

解 説

核分裂モデルの発展とその応用

九大・工 大 沢 孝 明

1. はじめに

核分裂が発見されてまもなく50年になろうとしている。O.Hahn と F.Strassmanが中性子で照射したウラン試料からBaを検出した事実から、L.Meitner とその甥O.R.Frischは、この現象は原子核が分裂したと考えざるを得ないと結論した¹⁾。この現象はラテン語の“fissio”(裂く)に由来する言葉でfissionと名付けられた。

プリンストンへ向けて出発する数時間前、旅立ちの慌しさの中で、亡命してきたばかりのMeitnerからこの事実を伝えられたN.Bohrは、プリンストン着任後、早速J.A.Wheelerと共に理論的研究を進めた。かくしてこの新語は、その8ヶ月後にPhysical Review誌所載の一論文の標題を飾ることになった——“The Mechanism of Nuclear Fission”²⁾。Bohrらはこの論文で、液滴モデルと複合核仮説にもとづいて核分裂現象の解析を試みた。したがって、核分裂モデルの記述はこの論文をもって始まる。

再読して、この論文には核分裂の現象的な問題——実を言うると本稿で筆者が書くつもりでいた事柄——がほぼ出揃っていることにあらためて気付いた。第I章では解放エネルギーとその放出様式が論じられ、以下次のようにつづく：Ⅰ. 核の変形と核分裂障壁、Ⅱ. 核分裂過程の統計力学的扱い、Ⅲ. 核分裂断面積とそのエネルギー依存性、Ⅳ. 核分裂片の分布と核分裂中性子、等々。

核分裂は核反応の中でもおそらく最もdrasticでかつ多様な側面をもつ反応の一つであろう。First principleから出発してきれいに解けるたぐいの問題ではないから、必然的に現象論的モデルを導入することになり、単一のモデルで多くの問題を扱えなければ局面と問題に応じてモデルを作ることになる。このような事情が、核分裂物理をそれ以外の核物理一般から相対的に独立した分野にしている。(近年、重イオンのfusion-fission反応の研究の活発化に伴い、重イオン融合反応の逆反応としての核分裂に関心が高まってきている。1985年に阪大核物理研究センターで開催された「Fission研究会」もこうした新しい動向を反映したものとと言える。但し、本稿ではこの面には触れない。)

以下では、核データ研究の観点から見て興味あると思われる問題を中心に、その発展を跡づけ、現状を瞥見してみたい。

2. 核分裂過程と核分裂障壁

2.1 核分裂過程

核分裂の過程は、液滴モデル (LDM) においては表面張力とクーロン反撥力が拮抗するもとでの核の変形の進行と切断 (scission) の過程として記述される。より量子力学的な扱いとしては、最近、時間依存 Hartree-Fock 法を適用する試みも行われている。しかしこれまでのところ、LDM 自体を精密化し、それに shell 効果, pairing 効果等を組み込むという処方が大きな成功を収めてきたといえる。この方法においては、種々の変形モードに対応する変形パラメータを座標とする多次元空間で変形エネルギーを計算し、それを最小にするような変形進行の path を求める。これが準静的過程としてみた核分裂の過程を表わす。基底変形状態から鞍部点 (saddle point) *) までの過程は断熱近似が妥当するが、鞍部点から切断点へ下降する過程は非断熱的であると考えられている。J.R.Nix (LANL)³⁾ は最近、この移行にともなう集団運動から粒子運動へのエネルギーの散逸を Fokker-Planck 方程式に組み込むことにより、分裂片運動エネルギーの系統性を説明できることを示した。20年前、Swiatecki のもとで LDM の研究を始めて以来、非粘性 LDM, window formula, wall formula によるエネルギー散逸の考慮、と進んできた Nix は、核子の核表面への衝突および亜鈴型の核のネック部を通じての核子の移動という 2 種の過程 (surface-plus-window 機構) を考えることにより damping の機構を半古典的に説明することに成功した。その意味でこれは Nix の 20 年間のダイナミクス研究の一つの到達点を示すものであると言える。

2.2 核分裂障壁

(a) 1 山から 2 山へ

核分裂生成物の数がきわめて多数にのぼることから、当初、核分裂の出口チャンネルは多数あると考えられていた。しかし、1955年に A. Bohr⁴⁾ は、鞍部点にある核はその励起エネルギーの大部分を変形エネルギーにとられているため比較的 "cold" な状態にあり、したがって鞍部点では少数の遷移状態 (核分裂チャンネル) が現われるにすぎないと考えた。実際、²³⁹Pu の共鳴中性子核分裂において観測された核分裂幅 Γ_f の統計分布から求められた実効チャンネル数は $J^\pi = 0^+$ に対して 1.48, $J^\pi = 1^+$ に対して 0.07 であり⁵⁾、上の説を裏付けている。また、このチャンネル理論では鞍部点で通過したチャンネルの性質は後の段階でも保存されると考えているので、たとえば分裂片の角度分布のデータから通過したチャンネルの性質を推定する試みも多数行われた。

