核反応における前平衡過程研究の 最近の進展

(九州大学名誉教授) 隈 部 功,
(九州大学大学院) 渡 辺 幸 信
(総合理工学研究科)

荷電粒子反応データは中性子反応データに比べて非常に精度のよいものが容易に得られる。この点に着目して最近 (n, n') , (n, p) , (n, α) 反応の類似反応である (p, p') , (p, n) , (p, α) 反応の二重微分断面積が系統的に精密に測定され、解析された。その結果、殻効果、奇偶効果、入射エネルギー依存性、質量数依存性等の前平衡過程の詳細がかなり明確に解明された。陽子反応による反応の詳細が明確になったので、類推によって中性子反応の詳細も明確になったものと考えられる。

本稿ではこれらの研究について解説する。

I. はじめに

核融合炉設計のためにはD-T核融合反応で発生する14 MeV 中性子と、それに続く2次中性子の正確な核反応断面積のデータが必要である。すなわち入射中性子のエネルギーの関数としての (n, n') , (n, p) , (n, α) 反応の二重微分断面積(放出粒子エネルギー、角度についての微分断面積)の測定と評価が必要である。

入射粒子のエネルギーが数 MeV 以下の核反応は大部分複合核過程を経由することが知られている。複合核反応については多くの研究があり、かなり明確に解明されている。入射粒子のエネルギーが10 MeV 以上の核反応では前平衡過程* が大きな寄与をすることが知られているが、この前平衡過程に関しては詳細がよくわかっていなかった。

核融合炉の構造材の重要な候補の大部分はマジック核(核内の陽子、または中性子の数が2, 8, 20, 28, 50, 82, 126の核であり、原子の場合の閉殻に対応する)か、マジック核近傍の核の原子を含む金属または合金である。しかし、10数 MeV 中性子による核反応では、ターゲット核の殻効果、奇偶効果等の前平衡過程の詳細はよくわかっていなかった。

10数 MeV の中性子はD-T反応あるいはD-D反応等の核反応によって発生させる2次粒子であるためその強度は弱い。一方、荷電粒子(陽子、重陽子、 α 粒子等)は加速器によって直接発生できるので、強い強度の細いビームを容易に発生でき、しかもエネルギーを変えることが容易である。この理由によって荷電粒子反応データは、中性子反応データに比べて非常に精度のよい

ものが容易に得られる。

一方、陽子と中性子は同じ核子であり、電荷があるかないかの違いだけなので、 (n, n') と (p, p') , (n, p) と (p, n) , (n, α) と (p, α) 各反応は類似反応であり、反応メカニズム、殻効果、奇偶効果等はほとんど同じになるものと考えられる。

この点に着目して筆者らは (p, p') , (p, n) , (p, α) 反応の二重微分断面積を系統的に精密に測定し、殻効果、奇偶効果、入射エネルギー依存性、質量数依存性等の前平衡過程の詳細を明らかにすることを計画した。陽子反応による反応の詳細が明確になれば、類推によって中性子反応の詳細も明確になるものと考えられる。

核反応によって放出される粒子のエネルギースペクトルは多くの研究者によって研究されているが、マジック核近傍の核についての系統的な研究は行われていなかった。そこで筆者らは、マジック核近傍の核について系統的に (p, p') , (p, α) , (n, n') 反応の二重微分断面積を測定した。 (p, n) 反応については、最近 Scobel

Recent Progress of Study of Preequilibrium Process in Nuclear Reaction: Isao KUMABE, Yukinobu WATANABE.

