

## 話題・解説 (I)

### 2020 年度核データ部会賞

#### 学術賞

## 高励起原子核の核分裂確率の統一的な記述

日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門

原子力基礎工学研究センター

岩元 大樹

[iwamoto.hiroki@jaea.go.jp](mailto:iwamoto.hiroki@jaea.go.jp)

### 1. はじめに

標的の原子核に数十 MeV 以上の高エネルギーの粒子をぶつけると、核破砕反応 (spallation reaction) と呼ばれる核反応が発生します。この反応では、原子核を構成する中性子や陽子をはじめ、 $\gamma$  線や  $\pi$  中間子などの様々な二次粒子が放出され、その残り滓として残留核が生成されます。ひとくちに核破砕反応と言っても、そこには核物理学者を魅了する、多彩な量子多体系の物理が潜んでいます。

また近年、我が国における J-PARC の MLF [1, 2, 3]、英国の ISIS [4]、米国の SNS [5]、中国の CSNS [6]、欧州の ESS [7] などの核破砕中性子源施設が建設され、核破砕反応で発生する中性子を用いた物質科学研究や産業応用が世界規模で展開されています。そこでは、施設の利用や放射線安全の観点から、核破砕反応で生み出される二次粒子や核破砕生成物 (spallation product) に起因する放射線量や放射エネルギーに対する予測精度の向上が求められています。これらは PHITS [8]、MCNP [9]、GEANT4 [10]、FLUKA [11] のようなモンテカルロ粒子輸送解析コードを用いて評価され、粒子輸送の素過程を記述する核反応モデルはその評価で重要な役割を果たしています。

本稿ではまず、核破砕反応とこれを記述する核反応モデルについて、核破砕生成物の収率に焦点を当てて解説し、今回取り組んだ研究の内容 [12] について紹介します。

### 2. 核破砕反応

#### 2.1 核破砕反応のプロセス

核破砕反応のプロセスの模式図を図 1 に示します。核破砕反応は、入射粒子と標的核内の核子との衝突で始まります。衝突された核子は直ちに核外に飛び出するか、飛び出す前に核内

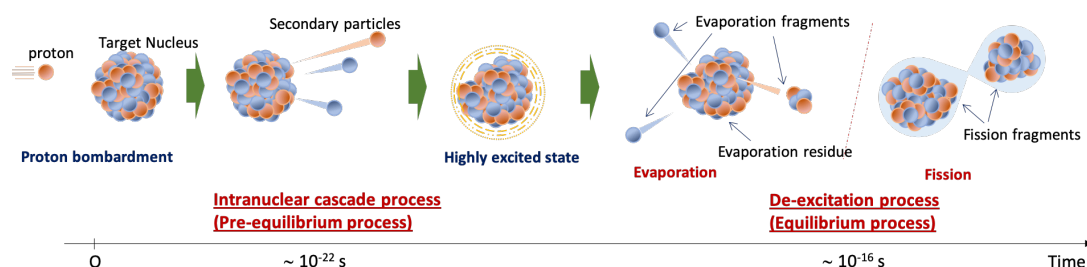


図1 核破碎反応のプロセス。

で別の核子や核子の塊（クラスター）と何回か衝突して叩き出したり、核内核子と融合して核外に飛び出したりします。これを核内カスケード過程 (intranuclear cascade process) と呼びます<sup>1</sup>。核内核子どうしが衝突を繰り返すと、放出されずに留まったエネルギーは核内に一様に分配されて、原子核は準安定な高励起状態となります。

この高い励起状態の原子核はやがて核子、 $^4\text{He}$  原子核などの軽イオン、 $\gamma$  線などを放出して崩壊します。これを脱励起過程 (de-excitation process) と言います。この過程で放出される中性子のエネルギー分布は、熱せられた液滴から蒸発する水分子のように Maxwell 分布の形をとるため、この過程は蒸発過程 (evaporation process) とも呼ばれます<sup>2</sup>。金、鉛、ウランなどの重い原子核の場合には、蒸発と競合して核分裂も起こります。

では、この一見複雑なプロセスを経て生成される核破碎生成物は、最終的にどのような質量数分布を形成するのでしょうか。

## 2.2 核破碎生成物分布と核破碎反応モデル

図2は、1 GeV の陽子が  $^{208}\text{Pb}$  標的に衝突したときに生成される核破碎生成物の質量数分布を示したものです。ここでは、核反応モデルに、核内カスケード過程を記述する核内カスケードモデル (intranuclear cascade [INC] model) と脱励起過程を記述する脱励起モデル (de-excitation model) の二つのモデルを組み合わせた二段階モデルによる計算結果を示しています。原子核物理や原子炉物理の教科書でおなじみのウランの核分裂片の二山構造とは違って、核破碎生成物の質量数分布は W 型の特徴的な三山構造を示しています。これらの山を形成する原子核は、質量数の大きい核種から順に蒸発残留核 (evaporation residue)、核分裂片 (fission fragment) および蒸発片 (evaporation fragment) と呼ばれます。

