

解 説 (I)

核反応における統計的多段階過程に関する研究の進展(下)

(九州大学総合理工学研究科) 渡辺 幸信

3-5 西岡らの理論 - NVWY モデル及びNWYモデル -

Weidenmüllerのグループ¹⁾による原子核反応の新しい統計理論(以下、VWZ理論と呼ぶ)は、原子核のハミルトニアン行列要素がGOE (Gaussian Orthogonal Ensemble) をつくるという仮定の下、母関数とグラスマン積分などの数学的技法を駆使して、複合核過程断面積を正確に求めることに成功した。(なお、この新しい統計理論の紹介と核データ評価への応用については五十嵐氏の解説記事²⁾を参考にしてください。)その後、西岡ら³⁾は、この方法を前平衡過程に適用して原子核反応を統一的に記述する理論体系を完成した。以下、この理論について述べ、その応用例をいくつか紹介する。

非相関な2つの集団に対する平均操作により平均の核反応断面積が計算される。1つは、入射粒子とターゲットからなる複合核体系(A)の準束縛準位の統計的性質に基づく平均で、この集団平均は入射エネルギー平均に対応し、断面積を多段階複合核(MSC)過程の項と多段階直接(MSD)過程の項に分けることになる。この点は、本シリーズ(中)で既述のFKK理論やKalkaモデルと同様(図8参照)であり、MSDおよびMSC過程はそれぞれP空間、Q空間を励起子数で分類した部分空間(クラス)に分けて取り扱われる。もう1つの平均操作は、残留核(A-1)が高い励起状態に残され、すべての開いたチャンネルを個別に取り扱うことが意味をなさなくなる場合(有限の実験分解能のため個々のチャンネルを実験的に分離できないという意味において)に適用される。すべての開いたチャンネルにわたる平均は(A-1)体系の固有状態にわたる集団平均(後述のKoningとAkkermans⁴⁾の分類に従うと"Residual System Statistics"に基づく平均操作)として取り扱われる。以下、MSDおよびMSC過程の西岡等のモデルをそれぞれNWYモデル⁵⁾およびNVWYモデル⁶⁾と呼ぶ。

まず、NWYモデルでは、MSD断面積は平均のS行列をボルン展開してそれぞれの項を(A-1)体系で集団平均して導出される。基本的にはTUL理論に基づいた取り扱いと同じであるが、両者の違いは、2段階過程以上の断面積の計算に現れる。3.4節で述べたようにTUL理論ではadiabatic近似が仮定されるが、NWYモデルではsudden近似(1回目の衝突で1p-1h対がつくられた後の中間状態が配位混合を起こす前に、2回目の衝突が起こり別の1p-1h対をつくるという近似)が用いられる。また、MSD過程は常に新たなp-h対をつくって反応が進むというnever-come-back近似が導入される。この結果、1段階および2段階断面積は次式で与えられる。⁷⁾

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_k dE_k}\right)^{(1step)} = \frac{(2\pi)^4}{k_0^2} \sum_{\mu} \left\| A(\chi^{(+)}(E_{k0})0) \right\| V^{op\mu*} \left\| A(\chi^{(-)}(E_k)1\mu) \right\|^2 \hat{\rho}_{1\mu}(E_0 + E_{k0} - E_k) \quad (3.22)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_k dE_k}\right)^{(2step)} = \frac{(2\pi)^4}{k_0^2} \sum_{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} |A_{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4}|^2 \hat{\rho}_{2\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4}(E_0+E_{k0}-E_k) \quad (3.23)$$

$$A_{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} = (0 \rightarrow \mu_1\mu_3^1; \varepsilon_{\mu_1} + \varepsilon_{\mu_3}; 0 \rightarrow \mu_2\mu_4^1) + (0 \rightarrow \mu_1\mu_4^1; \varepsilon_{\mu_1} + \varepsilon_{\mu_4}; 0 \rightarrow \mu_2\mu_3^1) \\ + (0 \rightarrow \mu_2\mu_3^1; \varepsilon_{\mu_2} + \varepsilon_{\mu_3}; 0 \rightarrow \mu_1\mu_4^1) + (0 \rightarrow \mu_2\mu_4^1; \varepsilon_{\mu_2} + \varepsilon_{\mu_4}; 0 \rightarrow \mu_1\mu_3^1) \quad (3.24)$$

始状態は運動量 hk_0 の核子と標的核の二重閉核の基底状態 $|0\rangle$ からなり、1段階過程で1p-1h状態 $|1\mu\rangle$ 、2段階で2p-2h状態 $|2\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4\rangle$ に核は遷移し、 hk の運動量の核子が放出される。 μ はp-h対を表す通し番号である。1段階過程断面積中の $\langle A(\chi^{(+)}(E_{k0})0) | V^{opt*} | A(\chi^{(-)}(E_k)1\mu) \rangle$ (なお、 A は反対称化演算子)は1次のDWBA振幅に相当し、1段階過程断面積に関してはTULモデルの(3.12)式と一致する。2段階断面積中の個々の振幅 $(0 \rightarrow \mu(\mu')^1; \varepsilon_{\mu} + \varepsilon_{\mu'}; 0 \rightarrow \nu(\nu')^1)$ は2次のDWBA振幅に相当する。また、 $\hat{\rho}_m$ の平均の部分準位密度は残留相互作用を含んだ真の準位密度であるが、クラス間やクラス内での状態混合を無視すれば、これは現象論的な前平衡モデルやFKK理論で使われるEricson-Williamsの式になる。

