原子力工学者のための核反応論, (II)

(日本原子力研究所) 五十嵐 信一, 原田 吉之助

第 I 報では、核反応概論として反応過程について図式的説明を与えたのち、複合核反応として共鳴理論, Hauser-Feshbach 理論, 蒸発模型および未平衡状態模型について述べた。本稿においては、直接反応として、歪波ボルン近似法, 結合チャンネル法および中性子の直接捕獲理論について解説する。

IV. 直接反応 (Direct Reaction)

入射粒子が 1 個の核内核子と衝突してこれを核外に弾き出す反応や、核の回転または振動運動を直接励起するような非弾性散乱などを総称して直接反応といっている。この反応は前報第 II 章の第 2 図(a), (b)(p.214)に相当する部分である。この図からも想像できるように、このような反応は全反応過程の中の特定の段階において起るので、他の段階の過程が混じらず、その段階の特徴が顕著に現れる。したがって、理論の取扱もその特徴だけを抜き出して記述する方法をとっている。その 1 つは第 2 図(b)の部分だけを直接計算するやり方で、ボルン近似(Born Approximation)と呼ばれている。

入射粒子が第 2 図(b)に至る前に(a)を通ることを考慮すれば、ボルン近似は少々粗い近似である。入射粒子が(a)を通る時、平均場の影響を受けるので、(b)に到達した時には入射時と比較して歪んだ波動関数を持っているはずである。この効果を考慮したものを歪波ボルン近似(Distorted Wave Born Approximation)と呼んでいる。

入射粒子は第 2 図(a)の平均場を通っただけで核外に出て行く場合がある。これは形状弾性散乱と呼ばれ、複合核を経由する複合核弾性散乱とは異なり、直接過程の 1 つである。前者は光学模型ポテンシャルを使ってその散乱波を求めることができる。歪波ボルン近似はこの散乱波を使って(b)での衝突の大きさを求める方法である。光学模型ポテンシャルを使うと形状弾性散乱のほかにもその吸収効果も計算でき、(9)式(p.217)で与えられる吸収断面積が得られる。また、(a)の段階で入射粒子のスピンの向きが散乱後にどの位の割合で変るかなども求められる。これらの量の計算値と実験値との比較から光学模型ポテンシャルとしてどのようなものをとればよいかを探ることができる。(a)の段階の現象は入口チャンネルの現象と呼ばれていて、原子核の

平均ポテンシャルを調べる有力な手段になっている。

ここまでの所では、原子核の形については特に断わりを述べずにきた。核内核子が比較的自由に単一粒子の振舞いをしている反面、全体として平均場を作っているように、核子は集団としても振舞っている。平均場が核子の集団運動の 1 つの結果であれば、原子核の中心から見てこの場の及ぶ範囲が方向によって異なることがあり得るわけで、むしろその方が自然である。そうだとすると、前述の光学模型ポテンシャルも非球形のものを考える必要がある⁽⁷⁾。このことは実験的にも確かめられていて、原子核の中には球形と見るよりも回転楕円体のような形をしていると見る方が良いものや、球形に近いが表面がフワフワしていて、すぐに表面にさざ波のような振動を起しやすいものなどがあることがわかっている。

原子核がこういう非球形であると、回転や振動運動が原子核全体の固有運動として現れる⁽¹¹⁾。すなわち、これらの運動による励起状態が原子核の励起準位として観測されるわけである。しかも、これらの準位はエネルギーが比較的低く、そのため入射粒子によって容易に励起され、非弾性散乱を起しやすい。この機構については第 IV-2 節で述べるが、入射粒子からエネルギーと角運動量をもたらした標的核が励起状態に遷移して集団運動を始め、また、こうして励起した核から粒子が核外に去るときにエネルギーと角運動量をもって核を低い励起の集団運動状態に移すといったやりとりが行われる。この様子は異なるチャンネル間の波動関数の連立微分方程式で表わされるところから、結合チャンネル法(Coupled Channel)と呼ばれている⁽²³⁾。

