

核反応の光学ポテンシャル研究の進歩 (上)

(近畿大・原研) 大 澤 孝 明

Es ist eine alte Geschichte,
doch bleibt sie immer neu.

— H. Heine

1. 緒言

光学モデルは、核反応モデルの中でおそらくもっとも広範に利用されているモデルのひとつであろう。理論家に限らず、実験家や評価者の中にも、それぞれ測定データの解析や評価計算において、このモデルの世話になっている人は少なくないはずである。それはなんとと言っても、光学モデルが入射粒子と原子核との相互作用の基本特性を記述するきわめて便利なツールであるという性格に由来する。しかし、他面、便利であるがゆえにその利用が多少便宜主義に流れる傾向もなしとしない。ポテンシャルパラメータの決定という一事をとって見ても、その判断の根拠、適用可能なエネルギー領域、周辺の核種と比べての物理的妥当性などが十分に検討されているのかどうか、またその検討の過程で出てきた問題点が正しくとり上げられ解決が図られているかといえ、いささか疑問の余地がないわけではない。ここにあらためて光学モデル研究の現状と動向を見直してみようとする所以である。

この稿では光学モデルの基本的な問題点と研究の現状、および最近のトピックスのいくつかをとり上げて議論する。具体的には、グローバルポテンシャルとその有効性、領域別光学ポテンシャル、非局所的ポテンシャルとそれに等価な局所ポテンシャル、ポテンシャルパラメータの不確かさ、分散関係式の応用、非弾性散乱解析のための光学ポテンシャル等について検討する。筆者は光学モデルを応用する立場にある者なので、記述はおのずからその角度に限定され、またしばしば釈迦に説法する類の愚を犯すこともあると思われる。あらかじめご海容をお願いしたい。

2. 光学モデルの史的発展——世代論の試み

光学モデル (OM) は長い歴史をもつ。Feshbach, Porter, Weisskopf(1954)¹⁾の有名な論文が出てから36年、Bethe(1940)²⁾のOMの萌芽的なアイデアから数えればすでに50年を閲したことになる。この間にはモデルの精密化に向かって長足の進歩があったことは言うまでもないが、近年も新たな展開につながる動きが見られる。この意味でOMは、歴

史が長いばかりでなく、息の長いモデルでもあるといえる。

OMの発展史を4つの世代に分けて考えてみる(図1)。研究史の立論の仕方や世代の区切り方には異論もあろうかと思うが、ここでは説明の便宜を優先させていただく。

(1)第1世代

Bethe²⁾やSerberら³⁻⁴⁾の仕事をいわば前史時代とすれば、第1世代はやはり著名なFeshbach, Porter, Weisskopfの論文に始まるとすべきであろう。彼らは、広範な質量およびエネルギー範囲における全断面積と反応断面積のふるまいが、単一の方形井戸型ポテンシャル

$$\begin{aligned} V(r) &= U + iW \quad \text{for } r < R \\ &= 0 \quad \text{for } r > R \end{aligned} \quad (1)$$
$$U = 42 \text{ MeV}, \quad W = 1.26 \text{ MeV}, \quad R = 1.45A^{1/3}$$

で表わされることを示した。この事実は、中性子と原子核の相互作用の基本的特徴が核の平均的特性によって決められることを明らかにしたという点で、やはり当時発展しつつあった殻モデルと軌を一にするものであった。(ちなみに、最近のトピックスである“フェルミ表面での特異性”(Fermi-surface anomaly)の発見も、OMPによる散乱問題を、束縛系を記述する殻モデルポテンシャルの正エネルギー粒子への拡張と考えるという捉え方に立つものであることに留意すべきである。)

遅い中性子の反応においてみられる鋭い共鳴は原子核の多体効果によるものであるから、反応過程を2体問題として扱うOMによっては再現できないが、共鳴にわたる平均断面積が示す粗い構造(gross structure)はこの簡単なOMPによっても説明できた。*

なお、同じころに研究が進められたBruecknerらの核物質理論⁵⁾が、のちにOMPのミクロ的多体理論による基礎づけの足場を提供することになることは周知のとおりである。