次に、MSC過程の定式化においては、Q空間の同じクラス内のハミルトニアン行列要素はGOEで分布し、異なったクラス間の行列要素はGaussian分布に従って分布すると仮定する。Q空間の部分空間を考慮する点が複合核過程を取り扱ったVWZ理論¹⁾と異なるが、両者の定式化は似ている。aチャネルからbチャネルへの遷移に対するMSC断面積は次式のS行列に比例した量として定義される。

$$\overline{|S_{ab}^f|^2} = \sum_{mn} T_{aam} \Pi_{mn} T_{bb,n} + \sum_{mn} T_{ab,m} \Pi_{mn} T_{ba,n} \quad (3.25)$$

$$(\Pi^{-1})_{mn} = 2\pi\rho_m(\Gamma_m^{ex} + \Gamma_m^1)\delta_{mn} - (T_{mn}^{ex} + T_{mn}^{int})(1 - \delta_{mn}) \quad (3.26)$$

ここで、 Π_{mn} はクラスmからnへの転移確率である。 $T_{ab,m}$ は透過行列と呼ばれ、光学ポテンシャルから計算される量であるが、複合核状態をクラスmに制限する点が通常の透過係数と異なる。(3.26)式の右辺第二項はescape崩壊率とspreading崩壊率と呼ばれる量である。クラス間の遷移は外部結合 T_{mn}^{ex} (連続状態への遷移、あるいは連続状態を経由する遷移)と内部結合 T_{mn}^{int} (Q空間内でのみの遷移)により起こる。内部結合はクラスmとn間の行列要素の2次モーメントと部分準位密度から計算される。結合の強弱によって弱結合と強結合に分けて公式が与えられる。弱結合は、同じクラス内の状態の混合に要する時間が異なった状態間の混合よりずっと短い状況であり、強結合は同程度の混合時間をもった状況(実際的な物理状況はこれにより近いことが期待される)に対応する。弱結合と強結合の違いは部分準位密度に大きな影響を与える。西岡ら²⁾は弱結合の結果がAWYモデル³⁾の結果と一致することを証明した。

核子入射反応で入射エネルギーが高くなると、核内核子との1回の相互作用により2p-1hの準束

縛状態を形成する可能性は減り、連続状態（P空間）へ遷移する可能性が増す。このことは、反応の第1過程はMSDが支配的であり、MSC過程は1、2回の衝突後に始まることを意味する。この状況を考慮できるように、直接過程の影響を含んだMSCの定式化がなされた。⁵⁶⁾FKK理論やKalkaモデルでは、直接過程の影響は厳密に取り扱われてなく、この点では西岡等のモデルの方が優れている。

西岡等のモデルによる具体的な数値計算と実験値との比較はFKK理論やTUL理論に比べ、ほとんどなされていないのが現状である。数少ない応用例の中で、Herman等⁹⁾はMSC断面積の計算にNVWYの弱結合モデルを適用し、KoningとAkkermans⁹⁾はMSD断面積の計算にNWYモデルを適用し、FKKやTULモデルとの比較を行っている。前者の計算例を図22に示す。14MeV中性子による⁹³Nb(n,xn)および(n,xp)反応からの放出粒子エネルギースペクトルの計算値と実験値との比較である。図22(a)に見られる中性子放出スペクトルの高エネルギー部の過小評価はMSD成分が考慮されていないためである。図22(b)の陽子スペクトルは全体的に実験値と良い一致を示しており、NVWYモデルは中性子および陽子放出を同時に取り扱えることを示している。彼等はさらにFKKモデルによるMSC断面積の計算結果との比較を行っており、その結果は、高い放出中性子エネルギー領域でFKKモデルの方がNVWYモデルに比べ約2倍大きな断面積を示すことを報告している。