*) 表面張力とクーロン反撥力が釣り合った点をさす。この点の近傍での変形ポテンシャル曲面が、乗馬用の鞍に似た形を示すことからこの名がある。

しかし、1960年代後半に、それまでのモデルでは説明できない現象が発見された。その1つは、異常に高い確率で自発核分裂するアイソマの発見であり、もう1つは核分裂しきい値付近の励起関数にみられる特異なピーク、および共鳴領域にみられる核分裂共鳴の grouping structure である。この2つの現象を説明しうるモデルとして提出されたのが Strutinsky⁶⁾ の2山障壁の概念である(図1)。彼は、LDMによる変形エネルギーに核の shell 効果を付加すると核分裂障壁は2山構造をもつことを示した。この描像によれば、自発核分裂アイソマは、ポテンシャルの“第2の谷”の状態にある shape isomer と解釈でき、核分裂中間構造はこの第2の谷の準位(class II states)に対応するエネルギーで障壁透過確率が局所的に強められたことによるものと解される。

この新しい概念は、測定技術の進歩と相まって、核分裂研究にルネッサンスをもたらした。自発核分裂アイソマは、現在ではU, Pu, Am, Cmなど多くのアクチノイド核にわたり数十種類が観測されている。Class II 状態のスペクトロスコピーの詳細な研究から、第2の谷の深さや位置に関する情報も得られるようになった。理論計算も精緻化し、たとえば、多くのアクチノイド核は第1障壁では γ 変形しているが、第2障壁では質量非対称形の8重極変形していることなどが知られるようになった。

このような新しい知見を利用して筆者ら⁷⁾はPa~Cfにわたる24核種の中性子核分裂断面積を解析し、求めた障壁高さから基底変形状態での shell 効果分を差し引くことによりLDM成分を分離し、第2障壁高さに関する良好な系統性を見出した。しかし、第1障壁においては shell 補正項の寄与が大きいため、核種による変動が大きく良好な系統性を見出すには至っていない。

(b) 2山から3山へ

研究の進展と共に障壁高さの理論値と測定値はほぼ一致する傾向にあるが、トリウムだけは例外である。Th 同位体の第1障壁高さの理論値は4~5MeVであるのに対し、測定値は約6 MeVであって差異が大きい。のみならず、²³⁰Th, ²³²Thの核分裂断面積のしきい値近傍には顕著な構造が観測されており、これは第1、第2障壁がほぼ同程度の高さをもっていることを示している。“Thorium anomaly”とよばれるこの特異性は、Thなどの軽アクチノイド核種においては核分裂障壁が3山構造をもつことによると解釈されている。すなわち、第1障壁は理論値通りかなり低く、元の“第2障壁”は2つの峰に分かれて事実上の第2、第3障壁を形づくる。断面積のしきい値近傍にみられる構造は、第2、第3障壁の間にできた浅い“第3の谷”における集団運動準位の効果であると理解できる。Blonsら(Saclay)⁸⁾は²³²Thのしきい値近傍の構造を高分解能で測定し、上のモデルに基づく詳細な解析をつづ

けている。

一方、“第2の谷”についての情報は少ないが、中込・Blockら(RPI)⁹⁾は、 ^{232}Th のしきい値以下の1 eV～1 keVの領域で核分裂断面積が ^{238}U とは全く異なり、1/V型の振舞いを示すことを発見した。これが、中性子結合エネルギーより下の比較的浅い所に存在する“負のエネルギー”のclass II準位によるものだとすると、初めてその尻尾を捉えたことになる。

軽アクチニド核とは反対側の重アクチニド核種においても、3山障壁が存在するのではないかとの推測もある。¹⁰⁾この場合は、元の“第1障壁”が2つの峰に分かれ、このことがN=154付近での第1障壁高さの急激な低下に関係しているものと考えられている。アクチニド核種の核分裂障壁は、LDMとsubshell効果の微妙なバランスの上に成立しているから、条件のわずかな変化が障壁の特徴の変化につながることは考えられないことではない。

以上述べたカテゴリーの第3障壁のほかに、“並列的に存在する質量対称障壁”の存在可能性も検討されている。¹¹⁾これは、変形エネルギーが最小の鞍部点の数百keV上に、r変形した障壁がいわば“少し高い所に並行して走る峠道”のような形で存在すると考えるものであり、Gavronら(LANL)¹¹⁾の計算から理論的に予測されている。筆者ら¹²⁾の試算では、U以上の核に対してはこの障壁の効果は大きくないが、Th同位体についてはこの障壁の存在を考慮した方が断面積の振舞いがよく再現できるという結果が出ている。

(c) 鞍部点から切断点まで

鞍部点を越えた後のポテンシャルの“地形”は、重イオン融合反応と関連があるので、両者は同一視野で考察されるが、両者は完全な順・逆過程の関係にあるのではない。Swiatecki(LBL)ら¹³⁾は1972年に、この2つの反応の経路を“Mis-aligned valley”のモデルで説明した。図2に示すように、核分裂ではH→S→B→Cと伸長が進んだところでnecking-inに対する安定性を失い、two-fragment(fusion)valleyへ転がり落ちる。一方、重イオン反応では、D→Aと接近したところでやはりnecking-inに対して(上とは逆向きの)不安定になり、A→Bとfission valleyへ移行する。

このモデルは概念的なspeculationにすぎなかったが、最近、密度依存Hartree-Fock-Bogolyubovの方法に基づく定量的な解析が行われた。¹⁴⁾その結果は、Swiateckiの予想に驚くほど酷似している(図3)。核分裂では初め核は伸長し、ネック部の太さはあまり変化しないが、第2鞍部点を過ぎると伸長と同時にネックが急速に細くなる、ということはMosel-schmitt(ORNL)¹⁵⁾の2中心shell model計算の結果からも予測されていたが、Bergerら(Bruyères)¹⁴⁾のこの解析は別の手法で同一の結論を導いたことになる。

