

原子核の偏長変形優勢の起源

2000年2月

福井大学 工学部 応用物理学科

鈴木 紀史

目次

序章	1
1 原子核の構成と基本的性質	2
1.1 原子核の構成	2
1.2 密度の飽和性	2
1.3 結合エネルギーの飽和性	3
2 液滴模型と殻模型	4
2.1 液滴模型	4
2.1.1 体積エネルギー	4
2.1.2 表面エネルギー	5
2.1.3 対称エネルギー	5
2.1.4 クーロンエネルギー	5
2.1.5 対エネルギー	5
2.2 殻模型	6
2.2.1 調和振動子ポテンシャル	6
2.2.2 Woods-Saxon ポテンシャル	8
2.2.3 スピン軌道結合力	9
3 Nilsson 模型	11
3.1 4重極変形	12
3.2 16重極変形	14
3.3 スピン軌道結合	14
3.4 \hat{l}^2 ポテンシャル	14
4 Strutinsky の殻補正法	15
4.1 平均的な全エネルギー	15

4.2	殻構造エネルギー	15
5	偏長変形の優位性へのポテンシャルの各項の寄与	17
5.1	原子核の存在限界	17
5.2	変形の偏長, 偏平の判別	19
5.3	解の偏長・扁平分類の基準	21
5.4	偏長変形優勢の様子	26
5.5	\vec{l}^2 ポテンシャルと $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャルの効果	28
5.6	16重極偏形の効果	30
6	結論	32
	謝辞	33
	参考文献	34

序章

原子には中心に重い原子核があり強い力で電子の群の運動を統率しているが、原子核にはこのような中心体が存在しない。このことから原子核は、容易に変形することができると考えられる。

このとき、多くの原子核は偏長変形 (Prolate 変形、図 0.1の左側に示す) か偏平変形 (Oblate 変形、図 0.1の右側に示す) をしているが、偏長変形した核が偏平変形した核よりも圧倒的に多いことが分かっている。しかしその原因はよく分かっておらず、平均ポテンシャルの動径依存性が井戸型に近い形をしていることが主因だという説もあるが、その他にも、強いスピン軌道結合ポテンシャルの存在、16重極変形の効果、対相関の効果などが強く影響していると考えられる。

これらの要因が、どの程度原子核が偏長変形する傾向を持つことに影響しているのかを調べるのが、本研究の目的である。

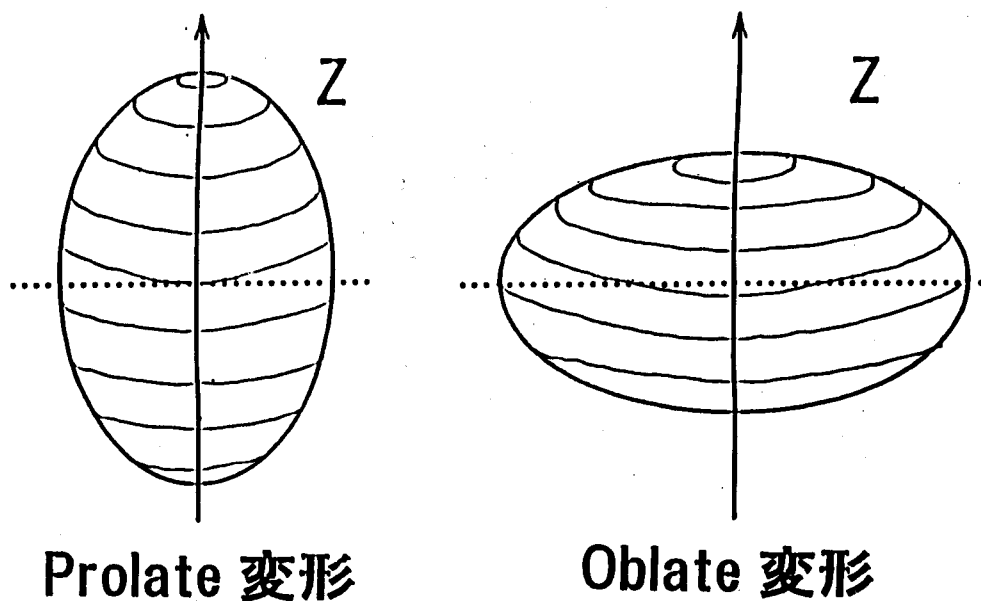


図 0.1: 偏長偏形と偏平偏形

第 1 章

原子核の構成と基本的性質

1.1 原子核の構成

原子番号 Z で質量数 A の原子核は、 Z 個の陽子と $N = A - Z$ 個の陽子で構成されている。陽子と中性子を総称して核子と呼び、その総数はその原子核の質量数になる。すなわち質量数は、

$$A = Z + N \quad (1.1)$$

で与えられる。

原子核をほぼ球形と仮定してその半径を R とすると、高エネルギー電子散乱による測定結果の量子力学による定量的な解析により、

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1.2 \text{ [fm]} \quad (1.2)$$

となることがわかっている。即ち核半径 R は質量数 A の $\frac{1}{3}$ 乗に比例する [1]。

1.2 密度の飽和性

先ほど述べたように原子核の半径は、 $R = r_0 A^{1/3}$ となる。これより原子核の体積 V は、

$$V = \frac{4\pi r_0^3 A}{3} \quad (1.3)$$

となる。また核子の個数密度 ρ は、

$$\rho = \frac{A}{4\pi R^3/3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \quad (1.4)$$

となり、これは質量数によらない。つまり、原子核の密度はどんな原子核でもほぼ等しいという結果になり、このことを密度の飽和性と言う。

1.3 結合エネルギーの飽和性

原子核の質量は、陽子の質量を m_p 、中性子の質量を m_n とすると

$$Zm_p + Zm_n \quad (1.5)$$

と予想されるが、実際の原子核の質量 $M(Z, N)$ はこれより小さくなっている。これは、相対性理論の要請する質量とエネルギーの等価性のため、核力による結合エネルギーの分だけ質量が小さくなったからである。この結合エネルギー (Binding Energy) を $BE(Z, N)$ とし、光速を c とすると、

$$BE(Z, N) = \{Zm_p + Zm_n - M(Z, N)\}c^2 \quad (1.6)$$

となる。図 1.1 には、 $BE(Z, N)$ を A で割った 1 核子あたりの結合エネルギーが示してある。この図を見ると、1 核子あたりの結合エネルギーは、軽い核では小さいが質量数と共に急増し、 $A > 20$ 程度の核種においてはほぼ一定で平均は 8MeV とみられる。この事は、軽い核で顕著に効く表面効果を除外すれば、核内で 1 核子が持つ結合エネルギーはほぼ 8MeV で質量数にはほとんどよらないことを意味している。このことを、原子核の結合エネルギーの飽和性と言う。

ちなみに、1 核子あたりの結合エネルギーの最大値は、鉄やニッケルで最大となり 8.7MeV に達する。

なお、ヘリウム、炭素、酸素、ニッケル、錫、鉛、などは例外的に大きいエネルギーを持つが、これは 2 章で議論する殻効果によるものである。

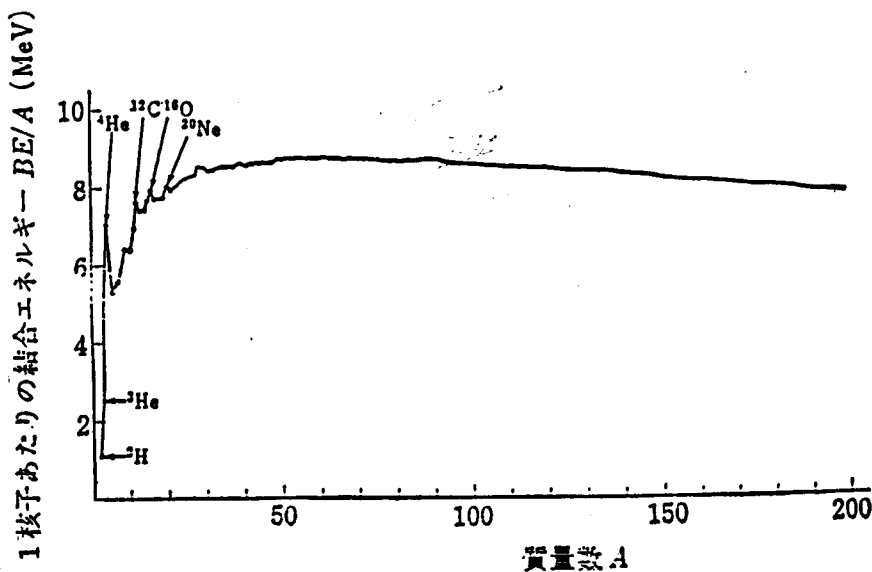


図 1.1: 1 核子あたりの結合エネルギー (文献 [1] より)

第 2 章

液滴模型と殻模型

2.1 液滴模型

原子核には、1章で述べた密度の飽和性と、結合エネルギーの飽和性と言う2つの飽和性がある。この飽和性を示す最も簡単な系として液滴がある。よって、原子核の性質を液滴の性質から類推することができるであろう。このような考えにもとづく模型を原子核の液滴模型と言う。この模型を用いて原子核の結合エネルギーを表す公式(質量公式)をつくってみる。すると、

$$BE(A) = B_{\text{vol}}A - B_{\text{surf}}A^{2/3} - B_{\text{sym}}\frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{a_c Z^2}{A^{1/3}} + \delta(Z, N) \quad (2.1)$$

$$\delta(Z, N) = \begin{cases} B_{\text{pair}} \cdot A^{-1/2} & (N \text{ も } Z \text{ も 偶数の場合}) \\ 0 & (A \text{ が 奇数の場合}) \\ -B_{\text{pair}} \cdot A^{-1/2} & (N \text{ も } Z \text{ も 奇数の場合}) \end{cases}$$