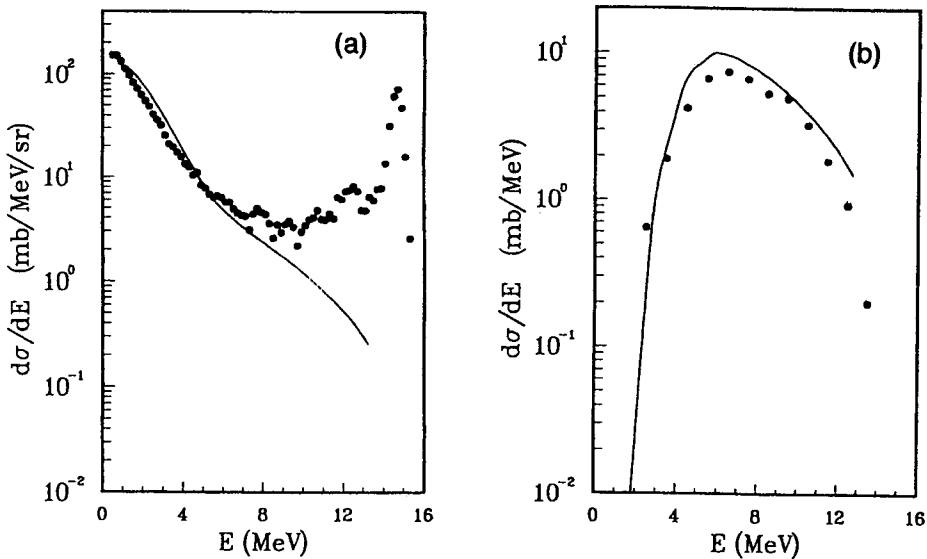


図22 NVWYの弱結合モデル計算と実験値との比較（文献8）(a)13.47MeVでの⁹³Nb(n,xn)スペクトル（放出角度143°）NVWYモデル計算結果（実線）にはHF理論で計算した(n,2n)成分が加えられている。(b)14.1MeVでの⁹³Nb(n,xp)スペクトル。HF理論による(n,np)成分も加えられている。

る。

次に、80MeV陽子の $^{90}\text{Zr}(p,p')$ 散乱角度分布に対するNWYモデルの計算結果⁹⁾を図23に示す。(a)-(c)は各ステップ毎にMSD成分を分離して示している。2ステップ計算では、(3.24)式に示される終状態の2p2hへ導く4つの経路のコヒーレント和を非コヒーレント和に置き換える近似を行っている。(ただし、3段階以上の成分はFKKモデルに基づく計算値である。)実験値との一致は良く、

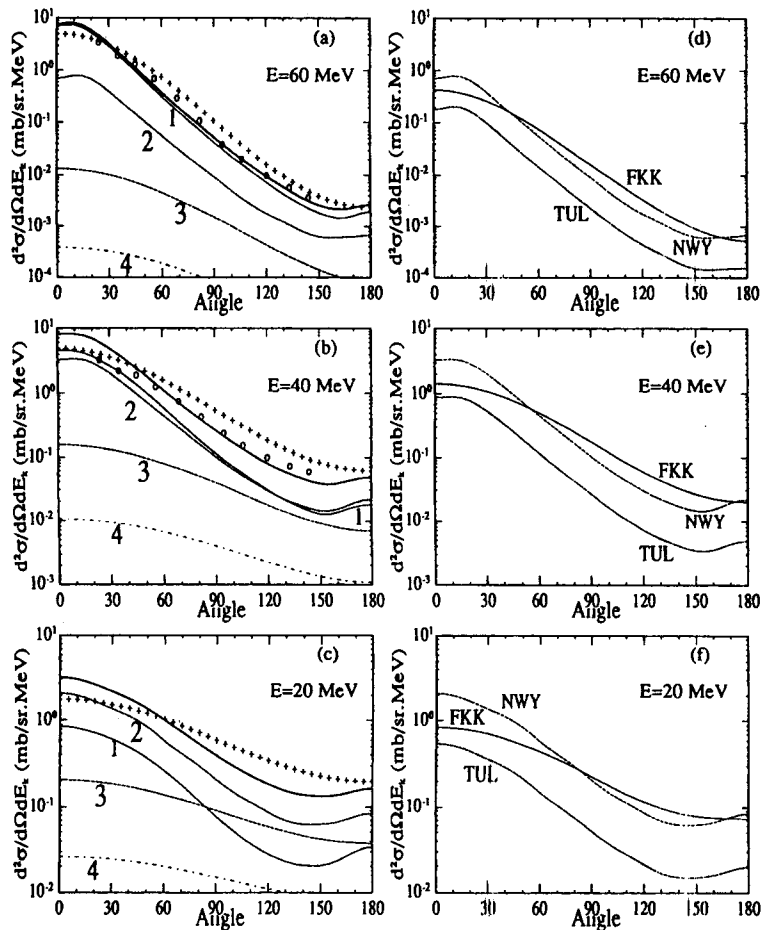


図23 ^{90}Zr の80MeV (p, p') 散乱に対するNWYモデルによるMSD断面積 (文献9)
 (a)-(c)の白丸は実験値でプラス記号はKalbachの系統式による計算結果。
 (d)-(f)は各モデルの2ステップ成分の比較

放出陽子のエネルギーが低くなるにつれて多段階過程（とくに2段階過程）の相対的寄与が大きくなる様子がわかる。また、(d)-(f)は2ステップ成分のみを他のモデルであるFKKモデルとTULモデルの計算結果と比較している。この入射エネルギーでは、FKKモデルと同程度の2段階MSD断面積を与えている。彼等は62MeVでの $^{209}\text{Bi}(p,p)$ や25.6MeVでの $^{93}\text{Nb}(n,n)$ 反応に対しても同様な計算を行っており、同程度の実験値との一致を得ている。なお、彼らの計算では、巨視的な形状因子（光学ポテンシャルの一回微分形）を用いてDWBA断面積を計算し、変形パラメータ β はすべての l に対して同じ値が使われており、さらに現実的な部分準位密度の代わりにWilliamsの公式を使用する近似がなされている。