*<注> Thomas(1955)⁶⁾とLane, Thomas, Wigner(1955)⁷⁾は中性子全断面積の粗い構造は単一の部分波の共鳴によると解釈したが、後にPetersen(1962)⁸⁾とMcVoy(1967)⁹⁾は、そのようなケースは $2 d_{5/2}(A \simeq 50, E \simeq 2 \text{ MeV})$ 、 $3 p_{3/2}(A \simeq 96, E \simeq 0.2 \text{ MeV})$ など限られた場合のみに当てはまり、むしろ核内を通過した部分波が外を通り過ぎたいろいろな部分波と干渉しあって出現する(“echo”または“anti-resonance”とよばれる)という解釈を提示した。

(2)第2世代

第2世代OMPは、ポテンシャルをよりrealisticなものにする試みの中から生まれた。まず、ポテンシャルの形状は核子密度の分布と同じくWoods-Saxon型にすることにより、方

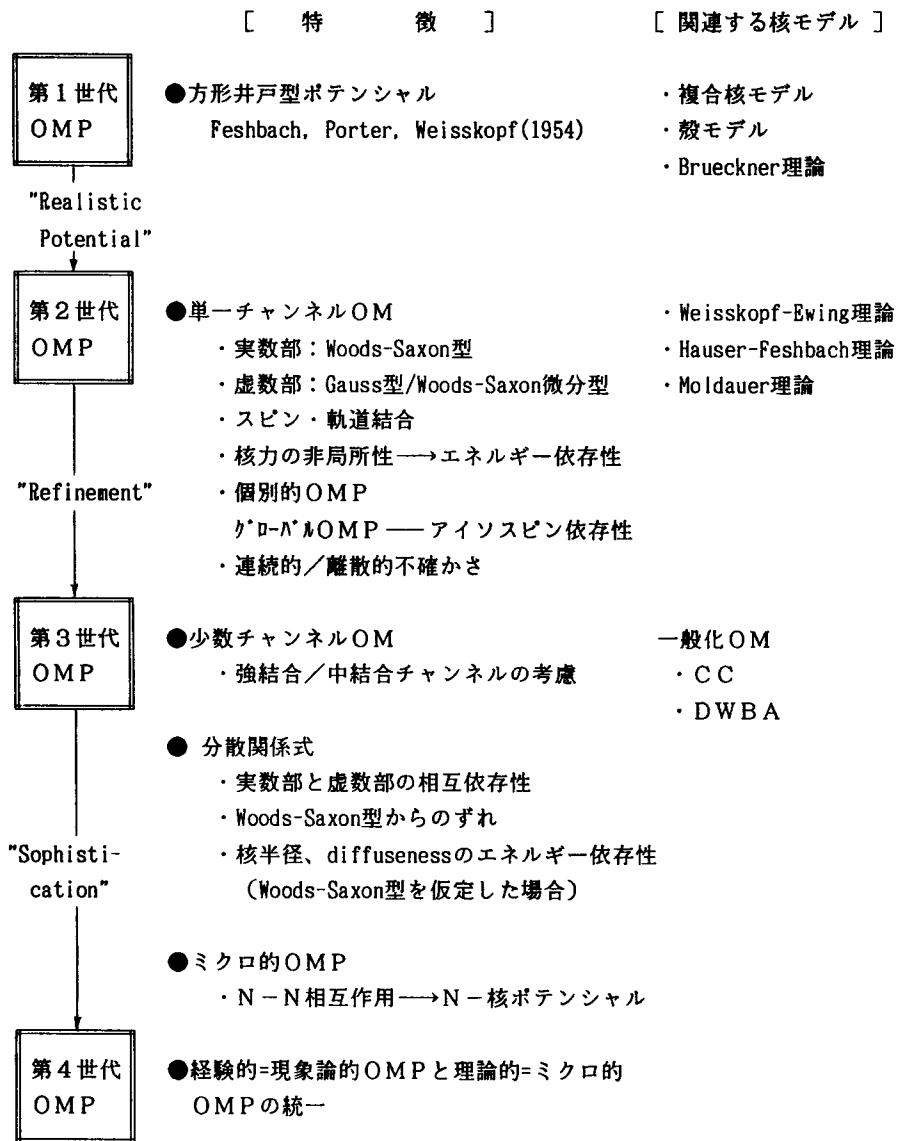


図1. 光学モデルの歴史的概観

形ポテンシャルでは過大評価されがちだった弾性散乱が改善されることが明らかにされた。虚数部は低エネルギーでの表面吸収型から、高エネルギーになるにつれて体積吸収型に移っていくことがわかった。偏極データや微分断面積の最後方部の解析のために殻モデルの場合と同様なスピン・軌道結合項が導入された。核力場の非局所性(nonlocality)のため、実数部および虚数部ポテンシャルの深さはエネルギー依存性を示すことが明らかになった。第2世代OMPの特徴とその物理的根拠を表Iにまとめて示す。