(1990年 10月19日 受理)

* 入射粒子のエネルギーが10 MeV 以上の核反応では、放出粒子のエネルギースペクトルの低エネルギー領域は複合核過程(平衡過程)によるもので、角度分布は等方的であるが、高エネルギーの連続スペクトル領域は平衡状態になる前に粒子の放出が起こる過程、つまり前平衡過程によるものであると考えられており、角度分布はなだらかな前方ピークである。

ら⁽¹⁾によって、25と18 MeV陽子によるマジック核近傍の核についての系統的な実験が行われたので、そのデータが利用できる。

本稿では、主として九大グループによってなされた殻効果、奇偶効果の研究成果を中心に述べる。なお、さらに筆者は、中性子核反応の二重微分断面データ解析のための核反応理論について『本誌』に解説した⁽²⁾。また、一般的な前平衡過程の最近の研究に関してはUhl⁽³⁾のレビューがある。

Ⅱ. (n, p) , (n, α) 反応全断面積

約10年前に、筆者は前平衡励起子モデルを用いて質量数90以上の核の14 MeV (n, p) 反応全断面積を解析した⁽⁴⁾。

第1図の上部に、実験値と計算値との比を質量数の関数としてプロットしたものを示す。この図において顕著な特徴は、質量数120(原子番号 $Z=50$)付近において比が突然大きく減少し、質量数140(中性子数 $N=82$)付近において比が突然大きく増加することである。そこで実験値を調べると、実験値には殻効果も奇偶効果も認められなかった。一方、反応の Q 値を調べてみると、 $Z=50$ と $N=82$ のマジック核において Q 値の大きなジャンプがあり、また奇核と偶-偶核では Q 値が約2.5 MeV異なることがわかった。なお、前平衡過程の計算においては Q 値を変えると断面積が大きく変わることがわかっている。そこでeffective Q 値というも

のを導入する。effective Q 値とは、質量数と原子番号のスムーズな関数であり、閉核近傍において変化がないような Q 値である(詳しくは第Ⅶ章参照)。そして、このeffective Q 値を用いて前平衡過程の計算をするならば、実験値と計算値とのよい一致が得られるのではないかと考えられる。その結果を第1図の下部に示す。予想通り実験値と計算値との比の1.0からのズレはかなり減少した。

Levkovskii⁽⁵⁾は、14 MeV (n, p) , (n, α) 反応全断面積に対する経験式を提案した。この経験式はかなりよく実験値と合う。筆者ら⁽⁶⁾はこれを改良して実験値とよりよく合う経験式を作った。この経験式は、質量数と原子番号と中性子数のスムーズな関数であり、閉核近傍において変化がないような式である。このような殻効果も奇偶効果も含まれていない経験式と実験値がよく合うということは、14 MeV (n, p) 反応全断面積の計算に、effective Q 値を用いることの妥当性に対する一つの強い支持になるであろう。

14 MeV (n, α) 反応全断面積に関しても同じようなことを行なった⁽⁷⁾。この場合にはeffective Q 値を用いても余りうまくゆかなかった。 (n, α) 反応の場合には、真の Q 値にはもちろん殻効果と奇偶効果があり、しかも実験値にも殻効果があることがわかった。つまり両方共に殻効果があるが、計算値に殻効果が適切に取り入れられていないために、うまくゆかなかったのであろう。

それでは何故このようになるのかを明らかにするために、マジック核近傍の核について (n, p) , (n, α) 反応あるいはその類似反応である (p, n) , (p, α) 反応のエネルギースペクトルを系統的に精密に測定して解析すればよいであろう。

Ⅲ. エネルギースペクトル

1. (p, n) , (n, p) 反応

まず、 (n, p) 反応の類似反応である (p, n) 反応のエネルギースペクトル(角度について積分したもの)を前平衡過程の励起子モデルを用いて解析した⁽⁸⁾。

第2図(a)~(d)に、25 MeV陽子によるZr同位体の (p, n) 反応からの放出中性子のエネルギースペクトル(角度について積分したもの)の実験値⁽⁹⁾をヒストグラムで示す。このエネルギースペクトルの特徴は、①マジック核 ^{90}Zr のスペクトルは約18 MeVで急にゼロになる。②そして ^{91}Zr では18 MeV以上に小さな構造が現れ、 ^{92}Zr , ^{94}Zr と質量数が増加するにつれてその構造

上部は計算値に真の Q 値を用いた場合、下部は計算値にeffective Q 値を用いた場合。

第1図 14 MeV (n, p) 反応全断面積の実験値と計算値との比

ヒストグラムは実験値，1点鎖線は真のQ値を用いた計算値，実線はeffective Q値を用いた計算値，破線は修正一様間隔模型とeffective Q値を用いた計算値。