これらの応用例が示すように、MSCとMSDを統一的に取り扱う西岡らの理論が実際に実験データの解析に適用され始めた。現状では、計算の簡単化を図るために、幾つかの近似や現象論的なアイデアが導入されており、完全版での計算はまだこれからという段階にあると思われる。今後は、より厳密な計算と様々な実験データや他のモデル計算との比較が待たれる。NVWYやNWYモデルの公式中には、残留相互作用を考慮した部分準位密度が使われる。このような現実的な準位密度に関する研究は佐藤等¹⁰⁻¹³⁾により精力的に行われており、MSCやMSD断面積計算への応用が待たれる。その中で、とくにMSC断面積に与える強結合の効果や直接過程の影響に関する研究の進展が期待される。

3-6 半古典的歪曲波近似 (SCDW) モデル

MSD過程を取り扱うその他のモデルとして、半古典的歪曲波ボルン近似モデル^{14,15)}（以下、SCDWモデルと呼ぶ）がある。ここでは、基本的には歪曲波ボルン近似をベースにしているため、量子力学的モデルの範疇に分類している。このモデルの特徴は、核内での2核子衝突に対する局所的な平均断面積の計算に自由な核子-核子散乱断面積を使用し、歪曲ポテンシャルとして光学ポテンシャルを用いることで調整可能なパラメータを含まない点にある。SCDWモデルの最終的な公式は、核内の異なった点で発生した出射波は互いに干渉しないという反応の描像を与える。これは核内カスケード(INC)モデル¹⁶⁾の基本的仮定であるが、歪曲波DWの効果や入出射波の屈折、回折、吸収を量子力学的手法で考慮できる点がINCモデルと異なる。また、DW効果を見れば、角度分布形状において、現象論的モデルのGEMやGDHモデルの計算（ $n=3$ 粒子放出）と同等な結果を与える。しかし、DW効果の導入により、後方角での過小評価を緩和する傾向を示す。

SCDWモデルは、通常歪曲波ボルン近似による核子非弾性散乱の式より出発する。歪曲ポテンシャル $U(r)$ が r に関してゆるやかに変化する場合に有効な歪曲波に対する半古典近似と原子核状態の記述にトーマス-フェルミモデルを適用することにより、1段階および2段階過程の核子非弾性散乱二重微分断面積は以下のようなシンプルなclosed formで記述される。^{14,15)}なお、2段階直接過程の断面積導出には、NWY理論の結果をベースし、中間状態のleading particleに対するグリーン関数の計算にアイコナル近似が適用される。¹⁵⁾

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_f d\Omega_f} \right]_{1step} = \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \int dr |\chi_i(r)|^2 |\chi_f(r)|^2 \frac{k_f/k_f(r)}{k_i/k_i(r)} \left(\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_f d\Omega_f} \right)_r \rho(r) \quad (3.27)$$

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_f d\Omega_f} \right]_{2step} = \left(\frac{A}{A+1} \right)^4 \int d\epsilon_m \int dr_i \int dr_f \frac{k_f/k_f(r_f)}{k_i/k_i(r_i)} |\chi_f(r_f)|^2 \left(\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_f d\Omega_f} \right)_{r_f} \rho(r_f) \\ \times \frac{\exp[-2\gamma_m(r)|r_f - r_i|]}{|r_f - r_i|^2} \left(\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_m d\Omega_m} \right)_{r_i} \rho(r_i) |\chi_i(r_i)|^2 \quad (3.28)$$

ここで、 A は質量数、添え字 i, f は入射および出射チャンネルを意味する。 χ は歪曲波、 $\hbar k, \hbar k(r)$ は核外での運動量と核内での局所的な運動量、 $d^2\sigma/d\epsilon_f d\Omega_f$ は核内での局所的核子-核子散乱断面積¹⁸⁾、 $\rho(r)$ は密度分布 (Fermi分布) である。 $\gamma_m(r)$ は $r = (r_i + r_f)/2$ 位置での中間状態の波数 k_m の虚部である。核内部での局所的な核子-核子の散乱角は、空間上のある r 点での歪曲波から計算される粒子フラックスを用いて決定される。このため、量子力学的に求めた歪曲波を使用することで古典的な粒子軌道ではアクセスできないような核内の領域からの寄与も考慮できる。