もう一つ興味深いことは、切断点がある広がりをもっていることである。すなわち、fission valley V_1 から two-fragment valley V_2 への移行は図3の斜線で示された広い範囲の変形度において起りうる。これが、分裂片の全運動エネルギー (TKE) と励起エネルギーが幅の広い分布をもつ理由であると理解できる。また、最近フランスのグループが精力的に研究している“cold fragmentation” (TKE > 194 MeV となるようなモードの核分裂で、この場合分裂片の励起エネルギーはきわめて低い) は、一般の分裂よりもコンパクトな配位において V_2 valley へ落ち込むルートをたどっている (図3では B → C ヘトンネル効果で抜ける) と解釈できる。このように、この領域の変形ポテンシャルの研究は最近新しい展開をみせている。

3. 核分裂における質量とエネルギーの分配

核分裂において質量の分割がなぜ非対称に起るか、という問題は核分裂の発見当時から様々に議論されてきたが、今もって定量的に十分解明されたとはいえない。核分裂片の質量分布とその変動は、物理的関心の対象であるのみならず、加速器増殖炉やアクチニドの消滅処理を検討する際にも不可欠の核データであり、その意味で工学的にも関心がもたれる。

しかし、数多い核分裂モデルのうち、質量分布を実験値と比較しうる程度の精度で算出できるのは、一括して“統計モデル”とよばれる一群のモデルにほぼ限られる。同じく統計モデルと言われるものの間でも、使用される仮定によりいくつかのやや異なった系列に分類することができる。図4は筆者なりの見方で分類を試みた系譜図である。

核分裂を統計力学的な概念で理解しようというアイデアは、すでに Bohr - Wheeler 論文に見られ、原子核をミクロカノニカル集団と見なすことにより核分裂確率の計算が行われた。しかし、質量分布、TKE 分布、荷電分布等を定量的に導き出す方向への試行は、P. Fong¹⁶⁾ の理論をもって嚆矢とする。M. G. Mayer, E. Fermi らの示唆の下に行なわれた学位論文研究において、Fong は切断点における統計的平衡を仮定することにより質量分布曲線をきわめて良好な精度で算出してみせた。Newton¹⁷⁾ はこれとは少し異った接近の道を取り、Wigner - Eisenbud の理論の枠組みに沿った定式化を試みたが、結果は良好ではなかった。

これらのモデルは後続の人々により批判・検証・改良がつづけられた。とりわけ Fong の統計平衡型モデルについては、岡本ら¹⁸⁾ が魔法数のところでパンチした準位密度を用いた計算で検討を加えたほか、最近では高橋¹⁹⁾ が spallation 過程に核分裂の効果を組み込むために使用した。山本・相山²⁰⁾ は複合核状態と切断点状態の間に詳細約合いが成立すると仮定したモデルで核分裂片質量、TKE、即発中性子数分布等の物理量を計算した。また神野・中込²¹⁾ は ^{235}U の共鳴中性子核分裂においてスピンが 3^- と 4^- 状態の場合では質量分

布に差異があることを示し、これを統計モデルの考え方で解釈する試みを行った。このように、この型のモデルは我が国の研究者を含む多くの人の関心を集めながら、一方では根強い反対論をもよび起した。その根拠はたとえば次のようなものである：①本質的に非可逆的な過渡現象である核分裂は、統計的平衡だけの議論では理解しきれない、②関与する粒子数(200~250)は統計力学が成立するほど十分大きな数でないから、平均的振舞いからのずれが無視できない、③変形の進行過程のダイナミクスが入っていない、等々。立論の根本についてのこうした批判のほか、質量公式を始めとする入力公式の選択および導入された諸仮定により結果が左右されることも問題とされた。Fong はこれらの批判に対し次々と改善策を提示することで応戦した。たとえば、当初、切断点における分裂片の形状は8重極変形のみが仮定されていたが、後に4重極変形に変更した(しかし高橋¹⁹⁾は8重極変形を仮定した古い方のモデルをそのまま使用している)。この過程でFongモデルを初めとする統計モデルは、当初標榜していた“first principle” aspect を失うことにはなったが、これに代る計算可能なモデルが見当たらないこともあって、むしろ現象論的モデルとして、調整パラメータの導入、平衡条件の緩和などによる改良が試みられている。

筆者ら²²⁾はこれまで、山本・梶山モデルの準位密度・変形度・変形モードへの依存性につき簡単な検討を行ったほか、Erbaら²³⁾のモデルの質量公式への依存度と切断点における変形エネルギーを導入することの効果調べた。山本・梶山モデルでは可変切断点距離(SPD)というパラメータが導入されているが、これと類似の可変荷電中心間距離(CSD)なるパラメータを導入したNewton系のCameronモデル²⁴⁾と比較すると、前者は熱中性子核分裂において定めたSPDを変更することなく高速中性子核分裂における質量分布を近似的に再現できるのに対し、CSDは高速中性子核分裂に対しては大幅な変更の必要がある。また、spallation で問題になる励起エネルギー > 100 MeVの高エネルギー核分裂において対称分裂が支配的になる傾向は、山本・梶山モデルではほぼ追跡されるのに対し、高橋¹⁹⁾の計算では300 MeVにおいても質量分布の非対称性が残っている。Erbaら²³⁾のモデルもそのままでは入射エネルギーの増大に伴う対称分裂の増加をシミュレートできない。