第2図(a)~(d) 25 MeV陽子によるZr同位体の(p, n)反応からの放出中性子のエネルギースペクトル(角度について積分したもの)の実験値と計算値

がだんだん大きくなる。③18 MeV以下のスペクトル部分の微分断面積は ^{90}Zr から質量数の増加とともにスムーズに増加し，殻効果も奇偶効果も認められないことである。

真のQ値で前平衡過程の計算をしたスペクトルを1点鎖線で，effective Q値で計算したものを実線で示す。18 MeV以下のスペクトル部分については，真のQ値での計算値は ^{90}Zr と ^{91}Zr では実験値と合わないが，effective Q値での計算値はすべての核に対して実験値とかなりよく合っていることがわかる。破線はこのeffective Q値と次に述べる修正一様間隔模型とを用いて計算したスペクトルである。

次に，スペクトルの微細構造を合わせることを考えてみる。放出粒子スペクトルの形状は残留核の単位密度分布を反映する。励起子モデルによると，スペクトルの高エネルギー部は励起子数3の状態からの粒子放出，すなわち残留核の1粒子1空孔状態への遷移成分が支配的となる。そこで，残留核の1粒子1空孔状態

密度の計算に以下に述べる方法で殻効果を導入することを行なった。

原子核の1粒子準位は，第3図(a)に示されるように，スピン軌道結合をもつ通常の殻模型により計算された1粒子準位では，マジック数のところで軌道間隔が広がっている。一方，前平衡模型では，第3図(c)に示されるような殻効果を含まない一様間隔模型に基づくWilliams⁹⁾の式が用いられている。この一様間隔模型に殻効果を取り入れるために，筆者らはマジック数のところで広い間隔になるように一様間隔模型による1粒子準位を第3図(b)のように修正した。そしてマジック数のところの間隔は第3図(a)の対応する間隔とほぼ等しくした。この修正一様間隔模型とeffective Q値を用いて計算したスペクトルを第2図に破線で示す。

この計算値は12~18 MeVのエネルギー範囲で，微分断面積の絶対値のみならず18 MeV以上の顕著な構造をもつスペクトルの実験値ともよく一致している。破線は約18 MeV以下では実線と一致する。換言すれ

第3図 1粒子単位((a) スピン軌道結合をもつ通常の殻模型により計算されたもの、(c)一様間隔模型に基づくもの、(b) (c)をマジック数のところで広い間隔になるように修正したもの)

ば、修正一様間隔模型における広い間隔の影響は、残留核の数 MeV 以上の励起エネルギーに対応するスペクトルには影響を与えないということである。しかし、数 MeV 以下の準位やQ値には大きな影響を与えるので、マジック核前後で真のQ値が大きくジャンプすることになる。

同様の模型を14 MeV(n, p)反応のエネルギー・スペクトルに適用した⁽¹⁰⁾。その結果、計算値は実験値にはほぼ合った。ただし実験値は誤差棒が長いので、細かい点まで合っているかどうかはわからない。

次に、Ti-Cu領域の(p, n)反応と(n, p)反応からの放出粒子のエネルギー・スペクトルの解析を行なった⁽¹¹⁾⁽¹⁰⁾。Ti-Cu領域の核では中性子殻も陽子殻も両方共マジック数28近傍の核なので、両方の殻に修正一様間隔模型を用いて計算した。その結果、計算値はエネルギー・スペクトルの実験値をよく再現した。

第2図において18 MeV以下の領域のスペクトルがeffective Q値を用いた計算値とよく合うことと、18 MeV以上の領域のスペクトルの微分断面積の合計は全断面積に比べてかなり小さいことを考え合わせると、第II章で述べた(n, p)反応の全断面積の実験値とeffective Q値を用いた計算値との比の1.0からのズレが、真のQ値を用いた時に比べてかなり減少したこと

