

低エネルギー重イオン反応における量子多体ダイナミクス

萩野浩一

東北大学大学院理学研究科

1 はじめに

この講義では、クーロン障壁近傍のエネルギー領域における重イオン核融合反応を題材にとって、重イオン反応に対する核構造の影響、結合チャンネル法の基礎、障壁分布の考え方、最近の実験との比較、などを概説した。講義録では、ページ数の制限上、これら全てをカバーすることはせずに、結合チャンネル法の基礎と障壁分布の考え方の初歩に焦点を絞って書きたいと思う。修士課程の学生が読むことを念頭に置いた積りである。この講義録で触れることができなかった話題、特に最近の実験データとの比較や障壁分布法の実際の系への応用については、最後に参考文献を挙げておくので、それらを参考にして欲しい。また、講義で用いたファイルは <http://www.nucl.phys.tohoku.ac.jp/hagino/summer05.pdf> からダウンロード可能である。

2 重イオン核融合反応に対するポテンシャル模型

本題に入る前に、まず、重イオン反応の基礎を復習しておこう。重イオン反応の最も単純な描像では、散乱される原子核の構造をあらわに取り扱わずに、重イオン間のポテンシャルという形として取り扱う。ここで、「重イオン」とは、慣例的に α 粒子より重い原子核一般を指す言葉として使われている。量子力学の標準的な教科書にあるように、重イオン間の距離 r のみに依存するポテンシャルを考える限り、全系の運動は散乱される原子核間の相対運動と重心運動に分離することができる。相対運動のハミルトニアンは、

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 + V(r) \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 μ は重イオン間の換算質量で、 $\mu = M_P M_T / (M_P + M_T)$ で与えられる (M_P 及び M_T はそれぞれ入射核及び標的核の質量を表す)。 $V(r)$ は重イオン間のポテンシャルである。典型的な重イオン間ポテンシャルを図 1 に示す。重イオン間ポテンシャルは、斥力で長距離力のクーロン相互作用と、引力で短距離力の核力から成る: $V(r) = V_C(r) + V_N(r)$ 。クーロン相互作用は $V_C(r) = Z_P Z_T e^2 / r$ のように振舞い、また核力ポテンシャルとしてウッズ・サクソン (Woods-Saxon) 型

$$V_N(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]} \quad (2)$$

がよく用いられる。全ポテンシャルは両者の和で与えられるが、斥力と引力の打ち消し合いのため、図で r_b と記した距離にポテンシャル障壁が形成される。このポテンシャル障壁が「クーロン障壁」と呼ばれるものであり、本稿で取り扱うエネルギー領域はこのクーロン障壁の近傍である。

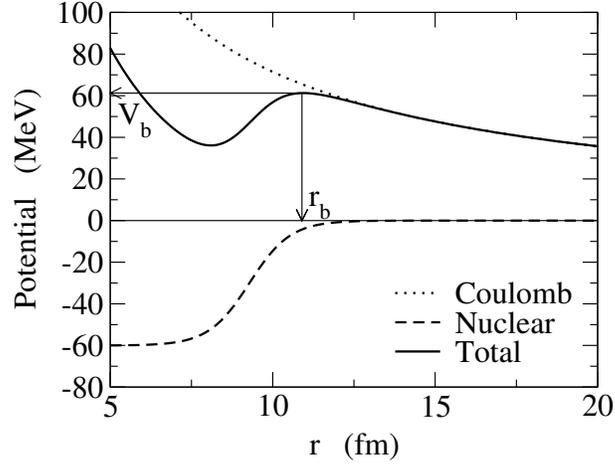


図 1: 典型的な重イオン間ポテンシャル。点線、破線はそれぞれクーロン力、核力を表す。全ポテンシャルは実線で示してある。

実際にハミルトニアン (1) を解く際には、このハミルトニアンが角運動量を保存するため、各角運動量 (部分波) ごとに考えればよい。角運動量 l の波動関数を

$$\Psi_l(\mathbf{r}) = \frac{u_l(r)}{r} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \quad (3)$$

と表すと、動径波動関数 $u_l(r)$ は

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - E \right] u_l(r) = 0 \quad (4)$$

という方程式を満たす。また、 $u_l(r)$ は漸近的に

$$u_l(r) \rightarrow H_l^{(-)}(kr) - S_l H_l^{(+)}(kr) \quad (r \rightarrow \infty) \quad (5)$$

