delta(r_{e^+e^-}) \rangle\$	0.011202
\$\langle \delta(r_{e^-e^-}) \rangle\$	0.000146
\$-\langle V \rangle / (2 \langle T \rangle)\$	1.0000005

- [6] A. M. Frolov, S. I. Kryuchkov and V. H. Smith, Jr, Phys. Rev. **A51**, 4514 (1995)
- [7] D. B. Kinghorn and R. D. Poshusta, Phys. Rev. **A47**, 3671 (1993)
- [8] A. M. Frolov and V. H. Smith, Jr, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, L433 (1996)
- [9] D. M. Bishop, A. M. Frolov and V. H. Smith, Jr, Phys. Rev. **A51**, 3636 (1995)

15. 時間依存密度行列理論と有効相互作用

Time dependent density matrix theory and effective interaction

Mitsuru Tohyama

Kyorin University School of Medicine, Mitaka, Tokyo 181

A correlated ground state of ^{16}O and an $E2$ giant resonance built on it are calculated using an extended version of the time-dependent Hartree-Fock theory called the time-dependent density-matrix theory (TDDM). The Skyrme force is used in the calculation of both a mean field and two-body correlations. It is found that TDDM gives reasonable ground-state correlations and a large spreading width of the $E2$ giant resonance when single-particle states in the continuum are treated appropriately.

1. Introduction

The time-dependent density-matrix theory (TDDM) [1, 2] is an extended version of the time-dependent Hartree-Fock theory (TDHF) to include the effects of two-body correlations. TDDM has recently been extended to calculate a correlated ground state, using an adiabatic method in which, starting with the Hartree-Fock ground state, the residual interaction is gradually turned on in time [3]. It has been shown that correlated ground states of ^{16}O [4] and ^{40}Ca [5] can be obtained in this way and that spurious components in $E2$ giant resonances can also be eliminated using such a correlated ground state. To make the calculation of matrix elements of the residual interaction easy, we have used in our previous calculations a simple δ function $v_0\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ as the residual interaction, which is not consistent with the Skyrme force used for the calculation of the mean-field potential. The aim of this report is to investigate what happens when the same Skyrme interaction is used for the calculation of two-body correlations.

2. TDDM and adiabatic method

We first present the equations of motion in TDDM and explain the method to obtain a correlated ground state. The equations of motion in TDDM have been derived from the truncation of the well-known BBGKY hierarchy [6], neglecting a genuine correlated part in a three-body density matrix [7], and, therefore, consist of a closed set of equations of motion for a one-body density matrix ρ and a two-body correlation function C_2 defined by $C_2 = \rho_2 - A(\rho\rho)$. Here $A(\rho\rho)$ is an antisymmetrized product of the one-body density matrices and ρ_2 is a two-body density matrix. In TDDM, ρ and C_2 are expanded with a finite number of single-particle states $\{\psi_\alpha\}$,

$$\rho(11', t) = \sum_{\alpha\alpha'} n_{\alpha\alpha'}(t) \psi_\alpha(1, t) \psi_{\alpha'}^*(1', t), \quad (1)$$

$$C_2(121'2', t) = \sum_{\alpha\beta\alpha'\beta'} C_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t) \psi_\alpha(1, t) \psi_\beta(2, t) \psi_{\alpha'}^*(1', t) \psi_{\beta'}^*(2', t), \quad (2)$$

where the numbers denote space, spin and isospin coordinates. The time evolution of ρ and C_2 is determined by the following three coupled equations [1]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_\alpha(1, t) = h(1, t) \psi_\alpha(1, t), \quad (3)$$

$$i\hbar \dot{n}_{\alpha\alpha'} = \sum_{\beta\gamma\delta} [\langle \alpha\beta | v | \gamma\delta \rangle C_{\gamma\delta\alpha'\beta} - C_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \gamma\delta | v | \alpha'\beta \rangle], \quad (4)$$

$$i\hbar\dot{C}_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = B_{\alpha\beta\alpha'\beta'} + P_{\alpha\beta\alpha'\beta'} + H_{\alpha\beta\alpha'\beta'}, \quad (5)$$

where $h(1, t)$ is the mean-field hamiltonian and v the residual interaction. The term $B_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$ on the right-hand side of eq.(5) represents the Born terms (the first-order terms of v). The terms $P_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$ and $H_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$ in eq.(5) contain $C_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$ and represent higher-order particle-particle and particle-hole type correlations, respectively. The explicit expressions for $B_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$, $P_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$ and $H_{\alpha\beta\alpha'\beta'}$ have been presented in ref.[1].

To obtain a correlated ground state as a stationary solution of the coupled TDDM equations, we use an adiabatic method: Starting with the HF ground state, we gradually turn on the residual interaction. This is done by making the residual interaction time dependent as

$$v \longrightarrow (1 - e^{-t/\tau}) \times v, \quad (6)$$

where time constant τ is chosen to be larger than the period corresponding to the energies of two particle - two hole excitations. The residual interaction used is of the following form [8],

$$\begin{aligned} v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') &= t_0\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \frac{1}{2}t_1\{k'^2\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}')k^2\} \\ &+ t_2\mathbf{k}' \cdot \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\mathbf{k} + \frac{1}{2}t_3\rho\left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}\right)\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (7)$$

where $\mathbf{k} = (\nabla_{\mathbf{r}} - \nabla_{\mathbf{r}'})/2i$ acts to the right and $\mathbf{k}' = (\nabla_{\mathbf{r}'} - \nabla_{\mathbf{r}})/2i$ acts to the left. The factor 1/2 of the density dependent term contains a rearrangement effect. We use the parameter set of the Skyrme III force [9]. The spin-orbit force is neglected as in most TDHF calculations. The coupled equations eqs.(3)-(5) are solved using the $1s, 1p, 2s, 1d, 2p$ and $1f$ single-particle orbits. The $2s, 2p$ and $1f$ states are in the continuum. The wave functions of these states are obtained by confining them in a cylinder with the length of 16fm and the radius of 8fm.

The property of the Skyrme interaction as the residual interaction is also studied for the decay of an $E2$ giant resonance. The $E2$ giant resonance built on the correlated ground state is excited by boosting the single-particle wave functions $\phi_{\alpha}(1)$ with a phase factor corresponding to the $E2$ mode,

$$\psi_{\alpha}(1, t = t_0) = e^{ikV(\mathbf{r})}\phi_{\alpha}(1), \quad (8)$$

where k is a parameter determining the amplitude of the motion and $V(\mathbf{r})$ is

$$V(\mathbf{r}) = z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2). \quad (9)$$

The boost is done at $t_0 = 5\tau$. The strength function defined by

$$S(E) = \sum_n |\langle n|\hat{V}|0\rangle|^2 \delta(E - E_n) \quad (10)$$

is related to the Fourier transformation of the expectation value $V(t)$ of the transition operator \hat{V} [1]:

$$S(E) = \frac{1}{\pi k\hbar} \int_0^{\infty} V(t) \sin \frac{Et}{\hbar} dt, \quad (11)$$

where $V(t)$ is calculated with the one-body density $\rho(\mathbf{r}, t)$ as

$$V(t) = \langle \hat{V} \rangle = \int V(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r}. \quad (12)$$

Other calculational details are explained in refs. [1, 10].

3. Results

The correlation, HF and total energies calculated in TDDM are shown in Fig.1 as functions of time for $\tau = 20 \times 10^{-23}$ s. Note that the periods corresponding to 2 particle - 2 hole excitation energies in ^{16}O are about 14×10^{-23} s.

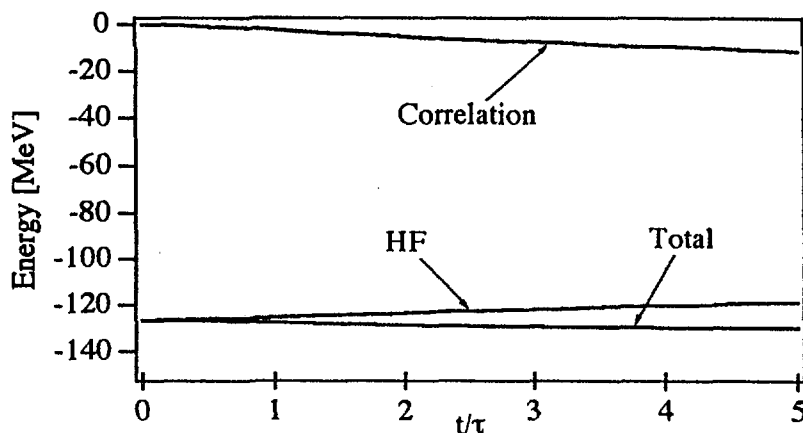


Fig.1 Time evolution of the total energy, correlation energy and HF energy of ^{16}O calculated in TDDM with $\tau = 20 \times 10^{-23}$ s.

As in the case of a simple residual interaction of the δ -function form, a nearly stationary solution in TDDM can be obtained for the Skyrme force using a time constant τ which is slightly larger than the periods corresponding to 2 particle - 2 hole excitation energies. The occupation numbers of the $2s$ and $1d$ states are about 0.02 which is consistent with experiment [11].

The damping of the $E2$ giant resonance was also studied. The $E2$ strength distributions obtained are shown in Fig.2.

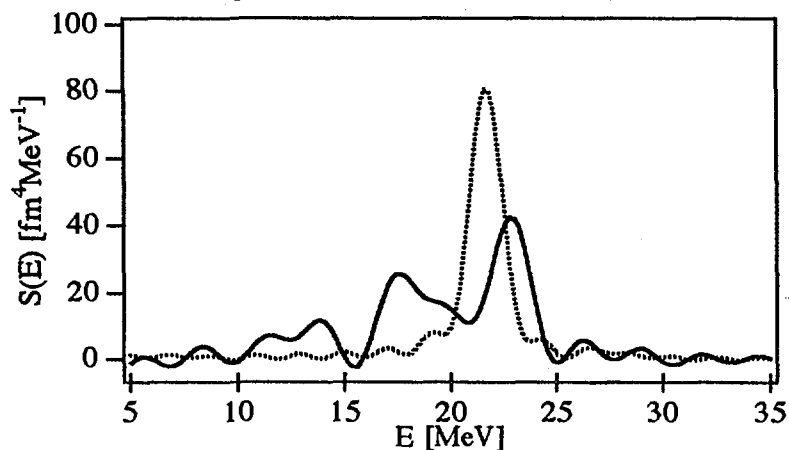


Fig.2 $E2$ strength distributions of ^{16}O calculated in TDDM (solid line). Dotted line depicts the $E2$ strength distribution in TDHF.

The solid line denotes the $E2$ resonance built on the correlated ground state and the

dotted line represents the result of the TDHF calculation. The full width at half maximum of the main peak located around $E = 20\text{MeV}$ is 5.7MeV which is comparable with experiment[12].

4. Summary

Using the Skyrme interaction for the calculation of both the mean-field potential and the two-body correlation function, we studied in TDDM the correlated ground state of ^{16}O and the damping of the $E2$ giant resonance. It was found that the Skyrme interaction brings about reasonable ground-state correlations and a large spreading width of the $E2$ giant resonance.

References

- [1] M. Gong and M. Tohyama, *Z. Phys.* A335, 153(1990).
- [2] M. Gong, M. Tohyama and J. Randrup, *Z. Phys.* A335, 331(1990).
- [3] M. Tohyama, *Prog. Theor. Phys.* 92, 905(1994).
- [4] M. Tohyama, *Prog. Theor. Phys.* 96, 147(1995).
- [5] M. Tohyama, *Prog. Theor. Phys.* 99, 109(1998).
- [6] I. Prigogine, *Non-Equilibrium Statistical Mechanics*, Interscience Publishers 1962; and references therein.
- [7] S. J. Wang and W. Cassing, *Ann.Phys.* 159, 328(1985); W. Cassing and S. J. Wang, *Z. Phys.* 328, 423(1987).
- [8] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev. C*5, 626(1972)626.
- [9] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen van Giai and P. Quentin, *Nucl. Phys.* A238, 29(1975).
- [10] M. Tohyama, *Phys. Lett.* B323, 257(1994).
- [11] M. Leuschner et al., *Phys. Rev. C*49, 955(1994).
- [12] K. T. Knöpfle et al., *Phys. Rev. Lett.* 35, 779(1975).