原子核の集団運動には回転や表面振動以外にもいろいろの運動がある。ここでは中性子が原子核に捕獲さ

Theory on Nuclear Reactions for Nuclear Engineers, (II), Sin-iti IGARASI, Kichinosuke HARADA.
(1980年 4月4日 受理)

れて γ 線が放出される場合に重要な役割をする運動について触れてみる。よく知られているように、質量数 A の原子核に γ 線をあてた時、 γ 線のエネルギーが $80A^{-1/3}$ MeV くらいのところに幅の広い非常に大きな吸収断面積の山が現れる。これは原子核が電気双極子($E1$)型振動による巨大な共鳴単位を持ち、その単位が上述の励起エネルギー付近に現れるためであるとされている。 γ 線の $E1$ 遷移の場合には、陽子と中性子は互いに反対符号の有効電荷 N/A と $-Z/A$ を持つ。第10図に示す中間状態のように、陽子と中性子が核の内部でそれぞれの塊りを作り、共通の重心を通過して互いに逆の位相を持った振動運動をするような状態を考え、これを $E1$ の巨大共鳴単位に対応させている。共鳴単位の位置は核が重くなると低くなり、例えば ^{208}Pb では約14 MeVのところにあることが知られている。

量子数 n, l, j は捕獲された中性子の終状態を指定している。

第10図 直接および集団運動的中性子捕獲機構の模式的説明⁽²⁸⁾

第Ⅱ章で述べたように、入射中性子のエネルギーが高くなると複合核を形成する割合が減少していく。複合核を経由しない中性子捕獲反応としては第10図に示したような2種類のものが考えられる。直接過程は入射中性子が正のエネルギーの連続状態から、標的核でまだ空席になっている束縛状態(量子数 n, l, j を持つ)に直接 $E1$ 遷移をして γ 線を放出するものである。集団運動が寄与する過程では、入射中性子が束縛状態に捕えられと同時に標的核を $E1$ 巨大共鳴単位に励起し、その後この単位から γ 線が放出されるというものである。これら2つの機構は干渉し合うが、入射中性子のエネルギーが共鳴単位のエネルギーに近づくにつれ、後者の効き方が大きくなる。

1. ボルン近似と歪波ボルン近似

ボルン近似は第2図(b)の部分の直接取り出して計算する方法である。この場合、入射粒子も放出粒子も他

の影響を受けず、相手の核内核子との衝突の時点を除けば自由な運動状態にあると仮定する。自由な運動状態は与えられた運動量を持った平面波で記述できる。したがって、入射粒子も放出粒子も平面波で表わす。

いま、入射粒子を中性子と限定せず一般に a と書き、標的核 A に衝突して粒子 b を放出し残留核 B を残すとする。この時の反応を $A(a, b)B$ と書く。この反応の大きさを表わす遷移行列 T_{fi} は

$$T_{fi} = \int e^{-ik_a r_0} \langle \Psi_B \Psi_b | v | \Psi_A \Psi_a \rangle e^{ik_a r_a} \cdot dr_a dr_b \quad (36)$$

と表わされる。 Ψ はそれぞれ原子核や粒子の内部状態を表わす波動関数、 v は入射粒子と相手の核内核子との相互作用である。 $\langle \Psi_B \Psi_b | v | \Psi_A \Psi_a \rangle$ は内部座標についての積分を表わし、積分した結果は r_a と r_b の関数になるが、相互作用 v の範囲がデルタ関数で近似してもよい程度に狭いので、 $r_a \approx r_b (=r)$ と置いてよい。こうすると、 $\langle \Psi_B \Psi_b | v | \Psi_A \Psi_a \rangle$ も r のみの関数になるので、これを

$$\langle \Psi_B \Psi_b | v | \Psi_A \Psi_a \rangle = \sum_{L, M} v_L(r) Y_{LM}(\theta_r, \phi_r) \quad (37)$$

と展開できて、(36)式は

$$T_{fi} = \int e^{iqr} \sum_{L, M} v_L(r) Y_{LM}(\theta_r, \phi_r) r^2 dr \cdot \sin \theta_r d\theta_r d\phi_r \quad (38)$$