という境界条件を満たす。ここで、 $H_l^{(-)}, H_l^{(+)}$ はそれぞれ内向波及び外向波に対応するクーロン波動関数であり、 S_l は散乱行列 (S 行列) と呼ばれる。ここで、 $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ 。

このような単純なポテンシャルモデルでは、散乱核の多体系としての構造は、ポテンシャル $V(r)$ を複素数にすることによって取り入れられる。ポテンシャルの複素部分は、計算に陽に取り入れられている「模型空間」(ここでは弾性散乱) から取り入れられていない「空間」へのフラックスの流れを記述する。すなわち、「見ている」空間から入射フラックスの一部が失われることになるのである。この時、S 行列の絶対値は 1 より小さくなり、その 1 からのずれが「吸収」断面積

$$\sigma_{\text{abs}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)(1 - |S_l|^2) \quad (6)$$

と関係する。

ポテンシャルの複素部分には二つの主要な寄与が存在する。一つは、散乱核の励起 (非弾性散乱) を記述する部分で、これは核力ポテンシャルの (実部の) 表面付近 (従って $r = r_b$ の周辺) に主な成分を持つ。散乱中に起る核子移行過程も同様な寄与を及ぼす。もう一つは、2つの散乱核が一緒になって一つの複合核を形成する過程を記述する部分であり、これは、クーロン障壁の

内部に主な成分を持つ (図1の例では $r \leq 7.5$ fm の領域)。もし、ポテンシャルの複素部分が後者のみの寄与から成ると仮定すると、吸収断面積 (6) は核融合断面積と同値になる。また、この時、吸収ポテンシャルが障壁の内側に局在化しているため、重イオン反応のように吸収が強い場合には、(6) 式の中の $1 - |S_l|^2$ という因子は、障壁の透過確率と解釈することができる。すなわち、核融合反応は障壁より低いエネルギーでは量子トンネル現象によって起こることになる。

図2は、 $^{16}\text{O} + ^{144,148,154}\text{Sm}$ 系における核融合反応断面積の実験データとポテンシャル模型による予測を比較を示したものである。ポテンシャルの複素部分は、クーロン障壁の内部に局在化

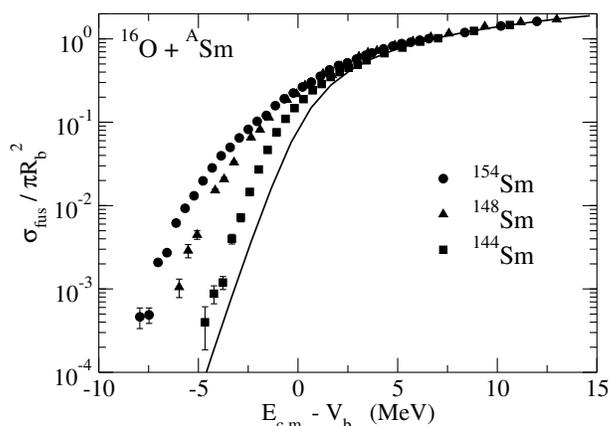


図2: $^{16}\text{O} + ^{144,148,154}\text{Sm}$ 系における核融合反応断面積の実験データとポテンシャル模型の予測との比較。実験データは文献 [4] より引用した。

した強吸収のもの (従って複合核生成をシミュレートするもの) を用いている。また、3つの系の比較をするために、単純な系依存性を取り除くようにエネルギーは各系のクーロン障壁の高さを基準にし、また、核融合断面積は各系の πr_b^2 で割ってある。エネルギーがクーロン障壁より大きい領域では、このような単純なポテンシャル模型は比較的うまく機能していることが図より読み取れる。また、明らかな系依存性を取り除いてプロットしてあるため、3つの系とも核融合反応断面積は同様な振る舞いをしている。その一方で、エネルギーがクーロン障壁より小さい領域では、ポテンシャル模型は実験データを大幅に過小に評価している。すなわち、実験データはポテンシャル模型の予測に比べて著しく増大している。また、断面積の増大の割合に強い系依存性があることも図から分かる。これらの事は、重イオン間ポテンシャルのパラメーターにエネルギー依存性を持たせないとすると、非現実的なポテンシャルを用いない限り説明できないことが知られている。