表I. 第2世代OMPの特徴

特 徴	物 理 的 根 拠
<ul style="list-style-type: none"> ・ 実数部：Woods-Saxon型形状 ・ 虚数部：低エネルギーで表面吸収型 高エネルギーで体積吸収型 ・ スピン軌道項 ・ ポテンシャル深さのエネルギー依存性 ・ アイソスピン依存項 	<ul style="list-style-type: none"> ・ 核子密度分布 ・ Pauli blocking effectの空間依存性 および高エネルギーでの減衰 ・ 核表面での核子密度の勾配$\Delta\rho$、粒子の運動量p、スピンスに依存する力 ・ 核力場の非局所性 ・ 高エネルギーでのPauli効果の減衰 ・ 核力の荷電不変性のためポテンシャルは$\tau^{(1)} \cdot \tau^{(2)} \propto (N-Z)$に依存

第2世代OMPは、核反応のHauser-Feshbach理論およびWeisskopf-Ewing理論と結びつけられることにより、複合核を経由する低エネルギー核反応を解析する有力なツールになった。わが国ではELIESEコード¹⁰⁾がよく利用されている。

この第2世代OMPに基づいて2つの方向の研究が進められた。第1は、個々の核種の断面積と偏極の高精度の測定データを精密に解析する方向であり、この結果多くの個別核種に対するOMP(particular OMP)が報告された。それらを編集したものにPerey-Perey¹¹⁾の仕事がある。第2は、より広範な質量とエネルギー領域に適用可能な、普遍性をもったOMP(global OMP)の研究である。この目的のために、アイソスピン依存項とポテンシャル・パラメータのエネルギー依存性が詳しく調べられた。

個別的OMPとグローバルOMPのいずれの場合にもみられる現象に、パラメータの非唯一性(non-uniqueness)、あるいは不確かさ(ambiguity)の問題がある。これはさらに、連続的不確かさ(continuous ambiguity)と離散的な不確かさ(discrete ambiguity)に分けられ

る。これについては後述する。

(3) 第3世代

このように第2世代OMPは、現実の原子核のもつ特徴を内蔵させることによって精密化されたが、それ自身の中に決定的な限界をもっている。すなわち、このような球形OMでは1つのチャンネル（入射チャンネル）しか陽に考慮されないということである。したがって、回転・振動運動準位の直接励起など、強く結合したチャンネル、もしくは中程度の強さで結合したチャンネルが複数個存在するような反応はこのモデルでは扱えない。この種の問題を正確に解くには、少数個のチャンネル間の遷移を陽に扱えるように拡張した一般化OM、すなわちチャンネル結合理論(coupled-channel theory; CC)を必要とする。これはOMの、一段と進んだrefinementであるという意味で、第3世代のOMと称することにする。

理論面での最近の重要なトピックは、分散関係式(dispersion relation)がOMPの実数部と虚数部の相互依存性を解析する上で有力な手がかりを提供することが見いだされたことである。これはすでにFermi表面での特異性の解釈において有効性を発揮しているが、これを考慮すればグローバルOMPの改良など、従来の枠組みの中では困難であった改良が期待できることから注目を集めている。また、分散関係を考慮すると実数部ポテンシャルは、従来のWoods-Saxon型からずれた形状を呈することも興味深い。

理論分野のもうひとつのトピックは、核子-核子相互作用から出発してポテンシャルを構成しようとするミクロ的アプローチが、それまでの定性的比較の段階から定量的比較が可能になる段階までに進んできつつあることである。これにより、特定の核種の現象論的OMPとミクロ的OMPの異同の定量的な比較検討が可能になってきた。また、ポテンシャル実数部の非Woods-Saxon型形状の問題について検討を進める基盤ともなることが期待できる。

以上の問題が解決され、経験的=現象論的OMPと理論的=ミクロ的OMPが一致する段階が第4世代ということになる。そのためには研究戦略も方法も一段とsophisticationの度を高めることが要求されるであろう。