上のことは山本・梶山モデルの有利な点である。ただ、このモデルで導入されたSPDの分裂片質量依存の振舞いを物理的にどう解釈するかという問題は残る。筆者ら²²⁾はこれについて、(a) SPDを幾何学的空間からエネルギー空間へ移して考えると、これは切断点におけるエネルギーの分配を司る役目をしており、この分配の仕方が統計モデルにおいて重要である、(b) strong dampingの仮定を緩和することにより、質量とTKE分布のよりconsistentな説明の可能性があると考えている(図5)。

以上のモデルにおいては全自由度の間に統計的平衡が成立すると考えられているが、一部の自由度間にはのみ(準)平衡が成り立つと考えるモデルも提案されている。Wilkinsら²⁴⁾、Nörenberg²⁵⁾は切断点で集団自由度間にはのみ平衡が成立すると考えている。このほか、ちょうど核反応の複合核モデルに対して前平衡モデルがあるように、切断点で完全平衡にあるのではなく、ネック部を通して核子のドリフトが起ると仮定するモデルもある²⁶⁾。それぞれ興味深いアイデアであり、詳細な検討に値すると思われる。

まとめとして、統計モデルにおいて重要な(と筆者が考える)問題点を列挙しておく：①統計的平衡はどの程度の近似で成り立つか、またどの自由度に関して成り立つか、②第2.2節c)で述べたように、fission pathとfusion pathが同一でないとすれば、切断点(領域)で詳細釣合いの原理は成立するか、③集団自由度と粒子自由度の結合の強さはどの程度か(strong couplingかweak couplingかその中間か)、④切断点でエネルギーはどのように分配されるか(特に分裂片の変形モードとその大きさはどうか)。

4. 核分裂中性子スペクトル

核分裂に伴って放出される中性子の個数とエネルギー・スペクトルは核分裂発見直後から今日に至るまで“問題”の座を降りていない。核分裂中性子個数については、連鎖反応の可能性を検討するための必要から、核分裂発見直後より測定の実力が払われた(Fermiらが ν 値の測定データを公表しようとした時Szilardが公表を保留するよう働きかけた史実は周知の通りである)が、スペクトルが知られるようになったのはもっと後のことである。今日では相当のデータの蓄積があるとはいえ²⁷⁾、高速炉の中性子スペクトル解析およびドシメトリ研究の分野で、依然として問題とする論議が絶えない。

核分裂中性子スペクトルの現象論的表式としては、よく知られているように、Watt型、Cranberg型、Maxwell型等があり、近年はMaxwell型をエネルギー領域別に補正したNBS型表式も使用されている。しかし、核分裂中性子は、励起エネルギーの異なるきわめて多種類の分裂片から放出され、その分裂片の運動エネルギー自体が広い分布と相関性をもっているため、単一の表式で表現するにはどうしても無理がある。さらに、切断時に放出される scission neutronなど、核が鞍部点から切断点を通過し、大変形分裂片が平衡形に戻る過程での核ポテンシャルの急激な変化に伴う非平衡放出の存在が、問題を複雑にしている。そもそも上の現象論的表式では、核種と入射中性子エネルギーへの依存性が明らかでなく、測定データの少ない核種のスペクトルの評価には使えない。

この点を改善し、より詳細な物理的内容を組み込んだモデルを作る試みが近年活発に行われている。表Iに主なものを比較して示す。Madland-Nix²⁸⁾は、直角三角形型の核温度分

布を仮定した蒸発モデルに基づき、分裂片からの中性子放出の逆過程の断面積のエネルギー依存性を考慮に入れることにより、良好な結果を得た。このモデルは ENDF/B ファイルにも採用される模様である。しかし、このモデルにはいくつかの問題点があるように思われる。たとえば、(a) 核温度分布として単純化した（一次関数型）近似を用いている、(b) 単位密度パラメータとして通常の $a=A/8$ よりも小さい $a=A/11$ を採用している。(c) 核分裂の全解放エネルギーとして Myers の Droplet model 計算値を使用しているが、この代りに H.W. Schmitt らの測定値に基づく半経験値を用いると結果が変わる。(d) 核分裂中性子の重心系における非等方性の効果が考慮されていない、などの点が指摘できる。筆者²⁹⁾の計算によると、問題点(a)についてはより現実的な核温度分布形を使うと結果はかえって劣化する、問題点(b) (c) に関しては、解放エネルギーに半経験値を用いた場合の方が単位密度パラメータ a の調整の必要がない、という結果が得られている。（直角三角形型の核温度分布の妥当性に疑問をもった筆者が Nix に尋ねたところ、初期励起エネルギーが大きい場合には適当だが、小さくなると妥当性は減ずるであろうとの返事だった。しかし、筆者はこの返事にも十分納得がゆかないでいる。） Marten-Seeliger³⁰⁾ は、Madland-Nix モデルに含まれる物理量（核温度、分裂片の核子 1 個当りの運動エネルギー、逆反応断面積等）に質量依存性を導入して一般化すると、数 MeV 以上で過大評価になる傾向があることを指摘している。彼らは、独自に中性子のカスケード放出を考えた「複合カスケード蒸発モデル」(Complex cascade evaporation model) を提示しており、重心系での中性子放出の非等方性をもとり入れると Madland-Nix モデルより良好な結果が得られることを示した。このモデルで印象的なのは、 $\bar{\nu}(A)$ とその分散および即発ガンマ線平均エネルギー \bar{E}_γ のデータから初期分裂片励起エネルギー分布を質量ごとに算出し、それを使用してスペクトルを出していることである。さらに、質量依存性のほか、TKE への依存性も陽に考慮している。これは物理的には、同一の分裂モードであっても scission configuration が分布をもつことを考慮に入れることに相当する。このことは図 3 に示した切断点近傍の変形ポテンシャル面についての最近の知見と併せ考えるときわめて興味深い。このように、簡単化のための仮定を導入することを避け、可能な限り現実の物理に接近しようという方法的立場をとっていることが彼らの特徴であるが、実用上はこの点が逆に弱味になっていると言えるかもしれない。すなわち、 $\bar{\nu}(A)$ 、 \bar{E}_γ などのデータが未知の核種にはこの方法はそのままでは適用できず（何らかの内挿が必要）、また計算が相当煩雑になるからである。

