

超重元素合成における標的原子核の変形効果

日本原子力研究開発機構

西尾 勝久

nishio.katsuhisa@jaea.go.jp

概 要

超重元素を合成する反応として、現在アクチノイド原子核の標的に入射重イオンを融合させる反応が積極的に用いられている。これは、(1)ロシア・ドブナにおいて ^{48}Ca ビームとアクチノイド原子核との組み合わせにより 118 番元素までを合成し[1]、その結果生成断面積がピコバーン程度あり、これは鉛やビスマスを標的に用いたいわゆる‘冷たい融合反応’ [2]で達成された 113 番元素[3]の生成断面積にくらべ大きいこと、(2)冷たい融合反応に比べて中性子数が多く、より球形閉殻 ($Z=114, N=184$) に近い超重元素同位体が生成できること、(3)シングルアトム化学を適用しうるに十分な寿命を持つ同位体が合成できること、などの理由による。今後、アクチノイド原子核を用いた反応が、超重元素研究分野を開拓するための中心的な方法になると考えられる。しかし、アクチノイド原子核を用いた融合反応機構の理解はまだ浅いと考えている。アクチノイド原子核はラグビーボール型に変形しており、その形状が反応に大きく関与すると考えられる。本研究では、アクチノイド原子核の例として ^{238}U に着目し、入射イオンと ^{238}U の反応で生成される核分裂片の質量数分布を測定し、反応における標的原子核の変形効果を調べた。またドイツ重イオン研究所と協力して 106、108 番元素の合成実験を行い、未知同位体を含むこれら原子核の生成断面積を測定した。両データを合わせて反応機構の考察を行った。

1. はじめに

超重元素合成においてその生成断面積を評価することは、標的原子核、入射原子核及び衝突エネルギーのうち最適な組み合わせを選び、実験計画を立てるために重要である。このためには、反応過程を理解する必要がある。超重元素の合成過程を 3 つのステップに分けて考える。まず(1)クーロン障壁を透過し、原子核どうしが接触する過程。(2)接触した原子核が完全に融合して複合核を生成する過程。このとき、超重元素を生成するよ

うな重い反応系では、準核分裂が競合し、複合核をつくる確率を低下させる。(3)複合核が核分裂して崩壊することなく、中性子など軽粒子を出して冷却する過程。(1)の過程は、かなり理解されてきている。標的となるアクチノイド原子核に入射核を衝突させる場合、標的核の対称軸に対する入射重イオンの入射角度に応じてクーロン障壁の高さが変わる。たとえば、 ^{238}U の先端部への衝突ではクーロン障壁を低く感じるため、低い衝突エネルギーでも反応がおこる。一方、赤道面衝突が起こるためには、衝突エネルギーを上げる必要がある。課題は(2)の過程である。先端部からの衝突と赤道面からの衝突で、それぞれの程度の割合で複合核が生成されるか？ 超重元素を合成する反応で、これを解明した研究例はなく、本研究ではこれを目指した。なお、複合核を生成する断面積が決まれば、これに中性子蒸発確率を統計モデルによって計算することで、目的とする超重元素同位体の生成断面積を決定することができる。すなわち、(3)の物理過程は、基本的に理解できていると考える。

原子核が接触してから、複合核の形状に至る割合を実験的に調べるため、まず反応で生成される核分裂片の質量数分布を測定することにした。図 1 は、衝突した点における原子核の形状が、その後どのような反応過程を経由するかを模式的に示したもので、 $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ で生成される ^{274}Hs のポテンシャルエネルギーと、このポテンシャル面での系の動きを示している。 ^{36}S が ^{238}U の赤道面に衝突すると、衝突点における核間距離が短く、複合核に向かう割合が高いと推測される。複合核の多くは、核分裂として崩壊するが、この場合、質量対称な谷間を抜けて分裂が進む。すなわち、質量対称な分裂になると考えられる。一方、先端部への衝突では、核間距離が長く、複合核を形成することなく再び分離して質量非対称の谷に沿って崩壊すると考えられる（準核分裂）。この非対称な谷は、2重閉殻 ^{78}Ni と ^{208}Pb の近傍核につながるものである。一方、質量対称な核分裂の谷は、 ^{132}Sn 近傍核の生成につながる構造である。

