

解 説 (I)

核反応の光学ポテンシャル研究の進歩(下)

(近畿大学原子力研究所) 大澤 孝明

La mathématique est l'art de donner
le même nom à des choses différentes.
—— Henri Poincaré

8. 分散関係式とその応用——Woods-Saxonへの告別

A. Woods-Saxon型からのずれの根拠

分散関係式をHodgson³⁹⁾に従って、より簡単な形に書き換えておく。光学ポテンシャル

$$U(r, k, E) = V(r, k, E) + i W(r, k, E) \quad (36)$$

の実数部を、運動量に依存するHartree-Fock場 V_{HF} と、分散関係にもとづくエネルギー変動を表す部分 ΔV とに分ける：

$$V(r, k, E) = V_{HF}(r, k) + \Delta V(r, E) \quad (37a)$$

$$\Delta V(r, E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE' \quad (37b)$$

(37a)式の第1項がOMPの全体的なエネルギー依存性を表わし、第2項がFermiエネルギー近傍での特異性に対応する。この関係式は因果律に基づくものであり、光学におけるKramers-Kronig関係式に相当する。*

*<注> 一般に前方散乱振幅 ϕ_{sc} は、入射波 ϕ_{in} に対して

$$\phi_{sc}(t) = \int F(t-t') \phi_{in}(t') dt'$$

という時間積分の形に書けるが、因果律により応答関数 F は $t < t'$ に対して0となる。したがって、 F のフーリエ成分

$$f(\omega) = \int F(t) \exp(-i\omega t) dt$$

は、 $t > 0$ だけにわたる積分なので角振動数 ω (またはエネルギー) の複素平面上で解析性をもち、Cauchyの積分定理により

$$f(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{f(\omega')}{\omega' - \omega - i\epsilon} d\omega'$$

が成り立つ。すなわち、 $f(\omega)$ の実数部と虚数部の間に分散式が成立する。

(37b)式からわかるように、もし $W(r, E)$ が表面ピーク型であれば $\Delta V(r, E)$ も表面ピーク型の構造をもつ。すなわち実数ポテンシャルはWoods-Saxon型からずれた“wine bottle”型の形状を示すことになる。

これを裏付ける研究は京大グループ⁴⁰⁾により行われた。⁴⁰Ca, ⁹⁰Zr, ²⁰⁸Pbによる65 MeVの偏極陽子の微分弾性散乱の測定結果を図8に示す。これらのデータに対してWoods-Saxon型を仮定した解析(図の破線)ではどのように探索しても $\theta > 70^\circ$ で十分な適合は得られない。前方散乱は運動量移行が小さく核の表層の情報を多く含むことを考えると、核のごく表層部はWoods-Saxon型で近似できることを示す。後方散乱がWoods-Saxon型で表されない原因としては、(a)運動量移行が大きく核内部の様子を反映しているか、あるいは、(b)他のチャンネルを経由して最終的に弾性散乱チャンネルへ戻ってくる多段階過程が効いているか、の2つが考えられる。そこで彼らは、実数部に対してFourier-Bessel級数展開型の付加項をもつポテンシャル⁴¹⁾

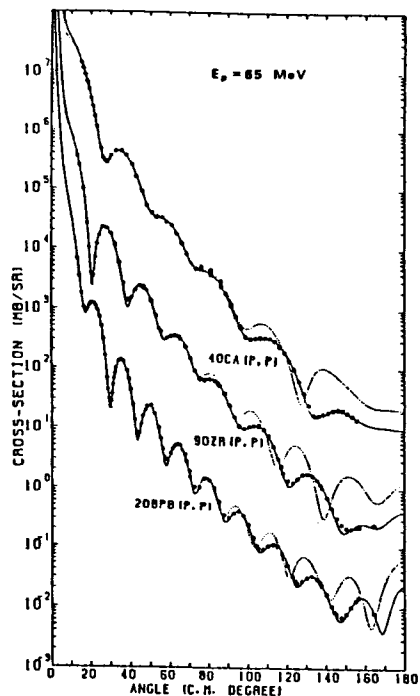
$$U_{FB}(r) = \begin{cases} U_{WS}(r) + \sum_{n=1}^N b_n j_0(n\pi r/R) & (r < R) \\ U_{WS}(r) & (r > R) \end{cases} \quad (38)$$

を採用すると実線のように後方まで良好な適合が得られることを示した。この時のポテンシャルの形は図8に見るように核表面近くに引力ポケットをもった構造を示す。これは調整パラメータを増やした現象論的なフィッティングであるが、もし、(b)の原因が効いているのであれば、分散関係式に基づいた解析でさらに良好な説明が与えられるはずである。

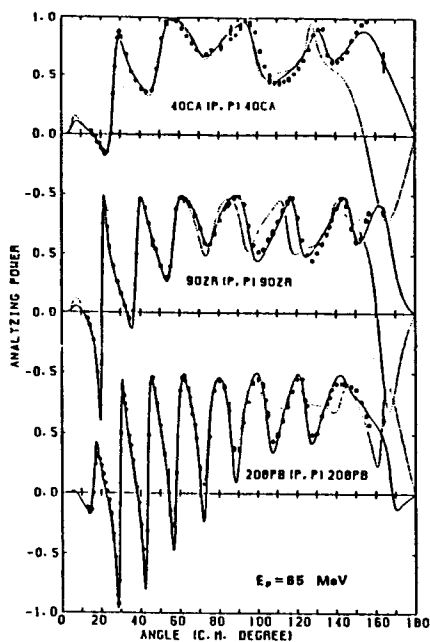
このほか、Sinhaら⁴²⁾は30, 40, 61.4 MeV陽子の²⁰⁸Pb等による弾性散乱データを説明するためには通常のWoods-Saxon型に表面ピーク項を付け加えることが必要であることを示した。彼らは当初、これはアイソスピン項によるものと解釈したが、のちにアイソスピンがゼロの⁴⁰Caについても同様な付加項が現れることが明らかになるに及んで、この解釈は否定された。