16. ^{48}Cr のバックベンディング現象 Backbending phenomenon in ^{48}Cr

T. Tanaka^{1*}, K. Iwasawa², F. Sakata³ and T. Marumori⁴

¹Lab. for Electric Communications, Tohoku Univ, Sendai, 980-77, JAPAN

²Inst. of Physics, Univ. Tsukuba, Tsukuba, 305, JAPAN

³Dep. of Math. Science, Ibaraki Univ., Mito, 310, JAPAN

⁴Dep. of Phys., Sci. Univ. of Tokyo, Tokyo, 162, JAPAN

4 March 1998

Abstract

A new mechanism of the backbending phenomena is discussed by analysing the yrast band of ^{48}Cr where no single-particle level-crossing is expected. It is pointed out that a full self-consistent mean-field treatment by properly taking into account of the two-body interaction is crucial in explaining the backbending phenomena which occur within the fp-shell without any intruder orbits.

^{48}Cr は近年、変形と構成粒子との関係、そして陽子過剰核における陽子-中性子間の対相関力の重要性を探る上で注目を集めている。このイラストバンドは、 $J^\pi = 10_1^+$ と $J^\pi = 12_1^+$ の間でバックベンディングを起こしており、また、現在 $J^\pi = 16_1^+$ まで実験によって求められている [1]。最近、Caurier 等によって殻模型によるこのバンドの記述と平均場による記述との関係が議論され、二つの記述の間には定量的な同等性がある事が示された [2]。また、彼等はこのバックベンディングには本質的に $1f_{7/2}$ 殻にある粒子だけが関与している事を示している。

バックベンディングは中重核の回転バンドに於て最初に発見され、そのメカニズムはコリオリ力による高い角運動量を持った非占有軌道と占有軌道との準位交差による対相関相互作用の破れによって説明されている [3, 4, 5]。しかし、浜本が数値的に示した様に [3] 同じ殻にある軌道は、相関が強い為、決して準位交差を起こさない。従って、 ^{48}Cr のバックベンディングはそれとは違うメカニズムで起こっているものと思われる。

このバンドの構造変化をより詳しく調べる為に、我々は状態参照法 [6] と Gogny-D1力 [7] を用いてクラント-ハートリー・フォック (以下クラント HF) 計算及びクラント-ハートリー・フォック・ボゴリュボフ (以下クラント HFB) 計算を行ってクラント HF(B) 方程式

$$\delta\langle\phi(I)|\hat{H}-\omega\hat{J}|\phi(I)\rangle=0, \quad \langle\phi(I)|\hat{J}|\phi(I)\rangle=I. \quad (1)$$

を解き、イラスト及びイラスト近傍にある3本の励起回転バンド (陽子 1p-1h 励起、中性子 1p-1h 励起、陽子&中性子の 2p-2h 励起) をバンドターミネーション迄求めた。クラント HFB 計算及びクラント HF 計算をする為の状態空間は共に等方調和振動子基底で主量子数が6迄の状態で張った。

図1及び図2に示す通り、イラストバンド及び2p-2h励起バンドについてクラント HFB 計算の結果とクラント HF 計算の結果はほぼ同じ値を示している。その原因は核の全エネルギーに対する対相関力からの寄与が、イラストバンドの $I=0$ の状態から $I=4$ 付近迄しか存在せず、それ以上励起エネルギーの高い状態では寄与が殆んど無くなる事にある。図2はまた、イラストバンドのバックベンディングが良く再現されている事を示している。これらの事から、イラストバンドや各励起バンドの構造変化には対相関力は本質的に寄与していない事が分かる。また、浜本 [3] や Marshalek と Goodman [5] が行った中重核に於けるクラッキング計算では、回転バンドがバックベンドする領域で全角運動量が比較的大きな揺らぎの値を持つ事が特徴の一つであった。しかし我々の計算では、集団回転の角運動量の期待値の揺らぎ

$$\Gamma(I) = \sqrt{\langle\phi(I)|\hat{J}_x^2|\phi(I)\rangle - \langle\phi(I)|\hat{J}_x|\phi(I)\rangle^2} \quad (2)$$

に、その様なピークは生じなかった (図3)。また、クラント HF 計算によって求めたイラストバンドと他のバンドとの関係について調べてみると、励起バンドはどれも 1MeV 以上イラストバンドから離れている (図1)。また、図4を見ると、イラストバンドに於ける一粒子ルーシアンを見ても明確な準位交差を起こしていない事が分かる。以上の事から ^{48}Cr のバックベンディングの場合は中重核とは全く異なった機構で起こっている事が分かる。

*Present Address : IPNS, HEARO, Tanashi, Tokyo, 188-8501, JAPAN.

ると、イラストバンドに於ける一粒子ルーシアンを見ても明確な準位交差を起こしていない事が分かる。以上の事から⁴⁸Crのバックベンディングの場合には中重核とは全く異なった機構で起こっている事が分かる。

⁴⁸Crは陽子24個、中性子24個から成るZ=N核である為、陽子場と中性子場が近似的に対称と見なす事が出来る。また、1f_{7/2}の殻よりenergyの低い殻は芯として考える事が出来るので、以降、中性子場の1f_{7/2}の殻近辺の一粒子軌道と全体の回転運動との関係について考察する。

⁴⁸Crの基底状態は軸対称なプロレート変形をしており、その一粒子波動関数は変形軸方向をz軸にとると角運動量 \hat{J}_z の固有値 Ω を持つ。中性子場を見るとフェルミ面近傍には $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の線形結合からなる縮退したシグネチャー対の2本の軌道があり、その下に $\Omega = \pm\frac{1}{2}$ の固有関数の線形結合からなる縮退した2本の軌道が芯の上に存在している。

$I \approx 0$ の時クランキング項 $-\omega\hat{J}_x$ は $\Delta\Omega = 1$ となる一粒子軌道との間の行列要素しか持たないので $\Omega = \pm\frac{1}{2}$ の軌道は主に $\omega\hat{J}_x$ を介して $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の軌道と相互作用する。ラグランジュ未定乗数 ω の増大につれて $\Omega = \pm\frac{1}{2}$ の2本の軌道は非占有軌道の影響を殆ど受けずに急速に回転整列して行く。その結果系の角運動量 I がそれ程大きくない時はその殆どをこの2つの軌道からの寄与が担っている。その時 $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の軌道は全角運動量にはそれ程寄与しない。特にシグネチャー+側の軌道は角運動量が軸と反対の方向に整列していくので負の寄与になっている(図5)。

一方、集団回転の角運動量の揺らぎ $\Gamma(I)$ の殆んどは $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の2本の軌道からの寄与が担っている。 $\Gamma(I)$ は \hat{J}_x の粒子-空孔成分の行列要素 $J_{\mu m}(I)$ によって作られるが、前述の性質により、 $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の軌道は $\Omega = \pm\frac{5}{2}$ の非占有軌道との間に行列要素 $J_{\mu m}(I)$ を持つ。しかし同様の理由によって $\Omega = \pm\frac{1}{2}$ の軌道は大きな値の $J_{\mu m}(I)$ を持たない。 $J_{\mu m}(I)$ はまた、集団回転の角度演算子 $\hat{\Theta}(I)$ を定める弱交換関係

$$\langle\phi(I)|[\hat{\Theta}(I), \hat{J}_x]|\phi(I)\rangle = i, \quad \hat{\Theta}(I)|\phi(I)\rangle \equiv -i\frac{d}{dI}|\phi(I)\rangle, \quad (3)$$

を決める部分であるから、この行列要素の大きい $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の軌道が集団回転の性質を担っていると言える。即ち、 $\Omega = \pm\frac{1}{2}$ の軌道は全角運動量 I の期待値を担い、 $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の軌道は系の集団回転の性質を担っている事になる。 I が増大すると各軌道は Ω の固有関数ではなくなるが、 $I \lesssim 8$ の領域では上記の性質はほぼ保たれる事が、図5より分かる。

しかし、 $I \approx 8$ の領域から上記の性質は変わり始める。図5を見ると、 I の期待値を担っていた $I = 0$ で $\Omega = \pm\frac{1}{2}$ であった軌道は、角運動量の増大が飽和し始めるので、系の角運動量の増大を担えなくなる。そこで、 $I = 0$ で $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ であった軌道の回転整列が系の角運動量の増加を担う事になる。しかし、 $\Omega = \pm\frac{3}{2}$ の軌道は系の集団回転の性質を担っているため、この軌道の粒子の回転整列は系の集団回転に大きな変化を与える。特にパリティ-、シグネチャー+側の軌道にある粒子は $I \approx 8$ の領域において、反平行から平行な向きへと回転整列の傾向が大きく変わる為、新たに I の増加を担う様になる。(以後この軌道を m^* と表示する。)

我々は状態参照法を用いて連続的にバンド内の状態を求めている為、各占有粒子の一粒子波動関数の全角運動量の増大に対する変化の割合を調べる事が出来る。その結果、最も外側の占有軌道 m^* が最も変化が大きく、且つ $I \approx 12$ 付近で比較的变化が大きい事が事が分かった(図6)。

この構造変化の内容は一粒子ルーシアンには明確には表れない。なぜなら同じ対称性を持つ最もエネルギーの低い非占有軌道もこの軌道と同じく1f_{7/2}殻からの占有確率の寄与が大きい為、準位交差を起こさないからである。

しかし、この変化は慣性質量の変化として表れてくる。Thouless-Valatinの慣性質量の式

$$\{\mathcal{J}_{\text{TV}}(I)\}^{-1} \equiv \frac{d\omega(I)}{dI} = \frac{d^2\langle\phi(I)|\hat{H}|\phi(I)\rangle}{dI^2} = \langle\phi(I)|\left[\left[\hat{R}(I), i\hat{\Theta}(I)\right], i\hat{\Theta}(I)\right]|\phi(I)\rangle, \quad \hat{R}(I) \equiv \hat{H} - \omega\hat{J}_x \quad (4)$$

に於いて、ルーシアン $\hat{R}(I)$ の2体の残留相互作用を無視すると Inglis の公式

$$\mathcal{J}_{\text{Ing}}(I) = 2 \sum_{\mu m} \frac{|J_{\mu m}(I)|^2}{\epsilon_{\mu}(I) - \epsilon_m(I)}, \quad \epsilon_{\alpha}(I) : \text{一粒子ルーシアン}, \quad (5)$$

が得られる。ここで $J_{\mu m}(I)$ は状態 $|\phi(I)\rangle$ における基底で展開した時の \hat{J}_x の行列要素である。従って $\mathcal{J}_{\text{TV}}(I)$ と $\mathcal{J}_{\text{Ing}}(I)$ を比較すれば、系の回転運動に与える2体の残留相互作用の影響の大きさが分かる。そこで $\mathcal{J}_{\text{TV}}(I)$ の値と $\mathcal{J}_{\text{Ing}}(I)$ とを比較してみると、絶対値こそ異なるものの、 $I \lesssim 6$ の領域では両者の共にほぼ一定の値を示している(図7)。ところが $I \approx 8$ の領域において、それまで同様であった $\mathcal{J}_{\text{TV}}(I)$ と $\mathcal{J}_{\text{Ing}}(I)$ の両者の変化の傾向がこの領域に於いて大きく変わる。 $\{\mathcal{J}_{\text{Ing}}(I)\}^{-1}$ は $I \approx 12$ 迄はほぼ一定であるが $\{\mathcal{J}_{\text{TV}}(I)\}^{-1}$ は $I \approx 12$ で最小値になっている。

以上の事から、 $I \approx 8$ 領域での2体の残留相互作用によって占有軌道、特に m^* が変化することによって平均場が大きく変わり、その為 ω の増大が小さくなる事を意味している。その事がイラストバンドに於いて $J^{\pi} = 10_1^{+}$ と $J^{\pi} = 12_1^{+}$ の間でバックベンディングを引き起こす大きな原因になっている事が分かる。

このようなバックベンディングの機構は2体の相互作用をまともに取り扱わねば理解する事は難しい。従って、より一般的にバックベンディング現象を議論する為には、2体の相互作用を考慮しなければならない。このような研究によって、中重核の領域に於ける研究[3, 4, 5]よりも、より一般的なバックベンディングに対する物理的な洞察が得られるであろう。

参考文献

- [1] J.A.Cameron et al. Phys. Lett. B 387 266 (1996).
- [2] E.Caurier et al. Phys. Rev. Lett. 75 2466 (1995).
- [3] I.Hamamoto, Nucl. Phys. A271, 15 (1976).
- [4] R. A. Sorensen, Nucl. Phys. A269, 301 (1976).
- [5] E.R.Marshalek and A.L.Goodman, Nucl. Phys. A294, 92 (1978).
- [6] K.Iwasawa, F.Sakata, Y.Hashimoto and J.Terasaki, Prog. Theor. Phys. 92, 1119 (1994).
K.Iwasawa, F.Sakata, T.Tanaka, Y.Hashimoto and T. Marumori, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 38, 249 (Elsevier Science, 1997).
- [7] D.Gogny, *Nuclear Self-consistent Fields*, edited by G.Ripka and M.Porneuf, (North-Holland,Amsterdam, 1973)p.333.
J.Decharge and D.Gogny, Phys. Rev. C 21, 1568 (1980).
M.Girod and B.Grammaticos, Phys. Rev. C 27, 2317 (1983).