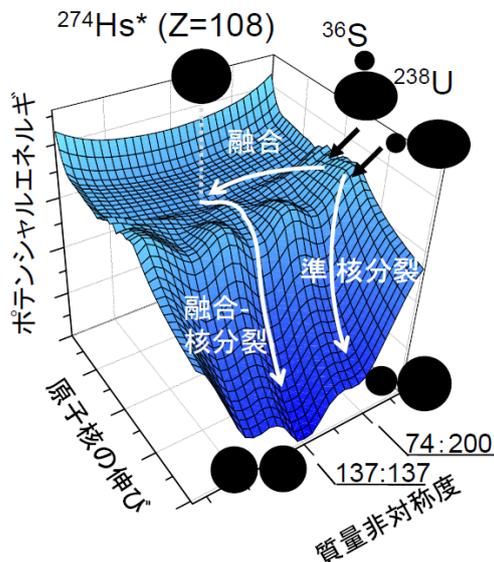


図 1 ^{274}Hs のポテンシャルエネルギー曲面。質量非対称度、原子核の伸びに対してプロットした。 ^{36}S が ^{238}U に接触した点と反応の進み方を模式的にした。 ^{238}U の先端部への衝突では準核分裂として崩壊し、赤道面への衝突では複合核に至る様子を示す。

このように、核分裂片の質量数分布を測定すれば、融合-核分裂と準核分裂を区別でき、結果として複合核を生成する確率（融合確率）に関する情報が得られる。そこで、タンデム加速器から供給される多種の重イオンと ^{238}U との反応で生成される核分裂片の質量数分布を測定することにした。

2. 実験方法

実験は、原子力機構・原子力科学研究所に設置されたタンデム加速器施設で行った [4,5,6]。入射イオン ^{30}Si , $^{34,36}\text{S}$, ^{31}P , ^{40}Ar と ^{238}U の反応で生成される核分裂片の質量数分布の測定を行った。核分裂片測定装置の様子を **図 2** に示す。核分裂片を検出するため、ガス検出器である多芯線比例計数管 (MWPC) を開発した (有感面積 $200\text{mm}(\text{X}) \times 120\text{mm}(\text{Y})$)。中心電極をカソードとし、ここからタイミング信号を得た。カソードの両側はワイヤー電極面 (アース電極) とし、ガス増幅で誘起された電荷が集まるワイヤーの位置から核分裂片の入射位置を読みとった。2つの MWPC 間の時間差と、核分裂片の飛行方向から、運動学的に核分裂片の質量数を決定した。 ^{238}U のようなアクチノイド原子核を用いる場合、**図 2** に示すように 2つの反応の起源の核分裂片が生成される。一つは、入射核の運動量が系にすべて持ち込まれてから核分裂が起こるもので、これを Full-momentum transfer (FMT) fission と呼ぶ。もう一つは ^{238}U と入射核との間で核子移行反応が起こり、励起状態にある ^{238}U の近傍核が核分裂するものである。これら 2種類の核分裂片は、実験室系におけるフォールディング角度 (θ_{fold}) を測定することで分離した。この様子を **図 2** のスペクトルとして示してある。以後、データ解析には、FMT の核分裂だけを使う。この FMT の核分裂の中には、後で述べるように、融合-核分裂と準核分裂が混在している。