以上のほか、Finlayら⁴³⁾およびAnnandら⁴⁴⁾は0~24 MeVの中性子の²⁰⁸Pbによる散乱データを説明するためにはOMPの幾何学的パラメータ(実数部および虚数部核半径とdiffuseness)にエネルギー依存性をもたせなければならないことを見いだした。Woods-Saxon型ポテンシャルに小さな表面摂動項をつけ加えることは実効的に核半径とdiffusenessを変える効果をもつこと⁴⁵⁻⁴⁶⁾が明らかにされたので、これは表面ピーク項の大きさ

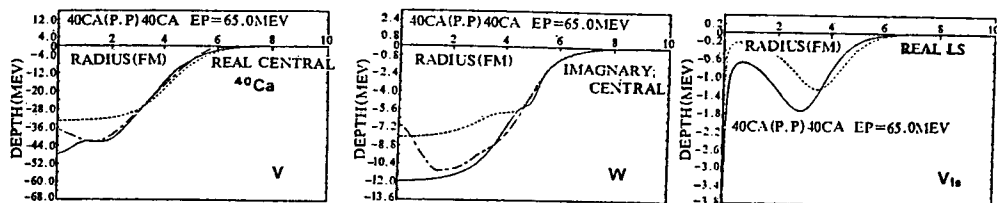
がエネルギーと共に変化することを示すものと解釈できる。



(a)



(b)



(c)

図8. ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb による65 MeV陽子の微分弾性散乱断面積 (a) とアナライジング・パワー (b)、および光学ポテンシャルの形 (c)。点線は Woods-Saxon型、実線はFourier-Bessel級数型ポテンシャルに対応。(c) 図中の一点鎖線は宮崎大グループ(永田、山口)による微視的ポテンシャル計算値。

B. フェルミ表面での特異性

原子核の束縛状態の殻モデルによる解析と散乱現象の光学モデルによる解析から求められた核ポテンシャルの知識を合わせ用いると、負から正のエネルギーにわたるポテンシャルの変動を追跡することができる。図9はBauerら⁴⁶⁾が作成した実数部深さの変動を示す図である。全体的なふるまいは次の2次式で表される(図中の実線)：

$$U = 52.4 - (0.37 \pm 0.02)E + (0.0007 \pm 0.0001)E^2 + 24(N-Z)/A + 0.4Z/A^{1/3} \quad (39)$$

しかし、よく観察するとこのスムーズな変化に加えて、フェルミ表面エネルギーに相当する8 MeV前後に小さな膨らみが見られる。これが「フェルミ表面での特異性」(Fermi surface anomaly)とよばれる現象であり、弾性散乱チャンネルと弾性外チャンネルの結合によるものと解釈されている。^{39, 40)}すなわち、弾性外チャンネル(簡単のため非弾性散乱チャンネルのみとする)が開くと、弾性散乱は非弾性チャンネルを仮想状態とする多段階過程によっても起こりうるため、弾性散乱はその影響を受け、したがって現象論的光学ポテンシャルも変化を被るのである。この効果はエネルギーが励起状態のエネルギーと同程度の時にもっとも大きく、結合の強さはlow-lying stateに対して大きいので、フェルミ表面近傍でもっとも顕著になる。この現象の定量的な説明も分散関係式を応用することにより与えられる。

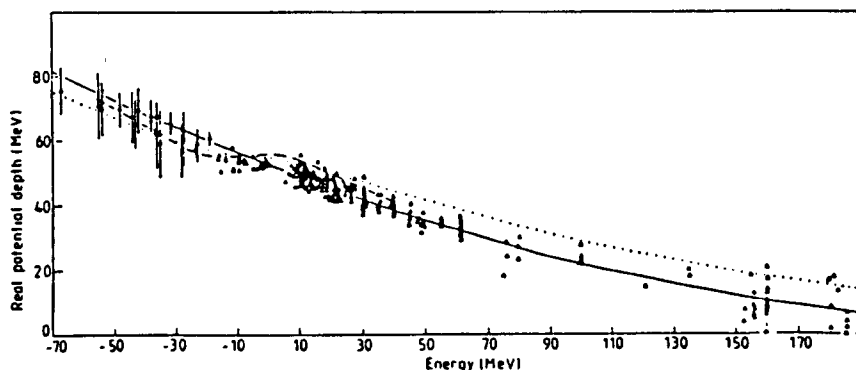


図9. 陽子に対する実数ポテンシャルの深さの変化(アイソスピンとクーロン項の補正済み)。実線は2次式フィット、破線はMahaux-Ngô⁴⁵⁾の計算値、点線はBrownら⁴⁷⁾の計算値を示す。

C. 分散関係式的应用

近年、分散関係式を応用した成果があいついで発表されている。そのうち主なものを跡づけてみる。

(a) Ahmad-Haider (1976)

Ahmad and Haider⁴⁹⁾ は分散関係式を用いて表面ピーク型虚数部から実数部の表面ピーク成分を計算した。⁴⁰Ca による 10～60 MeV 陽子の弾性散乱に対する Van Oers⁵⁰⁾ の OMP を用いると、Woods-Saxon 微分型虚数部の強さ W_s^0 は次式で表される (図 10 の挿図) :

$$W_s^0 = 0.38 \exp \{ -[(E-13.84)/25.58]^2 \} \quad (40)$$

分散関係式を用いて実数部表面ピーク成分を計算した結果が図 10 に図示されている。ここでは虚数部の diffuseness $a_w = 0.549$ (実線) の場合、および $a_w = 0.732$ (破線) の場合の結果が示してある。この図から W_s^0 が実数部に及ぼす効果は特に 10 MeV 前後において顕著になることがわかる。