と書ける。 $q(=k_a - k_b)$ は入射粒子が持ち込んだ運動量のうち残留核が受け取った分である。これは

$$q^2 = k_a^2 + k_b^2 - 2k_a k_b \cos \theta \quad (39)$$

の関係からもわかるように、散乱角 θ の関数である。 q の方向を z 軸にとると、

$$e^{iqr} = \sum_l \sqrt{4\pi(2l+1)} i^l j_l(qr) Y_{l0}(\theta_r, \phi_r) \quad (40)$$

であるから、核の半径を R として、

$$T_{fi} = \sum_l \sqrt{4\pi(2l+1)} i^l \int_0^R v_l(r) j_l(qr) r^2 dr \quad (41)$$

になる。これは(39)式からもわかるとおり、反応の角度分布を与える式になっている。

(41)式は角運動量の量子数 l の和になっているが、普通この和は核や粒子のスピンを選択則によって制限され、1つか高々数個の l が効くだけである。このため、(41)式は特定の l を持つ球Bessel関数 $j_l(qR)$ の特徴を持つ振動型の角分布を示す。逆にこのことから、計算値と実験値とを比較して、衝突を受けた核内核子が衝突前に持っていた軌道角運動量を知ることができる。

ボルン近似による計算は最初(d, p)反応の解析に応

用されて成功したが、実験値とのより良い一致を得るためには、いきなり第2図(b)の部分を取り出すのではなく、平均場を通る時に受ける影響を取り入れる方がよい(第11図参照)。入射粒子 a と核内核子 i との相互作用 $V(a, i)$ の和 $V = \sum V(a, i)$ になっているが、この中から平均場 U を引き出し、残りの $V-U$ を改めて v とする。反応はこの残留相互作用 v によって引き起される。入射粒子はまず U の影響を受けて運動する。この運動を表わす波動関数は自由な運動を表わす平面波とは異なって散乱波を含むから、これを $\chi^{(+)}(k_a r_a)$ と書く。上付きの(+)は外向きの散乱波を含むことを示している。この散乱波を含む歪波を(36)式の平面波の代わりに用いる。

一方、放出粒子の方も衝突後核外に去るまでの間に第2図(b)の平均場を通るので、この場合の歪波を $\chi^{(-)}(k_b r_b)$ と書く。上付きの(-)は内向きの散乱波を含むことを示している。この意味は次のようなことである。放出波は平均場で散乱されてから自由空間に出て行く。この過程は入射波の場合に比べると時間の順序が逆になっている。したがって、放出粒子の波動関数には平均場による通常の意味の散乱波の時間を反転したものを使う必要がある。こうして、歪波ボルン近似の遷移行列は

$$T_{fi} = \int \chi^{(-)}(k_b r_b) \cdot \langle \Psi_B \Psi_0 | v | \Psi_A \Psi_a \rangle \cdot \chi^{(+)}(k_a r_a) dr_a dr_b \quad (42)$$

と表わされる。

歪波は平面波のように簡単な形ではないので、(42)式を(41)式のように単純化することはできないが、物理的内容に大きな違いがあるわけではない。角分布が特定の l に依存するようなことはこの近似でもそのまま成立する。ただ、平均場の効果があるために角分布の振幅がならされて、(41)式で与えられるよりもおだやかな振動を示し、また、実験値との合い方もよくなっている。第11図は $^{40}\text{Ca}(d, p)$ 反応の放出陽子 p の角分布を示したものである。ボルン近似による計算は $l=3$ の球 Bessel 関数で分布の山の位置がよく表わされている。しかし、歪波ボルン近似の計算の方がはるかによく実験値に合っているし、全体の傾向も実験値に近いことがわかる。

第12図は $^{63}\text{Cu}(n, d)$ 反応の例である。入射エネルギーは14 MeVで、残留核 ^{62}Ni の基底状態と1.17 MeVの励起状態に対応する重陽子 d の角分布を歪波ボルン近似を使って計算して実験値と比較している。核融合などで問題になる高エネルギーの中性子による核反

DWBA の方が実験値によく合っている。
第11図 $^{40}\text{Ca}(d, p)$ 反応の放出 p の角度分布
(LEE *et al.*: *Phys. Rev.*, **136**, B971 (1964))