クーロン障壁以下のエネルギーにおけるポテンシャル模型の失敗は、この領域においては、ポテンシャル模型に取り入れられていない非弾性励起の効果を陽に取り入れることの重要性を示唆している。また、強い系依存性は、重要な効果が散乱核の低励起集団運動に起因することを示唆している。偶偶核の低励起状態は集団運動の励起であり、原子核の対相関や殻構造を強く反映するために、原子核ごとに様相が大きく異なることに注意しよう。以下の章では、原子核の低励起集団運動がどのように低エネルギー核融合反応に影響を及ぼすのか議論を進めていこう。

3 核融合反応に対する核構造の影響：変形核の場合

まず始めに、核融合反応に対する原子核の（静的な）変形の効果を見てみよう。原子核の中には、低励起状態のエネルギーを近似的に $E_I = I(I+1)\hbar^2/2\mathcal{J}$ と表せるものがある（ I は準位のスピンの）。例えば、 ^{154}Sm や ^{234}U などがそれに当る。この式は、回転する剛体の運動の古典的なエネルギーと同じものであり、このような原子核は「変形している」と解釈される。偶偶核の基底状態のスピンは $I^\pi = 0^+$ であるが、これは変形している原子核の変形軸があらゆる方向を向いている状態が重なりあって出来ていると解釈できる。すなわち、この状態は（実験室系では）空間に関して特別な方向が存在せず、等方的な状態になっている。

ところで、変形核の回転エネルギーのスケールは第一 2^+ 状態のエネルギー $E_{2^+} = 6\hbar^2/2\mathcal{J}$ で規定される。一方で、核融合反応がトンネル現象によって起きる場合、そのエネルギー・スケールはクーロン障壁の曲率 $\hbar\Omega$ によって決定される。これは、重イオン間のポテンシャルを2次曲線を用いて

$$V(r) \sim V_b - \frac{1}{2}\mu\Omega^2(r - r_b)^2 \quad (7)$$

と近似すると、トンネル効果の確率が

$$P(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[-\frac{2\pi}{\hbar\Omega}(E - V_b)\right]} \quad (8)$$

で与えられることから理解できる。クーロン障壁の曲率 $\hbar\Omega$ の典型的な値は、3.5 MeV から 4 MeV の間である。一方、変形した中重核における E_{2^+} の典型的な値は、50 keV 程度であり、これはクーロン障壁の曲率 $\hbar\Omega$ に比べてはるかに小さい。従って、この場合、 E_{2^+} の値を無視して考えても十分いい近似になっている。この近似は、変形核の慣性モーメント \mathcal{J} を無限大とすることと同値であることに注意しよう。

無限大の慣性モーメントは、変形核が回転をするのに無限大のエネルギーを必要とするという事を意味する。これは、変形核が「回転できない」、すなわち、反応の途中で変形軸が固定されることに他ならない。反応の初期に、原子核は基底状態 0^+ にいたはずであり、上で述べたように、この状態は変形軸のあらゆる向きが混ざった状態である。従って、核融合反応断面積は、まず変形軸の向きを固定した断面積を計算し、それを変形軸のあらゆる角度方向にわたって足し合せることによって求めることができる：

$$\sigma(E) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin\theta d\theta \sigma_0(E, \theta) \quad (9)$$

ここで、 θ は変形軸の向きを表し、 $\sigma_0(E, \theta)$ は変形核がその向きを向いた時のポテンシャルを用いて計算された核融合反応断面積である。同様の式はクーロン障壁の透過確率に対しても成り立つ：

$$P(E) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin\theta d\theta P_0(E, \theta) \quad (10)$$

図3の左側のパネルは $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 系における $\theta = 0$ と $\pi/2$ の場合のポテンシャル障壁を表している。これらは、ウッズ・サクソン・ポテンシャル (2) 中の半径パラメーターを $R_0 = R_P + R_T$ と取り、標的核の半径 R_T を

$$R_T = R_T^{(0)}(1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta) + \dots) \quad (11)$$