核破碎反応モデルの歴史は古く、1947 年の R. Serber の論文 [13] に端を発し、その後すぐに、M.L. Goldberger によって最初の計算が試みられました [14]。そしてその後、H. Bertini による Bertini INC [15]、S.G. Mashnik らによる CEM [16]、J. Cugnon らによる INCL [17] および仁井田らによる JQMD [18] の登場などにより、二次粒子放出のメカニズムの理解が進み、核内カスケードモデルは遮蔽設計における線量予測の精度向上に大きく貢献してきました。

<sup>1</sup> 前平衡過程 (preequilibrium process) あるいは多段階直接過程 (multistep direct process) と呼ぶこともあります。

<sup>2</sup> この他、統計崩壊過程 (statistical decay process) あるいは複合核過程 (compound process) と呼ぶこともあります。

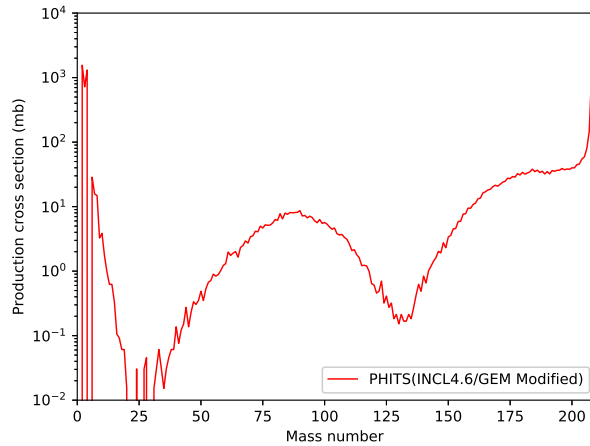


図2 1 GeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的反応における核破砕生成物の質量数分布。

た。一方の脱励起モデルは、L.W. Dresner による蒸発モデル [19]、F. Atchison による高エネルギー核分裂モデル<sup>3</sup> [20] および降旗らによる GEM [21] の登場によって放出中性子とともに核破砕生成物の収率予測の精度が飛躍的に向上してきました。

これらの洗練された2つのモデルを組み合わせれば、核破砕反応で生成される二次粒子や核破砕生成物の収率、放出角分布およびエネルギー分布のすべてを精度よく予測できることが期待されます。ところが実際は、そう簡単にはいかないことがわかってきました。

### 2.3 核破砕生成物収率予測の現状

図3は、1 GeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的反応における核破砕生成物の質量数分布についてドイツ重イオン研究所 GSI で逆運動学法によって測定された実験値 [22] と最新の核反応モデ

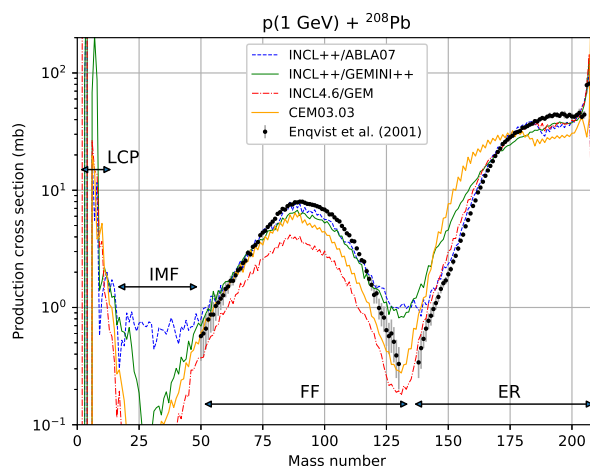


図3 1 GeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的反応における核破砕生成物の質量数分布の実験値と計算値の比較