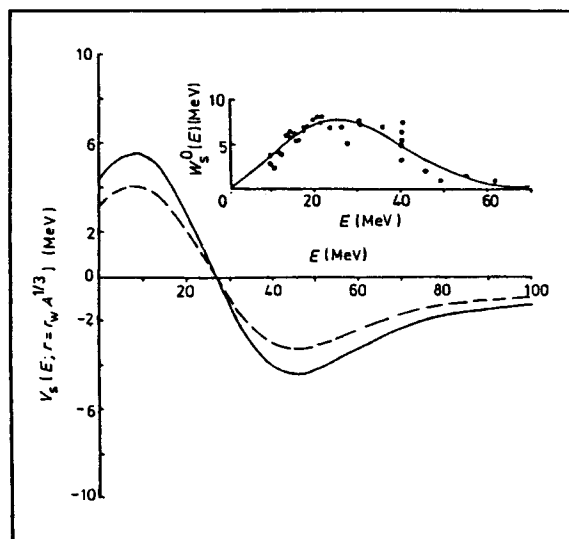


図 10. ⁴⁰Ca の OMP の実数部表面ピーク成分と虚数部 (挿図)

(b) Mahaux-Ngô (1981)

上の場合には、虚数部は高エネルギー側で減少する関数で表現されているため、分散関係の積分は収束した。しかし、通常は積分に必要な十分高いエネルギー領域までの虚数部の振舞いが知られておらず、積分が計算できないケースが多い。このような困難を回避す

るためにMahaux-Ng⁴⁵⁾はより収束の速い次のような差型分散関係式(subtracted dispersion relation)を導出した。

$$V(r, E) - V(r, E_F) = \frac{(E - E_F)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{(E' - E)(E' - E_F)} dE' \quad (41a)$$

$$W(r, E) - W(r, E_F) = - \frac{(E - E_F)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(r, E')}{(E' - E)(E' - E_F)} dE' \quad (41b)$$

ここに E_F はフェルミエネルギーである。実数部 $V(r, E)$ を、エネルギーとともに緩やかに変動する項(Hartree-Fockポテンシャル) $V_{HF}(r, E)$ と、フェルミ表面近傍での特異性を表わす部分 $V_A(r, E)$ とに分離し、フェルミ・エネルギー E_F では特異項 $V_A(r, E_F) = 0$ であることを用いると

$$V_A(r, E) = \frac{(E - E_F)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{(E' - E)(E' - E_F)} dE' \quad (41c)$$

と表わされる。

光学ポテンシャルを比較する場合、個々のパラメータよりも体積積分のほうがよい指標になることはよく知られている。したがって、体積積分に関する分散関係式を導いておくことは実用上便利である。ポテンシャル実数部の1核子当りの体積積分を次式で定義する。

$$J_V = \frac{4\pi}{A} \int_0^{\infty} V(r) r^2 dr \quad (42)$$

虚数部についても同様に J_W を定義する。すると動径積分型分散関係式は次式で与えられる。

$$J_V(E) = J_V^{HF}(k) + \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_W(E')}{E' - E} dE' \quad (43)$$

これはポテンシャルの2次モーメント(42)式に関する分散関係式であるが、任意の次数のモーメントについても全く同型の関係式が成立することが容易に証明できる。Mahaux-Sartor^{45a)}はこの式を殻モデルポテンシャルの研究に用いたが、光学ポテンシャルにもこれを適用すれば、束縛状態と散乱状態のポテンシャルを同一視野のもとに研究することができる。

(c) Smith, Guenther, Lawson (1986-90)

ANLのSmithらは自らのグループによる中性子散乱の測定データを分散関係式を適用

して解析した。⁵¹⁻⁵⁴⁾ ^{93}Nb を対象とした解析において、彼らはまず、2~10MeVの散乱データの解析から求められた光学ポテンシャルの体積積分が次式で表されるエネルギー依存性をもつことを見いだした。

$$J_v = 445.34 - 2.38E \quad \text{MeV} \cdot \text{fm}^3 \quad (44a)$$

$$J_w = 51.97 + 2.99E \quad \text{MeV} \cdot \text{fm}^3 \quad (44b)$$

これだけでは積分範囲をカバーできないので、 $13.82 < E < 30 \text{ MeV}$ の領域はRapaport²¹⁾による式

$$J_w = 101.87 + 0.62E \quad \text{MeV} \cdot \text{fm}^3 \quad (13.82 < E < 30 \text{ MeV}) \quad (44c)$$

を使い、フェルミエネルギー近傍では $W(E)$ はほぼ $(E - E_F)^2$ に比例し⁴⁵⁾、 ^{93}Nb の場合 $E_F \sim -10 \text{ MeV}$ であることから

$$J_w = 0.5197(E + 10)^2 \quad \text{MeV} \cdot \text{fm}^3 \quad (-20 < E < 0 \text{ MeV}) \quad (44d)$$

という近似式を使った。上の動径積分型分散関係式を用いて負のエネルギー領域（束縛状態）の実数部体積積分を計算した結果が図11に示してある（曲線C）。曲線Aは中性子散乱データに基づく J_v を負エネルギー領域へ直線外挿したもの、BはBrownら⁵⁵⁾の有効質量比の近似式

$$m^*/m = 0.64 + 0.36(1 + |E - E_F|/2\hbar\omega)^{-2} \quad (45)$$

から計算したものである。この場合にはいずれが良いかは一概に断定できないが、同様な解析を ^{209}Bi に対して行った結果⁵³⁾（図12）の場合には、分散関係式に基づく曲線Cが束縛状態のポテンシャルの体積積分値の振舞いを良好に再現していることが分かる。同様な研究は $Y^{52)}$ 、 $I n^{54)}$ についても行われた。