実は、これと類似した方法はそれ以前に中国の胡濟民・王正行³¹⁾により提出されている。原文が中国語のせいにかあまり知られていないが、胡らは 18 種の分裂片に対して中性子カスケ

ード放出を計算し、それを重ね合わせるによりスペクトルを得ている。基本的アイデアは(逆過程断面積のエネルギー依存性および蒸発中性子の非等方性が考慮されていない点を除いて) Mårten-Seeliger モデルとほぼ同一だが、結果は後者ほど良くない。胡らは実験値とのずれを scission neutron によるものとしているが、そうすると scission neutron の平均エネルギーは蒸発中性子よりも小さいことになり、Mårten らが非平衡放出中性子のエネルギーは20MeV以上と推定していることと矛盾する。

このほか、分裂片からの中性子放出を多段階 Hauser-Feshbach 理論により計算する試みもある。Browne-Dietrich³²⁾ は光学モデルで計算された中性子透過係数と Gilbert-Cameron の単位密度公式を使用し、蒸発中性子の放出は重心系等方と仮定した計算を行った。この結果から彼らは、放出中性子の重心系エネルギー・スペクトルは Weisskopf の単一温度蒸発モデルに比べて低エネルギー側 ($E_n \lesssim 2\text{MeV}$) で大きくなることを見出した。最近、Gerasimenko³³⁾ は、Hauser-Feshbach型モデルにおいて、(i) 単位密度公式に Ignatyuk の式を採用し、単位密度パラメータにエネルギー依存性をもたせる、(ii) 分裂片励起エネルギーの計算式を厳密にする、という2点の改良を加えた。このうち(i)の変更によりスペクトルの高エネルギー部分で測定値との一致が改善されたと報告している。

以上概観したモデルのうち、筆者がこれまで計算で検討してみたのは Madland-Nix および 胡・王モデルの2者に限られるので、いずれが良いかの判定は難しい。ただ、現時点であえて判断を加えるなら、物理的な面白さに関しては Mårten-Seeliger が優れ、測定データとの一致の具合から言えば Mårten-Seeliger と Madland-Nix が良好である。計算の簡便さから言えば Madland-Nix が最も扱いやすく、Mårten-Seeliger はいささか面倒である。結局は目的に応じて適切なものを選択することになるだろう。

5. む す び

以上、核分裂発見50年ということを意識しつつ、核分裂モデルの発展と現状を、核データ研究という観点からレビューしてみた。核分裂物理には“古くて新しい”問題が少なくないが、別の言い方をすれば、これは半世紀の間にまだ満足のゆく解が得られていない難問が多いとの謂でもある。

複雑な様相をもつ核分裂現象の一側面を説明するモデルは、他の側面を説明するモデルと consistent な関係にあるか、モデルの精密化の方向は統一的理解の方に向いているか、とあらためて考えてみると、大局的にはその方向に向いているとはいえ、先行きはまだ遠慮である。しかし、大変形状の原子核とその切断、それにつづく中性子過剰核の生成という、他の反応ではみられない様相をもつ現象であるだけに、そこに含まれている物理も豊富であり、

興味が尽きない。

能力と紙幅の制約のため、筆者の関心の窓から眺めた風景の一部を切りとって示すにとどまった。言及すべき事項や引用すべき仕事で欠落しているものが多く、誤りも少くないと思うが、読者のご海容を請う次第である。

(1986. 5. 23記)