3. 球形光学モデルの限界

第2世代OMPは実験データの解析や評価計算に広く使用されているが、上で触れたようにその応用上いくつかの問題がある。これらの問題は球形光学モデルポテンシャル(SOMP)の枠内で解決もしくは改善できるものと、より進んだ取り扱いを必要とするものに分けられる。

A. SOMPの枠内で解決可能な問題

この種の問題の例として、(a)パラメータの連続的不確かさ、(b) s波強度関数と反応断面積がA~100付近のマジック領域でSOMP計算値と一致しない問題、があげられる。

(a)の問題はVR²、Wa不確かさとして古くから知られている問題である。これは、断面積は核表面での波動関数の対数微分で本質的に決定されるが、Vを多少変化させてもRを調整することによって同じ対数微分値が得られ、したがって断面積値も同じになる現象である。この種の不確かさは、パラメータ決定に用いる物理量を増やし(たとえば断面積の他に、角度微分断面積を加える)、その精度を改善し、フィッティング時に参照する角度やエネルギー領域を拡張することによりかなり取り除くことができる。

(b)の問題は核の殻構造に密接に関係している。すなわち、入射中性子がs波の状態から遷移するべき適当な殻モデル軌道が存在する場合には吸収されやすいが、適当な軌道がないと吸収されにくくなる。図2¹²⁾にみられるように、A~50では3 s_{1/2}軌道、A~160では4 s_{1/2}軌道がE~0 MeV近傍に存在するためs波強度関数にピークが現れるが、その中間のA~100前後では適当な軌道がないため吸収が異常に小さくなる。しかし、SOMPではこの極小は正確に再現できないのである。

この問題に対する解決はMoldauer¹³⁾によって提案された。彼はA=40~150の領域の核のE_n < 1 MeVにおけるs波強度関数と波動関数および虚数部の関係を詳細に解析した。s波強度関数は、Porter¹⁴⁾によると、

$$\Gamma_n/D = \frac{2k}{\sqrt{E}} \frac{m}{2\pi^2\hbar^2} \int_0^\infty |u(r)|^2 W(r) dr \quad (2)$$

で与えられる。ここにu(r) = rφ(r)、φ(r)は波動関数である。A~100の核のE_n = 100eVにおけるいくつかのOMPに対するs波波動関数のふるまいを図3¹³⁾に示す。ポテンシャルとそれに対応する|u(r)|²は同じ種類の曲線で表示してある。体積吸収型ポテンシャル(破線)に比べて表面吸収型(実線)の場合の方が核表面において顕著な節が存在し、内部波動関数の振幅も大きくなること分かる。したがって、式(2)の積分は核表面での