(d) Kitazawa, Harima, Mukai (1990)

わが国では東工大の北沢、播磨、向井⁵⁶⁾が $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 反応断面積の解析に分散関係式を応用して良好な結果を得た。図13に見るように、在来の α 粒子用ポテンシャル（Huizenga-Igo, MacFadden-Satchler）では断面積の振舞いを再現できなかったが、分散関係式に基づく補正項 $\Delta V(E)$ を考慮に入れると測定データと良く一致する結果を得ることができることを示した。

(e) Su Zongdi (蘇宗濤), Hodgson (1989)

Su ZongdiとHodgson⁵⁷⁾は、分散関係式を用いると ^{40}Ca の中性子全断面積のエネルギー依存性をより良好に説明できることを示した。すなわち、図14に示すように、Wilmore-Hodgson¹⁷⁾のポテンシャルによる計算値は低エネルギー側で過大評価になるが、分散関係式から出てくる実数表面ピーク型項の効果を取り入れると、約2MeV以下での全断面積の傾向が改善される。かれらは、これは核ラムザウアー効果(nuclear Ramsauer effect)と類似した効果によるものと解釈している。つまり、実数表面項が付け加わったために実効核半

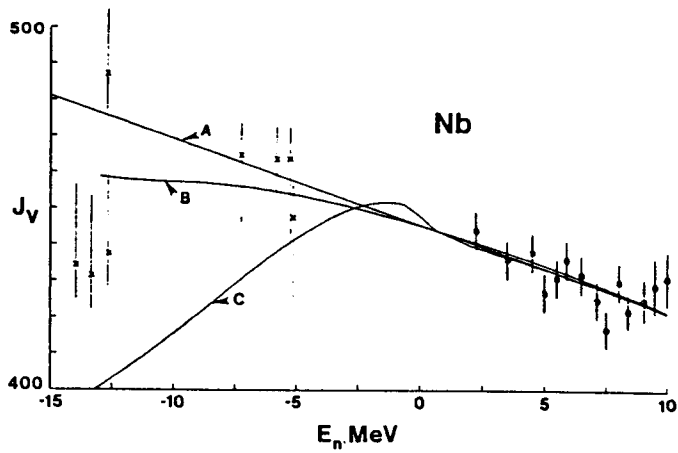


図 11. ^{93}Nb の実数部ポテンシャルの核子当たり体積積分。 $E_n > 0$ の領域のデータは散乱データの解析によるもの、 $E_n < 0$ の領域のデータは束縛エネルギーを再現するポテンシャルによるもの。

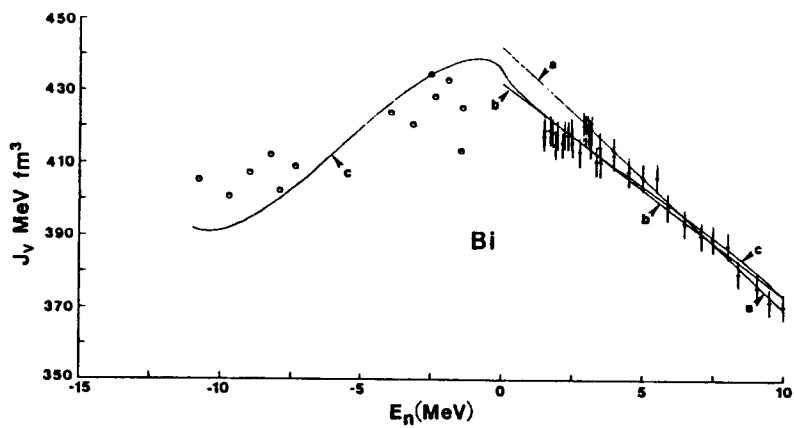


図 12. ^{209}Bi の実数部ポテンシャルの核子当たり体積積分。

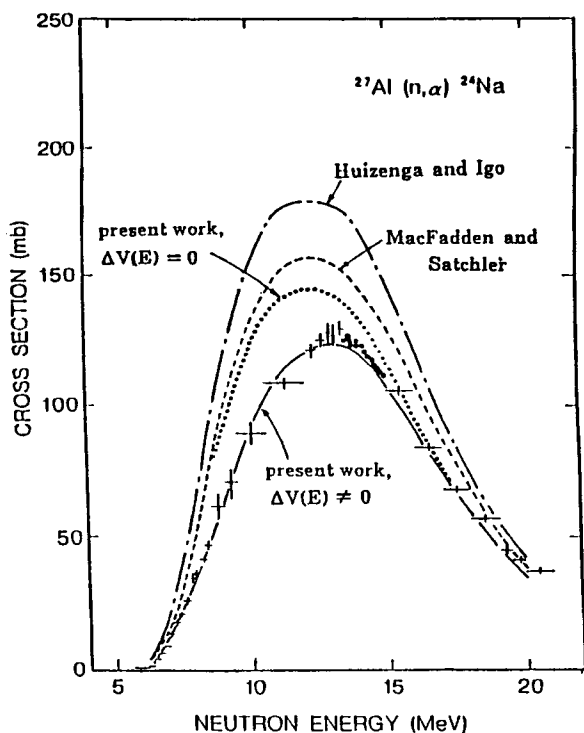


図13. $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$ 反応断面積の測定値と種々の α 粒子ポテンシャルによる計算値。