参考文献

- 1) L.Meitner and O.R.Frisch, Nature 143, 239(1939)
- 2) N.Bohr and J.A.Wheeler, Phys. Rev. 56, 426(1939)
- 3) J.R.Nix, Paper presented at the Santa Fe Conf. 1985
- 4) A.Bohr, Proc. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1955, Vol. 11, p. 220
- 5) A.Michaudon, Adv. in Nuclear Physics 6, 1(1973)
- 6) V.M.Strutinsky, Nucl. Phys. A 95, 420(1967); A 122, 1(1968)
- 7) T.Ohsawa, Y. Shigemitsu, M.Ohta and K.Kudo, J.Nucl. Sci. Technol. 21, 887(1984)
- 8) J.Blons, C.Mazur and D.Paya, Phys. Rev. Lett. 35, 1749(1975)
- 9) R.C.Block, Y.Nakagome et al., Trans. Am. Nucl. Soc. 28, 719(1978)
- 10) H.C.Britt et al., Phys. Rev. Lett. 40, 1010(1978)
- 11) A.Gavron et al., Phys. Rev. Lett. 38, 1457(1977)
- 12) T.Ohsawa et al., Memoirs of the Fac. of Engng., Kyushu Univ. 41, 143 (1981)
- 13) W.J.Swiatecki and S.B.Bjϕmholm, Phys. Rev. 4 C, 327(1972)
- 14) J.F.Berger, M.Girod and D.Gogny, Nucl. Phys. A 428, 23 c (1984)
- 15) U.Mosel and H.W.Schmitt, Phys. Rev. C 4, 2185(1971)
- 16) P.Fong, Ph. D Thesis(1953)in "Statistical Theory of Nuclear Fission", Gordon & Breach(1969)
- 17) T.D.Newton, CRP-642A(1956) pp. 307-330
- 18) H.Okamoto, H.Nakahara and T.Nishi, J.Phys. Soc. Japan 30, 927(1971); 34, 588(1973)
- 19) H.Takahashi, Nucl. Sci. Eng. 87, 432(1984)
- 20) T.Yamamoto and K.Sugiyama, J.Nucl. Sci. Technol. 11, 461(1974)

- 21) I.Kanno and Y.Nakagome , RCNP-P-80, p. 89(1985)
- 22) T.Ohsawa, K.Akagi and M.Ohta, RCNP-P-80, p. 66(1985)
- 23) E.Erba, U.Facchini and E.Saetta-Menichella, Nucl. Phys. 84, 595(1966)
- 24) B.D.Wilkins, E.P.Steinberg, and R.R.Chasman, Phys. Rev. C 14, 1832(1976)
- 25) W.Nörenberg, Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, 1969, p. 51
- 26) M.Prakash, V.S.Ramamurthy and S.S.Kapoor, Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, Jülich 1979, p. 353
- 27) 木村逸郎, JAERI-M-9999(1982) p. 35
- 28) D.C.Madland and J.R.Nix, Nucl. Sci. Eng. 81, 213(1982)
- 29) 大沢孝明, 昭和56年度科研費「トリウム燃料に関する総合的研究」研究成果報告書, p. 15
- 30) H.Märten, D.Neumann and D.Seeliger, INDC(NDS)-146(1983) p. 199; IAEA-TECDOC-335, p. 255(1985)
- 31) 胡濟民, 王正行, 重核裂変瞬発中子能譜的蒸発模型理論, 高能物理与核物理, 3, 772 (1979)
- 32) J.C.Browne and F.S.Dietrich, Phys. Rev. C 10, 2545(1974)
- 33) B.F.Gerasimenko and V.A.Rubchenya, Proc. All-Union Conf. on Neutron Physics, Kiev(1980) p. 114; *ibid.*, Kiev(1983) p. 349

表 I 核分裂中性子スペクトルの計算モデルの相互比較

Models	Madland-Nix(MNM)	Cascade Evaporation	Complex Cascade Evaporation (CEM)	Hauser-Feshbach (HFC)
Aut hors	Madland-Nix (LANL)	胡济民・王正行 (北京大学)	Märten-Seeliger (TU Dresden)	Browne-Dietrich (LLNL) Gerasimenko et al., (Leningrad)
即発中性子放出モデル	Weisskopf 型蒸発モデル	Weisskopf 型蒸発モデル	Weisskopf 型蒸発モデル	Hauser-Feshbach 理論
CM系中性子スペクトル	$\phi(\epsilon) = \frac{\epsilon}{T^2} \exp(-\epsilon/T)$ $\phi(\epsilon, \sigma_c) = R(T) \sigma_c(\epsilon) \epsilon \exp(-\epsilon/T)$ A, Z, TKE への依存性は考慮せず	カスケード放出 TKEへの依存性は無視	カスケード放出 Z依存性は無視 TKEへの依存性を考慮 (scission configuration の多様性を考慮)	カスケード放出 Z, TKEへの依存性は考慮せず
Level Density	Constant temperature 型 $a = A/11$ (通常は $a \approx A/8$)	Gilbert-Cameron 型	<ul style="list-style-type: none"> Ignatyuk 型 [1983 CEM] H.W.Schmidt / J.Toke 型 [1985 CEM] $a(U) = \tilde{a} [1 + \delta U \cdot f(U)/U + \delta P' \cdot h(U)/U]$	<ul style="list-style-type: none"> Gilbert-Cameron 型 [Browne-Dietrich] Ignatyuk 型 [Gerasimenko] Fermi-gas 型 $a(U) = \tilde{a} [1 + f(U) \cdot \delta W/U]$
逆過程	$\sigma_c(E_n) \leftarrow$ 光学モデル Becchetti-Greenlees pot.	$\sigma_c(E_n) \leftarrow$ 一定と仮定	$\sigma_c(E_n) \leftarrow$ 光学モデル	$T_{n,ij}(E_n) \leftarrow$ 光学モデル Wilmore-Hodgson pot.
CM系での非等方性	等方的	等方的	非等方性を近似的に考慮 $\varphi(\theta) \sim 1 + \beta \cdot \cos^2 \theta \cdot \beta = 0.1$	等方的
分裂片初期励起エネルギー分布	均一と仮定 → Tの直角三角形型分布	$P_0(E^*, A) = \text{Gaussian}$ $\sigma = 6 \text{ MeV}$ $\leftarrow \bar{\nu}$ 実験データより推定	$P_0(E^*, A, TKE) = \text{Gaussian}$ $\leftarrow \bar{\nu}, \sigma_{\nu}^2, E_{\gamma}$ 実験データより推定	$P_0(E^*, A) = \text{Gaussian}$ $\leftarrow \bar{\nu}, \sigma_{\nu}^2$ 実験データより推定
分裂片質量分布	考慮せず [Version I] CM系スペクトルの分裂片による相異を無視 $N(E) = N(E, \bar{E}_f, \sigma_c^A)$ [Version II] LF, HFから同数の中性子が放出されるとする $N(E) = \frac{1}{2} [N(E, E_f^L, \sigma_c^L) + N(E, E_f^H, \sigma_c^H)]$	$N(E) = \sum_A P(A) \cdot N(E, A)$	$N(E) = \sum_A \int d(TKE) P(A, TKE) N(E, A, TKE)$	$N(E) = \sum_A P(A) \cdot N(E, A)$