<sup>3</sup>マルチチャンス核分裂モデル (multichance fission model) と呼ぶこともあります。

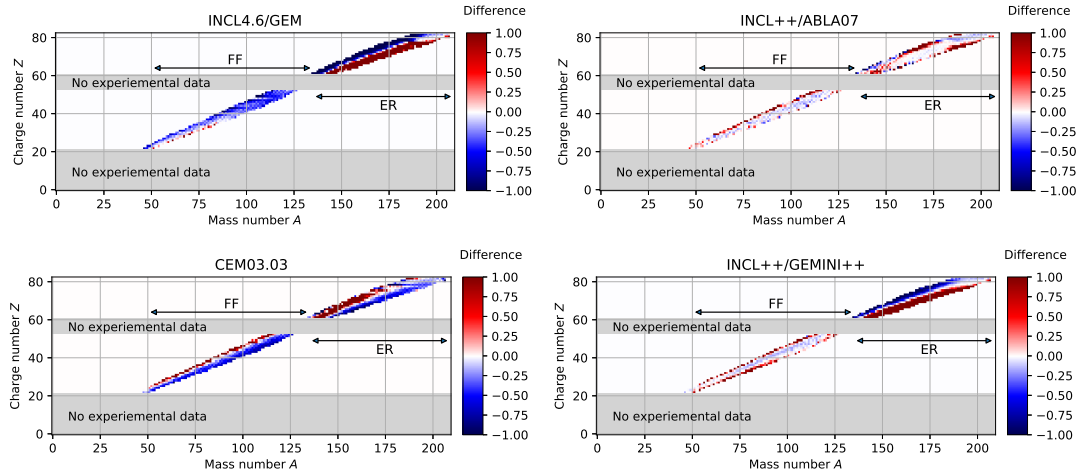


図4 1 GeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的反応における核破砕生成物の実験値と計算値の差  $\xi$  を同位体分布で示したものの。図の赤色は実験値を過大評価、青色は実験値を過小評価、白色は実験値と一致していることを表します。灰色は核反応実験データベース EXFOR [27] に未収録であることを示しています。

ルによる計算値を比較したものです。ここでは核反応モデルに INCL++/ABLA07 [23, 24]、INCL++/GEMINI++ [25]、INCL4.6/GEM、および CEM03.03 を用いてプロットしています<sup>4</sup>。どのモデルも分布の特徴をよく捉えているものの、精度という意味ではあまりよくありません。例えば、INCL4.6/GEM は核分裂片の収率を最大で 50% 程度過小評価しています。このことは、INCL4.6/GEM を用いてモンテカルロ粒子輸送解析を行うと、核分裂片に起因する放射線量を実際よりも過小に評価してしまうことを意味します。核分裂片には、高エネルギー加速器・核破砕中性子源施設の運転管理上に重要な揮発性のクリプトン、キセノン、ヨウ素などが含まれていますので、この過小評価は重大な問題になります [26]。

上と同じ条件で、横軸を質量数  $A$ 、縦軸を陽子数  $Z$  にとって核破砕生成物の収率の同位体分布の実験値と計算値との差を示したものを図4に示します。ここでは、差を表す指標  $\xi$  を次のように定義しました。

$$\xi(A, Z) = \delta^2 \text{sgn } \delta, \quad (1)$$

$$\delta(A, Z) = \frac{\sigma_{\text{cal}}(A, Z) - \sigma_{\text{expt}}(A, Z)}{\sigma_{\text{expt}}(A, Z)} \quad (2)$$

ここで、 $\sigma_{\text{cal}}$  と  $\sigma_{\text{expt}}$  はそれぞれ生成断面積の計算値と実験値を表します。INCL++/ABLA07 を除いて、それぞれ特徴的な不一致の傾向を示していることがわかります。INCL4.6/GEM について見ていくと、図3からは核分裂片の生成を過小評価しているだけのように見えますが、図4を見ると、蒸発残留核の生成を実際よりも同一元素に対して中性子過剰の傾向となっています。INCL++/GEMINI++は蒸発残留核に対してこれと同様の傾向ですが、CEM03.03 は逆の傾向を示しています。一方、INCL++/ABLA07 は実験値をよく再現しているように見え

<sup>4</sup>二段階モデルの名称は、しばしば核内カスケードモデルと脱励起モデルとの間にスラッシュ記号 (/) で繋げて表します。CEM は内部に GEM コードが組み込まれていますが、開発者の S.G. Mashnik は単に CEM と表記しているため、ここでもその慣例に従うことにします。

ます。ところが、私たちの過去の調査では、INCL++/ABLA07 は他の GSI の実験データ<sup>5</sup>に対しても実験値をよく再現するものの、他の実験施設で得られた実験データについては必ずしも再現しないことがわかってきました [28]。

ここで一つの疑問が浮かびます。GEM が開発された当時の文献 [21] では核内カスケードモデルに Bertini INC を使用していました。そこでは、核分裂片収率の実験値をもっとよく再現していました。INCL の方がモデルとしては新しく、より洗練されたモデルのはずなのに、再現性が悪くなるのはなぜでしょうか。

この理由に、二つのモデルの適合性が考えられます。脱励起モデルでは、核内カスケード過程で生成される高励起原子核の励起エネルギーと質量数および陽子数を入力として計算が始まります。そしてこの情報はモデルによってそれぞれ異なります。たとえ脱励起モデルが一つの核内カスケードモデルに対して適合したとしても、他の核内カスケードモデルに適合しているとは限りません。