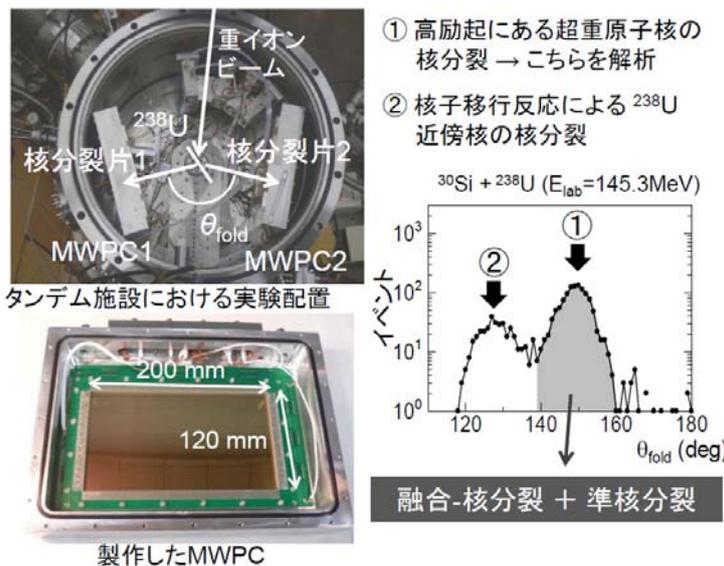


図 2 原子力機構タンデム加速器ビームラインに設置した核分裂実験装置 (左上の写真)、及び多芯線比例計数管 (MWPC) (左下の写真)。右のスペクトルは、核分裂片のフォールディング角度依存性を示す ($^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 反応)。異なる反応起源による 2種類の核分裂が分離できている

3. 実験結果

$^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ [6]及び $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反応[5]で得られた核分裂断面積の結果をそれぞれ図3(a)と図4(a)に示す。横軸は、重心系での衝突エネルギーである。これらの反応における核分裂断面積は、入射核と標的核がクーロン障壁を超える断面積に近似できる。実験データを3種類の曲線と比較した。点線は1次元障壁透過モデルで、 ^{238}U の変形を無視した計算である。この計算が与えるクーロン障壁より低いエネルギー領域をサブバリアエネルギー領域と定義する。この1次元モデルは、実験データを再現しない。破線は、 ^{238}U の変形を取り入れた計算である。図の上には、赤道面衝突に相当するクーロン障壁の位置と、先端部衝突での障壁の位置を示した。先端部衝突ではクーロン障壁が下がるため、低い衝突エネルギーでも反応が起こる。このため、1次元モデルに比べて断面積が高くなる。なお、実験データを再現するため、入射重イオンの ^{238}U の振動状態($^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ ではさらに ^{34}S の振動状態も)へのカップリングを取り入れる必要があることが分かった。この結果をそれぞれ実線で示す。

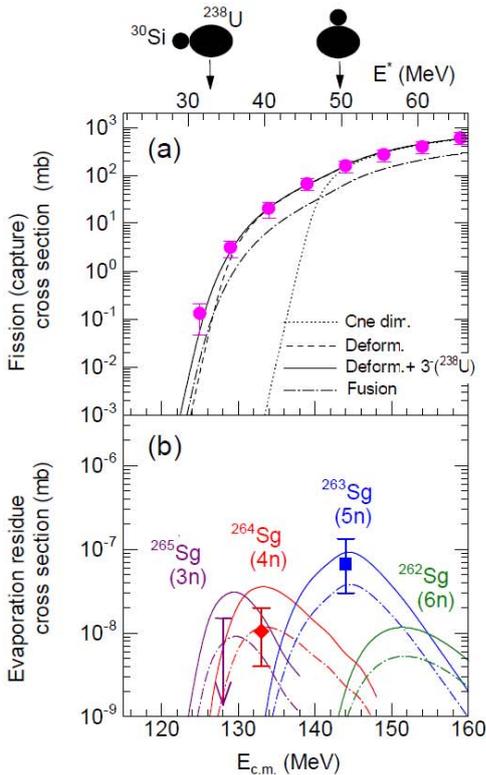


図3(a) $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ における核分裂断面積。曲線はモデル計算値。(b) $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 反応で合成した Sg 同位体($Z=106$)の生成断面積。曲線は統計モデル計算値。