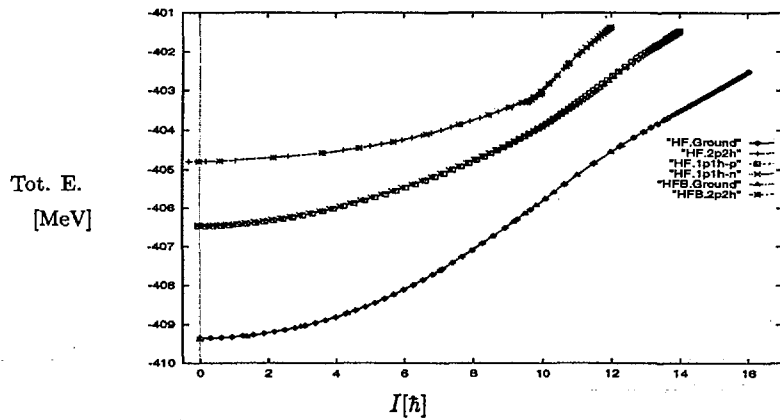


図 1: 角運動量 I に対する全エネルギーの変化。基底状態の束縛エネルギーの実験値は $-411.462[\text{MeV}]$ である。

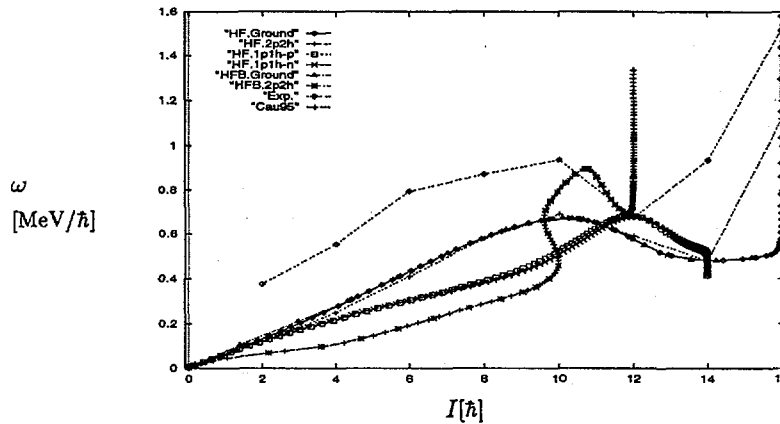


図 2: 角運動量 I に対する Lagrange 未定係数 ω の変化。"EXP" は実験の、"Cau95" は論文 [2] におけるクラシカル HFB 計算のエネルギー準位の差の半分 $(E(I) - E(I - 2))/2$ である。

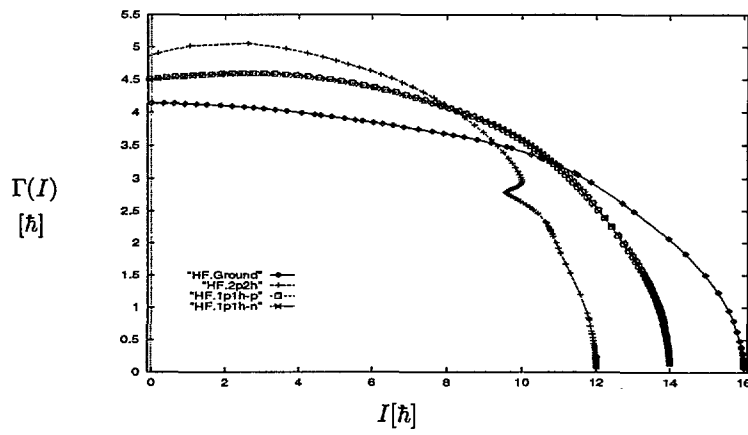


図 3: 角運動量 I に対する角運動量の揺らぎ $\Gamma(I)$ の変化。

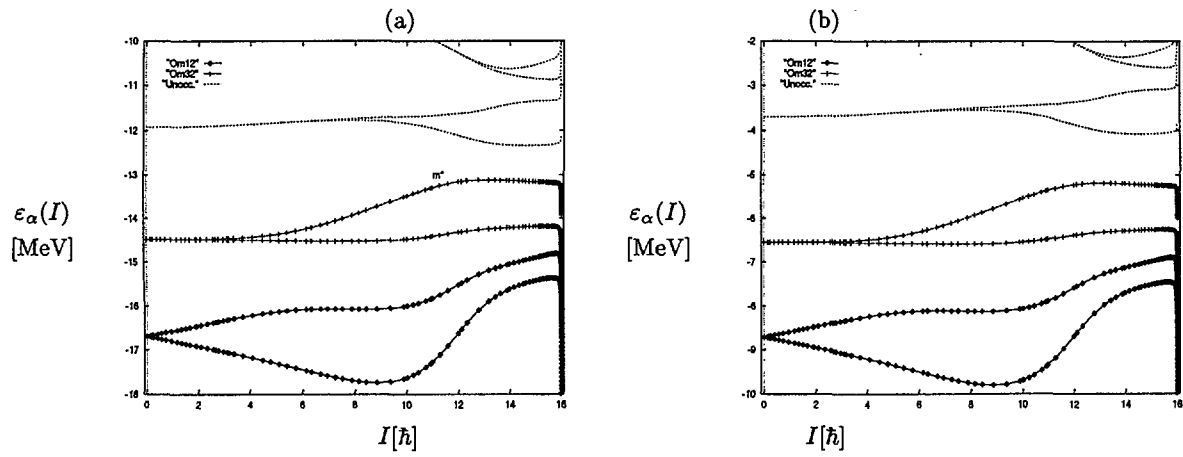


図 4: イラストバンドのフェルミ面近傍の (a) 中性子場 (b) 陽子場に於ける一粒子ルーシアン $\varepsilon_\alpha(I)$ の角運動量 I に対する変化。"Om32" は基底状態で $|\Omega| = 3/2$ であった軌道、"Om12" は基底状態で $|\Omega| = 1/2$ であった軌道、"Unocc." は非占有軌道を表す。

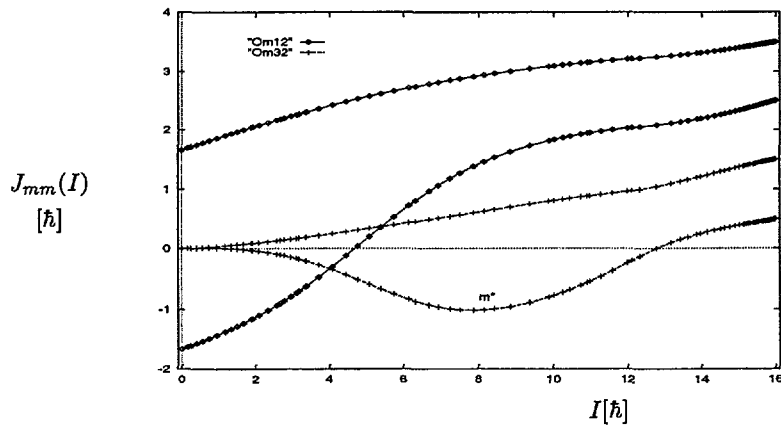


図 5: イラストバンドの中性子場の $f_{7/2}$ 殻の占有軌道における \hat{J}_x の期待値。

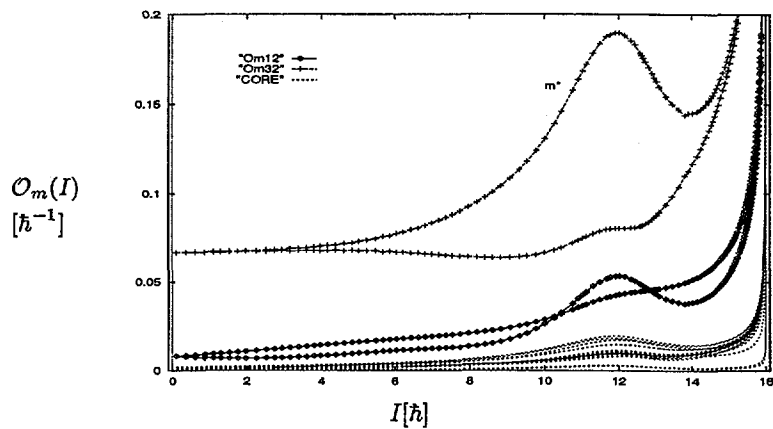


図 6: 中性子場の一粒子波動関数の全角運動量の増大に対する変化の割合 $\mathcal{O}_m(I)$ 。"CORE" は $N=1$ 及び 2 の殻にある粒子を表す。

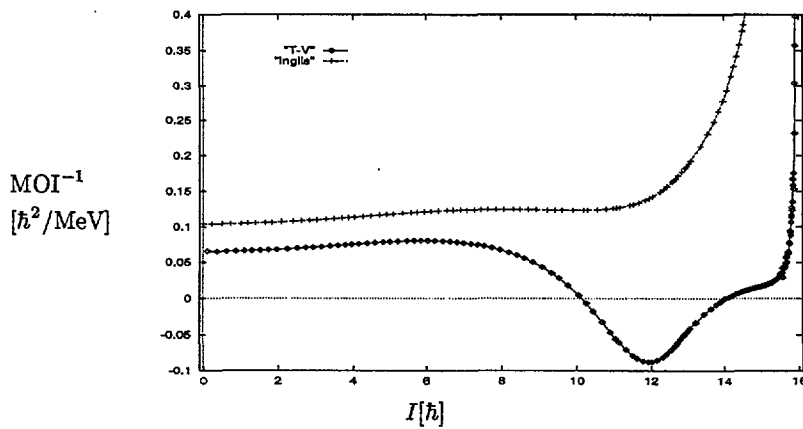


図 7: I の増加に対する慣性質量の逆数の変化。"T-V" は $\{\mathcal{J}_{TV}(I)\}^{-1}$ 、"Inglis" は $\{\mathcal{J}_{Ing}(I)\}^{-1}$ を表す。

17. 不安定核反応の3次元TDHF計算

**Three-Dimensional TDHF Calculation
for
Reactions of Unstable Nuclei**

Ka-Hae Kim, Takaharu Otsuka

Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Tokyo 113-0033, Japan

Paul Bonche

Service de Physique Théorique, CE Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

The fusion is studied for reactions between a stable and an unstable nuclei with neutron skin. The reactions $^{16,28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ and $^{16}\text{O}+^{16,28}\text{O}$ are taken as examples, and the three-dimensional time-dependent Hartree-Fock method with the full Skyrme interaction is used. It is confirmed that the fusion cross section in low-energy region is sensitive to the interaction used in the calculation.