で、表される。以下、各項について説明する。

2.1.1 体積エネルギー

液体の内部エネルギーは体積に比例し、体積は質量数 A に比例する。よって、体積に比例するエネルギーは、 B_{vol} を比例定数として、

$$B_{\text{vol}}A \quad (2.2)$$

と、表すことができる。

2.1.2 表面エネルギー

液滴の結合エネルギーのうち表面積に比例する部分を、表面エネルギーという。表面エネルギーは表面張力と表面積の積で表され、結合エネルギーを減少させる。原子核の半径は、(1.2)式で与えられるから、表面エネルギーは B_{surf} を比例定数として、

$$- B_{\text{surf}} A^{2/3} \quad (2.3)$$

と表される。なお上式に負符号をつけて定義したのは、 B_{surf} が正の値をとるようにするためである。

2.1.3 対称エネルギー

中性子-陽子間に働く力の方が同種核子間に働く力より強い。また同じ種類の核子が多くなると、パウリの禁止則により、後から核に取り入れられる核子の状態は他のものと違う必要がある。そのため運動エネルギーの高い状態にはいなければならない。そこで、なるべく、中性子の数と陽子の数の差を小さくした方がエネルギーは低い。これらの効果によるエネルギーを対称エネルギーといい [1]、 B_{sym} を正の比例定数として、

$$- B_{\text{sym}} \frac{(N - Z)^2}{A} \quad (2.4)$$

と表される。全体を A で割るのは、フェルミ気体模型での表式にならったものである。

2.1.4 クーロンエネルギー

陽子間にはクーロン斥力が働く。それによるエネルギーは、電荷量の2乗に比例し、核半径に反比例するので、 a_c を正の比例定数として、

$$- \frac{a_c Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.5)$$

と、表される。

2.1.5 対エネルギー

実験によれば、 Z も N も偶数の原子核のスピンは、例外なく0である。これは、原子核の基底状態では、陽子は必ず2個ずつ合成角運動量が0の対を組み、中性子についても同じ状況になっているためである。すなわち、2つの同種核子間には角運動量を0にするような核力が働くと考えられる [1]。この力に起因する結合エネルギーの変動

部分を、対エネルギーといい、 B_{pair} を正の定数として、

$$\delta(Z, N) = \begin{cases} B_{\text{pair}} \cdot A^{-1/2} & (N \text{ も } Z \text{ も 偶数の場合}) \\ 0 & (A \text{ が 奇数の場合}) \\ -B_{\text{pair}} \cdot A^{-1/2} & (N \text{ も } Z \text{ も 奇数の場合}) \end{cases} \quad (2.6)$$

と、表される。 $A^{-1/2}$ という A への依存の形は経験的に定められたものである。

仮に、液滴が球形から変形しているとする。体積一定な球形のものが変形すると表面積は増加し、内部にある 2 点間の距離は変化する。このため表面エネルギーとクーロンエネルギーの値が変化する。(2.1) 式の右辺の各項で、明らかに変形に依存するのは、これらの 2 項だけである。ここで、表面エネルギーの増加がクーロンエネルギーの減少よりも小さいとすると、原子核は自発核分裂をおこし存在できない。このため、表面エネルギーの増加はクーロンエネルギーの減少よりも大きいはずなので、液滴は球形が安定となる。

2.2 殻模型

多数の実験事実により、原子核の陽子数 Z 、中性子数 N のいずれかが、

$$\left. \begin{array}{l} Z \\ N \end{array} \right\} = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad (2.7)$$

をもつ原子核は、結合エネルギーが大きく、安定していることが結論づけられている。これらの数を、原子核の魔法数 (magic number) という [1]。その存在は、原子核を先に述べた液滴と考えたのでは説明ができない。

ところで、原子にも魔法数が存在し、原子番号 2, 10, 18, 36, 54, 86, の希ガス元素は電子軌道の閉殻にあたり安定になる。このことから魔法数の存在は、原子核にも閉殻が存在し、核を構成している核子が 1 つの共通のポテンシャル場の中でそれぞれの軌道を描き、独立の運動をしている殻模型が成立することを示唆していると考えられる。以下、魔法数の導出について説明する。

2.2.1 調和振動子ポテンシャル

原子核の中では、中心となるものがないため核子がお互いに集まり平均場を形成している。核力は近距離力である。したがって核内のある核子に働く他核子からの核力は、その核子の周辺の密度 $\rho(r)$ に比例する。

そこで、一核子に働くポテンシャル $V(r)$ は、 k を正の比例定数として、

$$V(r) = -k\rho(r) \quad (2.8)$$

と書ける。 $\rho(r)$ は、内部でほぼ一定であり、表面で急激に減少する。そこで、 $V(r)$ は、図 2.1 に示したような形になると予想される。

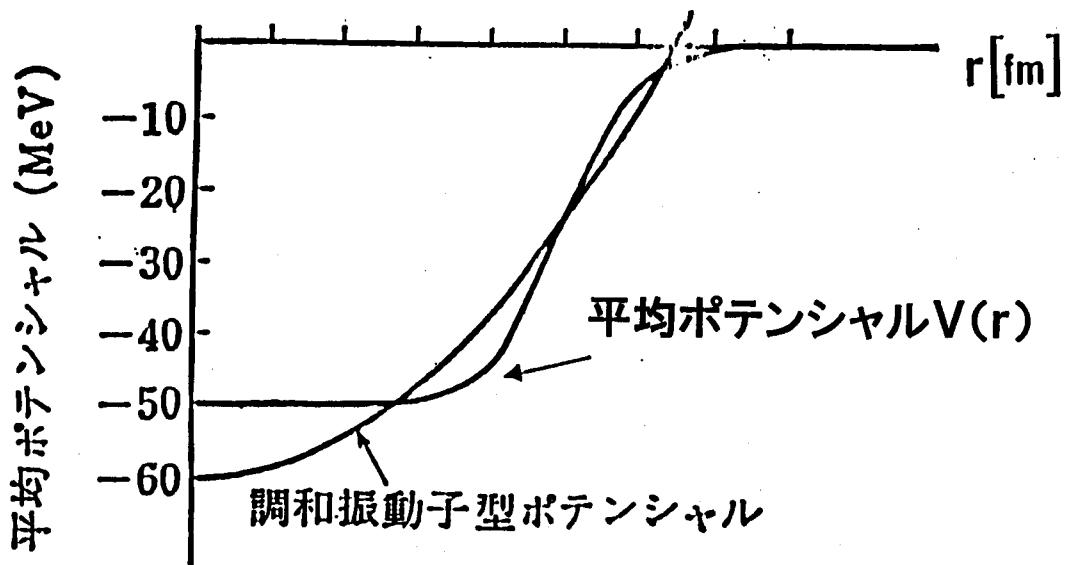


図 2.1: 原子核の平均ポテンシャル

これを更に近似して、調和振動子ポテンシャルに等しいとする。すなわち、

$$V(r) = -V_0 + \frac{m\omega^2 r^2}{2} \quad (2.9)$$

とする。ここで、 $-V_0$ は原子核の中心でのポテンシャルの深さを表す定数、 m は核子の質量、 ω は調和振動子の角周波数である。一つの核子が、(2.9) 式の表す平均ポテンシャル内を運動しているとする、この核子に対するシュレーディンガー方程式は、

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - V_0 + \frac{m\omega^2}{2} r^2\right) \phi(\vec{r}) = E\phi(\vec{r}) \quad (2.10)$$

である。

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (2.11)$$

と書くと、この方程式はそれぞれ、 x, y, z 方向の運動に関する独立な 3 つの部分の和として書ける。そのため変数分離が出来て、

$$\phi(r) = \phi_{N_x}(x)\phi_{N_y}(y)\phi_{N_z}(z) \quad (2.12)$$

$$\varepsilon = \left(N_0 + \frac{3}{2}\right) \hbar\omega \quad (2.13)$$

$$N_0 = N_x + N_y + N_z \quad (2.14)$$

であることが分かる。ただし、 $\varepsilon = E + V_0$ である。(2.13)(2.14) 式は、一次元調和振動子のエネルギー固有値、

$$E_k = \frac{N_k + 1}{2} \hbar\omega \quad (k = x, y, z) \quad (2.15)$$

から容易に導出できる。最もエネルギーの低い状態は、量子数が $(N_x, N_y, N_z) = (0, 0, 0)$ の状態であり、

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \hbar\omega \quad (2.16)$$

をもつ。この状態にスピン上向き、下向きで、2 個の陽子または中性子が入り、この軌道を満員にする。これが、 $Z = 2$ 、または、 $N = 2$ が、魔法数である理由である。このように、一つの軌道が満員になることを閉核になると言う。次に、 $N = 1$ の核では、 $(1, 0, 0)$, $(0, 1, 0)$, $(0, 0, 1)$ 、と言う 3 つの状態が縮退している。スピンの上、下を考慮にいと、この軌道には陽子または中性子が 6 個入れる。そこで、 $2 + 6 = 8$ だから、 $Z = 8$ または $N = 8$ が魔法数になる。全く同様に、 $Z(N) = 8 + 12 = 20$ 、 $Z(N) = 20 + 20 = 40$ 、さらに、70、112 が魔法数になることが予想される [1]。ところが、こうして導かれた魔法数は 40 以上については実際の数とは異なっている。

2.2.2 Woods-Saxon ポテンシャル

次に、平均ポテンシャルとして調和振動子型でなく、原子核の密度分布によく似た関数形をもつ密度に比例したポテンシャルである Woods-Saxon ポテンシャルを導入してみる。このポテンシャルは下記の関数形をもつ。

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \{\exp(r - R)/b\}} \quad (2.17)$$

ここで b は、核表面のぼやけを表すパラメータである。Woods-Saxon ポテンシャルは、図 2.1 に示した「平均ポテンシャル $V(r)$ 」のような形になる。このポテンシャルでは、

調和振動子ポテンシャルでおきたような縮退は解け、エネルギー準位は分裂する (図 2.2 参照)。しかし、このポテンシャルを用いても 28 以降の魔法数を説明することはできない。

なお、軌道角運動量の大きな軌道は、遠心力で外側に密度が多くなるため、ポテンシャルが調和振動子から Woods-Saxon 型に変わることによって大きくエネルギーが下がる (図 2.2 参照)。このことから、Woods-Saxon ポテンシャルは、調和振動子ポテンシャルに軌道角運動量の 2 乗に比例するポテンシャルを加えたもので近似できることがわかる。