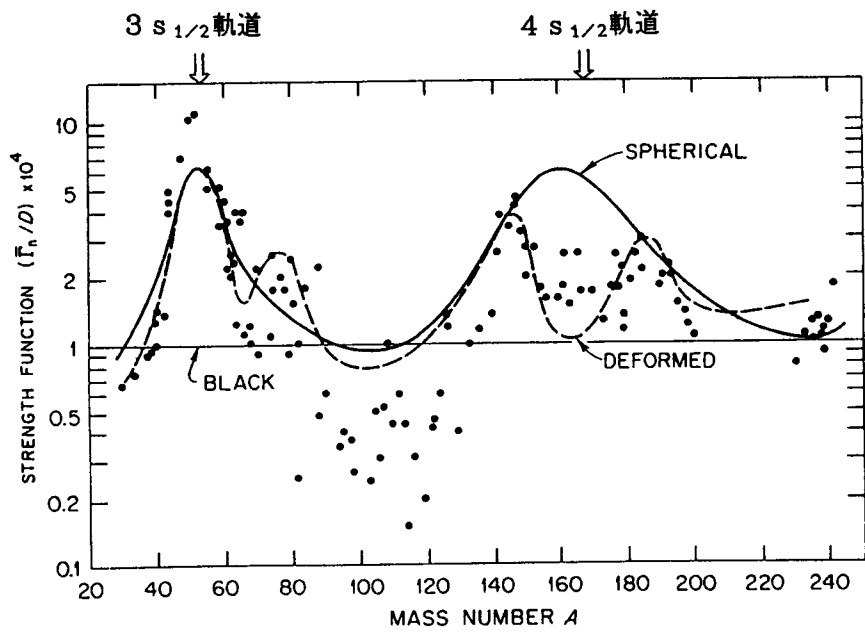


図2. 質量数の関数としての s 波中性子強度関数

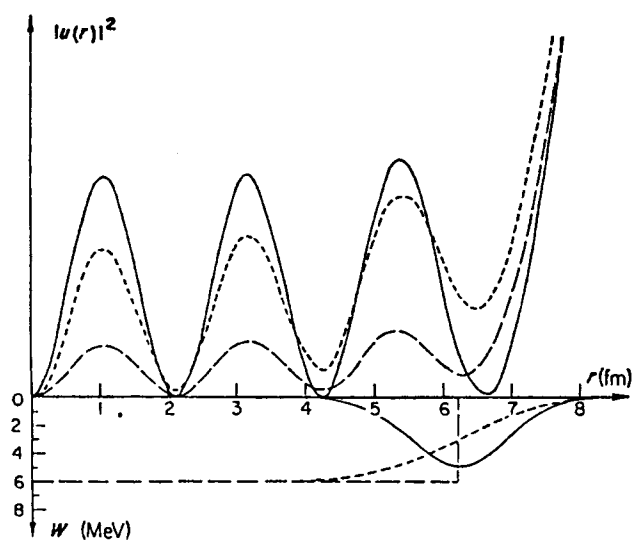


図3. A~100近傍核における100eV中性子の s 波動径波動関数の絶対値の2乗。
長い破線は方形体積吸収ポテンシャル、短い破線は表面ぼやけ型体積吸収ポテンシャル、実線は表面吸収ポテンシャルの場合を表わす。

$|u(r)|^2$ と虚数ポテンシャルとの重なり具合に強く左右される。Moldauerは体積吸収型、表面吸収型、および $W(r)$ のピーク位置を実数部核半径よりも 0.5 fm だけ外側に出した外辺吸収(fringe absorption)型の3つを比較して、外辺吸収型が s 波強度関数の極大と極小をもっとも良く再現することを見いだした。(なお、Moldauerポテンシャルの問題点については、第4章で述べる。)

このように核の特性を考慮にいれた詳細な解析とチューニングを行なうことにより、OMPの精度を向上させることは可能である。この考え方を発展させれば、一挙にグローバルOMPを探索するよりも、おのおのの殻領域ごとのOMP(regional OMP)を求める方が精度の良いOMPが得られるというアイデアにつながる。後述するように、実際、この方向の研究も進められている。

B. SOMPの枠内では解決できない問題

図2にみられるもうひとつの問題は、SOMPが $A \approx 160$ 前後の s 波強度関数を過大評価していることである。この問題は物理的に意味のある範囲内でSOMPパラメータを調節することによっては解決できない。これは、この領域の原子核が平衡変形していること由来する現象であって、これを考慮したCCモデルによってはじめてピークの分裂が説明される。(なお、球形核であっても低い集団運動単位をもつ核による非弾性散乱を扱う場合には、CCモデルを必要とするとは言うまでもない。)

原子核の平衡変形の効果を示すもうひとつの例は、Sm同位体による散乱において見られる。図4¹⁵⁾は 50 MeV の α 粒子のSm同位体による微分散乱断面積を示す。質量数が増大するとともに、回折パターンは不明瞭になり、包絡線の勾配はより急になるという傾向が見られる。おのおのの同位体についてパラメータを調整すればSOMの枠内でもこの傾向を再現することはできるが、CCモデルを使用すれば、この4核種について同一のパラメータセットを採用し、変形度のみを調整することで断面積のふるまいをきわめて良好に表わすことができる。Sm同位体は質量数の増加とともに核の変形度が系統的に変化することが知られているので、この結果は物理的にも合理的である。

アクチニド核種の中性子断面積の解析においてもCCモデルは重要な役割を果たす。第1に、数百keV領域での全断面積の曲線を再現するために、かつてはSOMで核半径パラメータをやや大きめにとって p 波を効かせる手法がとられていたが、CCモデルを採用すればそのようなことは必要なくなる。第2に、基底状態回転バンド単位の励起につながる非弾性散乱はCCモデルの導入によってはじめて正確に記述できる。これがJENDL-3のTh-232、U-238などの非弾性散乱断面積の評価値が以前に比べて大きく変化した理由の一つである。この問題については、章を改めて議論する。