1 Introduction

Characteristic features of the structure of unstable nuclei such as neutron halo and neutron skin attract much interest not only in themselves but also in their effects on the reactions. Concerning effects of the neutron halo on the nuclear reactions, theoretical study has been performed with various models and put rather different predictions on the fusion cross section^{1,2,3,4,5,6}, while the experimental study has become feasible only recently^{7,8,9}. On the other hand, the study of the reactions of unstable nuclei with neutron skin has been limited both experimentally and theoretically. The neutron halo and skin are different in many aspects. For instance, the number of participating neutrons is at most two for the halo, whereas it can be much more in the skin of heavier neutron-rich nuclei¹⁰. It will be of interest to see similarities and differences between the halo and skin. We study here the reactions of unstable nuclei with neutron skin.

The actual calculation will be performed in terms of the time-dependent Hartree-Fock (TDHF) method in three-dimensions with Skyrme's interaction. Such a three-dimensional calculation has been done for reactions of stable nuclei, but they are limited to only few reactions, such as mass symmetric one with a perfect spin-isospin degeneracy¹¹. It is mainly due to the difficulty on the size of calculation. Of course, there has been no application to reactions of unstable nuclei, except for the two-dimensional one without spin-orbit term¹².

Recent progress in the power of computers enables us to carry out a larger size of calculation. Thus, we apply here the three-dimensional TDHF calculation with the full Skyrme interaction to the study of the reactions of unstable nuclei^{13,14}. Since we remove symmetry constraints imposed on the wavefunction completely except for the one with respect to the reaction plane, the numerical calculation has become much larger and more difficult to perform. We stress that such a full calculation has never been done even for the symmetric collision of stable nuclei.

We also state that, at present, TDHF is probably only a possible and practical means for describing massive transfer and fusion of nuclei with neutron skin where density, mean potential and shape of nuclei may change much more drastically compared to stable nuclei and core part of halo nuclei in an unexpected way.

We take here $^{16,28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ and $^{16}\text{O}+^{16,28}\text{O}$ reactions as examples. The nucleus ^{28}O is a neutron-skin nucleus in the Hartree-Fock calculation. We consider these reactions focusing upon the fusion in low-energy region.

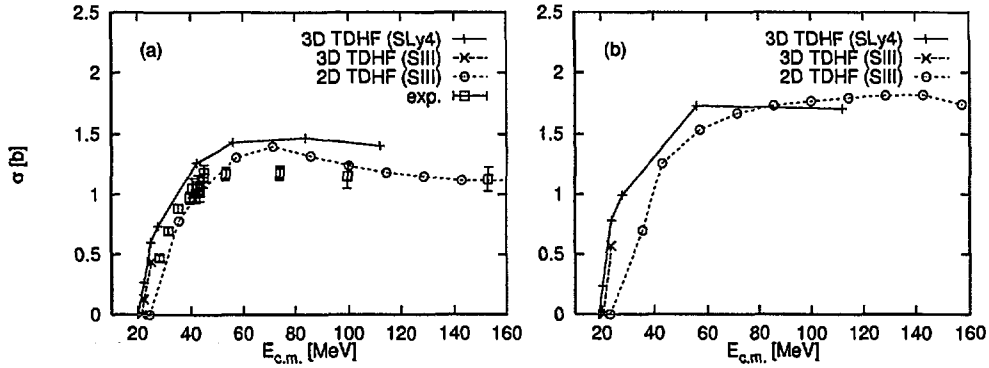


Figure 1: Fusion cross section for (a) $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ and (b) $^{28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ calculated by the three-dimensional TDHF with SLy4d and SIII interactions, compared to the two-dimensional TDHF with SIII interaction, as a function of c.m. energy. The squares present the experimental data from Ref. 17.

2 Method of the calculation

Previously we have carried out the two-dimensional TDHF calculations by using a cylindrical mesh¹². However, there are certain problems in such two-dimensional calculations: the deformation of the system is always imposed to be axially symmetric, and the rotational motion is not treated precisely. Such an axially symmetric method has been applied to calculations of reactions between stable nuclei, and its results have given quantitative description of fusion cross sections¹⁵. In other words, the validity of axially symmetric calculation has been examined in the case of reactions of stable nuclei. Three-dimensional calculations have also been done and their results have been compared to the two-dimensional results¹¹. Although agreement was found in some cases, nonaxial degrees of freedom to be essential for a proper description in some cases: triaxial deformations arise significantly for intermediate impact parameters and such nonaxiality becomes important in the dissipative process that leads to fusion. In addition, changes of the nuclear mean fields and densities should become more important in the case of reactions of unstable nuclei compared to those between stable nuclei¹².

In order to remove such problems, we have written the three-dimensional TDHF code^{13,14}. In this TDHF code, nonaxial degrees of freedom are included, and the rotational motion is treated appropriately. Furthermore, the full Skyrme interaction is included as much as possible¹³. Such full calculations have not been carried out for any kind of reactions even in two dimensions.

We use here a three-dimensional Cartesian mesh for spatial discretization of the TDHF equations. Each single-particle wavefunction $\psi_\nu(x, y, z)$ is defined in a rectangular box ($0 \leq x \leq L_x$, $0 \leq y \leq L_y$, $-\frac{1}{2}L_z \leq z \leq \frac{1}{2}L_z$) at cubic mesh points, $(x_i, y_j, z_k) = (i - \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2})\Delta x$, where i, j and k take on integers. A symmetry with respect to $z = 0$ plane is imposed. The mesh size Δx used here is set to 0.8 fm. It must be small enough to give an accurate representation. On the other hand, computing speed and storage consideration favor large mesh size to reduce the number of variables describing the system. The mesh size 0.8 fm is a relatively large value yet we use high-order discretization of the derivatives, the seven- and nine-point formulae for the first and second derivatives, respectively.

As written above, we employ here a Skyrme interaction¹⁶. Among various Skyrme interactions, we take the SIII and the SLy4d¹⁷ in this work. The SLy4d is the latest set of the Skyrme parameters. It has been built up without taking into account the 1-body center-of-mass contribution in the kinetic energy term¹⁷.

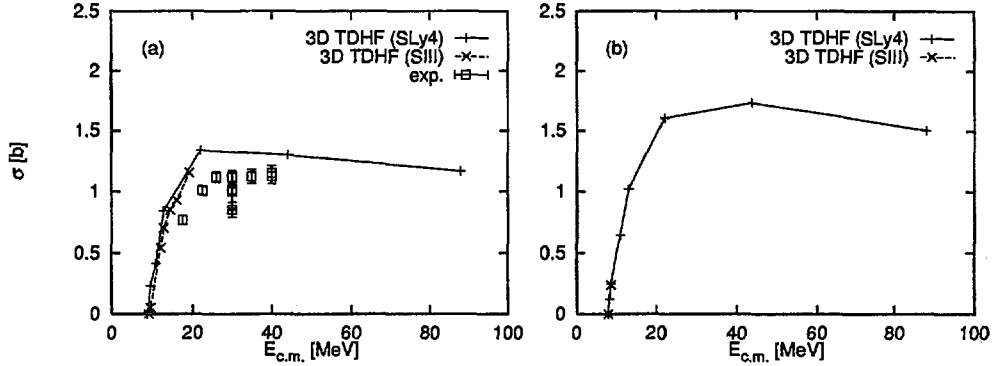


Figure 2: Fusion cross section for (a) $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ and (b) $^{28}\text{O}+^{16}\text{O}$ calculated by the three-dimensional TDHF with SLy4d and SIII interactions, as a function of c.m. energy. The squares present the experimental data from Ref. 18.

3 Results of the calculation

Now we show the results of the calculation. Figures 1 and 2 show the fusion cross sections as functions of $E_{c.m.}$. Figures 1(a) and 1(b) correspond to the reactions $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ and $^{28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$, respectively. In these figures one can see that the fusion cross sections are different between the two- and the three-dimensional calculations. In the two-dimensional calculation with the Skyrme SIII interaction, the minimum $E_{c.m.}$ for fusion is 24.6 MeV for the $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ reaction and 23.2 MeV for the $^{28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ reaction. In the three-dimensional calculation with the SIII interaction, they become 21.6 MeV for $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ and 20.7 MeV for $^{28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$, respectively. Thus, the minimum energies decrease by about 3 MeV from the two-dimensional results. This is because the full Skyrme terms are included in the three-dimensional calculations.

These minimum energies for fusion decrease further down owing to the SLy4d interaction in the three-dimensional calculation: 19.9 MeV for the $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ reaction and 18.7 MeV for the $^{28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ reaction, as seen in Fig. 1. Indeed, the fusion cross section in low-energy region is known to be sensitive to the interaction used in the calculation¹¹, and the SLy4d interaction enlarges it compared to the SIII interaction.

Now we move on to the reactions $^{16}\text{O}+^{16,28}\text{O}$. Figures 2(a) and 2(b) correspond to the reactions $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ and $^{16}\text{O}+^{28}\text{O}$, respectively. In the two-dimensional calculation with the SIII interaction, the minimum $E_{c.m.}$ for fusion is 10.4 MeV for the $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reaction and 9.4 MeV for the $^{16}\text{O}+^{28}\text{O}$ reaction. In the three-dimensional calculation with the SIII interaction, they become 9.1 MeV for $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ and 8.1 MeV for $^{16}\text{O}+^{28}\text{O}$, respectively, and in the three-dimensional calculation with the SLy4d interaction, they become 8.7 MeV for $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ and 8.0 MeV for $^{16}\text{O}+^{28}\text{O}$, respectively. Thus, the minimum $E_{c.m.}$ for fusion decrease from the two- to the three-dimensional calculation and from the SIII to the SLy4d interactions in the case of $^{16}\text{O}+^{16,28}\text{O}$, similarly to the reactions $^{16,28}\text{O}+^{40}\text{Ca}$.

We would like to emphasize the lowering of the minimum fusion energy due to the improvement from the two- to the three-dimensional calculations.

Then we see whether there is an effect of the nonaxiality on calculated results or not. In the two-dimensional calculation, it has been pointed out that the axial symmetry and the rotating frame approximation cause difficulties on the dissipative process which is important for fusion¹¹. This situation changes in the three-dimensional calculation. In the present results, various nonaxial deformation are seen during the collision. Such deformation helps the energy dissipation from the radial collective motion into other degrees of freedom and prevents scission after the collision. In fact, by using the same $E_{c.m.}$ and $b \neq 0$, the results of the two-dimensional calculation does not

become fusion but the results of the three-dimensional one becomes fusion in some cases. This is a great progress from the two-dimensional calculation.

4 Summary

In summary, we studied the reactions between a stable nucleus and an unstable neutron-rich nucleus in terms of the three-dimensional TDHF calculation, focusing on the fusion in low-energy region. In this calculation, we included the full Skyrme force and nonaxial degrees of freedom, which lead the enlargement of the fusion cross section. In addition, we took the SLy4d¹⁷ for the Skyrme interaction, which also results in the enlargement of the fusion cross section in low-energy region. It is confirmed that the assumption of the axial symmetry is violated rather significantly, and the difference from the two-dimensional calculations is found in the minimum energy for the fusion.