最近、1段階過程のSCDWモデルが数十MeV以上の陽子非弾性散乱2重微分断面積の計算に適用

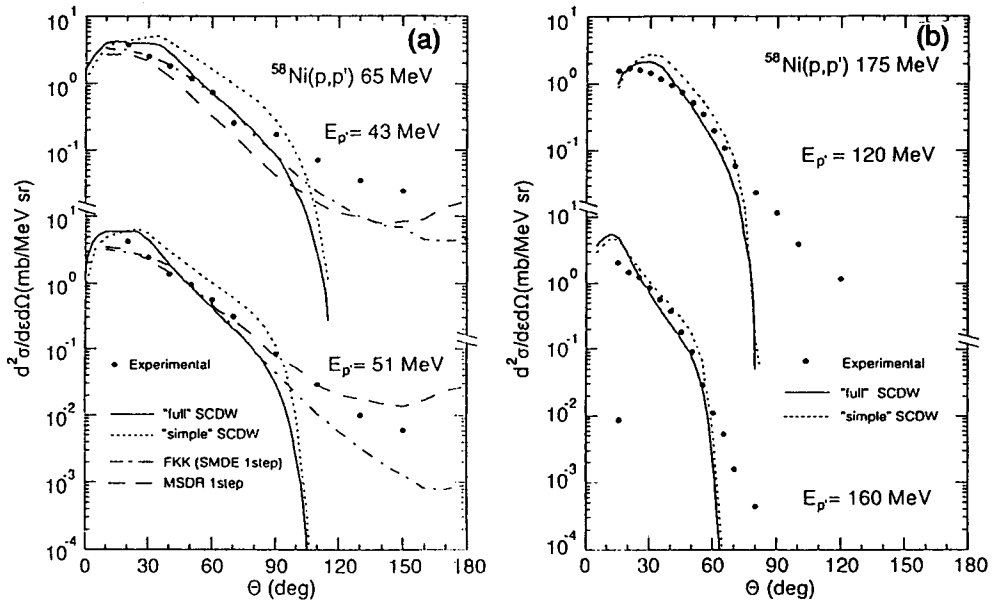


図24 1ステップSCDWモデルの計算結果と実験値および他のMSDモデルとの比較 (文献17) $^{58}\text{Ni}(p, p')$ 散乱の角分布に対して (a) 65 MeV入射の場合 (b) 175 MeV入射の場合である。

された。¹⁷⁾ この計算において、光学ポテンシャルの非局所性や、自由な核子核子散乱断面積の角度依存性（ただしp-n散乱のみ）や相対エネルギー依存性が考慮され、その有効性が指摘された。図24に、(a) 65MeVおよび(b) 175 MeV入射エネルギーの⁵⁸Ni(p,p)散乱に対する角分布の計算値と実験値との比較を示す。SCDWモデルの計算結果（実線）は後方角で大きく過小評価を与えるが、30°より後方の中間角度領域で実験値との良い一致を示している。点線は、光学ポテンシャルの非局所性や核子核子散乱断面積の角度依存性・相対エネルギー依存性が考慮されていない場合である。これらは断面積を減少させる効果があり、入射エネルギーが高くなるとその影響は小さくなることがわかる。図24では、MSDR理論、すなわちTUL理論（破線）およびFKK理論（一点鎖線）に基づいて計算された1段階直接過程成分と比較されている。3つのモデル計算結果は、中間放出角度領域で一致を示すが、後方角では明かな相違が見られる。SCDWモデルの過小評価に比べ、TUL理論、FKK理論とも実験値と同程度のオーダーの範囲内にある。後方角への粒子放出には2段階過程以上の反応過程が関与するために、2段階過程も含めたモデル間の相互比較が待たれる。現在、筆者らのグループにより、(p,n)反応への適用の可能性の検討や2段階過程の計算コードの開発が進められている。

3-7 統計的MSD過程の量子力学的モデルのまとめ

KoningとAkkermans¹⁹⁾は、統計的MSD理論の基礎を与える物理的に異なった2種類のRandomness（ランダムさ）に考察を加え、これまで提案された統計的MSD理論（FKK, TUL, NWF）間の類似点と相違点を分類し、3者の関係をわかりやすく整理した。本節では、これまで述べてきた統計的MSD理論の関係を整理する意味で、彼等の仕事を紹介する。

MSD断面積は、歪曲波理論に基づいてBorn展開された平均の遷移振幅（エネルギーとともにゆるやかに変化する項） $T_{f \leftarrow 0}^{(i)}$ で記述される。統計的MSDモデルの対象は、終状態が残留核の連続状態（比較的高い励起状態）へ遷移する反応である。この反応の2重微分断面積は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_k} &= \sum_f \left| \sum_i T_{f \leftarrow 0}^{(i)} \right|^2 \delta(E_f - E_x) \\
 &= \sum_i \sum_f \left| T_{f \leftarrow 0}^{(i)} \right|^2 \delta(E_f - E_x) + \text{cross-products} \\
 &= \sum_i \frac{d^2\sigma^{(i)}}{d\Omega dE_k} + \text{cross-products}
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

1段階過程(i=1)、多段階過程(i>1)、干渉項(cross-products)の各項に分離された形で表現される。

連続状態へ遷移する反応の実験では、個々の固有状態への遷移が観測されるのではなく、実験の分解能のエネルギー幅で平均された断面積が測定されることになる。したがって、実験値とモデル計算を比較するためには、ある統計的な仮定を導入し、エネルギー平均されたMSD断面積を計算