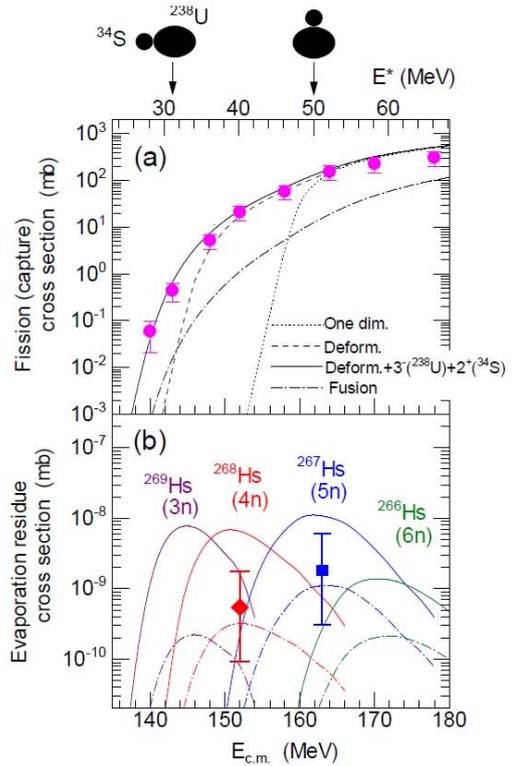


図4(a) $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ における核分裂断面積。曲線はモデル計算値。(b) $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反応で合成した Hs 同位体($Z=108$)の生成断面積。曲線は統計モデル計算値。

図5に(a) $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 及び(b) $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反応で得られた核分裂片の質量数分布を示す[5,6]。 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ を見ると、重心系の衝突エネルギー $E_{c.m.} = 139.0$ MeV 以上ではガウス型の分布を示しているのに対し、サブバリアエネルギーに相当する 134.0 MeV と 129.0 MeV で質量非対称な成分が現われている。この核分裂チャンネルの質量非対称度は $A_L / A_H = 90 / 178$ であった。サブバリア領域での質量数分布の顕著な変化は、分布の標準偏差 σ_m に表れており、衝突エネルギーの最も低い2つのスペクトルの $\sigma_m = 37 \sim 38$ u (図中の数字) は、衝突エネルギーの大きい他の分布の 25~26 u より大きな値を示した。衝突エネルギーに対する質量数分布の変化は、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ ではさらに激しい。図5(b)に示すように、高エネルギー側では質量対称な核分裂が主な成分であるのに対し、サブバリアエネルギーでは $A_L / A_H = 68 / 204$ にピークを持つ質量非対称な分布となった。図5の質量数分布の変化は、標的原子核の変形効果を表すものと解釈される。低エネルギー側では先端部衝突だけが起こる。この場合、系は質量非対称なチャンネルに沿って準核分裂として崩壊する(図1を参照)。エネルギーが高くなると、赤道面衝突の寄与が大きくなる。この場合、質量非対称な準核分裂成分が消えていく一方、対称な核分裂成分が成長して融合確率が増加すると考えられる。