2.2.3 スピン軌道結合力

2.2.1 節、2.2.2 節で調べた形のポテンシャルだけでなく、もっともらしいどのような形の平均ポテンシャル $V(r)$ を用いても原子核の魔法数を再現することはできない。この矛盾は、1949 年、Mayer と Jensen によって独立に解決された。彼らは、核子の内部角運動量であるスピンと軌道角運動量を結合させるスピン軌道力が、原子核内の平均ポテンシャルでは非常に強いと考えると、魔法数が説明できることを発見したのである。スピン軌道力は、

$$\xi(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (2.18)$$

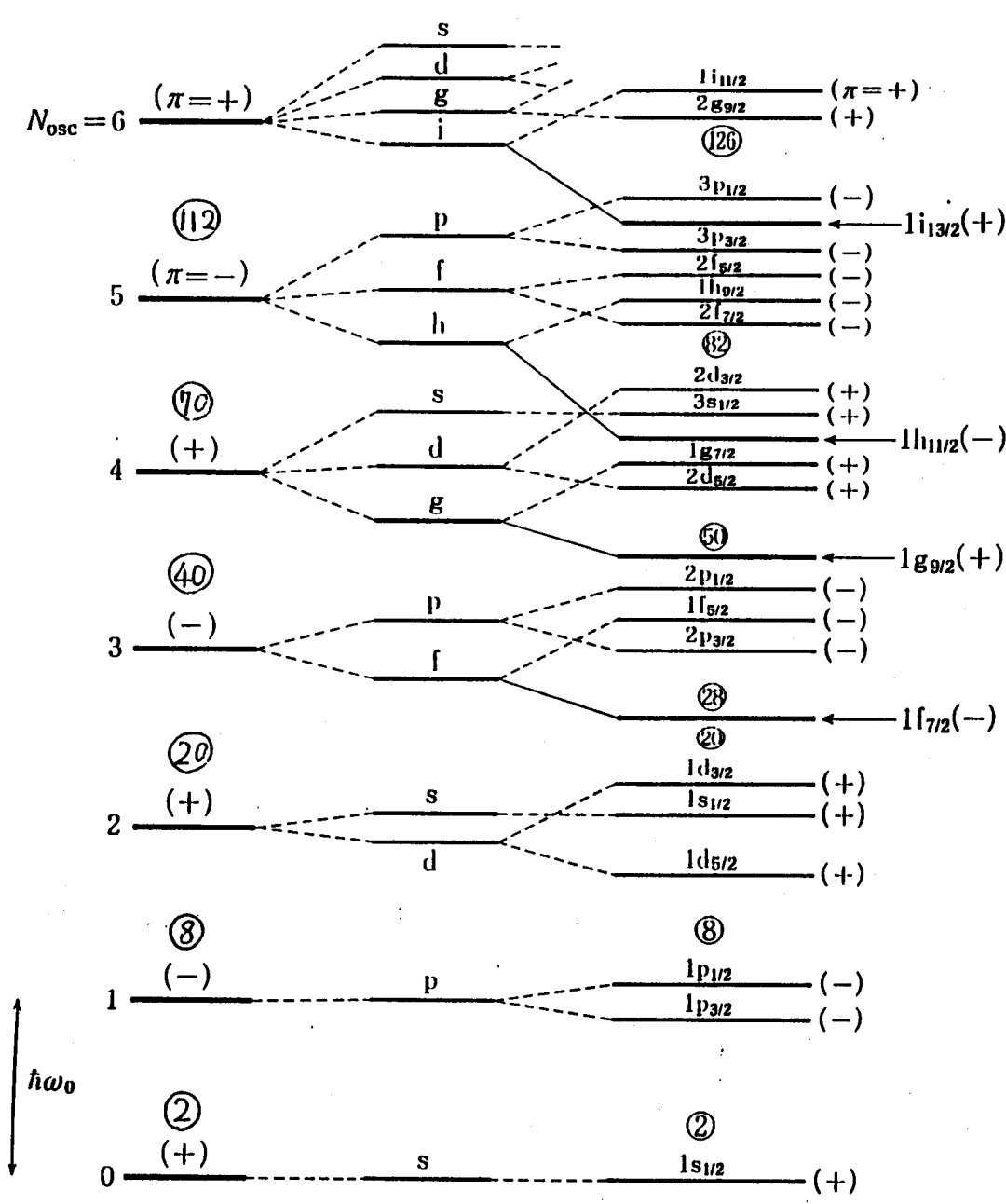
と書ける。 \vec{l} は軌道角運動量を、 \vec{s} はスピン角運動量を表し、 ξ は定数であるとする。(2.10) 式に、Woods-Saxon ポテンシャルを近似する \vec{l}^2 項とこの項を付け加えると、

$$\left\{ -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + \frac{m\omega^2}{2} r^2 + a\vec{l}^2 + \xi(\vec{l} \cdot \vec{s}) \right\} \varphi = \varepsilon\varphi \quad (2.19)$$

となる。この式の固有状態は、 $n, l, j = l \pm \frac{1}{2}, m$ 、という 4 つの固有値で指定される。ここで n は主量子数、 l は軌道角運動量、 j は全角運動量、 m は全角運動量の z 成分である。

図 2.2 は、一粒子エネルギー準位が、それぞれのポテンシャルによって分裂していく様子を表している。記号 s, p, d, f, g, h, i は、 $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ を表し、例えば $1h_{11/2}$ は、 $n=1, l=5, j=\frac{11}{2}$ を表す。

このとき、 $\xi < 0$ とすると、 $\vec{l} \cdot \vec{s} > 0$ の方がエネルギーが低くなる。 $\vec{l} \cdot \vec{s} > 0$ のときは、 $j = l + \frac{1}{2}$ 、 $\vec{l} \cdot \vec{s} < 0$ のときは、 $j = l - \frac{1}{2}$ になるので図のように分裂する。ここで、 $N=3$ に属する準位は $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1f_{5/2}$ 、の 4 本の準位に分裂する。このうち一番低いのは $1f_{7/2}$ である。 $j = \frac{7}{2}$ の状態は、 $m = \pm\frac{7}{2}, \pm\frac{5}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}$ をもつから、8 個の陽子または中性子で閉殻となり、魔法数 $20+8=28$ が得られるのである [1]。同様に 50、82、126 の魔法数も説明できる。



調和振動子ポテンシャル Woods-Saxonポテンシャル ($l \cdot s$)ポテンシャルの効果を含む

図 2.2: 一粒子エネルギー準位の分裂

第 3 章

Nilsson 模型

原子の場合には、中心にある重い原子核が強い力で電子の群の集団運動を統率しているが、原子核にはこのような中心体がない。そのことから予想できることであるが、原子核は容易に変形することができる [4]。原子核の変形を考えれば、当然一粒子運動として球対称でない力の場の中の運動を考えることになる。つまり、他の核子からの相互作用を球対称でない平均ポテンシャルで近似し、個々の核子がこのポテンシャル内で独立に運動しているという描像を仮定することになる。このように、球対称でないポテンシャル中での運動へ殻模型を拡張したのが、Nilsson 模型である [3][5]。

この模型では、4 重極変形、16 重極変形、スピン軌道結合、 l^2 ポテンシャルで構成される Nilsson ポテンシャルが用いられる。このポテンシャルは、

$$\begin{aligned} U(r) = & \frac{1}{2}m(\omega_{\perp}^2 x^2 + \omega_{\perp}^2 y^2 + \omega_{\parallel}^2 z^2) \\ & + 2\hbar\omega_0 r_t^2 \sqrt{\frac{4\pi}{9}} \varepsilon_4 Y_{40}(\hat{r}) \\ & + f_{ls} \cdot 2\kappa\hbar\omega_0 \vec{l}_t \cdot \vec{s} \\ & - f_{ll} \cdot \kappa\mu\hbar\omega_0 (\vec{l}_t^2 - \langle \vec{l}_t^2 \rangle_N) \end{aligned} \quad (3.1)$$

と、表される。3.1~3.4 節で、上式右辺の各項について説明する。

なお、Nilsson 模型の与えるのは、個々の核子のエネルギーである。個々の核子のエネルギーをすべての核子について足し合わせると、相互作用のエネルギーが二重に取り込まれるため、原子核全体のエネルギーにはならない。しかし、原子核に核子一個を加えたときの原子核全体のエネルギーの変動は、個々の核子のエネルギーの和の変動によって良く近似できる。

そこで、原子核の全エネルギーを求めるには、Strutinsky の殻補正法により、液滴模型より平均的な全エネルギーを、殻模型より個々の核種による揺らぎを求め、それらを融合させて計算する。Strutinsky の殻補正法は、第 4 章で説明する。

3.1 4重極変形

Nilsson はまず、4重極変形を持つ核の1粒子状態をよく表しているものとして、原子核の変形が軸対称であるとし、軸対称の調和振動子型ポテンシャルで粒子軌道を考えた。このポテンシャルは通常の殻模型のときの振動子型ポテンシャルに対応している。

$$U(r) = \frac{1}{2}m(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2) \quad (3.2)$$

対称軸が第3軸であるとすれば、 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{\perp}$ である。また、 $\omega_3 = \omega_{\parallel}$ とする。

変形のパラメータ ε_2 を導入し、

$$\omega_{\perp} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{3}\varepsilon_2\right) \quad (3.3)$$

となり、 ε_2 が小さいときは

$$\omega_{\parallel} = \omega_0 \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2\right) \quad (3.4)$$

のように $\omega_{\perp}, \omega_{\parallel}$ を変化させることにする。

(3.3) 式, (3.4) 式から、変形パラメータ $\varepsilon_2 > 0$ のときは偏長変形、 $\varepsilon_2 < 0$ のときは偏平変形、 $\varepsilon_2 = 0$ のときは球形を表すことが分かる。ここで ω_0 は、

$$\hbar(\omega_1\omega_2\omega_3)^{1/3} = \frac{41}{A^{-1/3}} \left(1 \mp \frac{N-Z}{3A}\right) \quad [\text{MeV}]$$

になるように、各 ε_2 の値に対して決める。ただし、陽子の運動を考える場合は+であり、中性子の運動を考える場合には-である。このように ω_0 を決めると原子核の密度の飽和性を満たすように、変形によらず原子核の体積を一定にすることができる。

図 3.1 は、変形殻モデルの1粒子エネルギー準位で、 $50 < Z < 82$ 領域の陽子に対する計算例である。第4章で説明するように、スペクトルの疎らな場所が安定と考えられるので、 $\varepsilon_2 = 0$ の場所では、50, 82 の陽子数で安定になっている。しかし、 $\varepsilon_2 = 0.2$ あたりでは、66 の陽子数で安定になる。また、ポテンシャルの変形によっても1粒子エネルギーが変わる事も分かる。