また、たとえ核内カスケードモデルが二次粒子の放出を精度よく再現していたとしても、中間状態の高励起原子核を正しく記述しているとは限りませんし、それを直接知る術もありません。そのため私たちは、終状態として観測される二次粒子の情報や核破碎生成物の収率に合うように、モデルを高度化していくしか今のところ方法がありません。したがって、INCL++/ABLA07 の再現性の良さは、GSI データに合うように INCL++ と組み合わせて ABLA07 のモデルパラメータを首尾よく調整した結果を見ているということもできます。このことは、将来的に核内カスケードモデルを高度化すると、それに続く脱励起モデルによる結果にも影響を及ぼす可能性があることを意味します。

このように、最新の核反応モデルであっても、実験値の再現性にはそれぞれ課題があり、モデルの高度化とモデルパラメータのチューニングは継続して行っていく必要があること、およびこれらは二つのモデルをセットにして考える必要があることを紹介しました。次の節では、モンテカルロ粒子輸送計算コード PHITS に組み込まれている INCL4.6/GEM で取り扱う核分裂について詳しく見ていくことにします。

### 3. 核分裂確率の改良

#### 3.1 改良の必要性

最新の PHITS の計算性能と予測精度を検証することを目的に、様々な実験結果を用いて大規模なベンチマーク解析が行われました [29]。その結果、INCL4.6/GEM が核分裂片の収率を大幅に過小評価することが明らかとなりました。核分裂片の収率が小さいということは、蒸発と核分裂の競合過程で、核分裂が起こる確率が単に低いことを意味します。そこで本研究では、GEM で使われている核分裂確率 (fission probability) を改良することでこの問題を解決できると考え、モデルの改良に取り組みました。

GEM の脱励起モデルでは、1 回の脱励起事象として、高励起原子核の励起エネルギーと質量数および陽子数から核分裂確率を求めます。そしてこれと  $[0,1)$  の擬似一様乱数を用いてサ

---

<sup>5</sup>1 GeV 陽子入射  $^{238}\text{U}$  標的反応、1 GeV 陽子入射  $^{136}\text{Xe}$  標的反応、800 MeV 陽子入射  $^{197}\text{Au}$  標的反応、および 500 MeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的反応。



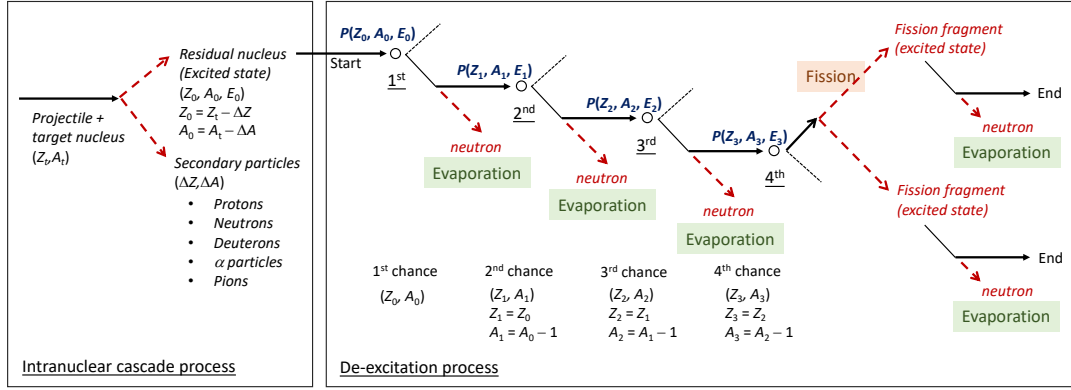


図5 GEMによる脱励起事象の計算例。

ンプリングしたものとを比較することで核分裂するか蒸発するかを判定し、励起エネルギーが十分小さくなるまで、あるいは核分裂が起こるまでそのアルゴリズムを繰り返します。そしてこの事象を統計的に多数回繰り返すことで、核破碎生成物の収率が図2で示したような分布として現れます。一例として GEM による脱励起事象の計算例を図5に示します。ここでは、3個の中性子を放出したのちに核分裂が起こっていることを模式的に示しています。

### 3.2 核分裂確率の記述

GEM では、核分裂確率を次の式を使って求めます。

$$P = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \quad (3)$$

ここで、 $\Gamma_f$  と  $\Gamma_n$  はそれぞれ核分裂および中性子放出の崩壊幅を表します。直裁的な方法として、これらの崩壊幅のパラメータをチューニングしていけばよいのですが、崩壊幅の計算では扱うパラメータが膨大なため、この方法は多大な時間と根気の要る作業を必要とします。それでは、もっとシンプルな方法で核分裂確率を求めることはできないでしょうか。