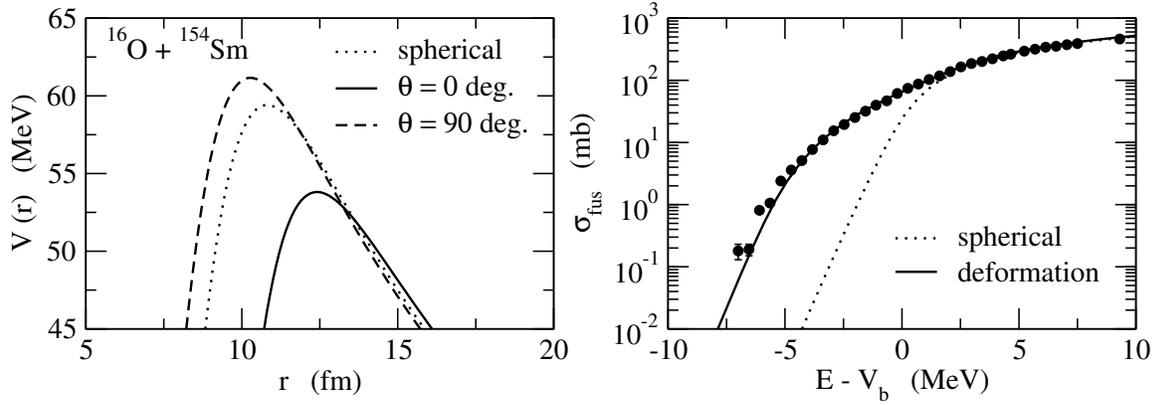


図 3: $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 反応における重イオン間ポテンシャル (左図) と核融合反応断面積 (右図)。

と変形させることによって得られる。また、クーロン力も変形パラメーター β_λ の 1 次までの範囲で、

$$V_C(r, \theta) = \frac{Z_P Z_T e^2}{r} + \sum_{\lambda} \frac{3}{2\lambda + 1} \left(\frac{R_T^{(0)}}{r} \right)^{\lambda} \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta) \quad (12)$$

と変化する。図では、 ^{154}Sm の変形パラメーターを $\beta_2 = 0.325, \beta_4 = 0.05$ ととっている。

$\theta = 0$ の場合、原子核がプロレート変形 ($\beta_2 > 0$) をしているとすると、入射核は標的核の長軸方向から入射する。この時、引力の核力ポテンシャルが比較的遠方から効き始めるので、全ポテンシャル障壁は標的核が球形の時に比べて下がることになる。 $\theta = \pi/2$ の場合は、入射核は標的核の短軸方向から入射し、逆に標的核に近づかないと核力が働かないため、ポテンシャル障壁は上昇する。トンネルの確率はエネルギーに対して指数関数的に依存するため、(10) 式に従って透過確率を計算すると、 $\theta = 0$ 近傍の時にトンネルの確率が指数関数的に増大し、その結果、平均された後の透過確率も指数関数的に増大することになる。これが、エネルギーがクーロン障壁より低い場合に、核融合反応断面積がポテンシャル模型の予測に比べて著るしく増大したメカニズムである。図 3 の右側のパネルに標的核 ^{154}Sm の変形を考慮して求めた核融合反応断面積を示す。この計算は実験データを良く再現しており、散乱核の核構造が実際に低エネルギーの重イオン反応に大きな影響を及ぼしていることが分る。

このように、原子核の変形の効果により、核融合反応断面積は数桁増大する。トンネル効果が関係するため、原子核の構造の影響が格段に増幅されるのである。従って、低エネルギーの重イオン核融合反応は、原子核の構造を調べる上で、非常に興味深い方法を我々に与えていると言えるであろう。

4 より量子的な取り扱い：結合チャンネル法

前章では、散乱核の内部励起のエネルギーが無視できる極限において、核構造が核融合反応に及ぼす影響を考えた。より一般的に、励起エネルギーが無視できない場合、より量子的な取扱いが必要になる。それが結合チャンネル法である。今、反応の途中に標的核が励起される場合を考

えよう。この系を記述するハミルトニアンは、

$$H = H_0 + \hat{h}(\xi) + V_{\text{coup}}(r, \xi) \quad (13)$$

で与えられる。ここで、 H_0 は (1) 式で与えられる相対運動に対するハミルトニアンであり、 $\hat{h}(\xi)$ は振動や回転などの内部励起のスペクトルを与える内部ハミルトニアンである。ここでは、一般的に、内部自由度の座標を ξ で表してある。また、 $V_{\text{coup}}(r, \xi)$ は相対運動と内部運動の結合を表す項である。