応の計算には歪波ボルン近似は有力な方法であり、応用される場合が多くなっている。

中性子の入射エネルギーは14 MeVである。
第12図 $^{63}\text{Cu}(n, d)$ 反応で、残留核 ^{62}Ni の基底状態と1.17 MeVの励起状態に対応する d の角度分布(CHURSIN *et al.*: *Nucl. Phys.*, **A93**, 209 (1967))

2. チャンネル結合法

ボルン近似や歪波ボルン近似が直接反応の計算法として有効な方法であることがわかったが、これらが1次の摂動計算であることから残留相互作用が大きい場合には使えない。第Ⅱ章で触れたように、実際の原子核は単一粒子模型的な性質を持つ反面、核子間の相互作用によって多数の核子の集団運動に起因するような性質を持っている。後者の性質が強い核や、反応が集団運動と深くかかわっている場合には、ボルン近似は

よくないといわれている⁽²⁴⁾。ここでは核の集団運動が関係する場合の計算法について述べる。

議論を簡単にするために、ここでは主として回転運動の場合をとりあげる。回転運動の性質を顕著に示す原子核はその形状が非球形で、核内核子が作る平均場も非球形であると考えられている⁽⁷⁾。単一粒子はこの非球形の平均場の中で運動することになるが、その運動は集団運動とは独立に扱われている。運動の励起は集団運動の方が強く、粒子の励起準位よりも低い準位にある。こういう核の低い励起状態では、核子は基底状態にあって、集団運動状態がある準位以上に励起されるまではそのままである。この意味で、核子状態が基底状態にある一連の集団運動の励起状態を基底状態に属する集団励起ということがある。したがって、入射粒子のエネルギーがあまり高くない場合には基底状態に属する集団運動の励起状態だけを問題にすればよい。以下では、この励起状態だけを対象にする。

原子核の回転運動状態にはその状態に固有のスピンがある。偶-偶核の場合には、回転運動のスピンは0, 2, 4, 6, ……のような値をとることがわかっていて、回転運動によるエネルギーは

$$E_I = \hbar^2 I(I+1)/2\mathcal{J} \quad (43)$$

で与えられる。ここに $\mathcal{J}$ は核の慣性モーメントである。エネルギーが一番小さい基底状態は $I=0$ で、回転運動をしていないが、これに入射中性子が衝突すると角運動量をもって回転運動を始める。つまり、標的核は励起状態に遷移する。このエネルギーは入射中性子からもらう訳だから、中性子の非弾性散乱が起きることになる。ここで、この非弾性散乱が起きる機構を少し詳しく考えてみることにする。

非球形核の形や位置を表わすため、核に固定した座標系 (r', θ', ϕ') と空間に固定した座標系 (r, θ, ϕ) をとる。球形からの変形が大きい変形核では、空間に対する方向がいろいろに変わるので、核半径の方向による違いを核に固定した座標系から見て、

$$R = R_0(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta', \phi')) \quad (44)$$

のように表わす。ここでは原子核は軸対称であるとしている。 R_0 は球形核の半径、 β_{λ} は変形のパラメータである。

核半径が(44)式のような形をしていれば、入射粒子に働く光学模型ポテンシャルも方向によって大きさに変化が現れる。事実、(44)式は前報で述べた光学模型ポテンシャル(3)式(p.216)の $r_0 A^{1/3}$ などの代わりに用いられているので、(3)式は r のほかに角度の座標も

含むようになる。古典力学または量子力学の法則によると、このようなポテンシャルの下で運動する粒子の角運動量は運動の恒量ではなくなるので、入射時に持っていた粒子の角運動量と散乱後のそれとが異なる場合があってもよいことになる。ただし、どんな角運動量でもよいのではなく、量子力学の法則に従って許される範囲の値に限るのはいうまでもない。

(44)式を(3)式に入れ、角度に依存しない部分 $V(r)$ と依存する部分 $v(r)$ とに分ける。 $V(r)$ は(3)式と形の上では全く同じである。 $v(r)$ の方は $Y_{\lambda 0}(\theta', \phi')$ によるLegendre展開を行なって求める⁽²³⁾。

$$v(r) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} v_{\lambda}(r) Y_{\lambda 0}(\theta', \phi') \quad (45)$$