をよく説明できる。

2. (p, α), (n, α)反応

次に、(n, α)反応の類似反応である(p, α)反応の二重微分断面積を、中性子数50のマジック核近傍の核について系統的に精密に測定し解析した⁽¹²⁾。

^{92,94,96,98,100}Moの18 MeV(p, α)反応からの α 粒子のエネルギー・スペクトル(角度で積分したもの)の実験値を見ると、その特徴は(p, n)反応の場合とはほぼ同じである。すなわちマジック核⁹²Moのスペクトルでは16 MeVで急にゼロになり、⁹⁴Moでは16 MeV以上に構造が現れる。異なる点は16 MeV以上はかなり顕著な構造の断面積は、質量数が増加しても余り変わらないということである。

(p, α)反応断面積の計算においては次のような仮定をした。入射陽子は核の中にあらかじめ形成されている α 粒子と衝突する。そしてその α 粒子は第3図(b)のような修正一様間隔模型の準位に入っている。

このような仮定で修正一様間隔模型とeffective Q値を用いて計算された前平衡過程のスペクトルと、複合核過程によって計算されたものとの合計は、16 MeV以上の顕著な構造の細部を除き実験値とよく一致した。なお、真のQ値と一様間隔模型とを用いた計算値は、マジック核では実験値との一致が非常に悪かった。また、奇核である⁹³NbとAgについても(p, α)反応の実験を行い、上記と同じ解析をした結果、計算値は実験値をよく再現した。なお16 MeV以上の顕著な構造は、残留核に残る2つの中性子空孔の間の空孔-空孔相互作用によるものであると考えられる。

結論として、16 MeV以上の領域のスペクトルには殻効果と奇偶効果があるが、16 MeV以下の領域のスペクトルには殻効果も奇偶効果も認められなかったといえる。前述のように、マジック核以外ではスペクトルの16 MeV以上にかなり顕著な構造が現れ、質量数が増加してもその構造の断面積が余り変わらず、その寄与が全断面積に対してかなり大きいので、(n, α)反応の全断面積の実験値には殻効果があり、第II章で述べたような結果になることが定性的に説明できる。

(p, α), (n, α)反応は3粒子ピックアップ反応であると考えられるならば、陽子マジック核の(p, α)反応は中性子マジック核の(n, α)反応と類似である。また、中性子マジック核の(p, α)反応は陽子マジック核の(n, α)反応と類似である。このような状況なので、陽子マジック核($Z=50$)の近傍核¹¹²Cd, ^{118,120}Sn, Sb, ^{126,130}Teの(p, α)反応についても、二重微分断面積を系統的に精

密に測定して解析した⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。詳細は省略するが、エネルギースペクトルの高エネルギー部分に現れる微細構造は3粒子ピックアップモデルによって定性的に説明できることがわかった。このモデルによって、中性子マジック核($N=82$)の近傍核の $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ 反応から中性子のエネルギースペクトルの微細構造⁽¹⁵⁾を見事に説明できた⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

3. (p, p') , (n, n') 散乱

非弾性散乱において殻効果と奇偶効果がどのようになるかを調べるために、 (n, n') 散乱の類似反応である (p, p') 散乱の二重微分断面積を18 MeV 陽子を用いて中性子数50のマジック核近傍の核について系統的に精密に測定して解析した^{(16)~(18)}。

陽子入射反応では、アイソスピン選択則により複合核のアナログ状態($T>$ 状態)が励起される。この状態からの中性子放出がアイソスピン選択則により制限されるため、その競合過程である陽子放出が強く起こることが知られている。そこで、アイソスピン選択則を考慮した励起子モデルを (p, p') 散乱スペクトルの解析に適用した。

(p, n) 反応の場合と同じく、 (p, p') 散乱の場合も、修正一様間隔模型(第3図(b))に基づいた残留核の1粒子1空孔状態密度の計算結果から、残留核の励起エネルギーが約4 MeV以上の状態密度には殻効果が現れないことが示された。このような励起子モデルで計算された前平衡成分と、蒸発モデルで計算された複合核成分との合計のスペクトルは、14 MeV以下のエネルギー領域で実験値とよく一致した。なお、非弾性散乱では直接反応によって集団励起準位が強く励起されることが知られている。残留核の約4 MeV以下に対応するエネルギースペクトルはこれに対応するものと考えられる。