結合チャンネル法の基本的な考え方は、全波動関数 $\Psi(\mathbf{r}, \xi)$ を \hat{h} の固有状態で展開し、相対運動の成分に対する結合方程式を解く、というものである。今、 \hat{h} の固有状態が

$$\hat{h}\phi_n(\xi) = \epsilon_n\phi_n(\xi) \quad (14)$$

で与えられているとする。この時、全波動関数を

$$\Psi(\mathbf{r}, \xi) = \sum_n \frac{u_n(r)}{r} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \phi_n(\xi) \quad (15)$$

と展開し、これをシュレーディンガー方程式（の両辺を $\langle \phi_n |$ で射影したもの）

$$\langle \phi_n | H - E | \Psi \rangle = 0 \quad (16)$$

に代入すると、 $u_n(r)$ に対する結合方程式：

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) + \epsilon_n - E \right] u_n(r) + \sum_{n'} \langle \phi_n | V_{\text{coup}} | \phi_{n'} \rangle u_{n'} = 0 \quad (17)$$

が得られる。ただし、ここで、簡単のために内部励起に伴う角運動量の変化は無視した。波動関数の指標 n は「チャンネル」と呼ばれ、従って、(17) 式の方程式は「結合チャンネル方程式」と呼ばれている。 $u_n(r)$ の遠方における境界条件は

$$u_n(r) \rightarrow H_l^{(-)}(k_n r) \delta_{n,0} - \sqrt{\frac{k_0}{k_n}} S_n H_l^{(+)}(k_n r) \quad (r \rightarrow \infty) \quad (18)$$

で与えられ（ただし、 $n = 0$ は基底状態を表す。また、 $k_n = \sqrt{2\mu(E - \epsilon_n)/\hbar^2}$ 。）、S-行列 S_n を用いて核融合反応断面積は

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) P_l(E) \quad (19)$$

$$P_l(E) = 1 - \sum_n |S_n|^2 \quad (20)$$

と表される。ここで、 $P_l(E)$ は第2章と同様に、クーロン障壁の透過の確率と解釈することができる。

4.1 回転励起の場合

このサブ・セクションと次のサブ・セクションでは、内部励起が（変形核の）回転励起及び（球形核の）振動励起の場合で内部ハミルトニアン \hat{h} 及び結合ハミルトニアン V_{coup} がどのような形をとるのか具体的に見てみよう。

まず、回転励起の場合、結合ハミルトニアンは、前章でみた通り、標的核の半径を (11) 式のように変形させることによって得られる。変形度 β_λ は、 $B(E\lambda) \uparrow = B(E\lambda: 0^+ \rightarrow \lambda^\pi)$ を用いて、

$$\beta_\lambda = \frac{4\pi}{3Z_T R_T^\lambda} \sqrt{\frac{B(E\lambda) \uparrow}{e^2}} \quad (21)$$

と見積もることができる。また、内部ハミルトニアンは $\hat{h} = \mathbf{I}^2 \hbar^2 / 2\mathcal{J} = I(I+1)\hbar^2 / 2\mathcal{J}$ で与えられる。

軸対称変形した偶偶核の場合、内部ハミルトニアンの固有状態は $|\phi_n\rangle = |Y_{I0}\rangle$ ($n = I/2$) で与えられる。従って、 $n = 2$ までの範囲で、結合ハミルトニアンの中に出てくる演算子 $\hat{O} = \beta_2 Y_{20}(\hat{r})$ の行列要素は、

$$\langle \phi_n | \hat{O} | \phi_{n'} \rangle = \beta_2 \langle Y_{I0} | Y_{20} | Y_{I'0} \rangle = \begin{pmatrix} 0 & F & 0 \\ F & \epsilon + \frac{2\sqrt{5}}{7}F & \frac{6}{7}F \\ 0 & \frac{6}{7}F & \frac{10}{3}\epsilon + \frac{20\sqrt{5}}{77}F \end{pmatrix} \quad (22)$$

となる。ただし、ここで、 ϵ は 2^+ 状態のエネルギーを表し、また、 $F = \beta_2 / \sqrt{4\pi}$ である。この行列の (2,2) 成分に見られる $2\sqrt{5}/7 \cdot F$ という項は回転励起の場合に特徴的な項で、reorientation 項と呼ばれている (下の (26) 式と比較せよ)。

4.2 振動励起の場合

振動励起の場合も、回転励起と同様に結合ハミルトニアンを導くことができる。ただし、この場合は標的核の半径を

$$R_T = R_T^{(0)} \left(1 + \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^* \right) \quad (23)$$