(45)式は核に固定した座標系で見た式になっているが、これを空間に固定した座標系から見るのには、2つの座標系の間のオイラー角 $(\theta_1, \theta_2, \theta_3)$ の関数 $D_{\mu\nu}^{\lambda}(\theta_1, \theta_2, \theta_3)$ を使って、

$$Y_{\lambda 0}(\theta', \phi') = \sum_{\mu} D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_1) Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \quad (46)$$

の関係を利用する。このうちの $D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_1)$ は回転運動の波動関数にも用いられている関数で、対称コマの回転を記述するのに使われているものである。こうして、(45)式も空間座標系で見ることができるようになった。

(46)式の D 関数は回転運動の座標を含んでいるので、標的核の波動関数に作用して回転状態に変化を与える役割をする。球形核の場合の光学模型ポテンシャル(3)式には標的核を励起させるような因子は含まれていなかったが、非球形核の光学模型ポテンシャルには含まれている。したがって、このポテンシャルを使って散乱問題を解く場合には、標的核の波動関数も考慮しなければならない。そうすると、(4)式や(6)式に現れる角運動量やスピンの関係した波動関数は Y_{l, m_l} のほかに中性子のスピン波動関数 χ_{s, m_s} 、標的核の波動関数 Φ_{I, m_I} の合計3個になる。全体のスピン J, M の波動関数はこれら3個の関数の積にその割合を表わすClebsch-Gordon係数を乗じて得られる。

$$|I_s(j)I; JM\rangle = \sum_{m_l, m_s, m_I} \sum_{j_l, m_l} (l s m_l m_s | j m) Y_{l, m_l} \chi_{s, m_s} \Phi_{I, m_I} \quad (47)$$

これは表面関数⁽¹⁴⁾と呼ばれ、これに動径 r の関数が掛かると全体の波動関数が構成される。(47)式は r は一定の球面上で規格直交化された関数であるので、これを基本ベクトルとして全体の波動関数を表わすと、その成分が r の関数になっている。

$$\Psi = \sum_{J, M, j_l} R_{j_l}^I(r) |I_s(j)I; JM\rangle \quad (48)$$

$R_{f,i}^{\pm}(r)$ の満たすべき方程式を導くには表 面 関 数 の規格直交性を利用する。入射中性子と標的核の相対運動の運動エネルギーを T とし、標的核のハミルトン関数を H_T とすると、全体のハミルトン関数は

$$H = T + V + v + H_T \quad (49)$$

である。シュレーディンガー方程式は

$$(E - H)\Psi = 0 \quad (50)$$

である。この左から表面関数の 1 つを乗じ、 r を除くすべての座標について積分すると、

$$\begin{aligned} & (E - E_i - T - V) R_{f,i}^{\pm}(r) \\ &= \sum_{j', l', J'} \langle l s(j) I; JM | v | l' s'(j') I'; JM \rangle \\ & \cdot R_{f', j', l'}^{\pm}(r) \end{aligned} \quad (51)$$

を得る。これが求めるべき方程式で、チャンネル結合方程式と呼ばれている⁽²³⁾。

方程式の左辺は核が E_i の状態に励起していて、中性子が $(E - E_i)$ のエネルギーを持って球形核の光学模型ポテンシャル中を運動している場合の方程式に相当し、右辺はこの状態と他の状態との結合項で、ここを通してスピンやエネルギーのやりとりをしていることを示している。この方程式は右辺の関係で結び合った多くの状態の波動関数を連立方程式として解き、各状態に対応する(6)式に相当する r が大きい所での波動関数に滑らかにつながるように U -マトリックスを決める。こうして求めた U -マトリックスを(1)式に入れて断面積を得ることができる。