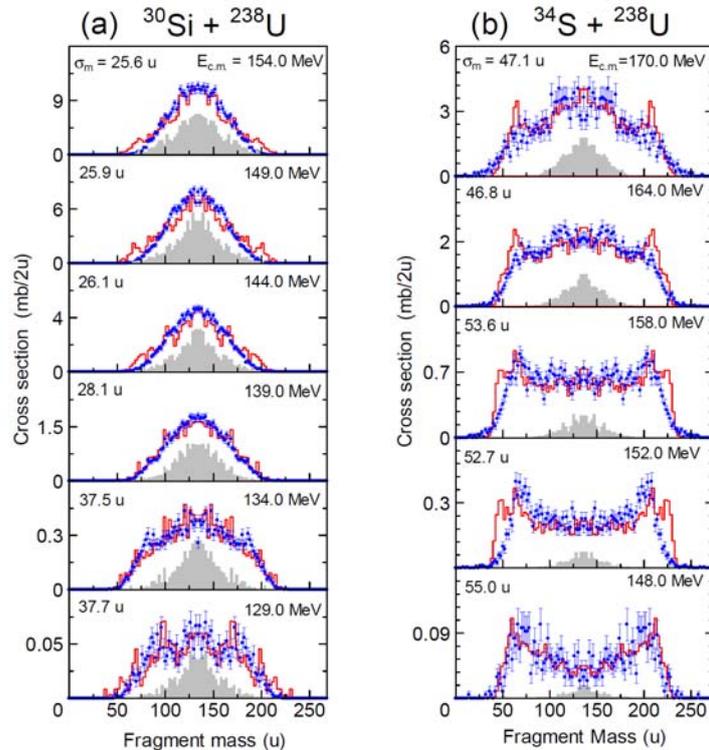


図5 核分裂片の質量数分布で、(a) $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 及び(b) $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ における核分裂片の質量数分布。●は実験データを表す。図中に重心系での衝突エネルギーと、スペクトルの標準偏差 σ_m を示した。ヒストグラムは散逸揺動理論によるモデル計算を表す。ここで、塗りつぶしたスペクトルは融合-核分裂を表す。

図6は入射核を ^{30}Si , ^{31}P , ^{36}S , ^{40}Ar と変化させた時の質量数分布の変化を示す[7]。衝突エネルギーの高い方から3列までについて、複合核の励起エネルギーをほぼ揃えてある。図から、入射核が重いほど準核分裂の成分が増えること、また標的の変形の効果が入射核によらず共通した現象であることを示している。

図5と図6の結果で注目すべき点は準核分裂の質量非対称度である。 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ では $A_L/A_H = 68/204$ 、 $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ では $A_L/A_H = 74/200$ 、 $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ では $A_L/A_H = 76/202$ とほぼ同様の値を有している。一方、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ では $A_L/A_H = 90/178$ と非対称度が小さく、 $^{31}\text{P} + ^{238}\text{U}$ では中間の $A_L/A_H = 81/188$ となっている。入射核の質量数が小さくなるに従って対称分布に近い質量比に分割されていることから、質量非対称度は、系がどの程度複合核に接近して準核分裂したかを表す指標と考えられる。

さらに注目すべき点は、たとえば $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ と $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の励起エネルギー61 MeVのスペクトルを比較すると、後者の方がガウス型の分布の σ_m が大きいことが分かる。 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ (図5(b))の $E_{c.m.} = 170.0$ MeV (励起エネルギー = 58.2 MeV)も $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ と同様に広い対称核分裂成分を有している。後述するように、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の蒸発残留核断面積の測定から、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の質量対称核分裂の中には準核分裂成分が多く含まれることがわかった。