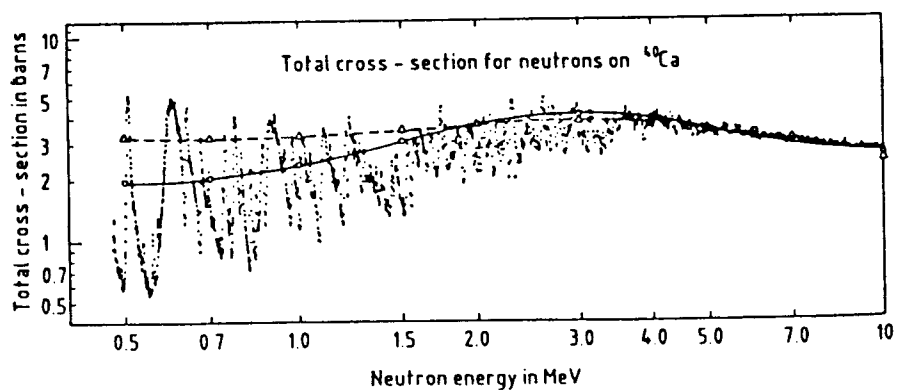


図14. ^{40}Ca の全断面積の測定値とWilmore-Hodgsonポテンシャルによる計算値(破線)および分散関係式の効果を取り入れた計算値(実線)。

径が変化し、位相シフトが0に近くなった結果、全断面積が減少したものと考えられている。

以上見てきたように、分散関係式はこれまで解決が困難であった問題に解決の光をあてたという意味で大きな意義をもっている。この関係式は、一方で、従来のWoods-Saxon型ポテンシャルの制約をやぶって非Woods-Saxon型(Wine bottle型)のポテンシャルを導入する自由度を与えるとともに、他方では、従来独立として扱われてきたポテンシャルの実数部と虚数部に相互依存関係があることを明らかにすることにより、虚数部で表される弾性外チャンネルの実数部への“はねかえり分”(弾性外チャンネルを介しての弾性散乱の効果、すなわち、フェルミ表面の特異性)を計算する可能性を提供するのである。

9. 中性子非弾性散乱解析のための光学ポテンシャル

中性子の非弾性散乱には、複合核を経由する複合核非弾性散乱と、集団運動状態を直接過程により励起する直接非弾性散乱がある。かつては、アクチニド核種に対しても変形効果を取り込んだ実効的球形光学ポテンシャルを作ることが可能であると考えられており、統計モデルで評価計算がおこなわれていた。そのため、以前の核データファイルの非弾性散乱断面積にはほとんど直接過程の効果は入っていない。しかし、最近の版では多くの核種にこの効果が考慮されるようになった。アクチニド核種をはじめとする変形核にとって直接過程の効果は非常に重要であり、 ^{232}Th 、 ^{238}U などの親物質の非弾性散乱断面積が最近の版でおおきく改訂されたのはこのためである。

以下では、直接過程を考慮した非弾性散乱の計算法について解説しながら、そこで使用される光学ポテンシャルについて述べる。

(a) [SOM/HF+DWBA] 法

これは、複合核非弾性散乱は従来の球形光学モデル(SOM)とHauser-Feshbach理論(HF)によって計算し、それに歪曲波ボルン近似(DWBA)で計算した直接過程成分を加算するものであり、Hodgsonら⁵⁰⁾によって提案された。単純なSOM/HF法に比べて直接過程成分が考慮されており、計算が簡便であることがこの方法の特徴である。図15にこの方法による低励起状態への非弾性散乱断面積の計算例を示す。

しかし、理論的にみるとこの方法には次の2点で問題があると思われる。第1に、SOMによる中性子透過係数は平均S行列のユニタリー性の欠損(unitarity deficit)として、式

$$T_{aa} = 1 - |\langle S_{aa} \rangle|^2 \quad (46)$$

で計算されるが、これはSOMの枠のなかでの確率束の保存を前提としている。にもかかわらず、別個に計算した直接過程断面積をこれに加えることは、理論的には全確率束 >1 としていることになる。第2に、強く結合したチャンネルへの直接遷移、すなわちS行列の非対角成分がある場合には、Satchlerの一般化透過係数

$$T_{\alpha\alpha}^G = 1 - \sum_c |\langle S_{\alpha c} \rangle|^2 \quad (47)$$

で計算すべきところを、(46)式で代用し、その計算に「実効的SOMポテンシャル」を使用しているために、透過係数のエネルギー依存性が正確でなくなっていることである。図15で低エネルギー領域での計算値と測定値の一致が良くないことの一因はこの点にあると考えられる。

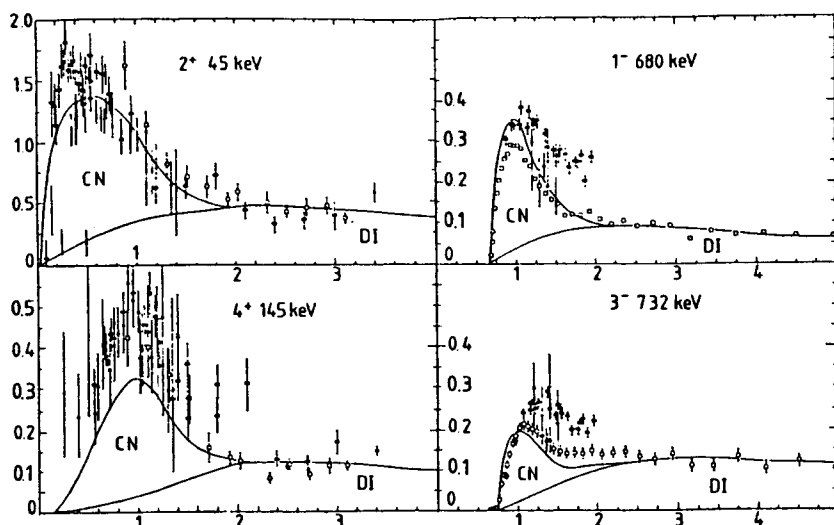


図15. [SOM/HF+DWBA] 法による計算例。 $^{238}\text{U}(n, n')$ の場合。

(b) [CC/HF] 法

筆者ら^{59,60)}は、チャンネル結合法(CC)を使えば結合したチャンネルに対するS行列の非対角要素を計算できることに着目し、(47)式で一般化透過係数を計算し、次にこれを使ってHauser-Feshbach計算を行う方法を提案した。この方法によれば上のような問題に煩わされることなく、直接過程と複合核過程を統一的に計算することができる。この際に、筆者は複合核の崩壊チャンネルの計算のためにあらかじめ一般化透過係数のセットを多数準