第13図は、 ^{238}U に 4 MeV の中性子を衝突させて弾性散乱の角度分布を測った実験値とチャンネル結合法で計算した理論値とを比較している。計算値は ^{238}U の基底状態($I^\pi=0^+$)と第1励起単位($E_2=0.045\text{ MeV}$, $I^\pi=2^+$)、第2励起単位($E_4=0.148\text{ MeV}$, $I^\pi=4^+$)を結合させた場合と、基底状態と第1励起単位だけを結合させた場合の2通りを示している。結合させる準位数が多いほど結果がよいとは限らず、この場合も両者の差が実験値の不確かさよりは小さく、甲乙はつけ難い。この計算では結合した励起準位が励起した状態にあるから、非弾性散乱断面積も同時に求まっている。通常の光学模型ポテンシャルでは、このような励起による入射粒子の減衰は吸収として扱われ、ポテンシャルの虚数部にその効果が入っている。変形核ではそれが単位間の結合として直接に扱われるから、ポテンシャルの虚数部はこの分を除いたものになっていなければならない。

以上の計算では、個々の核内核子と入射中性子の相互作用は考慮されていない。したがって、粒子放出反

第1励起準位まで考慮した場合と、第2励起準位まで考慮した場合とを示している。

第13図 チャンネル結合法による 4 MeV 中性子の ^{238}U による弾性散乱の角度分布(JARY *et al.*: NEANDC(E) 174 L, (1977))

応は別途に扱わなければならない。例えば、前節で述べた歪波ボルン近似などを用いるのであるが、その場合の歪波として、このチャンネル結合法で計算した散乱波を用いることができる。このような計算は荷電粒子による反応の場合にしばしば応用されている。

3. 直接および集団運動的中性子捕獲反応

この章の初めに示した第10図の2つの反応機構を数式で表わすと次のようになる。

$$\begin{aligned} T_{fi} = & \langle \Psi_f | \varepsilon^n | \Psi_i^{(+)} \rangle \\ & + \frac{\langle \Psi_f | \varepsilon^A | \Psi_{int} \rangle \langle \Psi_{int} | H' | \Psi_i^{(+)} \rangle}{\varepsilon_i - \varepsilon_f - E_R + \frac{1}{2} i \Gamma_R} \end{aligned} \quad (52)$$

ここで T_{fi} は捕獲反応の遷移振幅で、反応断面積は $|T_{fi}|^2$ に比例する。右辺の第1項は直接捕獲の振幅で、 $\Psi_i^{(+)}$ は初めの状態、すなわち入射中性子と標的核の系の波動関数、 ε^n は中性子の遷移の $E1$ 演算子、 Ψ_f は中性子が捕獲された終りの状態の波動関数を表わしている。第2項は集団運動的捕獲の振幅で、 H' は中性子と標的核の相互作用のうち核の巨大共鳴を引き出す部分で、中性子が捕獲され、核は巨大共鳴単位にある中間状態 Ψ_{int} への遷移を起す演算子である。

また ε^A は核の $E1$ 遷移の演算子, 分母の $\varepsilon_i, \varepsilon_f$ は中性子の始めと終りのエネルギー, E_R と Γ_R は巨大共鳴準位のエネルギーと幅を表わしている。

H' をどのように定めるかについては種々の議論がある。最近核構造の研究が進み, ある核種に対しては $E1$ 巨大共鳴状態の信頼できる波動関数が求まっており, それを利用して徹視的に H' を定める試みもなされているが, ここでは流体模型に基づく導出⁽²⁵⁾を紹介する。

原子核の質量公式には対称エネルギーの項と呼ばれる項が含まれていて, 核力は中性子数と陽子数とが等しい原子核に最も大きい結合力を与え, したがって, そのような核が最も安定であることを示している。これは光学模型ポテンシャルの強さが, 入射粒子が中性子であるか陽子であるかによって違わずであることをほのめかしている。このことを示すために Lane⁽²⁶⁾ は, 電荷の状態によって大きさが変わる項を光学模型ポテンシャルに付け加えることを提案した。この項は中性子に対するポテンシャルの方が陽子のそれよりも浅いことを示している。 $E1$ 型振動と関連させる目的で, 質量数 A の核についてこの項を具体的に示すと次のようになる。

$$H' = \frac{V_1}{4A} \frac{\rho_n(r) - \rho_p(r)}{\rho_0} \tau_z \quad (53)$$

ここで V_1 は質量公式の対称エネルギーの係数に關係する量で, その値は $80 \sim 100$ MeV である。 τ_z は中性子に対しては $+1$, 陽子に対しては -1 の値をとる。 ρ_n, ρ_p, ρ_0 は中性子, 陽子および平均の密度である。