この問いに答えるべく、核分裂断面積の系統式に着目しました。核分裂断面積と核分裂確率は似て非なるものですが、核分裂確率をトータルとして見て「核反応が起きて核分裂が生じる確率」とすれば、このトータルの核分裂確率  $\mathcal{P}$  と核分裂断面積  $\sigma_{\text{fis}}$  は次の式で関連づけられます。

$$\mathcal{P} = \frac{\sigma_{\text{fis}}}{\sigma_{\text{nonel}}} \quad (4)$$

ここで、 $\sigma_{\text{nonel}}$  は核反応（弾性外散乱）断面積を表します。幸い、サブアクチノイド<sup>6</sup>に対する陽子入射核分裂断面積は、A.V. Prokofiev により系統式が提案されています [30]。核反応断面積も仁井田らにより系統式（Pearlstein–Niita の系統式）が提案されています [31]。これらの系統式を使えば、トータルの核分裂確率は上の式から簡単に求めることができます。

ところがいま求めたいのは、高励起原子核の励起エネルギーと質量数および陽子数の関数とする核分裂確率です。そこでここでは、核内カスケードモデル計算から入射陽子・標的核

<sup>6</sup>高エネルギーの粒子を当てると核分裂を起こすアクチノイド以外の核種を表します。天然に存在する核種として原子番号 67 のホルミウム付近から原子番号 83 のビスマスまでの核種を指します。

と高励起原子核との関係式を統計的に求め、この関係式からトータルの核分裂確率を励起エネルギーと高励起原子核の質量数および陽子数の関数として表すことにします。そしてこのトータルの核分裂確率に、次のように分配関数  $g$  を乗じることで核分裂確率  $P$  を求めます。

$$P = g \cdot \mathcal{P}(\langle E_p \rangle, \langle Z_t \rangle, \langle A_t \rangle) \quad (5)$$

ここで、 $\langle E_p \rangle$ 、 $\langle Z_t \rangle$  および  $\langle A_t \rangle$  は、それぞれ統計的に求めた高励起原子核の励起エネルギーと陽子数および質量数に相当する入射陽子エネルギーと標的核の陽子数および質量数を表します。分配関数  $g$  は次のような関数形で表します。

$$g = \max \left( 0, \gamma_0 \left( \frac{1}{1 + e^{-\gamma_1(E - \gamma_2)}} - \gamma_3 \right) \right) \quad (6)$$

ここで、 $\gamma_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3$ ) は、陽子入射核分裂断面積の実験値を再現するための調整パラメータを表します。これらはそれぞれ次のような数値および関数で表すと、陽子入射核分裂断面積の実験値を再現することがわかりました。

$$\gamma_0 = 0.46, \quad \gamma_1 = 0.10, \quad \gamma_2 = 57 \left( \frac{X_{208\text{Pb}}}{\langle X_t \rangle} \right)^{5.5}, \quad \gamma_3 = \frac{1}{2} \left( \frac{X_{208\text{Pb}}}{\langle X_t \rangle} \right)^3 \quad (7)$$

ここで、 $X_{208\text{Pb}}$  と  $\langle X_t \rangle$  はそれぞれ  $^{208}\text{Pb}$  および高励起原子核の核分裂性を表すパラメータ (fissility parameter) を表します。

### 3.3 核分裂断面積解析結果

上で示した核分裂確率を GEM に組み込んで計算した結果の例を図 6 に示します。ここでは、左右のパネルに、それぞれ陽子入射および中性子入射の核分裂断面積の改良前後の計算値を比較しています。図 2 から予想できるように、従来の INCL4.6/GEM の計算は核分裂断面積を大幅に過小評価していますが、改良後には実験値をよく再現しています。さらに、こ

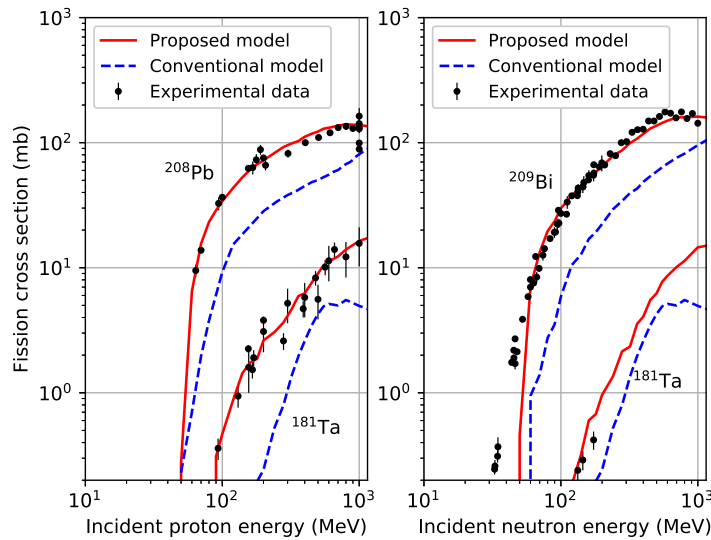


図 6 陽子入射および中性子入射核分裂断面積。

ここで提案したモデルは Prokofiev の陽子入射核分裂断面積系統式から構築したのですが、中性子入射反応に対しても適用でき、しかも実験値と良好な一致を示しています。実験値との比較の結果、提案したモデルは、 $^{165}\text{Ho}$  標的から  $^{209}\text{Bi}$  標的の幅広いサブアクチノイドにわたって陽子入射と中性子入射および重陽子入射反応に対して実験結果を再現することを示すことができました（詳細は文献 [28] を参照ください）。