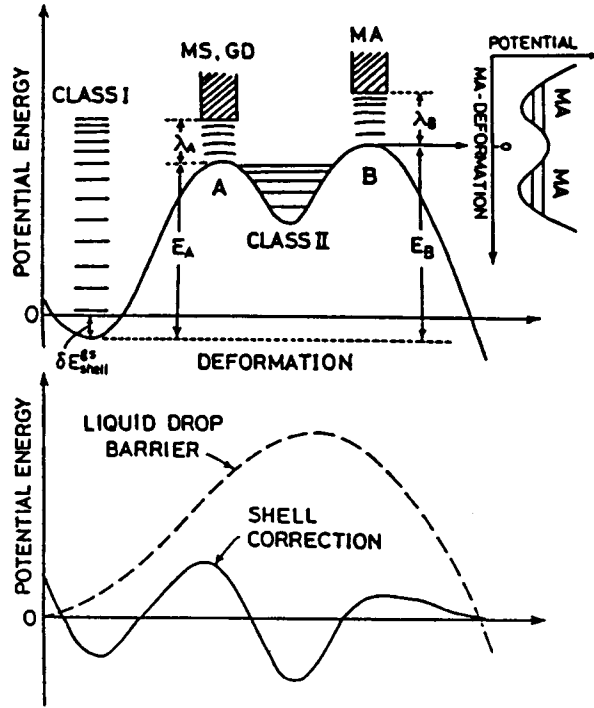


図1 2山障壁モデル

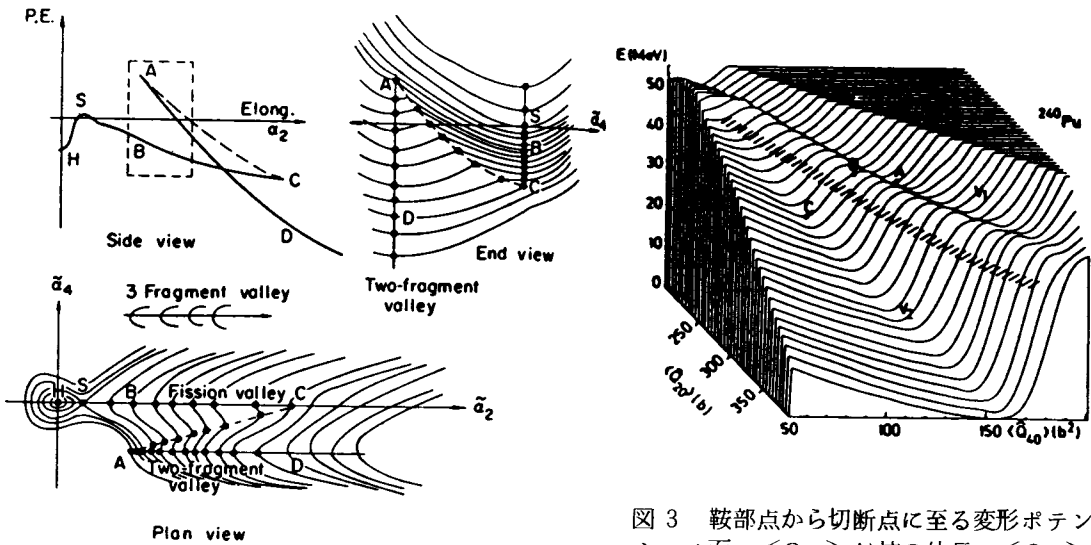


図2 Mis-aligned valley

図3 鞍部点から切断点に至る変形ポテンシャル面。 $\langle Q_{20} \rangle$ は核の伸長, $\langle Q_{40} \rangle$ は necking-in に対応する変形パラメータ。