$E1$ 型振動では中性子と陽子がそれぞれ塊って, 重心をはさんで反対側に位置していることを考慮すると, 中性子と陽子の密度は

$$\left. \begin{aligned} \rho_n(r) &= \rho_0 \{1 + a_1 j_1(k_1 r) Y_{10}(\theta, \phi)\} \\ \rho_p(r) &= \rho_0 \{1 - a_1 j_1(k_1 r) Y_{10}(\theta, \phi)\} \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

と表わすことができる。 a_1 を含む項は密度のゆらぎを表わしている。これらを使うと,

$$\frac{\rho_n(r) - \rho_p(r)}{\rho_0} = 2a_1 j_1(k_1 r) Y_{10}(\theta, \phi) \quad (55)$$

となる。波数の k_1 は密度のゆらぎの核表面に垂直な速度成分は核表面でゼロであることから, $j_1(k_1 r)$ の r についての微分が核表面でゼロになるという境界条件をおいて定められる。この場合, かなりよい近似で

$$2j_1(k_1 r) \approx r/R \quad (56)$$

とおける。ただし, R は核の半径である。ここで, a_1 を標的核の $E1$ 型振動を生成・消滅させる量子力学的演算子と考へて,

$$H' = V_1 \frac{r}{R} (a_1 Y_1)_0 \tau_z \quad (57)$$

とする*。 a_1 は a_1 から作った生成・消滅の演算子である。入射中性子は r と Y_1 の影響を受けて連続状態からある束縛状態に遷移し, 標的核は a_1 の影響を受けて $E1$ 巨大共鳴準位に励起されるわけである。このようにしてマトリックス要素 $\langle \Psi_{int} | H' | \Psi_i^{(+)} \rangle$ は計算される。

$\langle \Psi_f | \varepsilon^A | \Psi_{int} \rangle$ も H' の場合と同様な考察から計算できる。 $E1$ 遷移の演算子は, 集団運動をしている原子核に対しては,

$$\begin{aligned} \varepsilon^A &= -\frac{e}{2} \int \frac{\rho_n(r) - \rho_p(r)}{\rho_0} r Y_{1\mu} dr \\ &= -\frac{e}{10} \frac{3}{4\pi} A R a_1^* \mu \end{aligned} \quad (58)$$

であるので, $E1$ 型振動をしている状態 Ψ_{int} と振動していない状態 Ψ_f とは $a_1^* \mu$ で結び付けられて,

$$\langle \Psi_f | \varepsilon^A | \Psi_{int} \rangle = -\frac{e}{10} \frac{3}{4\pi} A R \sqrt{\frac{\hbar \omega_1}{2C_1}} \quad (59)$$

となる。ここで, $\hbar \omega_1$ は $E1$ 型振動のエネルギー, C_1 は振動の復元力で, それぞれ近似的に

$$\left. \begin{aligned} \hbar \omega_1 &= 80 A^{-1/3} \\ C_1 &= \frac{1}{5} \frac{3}{4\pi} A b_{sym} \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

第14図 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{208}\text{Pb}$ の全断面積の実験値と計算値との比較⁽²⁸⁾

* $(a_1 Y_1)_0 = \sum_{\mu} (-1)^{\mu} a_{1\mu} Y_{1,-\mu}$ で, 2つの1階テンソルのスカラー積を表わしている。

で与えられる。 b_{ym} は質量公式の対称エネルギーの係数で、約 50 MeV である。(59)式のマトリックス要素は E1 遷移の総和則⁽²⁷⁾を利用して、 γ 線吸収の全断面積の実験値から求めることもできる。

^{208}Pb の中性子捕獲反応の実験値と計算値との比較を第 14 図に示す。計算は(52)式に基づいたもので、複合核反応の寄与は含まれていない⁽²⁸⁾。3 本の曲線は H' の η -依存性を少し変えたとき、断面積にどんな影響を与えるかを調べたものである。この図から