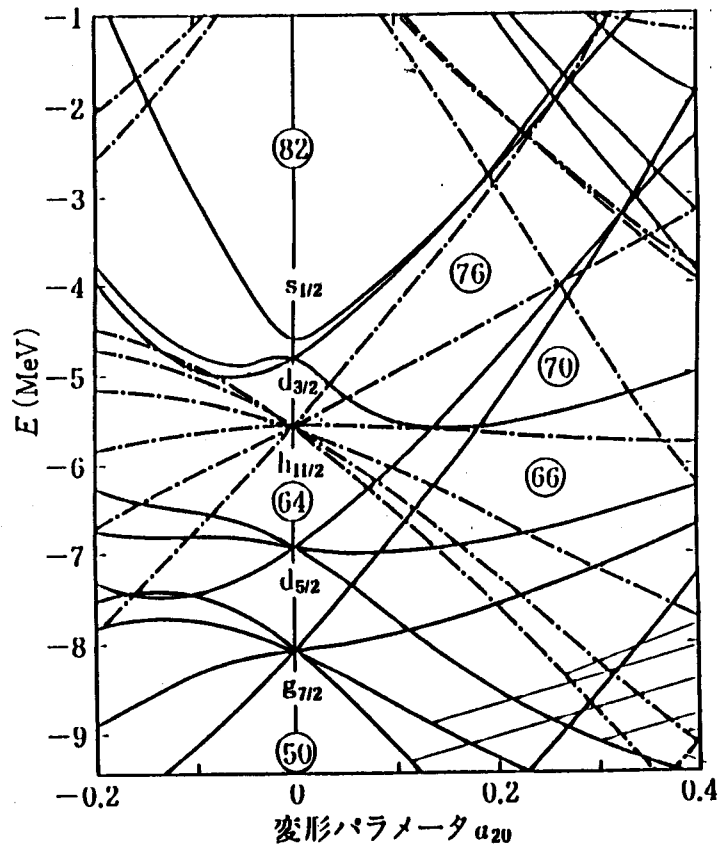


図 3.1: 変形核モデルの 1 粒子エネルギー準位 ($a_{20} \simeq 1.06\epsilon_2$ である。)

3.2 16 重極変形

このポテンシャルは、4重極変形の補正として導入されているものであり、変形度 ε_4 は4重極変形に比べて1桁程度小さくなる。ここで $Y_{40}(r)$ は、球面調和関数であり、 ε_4 は、各 ε_2 の値に対しエネルギー最小値を与えるように決める。

r_t は、stretched coordinate での動径長を表し、小さな変形では、 $r_t \simeq r$ と考えてよい。

3.3 スピン軌道結合

球形殻模型の場合と同様に、スピン軌道力は必要である。ポテンシャルの強度を表すパラメータ κ の値には、下式で質量数 A の関数として表される標準的な値を用いる。

$$\kappa = \begin{cases} 0.0641 - 0.0026 \times 10^{-3} A & (\text{中性子}) \\ 0.0766 - 0.0779 \times 10^{-3} A & (\text{陽子}) \end{cases}$$

さらに、本研究で導入する減衰因子 f_{ls} をかける。

3.4 l^2 ポテンシャル

1粒子準位の順序や準位間隔を、Woods-Saxon ポテンシャルのものに近づけるために、 l^2 に比例する項を更に付け加えている。ポテンシャル強度パラメータ μ の値には、下式で表される標準的な値を用いる。

$$\mu = \begin{cases} 0.624 - 1.234 \times 10^{-3} A & (\text{中性子}) \\ 0.493 + 0.649 \times 10^{-3} A & (\text{陽子}) \end{cases}$$

さらに、本研究で導入する減衰因子 f_{ll} をかける。

第 4 章

Strutinsky の殻補正法

第 2 章で紹介した質量公式は、液滴模型に基づいている。これは原子核の飽和性に着目し核物質を液体的なものと考え、核の性質を平均的なものに塗りつぶしたことに相当している。したがって、粒子的な描像である殻模型の示すような核の性質を説明できないのは当然である。しかし、液滴模型は歴史的にもまた現在でも、核分裂や大きな核のエネルギーを求めるには有力な道具であり有用である。一方殻模型は、核の全エネルギーを導出できていないといってよい。それは元来殻模型が、基底状態付近の核の性質を説明することから出発し、準位の相対的な値を問題にしたということからくる弱点である。そこでこの両者をつなぎ合わせ、液滴模型で平均的な全エネルギーを与え、殻模型によって個々の核種による揺らぎを与えようというのが、Strutinsky の殻補正法である [3]。

4.1 平均的な全エネルギー

液滴模型では、準位密度は一様であると考え。そこで、この平均的な全エネルギーを、

$$E_{ld} \tag{4.1}$$

とおく。(実際には、対相関のエネルギーを更に加えなければならない)

4.2 殻構造エネルギー

液滴模型からの、個々の核種による揺らぎを、

$$E_{sh} \tag{4.2}$$

とおく。殻模型では、準位密度は一粒子ポテンシャルで定まり一様な分布をしていない。そこで、フェルミ準位までで一粒子エネルギーを積み上げた和は、

$$E_{sp} = \sum_{i=1}^N \epsilon_i \quad (4.3)$$

と、表される。また、滑らかな準位密度 $\tilde{g}(\epsilon)$ を導入する。これを用いて、平均フェルミエネルギー $\bar{\lambda}$ を、

$$N = \int_{-\infty}^{\bar{\lambda}} \tilde{g}(\epsilon) d\epsilon \quad (4.4)$$

と定義し、滑らかな準位密度でのエネルギーを、

$$\tilde{E}_{sp} = \int_{-\infty}^{\bar{\lambda}} \tilde{g}(\epsilon) \epsilon d\epsilon \quad (4.5)$$

と、表す。

図 4.1 は、フェルミ準位 $\lambda, \bar{\lambda}$ と滑らかな準位密度 \tilde{g} でのエネルギーを示す。

E_{sp} と \tilde{E}_{sp} の差、

$$E_{sh} = E_{sp} - \tilde{E}_{sp} \quad (4.6)$$

が、揺らぎにあたるエネルギーを表し、殻構造エネルギーと呼ばれる。

この2つのエネルギーの和が、原子核の全エネルギーを表す。

$$E = E_{ld} + E_{sh} \quad (4.7)$$

E を、四重極変形度の関数 $E(\epsilon_2)$ としてみたとき、その表す曲線をポテンシャルエネルギー曲線と呼ぶ。

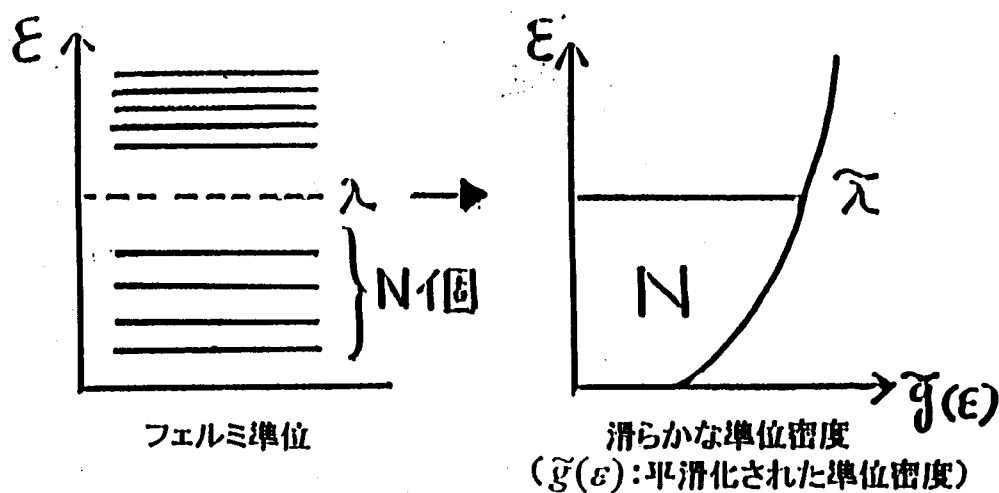


図 4.1: フェルミ準位と滑らかな準位密度でのエネルギー

第 5 章

偏長変形の優位性へのポテンシャルの各項の寄与

次節から示すように、多くの核が偏長変形している。しかし、本研究のテーマである偏長変形が偏平変形より起こりやすいことの原因はよく分かっていない。原因にはいくつかの仮説が考えられる。

(1) I^2 ポテンシャル：井戸型説 [6]

ポテンシャルの動径方向が、調和振動子より井戸型に近いために起こるのではないか。

(2) $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャル：スピン軌道結合説 [7][8]

スピン軌道力が、影響しているのではないか。

(3) 16 重極変形説

16 重極変形の効果によって、起こるのではないか。

(4) 対相関説

対相関の効果によって、起こるのではないか。

それでは、これらの説がどの程度偏長変形の優勢に影響しているのかを計算によって確かめてみる。

5.1 原子核の存在限界

有限個の核子の束縛状態としての原子核の存在限界は、核子放出に対する安定性の条件と自発核分裂に対するポテンシャル障壁の有無で決定される [2]。前者は、核子分離エネルギーを用いて定義される。同重核で、 β 崩壊をしない核種を連ねてできる β 安定曲線からどんどん遠ざかると、ついには中性子あるいは陽子が結合し得ない状態に至る。これは、核子の分離エネルギーが負の値になることによる。中性子または陽子 1 個を核子から放出するために必要なエネルギーを、中性子分離エネルギー、また

は陽子分離エネルギーといい、それぞれ、 $S_n(N, Z)$ 、 $S_p(N, Z)$ と書き、

$$S_n(N, Z) = BE(N, Z) - BE(N - 1, Z) \quad (5.1)$$

$$S_p(N, Z) = BE(N, Z) - BE(N, Z - 1) \quad (5.2)$$

と、表される。この2つのエネルギーが正の範囲、すなわち $S_n(N, Z) > 0$ かつ $S_p(N, Z) > 0$ の領域で核子は中性子や陽子を放出せずに安定である。 $S_n(N, Z) = 0$ または $S_p(N, Z) = 0$ となる核をつないで得られる線を、中性子ドリップ線、または陽子ドリップ線といい、下記で表される。

$$S_n(N, Z) = 0 \quad (5.3)$$

$$S_p(N, Z) = 0 \quad (5.4)$$

この線の外側では、中性子あるいは陽子は勝手に核から離れるので、この線は原子核の存在できる限界を表している。

図 5.1 は、今研究で計算の対象とした陽子数と中性子数の範囲を表している。ここで、偶偶核、偶奇核、奇奇核は、それぞれ対エネルギーが異なるため、今研究では偶偶核のみを計算する。また、 N 、 Z がともに 8 以下では結合エネルギーが低く、正しい結果が得られないために除外した。また、 $Z > 126$ または $N > 184$ の、非常に重い核も除いた。結局、合計 1834 種類の偶偶核について計算を行うことにした。