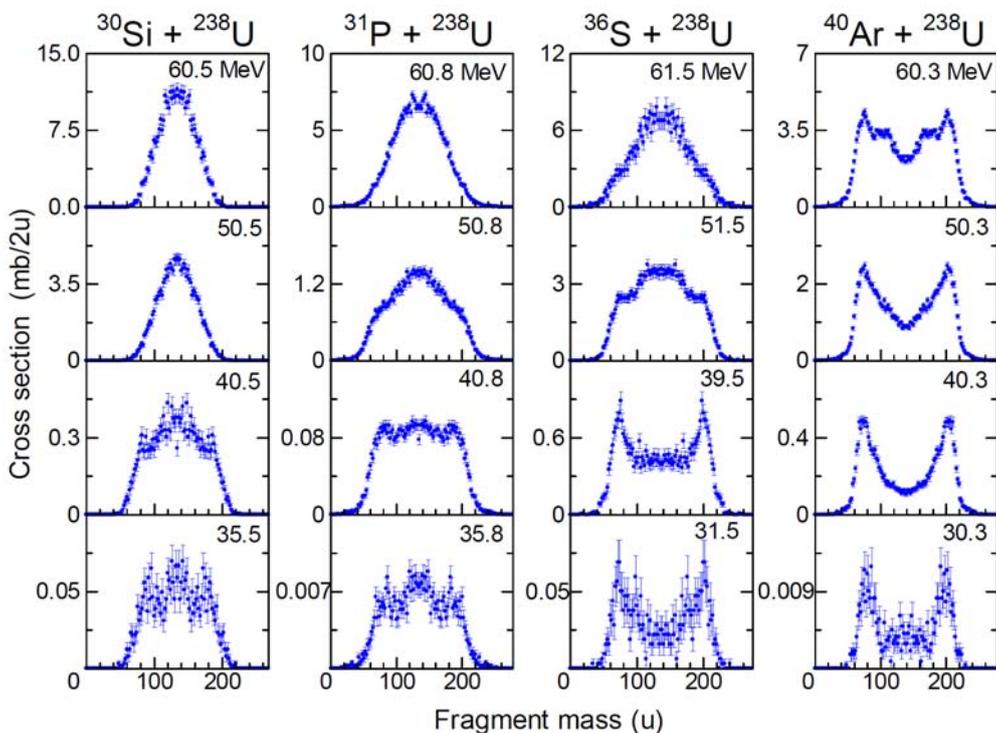


図6 ^{30}Si , ^{31}P , ^{36}S , $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ 反応で生成された核分裂片の質量数分布。図中の数字は、複合核が生成された場合の励起エネルギー。

4. 蒸発残留核断面積の測定

図 5(a)と(b)に示した $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ と $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の質量数分布の変化は、融合-核分裂と準核分裂の競合を顕著に表したものである。融合-核分裂は、質量対称成分を構成すると考えられる。一方、高い衝突エネルギーに注目すると、質量対称成分の幅は ^{30}Si を入射する場合よりも ^{34}S を入射するほうが広いことが分かった。これは、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の対称核分裂成分の中には、複合核の核分裂とは異なる起源の核分裂が含まれていることを示している。また、サブバリアエネルギー領域に着目すると、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ が質量対称な成分を有しているのは明らかだが、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の $E_{c.m.}=152.0$ MeV のスペクトルは、サブバリアエネルギー衝突であるが質量対称な成分が存在することがわかる。これは、この領域でも超重元素同位体が生成できる可能性を示唆している。これを明かにするため、融合反応が起こった証拠となる蒸発残留核の生成断面積を測定し、この実験値を用いて融合確率について考察を行うとともに、サブバリアエネルギー反応での超重原子核の合成を試みた。

$^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ の融合反応による 106 番元素同位体の合成実験と $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の融合反応による 108 番元素同位体の合成実験を、ドイツ重イオン研究所 (GSI) と協力して行った。実験結果の詳細は文献[8]と[5]で示したが、ここでは断面積の結果を示す。 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 反応では、赤道面衝突の寄与が大きい高い衝突エネルギー ($E_{c.m.}=144.0$ MeV) で 5n 蒸発チャンネルの $^{263}\text{Sg}(5n)$ を、サブバリアエネルギー ($E_{c.m.}=133.0$ MeV) で $^{264}\text{Sg}(4n)$ を合成し、それぞれ 67 ($^{+67}_{-37}$) pb と 10 ($^{+10}_{-6}$) pb を得た。実験値を図 3(b)にプロットした。同様に $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反応において、 $E_{c.m.}=163.0$ MeV で $^{267}\text{Hs}(5n)$ を、 $E_{c.m.}=152.0$ MeV で $^{268}\text{Hs}(4n)$ をそれぞれ 1 イベント合成し、それぞれについて断面積 1.8 ($^{+4.2}_{-1.5}$) pb と 0.54 ($^{+1.3}_{-0.45}$) pb を得た。結果を図 4(b)にプロットした。

Sg と Hs 同位体の生成断面積を、統計モデル計算と比較することで、融合確率について考察した。 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 反応の図 3(b)における実線は、クーロン障壁を透過して原子核どうしが接触すれば必ず融合すると仮定した場合の計算結果で、融合断面積として図 3(a)の実線を用いた。5n チャンネルの ^{263}Sg は実験値を再現している。しかし、サブバリアエネルギーで取得した 4n チャンネル同位体 ^{264}Sg の断面積は、実線より低い。このことは、このエネルギー領域で準核分裂と融合反応が競合し、一部が準核分裂に流れていることを表している。これに近い反応エネルギーの質量数分布 (図 5(a)の $E_{c.m.}=134.0$ MeV) を見ると、実際に分布が広がっており、準核分裂の存在を示唆している。