と展開し、 $\alpha_{\lambda\mu}$ を動変数とみなす。調和振動子の近似の範囲で、 $\alpha_{\lambda\mu}$ はフォノンの生成・消滅演算子を用いて

$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{2\lambda+1}} (a_{\lambda\mu}^\dagger + (-)^\mu a_{\lambda\mu}) \quad (24)$$

と表すことができる。ここで、 β_λ は振動子のゼロ点振動の振幅に関係した量であり、動的な変形パラメーターと呼ばれる。この量は回転励起の場合と同様に $B(E\lambda)$ と (21) 式を通じて結びついている。

振動励起の内部ハミルトニアンは

$$\hat{h} = \hbar\omega_\lambda \sum_{\mu} a_{\lambda\mu}^\dagger a_{\lambda\mu} \quad (25)$$

であり、この固有状態は $|\phi_n\rangle = 1/\sqrt{n!} \cdot (a^\dagger)^n |0\rangle$ で与えられる。従って、結合ハミルトニアンの中の演算子 $\hat{O} = \beta/\sqrt{4\pi}(a + a^\dagger)$ の行列要素は

$$\langle \phi_n | \hat{O} | \phi_{n'} \rangle = \frac{\beta}{\sqrt{4\pi}} \langle n | a + a^\dagger | n' \rangle = \begin{pmatrix} 0 & F & 0 \\ F & \epsilon & \sqrt{2}F \\ 0 & \sqrt{2}F & 2\epsilon \end{pmatrix} \quad (26)$$

となる。ただし、回転励起の場合と同様、 $F = \beta_2 / \sqrt{4\pi}$ である。

5 障壁分布

結合チャンネル方程式 (17) は境界条件 (18) のもとで数値的に解くことができる。その結果を詳しく分析すると、透過の確率 (20) が、実は近似的にいくつかの1次元（すなわちチャンネル結合のない）ポテンシャルの透過確率の加重平均として与えられることが分かる。また、この1次元ポテンシャルは、(17) 式中の結合行列 $V_{nm}(r) = (\epsilon_n + V(r))\delta_{n,m} + \langle \phi_n | V_{\text{coup}} | \phi_m \rangle$ を各 r ごとに対角化したもの $\lambda_i(r)$ で与えられる（この障壁を「固有障壁」と呼ぶ）。すなわち、

$$P(E) = \sum_i w_i P_0(E; \lambda_i(r)) \quad (27)$$

となる。ただし、ここで $P_0(E; \lambda_i(r))$ はポテンシャル $\lambda_i(r)$ に対する透過確率である。この式は、各チャンネルの励起エネルギー ϵ_n が無視できて、かつ、 $\langle \phi_n | V_{\text{coup}} | \phi_m \rangle = A_{nm} \cdot F(r)$ と表せる場合には厳密に成り立つ。これは、この場合、結合行列 $V_{nm}(r)$ を r に依らず対角化できるからである。すなわち、行列 A_{nm} の対角化の問題に帰着される。この時、(27) 式中の重み因子 w_i は $w_i = (U_{i0})^2$ で与えられる (U_{nm} は行列 A_{nm} を対角化するユニタリー行列、0 は入射チャンネルを表す)。第3章で変形核の融合反応を議論した時に、同じ式が現れたのを思い出そう (式 (10) を参照)。それ以外の一般的な場合は、結合行列 $V_{nm}(r)$ を対角化するユニタリー行列 U は r に陽に依存し、(27) 式は厳密には成り立たない。しかしながら、実際の重イオン反応の系では、この式は良い近似として成り立っていることが知られている。特に、励起エネルギー ϵ_n が非常に大きい場合には、一番低い固有障壁に対する重み因子のみがほとんど1になり、他は無視することができるようになる。これは「断熱極限」と呼ばれる。