次に、14 MeV 中性子によるAg, Cd, In, Sn, Sb, Teの (n, n') 散乱を系統的に精密に測定して解析した⁽¹⁹⁾⁽¹⁷⁾。これらの核は $Z=50$ のマジック核近傍の核である。この場合も (p, p') 散乱の時と同じく殻効果も奇偶効果も認められなかった。

IV. 角度分布

連続領域の角度分布に関しては多くの理論的研究がある⁽²⁰⁾。しかし、それらは幾つかの大きな近似をしており、さらに複雑な計算を必要とするものもある。しかも実験値との一致は必ずしもよくない⁽²⁰⁾。

1. (p, p') , (n, n') , (p, n) , (n, p) 反応

Kalbach-Mann⁽²⁰⁾は、前平衡領域の角度分布実験データの系統性に基いて経験式を求めた。核反応の二重微分断面積はMSD(多段階直接過程)成分およびMSC(多段階複合核過程)成分に分けてルジャンドル展開できるとする。彼らは前平衡領域の角度分布の系統性から次のことを見出した。

「角度分布は放出粒子のエネルギーのみに依存し、入射エネルギー、ターゲットの質量数、放出粒子の種類には無関係である。」

そして、ルジャンドル係数 $b_l(\epsilon)$ の値のエネルギー依存性を

$$b_l(\epsilon) = \frac{(2l+1)}{1 + \exp[A_l(B_l - \epsilon)]}$$

とし、多くの実験データから得られた $b_l(\epsilon)$ の値を用い、各 l に対して最小二乗法を用いて A_l , B_l の値を決めた。

この経験式を用いた計算結果はかなりよく実験値と合った。しかし、彼らは主に62 MeV 陽子入射反応データを基にそのパラメータを決めているため、10数 MeVの核反応にそれを適用した場合、後方角での断面積がやや過小評価になる。そこで、筆者ら⁽²¹⁾は、最近測定がなされたZrおよびMo同位体の18 MeV, 25 MeV (p, n) 反応データ⁽¹⁾と、Mo領域の同位体の18 MeV (p, p') 散乱データ⁽¹⁶⁾とを用いて、Kalbach-Mannの経験式に基づいて、10数 MeVの核反応からの放出粒子の角度分布をよりよく再現できるパラメータ A_l および B_l

第4図 (n, n') , (n, p) 反応の角度分布の実験値と計算値

の値を求めた。新しいパラメータでの計算結果の例を第4図に実線で示す。Kalbach-Mannのパラメータを用いた場合(破線)に見られる後方角での過小評価が改善され、実験値とのよい一致が得られた。このように筆者らが求めた新しいパラメータを用いれば、10数 MeVの (p, p') , (n, n') , (p, n) , (n, p) 反応の角度分布を非常によく再現できる。

2. (p, α) , (n, α) 反応

前述の新しいパラメータを用いた計算値は、 (p, α) , (n, α) 反応の角度分布の実験値には余りよく合わなかった。そこで、筆者ら⁽²¹⁾は18 MeV (p, α) 反応と ^{118}Sn の20~25 MeV (p, α) 反応の角度分布の実験データを用いて、 (p, α) , (n, α) 反応の角度分布をよりよく再現できるパラメータを求めた。また、Kalbach-Mannの経験式を用いてMSC成分を計算すると、 (p, α) , (n, α) 反応の場合には実験値とよく合わない。そこでMSD成分は前平衡成分に、MSC成分は複合核成分に等しいと仮定して、Hauser-Feshbach理論を用いて、多くのターゲット核に対して複合核過程の (p, α) 反応および (n, α) 反応の角度分布を計算して b_i の値をパラメータ化して求めた。

これらのパラメータを用いて計算した角度分布の例を第5図に示す。実線は筆者らの計算値であり、破線はKalbachの新しいパラメータ⁽²²⁾を用いた計算値である。図からわかるように、実線は実験値を非常によく再現している。このように筆者らが求めた新しいパラメータを用いれば10数 MeVの (p, α) , (n, α) 反応の角度分布を非常によく再現できる。