$^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反応についても同様の考察を行った。統計モデル計算 (実線) と実験値の比較を図 4(b)に示す。ここでも同様に、融合断面積は図 4(a)の実線に従うと仮定した。 $^{267}\text{Hs}(5n)$ と $^{268}\text{Hs}(4n)$ の実験値は、計算値よりも低いことがわかる。赤道面への衝突の寄与が多い $E_{c.m.}=163.0$ MeV の衝突エネルギーでも、準核分裂として崩壊する割合が大きいことを示している。この衝突エネルギーに近い $E_{c.m.}=164.0$ MeV での質量数分布 (図 5(b)) を見ると核分裂片は広い質量範囲に分布し、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ の 5n チャンネルに相当するエネ

ルギー $E_{c.m.}=144.0$ MeV よりも大きな半値幅を示し、準核分裂によって分布が広がることと一致している。一方、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ のサブバリアエネルギー ($E_{c.m.}=152.0$ MeV) でも、超重元素同位体 ^{268}Hs が合成された。これに対応する質量数分布 (図 5 の $E_{c.m.}=152.0$ MeV) は質量非対称な分布を示しており準核分裂成分が支配的であるが、蒸発残留核断面積の結果は核分裂のうち約 8 ($^{+20}_{-6}$)% は融合-核分裂を含むことを示している。

5. 考察

実験で得られたデータを揺動散逸理論によるモデル計算[9,10]と比較した。まず、モデル計算では 2 中心殻模型により原子核のポテンシャルエネルギーを計算した。入射核と標的核どうしが衝突した位置からの原子核の形状の時間変化を、原子核が分裂するまで追跡した。原子核の動きを記述するため、ランダム力項と摩擦項を含むランジュバン方程式を適用した。計算では、最初の衝突点における標的原子核の変形の効果を取り入れた。低エネルギー側では、先端部からの衝突が支配的となる。軌道計算のイベント数を蓄積することで、質量数分布が構築される。

計算結果を図 5 の(a) $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ [6]と(b) $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ [5]にヒストグラムで示す。ここでは比較のため、全核分裂断面積が実験値に一致するように規格化してある。全体の形状をみると、いずれも実験データをほぼ良く再現している。特に、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ 反応での低い衝突エネルギーでの分布の広がり、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ における対称核分裂から非対称核分裂への変化を再現している。計算では、原子核の衝突形状が複合核の領域に到達してから核分裂に至るもの、すなわち融合-核分裂の事象と、複合核領域に達しない核分裂、すなわち準核分裂を分けることができる。図 5 の塗りつぶしたヒストグラムが融合-核分裂を表す。この融合-核分裂事象を全核分裂事象で割った値が融合確率を与える。

$^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ の計算で得られた融合-核分裂の質量数分布は $\sigma_m = 21 \sim 25$ u を有し、すべてのエネルギーにほぼ共通した値となった。この値は、2 つのサブバリアエネルギー ($E_{c.m.}=134.0$ MeV と 129.0 MeV) の実験で得られた値 $37 \sim 38$ u と比べて小さい。さらに、計算による融合-核分裂のスペクトルは、質量非対称な核分裂成分を持たなかった。すなわち、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ のサブバリアエネルギーで見られた質量非対称な核分裂チャンネルが準核分裂であることを理論が示唆している。

$^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ 反応でも同様の結論を得た。実験データの質量数分布は $\sigma_m = 47 \sim 55$ u という大きな値を有するのに対し、理論計算が与えた融合-核分裂の σ_m は $16 \sim 20$ と低かった。また、計算による融合-核分裂の質量数分布は、非対称な成分を持たなかった。計算は、実験で観測された $A_L / A_H = 68 / 204$ を中心とする非対称チャンネルが準核分裂であることを示した。

質量対称分裂に注目すると、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ の計算イベントの多くは融合-核分裂を示しているのに対し、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ では多くが準核分裂片であることを示している。準核分裂の中に

は、標的核と入射核の接触の直後、**図 1** に示すように質量非対称な谷に沿って崩壊するものがある一方、比較的内部に侵入しながらも複合核を作ることなく質量対称に崩壊する成分があることを示している。これは計算の中で見られたが、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ の実験データからも考察される。