1. M.S. Hussein, Phys. Rev. **C44** (1991) 446; M.S. Hussein, M.P. Pato, L.F. Canto and R. Donangelo, Phys. Rev. **C46** (1992) 377.
2. N. Takigawa and H. Sagawa, Phys. Lett. **B265** (1991) 23; N. Takigawa, M. Kuratani and H. Sagawa, Phys. Rev. **C47** (1993) R2470.
3. C.A. Bertulani, L.F. Canto and M.S. Hussein, Phys. Rep. **226** (1993) 281.
4. C.A. Bertulani and A.B. Balantekin, Phys. Lett. **B314** (1993) 275.
5. C.H. Dasso and A. Vitturi, Phys. Rev. **C50** (1994) R12.
6. B. Imanishi and W. von Oertzen, Phys. Rev. **C52** (1995) 3249; W. von Oertzen and I. Krouglov, Phys. Rev. **C53** (1996) R1061.
7. A.S. Formichev *et al.*, Z. Phys. **A351** (1995) 129.
8. V. Fekou-Youmbi *et al.*, Nucl. Phys. **A583** (1995) 811c.
9. A. Yoshida *et al.*, Nucl. Phys. **A588** (1995) 109c; Phys. Lett. **B389** (1996) 457.
10. N. Fukunishi, T. Otsuka and I. Tanihata, Phys. Rev. **C48** (1993) 1648.
11. H. Flocard, S.E. Koonin and M.S. Weiss, Phys. Rev. **C17** (1978) 1682; P. Bonche, B. Grammaticos and S. Koonin, *ibid.* 1700.
12. K.-H. Kim, T. Otsuka and M. Tohyama, Phys. Rev. **C50** (1994) R566; Nucl. Phys. **A588** (1995) 105c.
13. K.-H. Kim, Ph.D. Thesis, University of Tokyo (1997).
14. K.-H. Kim, T. Otsuka and P. Bonche, J. Phys. **G23** (1997) 1267.
15. S.E. Koonin, K.T.R. Davies, V. Maruhn-Rezwani, H. Feldmeier, S.J. Krieger and J.W. Negele, Phys. Rev. **C15** (1977) 1359; J.W. Negele, S.E. Koonin, P. Möller, J.R. Nix and A.J. Sierk, Phys. Rev. **C17** (1978) 1098; K.T.R. Davies and S.E. Koonin, Phys. Rev. **C23** (1981) 2042; A.K. Dhar, B.S. Nilsson, K.T.R. Davies and S.E. Koonin, Nucl. Phys. **A364** (1981) 105.
16. T.H.R. Skyrme, Phil. Mag. **1** (1956) 1043; Nucl. Phys. **9** (1959) 615; S.A. Moszkowski, Phys. Rev. **C2** (1970) 402.
17. E. Chabanat, private communication.
18. S.E. Vigdor *et al.*, Phys. Rev. **C20** (1979) 2147.
19. J.R. Birkelund *et al.*, Phys. Rep. **56** (1979) 107.

18. 飽和密度以下の核物質の構造

丸山敏毅¹、仁井田浩二²、親松和浩³、丸山智幸¹、千葉敏¹、岩本昭¹

1 原研・先端基礎研究センター・ハドロン輸送研究グループ

2 高度情報科学技術研究機構

3 名古屋大学工学部・エネルギー理工

Abstract

Quantum molecular dynamics is applied to study the ground state and excited state properties of nuclear matter at subsaturation densities. The structure of nuclear matter at subsaturation density shows some exotic shapes with variation of the density. However, the structure in our result is rather irregular compared to those of previous works due to the existence of local minimum configurations.

1 はじめに

超新星や中性子星クラスト(表面の殻)における、平均密度が原子核標準密度より低い領域では核物質が奇妙な形の“原子核”を形成しているのではないかという議論がされるようになった[1, 2, 3]。安定な核物質の形が密度が高くなるに従い、球状の原子核から棒状、板状、パイプ穴、泡状の穴、一様物質へと変化すると指摘した。この奇妙な形の原子核は超新星爆発の際、爆発の強度を大きく左右するニュートリノ吸収過程に影響したり[4]、中性子星の回転周期の変動(グリッチ)のメカニズムなどに大きく関わっているのではないかとされている。これまでの超新星物質や中性子星物質の研究では、構造を仮定した方法や、構造を仮定しないが連続体近似を用いた方法で研究されてきたが、我々は構造に関する仮定の少ない分子動力学に基づく方法で超新星物質や中性子星物質の研究を始めた。原子核反応の微視的シミュレーションであるQMD(quantum molecular dynamics)に周期的境界条件を課すことで核物質のシミュレーションを行った。前回(第4回ハドロン多体系のシミュレーション研究会)では分子動力学による対称核物質の構造と結合エネルギーの密度依存性、中性子過剰核物質の構造について報告した。その中で、従来の模型で予想された核物質の構造に近いものが現れる事が分かったが、形や配置が不規則で、また低密度では α 粒子等の軽いクラスターが吸収されずに残るといふ、これまでの結果と異なる点も見られた。今回の報告では、この構造がエネルギーの局所的最低状態である点と、核物質構造の温度依存性について議論したい。

2 QMDによる核物質のシミュレーション

QMD(quantum molecular dynamics) [5, 6, 7, 8, 9, 10] は分子動力学による核反応のシミュレーションのうちでもっとも単純で広く使われていて、その有効性が明らかになってきている枠組みである。我々がここで使うのはQMDに周期的境界条件を課したものである。また基底状態を扱うためにパウリポテンシャルを用い、相互作用に運動量依存性を入れている[11]。

2.1 Quantum Molecular Dynamics

QMDでは全系の波動関数をガウス型の1粒子波動関数の直積で近似する。

$$\Psi = \prod_i \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2}{4L} + \frac{i}{\hbar} \mathbf{r} \cdot \mathbf{P}_i \right]. \quad (1)$$

\mathbf{R}_i と \mathbf{P}_i は核子 i の位置と運動量の中心である。系の時間発展は古典的なニュートン方程式で表される。

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

原子核反応のシミュレーションの場合は2核子衝突も行うが、ここでは2核子衝突については説明しない。

2.2 無限系の基底状態、有限温度状態

無限系の計算は、実際には N 粒子系の計算を周期的境界条件の下におこなう。 N 粒子を含むcellを用意し、その周りに隣接した26個のcellを置き、その中に中心のものと全く同じ配置の粒子を考える。中心の

cell の粒子は、自分の cell の粒子と周りの cell の粒子との相互作用によって運動する。周りの cell の粒子は中心 cell の粒子の運動に従う。つまり、ハミルトニアンを運動エネルギー項 T と 2 体相互作用項 $H^{(2)}$ 、... のように分けると、cell 当たりのハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$H = \sum_{i=1, \dots, N} \left[T_i + \sum_{\substack{\text{cell}=1, \dots, 27 \\ j=1, \dots, N}} H_{ij}^{(2)}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j + \mathbf{D}_{\text{cell}}, \mathbf{P}_i, \mathbf{P}_j) + \dots \right]. \quad (3)$$

系の基底状態はランダムな分布から出発して、摩擦冷却の運動方程式を解いてエネルギーを出来るだけ下げる事で求める。摩擦冷却は、負のダンピング係数 μ_P, μ_R を用いて以下の運動方程式で表される。

$$\dot{\mathbf{R}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i} + \mu_R \frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, \quad \dot{\mathbf{P}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i} + \mu_P \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}. \quad (4)$$

有限温度では原理的に系の状態を一意的に求めることは出来ないが、ある温度の系のアンサンブルからのサンプルを Metropolis サンプリングで求めることは出来る。これはランダムな変動 $\{\Delta \mathbf{R}_i, \Delta \mathbf{P}_i\}$ を、その変動による系のエネルギーの変化 $\Delta E(\Delta \mathbf{R}_i, \Delta \mathbf{P}_i)$ の関数 $\exp[-\Delta E/T]$ の確率で採用するという操作を繰り返す事によって温度 T のアンサンブルを作るものである。

2.3 パウリポテンシャル

ハミルトニアンは運動エネルギー項と相互作用項に分けられ、相互作用にはパウリポテンシャル、核力、クーロン力に分けられる。

$$H = T_{\text{kinetic}} + V_{\text{Pauli}} + V_{\text{nuc}} + V_{\text{Coul}}. \quad (5)$$

パウリポテンシャルは系の反対称化を行う代わりに、同種粒子が phase space で近づかない様な斥力を導入したものである。ポテンシャルは文献 [8] と同じ形のものを使う。パラメータの決定は、すでに述べた無限系のシミュレーションをパウリポテンシャルのみが入って核力とクーロン力を抜いたフェルミガスに適用し、系の運動エネルギーをフェルミガスのエネルギーの厳密解にフィットした。

$$V_{\text{Pauli}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{C_P}{(q_0 p_0)^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)^2}{2q_0^2} - \frac{(\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_j)^2}{2p_0^2} \right] \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{\sigma_i \sigma_j}, \quad (6)$$

$$C_P = 207 \text{ MeV}, \quad p_0 = 120 \text{ MeV}, \quad q_0 = 1.644 \text{ fm}. \quad (7)$$

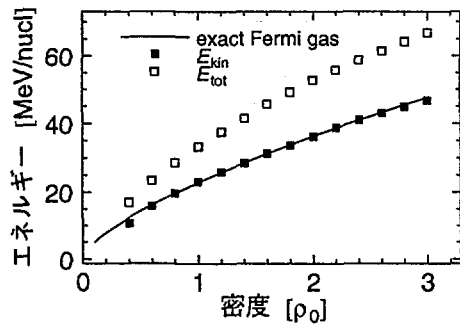


図1. フェルミガスの核子当たりのエネルギー。実線は厳密解。四角は QMD による無限系のシミュレーションの運動エネルギーとパウリポテンシャルを含めた全エネルギー。

2.4 有効核力

有効核力には Skyrme タイプの相互作用と、Symmetry ポテンシャル、運動量依存性を与える 2 レンジの Yukawa 型相互作用の交換項を使う。

$$V_{\text{nucl}} = \frac{\alpha}{2\rho_0} \sum_i \langle \rho_i \rangle + \frac{\beta}{(1+\tau)\rho_0^\tau} \sum_i \langle \rho_i \rangle^\tau + \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} (1-2|c_i - c_j|) \rho_{ij} + \frac{C_{\text{ex}}^{(1)}}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{1}{1 + \left[\frac{P_i - P_j}{\mu_1}\right]^2} \rho_{ij} + \frac{C_{\text{ex}}^{(2)}}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{1}{1 + \left[\frac{P_i - P_j}{\mu_2}\right]^2} \rho_{ij} \quad (8)$$

パラメータはSymmetry ポテンシャルは手で与え、その他は核物質の飽和性 ($\rho = \rho_0$ で最大結合エネルギー 16 MeV/u) を満たすということと、運動量依存性 (有効質量 $m^* = 0.85m$ 、及び陽子入射反応での光学ポテンシャルの実部の入射エネルギー依存性 [12] の全体的フィット) から決定した。異なる 3つの非圧縮率を与えるパラメータセットを求めたが、ここでは Medium($K=280\text{MeV}$) のものを用いる。

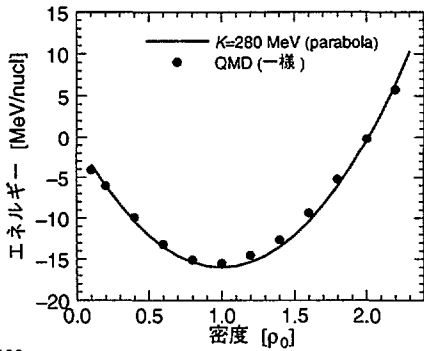


図2. 核物質の飽和性のフィット。実線が非圧縮率 $K=280\text{ MeV}$ の場合に相当する放物線。黒丸は一樣な粒子分布 (実際には図1のフェルミガスの R_i を用いた) の場合の対称核物質 ($Z = A/2$) のQMDシミュレーション。

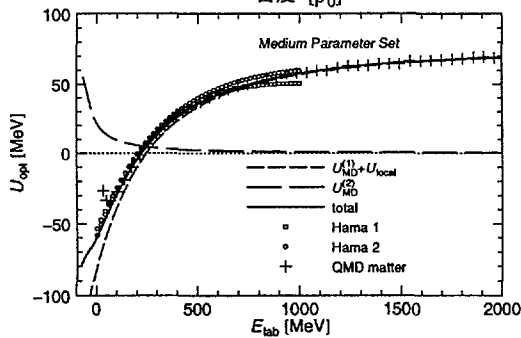


図3. ポテンシャルの運動量依存性。 V_{nucl} の運動量依存項を $U_{\text{MD}}^{(1)}$ 、 $U_{\text{MD}}^{(2)}$ 、運動量非依存項を U_{local} と書くと、長破線が運動量依存項の第2項、短破線がその他の項、実線が全ポテンシャル (いずれも表式からの解析的な値)、丸と四角が実験値、プラス印がQMD無限系で確かめた値。図は非圧縮率 $K = 280\text{ MeV}$ (Medium) の場合について示してあるが、他の2つの場合も殆ど同じ。