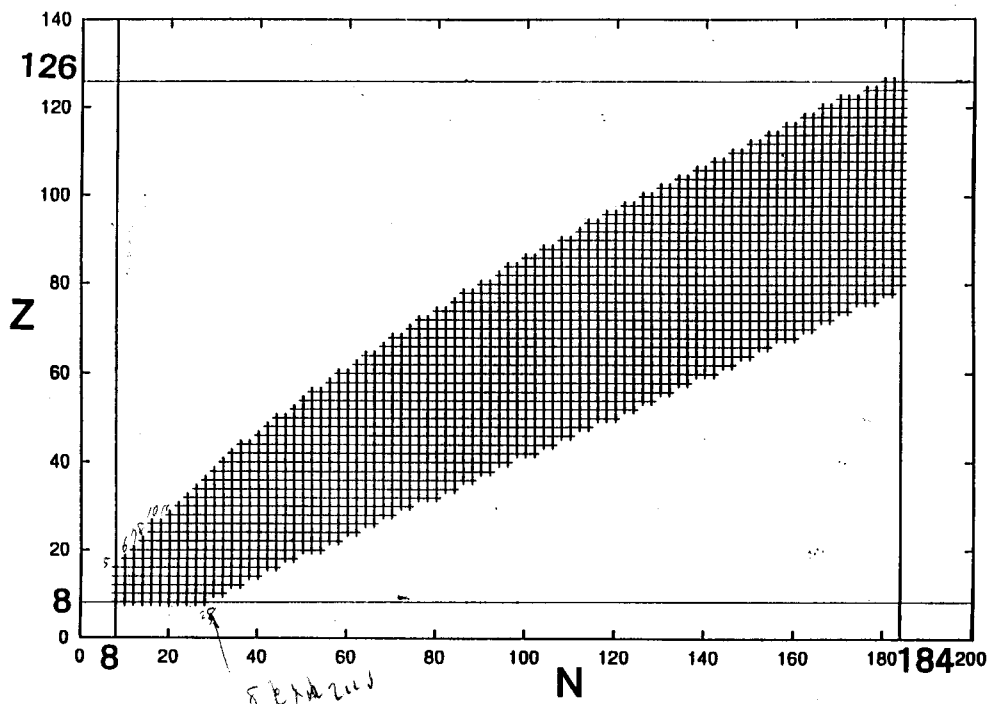


図 5.1: 原子核の存在できる限界

5.2 変形の偏長, 偏平の判別

第3章で説明した Nilsson ポテンシャルと第4章で説明した Strutinsky の殻補正法から、核の結合エネルギーを変形度 ϵ_2 の関数として計算する。

まず例として、 ${}^{188}_{76}\text{Os}_{112}$ ($N = 112, Z = 76$) のポテンシャルエネルギー曲線 $E(\epsilon_2)$ を図5.2に示す。¹この核の場合、 $\epsilon_2 < 0$ のところでできた極小点は Oblate 解、 $\epsilon_2 > 0$ のところでできた極小点は Prolate 解と分類することにあいまいさはないであろう。このように偏長解と偏平解の両方が存在するとき、そのエネルギーの差、 $E(\text{Oblate}) - E(\text{Prolate})$ を求め、この値を ΔE_{op} とする。もし、

$$\Delta E_{\text{op}} > 0 \quad (5.5)$$

ならば、その核は偏長核、

$$\Delta E_{\text{op}} < 0 \quad (5.6)$$

ならば偏平核となる。これは、エネルギーが高い解は、低い解へと電磁波 (ガンマ線) の放出により崩壊してしまうからである。

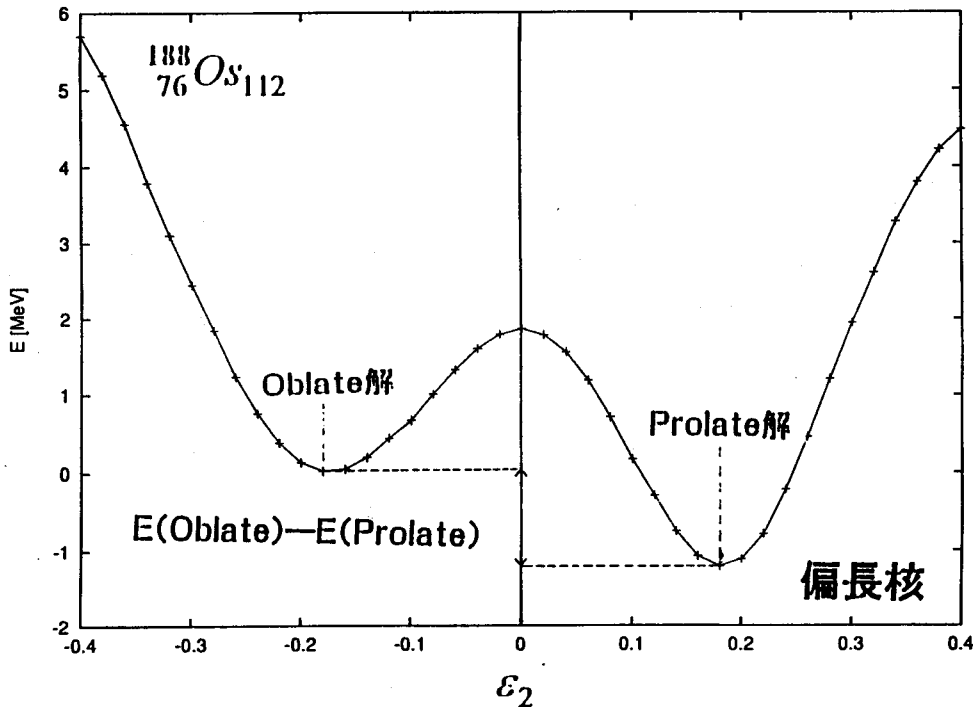


図 5.2: ${}^{188}_{76}\text{Os}_{112}$ 核の結合エネルギー

¹原子核の分野では、元素の記号の左肩に質量数 A を、左下に原子番号 Z を、右下に中性子数 N を添える習慣になっている。

次の例として、 $^{182}_{60}\text{Nd}_{122}$ を図 5.3 示す。

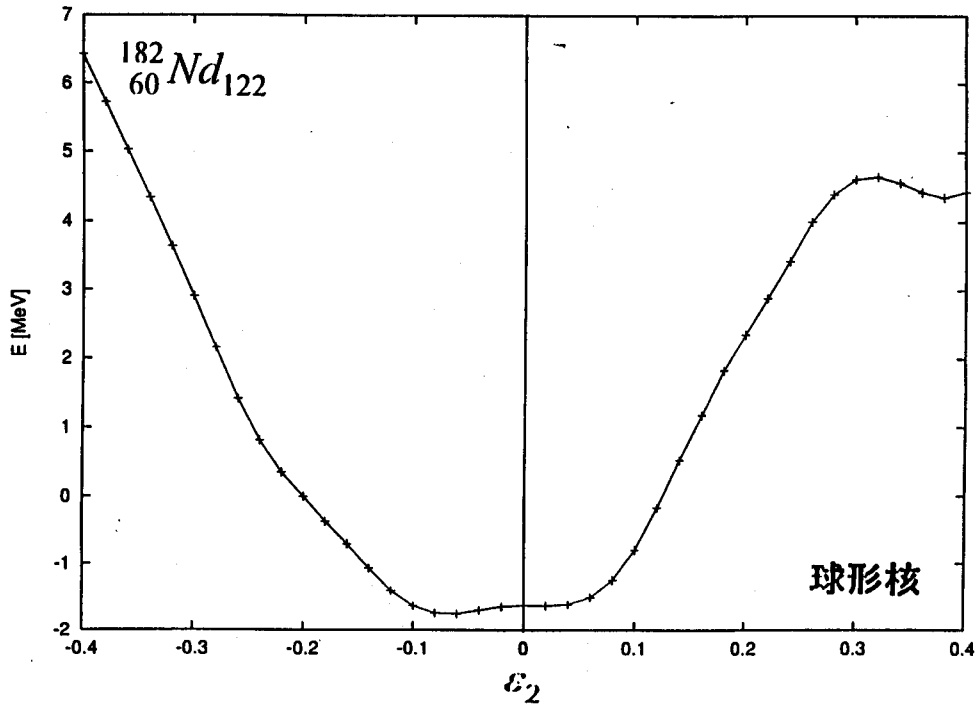


図 5.3: $^{182}_{60}\text{Nd}_{122}$ 核の結合エネルギー

この核は、 $\epsilon_2 < 0$ に最小点があり、 $\epsilon_2 > 0$ に非常に浅い極小点がある。しかし、最小点と極小点の間にあるポテンシャルエネルギーの障壁は極めて低く、Oblate 解と Prolate 解との両方が存在するとは判然とは言いがたい。形状の量子的揺動を考えると、各々の極小解の形状は次のように捉えるべきである。

1. $\epsilon_2 > 0$ の解は、ポテンシャルの谷が浅すぎるため、量子的揺動により洗い流されてしまうであろう。即ちこの核には偏長変形状態は存在しないと考えるべきである。
2. $\epsilon_2 < 0$ の解は、極小点の位置こそ扁平側にあるものの、ポテンシャルの谷底が広いので変形の揺らぎが大きくなり、扁平状態・偏長状態の混合した状態に対応すると考えられる。したがって、この解は扁平解に分類すべきではない。

まとめると、この核には大きな形状揺らぎを伴った球形解のみがあると考えべきで、本論文の目的である偏長変形と扁平変形の対比をするときには、この核は考察の対象からはずすべきであるというのが我々の見解である。