第5図 (p, α) , (n, α) 反応の角度分布の実験値と計算値

V. 入射エネルギー依存性と質量数依存性

前平衡過程の計算式の中には、残留2体相互作用の行列要素の2乗平均 $|M|^2$ が含まれている。励起子モデルでは、一般に $|M|^2$ として次のようなパラメータ化したものが用いられている⁽²³⁾。

$$|M|^2 = KA^{-3}E^{-1} \quad (1)$$

ここで、 A , E はそれぞれ複合核の質量数と励起エネルギーである。 K は調整可能な規格化パラメータであり、エネルギースペクトルの計算値を実験値に規格化することによって決定される。換言すれば、励起子モデルの計算において K のみが唯一の未知のパラメータであり、 K の値がわかればエネルギースペクトルの絶対値が計算できる。第II, III章の計算では、この K の値を一定にして計算してきた。

中性子入射反応からの二重微分断面積の実験データは14 MeVのものがほとんどで、それ以外のデータは非常に少ないのが現状である。したがって、精度のよい核データを広範囲の入射エネルギーに対して得るには、入射エネルギー依存性をよく調べておく必要がある。そこで、筆者ら⁽²⁴⁾は12~18 MeVの入射エネルギー領域に対して陽子非弾性散乱スペクトルを系統的に測定し、核子入射反応における前平衡過程の入射エネルギー依存性を調べた。

各入射エネルギーに対して、エネルギースペクトルの計算値を実験値に規格化することによって決定された K の値を第6図に示す。この結果から、入射エネルギーが12~18 MeVの陽子非弾性散乱の場合、(1)式のパラメータ K の値には入射エネルギー依存性が認められないことがわかった。さらに、入射エネルギーが29と39 MeVの $^{54}\text{Fe}(p, p')$ 散乱のエネルギースペクトルの計算を行なった。その結果、 K の値を12~18 MeV

第6図 陽子非弾性散乱における K の値の入射エネルギー依存性(K は本文の(1)式で定義されたもの)

の解析から求められた平均値と同じ値の 430 MeV^3 とすることで、実験値とのよい一致が得られた。

以上の解析結果から、陽子非弾性散乱の前平衡成分を励起子モデルを用いて計算する場合、 $10 \sim 40 \text{ MeV}$ の入射エネルギー範囲にわたり K の値を一定値としてよいことがわかった。

今までの計算ではターゲット核の質量数の比較的狭い範囲での問題が多かったので、 K の値はターゲット核の質量数には無関係に一定であると考えて計算を行ってきた。しかし、質量数の広い範囲にわたって K の値が一定であるかどうか確かめておく必要がある。

$25 \text{ MeV}(p, n)$ 反応に関して質量数の広い範囲にわたってのエネルギースペクトルの実験データ⁽¹⁾が得られているので、これを解析した⁽¹¹⁾。得られた K の値を第7図に示す。図からわかるように、 K の値は質量数の広い範囲にわたってほぼ一定値約 400 MeV^3 になることがわかる。図では点が少し散らばっているように見えるが、実験的に得られたエネルギースペクトルの絶対値には10%程度の誤差があることを考慮すれば、以上の解析結果から、 (p, n) 反応の前平衡成分を励起子モデルを用いて計算する場合、質量数が $50 \sim 220$ の範囲にわたり(1)式の K 値を一定値としてよいであろう。なお、 $18 \text{ MeV}(p, p')$ 散乱の場合も Zr-Pd 領域の核と ^{60}Ni に対するエネルギースペクトルの実験値を解析した結果⁽²⁴⁾、 K の値は一定値となり、質量数の依存性は認められなかった。

第7図 $25 \text{ MeV}(p, n)$ 反応における K の値の質量数依存性(K は本文の(1)式で定義されたもの)