- (1) 14 MeV 領域の中性子捕獲は主として直接および集団運動的に起り、断面積の大きさは約 1 mb である。
- (2) 7~10 MeV 領域では、複合核経路の捕獲も考慮しなければならない。

ことがわかる。

V. 結 言

20 MeV 程度までの中性子入射によって起る核反応を対象に、そこで使われる理論を概観した。しかし、誌面の制限もあって、核分裂反応には全く触れることができなかった。記述した部分についても、前報で述べるべき複合核経路の中性子捕獲反応は除いてしまった。また、捕獲 γ 線強度関数に現れる 5.5 MeV 付近の、いわゆるピグミー共鳴についても割愛せざるを得なかった。

逆に、記述した部分が広範囲にわたりすぎたため、各項目についての説明が舌足らずになった感がしなくもない。わかりやすい解説を書くことの難しさを痛感した次第である。

最後に、原稿を読んで有益なご意見を下さった日本原子力研究所の田中茂也、浅見 明の両氏に謝意を表します。

— 参 考 文 献 —

- (1) BOHR, N.: *Nature*, **137**, 344 (1936).
- (2) BOHR, N., KALCKAR, F.: *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **14**, 10 (1937).
- (3) BLATT, J.M., WEISSKOPF, V.F.: "*Theoretical Nuclear Physics*", (1952), John Wiley & Sons.
- (4) MAYER, M.G.: *Phys. Rev.*, **75**, 1969 (1949).
- (5) HAXEL, O., JENSEN, J.H.D., SUESS, H.E.: *Z. Phys.*, **128**, 295 (1950).
- (6) MAYER, M.G., JENSEN, J.H.D.: "*Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*", (1955), John Wiley & Sons.
- (7) NILSSON, S.G.: *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **29**, No. 16 (1955).
- (8) FESHBACH, H., PORTER, C.E., WEISSKOPF, V.F.: *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).
- (9) GRIFFIN, J.J.: *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 478 (1966).
- (10) BLANN, M.: *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **25**, 123 (1975).
- (11) BOHR, A.: *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **26**, No. 14 (1952).
- (12) DAVIDSON, J.P.: "*Collective Models of the Nucleus*", (1968), Academic Press.
- (13) HAUSER, W., FESHBACH, H.: *Phys. Rev.*, **87**, 336 (1952).
- (14) LANE, A.M., THOMAS, R.G.: *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 257 (1958).
- (15) WIGNER, E.P., EISENBUD, L.: *Phys. Rev.*, **72**, 29 (1947).
- (16) REICH, C.W., MOORE, M.S.: *ibid.*, **111**, 929 (1958).
- (17) ADLER, D.B., ADLER, F.T.: Neutron cross sections in fissile elements, ANL-6792, (1964).
- (18) PORTER, C.E., THOMAS, R.G.: *Phys. Rev.*, **104**, 483 (1956).
- (19) MOLDAUER, P.A.: *ibid.*, **135**, B642 (1964).
- (20) GILBERT, A., CAMERON, A.G.W.: *Can. J. Phys.*, **43**, 1446 (1965).
- (21) CLINE, C.K.: *Nucl. Phys.*, **A193**, 417 (1972).
- (22) YOSHIDA, S.: *Proc. IPCR Symp. Macroscopic Features of Heavy-Ion Collisions and Pre-equilibrium Process*, Hakone, Sep. 23, 1977, IPCR Cyclotron Progress Rep., Suppl. 6, p 359 (1977).
- (23) TAMURA, T.: *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 679 (1965).
- (24) CHASE, D.M., WILETS, L., EDMONDS, A.R.: *Phys. Rev.*, **110**, 1080 (1958).
- (25) BOHR, A., MOTTELSON, B.R.: "*Nuclear Structure*", Vol. 2. (1969), W.A. Benjamin.
- (26) LANE, A.M.: *Nucl. Phys.*, **35**, 676 (1962).
- (27) LEVINGER, J.S., BETHE, H.A.: *Phys. Rev.*, **78**, 115 (1950).
- (28) KITAZAWA, H., YAMAMURO, N.: *JAERI-M* 5984, p 137 (1975).