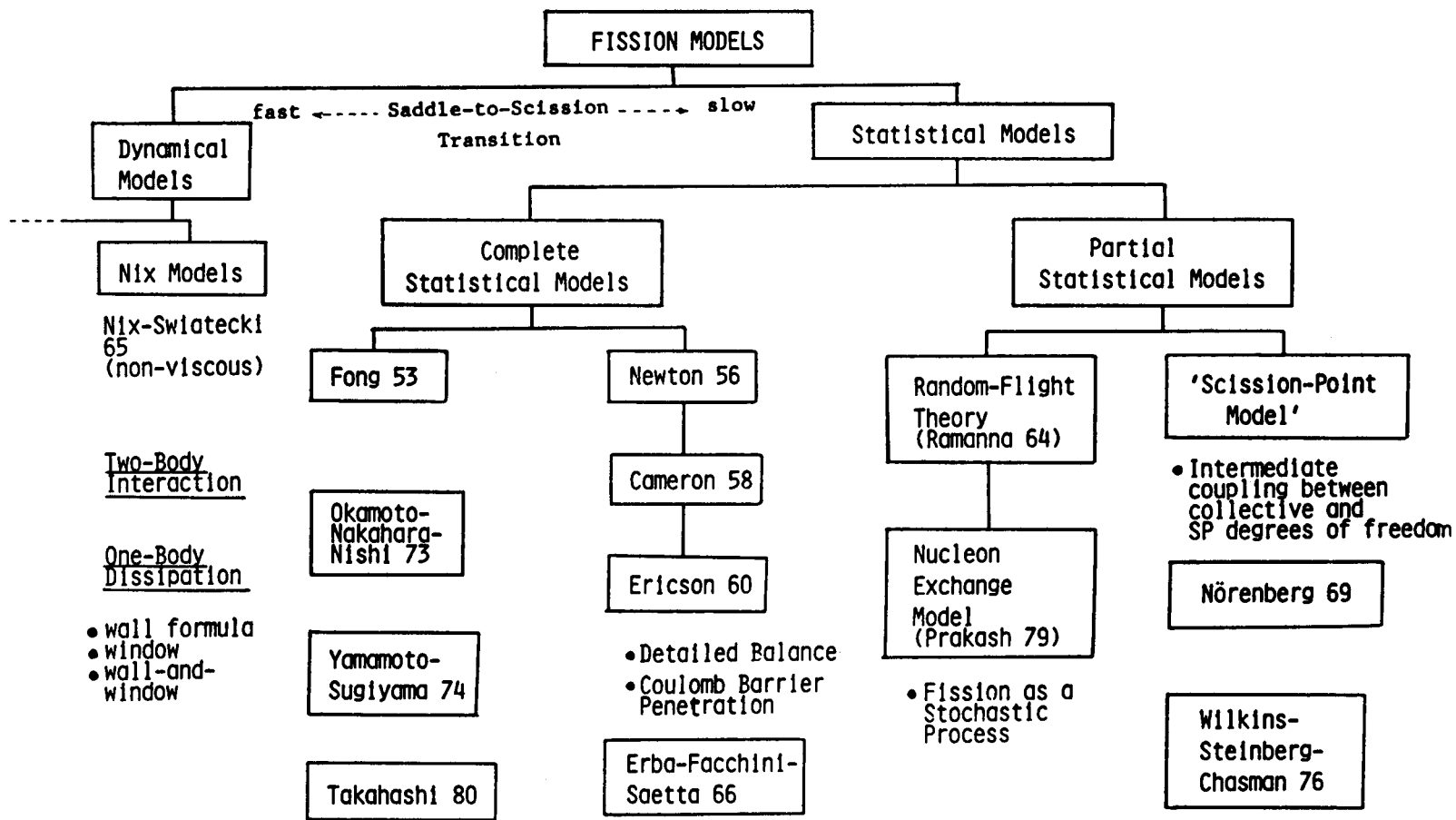


図4 核分裂の統計モデルの系譜

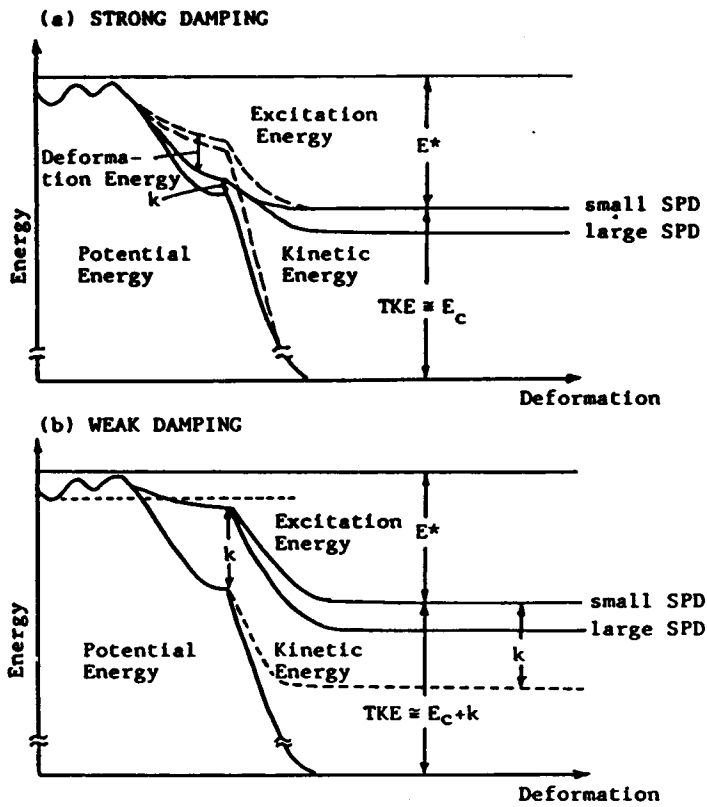


図5. 核分裂におけるエネルギーの分配