以上のパラメータセットを用いて、有限核の基底状態を求めると、ほぼすべての質量数領域で原子核の結合エネルギーを再現する事ができる。

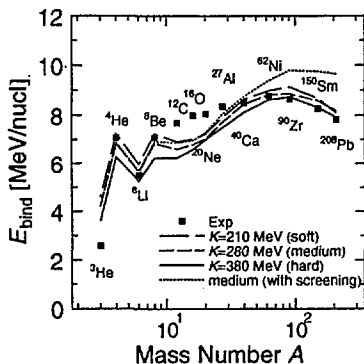


図4. 有限核の結合エネルギー。四角が実験値で線が3種類のパラメータセットによるQMD計算の結果。

3 核物質の性質と構造

3.1 対称核物質

対称核物質(超新星物質にはほぼ相当する)のエネルギーの密度依存性を調べると図5の様に低密度領域で一様分布したものよりエネルギー最低状態のエネルギーが最大約5 MeV/u 低くなる。これは密度が高い領域では一様だった核物質の構造が、クラスター構造などを持った非一様なものに変化するためである。

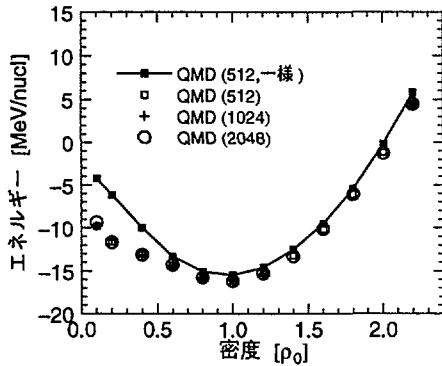


図5. 対称核物質のエネルギー。黒四角が一様な分布を仮定した場合のエネルギーで、白四角とプラス、○印が摩擦冷却でエネルギー最低の配位を求めたもの。系全体で荷電が0になるような一様分布した電子を仮定している。陽子-陽子間、陽子-電子間、電子-電子間のクーロン相互作用を含むが、電子の運動エネルギーは入っていない。

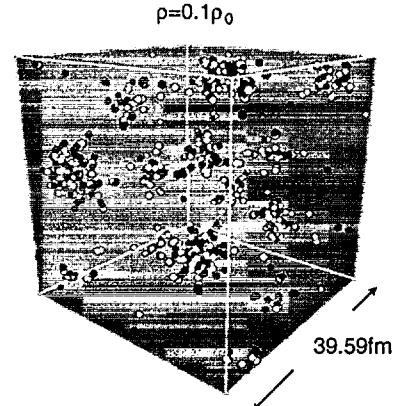


図6. 対称核物質のエネルギー最低状態(局所的最低)の例。密度は $0.1\rho_0$ 。

図6は密度 $0.1\rho_0$ の場合の対称核物質のエネルギー最低状態を示している。幾つか見られる大きなクラスターは質量数20~90のもので、多数見られる小さなクラスターは殆どが α 粒子である。また、大きなクラスターの配置も不規則になっている。このような構造は従来のモデルで予想されているものとは異なり我々の結果はエネルギーの局所的最低状態に陥っているものと思われる。

そこで、ある大きさのクラスターを規則的に並べた系を作ってみる。同じ大きさのクラスターを規則的に並べるために、質量数128($Z = N = 64$)の“原子核”を摩擦冷却で作製し、それを図7に示すように立方格子状に8個配置した。図8左は図5と同様で系のエネルギーの密度依存性を示している。白丸が図5のQMD計算で、×印が格子状にクラスターを配置した計算のエネルギー、三角はクラスター状に配置したものを更に摩擦冷却によってエネルギーの低い状態を求めたものである。QMD計算(白丸)と格子状クラスター配置から冷却した計算を比較すると、 $0.1\rho_0$ の密度では格子状クラスター配置の方が核子当たり1MeV程度エネルギーが低くなっている。つまり図6に見られた不規則な配位は明らかにエネルギーの局所的最低状態に陥っていることが分かる。 $0.2\rho_0$ より高い密度では逆に格子状クラスター配置の方がエネルギーが高くなっているが、これは粒子数の制約から、構成要素のクラスターとして大きめの対称核を用いている事によると思われる。クラスターの核種、格子間隔等を調節すれば更にエネルギーの低い状態が得られる筈である。

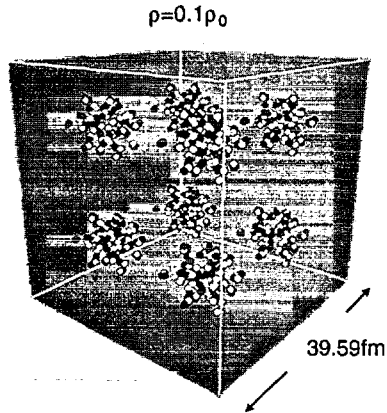


図7. 格子状にクラスターを配置した構造。図では格子状に配置した後更に摩擦冷却を施してある。密度は $0.1\rho_0$ 。

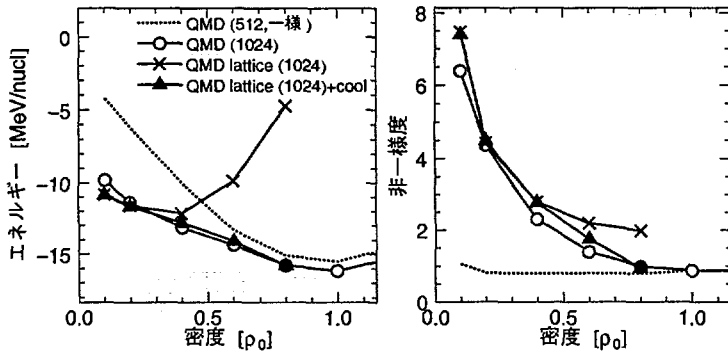


図8. 左: 対称核物質のエネルギー。○印が摩擦冷却でエネルギー最低の配位を求めたもの、×印は質量数128 ($Z = N = 64$) のクラスターを8個、立方格子状に配置したもので、三角はそれに摩擦冷却を行ったもの。右: 対称核物質の非一様度。

図8右は核物質の非一様度を示したものである。ここで非一様度 χ は規格化した局所密度の分布の分散で、

$$\chi \equiv \langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle, \quad (9)$$

$$N_i \equiv a^3 \int_{V_i} \rho(\mathbf{r}) d^3r. \quad (10)$$

として求める。 $\langle \rangle$ はすべてのサンプル i に亘る平均で、 V_i は体積一定の小さなサンプル cell である。 a は平均密度 $\bar{\rho}$ で決まるスケールファクターで、 $\langle N \rangle = 1$ となるように a または V_0 をとる。

$$a = (V_0 \bar{\rho})^{-1/3}, \quad (11)$$

$$V_0 \equiv \int_{V_i} d^3r \quad (\text{for any } i), \quad (12)$$

$$\bar{\rho} \equiv \frac{\int \rho(\mathbf{r}) d^3r}{\int d^3r}. \quad (13)$$

密度 ρ_0 の場合、ランダムな初期条件から出発した QMD 計算は格子状クラスター配置よりも非一様度が低く、規則的な配置に近づく途中でエネルギーの局所的最低状態に引っかかっている様子がわかる。 $0.2\rho_0$ よりも高い密度では、ランダムな初期条件から出発した QMD 計算は、格子状クラスター配置から摩擦冷却した計算に近い事が図8左のエネルギーの比較からもわかる。しかし棒状や板状の配置はこの密度ではより規則的 (非一様度が高い) ではないかと思われる。

ちなみに完全にランダムな分布では $\chi = 1$ になるのだが、“一様分布”の QMD の値 (点線) が1より少し小さいのは、この分布を作るのにパウリポテンシャルの入ったフェルミガスのエネルギー最低状態をもとにしているの、完全にランダムなものよりも一様になっているからである。

3.2 有限温度

次に、温度によって構造がどのように変化するかを調べる。有限温度状態は Metropolis サンプルングによって作る。図9は密度 $0.1\rho_0$ の対称核物質の構造である。低温ではクラスター構造をしているが、温度を上げるとだんだんクラスターの表面がぼやけてきて温度 5MeV ではクラスター構造がなくなり、 8MeV では一様になってしまう。図10の非一様性を見ると温度の上昇とともに核物質が一様になる様子が分かる。密度が $1.0\rho_0$ の非一様性が低温では1より小さいのは、斥力のパウリポテンシャルのためにランダムな分布よりも一様になっているからである。温度が上がるとパウリポテンシャルが効かなくなり、ランダムな分布と一致する。

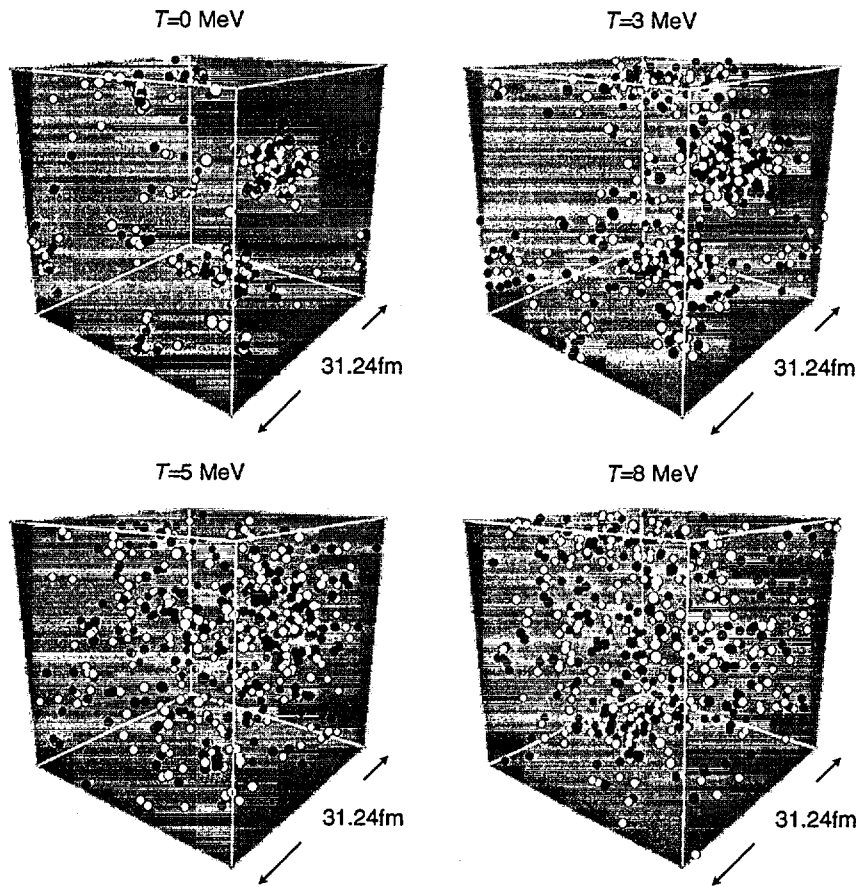


図9. 対称核物質の構造の温度依存性。密度は $0.1\rho_0$ 、粒子数は512。

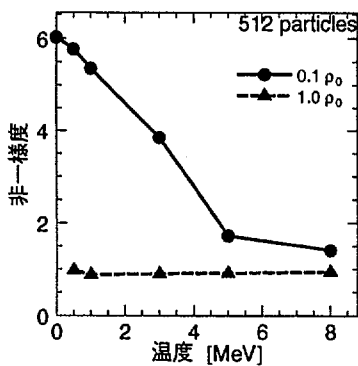


図10. 非一様性の温度依存性。

4 まとめ

我々の QMD による計算は、有限核から無限系まで、核反応から構造までを 1 つの枠組みで統一的に記述する事ができ、また構造や反応機構などの仮定が非常に少なくすむのが特長である。