しなければならない。この平均操作により干渉項は消えることになる。

Koning と Akkermans は、統計的な仮定として 2 種類の異なった Randomness を導入する。まず、 $A-1$ 個の核子からなる残留核と leading particle (A と番号をつける) からなる全系のハミルトニアンが $H=H_0+H_1+K(A)+U_{opt}(A)+V$ という形で書けるとする。ここで、 H_0 は殻モデルハミルトニアン、 H_1 は残留核内での残留相互作用、 $K(A)$ は leading particle の運動エネルギー、 $U_{opt}(A)$ は光学ポテンシャル、 V は leading particle と残留核との残留相互作用である。 H_1 と V の残留相互作用を先に述べた統計的性質を生み出す Randomness と結び付け、2 つの統計的仮定を与える。1 つは、residual system 統計と呼ばれ、 H_1 により生ずる配位混合はランダムな性質をもっているという仮定。もう 1 つは、leading particle 統計と呼ばれ、あるエネルギー間隔内に、多くの状態が leading particle と核との相互作用 V を通じて生じ、その対応する残留相互作用の行列要素はランダムに分布するという仮定である。

これらの統計的仮定を用いて、彼等は様々な MSD モデルを図 25 に示すように分類した。residual system 統計に基づくエネルギー平均操作により、TUL 理論と NWY 理論が導ける。両者の違いは、多段階過程の計算に現れ、前者がこの平均操作を全てのステップで行い (adiabatic 近似)、後者は最終段階のみに適用する (sudden 近似) 点にある。なお、それぞれの近似の説明は、対応する理論の解説のところで既に述べている。

leading particle 統計に基づく平均操作に、on-shell 近似 (物理的には各ステップでのエネルギー保存が成り立つことに対応) と独立粒子モデル (H_1 を無視するモデル) を加えることで FKK 理論による convolution タイプの MSD 断面積が導出されることが示された。しかし、彼等の導出した 2 段階過程断面積は FKK 理論の結果と異なり、非 DWBA 形式の遷移行列要素を含んだ結果となり、彼等もまた FKK 理論の論争 (3-5 節参照) に参加することになった。さらに、半古典的・現象論的なモデルである一般化励起子モデル (GEM) と量子力学的モデルとの関係について考察し、GEM の MSD に相当する部分は基本的には FKK モデルの現象論的な簡略化という位置付けで捉えることができるという結論を導いた。励起子モデルは MSC と MSD を明確に分離せず、前平衡過程としてひくくめて取り扱うため、もちろん、FKK モデルから厳密に GEM の公式を導出できない。

彼等の考察の中で、MSD の 1 段階過程はいずれの統計的仮定に対してもまったく同一の断面積が導出されるという興味深い結果が示された。このことは各理論モデル間の相違は 2 段階過程以降に現れることを意味する。これまでの多くの MSD 解析結果が示すように、MSD 断面積に占める 1 段階過程の寄与が圧倒的に大きい。(典型的なケースで約 80%) このため、2 段階過程以降の差はあまり顕著に見られないことが予想される。いいかえれば、これまでの FKK や TUL、NWY モデルによる計算結果がいずれも実験値を同程度に再現できている理由はここにあるかもしれない。今後は、2 段階過程の相対的な寄与が大きくなり、かつ MSC 成分の寄与が少ない入射エネルギーと放出エネルギー領域に絞った実験データの詳細な解析を進め、3 つのモデルの優劣を調査していく必要がある。また、断面積だけでなく、スピンに依存した物理量である連続状態の偏極分解能や