備しておく煩雑さを避けるために、出口側チャンネルの計算にはSOM透過係数を使用する近似を使った。出口側の透過係数の役割は、詳細釣合の原理にしたがって複合核崩壊確率を分配することに過ぎないから、この近似によって全確率束の保存の原理が損なわれることはない。実際、出口側にも一般化透過係数を用いた計算例と比較した結果、その差異は僅かにすぎないことがわかった。筆者の ^{232}Th と ^{238}U についての計算結果は測定データと良好な一致を示した。⁶⁰⁾この際に注意すべきは、CC/HF法とSOM/HF法の違いは、単に直接過程成分 ($|\langle S_{ab} \rangle - \delta_{ab}|^2$) が考慮されているのみならず、S行列の非対角要素が考慮された結果、複合核過程成分 ($|S_{ab}^{(1)}|^2$) も多大の変化をこうむっていることであり、この効果がなければ実験データとの良好な一致もありえないことである。

図16に見るように、アクチニド核種の場合、一般化透過係数 T^q はSOM透過係数 T^s と比べて次の点で違いがみられる。

- ① keV領域ではp波の T^q は T^s よりも数十%大きい。(この結果、数百keVあたりの全断面積の再現性が良くなる。)
- ② T^q の単一粒子共鳴は T^s の場合ほど顕著でない。
- ③ MeV領域では特に $\ell \geq 4$ の部分波に対して T^q は T^s より大きい。これがもたらす結果のひとつは、複合核形成断面積が20 MeVまでのMeV領域全体にわたって最大25%大きくなることである。これは、反応断面積の式

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 \sum [(\ell+1) T_\ell^{(+)} + \ell T_\ell^{(-)}] \quad (48)$$

において、 ℓ が重み関数の役割をはたしているため、 ℓ の大きな部分波の透過係数の変化が“増幅”されることによる。同様な理由で、連続領域への非弾性散乱がSOM/HF法計算の場合に比べて約15%増加する。これは炉物理的には中性子のエネルギー損失が大きくなることを意味すると同時に、連続領域への非弾性散乱中性子のエネルギースペクトルの評価(前平衡過程の寄与など)を正確に行うべきことを示唆する。

なお、アクチニドのSOMPとCC用OMPを比較すると次のような違いがみられる。

i) 実数部 V_c はCC-OMPの方がSOMPより大きい。アイソスピンの関数としてみたとき、SOMPの実数部は核種によるばらつきが大きい、CC-OMPではほぼ一定である(図17)。これは、SOMPでは核種ごとの変形度の違いが V_c に反映されたためと考えられる。

ii) 虚数部(Woods-Saxon微分型) W_s は、SOMPでは6~8 MeV程度であるが、CC-OMPでは2.8~3.5 MeVと大きさは約1/2になる。これはSOMPでは強結合チャンネルの効果も虚数部に実効的に繰り込まれていたのに対し、CC-OMPではそれは結合項で別個に扱われるために虚数部はその分だけ小さくなったものと解釈できる。(虚数部は消去されたチャンネルの効果を代替するものであることを想起のこと。)

iii) 核半径パラメータは、実数、虚数、S-O項のいずれもCC-OMPよりSOMPの方が大きい。これは上の①で述べたように全断面積の数百keV領域での緩やかな膨らみを再現するためにSOMPでは核半径を大きめにして、p波の寄与を強めていたことによる。