さて、本研究では原子核という系が一般的に偏長変形する傾向があることをテーマとしているので、少数の核についての計算結果では結論に達することはできず、存在しうる数千種類の原子核すべてを対象として、そのポテンシャル・エネルギー曲線から偏長解と扁平解を同定することが必要である。そのためには、判定のアルゴリズムを明確化してプログラムに組みあげ、自動的に扁平解・偏長解を同定することが不可欠である。次節では、そのような判定方法として我々の考案したものを説明する。

5.3 解の偏長・扁平分類の基準

まず、浅い極小解を考察の対象から除くために、ポテンシャル・エネルギー曲線 $E(\epsilon_2)$ を平滑化した $\tilde{E}(\epsilon_2)$ を導入する。本論文では、下記のようにガウシアン関数の重みをつけた平均操作により平滑化を行なうことにした。

$$\tilde{E}(\epsilon_2) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\epsilon'_2) w(\epsilon'_2 - \epsilon_2) d\epsilon'_2 / \int_{-\infty}^{\infty} w(\epsilon'_2 - \epsilon_2) d\epsilon'_2 \quad (5.7)$$

$$w(x) = \exp \left\{ - \left(\frac{x}{0.05} \right)^2 \right\} \quad (5.8)$$

下記は本論文の計算のために用いたフォートラン・プログラムのうち、上式を計算するための部分である。

```

C+++++
C
C  SMOOTH ENERGY CURVE の計算
C
C+++++
      DO 3010 IE=1,IEPS2

      S_0=0
      S_1=0

      DO 3020 IE2=1,IEPS2

      W=EXP(-((BEPS2(IE)-BEPS2(IE2))/0.05)**2)
      S_0=S_0+W
      S_1=S_1+W*BETOT(IE2)

3020 CONTINUE

      BETOT2(IE)=S_1/S_0

3010 CONTINUE

```



```

OPEN(31,FILE='pes.g',STATUS='UNKNOWN')
DO 3011 IE=1,IEPS2
3011 WRITE(31,'(F8.3,2F12.4)') BEPS2(IE),BETOT(IE),BETOT2(IE)
CLOSE(31)

```

C+++++

Program 1 平滑化されたエネルギー曲線

上記のプログラムの各変数は、次のような意味を持つ。

$$\text{BEPS2} = \varepsilon_2 \quad (\text{変形パラメータ}) \quad (5.9)$$

$$\text{BETOT} = E \quad (\text{核の結合エネルギー}) \quad (5.10)$$

$$\text{BETOT2} = \tilde{E} \quad (\text{平滑化したエネルギー}) \quad (5.11)$$

である。また、便宜上 s_0 を S_0 、 s_1 を S_1 とする。

ε_2 の値を 1 から IEPS2 で番号づけし、その番号を変数 IE,IE2 で参照する。まず IE=1 のとき、IE2 を 1 から IEPS2 までループで回し、

$$W = \exp \left[- \left\{ \frac{\varepsilon_2(\text{IE}) - \varepsilon_2(\text{IE2})}{0.05} \right\}^2 \right] \quad (5.12)$$

$$S_0 = S_0 + W \quad (5.13)$$

$$S_1 = S_1 + W * E(\text{IE2}) \quad (5.14)$$

という操作を繰り返す。そして、ループ終了時の、 S_0, S_1 をもちいて、

$$\tilde{E}(\text{IE}) = \frac{S_1}{S_0} \quad (5.15)$$

として、IE=1 での平滑化したエネルギーを求める。このように、1 から IE2 まで IE をループで回し、平滑化したエネルギー曲線を算出する。

次に、各極小解が、明確に偏長ないし扁平と分類できる状態に対応するか、あるいは、両変形を混合した状態に対応するかの判定方法について考える。

我々のとった方法では、まず、平滑化したポテンシャル・エネルギー曲線を用いて、その曲線の個々の谷に対応させて変形 ε_2 の範囲を区間に分割する。即ち、平滑化したポテンシャル・エネルギー曲線の極大値を求め、隣接する極大点の間を、一つの谷に対応する ε_2 の区間と定義するのである。

そして、各々の谷に対応する区間が十分扁平側に偏っているとき (具体的には谷の右端で $\varepsilon_2 < 0.1$ のとき²⁾、その谷での最小エネルギーの解は偏長形状の混合が少なく扁平形状の状態として分類してよいと判定する。

逆に、各々の谷を表す区間が十分扁平側に偏っているときは (具体的には谷の左端で $\varepsilon_2 > -0.1$ のとき)、その谷での最小エネルギーの解は偏平形状の混合が少なく扁平形状の状態として分類してよいと判定するのである。

なお、平滑化したエネルギー曲線は、谷と谷とを隔てる極大値を求めるためにのみ使用し、各々の谷に対応する区間での最小点は元のエネルギー曲線を用いて求めることに注意されたい。即ち、平滑化によって答のエネルギー値を変えてしまうわけではないのである。

さらに、上記の判定基準に加えて、各区間での最小エネルギー解の変形度 ε_2 の値が正しく扁平、偏長になっていることを保証するために、偏平解の条件として、その谷に対応する区間の最小点で $\varepsilon_2 < -0.05$ 、偏長解の条件として、その谷に対応する区間の最小点で $\varepsilon_2 > 0.05$ であることを要請することにする。

下記は、区間分割および各区間での最低点を求めるためのプログラムの部分である。

```

C+++++
C
C SMOOTH ENERGY CURVE での各最高点を求め、それらの中にある
C 各最低点での EPSILON2 を、ENERGY CURVE におけるそれとし、
C ENERGY を求める。
C
C+++++
      IE2_0=1
      I_MIN=0

      DO 3030 IE=2,IEPS2-1

C SMOOTH ENERGY CURVE での各最高点を求める

      IF (((BETOT2(IE-1).LT.BETOT2(IE)).AND.
&          (BETOT2(IE+1).LT.BETOT2(IE))      ).OR.
&          (IE.EQ.(IEPS2-1))                  ) THEN

C 平滑化後のカーブの隣接 2 最高点の間の 平滑化前のカーブの最低点を求める
      T=BETOT(IE2_0)+1.0D30
      IE2M=-1
      IF(IE.EQ.(IEPS2-1)) THEN
        IE2END=IEPS2
      ELSE
        IE2END=IE
      END IF
      DO 3040 IE2=IE2_0,IE2END
        IF (BETOT(IE2).LT.T) THEN

```

²⁾ $\varepsilon_2 < -0.1$ の誤植ではない。

```

          T=BETOT(IE2)
          IE2M=IE2
          END IF
3040    CONTINUE
          IF(IE2M.EQ.-1) STOP 'P.E. 1'

          IF((IE2M.GT.1).AND.(IE2M.LT.IEPS2)) THEN
            I_MIN=I_MIN+1
            BETOTM(I_MIN) =BETOT(IE2M)
            BEPS2M(I_MIN) =BEPS2(IE2M)
            BEPS2P(I_MIN-1)=BEPS2(IE2_0)
            BEPS2P(I_MIN) =BEPS2(IE2END)
          END IF

          IE2_0=IE

          END IF

3030 CONTINUE
C
      WRITE(6,*) 'NUMBER OF MINIMA = ',I_MIN
      WRITE(6,'(11F7.3)') (BEPS2M(I9),I9=1,I_MIN)
      WRITE(6,'(11F7.3)') (BETOTM(I9),I9=1,I_MIN)
      WRITE(6,'(12(F7.3:))') (BEPS2P(I9),I9=0,I_MIN)
C
      OPEN(31,FILE='minima.g',STATUS='UNKNOWN')
      DO 3031 I=1,I_MIN
3031  WRITE(31,'(F8.3,F12.4)') BEPS2M(I),BETOTM(I)
      CLOSE(31)
C+++++

```

Program 2 ポテンシャルエネルギー曲線の区間分割

上記のプログラムでは、5.2.1節で導いた、平滑化したエネルギー曲線を谷の区間で分けるため、このカーブでの各極大点を求めている。これは、5.2.1節で番号づけした IE でのエネルギーにおいて、両隣の点とのエネルギーの大きさを比べ、これをループで回すことにより求めている。

次に、平滑化したエネルギー曲線の隣接 2 極大点の間の、ポテンシャルエネルギー曲線の最低点を求めている。

下記のプログラムの部分では、各々の谷に対応する ε_2 の区間の範囲と区間の最小点の位置を見て、それぞれの解が、扁平ないし偏長と分類できるかどうかを判定している。

```

C+++++
C
C OBLATE 解である条件
C EPSILON2<-0.05
C  かつ 谷の右はしの  $\varepsilon_2 < 0.1$ 
C
C PROLATE 解である条件
C 0.05<EPSILON2
C  かつ 谷の左はしの  $\varepsilon_2 > -0.1$ 
C
C+++++
      I_OB_M=-1
      IPRO_M=-1
      T_OB=1.0D+30
      T_PRO=1.0D+30
      N_PRO=0
      N_OB=0
      DO 3050 K=1,I_MIN
        IF ( (BEPS2M(K).LT.-0.05D0).AND.
&          (BEPS2P(K).LT. 0.10D0) ) THEN
          N_OB=N_OB+1
          IF (BETOTM(K).LT.T_OB) THEN
            T_OB=BETOTM(K)
            I_OB_M=K
          END IF
        ELSE IF ( (BEPS2M(K) .GT. 0.05D0).AND.
&               (BEPS2P(K-1).GT. -0.10D0) ) THEN
          N_PRO=N_PRO+1
          IF (BETOTM(K).LT.T_PRO) THEN
            T_PRO=BETOTM(K)
            IPRO_M=K
          END IF
        END IF
      3050 CONTINUE
      IF (I_OB_M.NE.-1)
& WRITE(6,'(A,F8.3,2F7.3,I2)') 'oblate'
& ,BETOTM(I_OB_M),BEPS2M(I_OB_M),BEPS4(I_OB_M),N_OB
      IF (IPRO_M.NE.-1)
& WRITE(6,'(A,F8.3,2F7.3,I2)') 'prolate'
& ,BETOTM(IPRO_M),BEPS2M(IPRO_M),BEPS4(IPRO_M),N_PRO
      IF ((I_OB_M.NE.-1).AND.(IPRO_M.NE.-1).AND.(NKINK.EQ.0)) THEN
        WRITE(20,'(2I4,F7.3,2(F8.3,2F7.3,I2))')
& IN,IZ,BETOTM(I_OB_M)-BETOTM(IPRO_M)
& ,BETOTM(IPRO_M),BEPS2M(IPRO_M),BEPS4(IPRO_M),N_PRO
& ,BETOTM(I_OB_M),BEPS2M(I_OB_M),BEPS4(I_OB_M),N_OB
      END IF
C+++++