図 5 の計算で導かれる以下の 2 つの結果は、実験データの考察と一致している。

- (1) サブバリアエネルギーでの融合確率は、30% ($^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$) 及び 5% ($^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$) 程度の値を持つ。これは、先端部衝突であっても、ランダム力項のために融合にたどりつくものが存在することを示している。
- (2) 赤道面衝突がおこる衝突エネルギーでは、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ は 45% 程度の融合確率が示唆されるのに対し、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ では 15% 程度しかない。

揺動散逸理論で決定した融合確率を、チャンネル結合法で求めた融合障壁の透過断面積に掛けることで、融合断面積が計算できる。この値を**図 3(a)**と**図 4(a)**に、それぞれ一点鎖線で示す。 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ は、 $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ に比べて融合断面積が全体的に低下している。これは、準核分裂の割合が増加するためである。揺動散逸理論が与える融合断面積に、中性子蒸発確率を掛けることで蒸発残留核断面積（この場合超重元素の生成断面積）が得られる。これを**図 3(b)**と**図 4(b)**に一点鎖線で示した。計算は、実験の蒸発残留核断面積 ($^{263, 264}\text{Sg}$ と $^{267, 268}\text{Hs}$) を再現している。

6. まとめ

核分裂片の測定から重イオンの融合過程を考察した。この結果、核分裂片の質量数分布には反応が経由した履歴が顕著に現れることを示した。核分裂片の質量数分布は、衝突エネルギーと入射核に応じて大きく変化し、標的原子核の変形が融合と準核分裂の競合に影響を与えることを示した。サブバリアエネルギーでは、準核分裂の割合が増加するものの、融合-核分裂の成分が見られた。これは、この領域でも超重元素同位体を合成できることを示している。実際に 4n 蒸発チャンネルによって 106 及び 108 番元素の同位体を合成して確かめた。また、 $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ による ^{267}Hs (5n) の生成断面積から、 ^{238}U の赤道面への衝突が起こる高エネルギー衝突でも準核分裂が多く存在することを示唆した。

揺動散逸理論を適用して実験データを考察した。このモデル計算は核分裂片の質量数分布及びこの衝突エネルギー依存性を再現した。このモデルは反応の全過程を統一的に記述しているため[9,10]、同時に予測される融合確率の信頼度は高いと言える。実際に、実験で取得した蒸発残留核の生成断面積は、揺動散逸理論が与えた融合確率を支持した。核分裂特性の測定と揺動散逸理論によって超重元素の生成断面積を評価する方法は、原理的にあらゆるアクチノイド原子核、入射核、及び衝突エネルギーに適用可能である。超重元素合成実験では、生成断面積が小さいため必然的に長期のビームタイム時間が必

要になる。目的とする原子核を生成するための最適な反応の組み合わせをより正確に予測することは、超重元素合成実験にとって不可欠であり、本アプローチはこれに指針を与えるものと考えている。現在、筆者らはタンDEM加速器を使って $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ と $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ の測定を行い、ドブナのデータの解釈も含めて、反応過程を調べている。

7. 謝辞

本研究は、原子力機構、東北大学、KEK、ドイツ・重イオン研究所、ミュンヘン工科大学、ロシア・フレーロフ研究所、スロバキア・コメニウス大学、中国・原子能科学院と共同で行った成果である。

参考文献

- [1] Yu.Ts. Oganessian, *J. Phys. G* **34**, R165 (2007).
- [2] S. Hofmann and G. Münzenberg, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 733 (2000).
- [3] K. Morita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 1738 (2004).
- [4] K. Nishio *et al.*, *Phys. Rev. C* **77**, 064607 (2008).
- [5] K. Nishio *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 024611 (2010).
- [6] K. Nishio *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 044604 (2010).
- [7] K. Nishio *et al.*, International Nuclear Physics Conference, INPC2010, Vancouver, Canada, 4-9, July, 2010.
- [8] K. Nishio *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **29**, 281 (2006).
- [9] V. Zagrebaev and W. Greiner, *J. Phys. G* **31**, 825 (2005).
- [10] 計算は Y. Aritomo, *Phys. Rev. C* **80**, 064604 (2009)と同様であるが、標的核の変形効果を取入れてある。