ここで述べた K の値の絶対値は、実験データの解析者によって異なってくる場合がある。それは、使用した励起子モデルの計算式の違い、すなわち内部遷移確率の式の違いや、粒子放出率の式の中に現れる中性子と陽子とを区別するための因子の違い等による。しかし、この問題は K の値には顕著な入射エネルギー依存性や質量数依存性がないという系統性に関する上記の解析結果には影響を与えないであろう。

VI. Effective Q 値

以上の計算では、effective(p, n) Q 値, effective(p, α) Q 値, effective 陽子結合エネルギー, effective 中性子結合エネルギー等を用いてきた。これらの値は真の値のスムーズ化によって、おのおの相互に無関係に求められてきた。

最近 Kalbach⁽²²⁾ は、原子核の中の粒子の分離エネルギーを対エネルギーの項と殻に関する項を無視した液滴模型から導いた。そして原子核 C を粒子 b と原子核 B に分けるための分離エネルギー S_b を与えている。

この S_b は筆者らが用いてきた effective(陽子, 中性子, α 粒子)結合エネルギーに対応する。したがって、複合核を C としたときの陽子に対する S_p と中性子に対する S_n との差をとれば、これが (p, n) 反応の effective Q 値になる。

この式⁽²²⁾⁽¹¹⁾を用いれば容易に effective Q 値, effective 結合エネルギーを計算できる。しかも、おのおの間の関係には矛盾がない。この式を用いて計算された値はスムーズ化によって得られた値と非常によく一致した⁽¹¹⁾。

VII. おわりに

最近の研究の結果、以上に述べたように10数 MeV における (p, p') , (p, n) , (p, α) 反応および (n, n') , (n, p) , (n, α) 反応の殻効果, 奇偶効果, 入射エネルギー依存性, 質量数依存性等の前平衡過程の詳細がかなり明確に解明されたと考えられる。

入射エネルギー依存性, 質量数依存性に関しては、特定の反応では K の値が一定であることがわかったが、その他の反応ではまだ不明である。また K の値は反応によって異なる値となることもあるようであり、今後の研究が待たれる。

以上は10数 MeV 入射反応における研究結果であるが、これらの研究によって得られた前平衡過程に関する知見は、加速器の開発および利用に関連した分野等で必要となる 20 MeV 以上の高エネルギー粒子反応にも応用できるであろう。

— 参考文献 —

- (1) SCOBEL, W., et al.: *Phys. Rev.*, C 30, 1480 (1984); Lawrence Livermore Nat. Lab. Rep. No. UCID-20101, (1984), Unpublished.
- (2) 隈部 功: 原子力誌, 25[11], 901 (1983).
- (3) UHL, M.: *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, May, 1988*, p. 435.

- (4) KUMABE, I.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **18** [8], 563 (1981).
 (5) LEVKOVSKII, V.N.: *Sov. J. Nucl. Phys.*, **18**, 361 (1974).
 (6) KUMABE, I., FUKUDA, K.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **24**[10], 839 (1987).
 (7) KUMABE, I.: *Proc. Europhys. Topical Conf. on Neutron Induced Reactions, Smolenice, June 21~25, 1982*, p. 305.
 (8) KUMABE, I., WATANABE, Y.: *Phys. Rev.*, **C 36**, 543 (1987).
 (9) WILLIAMS, F.C., Jr.: *Nucl. Phys.*, **A 166**, 231 (1971).
 (10) KUMABE, I., et al.: *Proc. 1987 Semin. on Nuclear Data, March, 1988; JAERI-M 88-065*, p. 212.
 (11) KUMABE, I., WATANABE, Y.: *Phys. Rev.*, **C 40**, 535 (1989).
 (12) KUMABE, I., et al.: *ibid.*, **C 35**, 467 (1987).
 (13) KUMABE, I., et al.: *ibid.*, **C 38**, 2531 (1988).
 (14) KUMABE, I., et al.: 文 献(3), p. 747.
 (15) GLOWACKA, L., et al.: *Nucl. Phys.*, **A 329**, 215 (1979).
 (16) WATANABE, Y., et al.: *Phys. Rev.*, **C 36**, 1325 (1987).
 (17) WATANABE, Y., et al.: 文 献(10), p. 445.
 (18) WATANABE, Y., et al.: 文 献(3), p. 751.
 (19) WATANABE, Y., et al.: *Phys. Rev.*, **C 37**, 963 (1988).
 (20) KALBACH, C., MANN, F.M.: *ibid.*, **C 23**, 112 (1981).
 (21) KUMABE, I., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **104**, 280 (1990).
 (22) KALBACH, C.: *Phys. Rev.*, **C 37**, 2350 (1988).
 (23) *idem.*: *Nucl. Phys.*, **A 210**, 590 (1973).
 (24) WATANABE, Y., et al.: *Z. Phys. A*, **336**, 63 (1990).