### 3.4 核分裂片生成断面積

このようにして、核分裂確率を幅広い核種と入射粒子および入射エネルギーにわたって核分裂確率を記述するモデルを開発することができました。ところが、核分裂片の生成断面積を比較してみると、困ったことが起きました。

図 7 は、3 種類の陽子入射反応に対する核分裂片の生成断面積を示したもので、上から順に 1 GeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的、800 MeV 陽子入射  $^{197}\text{Au}$  標的および 500 MeV 陽子入射  $^{208}\text{Pb}$  標的の比較結果を表しています。全体として見たときの核分裂片の収率は大幅に改善しましたが、図 7 を見ると分布の山のピークがどれも一様に右側にシフトしています。これは中性子過剰な状態で核分裂片が生成されていることを意味し、何らかの形で放出されるべき中性子が、計算上、高励起原子核に留まったままの状態での核分裂が起こっていることを示唆しています。図 8 の左側のパネルは、これらの 3 種類の反応について、各元素に対する分布のピーク位置を表す指標の  $\langle N \rangle / Z$  の分布<sup>7</sup>を、従来モデルと提案モデルで比較したものです。分布のピーク位置は提案モデルの方がむしろ悪くなっています。

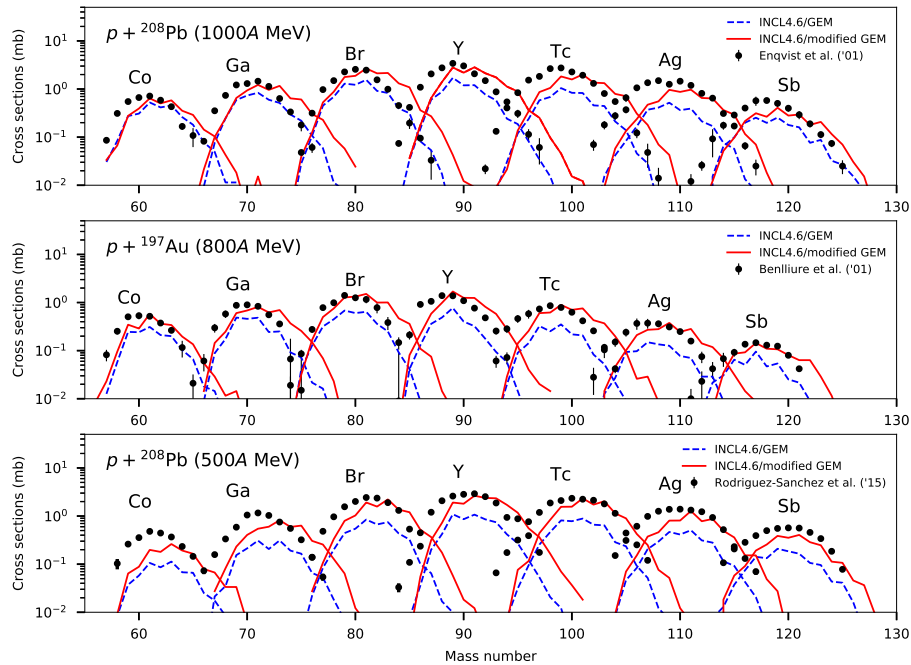


図 7 陽子入射核分裂片生成断面積。

<sup>7</sup> $\langle N \rangle$  は核分裂片同位体の原子番号  $Z$  に対する中性子数  $N$  の平均をとったものを表します。