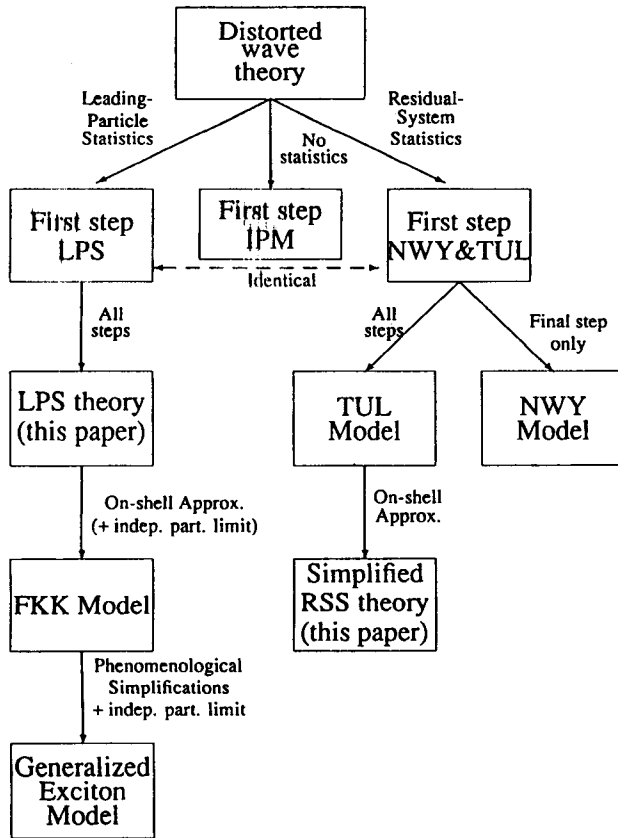


図25 統計的MSD理論の系統図（文献19）

偏極移行係数などを測定する新しい実験^{20,21)}やそれらのデータの理論解析を行うことも量子力学的モデル間の相互比較において興味深い課題となろう。

4 まとめ — 統計的多段階モデルの核データ評価への応用 —

約4半世紀に渡る前平衡過程研究を振り返って、主に核子入射反応を取り上げて各種理論モデルの紹介を連載してきた。その中で、半古典的（SC）モデルに属する励起子モデルから出発して、量子力学的（QM）アプローチで連続状態への核反応を統一的に取り扱う統計的多段階モデルの現状を見てきた。この章では、SCモデルとQMモデル間の比較を通してQMモデルの核データ評価への応用について私見を述べ、締めくくりたいと思う。

SCモデルはすでに核データ評価用計算コード (GNASHやALICEなど) に組み込まれ、実績を挙げている。モデル固有のパラメータ (例えば、Kalbach 定数) をいくつか含み、これらのパラメータを調整することで実験値 (エネルギースペクトル) をかなりよく再現できるようになってきた。また、重イオン入射反応や多粒子放出反応の解析にも適用され、QMモデルに比べ広い適用範囲をもっている。しかしながら、高エネルギー放出粒子の角分布計算では後方角での過小評価問題を本質的に抱えている。

一方、QMモデルは理論的バックグラウンドがSCモデルに比べ厳密であり、核反応の統一的記述という観点から魅力的なモデルである。とくに、SCモデルによる角分布計算の問題点を解消でき、中高エネルギーでのDDX評価には有望視されている。しかし、理論的な定式化が可能でも、計算の複雑さのため実際に計算可能な反応が限定 (多くは、核子入射核子放出) されている。このため、現状ではSCモデルに比べ適用範囲が狭く、核データ評価に要求される汎用性はまだ獲得していない段階にある。

QMモデルが進展する中で、QMモデルの成果がSCモデルにフィードバックされ、モデルの改良に寄与する場合も出てくる。代表的なケースとして、Kalbach-Mannの系統式²⁰⁾がある。MSDとMSCを区別するというQMモデルのコンセプトが角分布の現象論的パラメータ化を導き、SCモデルの枠内での角分布計算を改善し、核データ評価などの応用に大きく貢献する結果となった。また、SCモデルで使用されている物理量のQMモデルによる考察が、SCモデルに使われる仮定や近似に理論的な根拠を与え、その妥当性や計算の信頼性を保証する場合もある。このように両者は相補的な関係にあると言える。

さらに、SCモデルおよびQMモデル計算に共通するテーマとして準位密度がある。これは放出粒子スペクトルの形状や絶対値に強い影響を与える因子となる。励起子数毎の部分準位密度は、等間隔一粒子殻モデルに基づくEricson-Williamsの公式がSC、QMモデルとも広く使われている。3.5節のNVWYモデルの中で述べたように、各励起子数のクラス間の結合を考慮したより現実的な部分準位密度の具体的な計算¹⁰⁻¹³⁾も行われており、これらの結果を統計的多段階モデル計算に応用することが期待される。準位密度に関する研究はSCおよびQMモデルの予言能力を高める上でプライオリティーの高いテーマの1つだと考えられる。

最後に、現在、公開されているQMモデルに関する計算コードを表1にまとめてみた。現状では、これらのQMモデル計算コードは広範囲に渡る核反応を対象とする中高エネルギー核データ評価に今すぐには使える状況にはない (SCモデルの結果を部分的に補足することは可能) と考えられる。今後は、SCモデルコードで行ったようなベンチマーク問題^{23,24)}に対してこれらのコード間の相互比較を行い、核データ評価への応用を検討していく必要があろう。表1を見てわかるように、同一の計算コードでMSDとMSC過程断面積を同時に計算可能なものはEXIFONのみである。それぞれのモデルとも、MSDとMSCを統一あるいは結合したコードシステムの開発が核データ評価の立場から必要であろう。

表1 QMモデル計算コードの一覧

理論モデル	コード
(1)FKKモデル	
MSCのみ	GAMME ^{a)} , EMPIRE ^{b)}
MSDのみ	MUDIR ^{c)}
(2)TULモデル (MSDのみ)	ORION-TRISTAR-1 ^{d)}
(3)Kalkaモデル (SMD/SMCモデル)	EXIFON ^{e)}
(3)NWYモデル	
MSCのみ	modified EMPIRE ^{f)}
MSDのみ	KAPSIES ^{g)}
(4)SCDWモデル (1ステップMSDのみ)	PREFS ^{h)}

a)文献25 b)文献26 c)文献27 d)文献28 e)文献29 f)文献8 g)文献9
h)文献17

1991年の核データ研究会での依頼講演が契機となり、「核反応における統計的多段階過程に関する研究の進展」というタイトルで、3回に渡り、核データニュースに連載させていただきました。長い間、おつき合いいただき有難うございました。この間、Gadioli博士とHogson博士の共同執筆による前平衡過程の解説書「Pre-Equilibrium Nuclear Reactions」³⁰⁾が出版されて、この分野の研究も実験・理論両面での着実な進展をとげ、ようやく教科書に掲載されるように確立されてきたという感を持ちました。しかしながら、本稿でも述べてきましたように、現在進行形でまだ解決しなければならない課題も山積しており、核物理的にも今後益々面白くかつ応用面からも重要な研究分野であるという認識を強くした次第です。筆者の勉強不足で、理解しにくい箇所や言及されていなかった研究内容も多々あったかと思いますが、それらの点は、上述の解説書で補っていただければ幸いです。