```

Program 3 Oblate 解と Prolatr 解の条件

5.4 偏長変形優勢の様子

5.1 節で述べた N, Z の範囲の核すべてについて、ポテンシャルエネルギー曲線を計算し、偏長解と偏平解の両方を持つと分かった核だけを対象として、縦軸を ΔE_{op} 、横軸を中性子数でプロットして、偏長変形と偏平変形のエネルギー差の傾向を見てみよう。

図 5.4 は、標準の Nilsson ポテンシャル (減衰因子、 $f_{ls} = f_{lu} = 1$) を用いて計算したものである。5.2 節から、 $\Delta E_{op} > 0$ の核は偏長核、 $\Delta E_{op} < 0$ の核は偏平核になる。また、 $|\Delta E_{op}|$ が増加すれば変形が安定になっていく。図 5.4 から標準の Nilsson ポテンシャルの場合、偏長核が 807 核、偏平核が 134 核となり、多くの核が偏長変形していることが分かる。また、 ΔE_{op} の大きい核が多く含まれていることも分かる。

次に図 5.5 は、減衰因子を $f_{ls} = 1, f_{lu} = 0.5$ として計算し、プロットしたものである。偏長核が 545 核、偏平核が 220 核となっており、この場合でも多くの核が偏長変形していることが分かる。しかし、図 5.4 よりも偏長核数は減っており、また多くの核の ΔE_{op} が小さくなっていることも分かる。

図 5.4 と図 5.5 の比較から、偏長核の割合は、ポテンシャルにより強く影響されることが分かる。

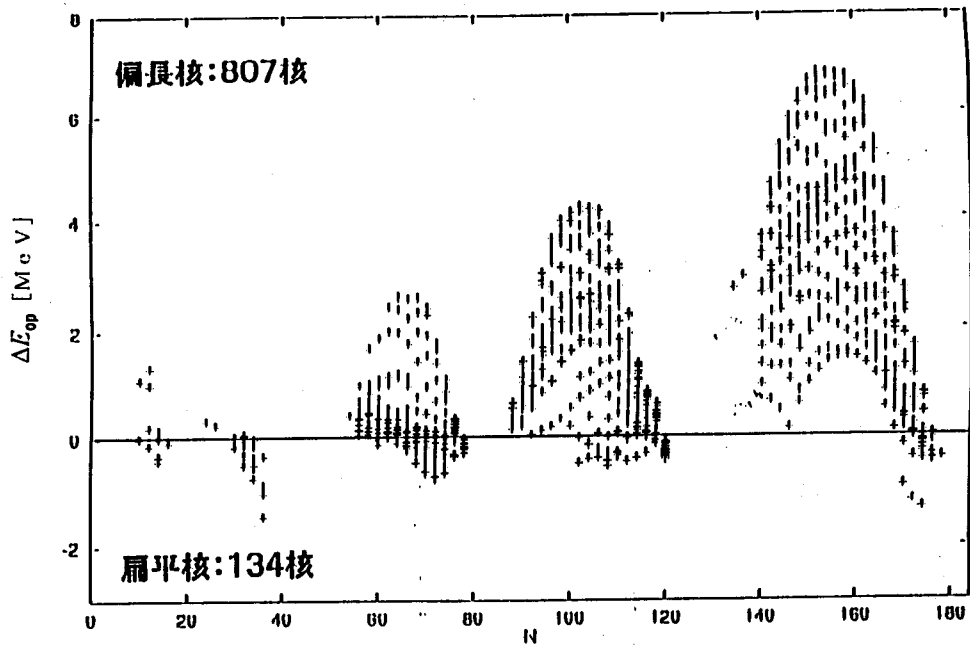


図 5.4: $f_{ls} = f_u = 1$ としたとき、それぞれの核の ΔE_{op}

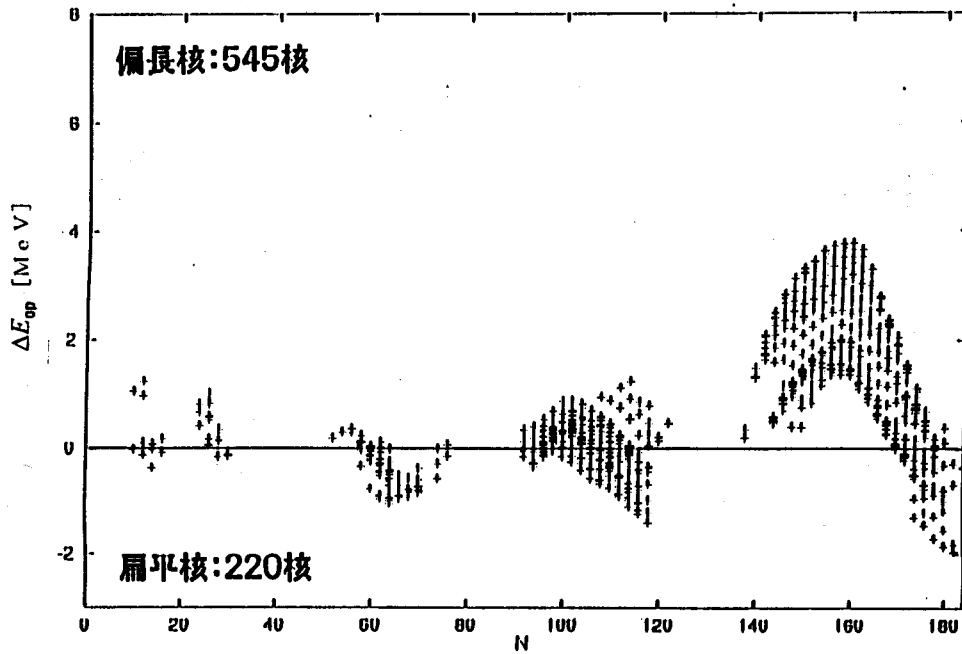


図 5.5: $f_{ls} = 1, f_u = 0.5$ としたとき、それぞれの核の ΔE_{op}

5.5 l^2 ポテンシャルと $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャルの効果

5.3 節から、偏長核の割合は、ポテンシャルにより強く影響されることが分かった。それでは、

$$-1 \leq f_{ls} \leq 1 \quad (5.16)$$

$$-1 \leq f_u \leq 1 \quad (5.17)$$

の範囲内で f_{ls}, f_u を変化させると、偏長核の割合はどう変わるかを調べよう。偏長解と偏平解の両方を持つと分かった核だけを対象として、偏長核の割合、即ち偏長解の方がエネルギーの低い核の割合を求める。

$$R_p = \frac{\text{偏長核数}}{\text{偏長核数} + \text{偏平核数}} \quad (5.18)$$

図 5.6 は、 f_u と f_{ls} の関数としての R_p のふるまいを立体的に表したものである。この図から、 l^2 ポテンシャルと $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャルの効果を検討すると、 $0 \leq f_u \leq 1$ のとき、

$$f_{ls} = \begin{cases} 0, \pm 1 & \text{のとき } R_p \text{ 増大効果は、強め合う。} \\ \pm 0.5 & \text{のとき } R_p \text{ 増大効果は、弱め合う。} \end{cases} \quad (5.19)$$

となることが分かり、 $-1 \leq f_u \leq 0$ では、

$$f_{ls} = \begin{cases} 0, \pm 1 & \text{のとき } R_p \text{ 増大効果は、弱め合う。} \\ \pm 0.5 & \text{のとき } R_p \text{ 増大効果は、強め合う。} \end{cases} \quad (5.20)$$

ことが分かる。

また $f_u = 0$ のとき、 R_p はそれほど変化せず、 f_{ls} の効果は小さいことが分かる。

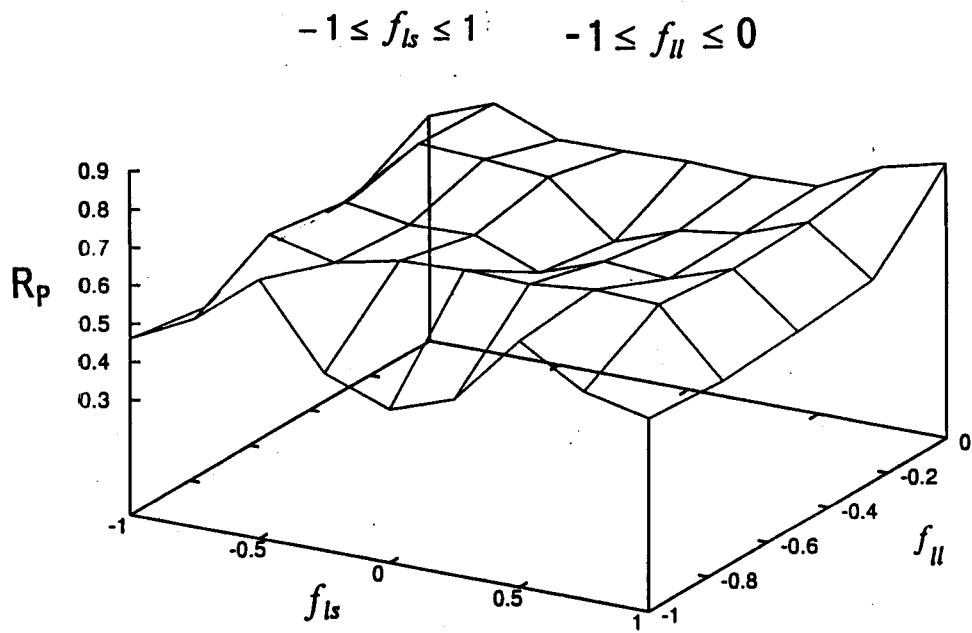
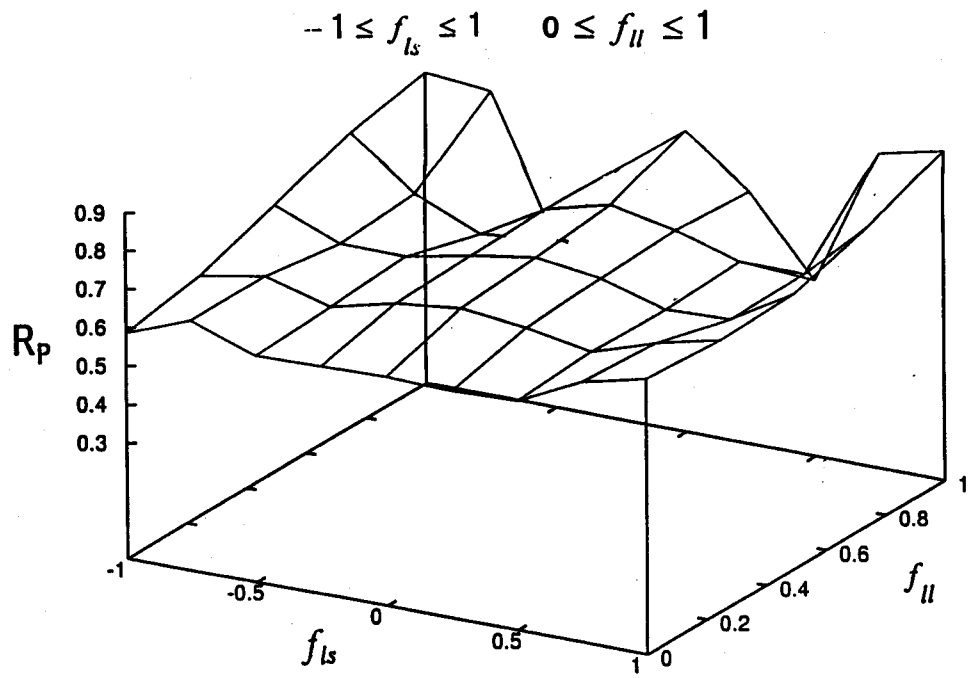