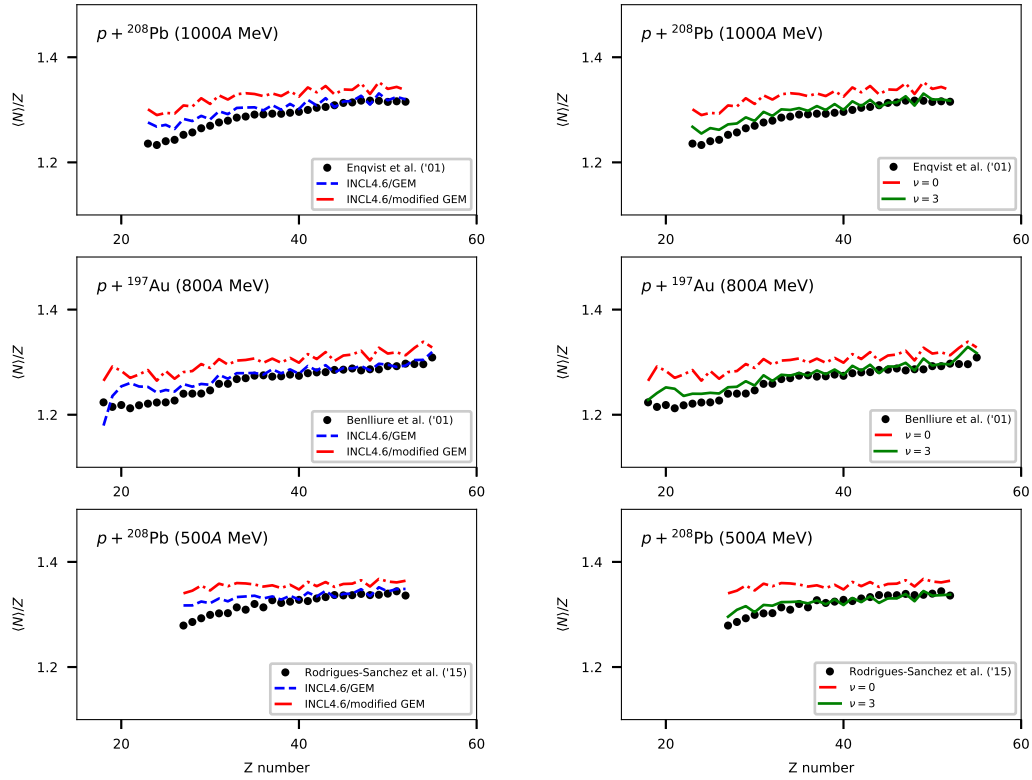


図8 陽子入射核分裂片生成断面積の  $(N)/Z$  分布。左のパネルは従来モデルと提案モデルとの比較を示し、右のパネルは高励起原子核から中性子を強制的に3個放出させたとき ( $\nu = 3$ ) と放出させないとき ( $\nu = 0$ ) の結果の比較を示します。

そこで、計算による核分裂片生成断面積のピーク位置が実験値に一致するために必要な中性子の放出数を調査しました。その結果、図8の右側のパネルに示すように、高励起原子核から中性子を強制的に3個放出させると、ピーク位置の計算値が実験値とほぼ一致することがわかりました。この3個の中性子の放出は、その放出に必要なエネルギーを中性子に与えることで可能になると考えられます。そして、それは高励起原子核の励起エネルギーから得られると考えられます。

そこで次に、この3個の中性子を放出させるのに追加に必要な励起エネルギーについて調査しました。ここでは、高励起原子核の全励起エネルギーに追加の励起エネルギー  $\eta$  を強制的に与え、核分裂片収率の計算値と実験値との一致を示す指標の換算  $\chi^2$  値を  $\eta$  の関数として評価しました。その結果を図9に示します。この図では、換算  $\chi^2$  値が小さいほど実験値との一致が良くなることを表しています。反応によって異なりますが、おおよそ 30 MeV から 50 MeV 付近に極小となっています。これは、中性子の分離エネルギー (separation energy) の約 8 MeV から見積もられるおおよその値  $24 (= 3 \times 8)$  MeV よりやや高いですが、おおむね理にかなっていると言ってよいでしょう。

前に述べたように、GEM の脱励起モデルでは、核内カスケードモデル計算で与えられる高励起原子核の励起エネルギーと質量数および陽子数から計算が出発します。したがって、上の結果は、INCL4.6 による計算は高励起原子核の励起エネルギーを実際よりも少なく見積

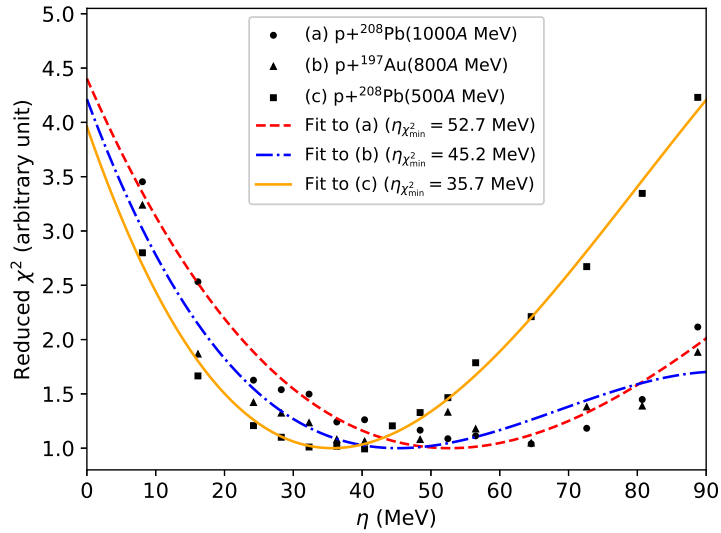


図9 追加の励起エネルギー  $\eta$  に対する換算  $\chi^2$  値。

もってしまっていることを示唆しています。核内カスケードモデルは本研究の対象ではありませんが、この考察を通して、核内カスケードモデルにも高度化の余地が残されていることを示すことができました。また、式(5)から式(7)に示されるように、本研究で開発した核分裂確率モデルは簡単な数式と少数の調整パラメータで構成されます。将来、高度化によって核内カスケードモデルの記述が変化したとしても、この変化に柔軟に対応できることも、このモデルの利点のひとつと考えています。