◇原子力構造機器の材料, 設計, ◇ 施工, 検査講習会

主 催 日本溶接協会, 後 援 本会ほか17学協会

日 時 1991年2月14日(木), 15日(金) 9:30~16:40

場 所 グランドヒル市ヶ谷 (東京都新宿区市ヶ谷木村町4-1)

○プログラム○

基礎コース(2月14日) 9:30~16:40

原子力構造設計の基礎	(東大) 矢川元基
構造強度の基礎	(東工大) 小林英男
材料の耐食性	(東大) 辻川茂男
溶接技術	(日立) 小林正宏
非破壊検査技術	(発電設備検査) 前田宣喜
軽水炉1次系の技術基準機器	(三菱重工) 長野恒己
応用コース(2月15日) 9:30~16:40	
原子力発電所信頼性診断システム	(東芝) 兼本 茂
原子力発電所の事故・故障評価	(原工試) 高嶋 進
炭素・セラミックス材料の原子力への応用	(茨城大) 奥 達雄
今日の原子力政策	(科技厅) 石田寛人
原子燃料サイクル	(原子力システム研) 中村康治
JPDRにおける廃炉技術	(原研) 横田光雄
高速炉用新材料の開発の方向	(動燃) 和田雄作

○申込要領 所定申込書により下記宛へ。(定員 100名)

○参加費 (テキスト代, 昼食代, 消費税を含む)

1日コース…25,750円(後援学会員), 30,900円(非会員)

2日コース…41,200円("), 51,500円(")

申込・問合せ先 (〒101) 東京都神田佐久間町1-11

日本溶接協会 原子力研究委員会

(03-3257-1521)

◇第22回原子力発電に関する◇ 安全特別セミナー

主 催 原子力安全研究協会

会 期 1991年2月26日(火)~28日(木)

会 場 湯沢グランドホテル

(新潟県南魚沼郡湯沢町大字湯沢2494)

○プログラム○

2月26日(火) 14:45~17:30

開会挨拶 (原安協副理事長・東大名誉教授) 三島良積
 日本の原子炉安全30年 " 三島良積
 核燃料サイクル施設の安全確保 (名大教授) 金川 昭

2月27日(水) 9:00~16:00

(特別講演1) 原子力をめぐる世界情勢
 -NPTを中心として(外務省首席事務官) 岡村善文
 原子炉施設の安全性 (東大名誉教授) 都甲泰正
 (特別講演2) 原子力発電所の安全基準の
 読み方(趣旨と解説) (電中研顧問) 竹越 尹
 高レベル廃棄物処分の安全確保 (動燃・環境技術次長) 大和愛司
 ○懇 親 会 ○ (18:30~)

2月28日(木) 9:00~14:30

低レベル放射線の生物影響(ムラサキツユクサ)
 (東大名誉教授) 山口彦之
 放射線防護の理念と現実, そして誤解
 -ICRP勧告改定作業の経験を通して得たもの
 (東大名誉教授) 吉澤康雄
 原子力報道回顧談 (読売新聞論説委員) 中村政雄

○参加費(宿泊費, 食事代, 受講料, テキスト代含) 142,000円(税込み)

○申込方法 参加希望の方は, 所定申込書により2月5日
 (火)までに下記に申し込む。

問合せ・申込先 (〒100) 東京都千代田区内幸町1-2-2 日比谷ダイビル
 原子力安全研究協会 調査部(矢部一郎, 三木多津子)
 (03-3503-5785; FAX 03-3508-9093)