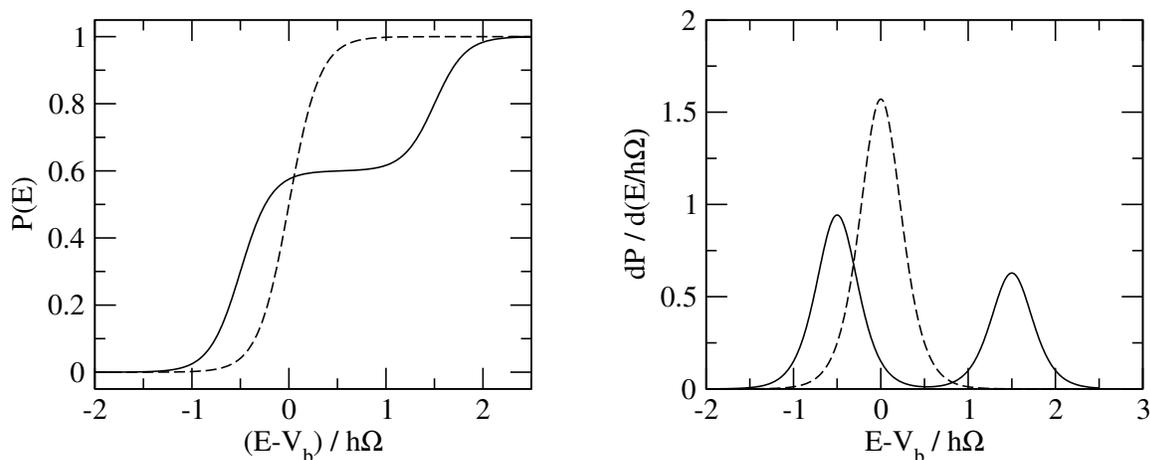


図 4: 障壁透過確率 (左図) とそのエネルギー 1 階微分 (右図)。破線は結合がない場合、実線は結合チャンネル効果により固有障壁が 2 つ存在する場合を表している。

(27) 式は、元々 1 つだけ存在したポテンシャル障壁が、結合チャンネルの効果により、いくつかの有効的な障壁に分離したと解釈することができる。この分離したポテンシャルの分布の様子をプロットする良い方法が存在する。アイデアは、古典的な障壁透過の確率が階段関数を用いて $P(E) = \theta(E - V_b)$ と表されるので、この関数を微分すると障壁の高さ V_b にピークを持つデルタ関数 $dP/dE = \delta(E - V_b)$ が得られるというものである。実際には、量子力学的なトンネル効果によりこのデルタは幾分なめされるが、 $E = V_b$ のエネルギーでピークを持つことには変わりはない。

い。図4にこの様子を点線で示した。今、結合チャンネルの効果により、ポテンシャル障壁が分布した場合、透過確率の1階微分 dP/dE は各障壁それぞれの高さのエネルギーにピークを持つ。また、そのピークの高さは、その障壁に対する重み因子 w_i に比例している。従って、透過確率の1階微分 dP/dE を詳細に調べることで、どのような高さの障壁がどの位の重みで分布しているのかを読み取ることができる。図4の実線は、障壁が2つある場合に透過確率とその1階微分を示してある。障壁が2つあることに対応して、透過確率の1階微分もふた山に分離することができる。

実際の重イオン核融合反応では、透過確率の1階微分に対応する量は、核融合反応断面積 σ_{fus} とエネルギー E の積の2階微分 $d^2(E\sigma_{\text{fus}})/dE^2$ となる。この量は「核融合障壁分布」と呼ばれ、1991年に Rowley, Stelson, Satchler によって提案された [3]。その後、2階微分がとれるような高精度の核融合反応断面積が実験的に測られるようになり、過去10年にわたり、様々な系で核融合障壁分布の実験データが取られてきた。それにより、この核融合障壁分布という量が核構造