我々の QMD による計算では、従来のモデルで予想されていた低密度の核物質の構造によく似たものを再現することが出来たが、その形や配置が不規則であったり、軽いクラスターが吸収されずに残るといった特徴が現れ、系がエネルギーの局所的最低状態に陥っている事が分かった。これは我々の方法の問題点であるかも知れないが、エネルギーの局所的最低状態が天体の中で実現している可能性もある。超新星爆発で出来た高温の中性子星が冷却していく過程を、何らかの方法でシミュレート出来ればその点を明らかに出来るのではないかと思う。

参考文献

- [1] D. G. Ravenhall, C. J. Pethick and J. R. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **27** (1983) 2066.
- [2] M. Hashimoto, H. Seki and M. Yamada, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 320.
- [3] R. D. Williams and S. E. Koonin, *Nucl. Phys. A* **435** (1985) 844.
- [4] C. P. Lorentz, D. G. Ravenhall and C. J. Pethick, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1993) 379.
- [5] J. Aichelin and H. Stöcker, *Phys. Lett. B* **176** (1986) 14.
- [6] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233; and references therein.
- [7] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Lett. B* **260** (1991) 271.
- [8] G. Peilert, J. Konopka, H. Stöcker, W. Greiner, M. Blann and M. G. Mustafa, *Phys. Rev. C* **46** (1992) 1457.
- [9] T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **87** (1992) 1367.
- [10] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara and A. Iwamoto, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 2620.
- [11] T. Maruyama, K. Niita, K. Oyamatsu, T. Maruyama, S. Chiba and A. Iwamoto, *Phys. Rev. C* **57** (1988) 655.
- [12] S. Hama, B. C. Clark, E. D. Cooper, H. S. Scherif and R. L. Mercer, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 2737.

19. サブバリアー核融合への多体論的アプローチ

岩本 昭[†], V. Kondratyev[†] and A. Bonasera[‡]

[†] 日本原子力研究所先端基礎研究センター

[‡] Laboratorio Nazionale del Sud
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

概要

The subbarrier fusion of heavy-ions at energies around the Coulomb barrier is studied by using semiclassical mean-field theory. The pathes connecting entrance and exit subbarrier fusion reaction channels are found by incorporating the Wick transformation into the mean-field kinetic equation. The polarization and deformation of nuclei is shown to lower the barrier height. It is demonstrated that preequilibrium nucleon exchange in classically forbidden region gives rise to the nonlocal effects lowering the effective barrier further at small relative distance.

1 多次元空間でのトンネル現象

多次元空間でのトンネル現象は物理や化学の幾つかの分野に顔を出す。核物理の場合にはその典型的な現象は、アルファ崩壊、重粒子崩壊、核分裂、サブバリアー核融合といったものである。多くの場合に、単純な WKB 法では不十分な結果しか得られないことが分かっている。

多次元性に関しては、特にサブバリアー核融合に関して多くの研究が為されている [1]。カップルチャンネル模型やその半古典近似による解析が、サブバリアー核融合の断面積の増大を説明するために行われた。ここでの基本的な反応機構は集団運動と入射核・標的核の内部自由度の励起との結合が大事であり、これら内部励起のうちで特に振動や回転準位の励起が大きな効果を及ぼすことが数値計算の結果分かった。しかしながら問題は、入射核と標的核の双方が重い場合には数値計算があまりに大変で、現実的な計算が出来ない点にある。

この様な非常に重い原子核同士の反応に適用出来る可能性のある全く別種の模型として Negele 達のグループにより開発された模型がある [2]。これは虚時間の時間依存のハートレーフォック法 (TDHF) に基づいた模型である。この模型は自発核分裂の研究に使われ、その基本的なアイデアはうまく働くことが分かったが、一部原理的な困難と、一部数値計算の困難さから硫黄 ^{32}S の核分裂に適用した計算を最後にその後の発展は無い。我々はこの模型の適用範囲を広げるため、ヴラソフ方程式と虚時間の方法を組み合わせた方法を提案して核分裂やサブバリアー核融合へ適用してきた [3, 4, 5, 6]。この模型は A-体系の取り扱いであり、実際にアクチノイド核の核分裂のような非常に重い核へ適用して、その様な系でも有効に働くことを示した [4]。

ここではこの模型をサブバリアー核融合に適用して、入射核と標的核との間の核子交換の効果を調べる。この様な過程に関しては、特に多数の核子交換が生じる場合に対する微視的研究は全くさ

れておらず、唯一研究が行われたのは深い非弾性散乱での窓型摩擦の研究であった [7]。ここで我々が扱うクーロンバリアー近辺での反応に関しては、窓型摩擦の時に仮定された条件は全くみだされておらず、全く別の立場での定式化が必要となる。

2 模型

出発点としてヴラソフ方程式を考える。

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

ここで $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ は一体分布関数であり、記号 $\{...\}$ はポアソンのカッコ式をあらわし、また $h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = T + U(\rho, \mathbf{r})$ はハミルトニアンである。このヴラソフ方程式は、点粒子の方法、即ち分布関数を位置及び運動量に関するデルタ関数の重ね合わせにより表現する方法により容易に解くことができる。

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N \times A} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)), \quad (2)$$

ここで N は 1 粒子当たりのテスト粒子数、 A は全粒子数である。方程式 (2) を方程式 (1) に代入することにより、テスト粒子に対する次の運動方程式を得る。

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{p}}_i = m\dot{\mathbf{r}}_i, \\ \dot{\mathbf{p}}_i = -\nabla U(\mathbf{r}_i). \end{cases} \quad (3)$$

議論を分かりやすくするために、質量が等しい重イオン同士の核融合を考える。先ず最初に核融合過程に対する集団座標 \mathbf{R} とそれに対応する運動量 \mathbf{P} を定義する。

$$\mathbf{R}(\mathbf{P}) = \int_B d\mathbf{r} d\mathbf{p} \mathbf{r}(\mathbf{p}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - \int_A d\mathbf{r} d\mathbf{p} \mathbf{r}(\mathbf{p}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (4)$$

ここで A と B はそれぞれ領域 $z < 0$ と $z > 0$ を表す。方程式 (2) で表されるテスト粒子の方法を用いることにより、次の式を得る。

$$\begin{cases} \mathbf{R} = \frac{1}{N} \sum s(z_i) \mathbf{r}_i, \\ \mathbf{P} = \frac{1}{N} \sum s(z_i) \mathbf{p}_i. \end{cases} \quad (5)$$

ここで s は次のように定義された階段関数である。

$$s(z_i) = -1 \text{ for } z_i < 0 \quad (6)$$

$$= +1 \text{ for } z_i > 0 \quad (7)$$

$$\frac{ds(z_i)}{dz_i} = 2\delta(z_i) \quad (8)$$

次に集団変数に働く力を、その運動量を時間微分することにより求める。

$$\dot{\mathbf{P}} = \frac{1}{N} \sum \left\{ s(z_i) \dot{\mathbf{p}}_i + \frac{d}{dt} s(z_i) \cdot \mathbf{p}_i \right\} \quad (9)$$

$$= \frac{1}{N} \sum \left\{ s(z_i) \dot{\mathbf{p}}_i + \frac{dz_i}{dt} \frac{ds(z_i)}{dz_i} \mathbf{p}_i \right\} \quad (10)$$

$$= \frac{1}{N} \sum \{ s(z_i) \dot{\mathbf{p}}_i + 2\dot{z}_i \delta(z_i) \mathbf{p}_i \}. \quad (11)$$

式(3)で与えられるヴラソフ方程式を用いてこの式は次のように書ける。

$$\dot{P} = \frac{1}{N} \sum \left\{ -s(z_i) \nabla U(\mathbf{r}_i) + \frac{2}{m} \delta(z_i) \mathbf{p}_i p_{zi} \right\}. \quad (12)$$

この式は、系が回転対称性を持っているときは力はz軸方向を向き、簡単になる。力の強さを F_{coll} と措き、z軸方向の単位ベクトルを \mathbf{e}_z で表すと、

$$\dot{P} = \mathbf{e}_z \frac{1}{N} \sum \left\{ -s(z_i) \nabla_z U(\mathbf{r}_i) + \frac{2}{m} \delta(z_i) p_{zi}^2 \right\} \quad (13)$$

$$= \mathbf{e}_z F_{coll} \quad (14)$$

$$F_{coll} = \frac{1}{N} \sum \left\{ -s(z_i) \nabla_z U(\mathbf{r}_i) + \frac{2}{m} \delta(z_i) p_{zi}^2 \right\}. \quad (15)$$

核融合反応に於いては、テスト粒子の運動量 \mathbf{p}_i は2項よりなっている。

$$\mathbf{p}_i \longrightarrow \pm P/2 + \mathbf{p}'_i \quad (16)$$

ここでフェルミ運動の部分 \mathbf{p}'_i は等方的であると仮定できる。それゆえ式(15)の第2項は書き換えられて次のようになる。

$$\mathbf{e}_z \frac{1}{N} \sum \left\{ \frac{2}{m} \delta(z_i) p_{zi}^2 \right\} = \mathbf{e}_z \frac{1}{N} \sum \left\{ \frac{2}{m} \delta(z_i) (P^2/4 + p_{zi}'^2) \right\} \quad (17)$$

よって F_{coll} は2項に分けることができる。

$$F_{coll} = F^{local} + F^{nonlocal} \quad (18)$$

$$F^{local} = \frac{1}{N} \sum \left\{ -s(z_i) \nabla_z U(\mathbf{r}_i) + \frac{2}{m} \delta(z_i) p_{zi}'^2 \right\} \quad (19)$$

$$F^{nonlocal} = \frac{P^2}{2mN} \sum \delta(z_i) \quad (20)$$

この式より我々は有効ポテンシャルとして次のものを定義する。

$$V_{effective} = \int F_{coll} dR \quad (21)$$

そしてポテンシャル障壁として

$$V_{pot} = \int F^{local} dR \quad (22)$$

を定義する。

ここで注意すべきことは、式(19)と式(20)とに出てくるデルタ関数の部分は2核の境にある分離面を通しての粒子の交換を表していることである。前者は通常のフェルミ運動より生じている部分で、分離面を通しての圧力を表している。一方後者は集団運動に依存する部分であり、動的な粒子交換の作用を表している。良く知られたようにこの効果は窓型摩擦力[7]を生じる要素であるが、それは集団運動の時間スケールが核内部の応答時間のスケールよりはるかにゆっくりに場合には正しい。この条件は深い非弾性散乱の場合には満足されるかもしれないが、今問題にしている障壁近辺の反応

に関しては、たまたまエネルギーが障壁の高さに偶然一致する場合以外には満足されない。この場合には、非局所力は摩擦力にはならず、時間反転対称性を持つ非局所力となる。

トンネル領域ではテスト粒子に対する運動方程式を以下のように変える。

$$\begin{cases} \mathbf{p}_i = m\dot{\mathbf{r}}_i, \\ \dot{\mathbf{p}}_i = -\nabla U(\mathbf{r}_i) - 2\frac{F^{local}}{A}s(z_i)\mathbf{e}_z. \end{cases} \quad (23)$$

この場合に \mathbf{p}_i に働く力は以下ようになる。

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{p}}_i = & -\nabla U(\mathbf{r}_i) - \frac{2s(z_i)}{AN}\mathbf{e}_z \times \\ & \sum \left\{ s(z_i)(-\nabla_z U(\mathbf{r}_i)) + \frac{2p_{zi}^2}{m}\delta(z_i) \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