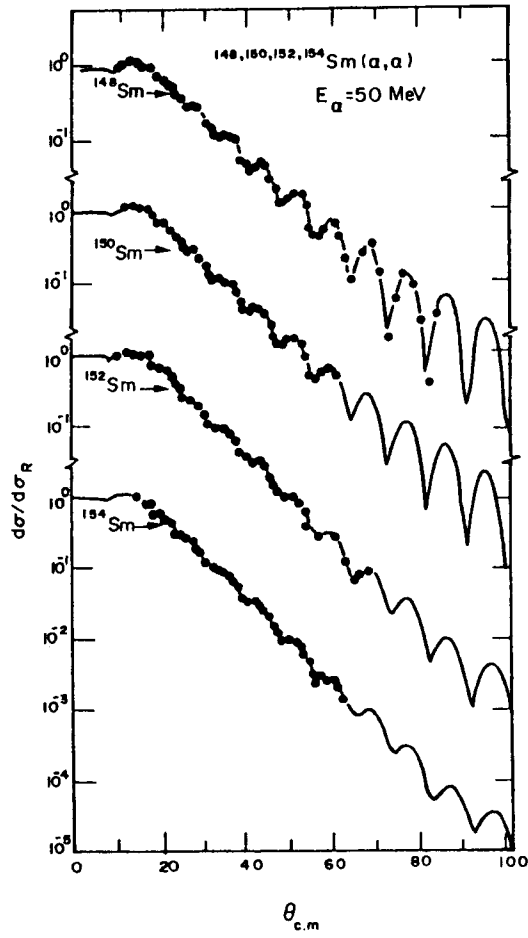


図4. Sm偶数同位体による50MeV α 粒子の微分弾性散乱断面積。
 実線は、同一のポテンシャルパラメータセットを用い、変形
 度のみを調整して得られたCC計算値。

4. グローバル光学ポテンシャルの系譜

広範な質量数およびエネルギー領域にわたる実験データを説明できる系統的なOMPを見いだす努力が続けられてきた。ここで「系統的」とは、ポテンシャルパラメータが核の陽子数と中性子数および入射粒子エネルギーの緩やかな関数として表わされるということの意味する。ここでは主に中性子用のグローバルポテンシャルについて、その進歩の跡をたどってみる。

(a) Perey-Buck (1962)

もっとも早い時期につくられた中性子用グローバルOMPとしてよく知られているのがPerey-Buckポテンシャル¹⁶⁾である。これは次のようなガウス型非局所関数を採用した非局所ポテンシャルである。

$$V(r, r') = V(p) H(|r-r'|) \quad (3)$$

$$H(|r-r'|) = \frac{1}{\pi^{3/2} \beta^3} \exp[-(r-r')^2/\beta^2] \quad (4)$$

ここに $p = (r+r')/2$ 、 β は非局所性のレンジである。1~25 MeV の中性子散乱データの解析から、彼らはつぎのパラメータセットを得た： $V=71$ MeV、 $W=15$ MeV、 $r_0=1.22$ fm、 $a=0.65$ fm、 $\beta=0.85$ fm、 $V_{so}=7.2$ MeV、 $a_{so}=0.47$ fm。

これは核力の非局所性を考慮した数少ないポテンシャルの一つであるが、計算が煩雑になるため現在では使用される機会は少ない。

(b) Wilmore-Hodgson (1964)

実用上は局所ポテンシャルの方が使いやすいので、WilmoreとHodgson¹⁷⁾はPerey-Buckポテンシャルに等価な局所ポテンシャルを作ることを試みた。その結果、つぎのパラメータセットを得た（エネルギーはMeV、長さはfm単位。なお、以下の記号は、Vは実数部、Wは虚数部、rは核半径、aはdiffuseness、添字のRは実数部、Dは表面項、Vは体積項、Gはガウス型、soはスピン・軌道項を示す）：

$$\begin{aligned} V_R &= 47.01 - 0.267E - 0.0018E^2 \\ W_D &= 9.52 - 0.053E \\ V_{so} &= 0 \\ r_R &= 1.322 - 0.00076A + (4 \times 10^{-6})A^2 - (8 \times 10^{-9})A^3 \\ r_D &= 1.266 - 0.00037A + (2 \times 10^{-6})A^2 - (4 \times 10^{-9})A^3 \end{aligned} \quad (5)$$

$$a_R = 0.66$$

$$a_D = 0.48$$

Wilmore-Hodgsonは、このポテンシャルは広範な中性子データに適合するとしている。ただ、虚数部のエネルギー依存項の符号が負になっているのは通常とは異なりunphysicalであるが、その根拠は不明である。