この1年間、九大理の河合教授には、SCDWモデルの共同研究を進める中で統計的多段階過程の理論面について貴重な議論とご教示をいただき、本稿執筆の際に大いに参考になりました。心から感謝申し上げます。また、本稿の執筆とHodgson博士の来日が縁となり、FKKモデル解析を中心とした統計的多段階過程に関する共同研究が、本年6月よりOxford大にてスタートすることになりました。今後の中高エネルギー核データ評価への応用という観点から、使える計算コードの開発を目標に、QMモデルの研究をさらに深めてきたいと思っております。

参考文献

- 1) J.J.M. Verbaarschot, H.A. Weidenmüller and M.R. Zirbauer, *Phys. Rep.* **129**, 365 (1985)
- 2) 五十嵐信一、核アータニュース No.40 (1990) p.38
- 3) H. Nishioka, J.J.M. Verbaarschot, H.A. Weidenmüller and S. Yoshida, *Ann. Phys.* **172**, 67 (1986)
- 4) H. Nishioka, H.A. Weidenmüller and S. Yoshida, *Ann. Phys.* **183**, 166 (1988)
- 5) H. Nishioka, H.A. Weidenmüller and S. Yoshida, *Ann. Phys.* **193**, 195 (1989)
- 6) H. Nishioka, H.A. Weidenmüller and S. Yoshida, *Z.Phys. A* **336**, 197 (1990)
- 7) D. Agassi, H.A. Weidenmüller and G. Mantzouranis, *Phys. Rep.* **22**, 145 (1975)
- 8) M. Herman, G. Reffo, and H.A. Weidenmüller, *Nucl. Phys.* **A536**, 124 (1992)
- 9) A.J. Koning, Ph.D theses, Rijksuniversiteit Groningen (1992); A.J. Koning and J. M. Akkermans, *Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology Julich, 13-17, May, 1991*, p.891-893
- 10) K. Sato and S. Yoshida, *Z. Phys. A* **327**, 421 (1987)
- 11) K. Sato and S. Yoshida, *Z. Phys. A* **330**, 265 (1988)
- 12) K. Sato and S. Yoshida, *Z. Phys. A* **333**, 141 (1989)
- 13) Y. Takahashi, K. Sato, and S. Yoshida, *Proc. of the XX Int. Symp. on Nuclear Physics, Nuclear Reaction Mechanism, Germany*, Ed. D. Seeliger and H. Kalka (World Scientific, 1991), p.216
- 14) Y.L. Luo and M. Kawai, *Phys. Lett.* **B235**, 211 (1990); *Phys. Rev. C* **43**, 2367 (1991)
- 15) M. Kawai and H.A. Weidenmüller, *Phys. Rev. C* **45**, 1856 (1992)
- 16) M.L. Goldberger, *Phys. Rev.* **74**, 1269 (1948)
- 17) Y. Watanabe and M. Kawai, submitted to *Nucl. Phys. A*
- 18) K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear Matter and Nuclear Reactions* (North-Holland, Amsterdam, 1968), p.33
- 19) A.J. Koning and J.M. Akkermans, *Ann. Phys. (N.Y.)* **208**, 216 (1991)
- 20) M. Ieiri et al., *Nucl. Phys. A* **504**, 477 (1989)
- 21) T. Takahashi, H. Sakaguchi et al., RCNP Annual Report 1991, p.25
- 22) C. Kalbach and F.M. Mann, *Phys. Rev. C* **23**, 112 (1981)
- 23) H. Gruppelaar and P. Nagel, *Pre-Equilibrium Effects: An International Nuclear Model and Code Comparison*. NEA Data Bank, NEANDC-204.U.INDC(NEA) 6 (1985)
- 24) H. K. Vonach and P. Nagel, *Blind intercomparison for n+184W at 25.7 MeV*, NEA Data Bank, NWANDC-253.U. INDC(NEA)7, 1989
- 25) R. Bonetti and M.B. Chadwick, Oxford Report OUNP-91-16 (1991)
- 26) M. Herman, A. Marcinkowski and K. Stankiewicz, *Comp. Phys. Comm.* **33**, 373 (1984)

- 27) R. Bonetti and C. Chisesa, unpublished
- 28) T. Tamura, T. Udagawa, and M. Benhamon, *Comp. Phys. Comm.* **29**, 391 (1983)
- 29) H. Kalka, *Z. Phys.* **A341**, 289 (1992); private communication
- 30) E. Gadioli and P.E. Hodgson, *Pre-Equilibrium Nuclear Reactions* Oxford, 1992