図 5.6: f_{ls}, f_{ll} を変化させたときの偏長核の割合

5.6 16重極偏形の効果

これまでは、16重極変形のポテンシャルを導入して計算していた。それでは、このポテンシャルを除いて、 f_{ls}, f_{ll} を5.4節と同様の範囲で偏長核の割合を表してみる。第3章で、16重極変形のポテンシャルを、

$$2\hbar\omega_0 r_t^2 \sqrt{\frac{4\pi}{9}} \varepsilon_4 Y_{40}(\hat{r})$$

と与えたが、 $\varepsilon_4 = 0$ として、このポテンシャル効果を除くことにする。

図5.7は、16重極変形のポテンシャルを除いたときの f_{ls}, f_{ll} を変化させた偏長核の割合を表している。

この図から、16重極変形のポテンシャルを除いても起伏の様子は図と5.6同様になるが、全対的に5%前後偏長核の割合が下がっていることが分かる。

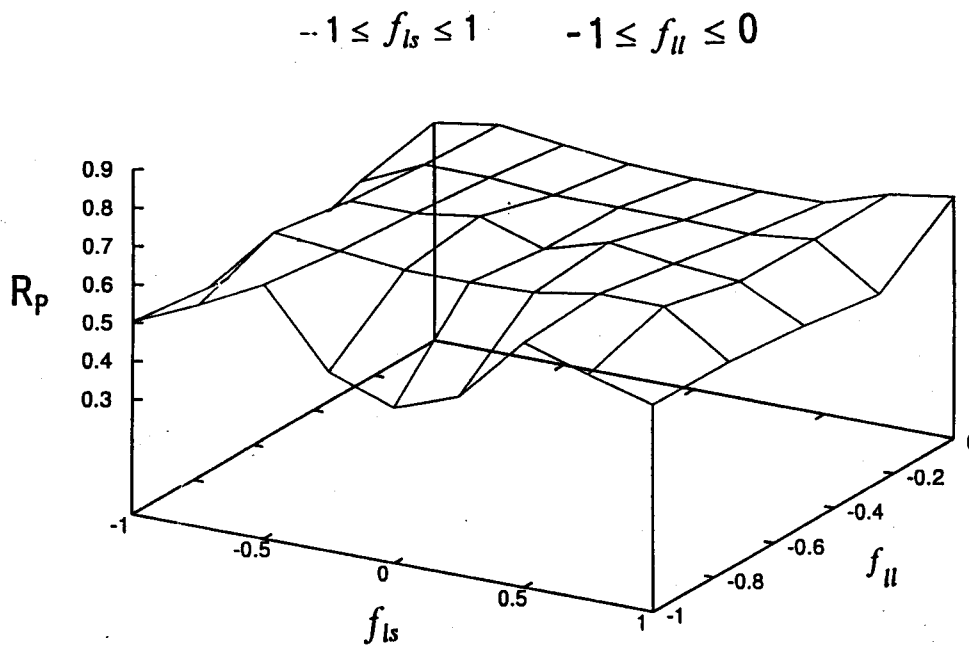
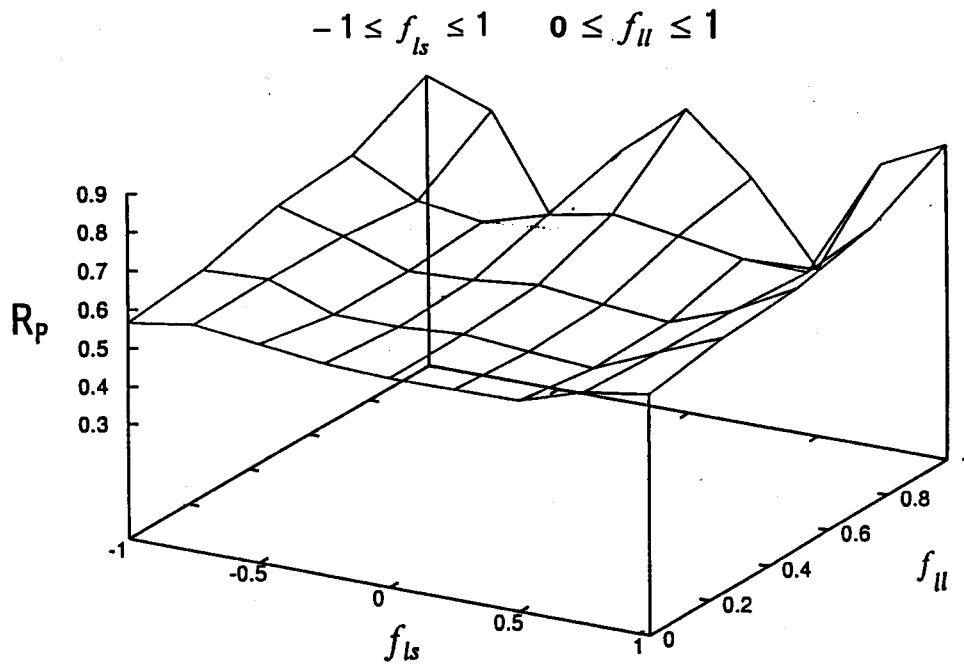


図 5.7: 16 重極変形のポテンシャルを除いた場合の、 f_{ls}, f_{ll} を変化させたときの偏長核の割合

第 6 章

結論

本研究では、原子核が偏長変形する傾向の原因として、 l^2 ポテンシャル、 $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャル、16重極変形の効果がどのように影響を及ぼしているかについて研究した。

l^2 ポテンシャル、 $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャルの効果は、導入した減衰因子、 f_u, f_{l_s} を変化させることにより影響を調べた。 $f_u = f_{l_s} = 0$ のとき(l^2 項、 $\vec{l} \cdot \vec{s}$ 項共に存在しないとき)は、存在しうる約1800種の偶々核中の偏長核の割合 R_p は59%だが、 $f_u = f_{l_s} = 1$ のとき($l^2, \vec{l} \cdot \vec{s}$ 共に標準強度のとき)は偏長核の割合は86%になる。 $f_{l_s} = -1, 0, 1$ のとき、 l^2 ポテンシャル、 $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ポテンシャルの R_p 増大効果は強め合い、 $f_{l_s} = -0.5, 0.5$ のときは弱め合うことが分かった。また $f_u = 0$ のときは、 f_{l_s} の効果は小さい。

また、16重極変形の効果は、 R_p を5%前後変化させる程度である。

(今後の課題)

これらの要因が、どのようにして Oblate-Prolate のエネルギー差に結び付くのかの仕組みを、1粒子準位の変化から調べるのが、今後の課題である。また、対相関の効果については現在研究中である。

謝辞

本論文の作成に当たり、御指導を頂いた田嶋直樹先生、鈴木敏男先生、林明久先生、長谷川健二先生、高木丈夫先生に厚く御礼申し上げます。特に田嶋先生、鈴木先生、林先生には最初から最後まで懇切丁寧な御指導を賜わり感謝の念に堪えません。また、大学院の諸先輩方にもいろいろな助言を頂き、有難うございました。

また、本研究で用いた Nilsson-Strutinsky 法のプログラムは、九州大学理学部物理学科の清水良文先生の開発されたものであり、本研究での使用を承諾して頂いたことに感謝します。

最後になりましたが、応用物理学科の諸先生方に対しましても、日頃の御指導に感謝し、謝辞の言葉と致します。

2000年2月

鈴木 紀史

参考文献

- [1] 有馬朗人、原子と原子核 (朝倉書店, 東京, 1982).
- [2] 市村宗武, 坂田文彦, 松柳研一、原子核の理論 (岩波書店, 東京, 1993).
- [3] 高木修二 他、岩波講座 現代物理学の基礎 (第2版)9 卷 (岩波書店, 東京, 1993).
- [4] 野上茂吉郎, 原子核 (裳華房, 東京, 1973).
- [5] T. Bengtsson, I. Ragnarsson and S. Åberg, "The Caranked Nilsson Model", in "Computational Nuclear Physics 1", ed. K. Langanke, J.A. Maruhn and S.E. Koonin, (Springer-Verlag, Berlin, 1991) 51.
- [6] Hans Frisk, "Shell Structure in Terms of Periodic Orbits", Nuclear Physics, **A511** (1990) 309-323.
- [7] H. Frisk and T. Guhr, "Spin-Orbit Coupling in Semiclassical Approximation" Annals of Physics (New York) **221** (1993) 229.
- [8] N. Tajima, S. Takahara and N. Onishi, "Extensive Hartree-Fock+BCS Calculation with Skyrme SIII Force", Nuclear Physics **A603** (1996) 23.