(c) Moldauer (1962-64)

Perey-Buckポテンシャルはs波強度関数の概略の形を再現することはできるが、前述のように、 $A \approx 100$ 前後の深い極小を説明することはできない。Moldauer¹³⁾は、極大部での一致をそこなうことなくこの極小部を説明するために、ガウス関数型虚数部を実数部半径より 0.5 fm だけ大きくしたつぎのセットを採用すればよいことを見いだした。

$$\begin{aligned} V_R &= 46 \\ W_G &= 14 \quad (\text{Gauss型}) \\ V_{n_0} &= 7 \\ R_R &= 0.6 + 1.16A^{1/3}, \quad a_R = 0.62 \\ R_G &= 1.1 + 1.16A^{1/3}, \quad b = 0.5 \end{aligned} \tag{6}$$

このポテンシャルで気がつくことは、 W_G が意外に大きく、かつ、核種によらないとしていることであることである。 $A \approx 100$ 前後でs波強度関数がきわめて小さくなるのは、核構造の観点から言えば、入射s波中性子が落ち込むべき単一粒子軌道と核内核子がたたき上げられるべき単一粒子軌道のあいだに角運動量とパリティの保存が満たされず、したがって、そのような遷移がおこりにくくなっていることによる。¹⁸⁾このような核構造に由来する影響が W_G そのものに反映されていないのは、不可思議ではある。このあたりにMoldauerポテンシャルの問題点がありそうである。

(d) Becchetti-Greenlees (1969)

現在、もっともよく使用されているグローバル・ポテンシャルのひとつにBecchetti-Greenlees¹⁹⁾のものがある。このポテンシャルは、まず、 $A = 58 \sim 208$ の核に $10 \sim 40 \text{ MeV}$ の陽子が入射した場合の微分断面積と偏極のデータに基づいてポテンシャル・パラメータを決定し、それを中性子用に変換したものである。変換の際につぎのような規則が用いられた。

- V_R, W_V, W_D のエネルギー依存性は陽子と中性子の場合で変わらない。
($V_R: -0.32E, W_V: +0.22E, W_D: -0.25E$)
- アイソスピン依存項の符号はLaneモデル²⁰⁾に従い、反転するものとする。
(陽子: $24.0(N-Z)/A \rightarrow$ 中性子: $-24.0(N-Z)/A$)
- 実数部の幾何学パラメータ r_R, a_R 、およびスピン・軌道項の深さ V_{n_0} と幾何学パラメータ r_{n_0}, a_{n_0} は陽子と中性子に対して同一である。

以上の変換を行った上で、体積吸収虚数項の深さと幾何学パラメータを中性子データに適合するように調整することにより中性子用ポテンシャルが決定された。この結果、中性子に対する体積吸収項は、陽子の場合に比べてやや深く、半径は小さくなっている。中性子に対する適用範囲は $E_n < 50\text{MeV}$ 、 $A > 40$ とされている。

以上のような手法がとられたのは、ひとつには陽子散乱のデータの方が（特に高エネルギー領域で）多く、精度もよいことによるが、もうひとつには、陽子と中性子に対して統一的なポテンシャルを見いだしたいという動機もあるものと思われる。

(e) Rapaport (1979)

Rapaport²¹⁾は $A=40\sim 208$ のあいだの閉核および二重閉核に対する $7\sim 26\text{MeV}$ 中性子の角度分布から決定したポテンシャルを報告している。適用範囲は、 $E_n=7\sim 30\text{MeV}$ 、 $A>16$ とされている。しかし、実際には $A<40$ の軽い核に対してこのOMPは必ずしも良好な結果をもたらさない。このことが、次章で述べるように、Martin²²⁾を $2s-1d$ 殻領域の軽い核のOMPの研究へ向かわせた、ひとつのきっかけになった。

(f) Walter-Guss (1985)

最近提唱されたグローバルOMPの代表例はWalter-Guss²³⁾によるものである。TUNLその他での散乱実験データに基づき、彼らは吸収項のエネルギーおよび動径依存性がよく知られていない $E_n=10\sim 24\text{MeV}$ の領域に注目した。スピン・軌道項のパラメータは、アナライジング・パワーのデータに基づき新しく決定された。このOMPはエネルギー依存項に対数関数を採用している点がやや特異である。適用範囲は $E_n=10\sim 80\text{MeV}$ 、 $A>53$ である。