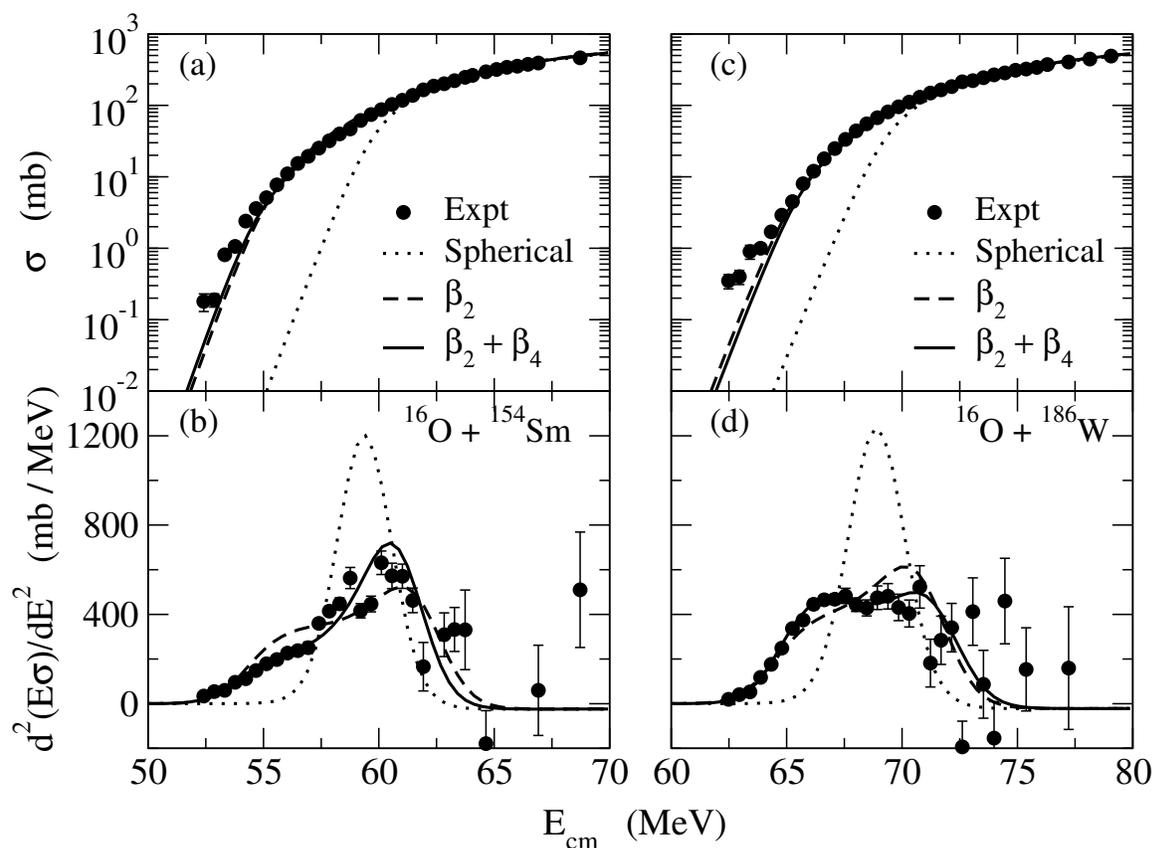


図 5: $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 及び $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$ 散乱における核融合断面積と核融合障壁分布。実験データは文献 [4] より引用した。点線は標的核 ^{154}Sm 、 ^{186}W を球形と仮定したときの結果。破線と実線はそれぞれ標的核の四重極変形 (β_2) 及び 16 重極変形 (β_4) まで考慮したときの計算結果。

の詳細に敏感な関数になっていること、また、その事を用いて原子核の低励起集団運動を調べることができること、などが明らかになった。図4に具体的な例として、 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 、 $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$ の例を示す。核融合障壁分布に関しては、以下に参考文献をあげるのので、ここでは詳細をそちらに譲ることにしたいと思う (特に文献 [3, 4, 5, 7, 10, 11] を参考)。

参考文献

- [1] P. Fröbrich and R. Lipperheide, *“Theory of Nuclear Reactions”*, Oxford University Press, 1996.
- [2] W. Reisdorf, J. Phys. G20 (1994) 145.
- [3] N. Rowley, G.R. Satchler, and P.H. Stelson, Phys. Lett. B254 (1991)25.
- [4] J.R. Leigh, M. Dasgupta, D.J. Hinde, J.C. Mein, C.R. Morton, R.C. Lemmon, J.P. Lestone, J.O. Newton, H. Timmers, J.X. Wei, and N. Rowley, Phys. Rev. C52 (1995) 3151.
- [5] M. Dasgupta, D.J. Hinde, N. Rowley, and A.M. Stefanini, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 48 (1998) 401.
- [6] A.B. Balantekin and N. Takigawa, Rev. Mod. Phys. 70 (1998) 77.
- [7] M. Dasgupta, D.J. Hinde, J.R. Leigh, and K. Hagino, Nucl. Phys. A630 (1998) 78c.
- [8] Proceedings of FUSION03, Prog. Theo. Phys. Suppl. 154 (2004).
- [9] Proceedings of FUSION97, J. of Phys. G23 (1997).
- [10] 萩野浩一、滝川昇、日本物理学会誌 57 (2002) 588.
- [11] 萩野浩一、博士論文、東北大学、1998年. <http://www.nucl.phys.tohoku.ac.jp/hagino/phd.pdf>