集団変数 \mathbf{P} にはたらく力は従って以下ようになる。

$$\dot{\mathbf{P}} = \frac{1}{N} \sum \left\{ s(z_i)\dot{\mathbf{p}}_i + \frac{d}{dt}s(z_i) \cdot \mathbf{p}_i \right\} \quad (25)$$

$$= \frac{1}{N} \mathbf{e}_z \sum \left\{ s(z_i)\dot{p}_{zi} + \frac{2p_{zi}^2}{m}\delta(z_i) \right\} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} = & \frac{1}{N} \mathbf{e}_z \sum \left[s(z_i) \left\{ -\nabla_z U(\mathbf{r}_i) - \frac{2s(z_i)}{AN} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \sum \left(s(z_j) \left[-\nabla_z U(\mathbf{r}_j) + \frac{2p_{zj}^2}{m}\delta(z_j) \right] \right) \right\} + \frac{2p_{zi}^2}{m}\delta(z_i) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

この式は $s(z_i)^2 = 1$ の関係を使うと書き替えられて次のようになる。

$$\dot{\mathbf{P}} = \mathbf{e}_z(-F^{local} + F^{nonlocal}). \quad (28)$$

一方、式(14)と式(18)より、実時間での運動方程式は次のように書ける。

$$\dot{\mathbf{P}} = \mathbf{e}_z(F^{local} + F^{nonlocal}). \quad (29)$$

式(28)と式(29)を比較することにより、実時間から虚時間へ変わるにはどの様に運動方程式を変えればよいか分かる。すなわち局所的な力の符号を変え、非局所的な力を変えない。この様な変換は、集団運動の運動量は実時間から虚時間の変化に際して以下のような変換を受けることを考えるとその意味が分かる。

$$\mathbf{P} \longrightarrow -i\mathbf{P} \quad (30)$$

$$P^2 \longrightarrow -P^2. \quad (31)$$

3 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ と $^x\text{Ni}+^x\text{Ni}$ の系に対する数値計算

数値計算に於いては [6] 圧縮率 200MeV のスキルム力を基本とした。それ以外にクーロンエネルギー、対称エネルギーと $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 反応でのクーロン障壁以上のエネルギーのデータに合うようにそ

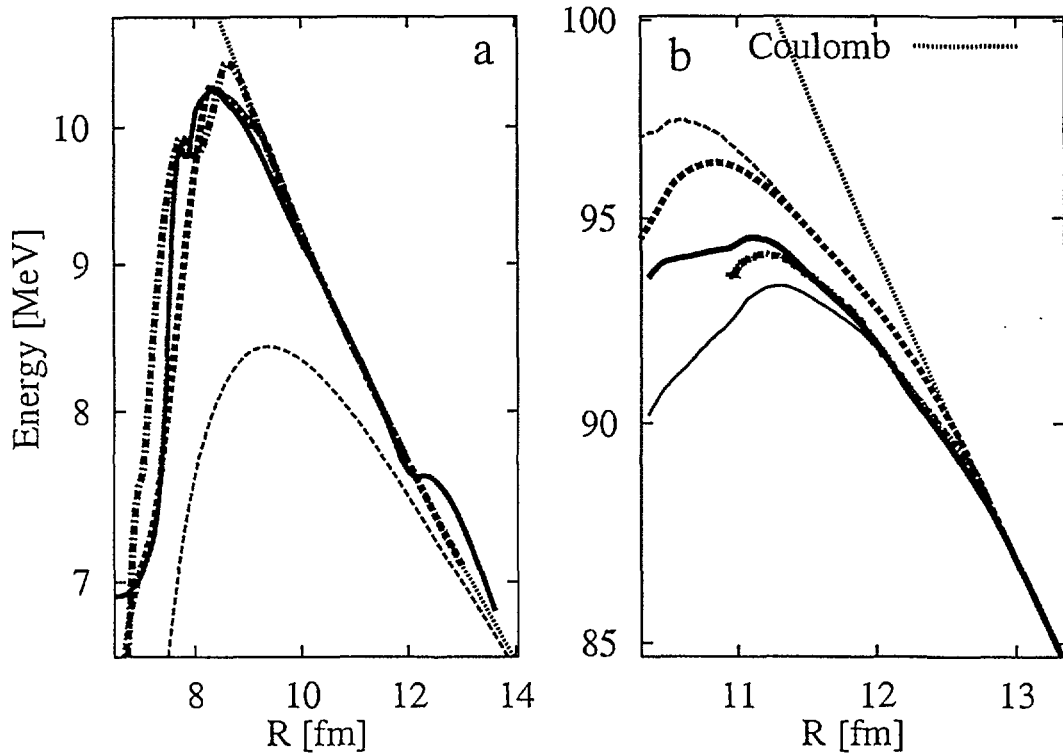


図 1: 核融合反応に対するポテンシャル障壁。左図 1a では $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ の系を示し、実線は実験に合わせた現象論的ポテンシャル、鎖線と 1 点鎖線は各々 8MeV と 16MeV の入射エネルギーの場合のヴラソフシミュレーションから得られたもの、そして細い鎖線は Bass ポテンシャルを表す。右図 1b では $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反応の場合で、入射エネルギー 90MeV の場合のヴラソフシミュレーションの結果を実線で、93MeV の場合を 1 点鎖線で、145MeV の場合を鎖線で示す。細い鎖線は点電荷の場合のクーロンポテンシャルを示す。

の係数を決めた湯川型の表面エネルギー項を用いた。テスト粒子の数は 1 核子当たり $N = 10^5$ に取り、数値計算での時間の刻みは $\delta t = 0.2\text{fm}/c \sim 0.05\text{fm}/c$ にとった。

図 1a に示すのは、 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ の正面衝突に対応するポテンシャル障壁を示してある。入射エネルギーがクーロン障壁の上であっても下であってもポテンシャル障壁の高さはほとんど変わらず、実験値との合いも良いことがこの図より分かる。中重核の例として図 1b に示すのは、 $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ の正面衝突に対応するポテンシャル障壁を示す。重い原子核に関しては、2 核が近づいた時の変形の効果、ネック形成の効果が重要性を増し、ポテンシャル障壁を有為に下げる。更に興味深いことは非局所力の効果が重要となり、それはクーロン障壁以上のエネルギーではポテンシャルを押し上げ、クーロン障壁以下のエネルギーではポテンシャルを低くする用に働くことである。障壁すれすれの場合には非局所力の効果は少なく、断面積にもほとんど影響を与えない。

前述のように非局所性は 2 核を分離する面を通しての、動的な粒子交換により生じる。それゆえ、粒子交換流がサブバリアー領域では障壁を低くし、一方障壁以上のエネルギーでは障壁を高くする。

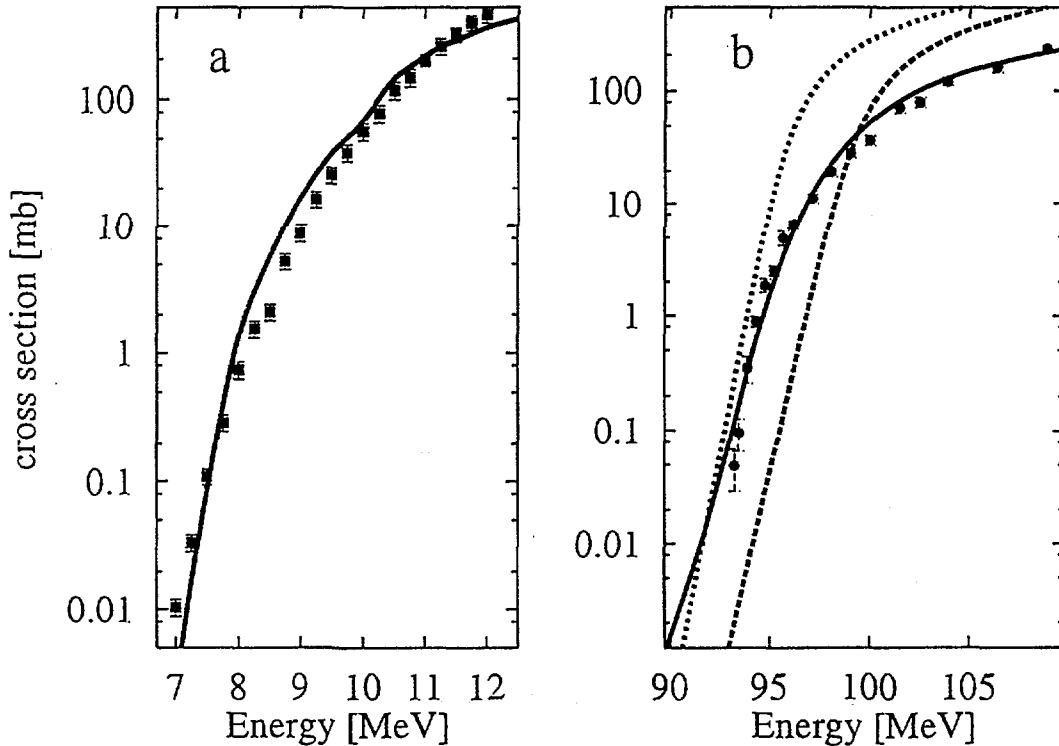


図 2: $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 系 (2a-panel) と $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 系 (2b-panel) の核融合励起関数を示す。実線はヴラソフシミュレーションで記号は実験データを示す。右図では図 1b のポテンシャルを用いた WKB 計算の結果を入射エネルギー 90MeV の場合を点線で、145MeV の場合を鎖線で示す。

この前者の効果は今までのどの様な理論でも再現が困難である、非常に低いサブバリアー領域での断面積の増大をもたらすのではないかと考える。一方後者の障壁以上の場合には、いわゆる extra push 現象に対応するのではないかと考える。即ちこの非局所性が、重い系で見られるサブバリアーの断面積増大とより高いエネルギーでの断面積の減少を説明する鍵となるのではないかと予想している。

図 2 に示すのは $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ (2a-panel) と $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ (2b-panel) の断面積を示してある。実線が我々の計算値であり、記号は実験値である。右図 2b には図 1b で与えられたポテンシャルを使った WKB 計算の結果も示してある。この結果から、ヴラソフシミュレーション計算が実験値を非常に良く再現していることが分かる。

4 まとめ

ここに報告したのは、ヴラソフ方程式と虚時間の方法を組み合わせ、A-体系としてトンネル現象を計算する定式化である。この方法は、系の反応途中での形の変化が自動的に取り入れられ、従来の模型のようにポテンシャルエネルギーや質量テンソルを別の模型で計算する必要が生じない。数値計算の結果から、核変形が誘起されクーロン障壁は低下することが示された。2核の間での核子

交換流によって、運動量依存力が生じ、それはサブバリアー領域ではクーロン障壁を更に低下させ、一方障壁以上のエネルギーでは障壁を高くすることを示した。このサブバリアーでのポテンシャルの低下は、非常に深いサブバリアー反応の断面積の増大を生じ、一方高いエネルギーでのポテンシャルの増大は extra push エネルギーの原因となっているのではないかと考えている。

参考文献

- [1] see for example, Proc. Int. Workshop on "Heavy Ion Collisions at Near Barrier Energies", J. Phys. G23 no.10 (1997).
- [2] J. Negele, Physics Today **38** (1985) 24; Nucl. Phys. A502 (1989) 371c and references therein.
- [3] A. Bonasera and V.N. Kondratyev, Phys. Lett. B339 (1994) 207.
- [4] A. Bonasera and A. Iwamoto, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 187.
- [5] A. Bonasera, V.N. Kondratyev and A. Iwamoto, J.Phys. G23 (1997) 1297.
- [6] V.N. Kondratyev, A. Bonasera and A. Iwamoto, submitted to Phys.Rev.C (1998).
- [7] J. Blocki, Y. Boneh, J.R. Nix, J. Randrup, M. Robel, A.J. Sierk and W.J. Swiatecki, Ann.Phys.(N.Y.) **113** (1978) 330.
- [8] A. Iwamoto, Z. Phys. A **349** (1994) 265.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクターも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- bar は, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- E C関係理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s(N·s/m²)=10 P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻⁴	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁵	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
	1.60218×10 ⁻¹⁹	1.63377×10 ⁻²⁰	4.45050×10 ⁻²⁶	3.82743×10 ⁻³⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁹	1

1 cal= 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

第5回ハドロン多体系のシミュレーション研究会報告集

1998年3月3日～3月4日、東海研究所、東海村