最近、山室²⁴⁾はこのOMPを簡易入力断面積計算コードシステムSINCROS-IIに採用した。その際に、 10MeV 以下の領域に適用できるように、Cu-63, Sn-120, Pb-natの弾性外断面積測定値を10%以内の精度で再現できるように、 20MeV 以下での表面吸収項をつぎのように修正した。

$$\begin{aligned} W_D &= 10.85 - 0.157E - 14.94(N-Z)/A & [E > 9.9\text{MeV}] & \quad (\text{Walter-Guss}) \\ &= 7.71 - 14.94(N-Z)/A & [0 < E < 20\text{MeV}] & \quad (\text{Yamamuro}) \end{aligned} \quad (7)$$

以上のほかにも数多くのグローバルOMPが提唱されており、それぞれ指定された範囲内では一応の有効性をもつとされているが、個別核種に適用してみると問題が出てくることがしばしばある。核種別OMPが、一般性を犠牲にして最大限の精度を獲得しているとすれば、グローバルOMPは精度の犠牲の上に一般性を獲得している、という不確定性関係にも似た状況をいまだ脱していないのが現状である。「一般性」と「精度」の間の二律背反を解く、と言わないまでも、せめて不確定性の範囲を狭めるための切り所は、やはり、現象の背後の物理そのものの中に求めるのが順当な手口であろう。

探るべき方向はさしあたり2つある。一つは殻構造を考慮して多数の対象核種をグループ化し、グループごとに攻略すること、もう一つは最近関心を集めている分散関係、すなわち実数部と虚数部の相互依存関係や、体積積分等の恒量を利用して適正なパラメータの存在範囲を絞りこんでゆくことである。最近発展しつつあるミクロ的、もしくは半ミクロ的理論からの知見もその過程での有用な指標となるかもしれない。

参考文献

- 1) H. Feshbach, C. Porter and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 96, 448 (1954)
- 2) H. A. Bethe, Phys. Rev. 57, 1125 (1940)
- 3) R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947)
- 4) S. Fernbach, R. Serber and T. B. Taylor, Phys. Rev. 75, 1352 (1949)
- 5) K. A. Brueckner and J. L. Gammel, Phys. Rev. 109, 1023 (1958)
- 6) R. G. Thomas, Phys. Rev. 97, 224 (1955)
- 7) A. M. Lane, R. G. Thomas, E. P. Wigner, Phys. Rev. 98, 639 (1955)
- 8) J. M. Petersen, Phys. Rev. 125, 955 (1962)
- 9) K. W. McVoy, Ann. Phys. 43, 91 (1967)
- 10) S. Igarasi, JAERI-1224 (1972)
- 11) C. M. Perey and F. G. Perey, Atomic Data and Nucl. Data Tables, 17, 1 (1976)
- 12) G. R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford (1982)
- 13) P. A. Moldauer, Nucl. Phys. 47, 65 (1963)
- 14) C. E. Porter, Phys. Rev. 100, 935 (1955)
- 15) N. K. Glendenning, D. L. Hendrie and O. N. Jarvis, Phys. Lett. 26B, 131 (1968)
- 16) F. G. Perey and B. Buck, Nucl. Phys. 32, 353 (1962)
- 17) D. Wilmore and P. E. Hodgson, Nucl. Phys. 55, 673 (1964)
- 18) A. Sugie, Phys. Rev. Lett. 4, 286 (1960)
- 19) F. D. Becchetti, Jr., and G. W. Greenlees, Phys. Rev. 182, 1190 (1969)
- 20) A. M. Lane, Phys. Rev. Lett. 8, 171 (1962); Nucl. Phys. 35, 676 (1962)
- 21) J. Rapaport, V. Kulkarni, and R. W. Finlay, Nucl. Phys. A330, 15 (1979);
J. Rapaport, Phys. Rep. 87, 25 (1982)
- 22) Ph. Martin, Nucl. Phys. A466, 119 (1987)
- 23) R. L. Walter and P. P. Guss, Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, p. 1079 (1985)
- 24) N. Yamamuro, JAERI-M 90-006 (1990)