#### 4. おわりに

核破碎反応モデルの高度化研究はまだまだ道半ばですが、核分裂確率を幅広いサブアクチノイドにわたって、陽子入射と中性子入射および重陽子入射反応に対して統一的に記述でき、核分裂断面積を従来よりも大幅に改善することができました。核分裂片の収率を完全に解決したわけではありませんが、核内カスケードモデルの高度化に何らかの示唆を与えることができたのではないかと考えています。

近年、J-PARC や理化学研究所の RIBF、京都大学の FFAG 加速器を用いた核破碎反応に関する実験的研究が活発になってきています。これらの実験的研究と理論的研究が相まって、現象の理解が深まるとともに、モデルがさらに洗練され、粒子輸送解析などの応用研究に発展利用していくことを願っています。

#### 謝辞

本研究は、JSPS 科研費 17K14916 の助成を受けたものです。研究を遂行するにあたり、共著者の明午伸一郎博士、および原子力機構の西尾勝久博士、佐藤達彦博士、小川達彦博士、橋本慎太郎博士、岩元洋介博士、深堀智生博士から貴重な助言を賜りました。ロスアラモス国立研究所の河野俊彦博士からは核分裂片の記述について示唆に富むコメントをいただきま

した。心より感謝申し上げます。最後に、本研究を評価してくださいました関係者の方々にお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] H. Takada, et al., Quant. Beam Sci. **1**(2), 8-1–8-26, (2017).
- [2] K. Nakajima, et al., Quant. Beam Sci. **1**(3), 9-1–10-59, (2017).
- [3] K. Sakasai, et al., Quant. Beam Sci. **1**(2), 10-1–10-35, (2017).
- [4] J.W.G. Thomason, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **917**, 61–67, (2019).
- [5] T.E. Mason, et. al., Phys. B Condens. Matter **385–386**(2), 955–960, (2006).
- [6] H. Chen, X.L. Wang, Nat. Mater. **15** 689–691 (2016).
- [7] V. Santoro, et al., J. Neutron Res., **22**(2–3), 209–219, (2020).
- [8] T. Sato, et al., J. Nucl. Sci. Technol. **55**;12, 529–533, (2018).
- [9] C.J. Werner, et al. Los Alamos National Laboratory report LA-UR-17-29981, (2018).
- [10] J. Allison, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **835**, 186–225, (2016).
- [11] T.T. Böhlen, et al., Nucl. Data Sheets **120**, 211–214, (2014).
- [12] H. Iwamoto, S. Meigo, J. Nucl. Sci. Technol. **56**;2, 160–171, (2018).
- [13] R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114–1115, (1947).
- [14] M.L. Goldberger, Phys. Rev. **74**, 1269–1277, (1948).
- [15] H.W. Bertini, Phys. Rev. **188**, 1711, (1969).
- [16] S.G. Mashnik, Nucl. Phys. A **568**, 703–726, (1994).
- [17] J. Cugnon, et al., Nucl. Phys. A **620**, 475–509, (1997).
- [18] K. Niita, et al., Phys. Rev. C **52**, 2620, (1995).
- [19] L.W. Dresner, Oak Ridge Report ORNL-TM-196 (1961).
- [20] F. Atchison, Proc. of Mtg. on Target for Neutron Beam Spallation Source, KFA-Jülich, Germany, June 1979, 17 (1980).
- [21] S. Furihata, et al., JAERI-Data/Code 2001-015, (2001).
- [22] T. Enqvist, et al., Nucl. Phys. A **686**, 481–524, (2001).
- [23] S. Leray, et al., J. Phys.: Conf. Series **420**, 012065, (2013).

- [24] A. Kelić, et al., INDC(NDS)-0530, IAEA, (2008).
- [25] R.J. Charity, Phys. Rev. C **82**, 014610 (2010).
- [26] H. Iwamoto, et al., JAEA-Technology 2017-029, (2017).
- [27] N. Otuka, et al., Nucl. Data Sheets **20**;6, 272–276 (2014).
- [28] H. Iwamoto, et al., EPJ Web of Conf. **239**, 06001 (2020).
- [29] Y. Iwamoto, et al., J. Nucl. Sci. Technol. **54**;5, 617–635, (2017).
- [30] A.V. Prokofiev, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **463**, 557–575, (2001).
- [31] K. Niita, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **184**, 406–420, (2001).