iv) ポテンシャル深さ V_c 、 W_s のエネルギー依存性はSOMPよりCC-OMPの方が大きい。

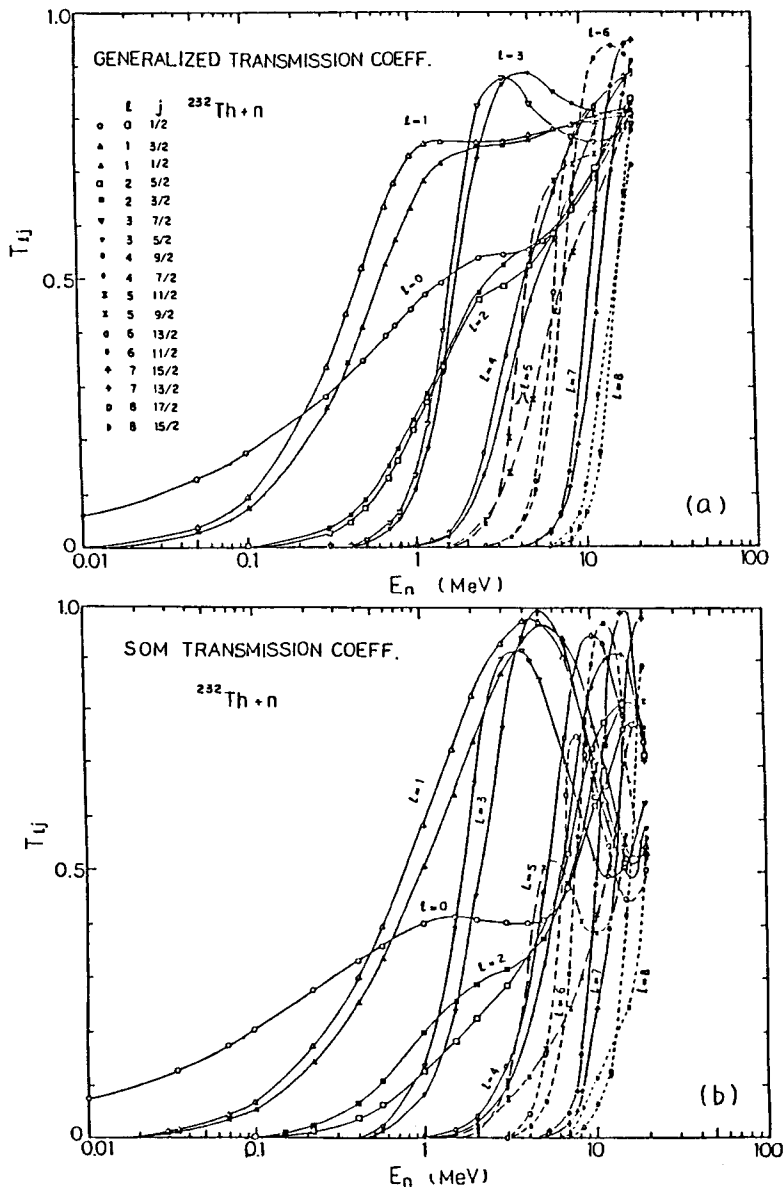


図16. 一般化透過係数(上)とSOM透過係数(下)の比較。 ^{232}Th の場合。

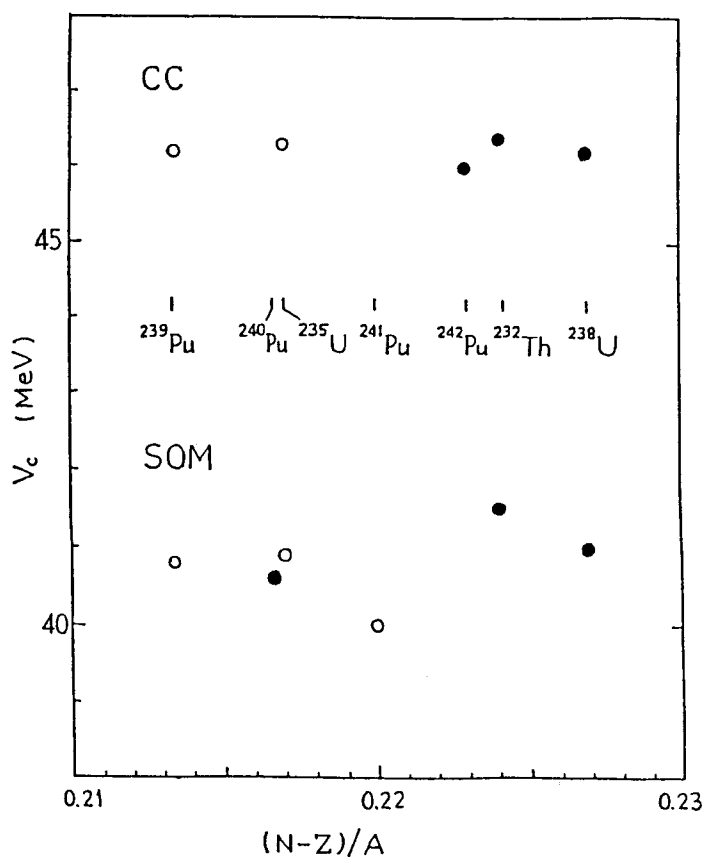


図17. アクチニド核種に対する実効的SOMPとCC-OMPの実数部の比較。

(c) [CC/HF+DWBA] 法

CC/HF法の問題点のひとつは、CC計算コードの結合チャンネルの数が限られており、また、たとえ限られていなくとも、結合するチャンネルの数とともに計算時間が飛躍的に増大することである。そこで、筆者は非弾性散乱チャンネルを、強結合、中結合、弱結合の3群に分け、強結合チャンネル（基底状態回転バンドなど）はCC計算で結合に含め、中結合チャンネル（振動状態など）はDWBA法で扱い、弱結合チャンネルは光学ポ

テンシャルの虚数部で表すという方法を提唱した。^{61,62)} これは、中程度の結合チャンネルであれば摂動法の一つであるDWBA法でも十分に扱えるし、全確率束の保存に対する影響も小さいであろうという考えに基づくものである。この際に、DWBA法としては、入口と出口に同一のポテンシャルを使う対称歪曲波法（通常DWBAとよばれる方法）よりも、入口側には弾性散乱断面積を再現する実効的SOMポテンシャル、出口側には“裸のOMP”(bare OMP)を使う非対称歪曲波法(ADWA)を使用するほうが近似がよい。これは、チャンネル結合の効果は遷移確率

$$(Tr)_{ab} = \langle \chi_b | H' | \psi_a \rangle \quad (49)$$

ですでに考慮されているので、出口側の波動関数はその効果を除外した“裸の”ポテンシャルで計算するのが正しいと考えられるからである。

10. おわりに

以上述べてきたことの要点をまとめておく。

(1) 核種別ポテンシャルが一般性を犠牲にして精度を獲得しているのに対し、グローバル・ポテンシャルは、精度の犠牲の上に一般性を獲得している。ポテンシャル・パラメータが核構造と関連していることを考えると、“shell-by-shell” approachのように、一群の性質の類似した核種に対する領域別ポテンシャルを見いだそうとする方法が有効であろうと思われる。

(2) 非局所ポテンシャルに対する等価局所ポテンシャル、変形核に対する等価球形ポテンシャルなどは、実用上便利ではあるが、完全に等価ではないことを念頭においておく必要がある。等価ポテンシャルに変換する際に、元のモデルがもっていた自由度の一部を落としていることにともない、元の情報の一部が失われているからである。

