



準核分裂 (Quasi-fission)

西尾勝久 (日本原子力研究開発機構・先端基礎研究センター)

核分裂はハーン (O. Hahn) とシュトラスマン (F. Strassmann) がウラン試料に中性子を照射したことで偶然に発見された (1938 年)。ボーア (N. Bohr) とウィーラ (J.A. Wheeler) が核分裂模型を提唱したが、複合核が生成されていることがモデルの出発点である。複合核の生成は、これを形成するに至る過程 (エントランス・チャンネル) の情報が完全に消えることを意味している。準核分裂は、重原子核どうしの反応で生成される崩壊過程の一つであるが、複合核を経由しない核分裂として概念上、区別できる。準核分裂の核分裂特性は、複合核のそれとは一般に異なり、以下に示すように、その違いは質量数分布、全運動エネルギー分布、入射ビームに対する角度分布の異方性などに現れる。

重イオン反応で複合核を形成してから生じる核分裂を、以後、融合-核分裂と言う。準核分裂は、融合-核分裂と深部非弾性散乱の中間的な性質を有すると言える。深部非弾性散乱では、反応によって生成される原子核の質量数は入射・標的核の質量数に近い。また、反応生成核の角度分布は、角度分布に対して強い指向性がある。逆に、融合-核分裂で生成される核分裂片は、複合核の励起エネルギーが十分高ければ質量対称に核分裂し、重心系における角度分布 (立体角あたりの生成断面積) は、 90° まわりに完全対称となる。準核分裂では、この角度分布の対称性がくずれるとともに (異方性)、核分裂片の質量数分布も一般に非対称となる。

準核分裂は、重い反応系ほど顕著に現れる。簡単な指標で表すと、入射核 p と標的核 t の原子番号の積 ($Z_p Z_t$) が 1600 を超えると準核分裂が重要になる (もちろん例外がたくさんある)。80 年代にドイツ重イオン研究所 (GSI) において、 ^{238}U ビームを ^{16}O ($Z=8$) から ^{89}Y ($Z=39$) に至る種々の標的に照射し、反応で生成される核分裂片の質量数分布と角度分布が系統的に測定された [1, 2]。この測定から、重い反応系に向かうほど核分裂片はより非対称な質量数分布を有することになり、角度分布の異方性も顕著になっている。角度分布の異方性は、反応の時間スケールと強い相関がある。入射核と標的核が接触してできる鉄壺鈴型の原子核をイメージすると、重い系では、強いクーロン反発力のために接触してもすぐに準核分裂し、異方性が顕著となる。軽い系では、鉄壺鈴型の原子核が回転できるだけの寿命を持つことができ、異方性が緩和される [3]。

重イオン反応で準核分裂が生ずることは、複合核を形成する確率が減少することと等価である。これは、超重原子核を合成する場合に問題となる。超重原子核の生成断面積は、(1) クーロン障壁を透過する断面積、(2) 準核分裂との競合にあって、複合核を生成する確率 (融合確率)、(3) 生成された複合核が中性子を複数蒸発して冷え、蒸発残留核として残る確率、の間の積によって記述される。軽い入射・標的核の反応では、(1) のクーロン障壁の透過断面積がそのまま複合核の生成断面積となるが、重い反応系では準核分裂に流れる割合だけ超重原子核の生成断面積が低下する。(2) の過程を理解することは超重原子核の合成プログラムを進める上で本質的に重要であるが、このためには準核分裂の性質を理解する必要があり、実験・理論研究の強い

モチベーションとなっている。反応のうち準核分裂が占める割合は、これまで蒸発残留核断面積を測定することで評価されてきた。すなわち、まず適切なパラメータを用いて(1)のクーロン障壁の透過断面積を計算し([4]など)また、統計計算モデル([5]など)で(3)の中性子蒸発確率を計算する。蒸発残留核の生成断面積を(1)と(3)の計算結果で割れば、融合確率が与えられる。このような例として[6]などがある。準核分裂が生じない軽い反応 $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ (複合核 ^{220}Th)では、一次元クーロン障壁透過モデルが与えるクーロン障壁で50%の融合確率を与えるものの、重い反応系 $^{96}\text{Zr}+^{124}\text{Sn}$ (同じ複合核 ^{220}Th)では0.1%しかない。50%の融合確率を与えるには、クーロン障壁より25MeVも高い衝突エネルギーを与える必要があり、これを“エクストラプッシュエネルギー”という[7]。

複合核の核分裂と準核分裂を分離することができれば、この比率から直接融合確率を決定することができる。原子力機構・先端基礎研究センターでは、 ^{238}U とさまざまな入射核(^{30}Si , ^{31}P , $^{34,36}\text{S}$, ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$)を照射し、核分裂片の質量数分布を測定した[8-11]。実験は、同機構東海キャンパスにあるタンデム加速器施設において行った。 $^{36}\text{S}+^{238}\text{U}$ 反応では、生成される核分裂片の質量数分布は入射エネルギーに対して大きく変化し、低エネルギーでは質量非対称分裂、高エネルギーでは質量対称分裂となった。これは、融合確率が入射エネルギーに対して変化することを表すとともに、融合と準核分裂の競合は ^{238}U のプロレート変形の影響を受けることを意味した。さらに、得られた質量数分布を揺動散逸理論[12]で解析することで、融合確率を決定した。GSIで $^{263,264}\text{Sg}$ ($^{30}\text{Si}+^{238}\text{U}$)および $^{267,268}\text{Hs}$ ($^{34}\text{S}+^{238}\text{U}$)原子核を合成し、それぞれの同位体の生成断面積を決定したところ、本手法で得た融合確率の評価方法が適切であることがわかった[10,11]。

核分裂を理解する立場から、準核分裂を調べる意義について述べる。複合核からスタートする核分裂では、ある限られた核分裂パス(ポテンシャルエネルギー曲面上での谷)だけが観測にかかる。これは、複合核のサドル点の高さと位置によって決まる。一方、 $^{36}\text{S}+^{238}\text{U}$ 反応の準核分裂では、質量数の中心は74と200であった。3次元変形座標を用いたポテンシャル曲面計算においても、この非対称度につながる谷間が現れている[8]。準核分裂では、原子核の衝突位置に応じてエントランスチャンネルの効果が敏感に現れるため、ユニークな核分裂パスを観測できる。このような実験・理論研究は、極端に変形した原子核形状に現れる殻構造を理解する上で有用と言える。

参考文献

- [1] R. Bock *et al.*, Nucl. Phys. **A388**, 334 (1982).
- [2] J. Toke *et al.*, Nucl. Phys. **A440**, 327 (1985).
- [3] R. du Rietz *et al.*, Phys. Rev. Lett., **106**, 052701 (2011).
- [4] K. Hagino *et al.*, Comput. Phys. Commun. **123**, 143 (1999).
- [5] W. Reisdorf and M. Schaedel, Z. Phys. A, **343**, 47 (1992).
- [6] C.-C. Sahm *et al.*, Nucl. Phys. **A441**, 316 (1985).
- [7] S. Bjornholm and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A391**, 471 (1982).
- [8] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. C, **77**, 064607 (2008).
- [9] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. C, **86**, 034608 (2012).
- [10] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. C, **82**, 044604 (2010).
- [11] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. C, **82**, 024611 (2010).
- [12] Y. Aritomo *et al.*, Phys. Rev. C, **85**, 044614 (2012).