(3) 核物質が分散性媒質としての性質をもち、その中での散乱現象には因果律が成り立つことのひとつの帰結として分散関係式が導かれた。この関係式は、ポテンシャルの実数部と虚数部の間の相互依存関係を表し、その意味で新たな拘束条件を課することになる（従来の現象論的ポテンシャルのほとんどは因果律の要請を不十分にしか満たしていないことになる）が、逆にこの拘束条件を利用してポテンシャル・パラメータの存在範囲を絞りこんで行くことができる。従来のグローバル・ポテンシャルの改良にも役立つかも知れない。

(4) 中性子非弾性散乱のCC/HF法による計算結果から、変形核の場合、直接反応過程が重要であることは言うまでもないが、それと同時に複合核過程もかなりの変化をこうむることが明らかになった。[SOM/HF+DWBA]法は前者のみを扱って、後者の効果を反映しない。

(5) JENDL-2の段階の評価計算はSOMが主に使われてきたが、JENDL-3段階の計算ではCC, DWBAなどが広く活用された。その意味では、核データ評価を目的とする計算に

においても第3世代のOMPが力を発揮したといえる。今後、数百MeVあたりまでの核データを計算するとなると、相対論的效果の取り込み、その際に使用するOMPなど、新しい問題をも解決しなければならない。伝えられるところによると⁶³⁾ 深さ約50 MeVの核ポテンシャルは核子質量程度の大きな共変ポテンシャルが打ち消しあった結果できたものであって、低エネルギーの核反応の計算においても相対論的取扱いが不可欠であるという。これが核データ評価計算にただちに影響するとは思わないが、興味深いトピックではある。

*

3回にわたって光学ポテンシャルの研究の現状を概観する試みを行った。当初の予定より長くなってしまい、貴重な紙面を徒に浪費してしまったのではないかとおそれる。しかし、多少の弁明を許してもらえれば、こうなったのも光学モデルの研究が完了形ではなく現在進行形で展開しており、言及すべきことが多くあったからである。その意味で、冒頭のエピグラムが示唆するように、光学モデルの研究は「古いが、しかしつねに新しい」課題である。核物質を分散性媒質と考えることから分散関係式が導かれるのは、核反応と光学のアナロジーが核反応論の歴史と同じほど古いことを思えば当然ともいえる。しかし、うかつにも筆者は数年前までは分散関係式がこれほどの新局面をもたらすとは考えていなかった。分散関係式の最初の導出がすでに1958年に行われていたにもかかわらず、である。多岐亡羊、この先、「学者は多方を以って生を喪う」ことにならぬことを願うのみ。

最後に、発表前の論文のプレプリントを送っていただいたOxford大学のP. E. Hodgson博士に謝意を表します。

参 考 文 献

- 39) P. E. Hodgson, Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Theory for Fast Neutron Nuclear Data Evaluation, Beijing 1987, IAEA-TECDOC-483, p. 51
- 40) M. Yosoi et al., RCNP Annual Report 1983, p. 8
- 41) E. Friedman and C. J. Batty, Phys. Rev. C17, 34 (1978);
W. Tornow et al., Nucl. Phys. A385, 373 (1982)
- 42) B. C. Sinha and V. R. W. Edwards, Phys. Lett. B31, 273 (1970); *ibid.* B5, 391 (1971)
- 43) R. W. Finnlay et al., Phys. Lett. 155B, 313 (1985)
- 44) J. R. M. Annand, R. W. Finnlay and F. S. Dietrich, Nucl. Phys. A443, 249 (1985)
- 45) C. Mahaux and H. Ngô, Phys. Lett. 100B, 285 (1981); Nucl. Phys. A378, 205 (1982);
Phys. Lett. 126B, 1 (1983)
- 45a) C. Mahaux and R. Sartor, Phys. Rev. Lett. 57, 3015 (1986); Nucl. Phys. A484,
205 (1988)
- 46) M. Bauer, E. Hernandez-Saldana, P. E. Hodgson and J. Quintanilla, J. Phys. G3, 525

- (1982)
- 47) B. A. Brown, S. E. Massen and P. E. Hodgson, Phys. Lett. 85B, 167 (1979)
 - 48) P. E. Hodgson, Proc. Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanism, World Scientific p. 39 (1989)
 - 49) I. Ahmad and W. Haider, J. Phys. G: Nucl. Phys. 2, L157 (1976)
 - 50) W. T. H. Van Oers, Phys. Rev. C3, 1550 (1971)
 - 51) A. B. Smith, P. T. Guenther, and R. D. Lawson, Nucl. Phys. A455, 344 (1986)
 - 52) R. D. Lawson, P. T. Guenther and A. B. Smith, Phys. Rev. C34, 1599 (1986)
 - 53) R. D. Lawson, P. T. Guenther and A. B. Smith, Phys. Rev. C36, 1298 (1987)
 - 54) S. Chiba, P. T. Guenther, R. D. Lawson and A. B. Smith, ANL/NDM-116 (1990)
 - 55) G. E. Brown, J. S. Dehesa and J. Speth, Nucl. Phys. A330, 290 (1979)
 - 56) H. Kitazawa, Y. Harima and N. Mukai, Nucl. Phys. A510, 429 (1990)
 - 57) Su Zongdi and P. E. Hodgson, J. Phys. G, to be published.
 - 58) P. E. Hodgson et al., Nucl. Sci. Eng. 89, 111 (1985); *ibid.* 92, 459 (1986)
 - 59) T. Ohsawa et al., "Research on Thorium" SPEY 9, Report of Special Project Research on Energy under Grant-in-Aid of Scientific Research of the Ministry of Education, Science and Culture, Japan (1984), p. 35
 - 60) T. Ohsawa et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, 1985 Vol. 2, p. 1193 (1986)
 - 61) T. Ohsawa et al., "Research on Thorium" SPEY 21, (1987) p. 35
 - 62) T. Ohsawa, Proc. 1986 Seminar on Nuclear Data, p. 320 (1987)
 - 63) Physics Today, March 1984, p. 20